



**HAL**  
open science

# Amélioration d'une méthode de frontières immergées pour la simulation d'écoulements turbulents autour de géométries complexes

Benjamin Constant

► **To cite this version:**

Benjamin Constant. Amélioration d'une méthode de frontières immergées pour la simulation d'écoulements turbulents autour de géométries complexes. Analyse numérique [math.NA]. Université de Bordeaux, 2023. Français. NNT : 2023BORD0065 . tel-04146884

**HAL Id: tel-04146884**

**<https://theses.hal.science/tel-04146884>**

Submitted on 30 Jun 2023

**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 PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE  
**DOCTEUR**  
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ECOLE DOCTORALE  
MATHÉMATIQUES ET INFORMATIQUE

SPÉCIALITÉ : MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES ET CALCUL SCIENTIFIQUE

Par **Benjamin CONSTANT**

Amélioration d'une méthode de frontières immergées pour la  
simulation d'écoulements turbulents autour de géométries  
complexes

Sous la direction de : **Héloïse BEAUGENDRE**  
Co-directrice : **Stéphanie PÉRON**

Soutenue le 20 mars 2023 devant le jury composé de :

Mme. Héloïse BEAUGENDRE	Maîtresse de Conférences	Bordeaux INP	Directrice
Mme. Stéphanie PÉRON	Ingénieure de Recherche	ONERA	Co-directrice
M. Julien FAVIER	Professeur des Universités	Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
M. Eric LAMBALLAIS	Professeur des Universités	Université de Poitiers	Rapporteur
M. Luc MIEUSSENS	Professeur des Universités	Bordeaux INP	Examinateur
M. Marc TERRACOL	Ingénieur de Recherche	ONERA	Examinateur
M. Michel VISONNEAU	Directeur de Recherche	CNRS	Président



# Remerciements

La science est une œuvre collective et cette thèse ne fait pas exception. En conséquence, je souhaite ici remercier celles et ceux qui ont permis l'existence de ces travaux, bien qu'il me soit malheureusement impossible d'être exhaustif et de mentionner toutes les personnes ayant compté au fil des années, ce dont je m'excuse par avance.

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrantes de thèse, Héroïse et Stéphanie, sans qui ce manuscrit n'existerait pas. Je n'aurais pas pu rêver d'une meilleure équipe de travail pour la thèse que je présente dans ces pages, ni espérer de meilleurs mentors, tant sur le plan humain que scientifique. Je suis aujourd'hui très fier de pouvoir accoler mon nom aux leurs. Avant d'être ma directrice de thèse, Héroïse a d'abord été ma directrice d'option en école d'ingénieur et a encadré bon nombre de mes projets entre 2016 et 2018. Je ne crois pas exagérer en disant qu'elle a été l'une des principales raisons pour lesquelles j'ai choisi de poursuivre dans le monde de la recherche. Malgré la distance, chacun de nos points mensuels a été l'occasion d'une prise de recul bienvenue et d'une motivation regonflée à bloc, grâce à ses critiques constructives et son optimisme contagieux. Pour sa part, Stéphanie m'a encadré à l'ONERA à partir de mars 2019 et m'a permis de rapidement gagner confiance en moi dès mes premiers mois de stage. C'est également elle qui m'a initié avec une grande pédagogie et beaucoup de patience au métier d'ingénieur de recherche qui est désormais le mien. Pendant près de quatre ans, la porte de son bureau est constamment restée ouverte pour répondre à mes nombreuses questions ou écouter mes idées plus ou moins lumineuses, de même que mes épiphanies du week-end ou de la nuit. Sur un plan plus personnel, elle a été l'une des garantes de ma bonne santé mentale durant cette période, notamment pendant la crise Covid, et je lui suis profondément reconnaissant pour cela.

J'aimerais ensuite remercier l'ensemble des permanents de l'unité DEFI, passés et présents, qui ont grandement participé à ce que je me sente à ma place au sein du couloir E. Je souhaiterais particulièrement remercier Ivan et Thomas, dont l'expertise et les conseils m'ont permis d'explorer de nouvelles voies et pistes de réflexion au cours de mon étude, ainsi que de traiter avec davantage de rigueur mes cas d'application. J'aimerais aussi souligner l'aide active et continue de Christophe, qui a suivi de près et avec intérêt l'évolution de mes travaux. Je lui suis également redevable d'une bonne centaine de cafés gracieusement offerts, autour de nombreuses discussions passionnantes et passionnées.

Je tiens évidemment à remercier les *young bloods* de l'équipe, stagiaires, doctorants et jeunes embauchés, d'avoir activement contribué à faire de ces trois ans de thèse un moment aussi agréable, que ce soit l'ONERA ou ailleurs, une bière ou un café à la main. Je pense à Guillaume, Baptiste et Francesca, ayant successivement partagé avec moi le bureau A.4.E.10, large pièce à l'ambiance studieuse et *cozy*, munie d'un faux plafond, d'une magnifique moquette de couleur taupe et d'une vue imprenable, calme et apaisante sur les énormes ventilateurs du cluster de calcul intensif. À ce titre, je remercie tout particulièrement Francesca pour son soutien moral au cours des derniers mois, alors qu'elle assistait à l'écriture de ce manuscrit en direct du pupitre d'en face et des quelques mauvais moments à passer, parmi lesquels un certain chapitre dont je tairai le numéro. Je n'oublie pas non plus Antoine, qui a su me communiquer sa *wisdom* durant cette troisième et dernière année de thèse, tandis que quelques vraies bonnes idées et remises en question sont largement à mettre à son crédit. Je le remercie pour cela et pour nos débats socio-économiques érudits au bar le Commerce, restaurant thaï à Châtillon. Un chaleureux merci à mon collègue et ami Alexandre, fin connaisseur de tikZ et de matplotlib, avec qui j'ai pu longuement discuter figures et schémas au cours des mois écoulés. Notre compétition amicale m'a sans aucun doute permis de considérablement améliorer l'aspect global de ce manuscrit. Un grand merci enfin à Alexis, voisin du Sud-Ouest et frère chimère, dont l'humour et les conversations m'ont permis de moins appréhender cette fin de thèse. Vous êtes de belles personnes, tous autant que vous êtes.

Ces remerciements ne seraient pas complets sans mentionner mes meilleurs amis, Elsa et Lucas, qui m'accompagnent depuis le lycée et qui ont fait le déplacement à Paris pour me soutenir le jour de ma soutenance. Je me sens honoré de pouvoir compter sur des amis aussi chers et loue leur immense patience vis-à-vis de mon manque de disponibilité chronique depuis mon emménagement sur Paris et le début de cette aventure scientifique. Merci à eux deux de m'avoir permis de détourner mon esprit de mon sujet de thèse au cours de nos précieux week-ends à Bordeaux et Rennes.

Au cours de mes études, j'ai également pu compter sur des binômes et des équipes de travail de grande qualité, sans qui je ne serais pas tout à fait la personne ou le jeune chercheur que je suis. J'ai donc une pensée pour Maxime, qui m'a accompagné tout au long de nos deux ans de prépa, dans les pires comme dans les meilleurs moments. Je pense également à mes amis d'école d'ingénieur, la *team* FEM/PI/CHP composée de Marius, Odelin, Louis et Motte, dont nos discussions ont ponctué mes longues journées d'écriture et à qui je souhaite le meilleur pour les années à venir.

Il est important pour moi de remercier ma famille, au premier rang desquels mes parents, pour m'avoir offert la possibilité d'entreprendre les études de mon choix sans devoir me consacrer à autre chose qu'à mon épanouissement personnel et mon travail universitaire. Je suis conscient que cette chance qui m'a été offerte n'est pas étrangère au bon déroulé de mes huit ans d'étude, bien au contraire. Je remercie également mon frère

et ma sœur, Maxime et Elisa, qui m'ont régulièrement offert un espace pour décompresser lorsque j'en ressentais le besoin, que ce soit à distance ou lors de nos réunions de famille à Soustons.

En conclusion de ce préambule, il me tient à cœur d'exprimer ma profonde gratitude envers celle qui partage ma vie parisienne depuis quatre ans, Naomi. Depuis notre rencontre en 2017, elle a été l'élément moteur de mes décisions les plus fortes, me conduisant à quitter mon Sud-Ouest natal pour entreprendre une thèse après mes études d'ingénieur. Elle a continuellement cru en moi et a été mon principal soutien durant ces trois ans de thèse, même dans les moments de doute. Son aide constante a été d'une importance capitale au cours de ces longs mois de rédaction, où chaque chapitre devenait un peu plus dur à écrire que le précédent. Elle a enfin supporté sans mal cette période durant laquelle il m'était difficile de me dédier à autre chose qu'à mon travail. Pour toutes ces raisons, ce manuscrit lui est dédié.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Description générale de la méthode de frontières immergées implémentée dans l'environnement Cassiopée/Fast</b>	<b>15</b>
2.1	Introduction . . . . .	16
2.2	Méthodes numériques . . . . .	17
2.2.1	Équations de Navier-Stokes moyennées . . . . .	17
2.2.2	Modèle de turbulence de Spalart-Allmaras . . . . .	19
2.2.3	Discrétisation spatiale . . . . .	20
2.2.3.1	Méthode des volumes finis . . . . .	20
2.2.3.2	Discrétisation du flux convectif . . . . .	22
2.2.3.3	Discrétisation du flux visqueux . . . . .	25
2.2.4	Intégration temporelle . . . . .	27
2.2.5	Conditions aux limites . . . . .	29
2.3	Méthode de frontières immergées sur maillage cartésien . . . . .	30
2.3.1	Principe général de l'approche IBM par forçage direct . . . . .	30
2.3.2	Génération automatique de grilles cartésiennes . . . . .	32
2.3.2.1	Création du maillage . . . . .	33
2.3.2.2	Extension des grilles . . . . .	36
2.3.2.3	Calcul de la distance à la paroi . . . . .	38
2.3.2.4	Opération de masquage . . . . .	39
2.3.3	Pré-traitement IBM . . . . .	40
2.3.3.1	Positionnement des points cibles . . . . .	40
2.3.3.2	Positionnement des points images . . . . .	42
2.3.3.3	Calcul des données d'interpolation . . . . .	45
2.3.4	Simulation IBM . . . . .	45
2.3.4.1	Description du <i>Workflow</i> IBM . . . . .	46
2.3.4.2	Conditions de frontières immergées . . . . .	49
2.3.5	Post-traitement IBM . . . . .	52
2.4	Conclusion . . . . .	54



<b>3</b>	<b>Positionnement adaptatif des points à forcer dans un contexte de frontières immergées</b>	<b>55</b>
3.1	Introduction . . . . .	56
3.2	Limites de la méthode actuelle . . . . .	57
3.3	Première approche : ajout d'une rangée supplémentaire de points IBM . . .	59
3.3.1	Principe général . . . . .	59
3.3.2	Implémentation . . . . .	61
3.3.3	Limites . . . . .	63
3.4	Seconde approche : positionnement des points IBM en fonction de critères physiques et géométriques . . . . .	65
3.4.1	Principe général . . . . .	65
3.4.2	Implémentation . . . . .	69
3.4.3	Avantages et limites . . . . .	71
3.4.4	Adaptation du front de modélisation . . . . .	73
3.5	Résumé des différentes approches IBM . . . . .	77
3.6	Validations . . . . .	78
3.6.1	Écoulement turbulent subsonique sur un cas de plaque plane . . . . .	79
3.6.1.1	Impact du positionnement des points IBM . . . . .	80
3.6.1.2	Impact de la résolution proche paroi . . . . .	83
3.6.2	Écoulement turbulent subsonique autour d'un profil NACA0012 . . . . .	85
3.6.2.1	Impact du positionnement des points IBM . . . . .	86
3.6.2.2	Impact de la résolution proche paroi . . . . .	90
3.6.2.3	Impact d'un changement de raffinement . . . . .	95
3.6.2.4	Impact de l'incidence . . . . .	97
3.6.3	Écoulement turbulent transsonique autour d'un profil NACA0012 . . . . .	107
3.7	Conclusion . . . . .	113
<b>4</b>	<b>Intégration des efforts aérodynamiques dans un contexte de frontières immergées</b>	<b>115</b>
4.1	Introduction . . . . .	116
4.2	Extraction de la pression pariétale en post-traitement . . . . .	118
4.2.1	Reconstruction à l'ordre 0 . . . . .	123
4.2.2	Reconstruction à l'ordre 1 . . . . .	124
4.2.3	Reconstruction à l'ordre 2 . . . . .	125
4.3	Intégration des efforts aérodynamiques . . . . .	127
4.3.1	Intégration champ proche . . . . .	128
4.3.2	Intégration champ lointain . . . . .	130
4.4	Validations . . . . .	131
4.4.1	Impact du positionnement des seconds points images . . . . .	135

4.4.2	Impact de l'ordre de reconstruction de la pression pariétale . . . . .	136
4.4.3	Impact du type d'intégration des efforts aérodynamiques . . . . .	144
4.5	Conclusion . . . . .	148
<b>5</b>	<b>Extension d'une loi de paroi analytique par la prise en compte des effets de gradients de pression extérieurs dans un contexte de frontières immergées</b>	<b>149</b>
5.1	Introduction . . . . .	150
5.2	Limites des lois de paroi analytiques actuelles . . . . .	151
5.3	Extension d'un modèle de paroi TBLE . . . . .	154
5.3.1	Introduction aux modèles TBLE . . . . .	154
5.3.2	Implémentation d'un modèle TBLE à l'équilibre . . . . .	158
5.3.3	Implémentation d'un modèle TBLE complet . . . . .	166
5.4	Extension d'un modèle de paroi analytique . . . . .	169
5.4.1	Introduction aux modèles analytiques hors équilibre . . . . .	170
5.4.2	Implémentation du modèle de Musker . . . . .	173
5.4.3	Implémentation du modèle d'Afzal . . . . .	175
5.4.4	Limites . . . . .	177
5.4.5	Extension . . . . .	180
5.5	Validations . . . . .	184
5.5.1	Écoulement turbulent autour d'une bosse en canal . . . . .	184
5.5.2	Écoulement turbulent subsonique autour d'un profil NACA0012 . . . . .	194
5.6	Conclusion . . . . .	201
<b>6</b>	<b>Applications</b>	<b>203</b>
6.1	Introduction . . . . .	204
6.2	Application sur une géométrie d'aérostat . . . . .	205
6.2.1	Description du cas ellipsoïde 3.5:1 . . . . .	205
6.2.2	Génération des maillages cartésiens . . . . .	207
6.2.3	Résultats . . . . .	209
6.3	Application sur une géométrie d'avion en configuration <i>high-lift</i> . . . . .	223
6.3.1	Étude bidimensionnelle autour d'un profil 2DMEA . . . . .	224
6.3.2	Description du cas NASA CRM-HL . . . . .	239
6.3.3	Génération du maillage cartésien . . . . .	240
6.3.4	Résultats . . . . .	245
6.4	Conclusion . . . . .	266
<b>7</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>267</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>271</b>



# Chapitre 1

## Introduction générale

### Contexte de la thèse

Au cours des deux dernières décennies, la mécanique des fluides numériques (MFN), ou *Computational Fluid Dynamics* (CFD), a connu un essor spectaculaire auprès de l'industrie aérospatiale, en permettant l'étude de configurations de plus en plus ambitieuses. La résolution des équations RANS sur des maillages conformes aux obstacles reste à ce jour l'approche la plus répandue pour simuler efficacement les écoulements turbulents compressibles, en raison de nombreuses améliorations apportées aux solveurs en termes de robustesse et de précision, et de temps de calcul réduit [35, 84, 79].

Aujourd'hui, les configurations industrielles intègrent une grande variété de détails géométriques complexes, tels que les trains d'atterrissage d'avion [129] ou les têtes rotor d'hélicoptère [121], afin d'évaluer leur influence sur les performances globales de l'appareil. Pour cette raison, l'étape de génération de maillage est devenue la principale contrainte liée au processus de simulation [135], en requérant l'intervention manuelle d'un expert pour plusieurs semaines, voire plusieurs mois pour certains maillages structurés, contre des temps de calcul de l'ordre de la journée pour des simulations de type RANS. Cette problématique est d'autant plus accentuée lors des phases d'avant-projet, au cours desquelles différentes itérations d'un même modèle doivent être testées et validées, nécessitant autant de modifications coûteuses liées au maillage.

Ainsi, de nombreuses alternatives ont été proposées à travers la littérature pour faciliter l'étape de génération de maillages adaptés aux frontières des corps. Parmi les plus connues, les méthodes Chimère permettent de mailler séparément les différents éléments d'une géométrie donnée, à l'aide d'un ensemble de grilles structurées se superposant les unes aux autres. Ces méthodes se montrent particulièrement utiles pour étudier les phénomènes de déformation locale ou faciliter la prise en compte de corps en mouvement relatif [115]. Néanmoins, l'assemblage Chimère peut également s'avérer complexe en présence de détails géométriques fins, à l'image d'un cas de turbomachine [149].

À l'inverse, les approches non structurées proposent une génération automatique des grilles de calcul, finalement composées d'une variété de cellules polyédriques quelconques

(tétraédriques, prismatiques, hexaédriques, etc.). L'ensemble des connectivités doit alors être stocké au cours du calcul, ce qui réduit en partie l'efficacité de ces approches par rapport aux approches structurées classiques. Pour contrebalancer cet inconvénient, celles-ci peuvent être combinées avec une méthode d'ordre élevé, comme les méthodes Galerkin discontinues [107, 20], permettant également d'offrir le travail d'adaptation de maillage nécessaire au voisinage de la couche limite turbulente ou en présence de chocs.

Une autre solution consiste à s'orienter vers une approche cartésienne, afin d'observer une génération automatique et rapide des maillages, indépendamment de la complexité de la géométrie considérée [116]. Ce type d'approche offre par ailleurs une forte adaptabilité, ainsi que des gains importants en termes de mémoire et de coût CPU, grâce à l'utilisation de solveurs dédiés [16]. Cependant, au contraire des approches adaptées précédentes, les grilles cartésiennes n'apparaissent pas conformes aux obstacles. La prise en compte de ces derniers doit donc s'effectuer autrement que par le maillage, à l'aide, par exemple, d'une méthode de frontières immergées (*Immersed Boundary Methods* - IBM).

Ce concept innovant a été introduit par Peskin en 1972 [112], dans le but d'étudier les interactions fluide-structure dans le cœur, tandis qu'un maillage cartésien était utilisé pour simuler le flux sanguin. Selon Mittal et Iaccarino [104], les méthodes de frontières immergées peuvent être regroupées en deux catégories principales : les approches par forçage continu [112] et les approches par forçage discret [105]. Les premières consistent à introduire un terme de forçage au sein des équations, symbolisant l'échange de quantité de mouvement entre le fluide et le solide à travers une relation basée sur la théorie de l'élasticité. Ces approches sont particulièrement adaptées aux écoulements impliquant des frontières élastiques, mais présentent quelques difficultés au voisinage de corps rigides [29]. Pour contourner ces limitations, certains auteurs ont envisagé l'intégration d'oscillateurs artificiels dans leurs formulations lagrangiennes [87], bien que cela puisse entraîner des manques de stabilité et de précision dans la limite rigide, alors que le problème devient raide. Il existe également d'autres solutions, comme les méthodes de pénalisation [19], qui s'inspirent alors de la modélisation des milieux poreux, en introduisant un terme de forçage similaire à celui intervenant dans les équations de Navier-Stokes/Brinkman [33].

Les approches par forçage discret, mieux adaptées à la simulation d'écoulements d'air autour de corps rigides, peuvent également se scinder en deux sous-catégories, suivant une imposition indirecte [154, 153] ou directe [103] des conditions aux limites immergées. Les secondes comprennent notamment les approches *ghost-cells*, pour lesquelles la solution fluide est directement imposée au voisinage de l'obstacle, à l'aide de cellules fictives [63]. Ces approches peuvent être utilisées sur l'ensemble de la géométrie [108] ou bien de façon localisée [165]. Une approche similaire est la méthode *cut-cell*, qui consiste cette fois à découper les cellules traversant les obstacles pour former un maillage conforme [47]. Contrairement aux méthodes de frontières immergées, cette approche présente l'avantage d'être conservative, et s'est révélée efficace pour simuler les écoulements non visqueux

ou à faible nombre de Reynolds autour de géométries complexes [26]. Toutefois, l'étape de découpe peut entraîner l'apparition de cellules polyédriques mal formées, nécessitant quelques traitements géométriques supplémentaires, comme la fusion de certaines cellules entre elles, potentiellement difficiles à mettre en œuvre en trois dimensions [25].

Finalement, les méthodes de frontières immergées basées sur des grilles cartésiennes adaptatives permettent aujourd'hui de s'affranchir de la problématique de génération de maillages autour de géométries complexes, en fournissant un excellent niveau d'automatisation et d'efficacité de calcul [31, 27]. Ces approches sont par ailleurs polyvalentes et s'adaptent aussi bien aux solveurs Euler ou Navier-Stokes, qu'à ceux basés sur la méthode de Boltzmann sur réseau (*Lattice Boltzmann Methods* - LBM), ce qui explique leur popularité actuelle. Enfin, la prise en compte d'un modèle de paroi s'avère généralement essentielle pour la simulation d'écoulements à grand nombre de Reynolds, afin d'éviter un surcoût trop important lié au nombre de mailles cartésiennes nécessaires à la résolution de la couche limite turbulente par le maillage seul [36, 27, 157, 118].

### **Problématiques et objectifs de la thèse**

Depuis plusieurs années, l'ONERA développe ainsi sa propre méthode de frontières immergées pour la simulation numérique d'écoulements turbulents compressibles [118]. L'approche retenue consiste à forcer explicitement la solution fluide au centre des cellules positionnées à proximité de l'obstacle immergé, et repose sur une méthode de génération automatique et rapide de maillages cartésiens multi-blocs [116]. Cette méthode IBM a également fait l'objet de nombreuses améliorations visant à accroître sa robustesse et son efficacité, tant d'un point de vue géométrique que d'un point de vue solveur. À ce titre, différentes études de cas d'applications complexes ont pu être menées avec succès autour de géométries tridimensionnelles réalistes, à l'instar d'un cas d'inverseur de poussée [120], ou encore d'un cas de soufflerie complète, prenant en compte la maquette, le mât servant à la maintenir, ainsi que les parois de la veine [118].

Bien que de nombreux progrès aient été réalisés pour améliorer la capture des grandeurs pariétales dans un contexte de frontières immergées, notamment lors de l'utilisation d'un modèle de paroi pour la simulation d'écoulements à grand nombre de Reynolds, quelques limitations importantes persistent encore. Nous avons ainsi constaté l'apparition d'oscillations parasites au voisinage de la paroi, lesquelles semblent augmenter en intensité et en fréquence avec la résolution du maillage considérée dans cette région [119]. Ces dernières conduisent à une détérioration importante de la qualité de la solution proche paroi, rendant difficile l'analyse quantitative des phénomènes physiques intervenant au sein de la couche limite turbulente et compliquant fortement l'intégration précise de l'ensemble des efforts aérodynamiques agissant sur la paroi. Ces limites sont par ailleurs communes à d'autres méthodes de frontières immergées issues de la littérature, pour des contextes d'étude similaires à celui présenté ici [140, 34].

Ces travaux de thèse visent donc à renforcer la robustesse de la méthode de frontières immergées développée par Péron *et al.* [118], en identifiant la source de ces oscillations parasites et en proposant une solution globale pour les éliminer. *In fine*, cela permettra d'améliorer la capture des coefficients de frottement et de pression, entraînant une meilleure intégration champ-proche des efforts de traînée et de portance. Notre principal objectif consistera alors à démontrer que notre méthode IBM peut être une alternative viable aux approches structurées classiques, en particulier pour les géométries profilées.

Dans un second temps, nous nous concentrerons sur l'élargissement du domaine de validité de notre approche aux maillages cartésiens moins résolus ou aux écoulements plus complexes, en intégrant les effets de gradients de pression extérieurs au sein de nos hypothèses de modélisation. Nous chercherons par là à améliorer la précision de notre méthodologie actuelle, basée sur un modèle de paroi analytique et à l'équilibre, tout en maintenant la stabilité globale de l'ensemble.

Les développements s'effectueront au sein de l'environnement Cassiopée/Fast, regroupant un outil de pré-, co- et post-traitement pour la CFD et une suite de solveurs volumes finis optimisés pour le calcul intensif (*High Performance Computing* - HPC), tous deux développés à l'ONERA. On se limitera dans la suite à l'étude d'écoulements complètement turbulents et stationnaires, pour des nombres de Reynolds de l'ordre du million et pour des nombres de Mach caractéristiques des régimes subsoniques et transsoniques.

## Plan de la thèse

Ce manuscrit de thèse est divisé en sept chapitres. Au chapitre 1, nous avons profité de cette entrée en matière pour présenter le contexte d'étude de cette thèse, ainsi que les principaux objectifs qui y sont liés. Au chapitre 2, nous proposons une introduction des outils numériques nécessaires à la compréhension du reste de ces travaux, en mettant l'accent sur les spécificités de la méthode IBM implémentée dans Cassiopée. Le chapitre 3 constitue le cœur de cette thèse, dans lequel nous introduisons une méthode innovante visant à accroître la précision et la stabilité de notre approche, à travers le positionnement des points à forcer autour de l'obstacle immergé selon divers critères physiques et géométriques. Les chapitres suivants s'intéressent alors à l'extension de notre modèle de paroi. Au chapitre 4, nous commençons par interroger l'extraction de la solution de pression pariétale en post-traitement, ainsi que son impact sur l'intégration des efforts aérodynamiques. Au chapitre 5, nous analysons ensuite la possibilité d'une modification de notre loi de paroi à l'équilibre, à partir d'un état de l'art non exhaustif des différentes approches issues dans la littérature. Nos développements sont systématiquement validés tout au long de cette étude sur une série de cas tests académiques classiques, avant que le chapitre 6 n'étudie finalement la somme de nos améliorations sur deux cas d'applications tridimensionnels réalistes. Enfin, le chapitre 7 contient une synthèse de l'ensemble de nos travaux et conclusions, ainsi qu'une suggestion de perspectives futures.

# Chapitre 2

## Description générale de la méthode de frontières immergées implémentée dans l’environnement Cassiopée/Fast

### Contenu

---

2.1	Introduction . . . . .	16
2.2	Méthodes numériques . . . . .	17
2.2.1	Équations de Navier-Stokes moyennées . . . . .	17
2.2.2	Modèle de turbulence de Spalart-Allmaras . . . . .	19
2.2.3	Discrétisation spatiale . . . . .	20
2.2.4	Intégration temporelle . . . . .	27
2.2.5	Conditions aux limites . . . . .	29
2.3	Méthode de frontières immergées sur maillage cartésien . . . . .	30
2.3.1	Principe général de l’approche IBM par forçage direct . . . . .	30
2.3.2	Génération automatique de grilles cartésiennes . . . . .	32
2.3.3	Pré-traitement IBM . . . . .	40
2.3.4	Simulation IBM . . . . .	45
2.3.5	Post-traitement IBM . . . . .	52
2.4	Conclusion . . . . .	54

---



## 2.1 Introduction

L’objectif de ce chapitre est d’introduire certains éléments de l’environnement Cassiopée/Fast [3, 5], dédié à la simulation numérique d’écoulements turbulents compressibles, au sein duquel s’inscrivent les différents développements présentés dans ce manuscrit de thèse. Le *workflow* décrit ci-dessous est basé sur un jeu de modules indépendants, interopérables et accessibles à partir d’une interface Python, tandis que le standard CGNS/Python [13, 125] est adopté comme structure de données à travers l’ensemble de l’environnement, dans un souci de portabilité et de flexibilité, en cohérence avec les dernières recommandations suivies à travers la littérature spécialisée.

Dans un premier temps, nous étudierons l’approche numérique retenue pour la résolution des équations RANS compressibles à partir du solveur structuré issu de la suite logicielle Fast, développée en C et Fortran. En développement à l’ONERA depuis 2015, FastS (**F**ast **S**tructuré) est basé sur une approche volumes finis à l’ordre 2 pour des maillages structurés par bloc, pour lesquelles la solution est connue au centre des cellules. Une caractéristique majeure de ce solveur réside en sa capacité à résoudre efficacement diverses simulations instationnaires (URANS, ZDES, DDES ou LES), en permettant notamment la mise à jour de 10 millions de cellules par seconde sur un seul processeur Intel Broadwell. Ces performances sont rendues possibles par l’utilisation d’une parallélisation hybride MPI/OpenMP, couplée à différentes approches HPC innovantes, telles que des techniques d’optimisation d’accès mémoires (*cache blocking*) et de vectorisation (*vectorization*), toutes deux décrites par Alferez *et al.* [16]. FastS possède également un solveur cartésien dédié, 2.5 fois plus rapide que son pendant curviligne en termes de mémoire et de coût CPU, du fait d’une simplification des flux numériques et de l’absence de stockage des informations liées aux métriques du maillage. Son utilisation permet ainsi de contrebalancer un nombre de points important au sein de nos maillages cartésiens multi-blocs, de l’ordre du milliard pour les applications tridimensionnelles à visée industrielle.

Dans un second temps, nous présenterons la méthode de frontières immergées (*Immersed Boundary Method* - IBM), développée dans le module *Connector* de Cassiopée [23], laquelle se base sur une approche par forçage direct de la solution fluide au voisinage de l’obstacle. Nous détaillerons donc l’ensemble du processus IBM, depuis le pré-traitement automatique, jusqu’au post-traitement de la solution fluide, une fois celle-ci convergée vers un état stationnaire. Dans la mesure où ces travaux de thèse s’intéressent tout particulièrement au positionnement des points à forcer autour des géométries immergées, on prendra soin de détailler les algorithmes actuels, afin de faciliter la lecture des chapitres suivants. Enfin, nous discuterons de l’interaction entre notre approche IBM et le solveur FastS, vis-à-vis de la reconstruction de la solution proche de la paroi à l’aide d’une condition de type frontières immergées (*Immersed Boundary Condition* - IBC), avec ou sans la prise en compte d’un modèle de paroi.

## 2.2 Méthodes numériques

Dans cette première section, nous ne détaillerons que les aspects du solveur qui nous semblent pertinents au regard des travaux présentés dans ce manuscrit de thèse. Ainsi, pour un exposé plus exhaustif des différentes méthodes numériques implémentées dans FastS, en partie héritées des solveurs CFD FLU3M et FUNk, également développés à l'ONERA, le lecteur pourra se référer aux travaux de thèse de Mary [96], Larchevêque [89], Daude [52], Laurent [90], Alferez [15] et Jeanmasson [73].

### 2.2.1 Équations de Navier-Stokes moyennées

On commence par rappeler l'expression des équations RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) compressibles, en repère cartésien :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0 \\ \frac{\partial \rho u_1}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_1 u_j + \delta_{1j} p)}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{1j}}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \rho u_2}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_2 u_j + \delta_{2j} p)}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{2j}}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \rho u_3}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_3 u_j + \delta_{3j} p)}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{3j}}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial (\rho E + p) u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial q_j}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} = 0 \end{array} \right. \quad (2.1)$$

où l'on distingue la masse volumique  $\rho$ , le vecteur de vitesse  $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3)$ , la pression  $p$ , l'énergie totale  $E$ , le flux de chaleur  $\mathbf{q}$  et le tenseur des contraintes  $\overline{\boldsymbol{\tau}}$ . Le système 2.1 est obtenu à la suite de l'application d'une décomposition en moyenne de Favre sur les équations de Navier-Stokes, pour un fluide compressible et non pesant, afin de faire disparaître les effets de fluctuations instantanées. En pratique, cela revient à ne résoudre que la contribution moyenne de l'écoulement turbulent, tandis que l'ensemble du spectre d'énergie de la turbulence est modélisé. Un modèle de turbulence est finalement requis pour fermer le système 2.1, du fait de l'introduction de nouvelles inconnues, que sont le tenseur des contraintes turbulentes et le flux de chaleur turbulent.

Deux démonstrations permettant d'aboutir aux équations de Navier-Stokes, puis aux équations RANS, peuvent être trouvées en annexe de [90]. Pour notre part, nous avons volontairement choisi de simplifier l'expression précédente en supprimant les notations relatives aux quantités moyennées et fluctuantes, ainsi qu'en utilisant la convention de sommation d'Einstein sur les indices  $i$  et  $j$ . Dans la suite de cette partie, on se propose de détailler différentes grandeurs introduites dans l'expression du système 2.1.

Le tenseur des contraintes  $\overline{\boldsymbol{\tau}}$  s'exprime ici comme la somme du tenseur des contraintes visqueuses et du tenseur des contraintes turbulentes (ou contraintes de Reynolds). Sous l'hypothèse d'un fluide newtonien et à partir de l'approximation de Boussinesq, on lit :

$$\tau_{ij} = \underbrace{\mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)}_{\text{Contraintes visqueuses}} + \underbrace{\mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)}_{\text{Contraintes turbulentes}}, \quad (2.2)$$

en utilisant le symbole de Kronecker  $\delta_{ij}$ , ainsi que la convention de sommation d'Einstein sur l'indice  $k$ . L'expression 2.2 fait ainsi intervenir la viscosité dynamique du fluide  $\mu$  et la viscosité turbulente  $\mu_t$ , introduite avec l'approche RANS. Si la résolution de la seconde sera discutée dans la section suivante, relative au modèle de turbulence,  $\mu$  est simplement fonction de la température et est calculée à partir de la loi de Sutherland :

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1/2} \frac{1 + C/T_0}{1 + C/T}, \quad (2.3)$$

où l'on observe, pour l'air,  $T_0 = 273.16 \text{ K}$ ,  $\mu_0 = 1.711 \cdot 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$  et  $C = 110.4$ . De même que le tenseur des contraintes, le flux de chaleur se scinde désormais en une contribution laminaire et une contribution turbulente, tel que :

$$q_i = \underbrace{\left( -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)}_{\text{Flux de chaleur laminaire}} + \underbrace{\left( -\kappa_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)}_{\text{Flux de chaleur turbulent}}, \quad (2.4)$$

en considérant une conductivité thermique laminaire  $\kappa = (\mu C_p)/Pr$  et une conductivité thermique turbulente  $\kappa_t = (\mu C_p)/Pr_t$ . L'équation 2.4 peut finalement se simplifier vers :

$$q_i = -C_p \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (2.5)$$

avec  $Pr = 0.72$ ,  $Pr_t = 0.9$  et  $C_p$ , la capacité thermique à pression constante. Enfin, intervenant dans la dernière équation du système 2.1,  $E$  correspond à l'énergie totale du fluide, définie à partir de l'énergie interne  $e$  :

$$E = e + \frac{1}{2} u_i u_i, \quad (2.6)$$

en utilisant cette fois la convention de sommation d'Einstein sur l'indice  $i$ . En assimilant l'air à un gaz parfait, il nous est possible de considérer la relation 2.7 suivante, entre la pression, la masse volumique et la température :

$$p = \rho RT, \quad (2.7)$$

où  $R$  est la constante des gaz parfaits, égale à  $R = 287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour l'air. De fait, l'expression de l'énergie interne peut finalement se lire :

$$e = C_v T = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (2.8)$$

avec  $C_v$  la capacité thermique à volume constant et  $\gamma = C_p/C_v = 1.4$ .

## 2.2.2 Modèle de turbulence de Spalart-Allmaras

Le système 2.1 est fermé à l'aide du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras (SA) [136]. Ce modèle à une équation introduit une pseudo-viscosité *ad-hoc*,  $\tilde{\nu}$ , reliée à la viscosité turbulente par la relation suivante :

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1}. \quad (2.9)$$

Le modèle SA ici pris en compte correspond au modèle standard, tel qu'originellement introduit en 1992. On ne discutera donc pas des nombreuses variations du modèle SA coexistants dans la littérature (SA-RC [133], SA-neg [18], SA-LRe [137], etc.)

Malgré le développement de modèles de turbulence plus riches, à l'instar des modèles à deux équations, ce modèle simple et robuste continue d'être utilisé avec succès pour de nombreuses applications à visée aérospatiale, pour lesquelles il a été spécifiquement calibré. Celui-ci consiste en la résolution d'une équation de transport pour la pseudo-viscosité  $\tilde{\nu}$ , que nous proposons d'étudier dans une formulation adaptée aux écoulements compressibles, introduite par Deck [53] :

$$\frac{D(\rho \tilde{\nu})}{Dt} = \underbrace{c_{b1} (1 - f_{t2}) \tilde{S} \rho \tilde{\nu}}_{\text{Production}} - \underbrace{\left[ c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right] \rho \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2}_{\text{Destruction}} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \rho \tilde{\nu}}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}}, \quad (2.10)$$

où  $d$  correspond à la distance à la paroi. On rappelle également les définitions suivantes :

$$\text{Fonctions du modèle SA standard} \left\{ \begin{array}{l} f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad ; \quad f_{t2} = c_{t3} \exp(-c_{t4}\chi^2) \quad ; \quad \chi = \frac{\rho\tilde{\nu}}{\mu} \\ \tilde{S} = \Omega + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad ; \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{v1}} \\ f_w = g \left( \frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right)^{1/6} \quad ; \quad g = r + c_{w2} (r^6 - r) \quad ; \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \end{array} \right. \quad (2.11)$$

ainsi que les valeurs des différentes constantes du modèle SA :

$$\text{Constantes du modèle SA standard} \left\{ \begin{array}{l} c_{b1} = 0.1355 \quad ; \quad c_{b2} = 0.622 \quad ; \quad \sigma = 2/3 \quad ; \quad \kappa = 0.41 \\ c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1 + c_{b2})/\sigma \quad ; \quad c_{w1} = 0.3 \quad ; \quad c_{w2} = 2 \\ c_{v1} = 7.1 \quad ; \quad c_{t1} = 1 \quad ; \quad c_{t2} = 2 \quad ; \quad c_{t3} = 1.1 \quad ; \quad c_{t4} = 0.5 \end{array} \right. \quad (2.12)$$

## 2.2.3 Discrétisation spatiale

### 2.2.3.1 Méthode des volumes finis

Le système 2.1 peut être réécrit sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}) - \nabla \cdot \mathbf{F}_v(\mathbf{Q}) = 0, \quad (2.13)$$

où  $\mathbf{F}_c$  et  $\mathbf{F}_v$  représentent respectivement les flux convectifs et visqueux.  $\nabla$  désigne l'opérateur divergence usuel et  $\mathbf{Q}$  est le vecteur des variables conservatives. On note :

$$\mathbf{F}_{c_j}(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_1 u_j + p \\ \rho u_2 u_j + p \\ \rho u_3 u_j + p \\ (\rho E + p) u_j \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_{v_j}(\mathbf{Q}) = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{1j} \\ \tau_{2j} \\ \tau_{3j} \\ \tau_{ij} u_i - q_j \end{pmatrix}, \quad \text{avec } \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho E \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Notre méthode numérique est basée sur une discrétisation des équations de Navier-Stokes moyennées selon une méthode des volumes finis (*Finite Volume Method* - FVM). On se place tout d'abord au sein d'un domaine  $\Omega$ , sous-ensemble de  $\mathbb{R}^3$  et muni d'un

repère cartésien  $(O, \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ .

Soit désormais un maillage du domaine  $\Omega$ , composé d'un nombre fini de volumes élémentaires  $\Omega_k$  de frontières  $\Gamma_k$ . Dans la mesure où l'on ne s'intéresse ici qu'à des maillages cartésiens multi-blocs, chaque cellule  $\Omega_k$  représente en réalité une cellule cartésienne cubique à 6 faces  $\Gamma_{k,l}$ . En intégrant l'équation 2.13 sur une cellule  $\Omega_k$ , on lit :

$$\iiint_{\Omega_k} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \iiint_{\Omega_k} \nabla \cdot \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}) d\Omega - \iiint_{\Omega_k} \nabla \cdot \mathbf{F}_v(\mathbf{Q}) d\Omega = 0. \quad (2.15)$$

Suite à l'application du théorème de Green-Ostrogradski et en choisissant  $\mathbf{n}$  comme la normale unitaire sortante à  $\Gamma_k$ , l'équation 2.15 précédente devient :

$$\iiint_{\Omega_k} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \oint_{\Gamma_k} \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{n} d\Gamma - \oint_{\Gamma_k} \mathbf{F}_v(\mathbf{Q}) \cdot \mathbf{n} d\Gamma = 0. \quad (2.16)$$

L'approche volumes finis revient à considérer la solution fluide constante par cellule  $\Omega_k$ , de même que l'ensemble des flux convectifs et visqueux sur ses faces  $\Gamma_{k,l}$ . On note alors  $\mathbf{Q}_k$ , la valeur moyenne de  $\mathbf{Q}$  au centre d'un volume élémentaire  $\Omega_k$ , telle que :

$$\mathbf{Q}_k = \frac{1}{|\Omega_k|} \iiint_{\Omega_k} \mathbf{Q} d\Omega, \quad (2.17)$$

avec  $|\Omega_k|$ , le volume total de  $\Omega_k$ . Finalement, à partir des équations 2.16 et 2.17, on obtient la formulation semi-discrète des équations de Navier-Stokes moyennées pour un volume élémentaire  $\Omega_k$  :

$$\frac{\partial \mathbf{Q}_k}{\partial t} + \frac{1}{|\Omega_k|} \underbrace{\left( \sum_{l=1}^6 |\Gamma_{k,l}| \left[ \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}_k) \cdot \mathbf{n} \right]_{\Gamma_{k,l}} - \sum_{l=1}^6 |\Gamma_{k,l}| \left[ \mathbf{F}_v(\mathbf{Q}_k) \cdot \mathbf{n} \right]_{\Gamma_{k,l}} \right)}_{\text{Opérateur spatial des équations de Navier-Stokes - } \mathbf{F}(\mathbf{Q}_k)} = 0, \quad (2.18)$$

où  $|\Gamma_{k,l}|$  correspond à l'aire totale de la face  $\Gamma_{k,l}$ . Dans la suite, on s'intéresse à l'expression des flux numériques, en fonction des cellules adjacentes à  $\Omega_k$ . En particulier, nous considérerons deux schémas numériques pour la reconstruction du flux convectif. Le premier est un schéma hybride FVS (*Flux Vector Splitting*) dépourvu de capacité de capture de choc et peu dissipatif pour les écoulements à faibles nombres de Mach, tandis que le second est un schéma FDS (*Flux Difference Splitting*), principalement utilisé pour les écoulements transsoniques.

### 2.2.3.2 Discrétisation du flux convectif

#### Schéma AUSM+(P) réduit

Le premier schéma considéré dans cette section est un schéma de type AUSM (*Advection Upstream Splitting Method*), originellement développé par Liou et Steffen [92]. Leur approche consiste à proposer un schéma préservant la robustesse d'un schéma FVS, tout en approchant la précision d'un schéma FDS, ces derniers, basés sur une résolution d'un problème de Riemann approché, étant particulièrement difficile à mettre en œuvre.

Le schéma AUSM+(P), développé par Edwards et Liou [62], correspond quant à lui à une amélioration du schéma AUSM+ originel. Il vise à offrir un meilleur couplage entre la solution de vitesse et de pression, ainsi qu'une bonne précision du schéma numérique pour une large gamme de nombres de Mach.

Nous considérons pour notre part une version optimisée et simplifiée du schéma d'Edwards et Liou, notamment dépourvue de ses capacités de capture de choc et donc purement adaptée aux écoulements en régime subsonique quasi incompressible. Ce schéma est hérité des travaux de thèse de Mary [96], qui en propose une analyse complète.

Mary a également introduit sa propre variante du schéma AUSM+(P), bien que non étudiée dans la suite de ce manuscrit. Ce dernier schéma hybride centré/décentré, plus tard modifié par Laurent [90], permet quant à lui de piloter et de minimiser la dissipation numérique du schéma pour les applications instationnaires à l'aide d'un senseur, sans toutefois sacrifier la robustesse globale de l'approche.

Ces deux schémas, "AUSM+(P) réduit" et "AUSM+(P) senseur" ont tous deux été largement validés sur diverses applications instationnaires. Citons par exemples les travaux menés par Mary et Sagaut [97], Laurent *et al.* [91], ou encore Alferez *et al.* [17].

Finalement, pour une interface  $\Gamma_{k,l}$ , le schéma "AUSM+(P) réduit" propose une séparation du flux convectif en une contribution purement convective et un terme de pression :

$$\left[ \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}_k) \cdot \mathbf{n} \right]_{\Gamma_{k,l}} = \underbrace{u_l \left( \frac{\mathbf{U}_L + \mathbf{U}_R}{2} \right) - |u_{dis}| \left( \frac{\mathbf{U}_R - \mathbf{U}_L}{2} \right)}_{\text{Contribution convective}} + \mathbf{P}, \quad (2.19)$$

où les indices  $\cdot_L$  et  $\cdot_R$  désignent les états à gauche (*left*) et à droite (*right*) de l'interface. On note également :

$$\mathbf{P} = \left( \frac{p_L + p_R}{2} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ n1 \\ n2 \\ n3 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho E + p \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Le terme  $u_l$  correspond à la vitesse normale à l'interface  $\Gamma_{k,l}$  :

$$u_l = \mathbf{n} \cdot \left( \frac{\mathbf{u}_L + \mathbf{u}_R}{2} \right) - c_2 \left( \frac{p_L + p_R}{2} \right), \quad (2.21)$$

tandis que  $|u_{dis}|$  désigne un paramètre de dissipation numérique, homogène à une vitesse :

$$u_{dis} = \max(|u_l|, c_1). \quad (2.22)$$

Les valeurs optimales des constantes  $c_1$  et  $c_2$ , intervenant dans les équations 2.21 et 2.22, ont été définies dans les travaux de Mary [96]. Celles-ci ont été choisies de façon à minimiser la dissipation numérique du schéma, sans compromettre sa stabilité :

$$c_1 \approx 0.04 u_{ref} \quad ; \quad c_2 \approx \frac{0.04}{\rho_{ref} u_{ref}}, \quad (2.23)$$

où  $u_{ref}$  et  $\rho_{ref}$  représentent respectivement une vitesse et une masse volumique caractéristique de l'écoulement.

### Schéma de Roe

Le second schéma considéré ici est le schéma de Roe [123], qui propose de remplacer un problème de Riemann exact par un problème approché, à partir d'une linéarisation astucieuse de la matrice jacobienne des flux convectifs. On note  $\mathbf{A}_c$ , la matrice exacte :

$$\mathbf{A}_c(\mathbf{Q}) = \frac{\partial \mathbf{F}_c(\mathbf{Q})}{\partial \mathbf{Q}}, \quad (2.24)$$

et  $\tilde{\mathbf{A}}_c(\mathbf{Q}_L, \mathbf{Q}_R)$ , la matrice jacobienne linéarisée de Roe, évaluée à l'interface entre les états gauche et droit, et satisfaisant les propriétés suivantes :

1.  $\tilde{\mathbf{A}}_c(\mathbf{Q}_L, \mathbf{Q}_R)(\mathbf{Q}_R - \mathbf{Q}_L) = \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}_R) - \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}_L)$
2.  $\tilde{\mathbf{A}}_c(\mathbf{Q}, \mathbf{Q}) = \mathbf{A}_c(\mathbf{Q})$
3.  $\tilde{\mathbf{A}}_c$  doit être diagonalisable à valeurs propres réelles

On obtient ainsi l'expression suivante pour le flux convectif à l'interface  $\Gamma_{k,l}$  :

$$\left[ \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}_k) \cdot \mathbf{n} \right]_{\Gamma_{k,l}} = \left( \frac{\mathbf{F}_c(\mathbf{Q}_L) + \mathbf{F}_c(\mathbf{Q}_R)}{2} \right) - \tilde{\mathbf{A}}_c(\mathbf{Q}_L, \mathbf{Q}_R) \left( \frac{\mathbf{Q}_R - \mathbf{Q}_L}{2} \right). \quad (2.25)$$



Le schéma de Roe est également plus dissipatif que le schéma AUSM introduit au paragraphe précédent, notamment pour les simulations à faibles nombres de Mach [96]. En pratique, on se propose donc d'utiliser le schéma AUSM+(P) réduit lorsque le nombre de Mach satisfait la condition  $M_\infty < 0.2$ , le schéma de Roe dans les autres cas.

Dans la suite, on s'intéresse à deux interpolations MUSCL [151] pour la reconstruction des états à gauche et à droite de l'interface, afin que nos schémas numériques en espace soient d'ordre 2 au moins. En particulier, on fait le choix d'une interpolation MUSCL précise à l'ordre 3 pour les simulations ne présentant pas de choc. Dans le cas contraire, on prend en compte une interpolation MUSCL précise à l'ordre 2, cette fois couplée à un limiteur de pente minmod, afin de dégénérer l'ordre du schéma à 1 dans les zones présentant de forts gradients.

On considère donc les définitions suivantes pour l'interpolation des états gauche et droit d'une certaine quantité physique  $\phi$ , pour une interface  $\Gamma$  donnée d'indice  $i + \frac{1}{2}$ , munie d'une normale sortante  $\mathbf{n}$  dans la direction  $\mathbf{e}_i$  :

### Reconstruction MUSCL à l'ordre 3

$$\begin{cases} \phi_L = \phi_i + \left[ \frac{1}{3}(\phi_{i+1} - \phi_i) + \frac{1}{6}(\phi_i - \phi_{i-1}) \right] \\ \phi_R = \phi_{i+1} - \left[ \frac{1}{3}(\phi_{i+1} - \phi_i) + \frac{1}{6}(\phi_{i+2} - \phi_{i+1}) \right] \end{cases} \quad (2.26)$$

### Reconstruction MUSCL à l'ordre 2 avec limiteur de pente minmod

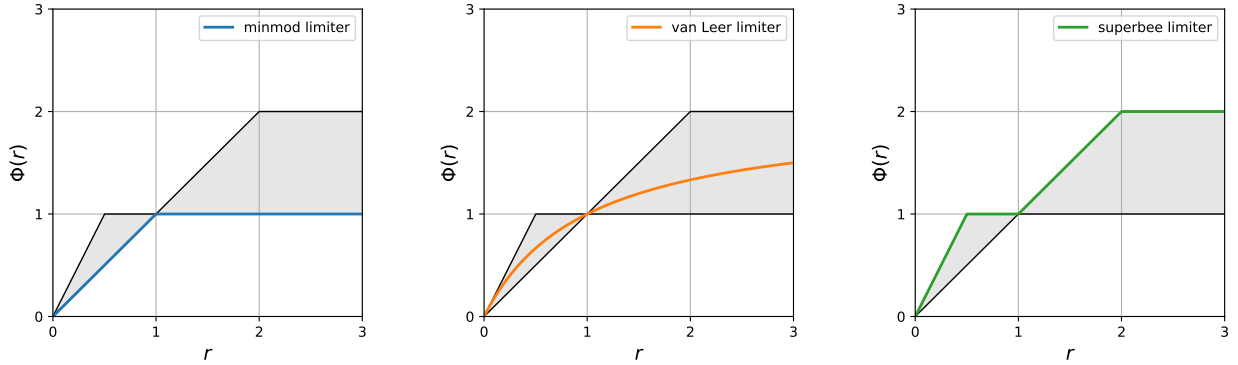
$$\begin{cases} \phi_L = \phi_i + \frac{1}{2} \Phi(r_L) (\phi_{i+1} - \phi_i) \\ \phi_R = \phi_{i+1} - \frac{1}{2} \Phi(r_R) (\phi_{i+2} - \phi_{i+1}) \end{cases} \quad (2.27)$$

où la fonction  $\Phi$  désigne le limiteur minmod, illustré en figure 2.1-(a) aux côtés des limiteurs van Leer 2.1-(b) et superbee 2.1-(c). Les quantités  $r_L$  et  $r_R$  sont respectivement les pentes mesurées à gauche et à droite de l'interface :

$$r_L = \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\phi_{i+1} - \phi_i} \quad ; \quad r_R = \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\phi_{i+2} - \phi_{i+1}}. \quad (2.28)$$

Notons que le limiteur de pente minmod est, à ce jour, le seul limiteur implémenté

dans FastS. Ce choix s'explique par le fait que, bien qu'il soit fortement dissipatif, il est également le plus robuste.



**FIGURE 2.1** – Définitions de quelques limiteurs de pente usuels pour une reconstruction MUSCL donnée. La zone grisée entre minmod et superbee correspond à la zone de Sweby [139], garantissant un schéma TVD du second ordre.

Finalement, le bilan des flux convectifs requiert une molécule de calcul (*stencil*) à 9 points en 2D et à 13 points en 3D, ce que nous illustrerons dans la suite.

### 2.2.3.3 Discrétisation du flux visqueux

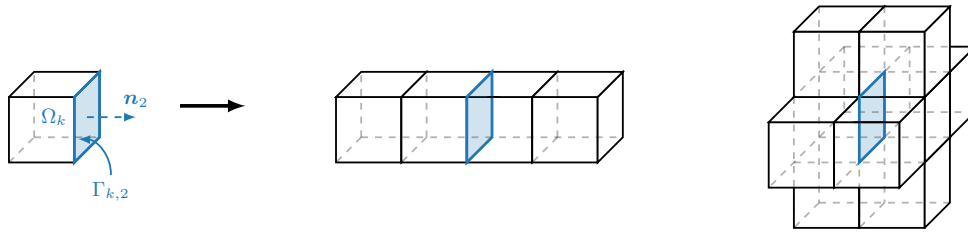
La discrétisation des flux visqueux s'effectue à l'aide d'un schéma VF centré d'ordre 2, sans préoccupation de robustesse du fait de la nature intrinsèquement dissipative de ces flux. L'utilisation d'un tel schéma nécessite donc la connaissance des gradients de vitesse et de température aux interfaces de chaque volume élémentaire, suivant les trois directions de l'espace. Pour ce faire, pour chaque interface  $\Gamma_{k,l}$  d'une cellule  $\Omega_k$  donnée, nous définissons un second volume de contrôle  $\Omega_c$ , décalé par rapport au maillage afin que son centre se confonde avec celui de  $\Gamma_{k,l}$ . Ceci permet d'évaluer directement les informations de gradients aux interfaces de façon robuste et précise, pour un *stencil* résolutif plus compact, malgré un coût plus important [145].

Ainsi, pour une quantité  $\phi$  dont on souhaite évaluer la dérivée dans la direction  $\mathbf{e}_i$ , au centre d'un volume de contrôle  $\Omega_c$  de frontière  $\Gamma_c$ , on note :

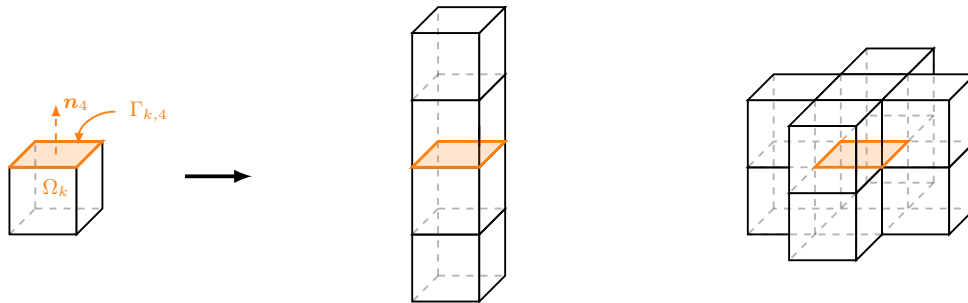
$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \phi}{\partial x_i} &\approx \frac{1}{|\Omega_c|} \int_{\Omega_c} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} d\Omega \\
 &= \frac{1}{|\Omega_c|} \oint_{\Gamma_c} \phi n_i d\Gamma \quad (\text{Green-Ostrogradski}) \\
 &= \frac{1}{|\Omega_c|} \sum_{l=1}^6 |\Gamma_{c,l}| [\phi_l n_i]_{\Gamma_{c,l}}
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

Ainsi, le bilan des flux visqueux s'effectue à l'aide d'un *stencil* à 9 points en 2D, contre un total de 19 cellules en 3D. Enfin, pour davantage d'informations concernant le positionnement de chaque volume de contrôle  $\Omega_c$ , le lecteur pourra de nouveau se référer aux travaux de thèse de Laurent [90].

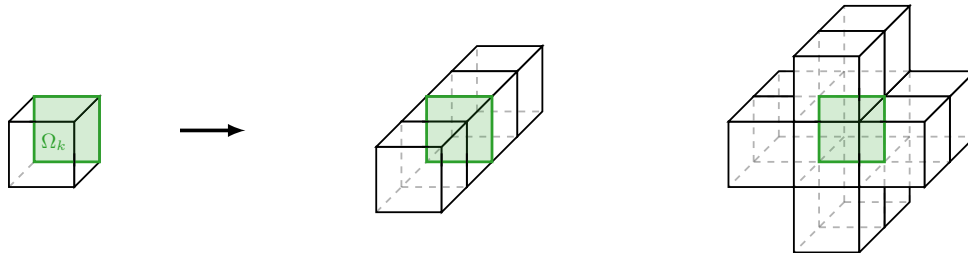
Avec les figures 2.2 à 2.4, on se propose de conclure cette section dédiée à la discrétisation de l'opérateur spatial des équations de Navier-Stokes ( $\mathbf{R}(\mathbf{Q}_k)$ , défini en équation 2.18), en illustrant les différentes molécules de calcul prises en compte pour l'évaluation des flux convectifs et visqueux au niveau des faces d'un volume élémentaire  $\Omega_k$ , dans les trois directions de l'espace  $\mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{e}_2$  et  $\mathbf{e}_3$ .



**FIGURE 2.2** – *Stencil* pour l'évaluation du flux convectif (gauche) et visqueux (droite) au niveau d'une face  $\Gamma_{k,2}$ , issue d'une cellule  $\Omega_k$ , munie d'une normale sortante  $\mathbf{n}_2$  dans la direction  $\mathbf{e}_1$ .

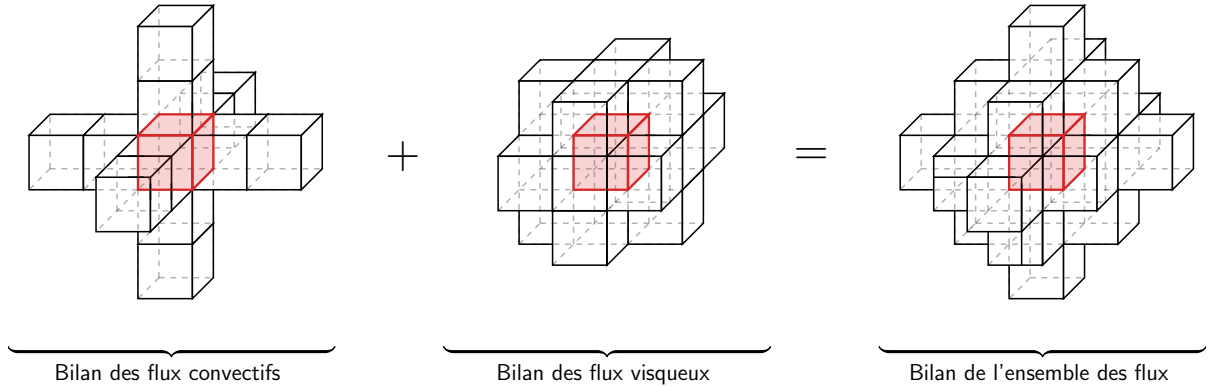


**FIGURE 2.3** – *Stencil* pour l'évaluation du flux convectif (gauche) et visqueux (droite) au niveau d'une face  $\Gamma_{k,4}$ , issue d'une cellule  $\Omega_k$ , munie d'une normale sortante  $\mathbf{n}_4$  dans la direction  $\mathbf{e}_2$ .



**FIGURE 2.4** – *Stencil* pour l'évaluation du flux convectif (gauche) et visqueux (droite) au niveau d'une face  $\Gamma_{k,6}$ , issue d'une cellule  $\Omega_k$ , munie d'une normale sortante  $\mathbf{n}_6$  dans la direction  $\mathbf{e}_3$ .

Le fait de combiner les figures 2.2 à 2.4, permet d'obtenir le *stencil* global, relatif à l'évaluation du bilan des flux numériques pour l'ensemble des faces composant un volume élémentaire  $\Omega_k$ . Sur la figure 2.5, on peut ainsi voir que celui-ci se compose de 23 cellules.



**FIGURE 2.5** – Somme des *stencils* pris en compte pour l'évaluation du bilan des flux numériques (convectifs et visqueux), pour une cellule  $\Omega_k$  (en rouge).

## 2.2.4 Intégration temporelle

Le solveur FastS prend en compte différentes méthodes d'intégration temporelle, implicites [52] ou explicites [73], afin d'adapter celles-ci à différents types de simulations numériques, instationnaires ou non, telles que rappelées en introduction de ce chapitre. Dans la mesure où les présents travaux de thèse ne portent que sur des simulations RANS stationnaires, nous ne considérerons qu'un schéma Euler implicite précis à l'ordre 1 (*first-order Backward Differentiation Formula* - BDF1), utilisant un pas de temps local, basé sur un nombre CFL imposé en amont de la simulation.

L'équation 2.18 devient :

$$\underbrace{\frac{Q^{n+1} - Q^n}{\Delta t} + \mathbf{F}(Q^{n+1})}_{\mathbf{R}(Q^{n+1})} = 0. \quad (2.30)$$

À chaque itération du calcul, il est donc nécessaire de résoudre le système matriciel non linéaire décrit en équation 2.30. Pour ce faire, on utilise classiquement un algorithme itératif de Newton sur la fonction  $\mathbf{R}$ , ce qui implique la création d'une suite de vecteurs  $(Q^{n,m})_m$  convergeant vers  $Q^{n+1}$ , à partir de  $Q^{n,0} = Q^n$ .

En premier lieu, on note  $\mathbf{A}$ , la matrice jacobienne de  $\mathbf{R}$  :

$$\mathbf{A}(Q) = \frac{\partial \mathbf{R}(Q)}{\partial Q}. \quad (2.31)$$

Pour une sous-itération  $m$  donnée, l'algorithme de Newton appliqué à l'équation 2.30 conduit à :

$$\mathbf{Q}^{n,m+1} = \mathbf{Q}^{n,m} - \frac{\mathbf{R}^{n,m}}{\mathbf{A}^{n,m}}, \quad (2.32)$$

avec  $\mathbf{R}^{n,m} = \mathbf{R}(\mathbf{Q}^{n,m})$  et  $\mathbf{A}^{n,m} = \mathbf{A}(\mathbf{Q}^{n,m})$ . On réécrit ensuite l'expression 2.32 sous la forme suivante, ce qui permet de faire apparaître l'incrément temporel  $\Delta\mathbf{Q}^{n,m}$  :

$$\mathbf{A}^{n,m} \cdot \underbrace{(\mathbf{Q}^{n,m+1} - \mathbf{Q}^{n,m})}_{\Delta\mathbf{Q}^{n,m}} = -\mathbf{R}^{n,m}. \quad (2.33)$$

Ainsi, pour chaque bloc cartésien composé de  $n_{i,j,k}$  cellules, on se retrouve à devoir résoudre le système 2.33, de taille  $n_{i,j,k} \times n_{i,j,k}$ . Au vu du coût élevé que représente le calcul de la matrice jacobienne et son inversion, différentes hypothèses simplificatrices sont prises en compte au sein du solveur FastS, afin d'accélérer la résolution du système.

La matrice  $\mathbf{A}^{n,m}$  est tout d'abord calculée de façon approchée, suivant les approches développées par Yoon et Jameson [162] pour les contributions convectives, et Coakley [46] pour les termes visqueux. Cela permet de remplacer la matrice  $\mathbf{A}^{n,m}$  par sa contrepartie linéarisée  $\tilde{\mathbf{A}}^{n,m}$  au sein du système 2.33 précédent.

Dans un second temps, on résout donc ce système linéaire simplifié à partir d'une méthode LU-SGS [162]. On pose donc  $\tilde{\mathbf{A}}^{n,m} = (\mathbf{L} + \mathbf{D} + \mathbf{U})$ , où  $\mathbf{L}$  est une matrice triangulaire inférieure par bloc,  $\mathbf{D}$  est une matrice diagonale et  $\mathbf{U}$  est une matrice triangulaire supérieure par bloc. En considérant que  $(\mathbf{L} + \mathbf{D} + \mathbf{U}) \approx (\mathbf{L} + \mathbf{D} + \mathbf{U}) + \mathbf{L}\mathbf{D}^{-1}\mathbf{U}$ , la méthode LU-SGS consiste à factoriser le terme de gauche du système simplifié 2.33 de la façon suivante :

$$(\mathbf{L} + \mathbf{D}) \cdot \mathbf{D}^{-1} \cdot (\mathbf{U} + \mathbf{D}) \cdot \Delta\mathbf{Q}^{n,m} = -\mathbf{R}^{n,m}. \quad (2.34)$$

Le système 2.34 est donc résolu après trois étapes successives :

1.  $(\mathbf{L} + \mathbf{D}) \cdot \Delta\mathbf{Q}^* = -\mathbf{R}^{n,m}$  (descente)
2.  $\mathbf{D}^{-1} \cdot \Delta\mathbf{Q}^{**} = \Delta\mathbf{Q}^*$  (diagonale)
3.  $(\mathbf{U} + \mathbf{D}) \cdot \Delta\mathbf{Q}^{n,m} = \mathbf{Q}^{**}$  (remontée)

Notons par ailleurs que les incréments temporels  $\Delta\mathbf{Q}^{n,m}$  sont initialement fixés à 0 au bord des différents domaines de calcul définis pour chaque bloc cartésien, ce qui implique que les conditions aux limites sont ici traitées explicitement au cours du processus de Newton

afin d'accélérer sa résolution, au risque de provoquer du bruit numérique au niveau des raccords [90], ce dont nous discuterons plus tard, au chapitre 6 dédié aux applications.

Finalement, pour les applications instationnaires, FastS propose de poursuivre les sous-itérations de l'algorithme de Newton jusqu'à atteindre le critère de convergence suivant, basé sur la norme infinie du résidu :

$$\|\mathbf{R}^{n,m+1}\|_{\infty} \leq \epsilon \|\mathbf{R}^{n,0}\|_{\infty}, \quad (2.35)$$

où  $\epsilon$  est généralement choisi égal à 0.1, d'après les travaux de thèse de Daude [52]. À l'inverse, pour les applications stationnaires, le processus de Newton s'arrête simplement après une unique sous-itération.

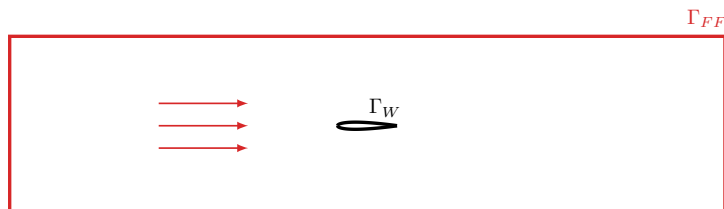
## 2.2.5 Conditions aux limites

### Condition de type champ lointain

Dans le cas d'une simulation d'écoulement turbulent en milieu libre (voir figure 2.6), on considère une condition limite de type champ lointain au niveau des bords extérieurs du domaine. Cette condition non réfléchissante est calculée dans FastS à l'aide d'un raisonnement aux caractéristiques, suivant l'approche simplifiée de Thomson [146], et consiste à appliquer aux équations de Navier-Stokes diverses hypothèses simplificatrices rassemblées sous l'appellation LODI (*Locally One Dimensional Inviscid*) [113]. Pour davantage de détails quant à l'implémentation de cette condition aux limites, le lecteur intéressé pourra se tourner vers les travaux de thèse de Larchevêque [89].

### Condition de type frontières immergées

Les conditions aux limites faisant intervenir une paroi solide seront ici systématiquement traitées à l'aide d'une condition de type frontières immergées, pour laquelle le solveur interagit avec le module *Connector* de Cassiopée au cours du calcul. L'ensemble des conditions IBC possibles sont finalement détaillées dans la section suivante.



**FIGURE 2.6** – Exemple de conditions aux limites dans le cas d'une simulation d'écoulement turbulent en milieu libre autour d'une géométrie profilée. Application d'une condition de type champ lointain (ou *far-field*) au bord du domaine représenté en rouge, et condition de type frontières immergées sur l'obstacle représenté en noir.

## 2.3 Méthode de frontières immergées sur maillage cartésien

Notons que le solveur structuré FastS, introduit dans la section précédente, travaille en réalité avec les valeurs primitives plutôt qu’avec les variables conservatives. Ce choix, justifié dans [16], est guidé par des considérations HPC et vise à maximiser le nombre de multiplications au détriment du nombre de divisions, plus coûteuses. Dans la suite, on notera ainsi  $\mathbf{W} = (\rho, u, v, w, T, \tilde{\nu})$ , le vecteur des variables primitives, auquel on ajoute la pseudo-viscosité issue du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras.

Dans cette seconde section, nous proposons cette fois de détailler la méthode de frontières immergées implémentée au sein de l’environnement Cassiopée/Fast. Dans la mesure où les présents travaux de thèse visent à améliorer l’approche IBM introduite et développée par Péron *et al.* [117, 119, 118], nous essaierons de proposer un tour d’horizon aussi complet que possible de ses principales caractéristiques, en commençant par énoncer le principe général de l’approche. Enfin, par souci de clarté, la plupart des explications, illustrations et schémas sera ici considérée en deux dimensions.

### 2.3.1 Principe général de l’approche IBM par forçage direct

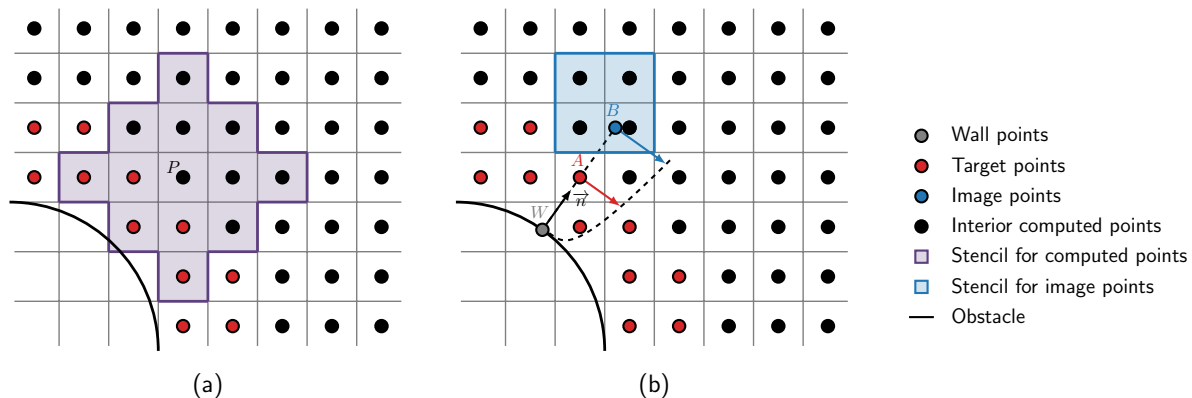
Notre méthode de frontières immergées repose sur les travaux pionniers de nombreux auteurs, tels que Fadlun *et al.* [63] ou encore Tseng et Ferziger [148]. Elle correspond à une approche par forçage direct de la solution au voisinage de l’obstacle, à l’aide de points agissant comme des cellules fictives (*ghost-cells*). Ces points, que l’on nommera désormais points cibles (*target points*), voient ainsi leur solution  $\mathbf{W}$  être reconstruite explicitement à chaque itération du solveur, directement au centre des cellules et à l’aide de points images correspondants (*image points*), positionnés plus loin dans le domaine fluide.

Dans le but d’être parfaitement cohérent avec le solveur cartésien de FastS, basé sur un *stencil* à cinq points dans une direction donnée, au moins deux couches de points cibles doivent être définis près de l’obstacle afin d’être en mesure d’appliquer une condition aux limites de type frontières immergées. On illustre cet aspect à l’aide de la figure 2.7-(a), sur laquelle est dessinée la molécule de calcul permettant l’évaluation du bilan de l’ensemble des flux numériques (convectifs et visqueux), pour un point calculé  $P$ .

Par ailleurs, on remarque que les points cibles sont ici positionnés à l’extérieur de l’obstacle. Ce choix est motivé par le fait de permettre l’application d’un modèle de paroi, conjointement à notre méthode IBM dans le cas de simulations RANS ou hybrides RANS/LES. Si une autre configuration existe au sein de l’environnement Cassiopée/Fast, pour laquelle les points cibles sont au contraire positionnés à l’intérieur de l’obstacle, celle-ci est principalement utilisée dans le cas de simulations de fluides non visqueux et ne sera donc pas discutée ici.

La figure 2.7-(b) illustre quant à elle la reconstruction de la solution fluide en un point cible  $A$ , à partir de son point image  $B$  correspondant. Chaque point image est repéré lors de l'étape de pré-traitement IBM, le long de la normale à la paroi passant par le point cible dont il participe à la reconstruction. Notons que dans notre méthodologie, ces points ne se confondent pas avec de véritables points du maillage, sauf cas exceptionnel. La solution en chaque point image est donc finalement reconstruite à l'aide d'une interpolation linéaire d'ordre 2, à partir des points calculés alentours.

De la même façon, le point paroi  $W$  correspond au projeté du point cible  $A$  sur la surface de la géométrie. Sa solution est également mise à jour à chaque itération, ce qui permet de stocker l'ensemble des informations pariétales au cours du calcul. Cependant, à l'instar des points images, les points parois (*wall points*) ne représentent pas des points de discrétisation du maillage, et une opération supplémentaire est donc nécessaire lors de l'étape de post-traitement afin de permettre la visualisation de la solution à la paroi.



**FIGURE 2.7** – Schématisation de l'approche IBM implémentée dans l'environnement Cassiopée/Fast, pour un calcul RANS ou hybride RANS/LES.

La suite de la section est finalement divisée en plusieurs parties, visant toutes à expliciter différents aspects importants de la méthode, globalement abordés à l'instant, dans le but de mieux discerner l'apport des présents travaux de thèses, par rapport aux développements qui leur sont antérieurs et sur lesquels ils reposent.

Ainsi, dans la partie 2.3.2 suivante, nous commençons par détailler la méthode de génération automatique de maillages cartésiens multi-blocs retenue et implémentée dans Cassiopée, depuis la création de l'octree autour d'une géométrie donnée, jusqu'au masquage des points intérieurs, en passant par l'étape de calcul de la distance à la paroi.

Les parties suivantes sont dédiées au détail de notre méthode de frontières immergées. En particulier, la partie 2.3.3 introduit l'ensemble du *workflow* de pré-traitement IBM, prenant place à la suite de la génération du maillage. La partie 2.3.4 s'intéresse à l'étape de reconstruction IBM au cours de la simulation, et présente les principales conditions IBC. Enfin, la partie 2.3.5 décrit l'étape de post-traitement IBM.



### 2.3.2 Génération automatique de grilles cartésiennes

Nous considérons ici la méthode de génération automatique de grilles cartésiennes développée par Péron et Benoit [116]. Initialement dévolue à la génération de grilles cartésiennes de fond uniquement, les régions proches des corps étant alors représentées par des maillages structurés curvilignes, leur approche s’est finalement étendue au point de permettre le maillage de la totalité du domaine fluide à l’aide de grilles cartésiennes de résolutions uniformes. La présence de l’obstacle est alors prise en compte à partir d’une méthode de frontières immergées [117, 119].

Comme nous l’avons rappelé au chapitre 1, les méthodes cartésiennes sont largement utilisées dans le domaine de la simulation numérique des écoulements. Encore aujourd’hui, ces différentes méthodes permettent de réduire fortement la difficulté liée à l’étape de génération de maillage, du fait de la prise en compte de configurations tridimensionnelles présentant des détails géométriques de plus en plus complexes. Plusieurs méthodes cartésiennes coexistent à ce jour. Dans ses travaux de thèse, Péron [115] a ainsi proposé de présenter trois des principales familles d’approches.

La première concerne la méthode AMR (*Adaptive Mesh Refinement*), introduite pour la première fois par Berger et Oliger [28]. Cette approche hautement hiérarchique consiste à modifier la résolution d’une grille cartésienne globale et relativement grossière, par l’ajout local et successif de blocs cartésiens plus raffinés. L’adaptation du maillage peut alors s’opérer suivant des régions choisies *a priori*, ou bien à l’aide de critères physiques. Cette première approche a été abondamment reprise par de nombreux auteurs depuis sa première introduction, on pourra notamment se tourner vers les travaux de Henshaw et Schwendeman [68, 69, 70].

La seconde approche concerne les travaux de Meakin [99, 98], lequel considère un ensemble de grilles cartésiennes mono-résolues, s’appuyant sur une grille fantôme définissant le squelette de l’ensemble des sous-grilles cartésiennes. Au contraire de l’approche AMR de Berger et Oliger, les grilles cartésiennes ainsi créées ne sont pas entièrement superposées mais bien adjacentes, en considérant un certain niveau de recouvrement entre grilles différentes. C’est notamment l’approche retenue par Benoit et Jeanfavre à l’ONERA [22], et dont est héritée l’approche Chimère décrite plus bas, permettant d’interpoler la solution fluide entre blocs cartésiens contigus.

Enfin, la dernière approche consiste à générer l’ensemble du maillage à partir d’une structure de type octree (en 3D) ou quadtree (en 2D) [64]. En pratique, cette méthode revient à diviser un domaine de calcul de façon récursive, depuis un nœud racine, jusqu’à atteindre les différentes résolutions locales requises, fixées en amont. Lors de l’étape finale, les nœuds terminaux sont finalement remplis par des grilles cartésiennes structurées et uniformes. C’est sur cette dernière technique de maillage octree non structuré [161, 131] que se base l’approche développée par Péron et Benoit [116], détaillée ci-après.

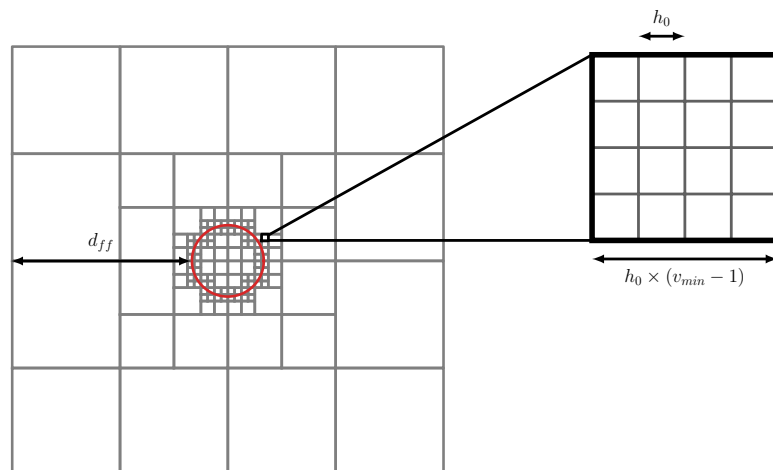
### 2.3.2.1 Création du maillage

La génération automatique des différents maillages cartésiens utilisés dans le cadre de cette thèse dépend donc de plusieurs paramètres principaux, que sont  $h_0$ ,  $v_{min}$  et  $d_{ff}$ , tous trois illustrés en figure 2.8, puis définis ci-dessous.

Le paramètre  $d_{ff}$  décrit l'extension du domaine global, à partir de la définition de la *bounding-box* entourant la géométrie (dans les cas faisant intervenir plusieurs corps distincts, on considère une *bounding-box* globale). Dans ce cas précis, décrit en figure 2.8, on observe un domaine carré étendu de côté  $2(d_{ff} + r) = 2(5 + 1) = 12$ , où  $r$  est le rayon du cercle. Finalement, le choix de  $d_{ff}$  doit être suffisamment important, de sorte que les conditions aux limites non réfléchissantes imposées sur les frontières du domaine ne viennent pas perturber la solution proche paroi.

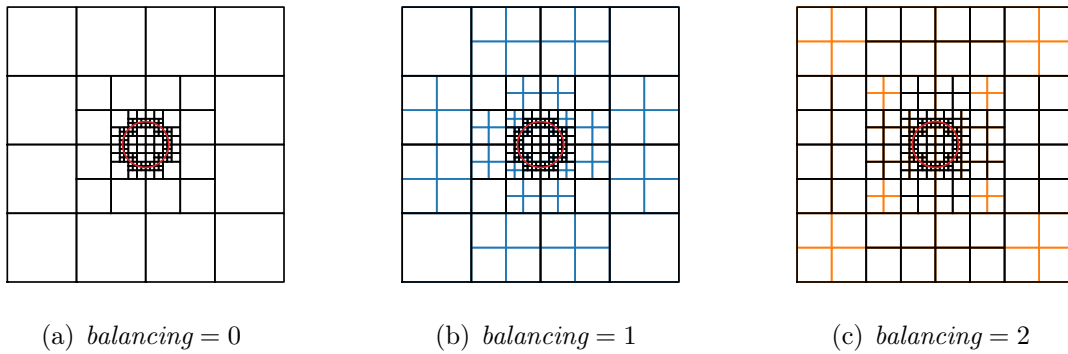
Le paramètre  $h_0$ , qu'il soit commun à l'ensemble de la géométrie, ou bien local, décrit l'espacement minimal que l'on souhaite observer au voisinage de la paroi. En général, on choisit une valeur à même de représenter l'ensemble des détails géométriques qui composent l'obstacle immergé, bien que ce choix dépende également de la modélisation proche paroi employée, ainsi que des paramètres d'écoulements.

Enfin, le paramètre  $v_{min}$ , considéré constant pour l'ensemble du domaine, décrit le nombre de cellules par direction composant chaque grille cartésienne élémentaire, comme indiqué sur l'agrandissement proposé sur la figure 2.8. Ce choix est important au regard du nombre de points constituant le maillage final, vis-à-vis du nombre de blocs cartésiens élémentaires le composant. Par exemple, une faible valeur de  $v_{min}$  conduira à un faible nombre de points, contre un nombre important de blocs cartésiens élémentaires. Un compromis doit alors être trouvé, que nous détaillerons dans la suite.



**FIGURE 2.8** – Création d'un maillage quadtree autour d'un obstacle circulaire de rayon unitaire, avec  $h_0 = 0.05$ ,  $v_{min} = 5$  et  $d_{ff} = 5$ .

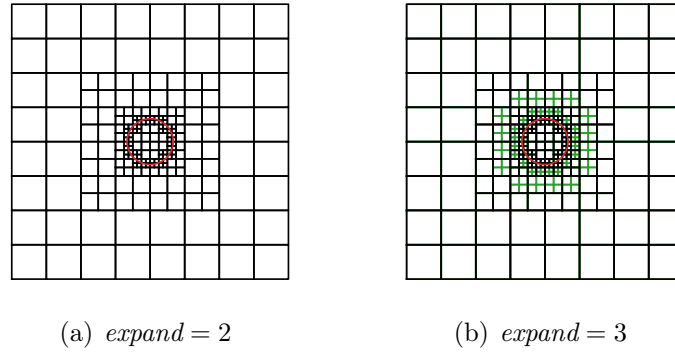
Sur la figure 2.8, on peut observer que les paramètres  $h_0$ ,  $v_{min}$  et  $d_{ff}$  choisis ont conduit à la génération d'un maillage quadtree présentant cinq niveaux de raffinement, à partir de la définition discrétisée du cercle unité. On note cependant que la structure quadtree qui en résulte n'est pas équilibrée, dans le sens où il existe des paires de nœuds terminaux séparés de plus d'un niveau. Pour corriger cela, une opération d'équilibrage est également considérée, afin de ne conserver que des raccords coïncidents (raccords 1:1) ou coïncidents un point sur deux (raccords 1:2) au sein du maillage multi-bloc final. Les différentes options d'équilibrage possibles sont décrites en figure 2.9. L'option *balancing* = 1 permet ainsi d'équilibrer le maillage quadtree précédent, par subdivisions successives, jusqu'à respecter la condition d'équilibrage entre toute paire de nœuds terminaux adjacents. L'option *balancing* = 2 permet d'aller plus loin, en considérant également les écarts de niveau entre les nœuds terminaux partageant uniquement un sommet. Dans la suite, cette dernière option d'équilibrage, plus robuste, sera systématiquement appliquée.



**FIGURE 2.9** – Modification d'un maillage quadtree à l'aide d'une option d'équilibrage entre éléments voisins.

Lorsque l'on considère des géométries courbes, comme c'est ici le cas, il peut parfois arriver que certaines grilles cartésiennes, intervenant en zone proche paroi, se trouvent majoritairement positionnées à l'intérieur de l'obstacle. Sans traitement spécifique, il est ainsi possible d'observer un changement de résolution rapide et non désirée dans la direction normale à la paroi, potentiellement problématique en vue de la bonne application de notre méthode de frontières immergées. Pour répondre à cela, nous considérons une extension des nœuds terminaux de plus bas niveaux, depuis et vers l'extérieur de la géométrie, selon une couche (*expand* = 2), ou bien deux (*expand* = 3). Suite à cette étape, résumée en figure 2.10, une nouvelle opération d'équilibrage de l'ensemble du quadtree est également effectuée. Dans la suite, l'option *expand* = 3 sera systématiquement appliquée, toujours dans un souci de robustesse.

L'étape suivante, illustrée en figure 2.11, consiste alors à remplir chacun des nœuds terminaux du quadtree à l'aide d'une grille cartésienne structurée et uniforme.

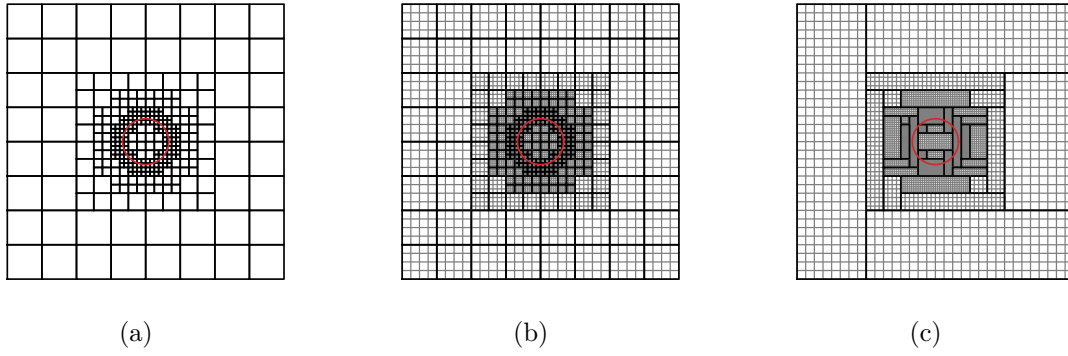


**FIGURE 2.10** – Modification d'un maillage quadtree équilibré à l'aide d'une option d'extension des éléments de plus bas niveaux.

Comme on peut le voir sur la figure 2.11-(b), l'approche quadtree précédemment décrite a conduit à une explosion du nombre de sous-grilles cartésiennes au sein du maillage multi-bloc final, ce qui n'est pas souhaitable. En effet, en considérant la résolution implicite par bloc décrite en section 2.2.4, il apparaît que la prise en compte d'un nombre important de grilles cartésiennes élémentaires de petites tailles présente le risque de ralentir et de perturber la convergence de la simulation. De plus, du fait d'un choix de parallélisme hybride MPI/OpenMP, il semble tout à fait judicieux de rechercher un meilleur équilibre entre les échanges parallèles, c'est-à-dire en réduisant la part des communications inter-blocs dans un contexte de mémoire distribuée, pour au contraire augmenter la part des communications intra-blocs dans un contexte de mémoire partagée, à l'aide de grilles cartésiennes plus étendues.

Deux possibilités sont alors envisageables. La première consiste à augmenter nettement la valeur du paramètre  $v_{min}$ , ce qui, à partir d'un certain seuil, peut sembler déraisonnable vis-à-vis du nombre de points présents dans le maillage. La seconde consiste à réaliser une vaste opération de fusion de grilles cartésiennes, afin de minimiser le nombre final de blocs en augmentant leurs tailles. La méthode MWD (*Method of Weakest Descent*), mise au point par Rigby *et al.* [122], a été choisie et implémentée en ce sens. Une description détaillée de cet algorithme, basé sur une minimisation du nombre de frontières intérieures, peut notamment être trouvée dans la thèse de Péron [115].

Cependant, les grilles cartésiennes élémentaires ne doivent pas non plus excéder une certaine taille donnée, du fait du nombre maximal de points pouvant être traités par processeur [116]. En pratique, l'algorithme de Rigby *et al.* est donc légèrement modifié, afin de retirer certains blocs cartésiens de la liste des candidats aptes à fusionner. Finalement, dans notre exemple, on transforme un maillage composé de 328 blocs (figure 2.11-(b)), en un maillage composé de seulement 37 blocs (figure 2.11-(c)), soit une réduction de près de 90% du nombre de zones, à nombre de points constant.



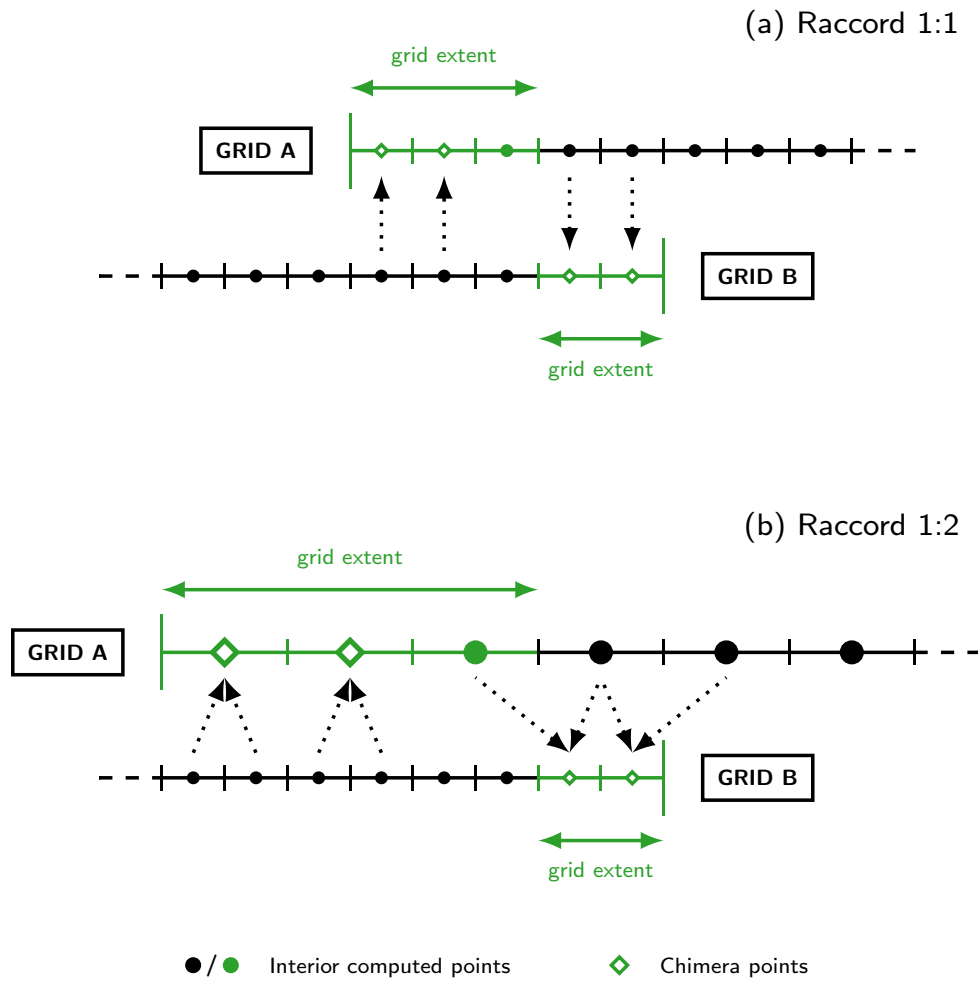
**FIGURE 2.11** – Maillage quadtree (a) et maillages cartésiens correspondants, avant fusion des blocs (b) et après (c).

### 2.3.2.2 Extension des grilles

Au cours du calcul, la communication entre différentes grilles cartésiennes élémentaires s’effectue de façon explicite à l’aide de transferts Chimère [21, 40], appliqués directement aux centres des cellules interpolées, selon l’approche développée par Benoit et Jeanfaivre [72, 22]. Pour ce faire, on considère dans un second temps une extension de chaque grille cartésienne vers l’intérieur du domaine, conduisant à un maillage cartésien à faible recouvrement [116]. Du fait de l’utilisation d’une méthode numérique précise à l’ordre 2 et en considérant les molécules de calcul décrites en section 2.2.3.3, deux rangées de cellules interpolées dans une direction donnée sont finalement requises, positionnées aux frontières des domaines.

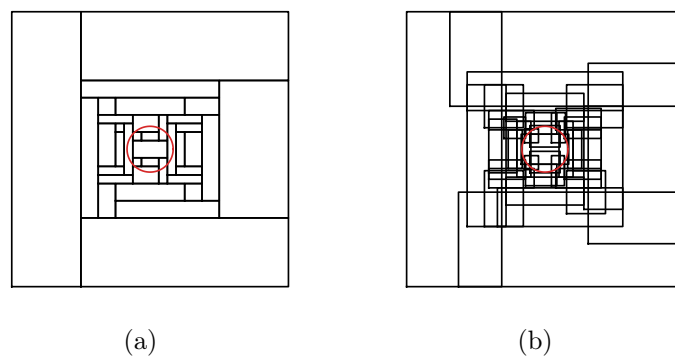
La figure 2.12 suivante illustre cette étape d’extension des grilles cartésiennes dans un cas de recouvrement 1D, ainsi que la mise à jour des cellules fantômes pour l’ensemble des configurations possibles (raccords 1:1 ou 1:2). On considère donc un paramètre  $ext$ , permettant de piloter la taille de l’extension d’une grille cartésienne dans une direction donnée. La nécessité de positionner deux cellules interpolées impose, *a minima*,  $ext \geq 2$ . Cependant, afin d’observer la présence systématique d’un point libre entre les cellules fantômes, on choisit plutôt de fixer  $ext = 3$ , en se laissant la possibilité de minimiser l’extension d’un côté ou de l’autre de la frontière.

Dans le premier cas (figure 2.12-(a)), les deux grilles sont de même niveau et l’on observe un raccord coïncident. On utilise alors une formulation exacte pour l’interpolation Chimère, en ne prenant en compte que l’information liée à la cellule coïncidente issue de la grille voisine. À l’inverse, dans le second cas (figure 2.12-(b)), les deux grilles sont séparées d’un niveau de raffinement et une molécule de calcul plus importante doit être considérée pour la mise à jour de chaque cellule fantôme. On applique finalement une interpolation linéaire de la solution fluide issue des points alentours, positionnés sur la grille voisine (2 points en 1D, 4 points en 2D et 8 points en 3D).



**FIGURE 2.12** – Extension des grilles cartésiennes dans un cas coïncident (a) et coïncident un point sur deux (b).

En reprenant l'exemple précédent, on observe ainsi l'extension finale suivante, illustrée sur la figure 2.13. Notons bien que les bords du domaine restent néanmoins inchangés.



**FIGURE 2.13** – Squelette des grilles cartésiennes, avant (a) et après extension (b).

### 2.3.2.3 Calcul de la distance à la paroi

On s'intéresse désormais à l'étape de calcul de la distance à la paroi, dans un premier temps considérée en valeur absolue, puis corrigée et signée à la suite de l'étape de masquage qui lui succède. Cette information doit être connue en chaque point du maillage de façon précise, d'une part pour permettre l'application du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras au cours du calcul, et d'autre part pour permettre le pré-traitement des informations IBM, décrit dans la section suivante.

L'approche retenue est décrite en figure 2.14. Celle-ci consiste en la projection orthogonale de chaque point  $P$  du maillage sur la surface de la géométrie. La recherche du projeté orthogonal (figure 2.14-(c)) est tout d'abord préconditionnée à l'aide d'un arbre  $k$ -d ( $k$ -dimensional tree) [24], permettant de trouver rapidement le point de discrétisation de la surface le plus proche (figure 2.14-(a)). Une région de recherche est alors définie entre ces deux points, afin d'accélérer l'étape de projection (figure 2.14-(b)).

Cette approche garantit une précision optimale dans la plupart des cas, indépendamment de la résolution du maillage cartésien de fond et de celle du maillage surfacique définissant la géométrie, à l'instar du résultat présenté en figure 2.15.

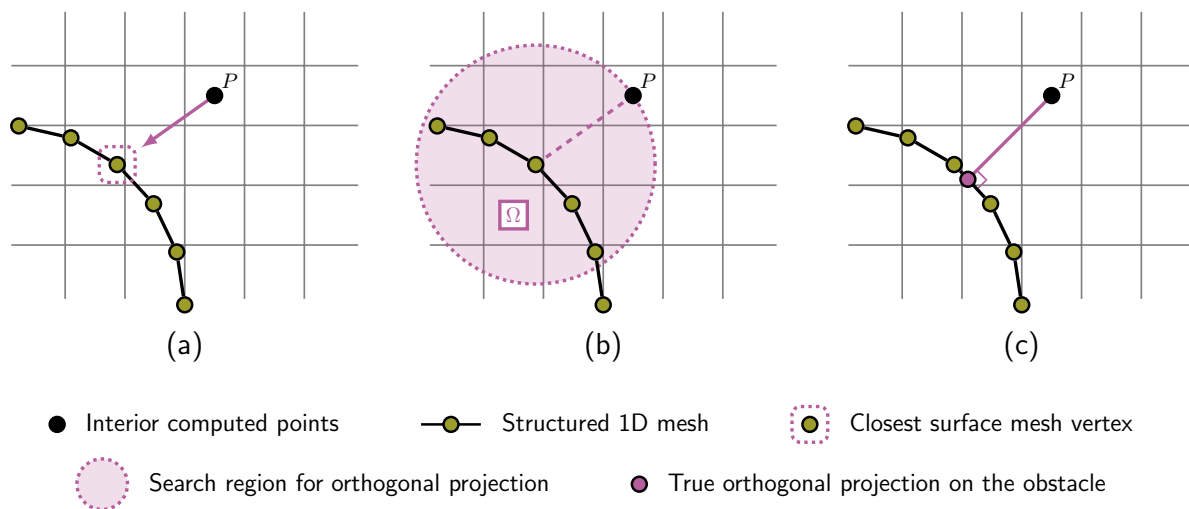


FIGURE 2.14 – Illustration du calcul de la distance à la paroi pour un point  $P$  donné, selon une projection orthogonale.

Péron *et al.* [118] rappellent néanmoins que cette approche est fortement coûteuse en termes de temps de calcul. Sa performance globale est notamment limitée par les blocs cartésiens les plus éloignés de la géométrie, du fait de la prise en compte d'un nombre important de candidats potentiels pour la projection orthogonale finale. Ainsi, d'autres approches sont actuellement envisagées pour les régions du maillage de faible intérêt, basées sur la résolution d'une équation eikonale [130, 74].

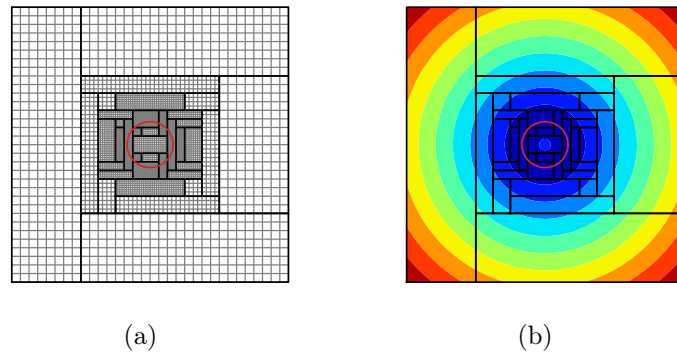


FIGURE 2.15 – Calcul de la distance à la paroi sur un maillage cartésien multi-bloc.

### 2.3.2.4 Opération de masquage

L'étape finale de la génération du maillage comprend la détermination et le marquage des cellules intérieures au solide. Dans Cassiopée, cette étape s'effectue à l'aide de deux algorithmes distincts, selon que l'on se place en deux ou trois dimensions [23]. Dans le premier cas, on considère la technique *X-Ray*, développée par Meakin [98], et résumée en figure 2.16. Celle-ci nous permet d'obtenir le résultat présenté en figure 2.17.

Comme son nom l'indique, la technique *X-Ray* consiste à émettre un ensemble de rayons à travers la géométrie, lancés depuis la base de sa *bounding-box*, afin de marquer les différents points d'entrée et de sortie de chaque rayon (figure 2.16-(b)). En considérant un nombre suffisamment important de ces rayons, on peut ainsi repérer de façon précise l'ensemble des points du maillage situé à l'intérieur du solide, à partir du quadrangle formé par quatre points d'entrée/sortie (figure 2.16-(c)). Enfin, si une grille cartésienne est entièrement masquée, elle est finalement supprimée dans un souci d'optimisation mémoire.

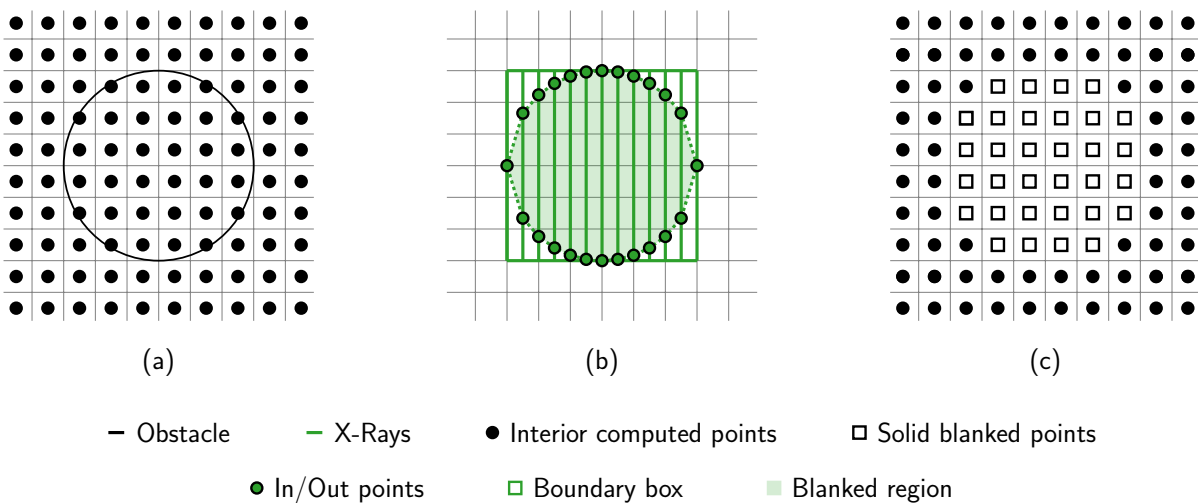


FIGURE 2.16 – Illustration de l'opération de masquage selon la technique *X-Ray*.



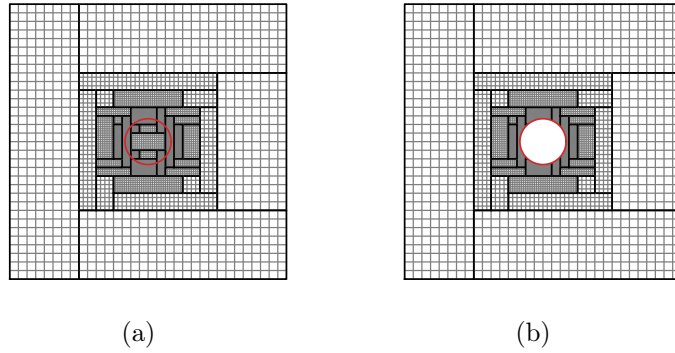


FIGURE 2.17 – Maillage cartésien, avant (a) et après masquage (b).

### 2.3.3 Pré-traitement IBM

L'étape de pré-traitement IBM intervient directement à la suite de la génération automatique du maillage cartésien, détaillée à l'instant. Comme cette dernière, cette nouvelle étape est intégralement automatisée et parallélisée [118].

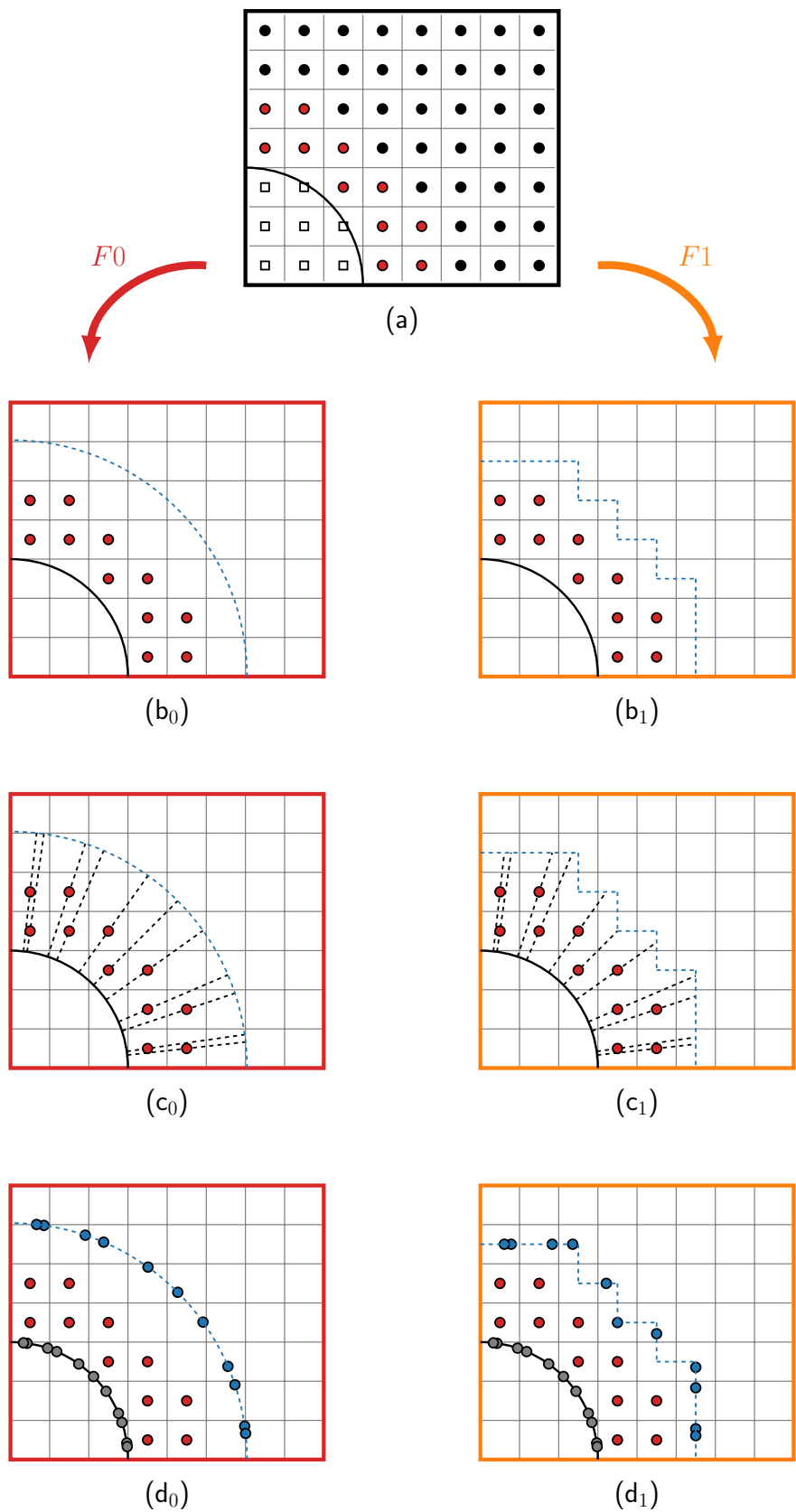
#### 2.3.3.1 Positionnement des points cibles

Comme nous l'avons rappelé en section 2.3.1, notre méthode de frontières immergées repose sur une approche par forçage direct de la solution fluide au voisinage de la paroi, directement au centre des cellules. On recense également de nombreuses approches du même type au sein de la littérature récente [43, 164, 114, 118, 34, 55], chacune présentant ses propres spécificités vis-à-vis de l'interpolation des informations aux points images, ou de la reconstruction de la solution aux points cibles, directement liée aux types d'applications visées.

Une particularité de notre approche, qui la différencie de la majorité des travaux cités à l'instant, réside dans sa prise en compte de deux rangées de points cibles plutôt que d'une seule. Ceci s'explique par notre gestion des conditions aux limites dans un contexte de frontières immergées, basées sur une approche *ghost-cells* qui soit compatible avec une molécule de calcul suffisamment élargie, afin de permettre la reconstruction à l'ordre 2 des flux numériques aux interfaces d'un volume élémentaire donné, issu du domaine calculé.

D'autres méthodes peuvent cependant être envisagées, telles que le forçage de la solution directement au centre des faces [37, 140], ce qui permettrait notamment de réduire le nombre de points à forcer proche paroi, et donc de rapprocher le front des premiers points calculés sans modifier l'ordre du schéma numérique ou sa nature.

Finalement, grâce à l'opération de masquage précédente, les points cibles peuvent être facilement repérés à partir des différents points masqués. Le domaine entier est alors séparé entre points masqués, points forcés et points calculés (figure 2.18-(a)).



**FIGURE 2.18** – Illustrations des principales étapes de pré-traitement IBM, selon les approches  $F_0$  et  $F_1$ , permettant le positionnement des différents triplets de points IBM (points paroi (●), cible (●) et image (●)) autour de la géométrie immergée.

### 2.3.3.2 Positionnement des points images

L'étape suivante consiste à déterminer le positionnement de l'ensemble des points parois et images associés à chaque point cible. On considère dans cette partie deux algorithmes de projection,  $F0$  et  $F1$ , illustrés en figure 2.19 et détaillés dans la suite.

Rappelons que le rôle d'un point image est de permettre la reconstruction de la solution au niveau de son point cible associé, à chaque itération du solveur. Pour ce faire, la solution au point image doit donc être connue au préalable, ce qu'on se propose de faire à l'aide d'une interpolation linéaire depuis un ensemble de points donneurs, composé de points calculés. On dégage ainsi une première exigence quant au positionnement des points images, dans la mesure où ceux-ci doivent être suffisamment éloignés de la paroi pour éviter une extrapolation de leur solution, c'est-à-dire en considérant un ou plusieurs points cibles dans leur molécule d'interpolation. D'un autre côté, les points images ne doivent pas non plus être positionnés trop loin de la paroi, au risque de se trouver en dehors de la couche limite et d'appliquer la reconstruction proche paroi choisie (modèle de paroi, condition d'adhérence ou de glissement, etc.) en dehors de son domaine de validité.

#### Algorithme $F0$

Dans la littérature, la plupart des approches définissent ces points à iso-distance de la paroi. Un bon compromis consiste alors à fixer cette distance égale à  $d = N_{depth} \cdot \sqrt{dim} \cdot h$ , où  $dim$  correspond à la dimension du problème,  $h$  à la résolution imposée proche paroi et où  $N_{depth}$  dépend directement du *stencil* du schéma considéré. En effet, le cas de projection le plus défavorable intervient lorsque la direction normale à la paroi, passant par un point cible donné, est orientée selon la diagonale de la cellule. Cette première approche est implémentée dans Cassiopée sous l'appellation  $F0$  (Front 0). En pratique, on calcule la distance  $d$  avec  $N_{depth} = 2$  et en considérant  $h = h_{max}$ , soit la résolution maximale observée autour de l'ensemble des corps immergés. Cela nous permet finalement de créer un front à iso-distance de la paroi (figure 2.18-(b<sub>0</sub>)) sur lequel nous venons projeter les différents points cibles (figure 2.18-(c<sub>0</sub>)). La projection s'effectue ici à l'aide des normales obtenues par le gradient local de la distance à la paroi, et non selon la projection orthogonale du point cible sur celle-ci. Outre sa simplicité apparente, le principal avantage de cette approche réside dans le positionnement parfaitement régulier des points images, suite à la projection des points cibles sur ce front (figure 2.18-(d<sub>0</sub>)).

Néanmoins, cette approche présente un certain manque de robustesse et de généralité pour les géométries complexes, particulièrement dans les régions concaves. De plus, la distance  $d$  dépend fortement de la résolution locale proche paroi, pouvant ne pas être constante dans la direction de l'écoulement, tangente à la paroi. En effet, les différents éléments composant une géométrie tridimensionnelle complexe, comme une configuration de type CRM (*Common Research Model* [152]), n'observent généralement pas la même résolution spatiale proche paroi, afin de limiter le nombre de points final.

### Algorithme $F1$

Sur la base de ces observations, Péron *et al.* [117, 119] ont développé une méthode permettant de calculer automatiquement la localisation des points images, tout en répondant aux deux principaux critères de distance énoncés dans le paragraphe précédent. Cette seconde approche, cette fois implémentée sous l'appellation  $F1$  (Front 1), consiste premièrement à déterminer le front des points calculés attenants aux points cibles. Ce nouveau front correspond à une suite de grilles surfaciques, positionnées en escalier les unes par rapport aux autres, et définissant une surface parfaitement étanche entre le domaine modélisé et le domaine calculé (figure 2.18-(b<sub>1</sub>)). Les points cibles sont alors projetés sur ce front irrégulier (figure 2.18-(c<sub>1</sub>)), ce qui permet d'obtenir l'ensemble des points images, de même que l'ensemble des points parois, par projection opposée sur l'obstacle, suivant la même direction normale (figure 2.18-(d<sub>1</sub>)).

Cependant, d'autres problèmes de robustesse ont aussi pu être mis en évidence suite au développement de ce second algorithme. Ainsi, certains points parois et images associés peuvent finalement apparaître très éloignés l'un de l'autre, en particulier lorsque leur point cible correspondant est positionné dans une région à forte concavité, entraînant une mauvaise reconstruction de la solution proche paroi. La figure 2.19 permet d'illustrer ce problème, dans le cas d'une géométrie s'apparentant à une marche descendante. Si la majorité des points cibles se projettent avec succès en suivant les normales obtenues par le gradient local de la distance à la paroi (figure 2.19-(a)), les deux points cibles marqués échouent à se projeter avec succès. En réalité, leurs vecteurs normaux sont ici parfaitement tangents à la paroi, ce qui repousse considérablement l'intersection avec le front des premiers points calculés (figure 2.19-(b)). La solution est ici de considérer une projection orthogonale vers le front plutôt que vers la géométrie, permettant de positionner les triplets de points IBM dans un environnement circonscrit (figure 2.19-(c)).

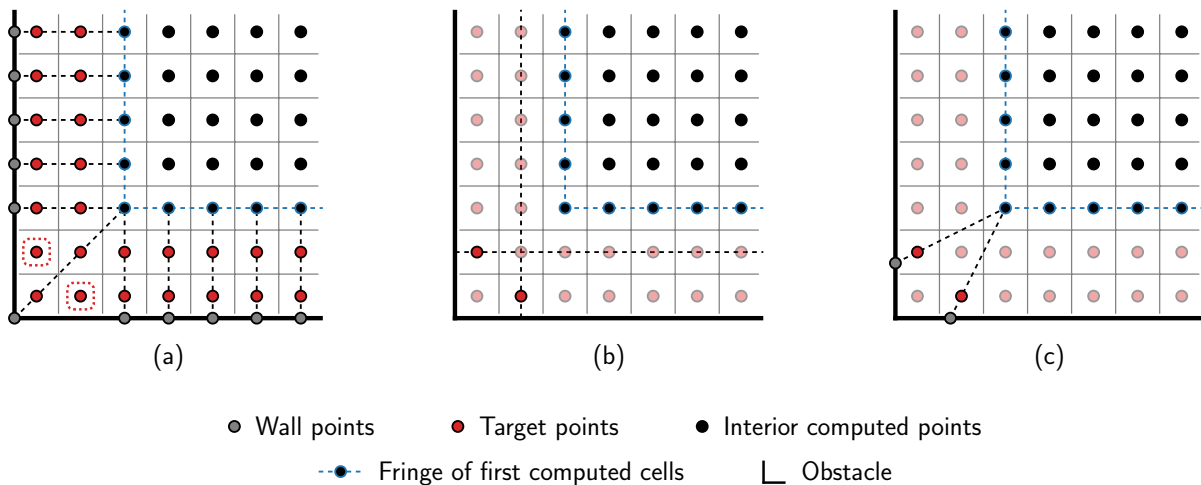


FIGURE 2.19 – Illustration de la problématique liée aux régions concaves pour la projection des points cibles sur le front des premiers points calculés.

Afin de généraliser la procédure précédente et rendre l'approche la plus robuste possible, on considère finalement l'algorithme 2.1 suivant, basé sur trois projections de natures différentes. On contrôle ainsi la distance maximale admissible pour la localisation des points images et parois par rapport à leurs points cibles, en se basant sur la définition de la distance  $d$  considérée pour l'algorithme  $F0$ . Cette distance théorique optimale est néanmoins modifiée par un facteur  $\alpha$ , afin de s'autoriser une tolérance de 10%. Notons enfin que l'étape 4 n'intervient que très rarement (moins de 0.0001% des cas).

---

**Algorithme 2.1** Identification des points images et parois pour l'algorithme  $F1$ .

---

```

for each target point  $A$  do
   $d_{max} \leftarrow 2 \cdot \sqrt{dim} \cdot h_{loc}$ 
   $\alpha \leftarrow 1.1$ 
  (STEP 1 : projection following the normal)
   $x_{B1}, y_{B1}, z_{B1} \leftarrow$  normal projection onto the front
   $x_{W1}, y_{W1}, z_{W1} \leftarrow$  normal projection onto the bodies
   $d_{B1} \leftarrow$  the distance between  $A$  and  $B_1$ 
   $d_{W1} \leftarrow$  the distance between  $A$  and  $W_1$ 
  if  $d_{B1} \leq d_{max} \cdot \alpha$  and  $d_{W1} \leq d_{max} \cdot \alpha$  then
     $x_F, y_F, z_F \leftarrow x_{B1}, y_{B1}, z_{B1}$ 
     $x_W, y_W, z_W \leftarrow x_{W1}, y_{W1}, z_{W1}$ 
  else
    (STEP 2 : orthogonal projection onto the bodies)
     $x_{W2}, y_{W2}, z_{W2} \leftarrow$  orthogonal projection onto the bodies
     $x_{B2}, y_{B2}, z_{B2} \leftarrow$  projection on the front following the same direction
     $d_{B2} \leftarrow$  the distance between  $A$  and  $B_2$ 
     $d_{W2} \leftarrow$  the distance between  $A$  and  $W_2$ 
    if  $d_{B2} \leq d_{max} \cdot \alpha$  and  $d_{W2} \leq d_{max} \cdot \alpha$  then
       $x_F, y_F, z_F \leftarrow x_{B2}, y_{B2}, z_{B2}$ 
       $x_W, y_W, z_W \leftarrow x_{W2}, y_{W2}, z_{W2}$ 
    else
      (STEP 3 : orthogonal projection onto the front)
       $x_{B3}, y_{B3}, z_{B3} \leftarrow$  orthogonal projection onto the front
       $x_{W3}, y_{W3}, z_{W3} \leftarrow$  projection onto the bodies following the same direction
       $d_{B3} \leftarrow$  the distance between  $A$  and  $B_3$ 
       $d_{W3} \leftarrow$  the distance between  $A$  and  $W_3$ 
      if  $d_{B3} \leq d_{max} \cdot \alpha$  and  $d_{W3} \leq d_{max} \cdot \alpha$  then
         $x_F, y_F, z_F \leftarrow x_{B3}, y_{B3}, z_{B3}$ 
         $x_W, y_W, z_W \leftarrow x_{W3}, y_{W3}, z_{W3}$ 
      else
        (STEP 4 : no valid projection found - minimum distances are chosen)
         $x_F, y_F, z_F \leftarrow x_{B3}, y_{B3}, z_{B3}$ 
         $x_W, y_W, z_W \leftarrow x_{W2}, y_{W2}, z_{W2}$ 
      end if
    end if
  end if
end for

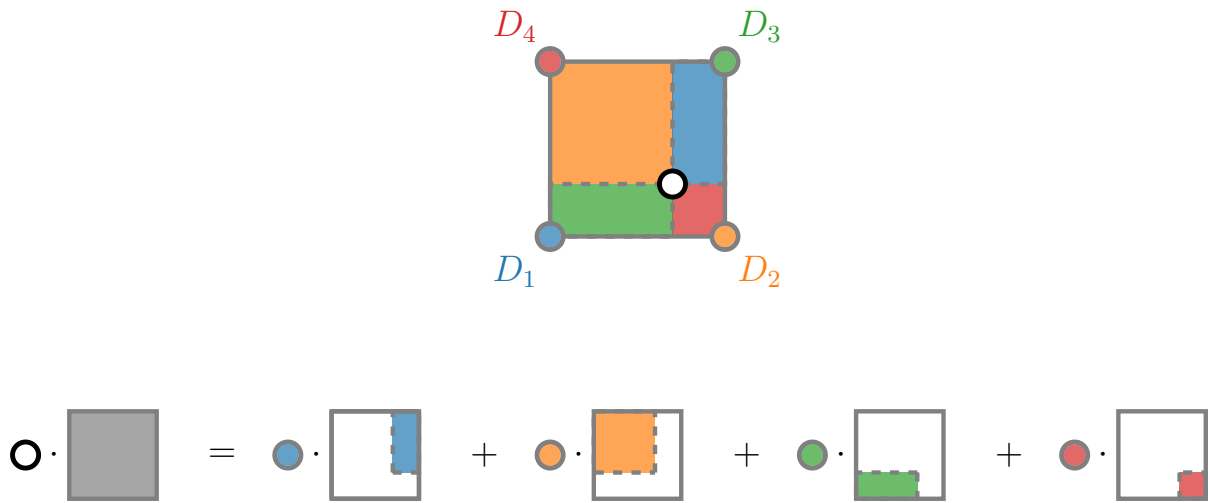
```

---

### 2.3.3.3 Calcul des données d'interpolation

Afin d'accélérer la reconstruction des points images et des points Chimère au cours du calcul, les données d'interpolation servant à leur reconstruction sont intégralement calculées et sauvegardées lors de l'étape de pré-traitement. On prend ici en compte une reconstruction bilinéaire ou trilinéaire, suivant la dimension du problème étudié. En pratique, on doit donc déterminer la position de l'ensemble des points donneurs  $(D_i)_{i \in [1, 2^{dim}]}$ , ainsi que leurs poids associés  $(\alpha_i)_{i \in [1, 2^{dim}]}$ , tels que  $\sum_{i=1}^{2^{dim}} \alpha_i = 1$ . La recherche de ces points est particulièrement simplifiée dans le cadre d'un maillage cartésien, puisqu'il suffit de repérer les indices  $(i, j, k)$  du premier donneur pour obtenir les suivants.

On propose enfin une illustration du cas bidimensionnel en figure 2.20.



**FIGURE 2.20** – Visualisation géométrique de l'interpolation bilinéaire en un point ( $\odot$ ), à partir des quatre points donneurs définissant sa molécule d'interpolation ( $\bullet$ ,  $\bullet$ ,  $\bullet$ ,  $\bullet$ ).

### 2.3.4 Simulation IBM

Finalement, l'ensemble des informations nécessaires au solveur durant le calcul est stocké dans deux arbres CGNS/Python, appelés pyTree dans notre méthodologie :

1. l'arbre **t** de calcul contient les informations liées au maillage, les conditions aux limites, l'ensemble des informations fluide aux points calculés
2. l'arbre **tc** des connectivités contient les informations liées aux transferts Chimère et aux reconstructions IBM, lesquelles sont stockées par famille de condition immergée

Dans le cas d'une parallélisation MPI, ces deux arbres sont intégralement distribués entre les différents nœuds du cluster pris en compte. Ceux-ci sont ensuite compactés en amont du calcul, afin d'accélérer l'ensemble de la chaîne de simulation [16].

Dans cette nouvelle partie, on se propose de décrire l'intégration d'une méthode IBM au cours d'une simulation donnée, avant de détailler différentes conditions IBC.

### 2.3.4.1 Description du *Workflow* IBM

On présente ici le *workflow* IBM pris en compte à chaque itération du solveur. Pour ce faire, on considère deux cas unidimensionnels simples, décrits ci-dessous.

#### Cas monodomaine

Le premier cas correspond à un cas monodomaine, illustré en figure 2.21. On cherche ici à décrire l'évolution des cellules de cette grille 1D, présentant un ensemble de points calculés, de points masqués (non mis à jour au cours du calcul) et de points IBM, depuis l'itération  $n$  vers l'itération  $n+1$  suivante.

La première étape consiste à mettre à jour l'ensemble des points calculés, à partir de la méthode des volumes finis précise à l'ordre 2 décrite au début de ce chapitre. On considère pour cela la solution aux points cibles issue de l'itération  $n$  précédente, prise en compte dans le *stencil* des points calculés les plus proches de l'obstacle. Dans un second temps, la solution aux points images est interpolée selon l'approche décrite en partie 2.3.3.3, à partir de ses points calculés donneurs, ainsi portés à l'itération  $n+1$ . Enfin, l'itération s'achève avec la reconstruction de la solution aux points cibles.

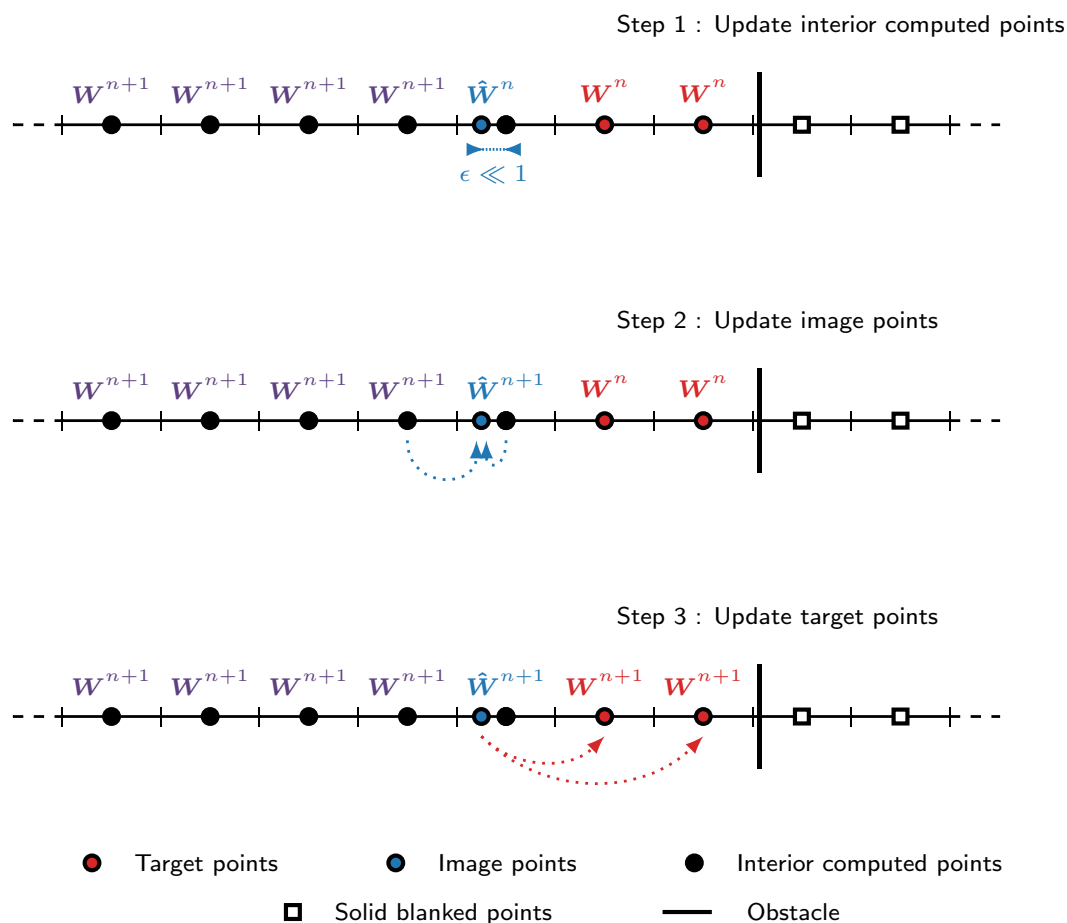


FIGURE 2.21 – *Workflow* d'une simulation IBM dans un cas monodomaine.

### Cas d'un raccord coïncident

On se place cette fois au voisinage d'un raccord entre deux grilles de même niveau de raffinement, traversées par un obstacle, et observant un recouvrement minimal de cinq points. Dans le but d'obtenir un comportement équivalent au cas monodomaine présenté au paragraphe précédent, le déroulement d'une itération de calcul se doit donc de vérifier certaines conditions, telles que détaillées ci-dessous.

Sur la figure 2.22 qui illustre ce second cas, on peut tout d'abord remarquer que les points cibles positionnés sur la grille A sont coïncidents avec les points Chimère positionnés sur la grille B opposée. Dans cette configuration, les points cibles de la grille A deviennent donc *de facto* les points donneurs des points Chimère de la grille B. On obtient alors une première contrainte, imposant que l'étape de reconstruction IBM à la paroi intervienne nécessairement en amont de l'étape de transfert Chimère, effectuée entre grilles cartésiennes recouvrantes.

Par ailleurs, le choix de la molécule d'interpolation du point image est particulièrement important dans ce cas. Par exemple, faire le choix de rechercher les points donneurs sur la grille A implique de considérer un point Chimère dans la molécule d'interpolation finale. Or, d'après le point précédent, ce choix conduit à une extrapolation de la solution au point image, dans la mesure où l'on considère d'une part un point calculé mis à jour à l'itération  $n+1$ , et d'autre part un point Chimère dont la solution est restée inchangée par rapport à l'itération  $n$  précédente. Pour pallier cette situation, on doit donc au contraire rechercher les points donneurs sur la grille B, pour ne considérer que des points calculés au sein de la molécule d'interpolation associée au point image. De façon plus générale, on pourra donc retenir que les points IBM peuvent intervenir en tant que points donneurs dans la reconstruction des points Chimère, mais pas l'inverse.

Finalement, la mise à jour de l'ensemble des cellules s'effectue ici en suivant une grande partie du processus décrit dans le cas monodomaine précédent, avec une étape supplémentaire et deux phases d'échanges entre les grilles. Les étapes 1 et 3 restent ainsi inchangées, tandis que la deuxième étape fait cette fois intervenir un premier échange entre les grilles, pour l'interpolation de la solution au point image. Au bout du compte, l'itération s'achève désormais avec un échange bilatéral entre les grilles, afin de mettre à jour l'ensemble des points Chimère.

On notera enfin que les points cibles et les points Chimère sont simplement vus comme des *ghost-cells* par l'ensemble des points calculés, sans distinction entre les deux.

### Cas d'un raccord coïncident un point sur deux

Le dernier cas possible correspond à un raccord coïncident 1:2 entre deux grilles, que l'on ne détaillera pas ici, puisqu'il est très similaire au cas d'un raccord coïncident 1:1 décrit à l'instant. La principale différence consiste à prendre en compte le type de reconstruction aux points Chimère introduit en figure 2.12.



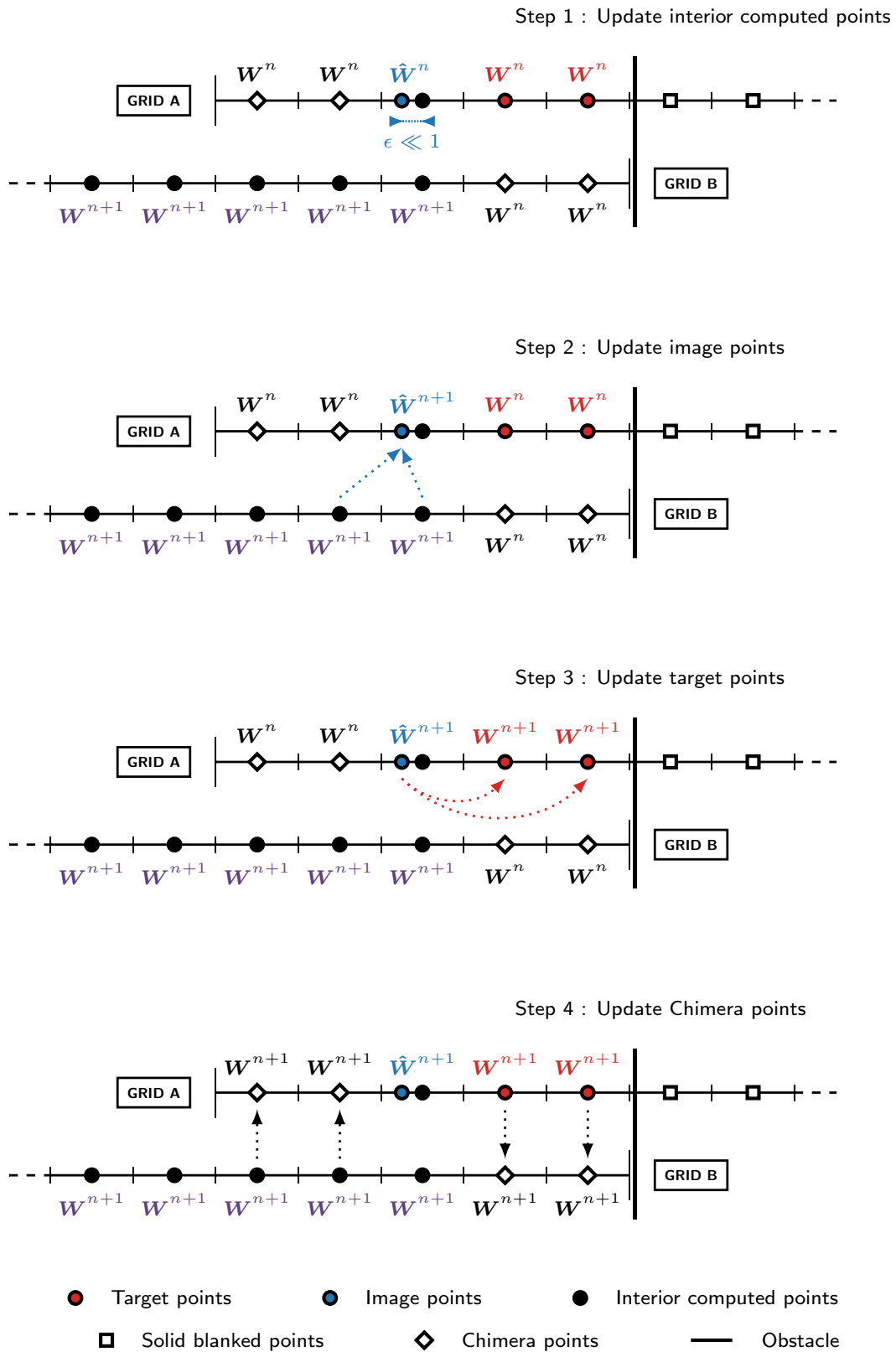


FIGURE 2.22 – Workflow d’une simulation IBM dans un cas de raccord coïncident.

### 2.3.4.2 Conditions de frontières immergées

Dans cette section, nous décrivons différentes conditions IBC permettant de reconstruire la solution en chaque point cible  $A$ , à partir de son point image correspondant  $B$ . En reprenant les notations précédentes, on pose tout d'abord :

$$\hat{\mathbf{W}}_B^n = (\rho_B^n, \mathbf{u}_B^n, T_B^n, \tilde{\nu}_B^n), \quad (2.36)$$

la solution fluide interpolée au point  $B$ , pour une itération  $n$  donnée. À l'issue de la reconstruction IBM, on souhaite donc obtenir l'ensemble de la solution fluide au point cible  $A$ , que l'on note :

$$\mathbf{W}_A^n = (\rho_A^n, \mathbf{u}_A^n, T_A^n, \tilde{\nu}_A^n), \quad (2.37)$$

Dans le but d'alléger l'ensemble des notations dans la suite, on se propose cependant d'omettre la mention de l'exposant  $\cdot^n$ . Enfin, on pose  $v = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$  et  $u = \mathbf{u} \cdot \mathbf{t}$ , soit respectivement les composantes normales et tangentielles de la vitesse, telles que :

$$\mathbf{u} = u \cdot \mathbf{t} + v \cdot \mathbf{n}. \quad (2.38)$$

#### Conditions de glissement

La première condition IBC étudiée ici est une condition de glissement, pour laquelle la composante normale de la vitesse est supposée nulle à la paroi ( $\mathbf{u}_w \cdot \mathbf{n} = 0$ ). Au sein de notre méthodologie, cette condition permet d'appliquer différentes conditions de symétrie, ou bien de représenter les parois d'un canal, ce que nous illustrerons dans les chapitres suivants. Dans ce contexte, la composante tangentielle de la vitesse au point cible est donc directement extrapolée depuis la valeur interpolée au point image, tandis que sa composante normale est reconstruite linéairement. On a :

$$u_A = u_B \quad ; \quad v_A = \frac{y_A}{y_B} v_B, \quad (2.39)$$

où  $y_A$  et  $y_B$  désignent respectivement les distances des points  $A$  et  $B$  à la paroi. On utilise ensuite la même reconstruction linéaire pour la solution de pseudo-viscosité, de sorte que sa valeur soit également considérée nulle à la paroi :

$$\tilde{\nu}_A = \frac{y_A}{y_B} \tilde{\nu}_B. \quad (2.40)$$

Les variables de pression, de masse volumique et de température sont finalement extrapolées depuis le point image, en considérant ces informations constantes dans la direction normale à la paroi.

### Modèle de paroi

Les nombres de Reynolds étudiés dans le cadre de cette thèse, de l'ordre du million, nous empêchent de considérer une reconstruction linéaire de la vitesse aux points cibles, selon une condition d'adhérence à la paroi classique ( $\mathbf{u}_w = 0$ ). En effet, comme nous l'avons rappelé au chapitre 1, le coût de la résolution de la couche limite turbulente à partir du maillage seul est bien trop important pour des grilles cartésiennes.

Pour cette raison, nous considérons ici le modèle de paroi analytique proposé par Musker [106], pris dans sa version à l'équilibre. Celui-ci nous permet de reconstruire la vitesse de frottement  $u_\tau$ , supposée constante dans la direction normale à la paroi, de même que la solution de vitesse en chaque point cible.

Dans un premier temps, la vitesse de frottement est donc calculée à partir de l'information de vitesse capturée au point image, et de l'application d'une méthode de Newton-Raphson sur la fonction analytique de Musker -  $M(y^+)$ . Le détail de ce calcul est proposé au chapitre 5, justement dédié à l'utilisation de modèles de paroi dans un contexte de frontières immergées.

Une fois la valeur de  $u_\tau$  obtenue, on peut directement appliquer la fonction analytique de Musker afin de calculer la composante tangentielle de la vitesse au point cible :

$$u_A = u_\tau M(y_A^+), \quad \text{où} \quad y_A^+ = \frac{u_\tau y_A}{\nu}, \quad (2.41)$$

tandis que la composante normale de la vitesse est de nouveau reconstruite linéairement.

En supposant l'hypothèse classique de longueur de mélange valide dans l'ensemble de la région interne de la couche limite turbulente, la viscosité turbulente, liée à la solution de pseudo-viscosité par l'équation 2.9, s'écrit :

$$\nu_{t,A} = \kappa u_\tau y_A D, \quad \text{où} \quad D = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y_A^+}{19}\right) \right]^2. \quad (2.42)$$

Ainsi, à partir des équations 2.9 et 2.42, on obtient une nouvelle expression de la pseudo-viscosité au point  $A$  :

$$(\tilde{\nu}_A)^4 - \kappa u_\tau y_A D (\tilde{\nu}_A)^3 - \kappa u_\tau y_A D \nu^3 C_{v1}^3 = 0, \quad (2.43)$$

où la résolution de cette équation du quatrième degré, basée sur une méthode de Ferrari, est décrite en annexe de [118].

Dans le but de prendre en compte des effets de faibles compressibilités au sein de notre modèle de paroi, on considère cette fois une relation de Crocco-Busemann [156] pour la reconstruction de la température au point cible :

$$T_A = T_B + \frac{\sqrt[3]{Pr}}{2C_p}(u_B^2 - u_A^2), \quad (2.44)$$

où l'on rappelle que  $Pr$  correspondant au nombre de Prandtl, tandis que  $C_p$  est la capacité thermique à pression constante. La masse volumique est alors obtenue à partir de la loi des gaz parfait :

$$\rho_A = \frac{p_A}{RT_A}, \quad (2.45)$$

avec  $R$  la constante des gaz parfait et en considérant de nouveau la pression constante dans la direction normale à la paroi :

$$p_A = p_B. \quad (2.46)$$

Précisons ici que l'on aura l'occasion de revenir sur la validité de cette dernière hypothèse, lors du chapitre 4 de ce manuscrit.

### Conditions d'entrée et de sortie

Dans le but de traiter un maximum de cas d'applications dans un contexte de frontières immergées, des conditions d'entrée et de sortie de fluide ont également été implémentées au sein de l'environnement Cassiopée/Fast. Ces conditions IBC ont notamment servi avec succès à l'étude d'un jet chaud débouchant dans un écoulement transverse [120].

Ainsi, la condition de sortie (*outflow*) consiste simplement à imposer une valeur de pression ou de température statique à la frontière immergée, tout en extrapolant les autres variables depuis le point image.

Pour une condition d'entrée (*inflow*), on considère une direction moyenne de l'écoulement d'entrée, ainsi qu'une pression et une enthalpie d'arrêt. On obtient alors un système d'équations non linéaires, que l'on résout à l'aide d'une méthode Newton-Raphson. Cette condition IBC agit sur l'ensemble des variables au point cible, à l'exception de la pseudo-viscosité turbulente, extrapolée depuis le point image.

### 2.3.5 Post-traitement IBM

On termine ce chapitre par une description non exhaustive de l'approche retenue pour l'étape de post-traitement, permettant la visualisation des informations pariétales dans un contexte de frontières immergées.

La principale difficulté réside dans le fait que ces informations ne sont pas directement accessibles au cours du calcul. Un effort supplémentaire doit donc être fourni à la suite d'une simulation IBM, afin de permettre l'étude des coefficients pariétaux ( $C_p$ ,  $C_f$ ), ainsi que l'intégration de l'ensemble des efforts aérodynamiques sur la géométrie immergée ( $C_D$ ,  $C_L$ ). L'approche développée par Péron *et al.* [118, 49], résumée ici, propose pour sa part une projection de la solution fluide sur la triangulation définissant le ou les obstacles, à partir d'une méthode des moindres carrés (*Moving Least Squares* - MLS [88, 41]). On utilise pour cela l'information fluide reconstruite aux points parois à chaque itération du calcul, et sauvegardée au sein de l'arbre  $\mathbf{t}_c$  des connectivités.

En effet, dans le cas d'une simulation faisant intervenir le modèle de paroi décrit dans la partie précédente, l'ensemble des points paroi est mis à jour en même temps que leurs points cibles associés, en suivant les mêmes hypothèses de modélisation. La vitesse de frottement est ainsi directement reprise de l'application du modèle de paroi, tandis que la solution de pression pariétale est extrapolée depuis les points images :

$$p_w = p_B. \quad (2.47)$$

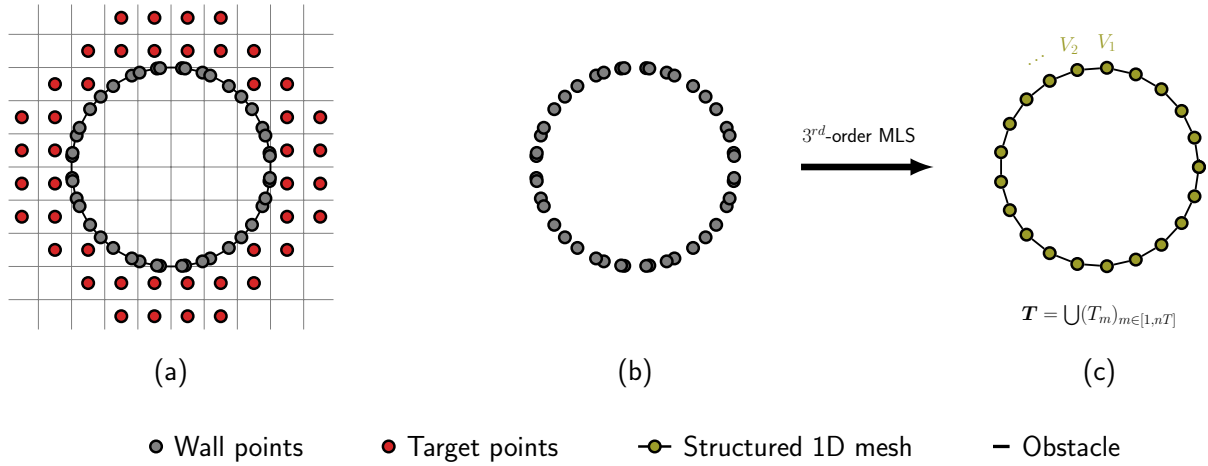
La masse volumique est ensuite obtenue à partir de l'application successive de la relation de Crocco-Busemann pour la température :

$$T_w = T_B + \frac{\sqrt[3]{Pr}}{2C_P}(u_B^2 - u_w^2), \quad (2.48)$$

avec  $u_w = 0$ , suivie d'une nouvelle application de la loi des gaz parfaits :

$$\rho_w = \frac{p_w}{RT_w}. \quad (2.49)$$

Après convergence du calcul, on commence par extraire l'ensemble des points parois positionnés autour de la géométrie immergée (figure 2.23-(b)). Puisque ce nuage de points n'est pas exploitable en l'état, sauf quelques exceptions bidimensionnelles simples, l'étape suivante consiste à interpoler la solution pariétale au niveau de chacun des sommets d'un maillage surfacique triangulaire, à l'aide d'une méthode MLS précise à l'ordre 3 (2.23-(c)).



**FIGURE 2.23** – Illustration de l’opération de post-traitement IBM.

Chaque point paroi est alors projeté orthogonalement sur l’ensemble des  $nT$  triangles  $(T_m)_{m \in [1, nT]}$  composant la triangulation  $\mathbf{T}$  de la géométrie. Finalement, pour chaque sommet  $V_n$  appartenant à  $\mathbf{T}$ , on considère un ensemble d’au moins 10 points parois entourant celui-ci (contre 6 en 2D), choisis à partir des triangles  $T_m$  adjacents et dans le but de permettre la reconstruction MLS finale.

Par conséquent, afin de ne pas introduire d’erreurs d’interpolation, notamment causées par un écart trop important entre la distribution des points parois et la triangulation de la géométrie, dans un sens comme dans l’autre, la triangulation finale doit respecter un certain niveau de cohérence avec la discrétisation des différentes grilles cartésiennes, positionnées au voisinage de l’obstacle. En pratique, on recommandera d’utiliser le même maillage triangulaire que celui pris en compte lors de l’étape de pré-traitement IBM.

Suite à l’extraction de l’ensemble des informations pariétales sur la géométrie, il nous est finalement possible de calculer les coefficients de pression et de frottement, tels que :

$$C_p = \frac{p_w - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2}, \quad (2.50)$$

et :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2} = \frac{\rho_w u_\tau^2}{\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2}. \quad (2.51)$$

Pour finir, l’intégration des efforts de traînée et de portance, toujours dans un contexte de frontières immergées, sera étudiée au chapitre 4.

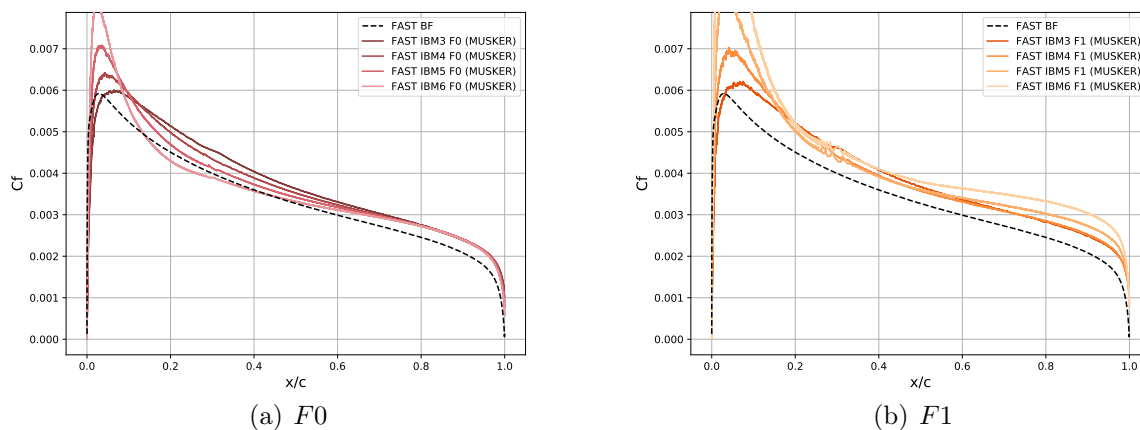
## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une introduction étendue de la méthode de frontières immergées implémentée dans l’environnement Cassiopée/Fast, en nous restreignant à l’étude de simulations d’écoulements turbulents en régime stationnaire, dans un contexte RANS-SA. De fait, l’ensemble des outils numériques utiles à la lecture de cette thèse, depuis le choix des schémas pris en compte dans le solveur FastS, jusqu’aux spécificités du *workflow* de calcul au cours d’une simulation faisant intervenir une ou plusieurs conditions de frontières immergées, ont alors été présentés.

Avant de poursuivre, il est important de souligner que cette méthode IBM a fait l’objet de nombreuses améliorations, visant à accroître la robustesse de l’approche, tant d’un point de vue géométrique que d’un point de vue solveur, même dans les cas d’applications complexes autour de géométries tridimensionnelles réalistes. En ce sens, on pourra notamment citer les études concernant les cas de soufflerie complète et d’inverseur de poussée, réalisées avec succès dans un contexte de frontières immergées [120, 118].

Cependant, certaines limites ont également pu être observées quant à la capture des informations pariétales, le frottement en tête, du fait de la présence d’oscillations parasites au voisinage de l’obstacle immergé, ces dernières augmentant avec la résolution du maillage.

Le travail qui suit vise donc à étudier les limites de cette méthode, afin d’accroître davantage sa précision, en proposant notamment un meilleur couplage entre notre approche IBM, nos grilles cartésiennes et notre modèle de paroi. En particulier, nous essaierons de comprendre au chapitre 3 les raisons nous empêchant actuellement d’observer une bonne convergence en maillage sur la solution de coefficient de frottement, à l’aide des approches IBM  $F0$  et  $F1$  précédentes (cf. figure 2.24).



**FIGURE 2.24** – NACA0012 subsonique sans incidence ( $Ma = 0.15$ ,  $Re = 6$  millions) : essais de convergence en maillage avec les approches IBM  $F0$  et  $F1$  pour une simulation RANS-SA avec modèle de paroi. Prise en compte du schéma AUSM+(P) réduit.

# Chapitre 3

## Positionnement adaptatif des points à forcer dans un contexte de frontières immergées

### Contenu

---

3.1	Introduction . . . . .	56
3.2	Limites de la méthode actuelle . . . . .	57
3.3	Première approche : ajout d'une rangée supplémentaire de points IBM	59
3.3.1	Principe général . . . . .	59
3.3.2	Implémentation . . . . .	61
3.3.3	Limites . . . . .	63
3.4	Seconde approche : positionnement des points IBM en fonction de critères physiques et géométriques . . . . .	65
3.4.1	Principe général . . . . .	65
3.4.2	Implémentation . . . . .	69
3.4.3	Avantages et limites . . . . .	71
3.4.4	Adaptation du front de modélisation . . . . .	73
3.5	Résumé des différentes approches IBM . . . . .	77
3.6	Validations . . . . .	78
3.6.1	Écoulement turbulent subsonique sur un cas de plaque plane . . . . .	79
3.6.2	Écoulement turbulent subsonique autour d'un profil NACA0012 . . . . .	85
3.6.3	Écoulement turbulent transsonique autour d'un profil NACA0012 . . . . .	107
3.7	Conclusion . . . . .	113

---



## 3.1 Introduction

Au début de cette thèse, nous avons évoqué l'intérêt grandissant qui était aujourd'hui porté aux méthodes de frontières immergées, en particulier par l'industrie aéronautique lors des phases d'avant-projet. Nous avons également rappelé les diverses applications de simulations d'écoulements turbulents qui ont pu être réalisées avec succès en utilisant ces méthodes, grâce notamment au développement et à l'utilisation de lois de paroi, permettant de fortement réduire le nombre de points dans le maillage.

Cependant, bien que l'utilisation conjointe de maillages cartésiens soit un avantage majeur de ces méthodes, il est également connu que ces derniers peuvent parfois entraîner l'apparition d'oscillations parasites proches de la paroi, principalement sur les grandeurs pariétales, ce qui pose un problème majeur pour les applications aéronautiques, qui nécessitent une intégration précise des efforts à la surface de l'obstacle. Il est par ailleurs communément admis que la qualité globale de la solution obtenue avec une approche IBM dépendra fortement de la méthode d'interpolation utilisée et des hypothèses de modélisation choisies, la loi de paroi en tête. Un des enjeux de ces dernières années a donc été d'accroître la précision des approches IBM, sans pour autant compromettre la stabilité globale des méthodes. C'est dans cette optique que s'inscrivent les présents travaux.

Dans la majorité des cas, les approches IBM munies de lois de paroi utilisent un point image (*image point*, également dénommé *reference* ou *forcing point* dans la littérature), point fictif présent dans le domaine fluide pour lequel la solution est reconstruite par interpolation. Le modèle de paroi, qu'il soit analytique ou non, est ensuite appliqué depuis ce point jusqu'à la paroi dans le but de calculer la vitesse de frottement, servant à la reconstruction du profil de vitesse tangentielle en chaque point cible (*target point*, également connu sous le nom *forced point*). Or, il peut arriver que la résolution des premiers points calculés soit trop grossière pour capturer les fortes variations de la vitesse tangentielle dans la direction normale à la paroi. Des oscillations peuvent alors apparaître et se propager dans la région proche paroi, selon le niveau de dissipation du schéma numérique choisi pour la simulation. Ces oscillations dégradent finalement la solution interpolée aux points images, ce qui peut également conduire à augmenter leur intensité, par rétroaction.

Ces problèmes sont connus et largement discutés dans la littérature spécialisée. Différents auteurs ont ainsi cherché à accroître la robustesse et la précision de leur approche en essayant de réduire ou de supprimer ces oscillations proches paroi. Nous pouvons notamment citer les travaux de Capizzano [36], qui a proposé une linéarisation du profil de vitesse au sein de la zone modélisée à partir du point image. Par la suite, Tamaki *et al.* [140] ont proposé d'étendre l'approche de Capizzano en modifiant de la même façon le profil de viscosité turbulente pour le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras, dans le but de maintenir l'équilibre des contraintes de cisaillement à l'intérieur de la couche limite.

Certains auteurs, à l’instar de Cai *et al.* [34], ont plutôt suggéré d’augmenter le nombre de points calculés servant à la reconstruction de la solution au point image, afin d’étendre l’ordre de leur méthode d’interpolation et ainsi réduire la source d’erreur liée à cette étape. D’autres encore ont proposé de ne pas prendre en compte les cellules trop proches de la paroi dans les molécules de calcul vues par le solveur, de façon systématique [57], selon un critère de distance absolue [55] ou bien selon les valeurs de  $y^+$  mesurées au niveau des différents points cibles et images [159]. C’est dans le sillage de ces solutions géométriques que se placent nos développements récents.

Dans ce chapitre, nous proposons une approche différente, basée sur des considérations géométriques par analogie avec les approches *body-fitted* et indépendante du modèle de turbulence considéré. L’idée générale est de rendre absolument consistante la résolution du maillage proche paroi considérée et la localisation des points cibles et images autour de l’obstacle immergé, pour un nombre de Reynolds donné. Ce nouveau traitement consiste en l’application de la condition de frontière immergée pour une distance exprimée en unité de paroi que l’on fixe *a priori*, de manière à ce que les points cibles et images soient localisés au sein de la couche logarithmique.

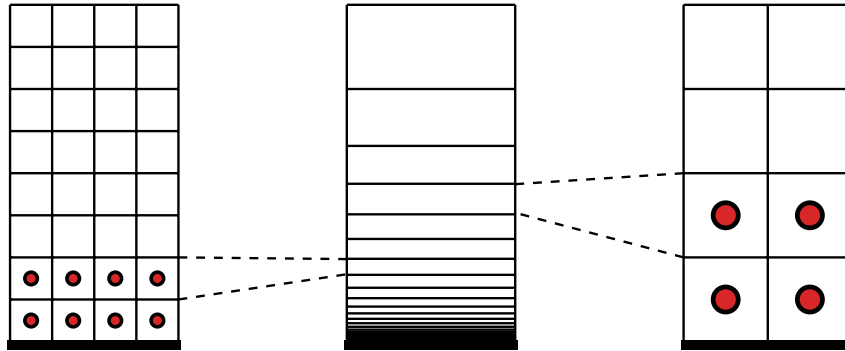
## 3.2 Limites de la méthode actuelle

De même que les auteurs susmentionnés, nous avons aussi observé l’apparition d’oscillations parasites générées au voisinage de l’obstacle immergé, pouvant compromettre la stabilité de la méthode dans son ensemble et empêcher une véritable convergence en maillage sur les applications à visée aéronautique. Après une étude approfondie, nous avons isolé deux origines majeures à ce problème : une mauvaise capture des gradients de vitesse au niveau des premiers points calculés, ainsi qu’une grande variation du positionnement des points cibles et images autour de la géométrie immergée. Ces deux aspects sont détaillés ci-après.

Comme énoncé en introduction de ce chapitre, la première cause conduisant à l’apparition d’oscillations proches de la paroi est le maillage cartésien lui-même, principalement du fait d’une sous-résolution du maillage observée aux premiers points calculés. Ceci peut être expliqué en comparant les méthodes *body-fitted* aux approches IBM sur grilles cartésiennes, vis-à-vis de la résolution du maillage dans la direction normale à la paroi. Les premières suivent une loi géométrique pour le déraffinement des cellules dans cette direction, en partant d’une première taille de maille généralement fixée dans le but d’observer une valeur de  $y^+$  égale à 1, tandis que les secondes considèrent une distribution uniforme des cellules cartésiennes au voisinage de la paroi. Ainsi, sur un maillage cartésien, le fait de nécessairement forcer la solution au niveau des deux premières cellules proches de l’obstacle, comme cela est effectué avec la méthode IBM actuelle et dans une bonne partie de la littérature concernée, fait que les premiers points calculés finissent par tomber néces-

sairement dans une zone apparaissant davantage resserrée au sein d'un maillage couche limite. On assiste alors à un véritable travail de Sisyphe, où chaque nouveau raffinement opéré sur nos maillages cartésiens octree nous ramène finalement à notre problématique de départ.

Une illustration de ce type de problème est présentée en figure 3.1, où deux maillages cartésiens, séparés d'un niveau de raffinement, sont comparés à un maillage couche limite de référence. On voit bien ici que les écarts mesurés entre les maillages cartésiens et le maillage de référence conservent la même erreur d'un niveau de raffinement à l'autre, autour de 200% d'erreur relative sur la résolution mesurée aux premiers points calculés.

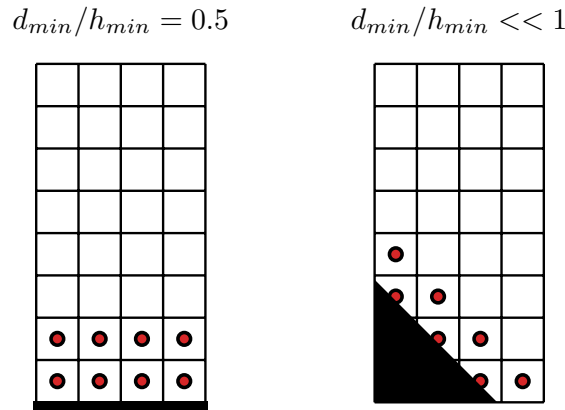


**FIGURE 3.1** – Illustration du manque de résolution observé aux premiers points calculés sur des maillages cartésiens.

En deuxième lieu, du fait de la distribution en escalier des points cibles autour de l'obstacle immergé, il apparaît que deux points cibles voisins peuvent se situer dans des sous-couches différentes de la couche limite turbulente (par exemple l'un dans la sous-couche visqueuse, le second dans la couche logarithmique). Avec un maillage cartésien, il est bien sûr très difficile de piloter la distance minimale correspondant à la distance du premier centre de ces cellules à la paroi, en dehors des applications autour de géométries simples. À l'instant où la grille cartésienne n'est plus alignée avec l'obstacle, comme présentée en figure 3.2-(droite), cette distance n'est plus uniquement contrôlée par la résolution proche paroi et peut donc tendre vers 0. Deux points cibles voisins peuvent ainsi présenter des gradients de vitesse tangentielle tout à fait différents, alors même qu'ils appartiennent à une même molécule de calcul vue par un point calculé du domaine fluide. Le risque encouru ici est une mauvaise reconstruction effectuée par le schéma numérique en espace d'ordre 2, engendrant davantage de bruit numérique et d'oscillations.

Enfin, si notre loi de paroi permet de représenter correctement la sous-couche visqueuse et la couche logarithmique de la couche limite turbulente, elle échoue à parfaitement reproduire la zone tampon qui lie ces deux sous-régions. Il est alors possible de générer une erreur supplémentaire lorsque le point image ou l'un des points cibles se retrouve dans cette zone. Cela peut conduire à une mauvaise estimation de la vitesse de frottement

et, par conséquent, à une mauvaise reconstruction du profil de vitesse proche paroi. Plus généralement, ceci tend à compliquer toute forme de convergence en maillage : à chaque changement de résolution, le positionnement des points IBM au sein de la couche limite turbulente varie du fait d'une variation importante de la hauteur de modélisation, avec le risque de voir ces points sortir de la zone logarithmique.



**FIGURE 3.2** – Illustration de la distance à la paroi minimale observée pour les premiers points cibles selon que l'obstacle est aligné avec la grille cartésienne ou non.

Dans la suite de ce chapitre, on cherchera à proposer une méthode globale permettant de résoudre ces différents problèmes.

### 3.3 Première approche : ajout d'une rangée supplémentaire de points IBM

#### 3.3.1 Principe général

Une première approche, permettant de répondre à certains des points bloquants mentionnés plus haut, consiste à contrôler la distance minimale du centre des premiers points cibles à la paroi. Il coexiste plusieurs solutions dans la littérature dans ce sens, à commencer par le choix d'un critère de distance calculé *a priori*, comme proposé par Degryny *et al.* [55]. Leur approche, résumée dans la figure 3.3-(c), fait intervenir un critère de distance  $d_{TCTW}$ , compris entre 0 et 1. Les cellules du maillage cartésien apparaissant en dessous de cette limite sont alors masquées lors de l'étape de pré-traitement et les points cibles localement repoussés. Le choix d'une telle valeur seuil peut néanmoins être complexe, et celle-ci peut grandement dépendre des cas et des types d'applications considérés. Les auteurs cités ont par exemple fait varier ce seuil afin de l'adapter à leurs différentes études.

Une autre possibilité, étudiée notamment par Xu *et al.* [159], consiste à contrôler la position du premier point cible proche paroi au cours du calcul plutôt qu'en pré-



D'autres travaux ont ainsi fait le choix de repousser le front des premiers points calculés d'une rangée, en masquant systématiquement la première cellule fluide proche paroi, permettant ainsi de s'affranchir de la recherche d'une valeur seuil ou d'un critère de sélection à satisfaire au cours du calcul. C'est ce type d'approche, résumée dans la figure 3.3-(b) et comparée à l'algorithme original 3.3-(a), que nous avons tout d'abord choisi de suivre.

### 3.3.2 Implémentation

Sans critère de distance à définir *a priori*, l'implémentation de cette première approche, également appelée *F2* (Front 2) dans la suite de ce chapitre, consiste à propager d'une profondeur supplémentaire l'information de traitement IBM vers le domaine fluide et à augmenter la distance maximale de projection, qui devient :

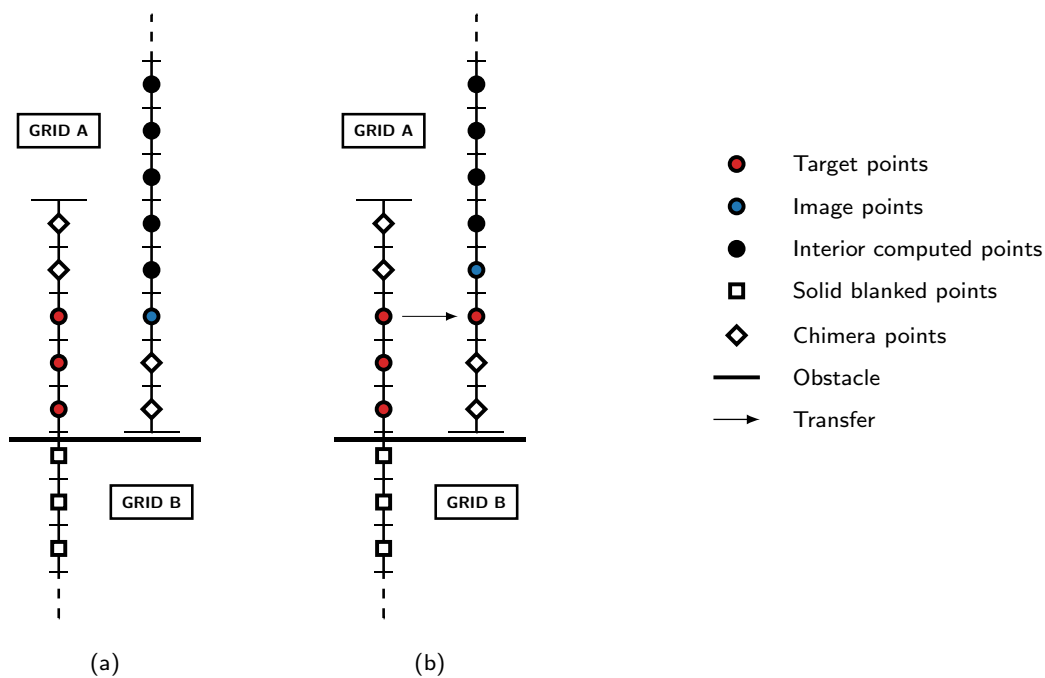
$$d_{proj,max}^{F2} = 3 \cdot \sqrt{dim} \cdot h_{loc} \quad (3.1)$$

Cette modification de l'algorithme original intervient lors de l'étape de pré-traitement IBM, pour laquelle la profondeur de recherche des informations IBM à marquer proche paroi est incrémentée de 1. Si dans la majorité des cas étudiés cette propagation s'effectue correctement, il arrive que l'on ne rencontre pas le même comportement suivant que l'on considère un ou plusieurs domaines au sein de notre maillage cartésien. Pour cette seconde configuration, certaines zones de recouvrement entre nos grilles cartésiennes nécessitent un traitement particulier afin de repousser l'ensemble des points cibles d'une rangée, comme présenté en figure 3.3-(b). En effet, compte tenu de la taille des recouvrements entre grilles cartésiennes adjacentes, que l'on a définie au chapitre 2, il devient nécessaire dans certains cas d'effectuer un transfert des informations IBM d'une grille à l'autre. La figure 3.4 résume ce problème particulier. Ce schéma représente une vue 1D de deux grilles adjacentes dans la direction normale à la paroi, superposées mais écartées l'une de l'autre pour des raisons de clarté. On observe ici une extension 3-2, avec une extension de trois cellules pour la grille de gauche et de deux cellules pour la grille de droite.

Sur la figure 3.4-(a), la grille située à droite n'est pas traversée par l'obstacle et ne possède donc pas les informations proches paroi nécessaires lui permettant de propager le nombre de points cibles d'une couche supplémentaire. Cette grille ne "voit" pas la paroi et sa troisième cellule dans la direction normale apparaît alors de manière incorrecte comme un point calculé, au niveau duquel un point image peut être projeté. À l'inverse, la grille de gauche est bien traversée par l'obstacle et contient alors des cellules masquées intérieures, à partir desquelles il est effectivement possible de construire les trois rangées de points cibles attendues.

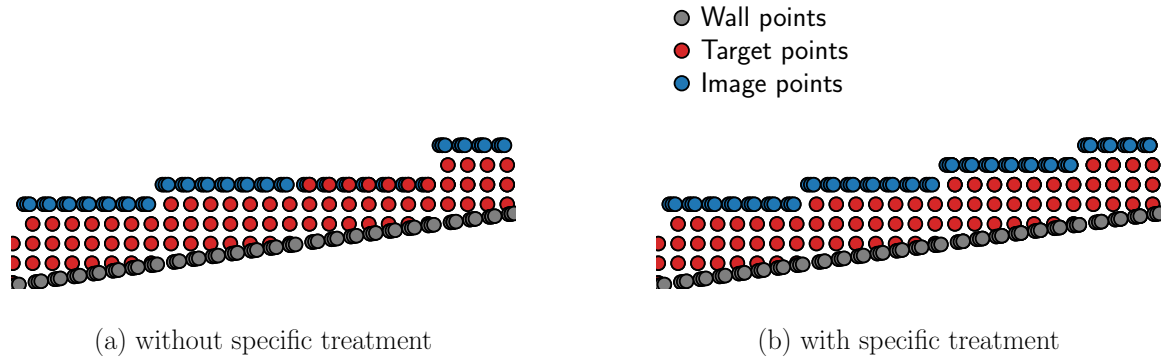
Par ailleurs, dans cette configuration où les trois points cibles se retrouvent à la frontière des points raccords (*ghost cells*), la grille de gauche ne contient pas de point calculé et ses points cibles sont finalement projetés sur la grille de droite, dont le front des premiers points calculés n'est pas correctement positionné. Ceci provoque le positionnement d'un point cible au même endroit que son point image, ce qui peut empêcher une interpolation correcte de la solution fluide au niveau de ce dernier.

Pour remédier à cela, on se propose d'effectuer un transfert des informations relatives au positionnement du front des premiers points calculés entre grilles coïncidentes, qui permet de remplacer un point calculé par un point cible lorsque cela est nécessaire. Ce traitement spécifique est présenté en figure 3.4-(b). Le transfert des informations IBM de la grille de gauche vers la grille de droite repousse ainsi le front des premiers calculés d'une rangée sur cette dernière, ce qui permet de repositionner correctement le point image, qui n'apparaît plus au même niveau que le dernier point cible de la grille de gauche. On se retrouve alors dans la même configuration que dans un cas monodomaine.



**FIGURE 3.4** – Nature des cellules proches paroi au niveau d'un raccord entre deux grilles adjacentes dans la direction normale à la paroi, pour l'approche  $F^2$ , avant puis après transfert des informations IBM.

Enfin, un exemple du positionnement des points IBM autour d'un obstacle 2D via cette approche  $F^2$ , avant puis après le transfert des informations IBM entre grilles coïncidentes, est fourni en figure 3.5. Sans le traitement spécifique, on retrouve le comportement erroné décrit plus haut, cette fois sur une zone davantage étendue.



**FIGURE 3.5** – Positionnement des points IBM pour l’approche  $F2$ , avant puis après transfert des informations IBM.

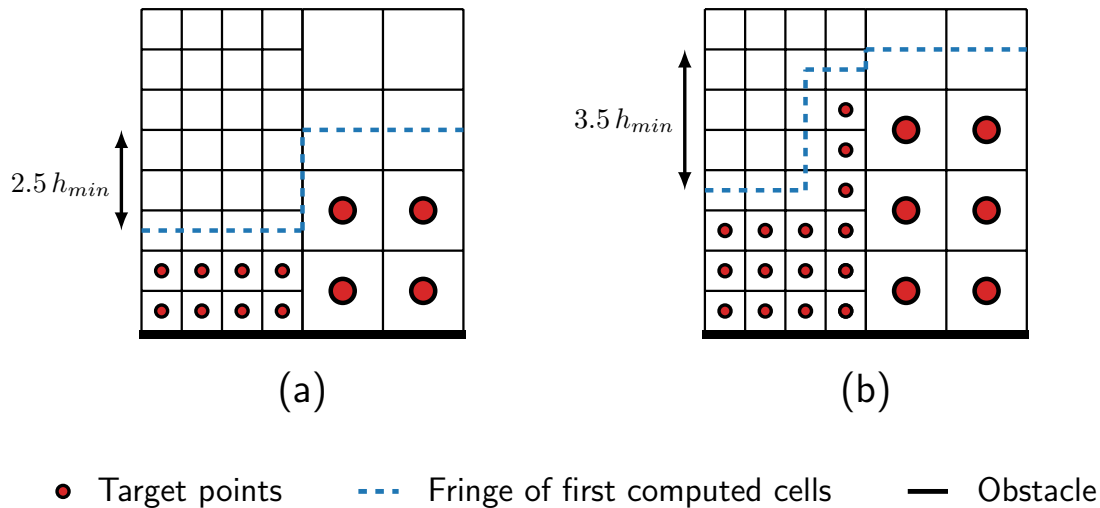
### 3.3.3 Limites

Si cette méthode a effectivement permis de réduire de manière importante les oscillations proches paroi, à l’image des conclusions observées dans la littérature pour ce type d’approche, certaines limites ont pu être mises en évidence.

En premier lieu, il est apparu que l’approche  $F2$  aggrave un problème déjà observé avec l’approche originale, concernant les changements de raffinement proches paroi dans un contexte de frontières immergées, avec utilisation conjointe de lois de paroi. En effet, du fait d’un placement fixe des points cibles sur une, deux, voire trois rangées proches de l’obstacle immergé, un changement de résolution dans la direction de l’écoulement modifie d’une grille à l’autre le positionnement des premiers points calculés et donc, des points images. Ainsi, au voisinage d’un recouvrement entre une grille cartésienne fine et une autre deux fois moins résolue, la reconstruction IBM proche paroi peut être effectuée au niveau de points cibles utilisant des points images potentiellement localisés dans des régions différentes de la couche limite. Ceci conduit à de fortes disparités quant à l’estimation de la vitesse pour des points cibles voisins dans la direction tangente à la paroi, mais de niveaux de raffinement local différents.

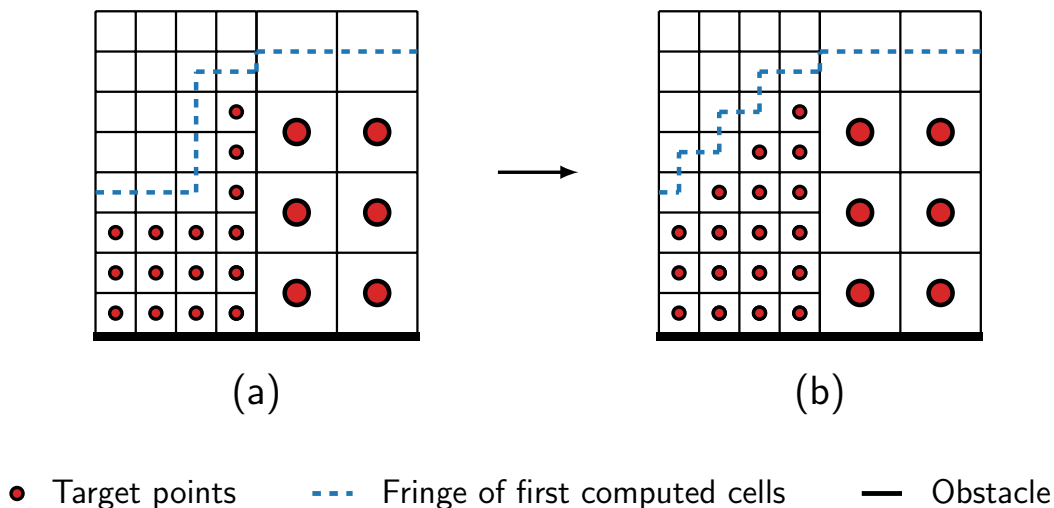
Sur la figure 3.6-(a), représentant ce type de changement de résolution pour un maillage aligné avec son obstacle, la différence de positionnement des points images d’une grille à l’autre s’évalue à  $2.5 h_{min}$ . Ces écarts sont donc déjà importants avec l’approche originale, mais augmentent encore avec l’approche  $F2$ , comme observé en figure 3.6-(b). Le fait de forcer trois couches de points cibles au lieu de deux augmente cette différence de positionnement qui atteint désormais  $3.5 h_{min}$ , aggravant ainsi le problème initial concernant ces régions. On peut d’ailleurs observer que cette complication intervient déjà sur la grille la plus resserrée, dans la mesure où le traitement additionnel lié à cette approche conduit, par effet de bord, à augmenter le nombre de points cibles dans la direction normale à la paroi sur la grille de gauche, la distance à la paroi des premiers points calculés étant héritée de la grille de droite, de plus faible résolution.





**FIGURE 3.6** – Impact d’un changement de raffinement dans la direction tangente à la paroi pour les algorithmes  $F1$  et  $F2$ .

Afin de réduire ces sources importantes de bruit numérique dans ces régions, nous avons considéré un lissage du front des premiers points calculés lorsqu’un changement de résolution intervient dans la direction de l’écoulement. En pratique, cela consiste à ajouter des points cibles sur la grille de plus forte résolution, comme représenté en figure 3.7. Cependant, si cet algorithme est relativement simple à mettre en place en 2D, le passage aux cas 3D s’avère lui très complexe, en particulier autour de géométries réalistes. Ce développement a donc été mis en suspens.



**FIGURE 3.7** – Lissage du front des premiers points calculés lors d’un changement de raffinement dans la direction tangente à la paroi pour l’algorithme  $F2$ .

Enfin, cette première proposition d’amélioration ne nous a pas permis d’atteindre une véritable convergence en maillage pour différents cas de validation sur plaque plane ou

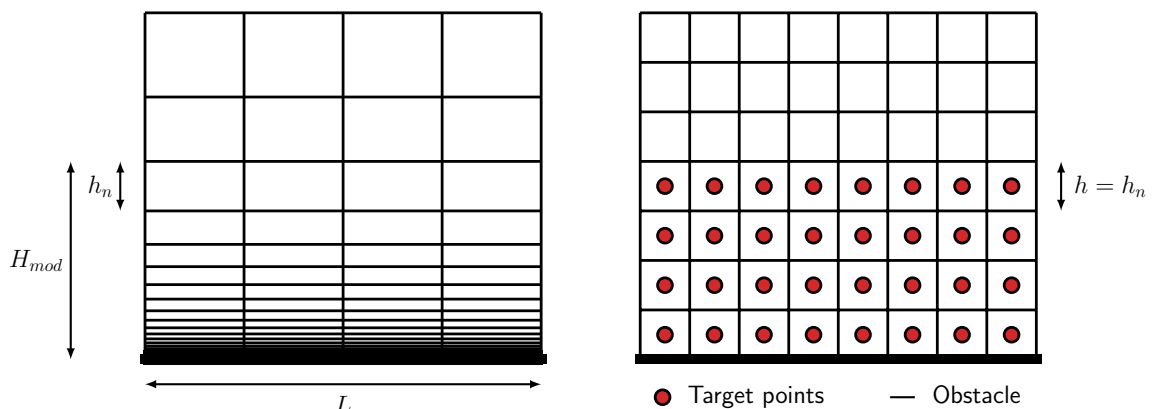
géométries profilées. En particulier, nous avons pu observer que, pour certaines résolutions du maillage, les points cibles comme les points images pouvaient reposer dans la zone tampon, conduisant ainsi à une mauvaise représentation de certaines grandeurs pariétales, à commencer par le coefficient de frottement. De plus, si l’algorithme  $F2$  a effectivement permis de réduire la quantité d’oscillations intervenant proches paroi, il ne les a pas complètement supprimées. Il semble en effet que cette approche tend davantage à repousser certains problèmes à des grilles cartésiennes plus fines, qu’à véritablement s’attaquer à leurs origines.

Dans la section suivante, nous proposerons ainsi une approche différente et plus adaptative, qui cherchera notamment à répondre à l’ensemble des problèmes soulevés depuis le début de ce chapitre.

### 3.4 Seconde approche : positionnement des points IBM en fonction de critères physiques et géométriques

#### 3.4.1 Principe général

Contrairement à d’autres solutions proposées dans la littérature, pour lesquelles le modèle de turbulence ainsi que le schéma numérique peuvent être modifiés proches paroi, l’approche que l’on se propose de développer ici se base sur des considérations géométriques et concerne uniquement la localisation des points cibles et images par rapport à la paroi. Cette méthode repose sur la théorie relative au développement d’une couche limite turbulente sur plaque plane, nous permettant d’estimer la hauteur à laquelle positionner les premiers points calculés, pour une valeur  $y_{target}^+$  choisie *a priori*. Enfin, cette approche, que l’on nommera également  $F42$  (Front 42), peut être vue comme une extension de l’approche  $F2$ , décrite dans la section 3.3 précédente.



**FIGURE 3.8** – Principe général de notre nouvelle approche, comparaison entre un maillage couche limite (a) et un maillage cartésien (b) au-dessus d’une plaque plane de longueur  $L$ .

Considérons la figure 3.8, avec à gauche le cas d’une couche limite uniquement résolue par le maillage, et à droite le cas d’un maillage cartésien présentant une résolution uniforme  $h$ . Dans le but d’être absolument consistant avec un maillage suivant une approche *body-fitted* et donc étiré à partir de la paroi, ce schéma nous indique qu’il nous faudrait en réalité appliquer notre modèle de paroi à une distance  $H_{mod}$  sur notre maillage cartésien. On appellera cette distance hauteur de modélisation (*modeling height*) dans la suite.

Comme discuté en section 3.2 de ce chapitre, la résolution proche paroi du maillage cartésien est souvent insuffisante pour correctement représenter la couche limite au niveau des premiers points calculés avec les approches IBM classiques. Cette absence de cohérence entre la résolution imposée proche paroi et le positionnement des points à forcer autour de la géométrie immergée permet d’expliquer en partie les difficultés à atteindre une véritable convergence en maillage. Ainsi, pour les approches proposant un nombre fixe de couches de points cibles, les premiers points calculés finissent par inévitablement reposer dans une région où la forte non-linéarité du profil de vitesse ne peut pas être correctement représentée par le maillage seul.

Nous chercherons ici à forcer cette cohérence, en nous affranchissant d’un forçage de la solution proche paroi sur un nombre fixe de couches de points cibles. C’est la détermination d’une hauteur de modélisation, calculée lors de l’étape de pré-traitement, qui nous permettra au contraire d’adapter ce nombre de couches de points à forcer. En pratique, on se propose donc de choisir une valeur  $y_{target}^+$  que l’on souhaite obtenir aux premiers points calculés. Dans la mesure où les points images sont ici projetés sur le front des premiers points calculés, cela implique également que les valeurs des  $y^+$  mesurées aux points images seront proches de  $y_{target}^+$ .

Dans le cadre de notre approche, la résolution proche paroi est imposée en premier lieu, puisque celle-ci dépend des caractéristiques de la géométrie que doit représenter au mieux le maillage, à l’image des variations de la courbure ou des espaces parfois faibles entre les différents éléments qui composent les obstacles immergés. On utilise ensuite une approximation plaque plane afin d’évaluer la hauteur de modélisation  $H_{mod}$ , qui dépend principalement du nombre de Reynolds, de la longueur caractéristique de la géométrie étudiée et des conditions d’écoulement. Finalement, pour un  $y_{target}^+$  fixé, la hauteur de modélisation  $H_{mod}$  correspondante permet d’obtenir une première approximation satisfaisante quant à la distance seuil entre les points calculés et les points cibles, pour lesquels la solution est reconstruite par application du modèle de paroi. Si le choix d’une valeur spécifique pour  $y_{target}^+$  doit être effectué de façon telle que la résolution du maillage cartésien aux premiers points calculés soit en bon accord avec la résolution requise pour un maillage couche limite de référence à la même distance de la paroi, on veillera également à choisir cette valeur dans le but d’appliquer le modèle de paroi entièrement au sein de la couche logarithmique. En ce sens,  $y_{target}^+$  est typiquement choisi pour des valeurs comprises entre 100 et 1000, soit suffisamment loin de la zone tampon.

Avant de discuter de l'implémentation de cette approche, il convient d'expliciter certaines formules importantes. On commence par rappeler la définition de la distance adimensionnée à la paroi :

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}, \quad (3.2)$$

que l'on peut également réécrire, en utilisant la définition donnée de  $H_{mod}$  :

$$y_{target}^+ = \frac{u_\tau H_{mod}}{\nu}. \quad (3.3)$$

On rappelle également la définition du coefficient de frottement à la paroi :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2} = f(Re), \quad (3.4)$$

avec  $Re$  le nombre de Reynolds et  $u_\tau$  la vitesse de frottement, telle que :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (3.5)$$

Ainsi, à partir de la longueur caractéristique  $L$  de la géométrie et des équations 3.3, 3.4 et 3.5, il est possible de déduire une formule pour la hauteur de modélisation  $H_{mod}$  :

$$H_{mod} = \sqrt{2} \frac{y_{target}^+ L}{Re \sqrt{f(Re)}}, \quad (3.6)$$

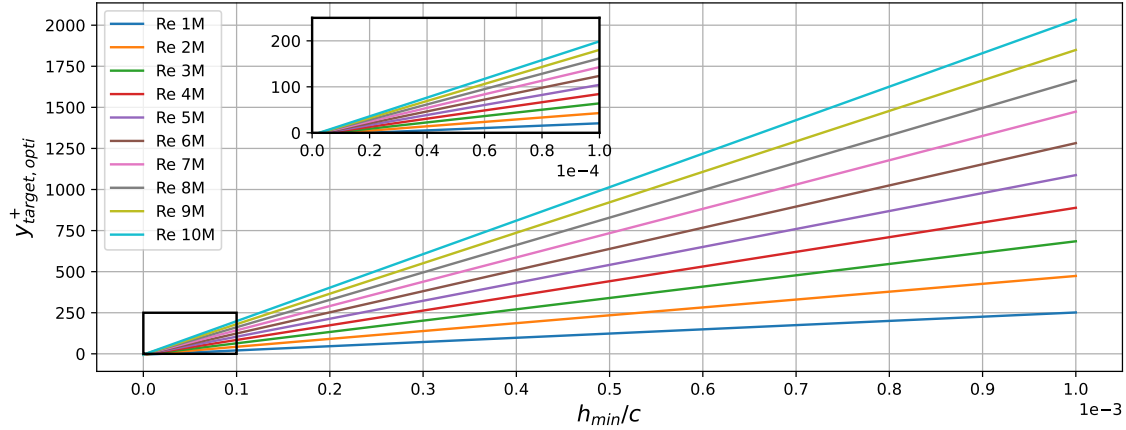
La fonction  $f$  reliant le nombre de Reynolds au coefficient de frottement peut être déduite à partir d'une approximation plaque plane, comme discuté au début de cette section. On a alors :

$$f(Re) = 0.058 Re^{-0.2}, \quad (3.7)$$

cette définition étant notamment utilisée par ANSYS Fluent [2] pour l'estimation de la première taille de maille proche paroi.

On possède finalement une définition explicite de la hauteur de modélisation  $H_{mod}$ , calculée à partir de  $y_{target}^+$  et de certaines caractéristiques de l'écoulement. À l'inverse, on

peut souhaiter obtenir une estimation de la valeur optimale de  $y_{target}^+$  pour une résolution proche paroi préalablement choisie, à partir de la même approximation plaque plane. Ce calcul est détaillé dans les paragraphes suivants.



**FIGURE 3.9** – Évolution du  $y_{target, opti}^+$  en fonction de la résolution proche paroi pour différents nombres de Reynolds.

La figure 3.9 présente l'évolution de cette valeur  $y_{target}^+$  optimale en fonction de la résolution proche paroi et pour différents nombres de Reynolds. En particulier, on peut observer que, pour une même résolution proche paroi, la valeur  $y_{target, opti}^+$  correspondante tend à augmenter avec le nombre de Reynolds. Ceci n'est pas en soit un problème insurmontable, dans la mesure où l'épaisseur de la couche logarithmique augmente également avec le nombre de Reynolds qui caractérise l'écoulement, étendant du même coup le domaine de validité de notre modèle de paroi à des valeurs de  $y^+$  plus élevées. Les formules ayant permis d'obtenir la figure 3.9 sont définies par la suite.

Si l'on considère tout d'abord que l'espacement entre chaque cellule du maillage couche limite présenté sur la figure 3.8-(gauche) suit une loi géométrique de raison  $q = 1.2$ , et sachant que  $h_n$  correspond à l'espacement mesuré au niveau de la  $n^{\text{ème}}$  cellule dans la direction normale à la paroi, il nous est possible d'écrire :

$$h_n = h_0 q^n, \quad (3.8)$$

où  $h_0$  est la hauteur de la première cellule proche paroi. Puisque celle-ci est généralement choisie de telle sorte que  $y^+ = 1$  à la paroi, on a également, en adaptant l'équation 3.6 :

$$h_0 = \sqrt{2} \frac{L}{Re \sqrt{f(Re)}}. \quad (3.9)$$

En reprenant maintenant la définition géométrique de  $H_{mod}$ , définie sur la figure 3.8, il vient :

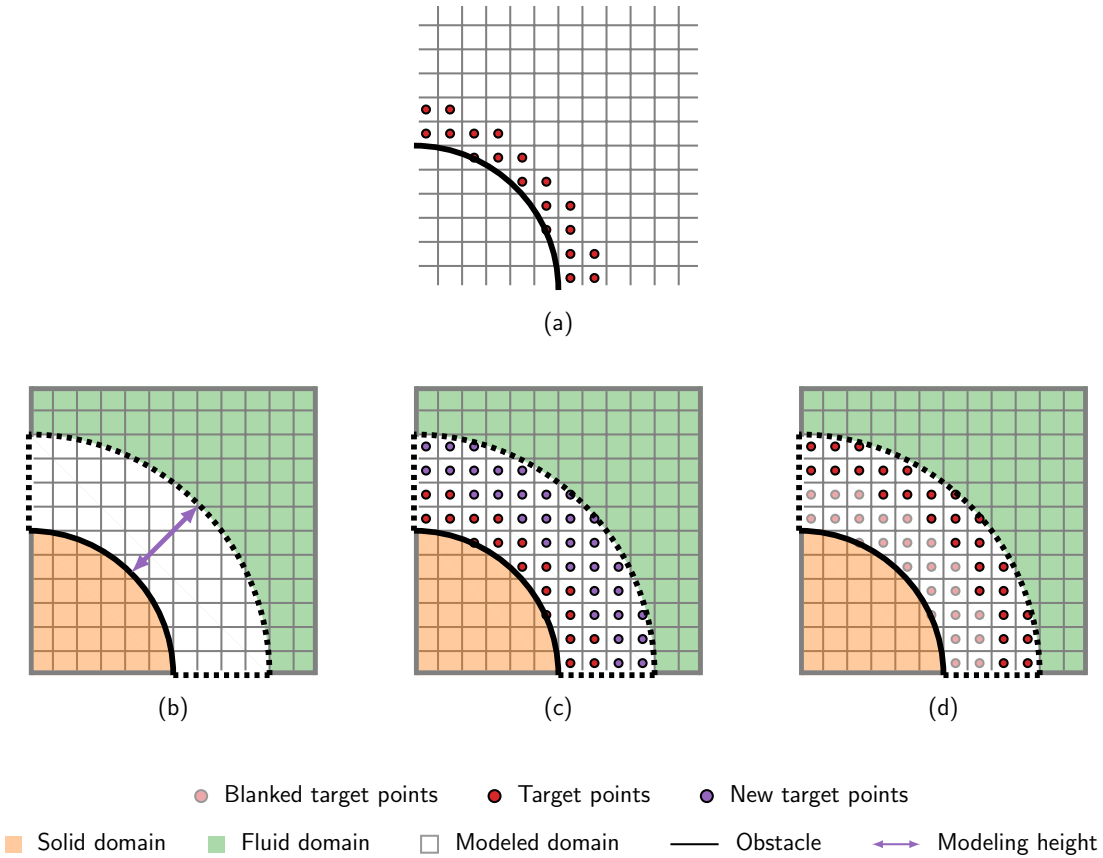
$$H_{mod} = \sum_{i=0}^n h_i = h_0 \frac{1 - q^{n+1}}{1 - q} = \frac{h_0 - q h_n}{1 - q}. \quad (3.10)$$

Finalement, en utilisant les équations 3.6, 3.9 et 3.10, on obtient une formule pour la valeur optimale de  $y_{target}^+$  :

$$y_{target, opti}^+ = H_{mod}/h_0 = \frac{1 - q (h_n/h_0)}{1 - q}. \quad (3.11)$$

### 3.4.2 Implémentation

La figure 3.10 décrit le nouveau pré-traitement IBM lié à l'approche  $F42$ .



**FIGURE 3.10** – Approche originale (a) et étapes supplémentaires (b), (c) et (d) liées à notre nouvelle approche IBM lors de l'étape de pré-traitement.

Lors de l'étape de pré-traitement, à la suite de la génération du maillage cartésien octree, on commence par marquer les deux premières rangées de cellules au voisinage de l'obstacle immergé, comme pour l'approche *F1* précédente (figure 3.10-(a)). Ceci nous permet d'avoir toujours au moins deux cellules à forcer, condition indispensable pour être cohérent avec notre solveur actuel, basé sur une molécule de calcul à cinq points. On calcule ensuite la hauteur de modélisation  $H_{mod}$  à partir de l'équation 3.6 et d'une valeur de  $y_{target}^+$  choisie *a priori*. Cette distance seuil permet de séparer le domaine fluide entre domaine calculé et domaine modélisé, comme illustré en figure 3.10-(b). De nouveaux points cibles sont alors positionnés dans toute la zone modélisée ainsi définie.

Dans la section précédente, nous avons discuté de la difficulté de propager les informations IBM à partir de la seule information de la paroi dès lors que l'on dépasse deux couches de points cibles. Un traitement spécifique a ainsi été proposé dans le cas d'une approche à trois couches de points cibles. Ici, plutôt que d'étendre ce traitement spécifique à un cas plus général, pour un nombre variable de cellules à forcer au voisinage de l'obstacle immergé, nous avons fait le choix de procéder différemment en tirant pleinement parti de la variable contenant l'information de distance à la paroi,  $\{dist2wall\}$ , connue dans l'intégralité du maillage.

On définit la variable  $\{cellN\}$ , également connue en chaque point du maillage et permettant de diviser celui-ci entre points calculés ( $\{cellN\} = 1$ ), points masqués à l'intérieur du solide ( $\{cellN\} = 0$ ) et points modélisés, qui deviendront les futurs points cibles ( $\{cellN\} = 2$ ). On définit également la variable  $\{cellN\_ori\}$ , correspondant à la variable  $\{cellN\}$  mise à jour à la suite du traitement IBM original (figure 3.10-(a)). Avec la nouvelle approche *F42*, la variable  $\{cellN\}$  est finalement modifiée comme suit :

---

**Algorithme 3.1** Modification de la variable  $\{cellN\}$  pour la nouvelle approche IBM.

---

```

for each point do
  if  $\{dist2wall\} \geq 0$  then
    if  $\{dist2wall\} \geq H_{mod}$  and  $\{cellN\_ori\} \neq 2$  then
       $\{cellN\} \leftarrow 1$  (Computed points)
    else
       $\{cellN\} \leftarrow 2$  (Target points)
    end if
  else
     $\{cellN\} \leftarrow 0$  (Solid blanked points)
  end if
end for

```

---

Ce traitement effectué, on obtient le résultat présenté en figure 3.10-(c), avec ici deux nouvelles couches de points cibles. Par ailleurs, dans le but de limiter le coût global du calcul par la mise à jour dispensable de points cibles non pris en compte par le solveur, on se propose de masquer ces derniers lors d'une dernière étape, résumée en figure 3.10-(d).

### 3.4.3 Avantages et limites

Cette approche a notamment permis de répondre à la problématique concernant les changements de raffinement proche paroi dans un contexte de frontières immergées. En effet, en section 3.3.3 de ce chapitre, nous avons pu discuter des changements de positionnement brutaux pouvant intervenir entre blocs cartésiens adjacents de résolutions différentes, ainsi que de l'instabilité numérique qu'ils pouvaient engendrer. Ici cependant, du fait de l'utilisation d'une hauteur de modélisation commune à l'ensemble de la géométrie, les points images restent positionnés peu ou prou à même distance de la paroi, indépendamment de la résolution proche paroi considérée, ce qui permet de considérablement régulariser ces régions. C'est ce que l'on peut observer sur la figure 3.11, où l'écart maximal mesuré sur la distance à la paroi des points images est ici divisé par cinq.

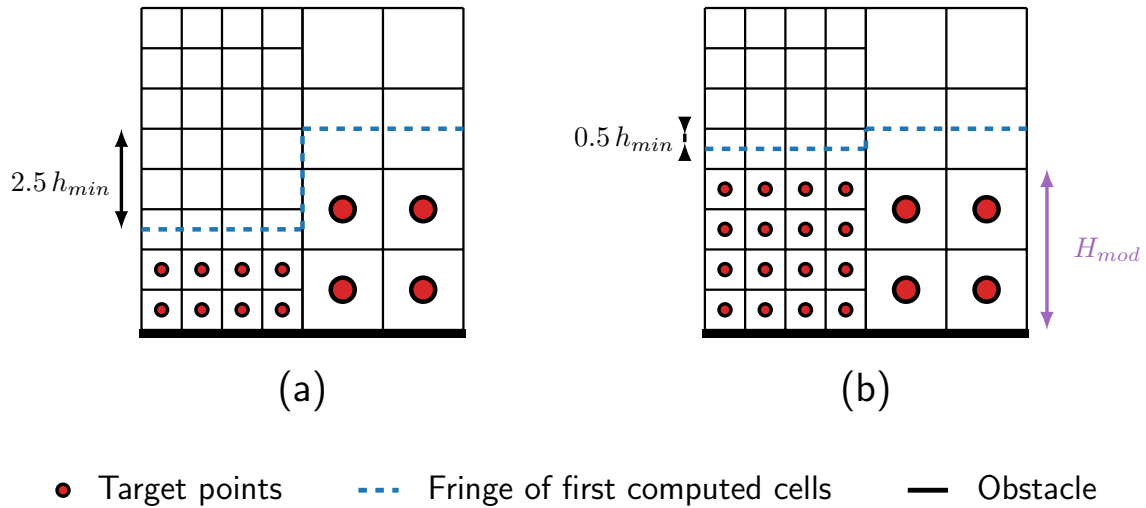


FIGURE 3.11 – Impact d'un changement de raffinement dans la direction tangente à la paroi pour les algorithmes  $F1$  et  $F42$ .

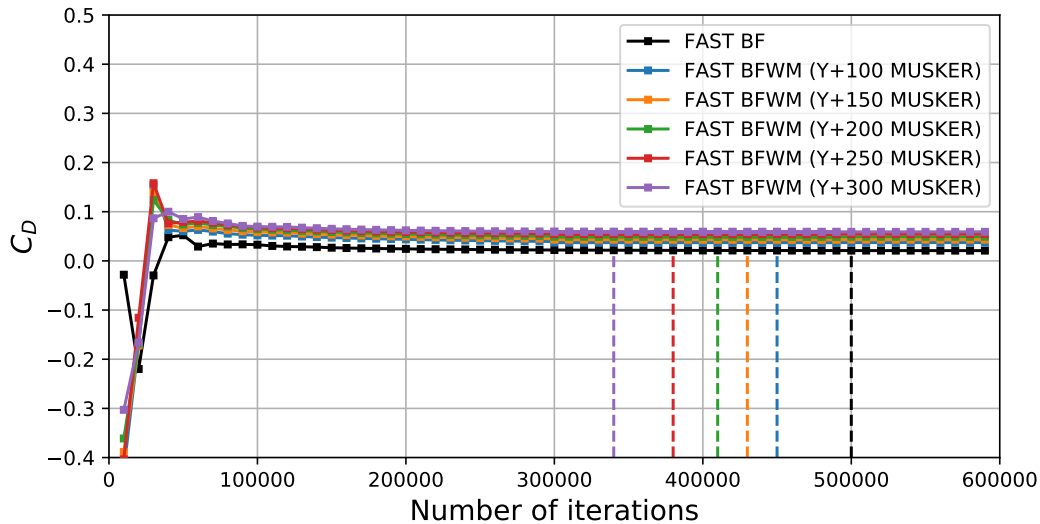
De plus, notre approche fait le choix de tirer pleinement parti du modèle de paroi utilisé, en étendant la zone modélisée autour de l'obstacle. Ceci permet notamment de réduire le nombre d'itérations nécessaires à la convergence de nos simulations RANS, en particulier autour de géométries profilées faisant face à de fortes incidences. Pour illustrer cela, on se propose d'étudier en figure 3.12 l'impact du choix initial de  $y_{target}^+$  sur le nombre d'itérations nécessaire pour observer la convergence complète d'une simulation d'écoulement turbulent autour d'un profil NACA0012 en régime subsonique, à 15 degrés d'incidence. Toutes les solutions IBM avec loi de paroi sont ici obtenues sur un maillage couche limite et sont comparées à une solution obtenue sur le même maillage conforme, pour laquelle la turbulence proche paroi est uniquement résolue par le maillage. On étudie ici l'évolution du comportement de la solution intégrée de traînée totale  $x$  entre deux itérations consécutives  $k$  et  $k+1$ . Le critère de convergence est alors satisfait lorsque l'on



atteint une itération  $k$  respectant la condition suivante :

$$\arg \min_k \frac{\|x_k - x_{k+1}\|}{\|x_{k+1}\|} \leq 0.005, \quad (3.12)$$

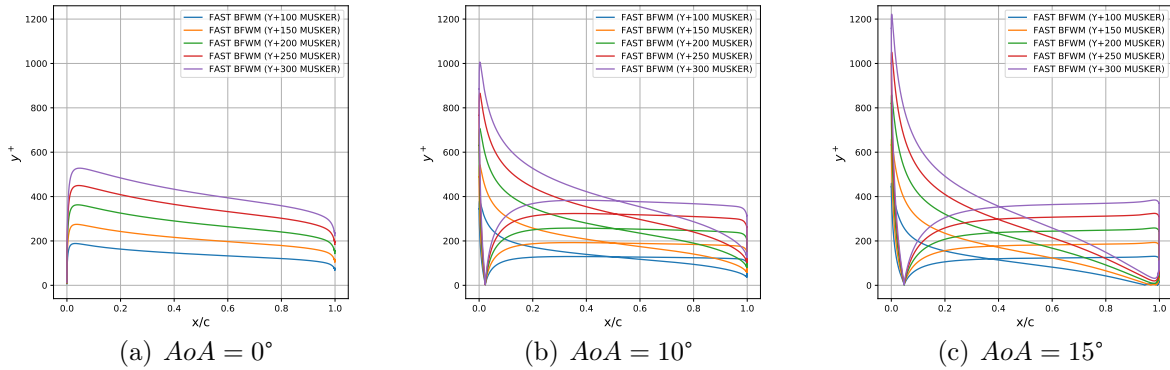
On retrouve ainsi le comportement attendu, avec une augmentation du nombre d'itérations nécessaires à la bonne convergence du calcul à mesure que l'on résout davantage d'informations proche paroi. On relève notamment une augmentation de plus de 30% de ce nombre entre la solution obtenue avec  $y_{target}^+ = 300$  et  $y_{target}^+ = 100$ . La solution sans loi de paroi de référence est finalement celle qui nécessite le plus d'itérations pour converger, suivant cette même logique. Enfin, les écarts observés sur la traînée seront discutés et expliqués au chapitre suivant.



**FIGURE 3.12** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d'incidence : étude de la convergence de la solution stationnaire en fonction de la portion d'écoulement modélisée proche paroi.

Néanmoins, si cette nouvelle approche a effectivement permis de supprimer intégralement les oscillations proches paroi pour nos simulations IBM, ce que nous illustrerons dans la section 3.6, une limite est finalement apparue quant au fait d'utiliser une même hauteur de modélisation autour de l'obstacle immergé. En effet, nous avons constaté que cette hauteur de modélisation ne peut être choisie systématiquement constante sur toute la géométrie, principalement en raison des fortes variations observées pour l'épaisseur de la couche limite. Cela s'observe notamment sur les cas de profils à forte incidence, où cette hauteur ne peut être identique au bord d'attaque et plus en aval. Dans le paragraphe qui suit, nous proposons de remédier à ce problème.

### 3.4.4 Adaptation du front de modélisation



**FIGURE 3.13** – NACA0012 subsonique à différents degrés d’incidence : évolution des valeurs de  $y^+$  effectifs captées aux points images, pour différents choix de  $y_{target}^+$ .

Il nous est apparu que, pour certains cas, l’approximation plaque plane (équation 3.7) pouvait conduire à une forte surestimation de la distribution de  $y^+$  au niveau des points cibles et images, en particulier pour les géométries profilées à incidence non nulle. Comme illustré en figure 3.13, l’approximation initiale est tout à fait satisfaisante pour le cas à incidence nulle (figure 3.13-(a)), de même que pour les cas à 10 et 15 degrés au niveau de l’intrados du profil (figure 3.13-(b,c)). Néanmoins, on remarque que, pour ces deux derniers résultats, les valeurs de  $y^+$  captées aux points images sur l’extrados et en particulier au niveau du bord d’attaque varient significativement de la valeur de  $y_{target}^+$  initialement imposée. On mesure ainsi près de 300% d’erreur relative entre la valeur  $y_{target}^+ = 300$  et le maximum réellement mesuré au bord d’attaque pour la solution correspondante à  $AoA = 15^\circ$ .

Les écarts observés peuvent s’expliquer par le fait que la couche limite turbulente n’est pas pleinement développée dans ces régions, ce qui fait que la zone logarithmique  $y$  est en réalité plus faible que pour le reste de la géométrie. Ainsi, sans adaptation de la hauteur de modélisation globale, nous prenons le risque d’appliquer notre modèle de paroi en dehors de son domaine de validité, pouvant conduire à d’importantes erreurs numériques.

Pour répondre à cela, nous proposons de passer d’une hauteur de modélisation globale à une hauteur de modélisation locale, tout en conservant une bonne régularité vis-à-vis du positionnement du front des premiers points calculés. Ainsi, à la suite de la convergence d’un premier calcul RANS, effectué avec l’approche  $F42$  et une hauteur de modélisation globale, un nouveau pré-traitement IBM est effectué, durant lequel les valeurs de  $y^+$  stockées en chaque point cible sont extraites vers le maillage cartésien. Ces informations nous permettent alors d’adapter le positionnement des points cibles, par comparaison avec la valeur  $y_{target}^+$  initiale. Bien entendu, il est absolument primordial qu’aucun paramètre concernant la génération du maillage ou le traitement IBM proche paroi ne soit modifié

lors de cette étape.

Afin d'illustrer cela, un schéma de cette étape supplémentaire d'adaptation est proposé en figure 3.14, sur un maillage unidimensionnel. On part du positionnement initial des points cibles suivant l'algorithme 3.1, pour finalement obtenir un nouveau positionnement, prenant cette fois en compte l'épaisseur réelle de la couche limite locale.

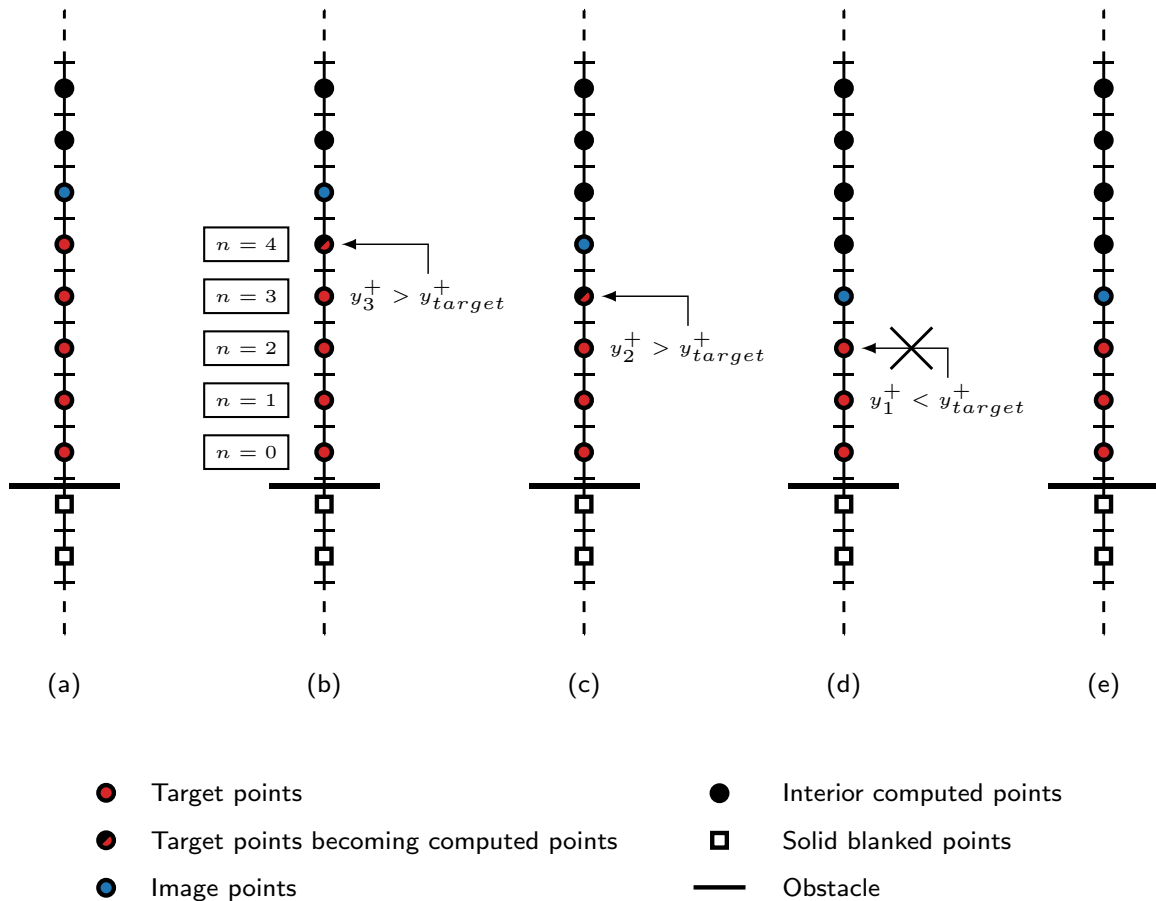


FIGURE 3.14 – Adaptation du positionnement des points cibles lors du pré-traitement IBM, à l'aide des informations issues d'un premier calcul RANS.

En pratique, on choisit donc de modifier la nature de certaines cellules proches paroi, en transformant un point cible en un point calculé en fonction de la valeur de  $y^+$  obtenue au niveau de la couche inférieure, dans la direction normale à la paroi. En effet, considérant les fortes variations des valeurs de  $y^+$  dans certaines régions, et en particulier au bord d'attaque d'une aile, appliquer une telle condition sur la valeur obtenue localement plutôt que sur le niveau inférieur pourrait conduire à une adaptation trop importante, nous ramenant finalement à la situation initiale décrite en section 3.2.

On définit ainsi :

$$\begin{aligned}
 y_{n-1}^+ &= y_n^+ \cdot \frac{y_{n-1}}{y_n} \\
 &\approx y_n^+ \cdot \left(1 - \frac{h}{y_n}\right),
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

où  $h$  correspond à la résolution du maillage cartésien. L'approximation proposée du rapport  $y_{n-1}/y_n$  est faite en considérant le cas favorable pour lequel le maillage cartésien est aligné avec l'obstacle. On obtient alors l'algorithme 3.2 suivant :

---

**Algorithme 3.2** – Adaptation de la variable  $\{cellN\}$  suite à une première estimation de celle-ci à partir de l'algorithme 3.1.

---

```

for each point do
  if  $\{cellN\} \geq 0$  then
     $\{yplus\_m\} \leftarrow \{yplus\} \cdot (1 - h/\{dist2wall\})$  (Equation 3.13)
    if  $\{yplus\_m\} \geq y_{target}^+$  and  $\{cellN\_ori\} \neq 2$  then
       $\{cellN\} \leftarrow 1$  (Computed points)
    else
       $\{cellN\} \leftarrow 2$  (Target points)
    end if
  else
     $\{cellN\} \leftarrow 0$  (Solid blanked points)
  end if
end for

```

---

Deux résultats de cette adaptation sont proposés ci-contre, tous deux obtenus autour d'un profil NACA0012. De façon prévisible, dans le premier cas à incidence nulle (figure 3.15), la distribution des points IBM n'est que peu altérée par la modification locale de la hauteur de modélisation décrite plus haut. À l'inverse, en considérant cette fois une incidence de  $15^\circ$  (figure 3.16), on peut voir que ce positionnement est fortement impacté par cette adaptation, en particulier au bord d'attaque, au niveau duquel le front des premiers points calculés s'est particulièrement rapproché de la géométrie.

Enfin, face au coût évidemment non négligeable d'un tel traitement, requérant une première simulation RANS initiale ainsi qu'un nouveau pré-traitement IBM dans le but de modifier la distribution des points cibles autour de la géométrie, nous avons fait le choix de n'appliquer celui-ci que lorsque cela était absolument nécessaire, ces cas critiques ayant été définis dans les paragraphes précédents. Il est en effet important de souligner que, pour bon nombre de cas, l'approximation plaque plane initiale fournit une bonne évaluation de la hauteur de modélisation, ce que nous avons pu vérifier et illustrerons dans la suite de ce chapitre.

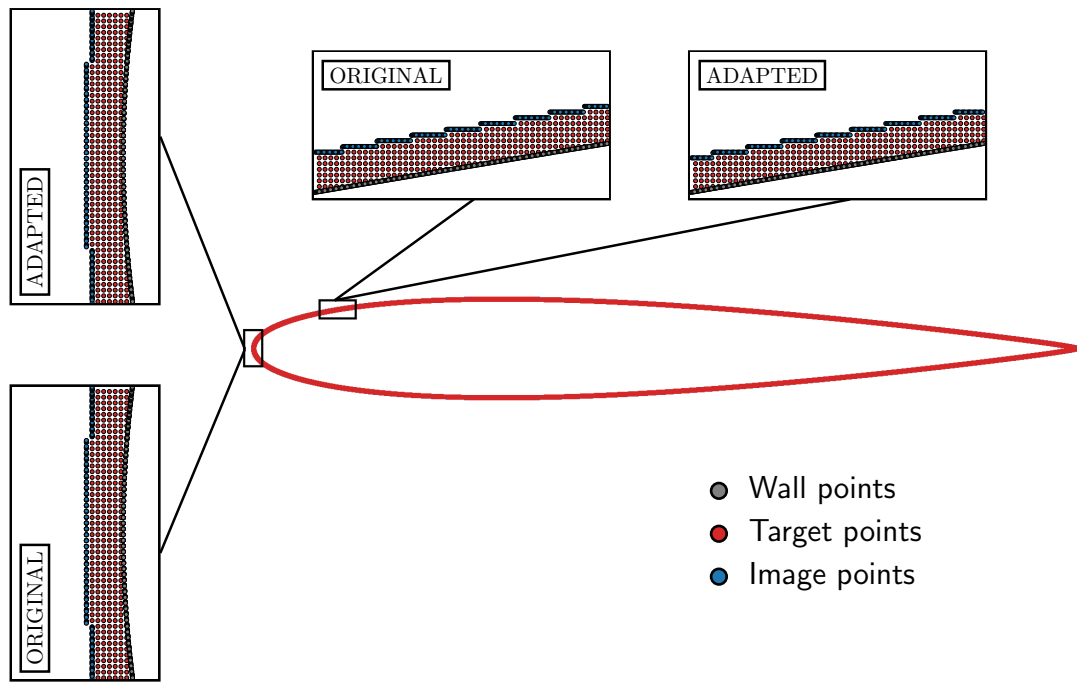


FIGURE 3.15 – NACA0012 subsonique sans incidence : positionnement des points IBM avant puis après adaptation de la hauteur de modélisation pour l’approche  $F42$ .

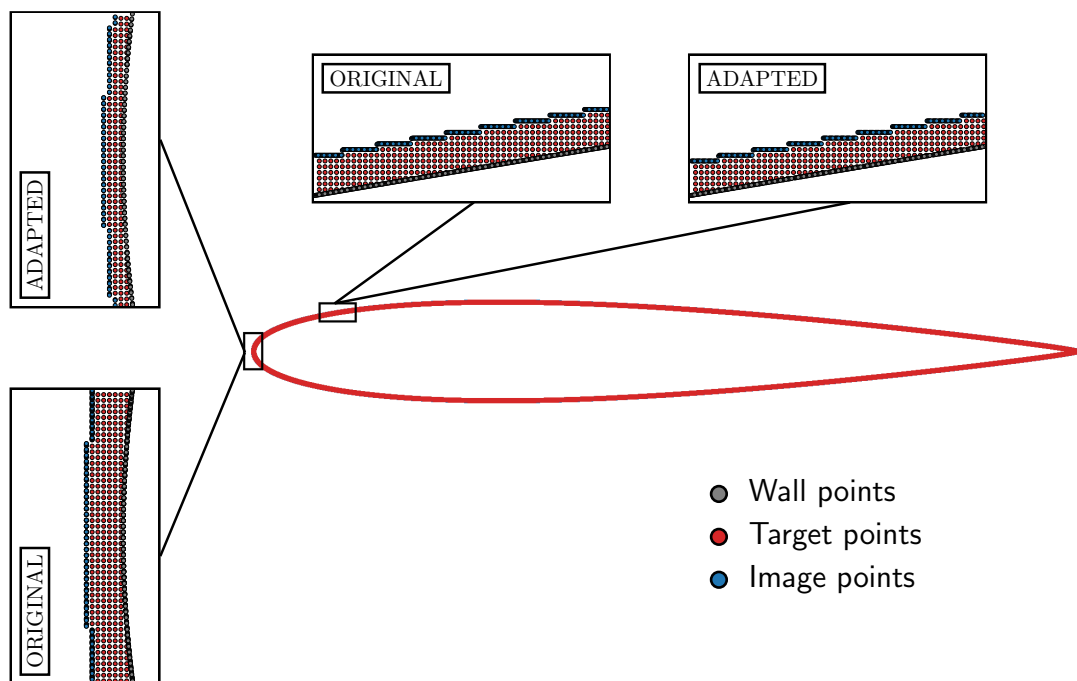
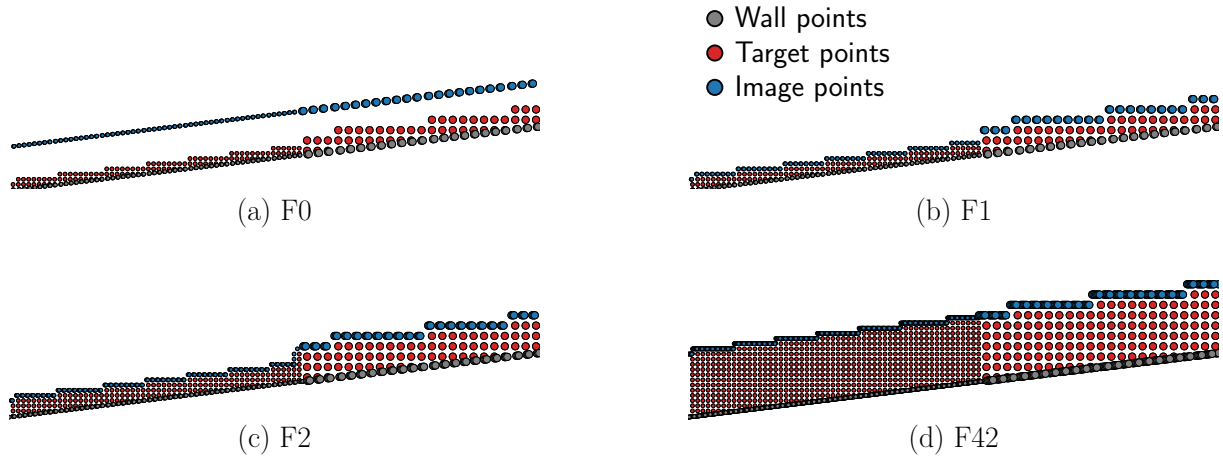


FIGURE 3.16 – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : positionnement des points IBM avant puis après adaptation de la hauteur de modélisation pour l’approche  $F42$ .

### 3.5 Résumé des différentes approches IBM



**FIGURE 3.17** – Localisation finale des points IBM autour d'un obstacle, avec prise en compte d'un changement de raffinement dans la direction de l'écoulement pour les différents algorithmes.

**TABLE 3.1**

Synthèse des algorithmes de positionnement des points à forcer dans un contexte IBM.

-	Couches de points cibles	Type de front	Distance maximale de projection
<i>F0</i>	2	iso	$2 \cdot \sqrt{dim} \cdot h_{max}$
<i>F1</i>	2	escalier	$2 \cdot \sqrt{dim} \cdot h_{loc}$
<i>F2</i>	3	escalier	$3 \cdot \sqrt{dim} \cdot h_{loc}$
<i>F42</i>	adaptatif	escalier	$H_{mod}$

Dans ce chapitre, nous avons introduit deux nouvelles approches concernant le positionnement des points IBM autour d'un obstacle immergé, les approches *F2* et *F42*. Celles-ci font suite aux approches originales, *F0* et *F1*, antérieures à cette thèse et décrites au chapitre 2.

Ces différents traitements IBM sont comparés dans la section suivante. Dans un souci de clarté et de facilité de lecture, la table 3.1 se propose donc de résumer leurs différentes caractéristiques principales, tandis que la figure 3.17 illustre le positionnement des points cibles, images et parois pour chacun des algorithmes étudiés, autour d'un même cas présentant un changement de résolution dans la direction tangente à la paroi.

## 3.6 Validations

Afin de démontrer que la modification du traitement géométrique à la paroi apportée par notre nouvelle approche IBM permet d’améliorer significativement la prédiction des distributions pariétales de pression et de frottement, de même que la capture des informations de vitesse au sein de la couche limite turbulente, on se propose ici de considérer deux cas-tests académiques bidimensionnels à grands nombres de Reynolds. On étudie ainsi le cas d’une plaque plane turbulente et celui d’un profil NACA0012, pour différents régimes d’écoulement. L’influence du positionnement des points cibles et images est particulièrement étudiée dans cette section, en comparant notamment entre elles les différentes approches IBM à notre disposition, résumées en section 3.5.

Les résultats obtenus par nos méthodes de frontières immergées sont systématiquement comparés à des approches *body-fitted*, pour lesquelles la couche limite turbulente est résolue par le maillage. Pour certains cas, des comparaisons sont également effectuées entre des résultats IBM obtenus sur maillage cartésien avec d’autres obtenus sur maillage conforme, pour lesquels le même modèle de paroi est appliqué à une distance  $H_{mod}$  équivalente, dans le but de mesurer l’impact du modèle de paroi seul sur la précision finale de la solution. Ce type d’approche a notamment été utilisé en section 3.4, pour mesurer la relation entre la taille du domaine modélisé proche paroi et le temps de convergence final. Enfin, concernant la mise en forme des résultats, nous avons décidé d’un format commun pour l’ensemble des légendes, suivant la norme suivante :

$$\begin{array}{ccccccc} \text{FAST} & \text{IBM6} & & \text{F42} & & \text{(Y+100 MUSKER)} & \\ \hline \text{Solveur} & \text{Maillage} & \text{Approche IBM} & & & \text{Loi de paroi} & \end{array}$$

Plusieurs simulations stationnaires RANS sont donc réalisées pour des cas IBM sur grilles cartésiennes ou conformes, en utilisant le solveur FastS, décrit au chapitre 2. Quand cela est possible, les solutions de référence sont également obtenues avec ce solveur structuré. Les mêmes paramètres numériques sont alors utilisés, ce qui concerne en particulier le choix de la méthode d’intégration temporelle et du schéma de discrétisation spatial. Le modèle de turbulence reste inchangé.

Dans la suite, les simulations IBM utilisant l’approche améliorée *F42* font intervenir des choix de  $y_{target}^+$  adaptés à la résolution proche paroi de leurs maillages cartésiens, afin que les espacements mesurés au niveau des premiers points calculés soient bien en accord avec les espacements requis pour un cas de maillage conforme, à même distance de la paroi. Ces valeurs de  $y_{target}^+$  sont ici comprises entre 100 et 400, ce qui implique que le modèle de paroi est en théorie parfaitement appliqué dans son domaine de validité, au vu des nombres de Reynolds caractérisant les écoulements étudiés dans cette section.

### 3.6.1 Écoulement turbulent subsonique sur un cas de plaque plane

**TABLE 3.2**

Plaque plane : informations sur les paramètres de simulation.

Re	Ma	AoA	Modèle de turbulence	Loi de paroi	Schéma spatial
$5 \cdot 10^6$	0.2	0°	SA	Musker	AUSM+(P) réduit

On considère la simulation d'un écoulement turbulent sur une plaque plane canonique, reprenant le cas décrit sur le site Turbulence Modeling Resource de la NASA [8]. Les différents paramètres de cette simulation sont résumés dans la table 3.2, avec notamment un nombre de Mach de 0.2 et un nombre de Reynolds de 5 millions, basé sur la longueur caractéristique  $L$  de la plaque, égale à 1. Les équations RANS stationnaires sont ici discrétisées par un schéma spatial AUSM du second ordre, décrit au chapitre 2, tandis qu'un schéma Euler implicite est utilisé pour l'intégration temporelle.

**TABLE 3.3**

Plaque plane : informations sur les maillages utilisés.

-	IBM4	IBM5	IBM6	BF ( <i>body-fitted</i> )
Espacement minimal proche paroi $h_{min}$	0.0004	0.0002	0.0001	$10^{-7}$
Nombre final de points (en millions)	2.1	4.1	8.2	0.2

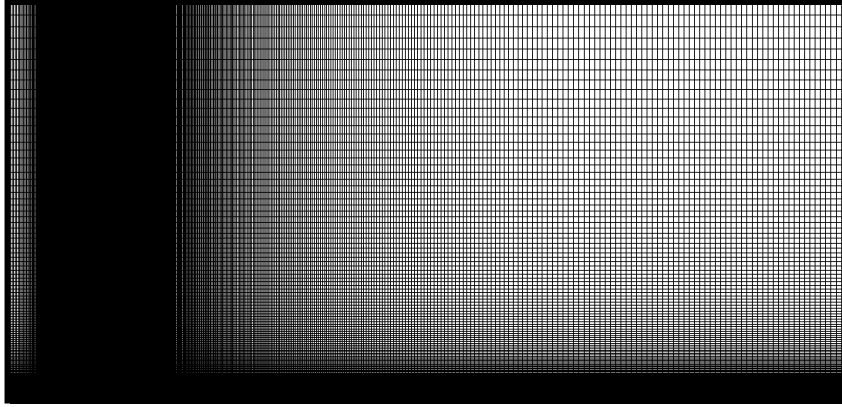
Les différents maillages cartésiens quadtree utilisés pour ce cas sont résumés dans la table 3.3. On considère ici trois maillages cartésiens de niveaux de raffinement différents, numérotés du plus grossier avec le maillage IBM4, au plus fin avec le maillage IBM6, ce dernier présentant une résolution proche paroi  $h_{min} = 10^{-4}$ . Le maillage de référence correspond au maillage conforme fourni par le site NASA TMR [8], et présente une première taille de maille proche paroi 1000 fois plus petite que celle considérée pour notre maillage cartésien le plus fin.

Pour ce cas, la solution de référence est un résultat obtenu sur le maillage couche limite décrit en table 3.3, avec le solveur structuré CFL3D [4].

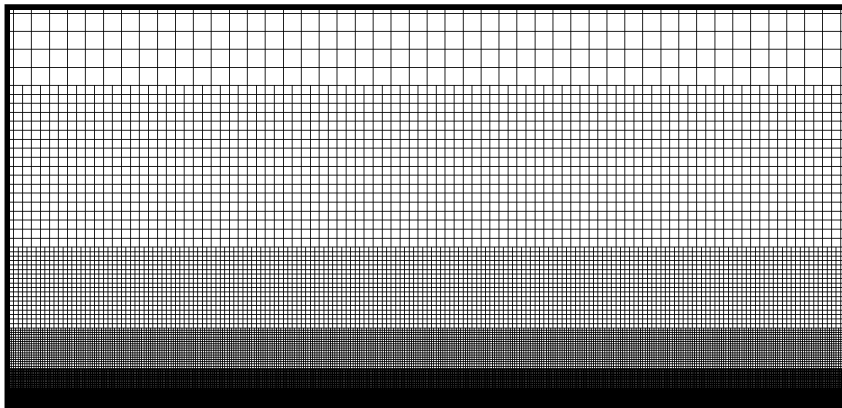
Chaque maillage cartésien est automatiquement généré autour de la plaque à partir du choix de la résolution proche paroi, pour une extension de 25%L dans la direction normale à la paroi. Des conditions aux limites de non-réflexion sont appliquées sur les limites extérieures du domaine, tandis qu'une condition de frontières immergées est imposée sur la plaque, en utilisant la loi analytique de Musker et l'ensemble des hypothèses de modélisation détaillées au chapitre 2. Enfin, une condition de glissement est appliquée en amont de l'obstacle, également dans un contexte de frontières immergées.

Des vues des maillages couche limite *body-fitted* et cartésien quadtree IBM6 sont présentées respectivement sur les figures 3.18 et 3.19.





**FIGURE 3.18** – Plaque plane : vue du maillage couche limite de référence.



**FIGURE 3.19** – Plaque plane : vue du maillage cartésien quadtree IBM6.

Notons par ailleurs que, pour les simulations effectuées sur maillage cartésien, la discrétisation 1D du maillage représentant la plaque plane est également adaptée en fonction de la résolution proche paroi imposée en amont, dans le but de limiter au maximum les erreurs dues à une éventuelle mauvaise projection de la solution fluide proche paroi lors de l'étape de post-traitement.

### 3.6.1.1 Impact du positionnement des points IBM

Ce paragraphe vise à évaluer l'impact du positionnement des points IBM pour un cas simple et particulièrement favorable, pour lequel les grilles cartésiennes sont complètement alignées avec l'obstacle immergé. Ce cas est d'ailleurs un excellent moyen d'évaluer la qualité du couplage entre une approche IBM et un modèle de paroi, ces derniers ayant été pour la plupart calibrés sur des géométries de ce type.

Cette étude ne permet cependant pas de discuter de l'apparition d'oscillations parasites proches paroi pour certains traitements IBM, à la fois du fait de la simplicité de la géométrie, mais également du fait d'un risque particulièrement faible de voir un point cible finalement reposer au niveau de la sous-couche visqueuse.

La figure 3.20 permet de comparer les différentes approches IBM quant à leur capacité à capturer le coefficient de frottement sur ce cas de plaque plane complètement turbulente, pour le même maillage cartésien quadtree IBM6. On peut tout d’abord relever que l’approche  $F0$  n’a pas été étudiée pour ce cas, puisque le positionnement des points IBM aurait été identique à celui proposé par l’approche  $F1$ , dans la mesure où les points images sont déjà positionnés à iso-distance de la paroi.

De toutes les approches IBM examinées sur ce maillage IBM6, c’est l’approche  $F42$  qui, seule, permet de véritablement s’approcher de la solution *body-fitted* de référence. À l’exception du bord de la plaque, au niveau duquel la couche limite n’est pas pleinement développée, cette solution se confond parfaitement avec la solution de CFL3D.

À l’inverse, l’approche originale, représentée en orange pâle sur la figure 3.20, présente un décalage quasi constant avec la solution de référence sur l’ensemble de la plaque étudiée. Ceci peut s’expliquer par l’étude de la table 3.4, dans laquelle sont détaillées les valeurs moyennes des  $y^+$  captées aux points images pour les différentes approches IBM. Si pour l’approche  $F42$  cette moyenne correspond à peu près à la valeur  $y_{target}^+$  imposée en amont, la différence observée pouvant s’expliquer par une surestimation des  $y^+$  au bord d’attaque de la plaque, la moyenne obtenue pour l’approche  $F1$  n’empêche pas certains points images et surtout l’ensemble des points cibles, de sortir de la couche logarithmique pour finalement apparaître dans la zone tampon, mal représentée par le modèle de paroi.

Pour sa part, l’approche  $F2$  semble corriger en partie cette tendance en limitant fortement l’écart mesuré entre l’approche originale et la solution de référence, mais sans toutefois parvenir au degré de précision permis par l’approche  $F42$ . En effet, au vu de la valeur moyenne de  $y^+$  de l’ordre de 48 (table 3.4), il est ici tout à fait probable qu’il existe localement des points cibles adjacents dans la direction normale à la paroi, dont l’un au moins soit positionné dans la zone tampon, ce que l’on souhaite précisément éviter. En outre, l’approche  $F2$  consistant simplement à repousser d’une couche supplémentaire l’ensemble des points cibles, elle n’impose pas nécessairement une résolution adéquate au niveau des premiers points calculés, contrairement à l’approche  $F42$  qui a été développée en ce sens.

**TABLE 3.4**

Plaque plane : valeurs moyennes des  $y^+$  captées aux points images, pour différentes approches IBM.

-	IBM6 F1	IBM6 F2	IBM6 F42 ( $y_{target}^+ = 100$ )	BFWM ( $y_{target}^+ = 100$ )
$\overline{y^+}$	36	48	114	115

Enfin, la figure 3.21 permet de mettre en évidence l’impact du choix initial de  $y_{target}^+$ , pour différentes valeurs choisies au sein du domaine de validité de notre modèle de paroi, toutes comprises dans la couche logarithmique. Comme observé avec l’approche  $F42$  en figure 3.20, tous les choix de  $y_{target}^+$  permettent ici de prédire correctement la distribution

du coefficient de frottement pariétal. En dehors du bord d'attaque, l'ensemble des solutions présentent ainsi peu de différences les unes avec les autres, tandis qu'elles convergent toutes vers la solution de référence. Ceci nous renseigne sur la bonne capacité de notre modèle de paroi à correctement représenter la couche limite turbulente proche paroi, dès lors que l'on contrôle la distance à laquelle on l'applique. En particulier, en choisissant une valeur de  $y_{target}^+$  comprise cette fois entre 5 et 30, soit au niveau de la zone tampon, nous aurions en partie retrouvé le décalage observé précédemment avec l'approche IBM  $F1$  sur maillage cartésien.

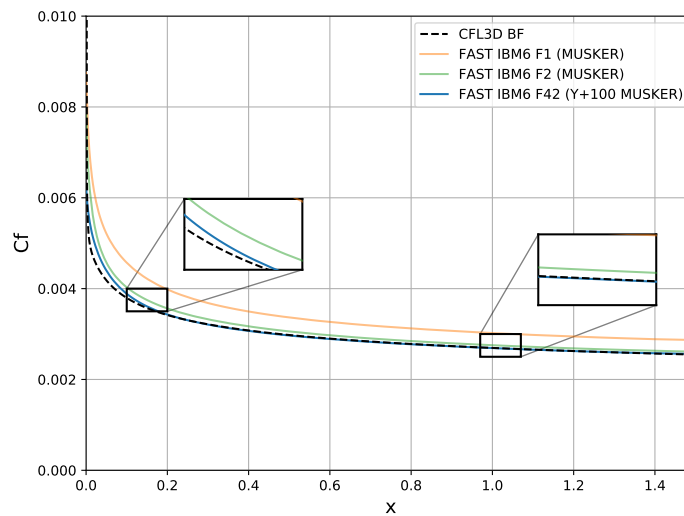


FIGURE 3.20 – Plaque plane : impact de l'approche IBM sur la capture du coefficient de frottement.

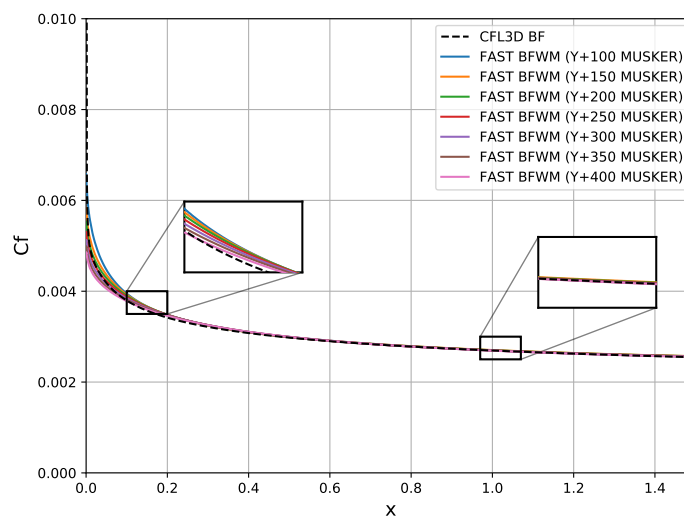


FIGURE 3.21 – Plaque plane : impact du choix de  $y_{target}^+$  sur la capture du coefficient de frottement.

### 3.6.1.2 Impact de la résolution proche paroi

Les figures 3.22 à 3.24 comparent cette fois les approches IBM *F42* aux approches *body-fitted* munies de modèle de paroi, en conservant une même hauteur de modélisation entre elles. Pour chaque cas, le choix de  $y_{target}^+$  est effectué en fonction du maillage cartésien, vis-à-vis de la résolution imposée proche paroi et à partir de l'équation 3.11. De fait, pour chaque  $y_{target}^+$  considéré ici, il est possible d'observer une bonne superposition des solutions obtenues sur maillage cartésien et sur maillage conforme. Comme anticipé en section 3.5 de ce chapitre, notre nouvelle approche IBM parvient donc à limiter la détérioration de la solution pariétale due à la prise en compte d'un espacement uniforme proche de l'obstacle, inhérent aux grilles cartésiennes. À l'inverse, puisque le modèle de paroi est appliqué de façon plus optimale, il nous est désormais possible d'isoler l'erreur qui lui est directement liée.

En particulier, on peut observer sur les solutions de profils de vitesse adimensionnée ( $u^+$ ) que le modèle proposé par Musker commence à dévier de la solution de référence à partir de valeurs de  $y^+$  supérieures à 300. Ce fait permet notamment d'expliquer pourquoi les solutions obtenues pour  $y_{target}^+ = 100$  et  $y_{target}^+ = 200$ , apparaissent finalement meilleures que celles obtenues à  $y_{target}^+ = 400$ . Ces dernières demeurent néanmoins dans un seuil d'erreur acceptable, la déviation observée entre la solution de CFL3D et la loi log classique ne s'intensifiant réellement que pour des valeurs plus élevées. Par ailleurs, on peut constater sur les différents profils de viscosité turbulente ( $\mu_t/\mu$ ) la formation d'un écart de plus en plus conséquent entre la solution IBM et la solution CFL3D, à mesure que la valeur de  $y_{target}^+$  augmente. Ceci indique que l'on tend à surévaluer l'épaisseur de la couche limite turbulente en élargissant le domaine modélisé proche paroi. Ce dernier point peut notamment s'expliquer par l'erreur générée au bord d'attaque, observable sur les distributions de coefficients de frottement, et au niveau duquel le domaine de validité du modèle de paroi est plus réduit que pour le reste de la plaque. En l'absence de couche limite parfaitement établie, il semble néanmoins difficile de limiter l'erreur générée en début de plaque, si ce n'est en augmentant la résolution du maillage cartésien, nous permettant alors de choisir des valeurs de  $y_{target}^+$  plus faibles pour la détermination de la hauteur de modélisation finale.

Ces bons résultats nous ont ainsi permis de valider notre approche IBM améliorée pour un cas de plaque plane simple, pour lequel il a été observé de bons accords entre les solutions prenant en compte un modèle de paroi et la solution *body-fitted* de référence. Dans la suite, on s'intéresse aux cas de simulations d'écoulements turbulents subsoniques autour d'un profil NACA0012, pour différents degrés d'incidence, nous permettant de mettre en œuvre l'adaptation du front de modélisation décrite en section 3.4.4.

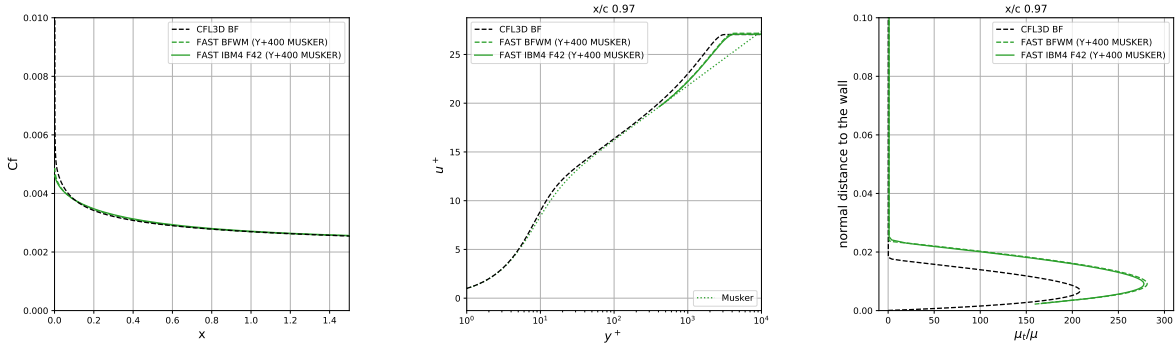


FIGURE 3.22 – Plaque plane : solutions IBM obtenues sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 400$ .

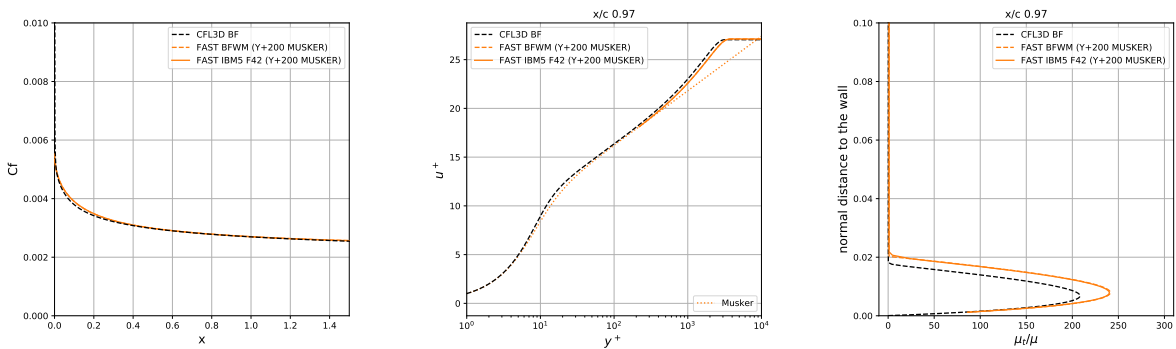


FIGURE 3.23 – Plaque plane : solutions IBM obtenues sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 200$ .

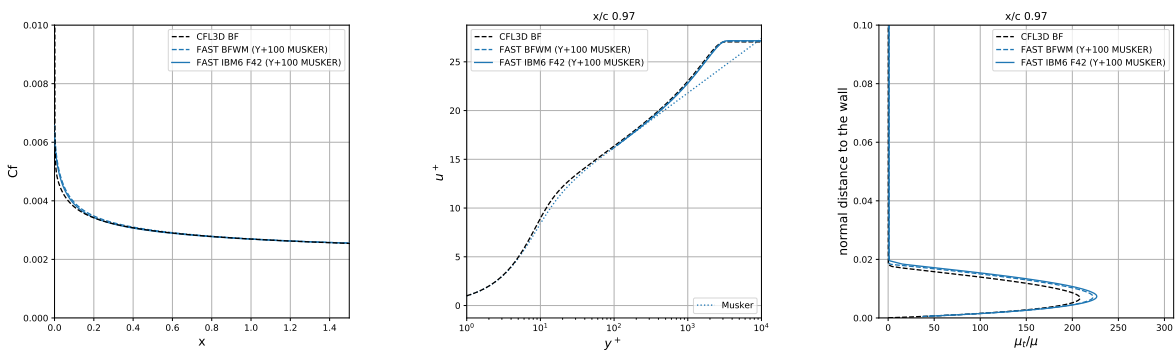


FIGURE 3.24 – Plaque plane : solutions IBM obtenues sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 100$ .

### 3.6.2 Écoulement turbulent subsonique autour d'un profil NACA0012

**TABLE 3.5**

NACA0012 subsonique : informations sur les paramètres de simulation.

Re	Ma	AoA	Modèle de turbulence	Loi de paroi	Schéma spatial
$6 \cdot 10^6$	0.15	0°/10°/15°	SA	Musker	AUSM+(P) réduit

Le second cas-test étudié ici est celui d'un écoulement turbulent en régime subsonique autour d'un profil NACA0012. Les paramètres de simulation, résumés en table 3.5, sont assez proches de ceux pris en compte pour le cas précédent. On considère en effet un nombre de Mach égal à 0.15, ainsi qu'un nombre de Reynolds de 6 millions, basé cette fois sur la longueur de corde  $c$  du profil, égale à 1. Les arguments numériques restant inchangés, la complexité supplémentaire liée à ce cas viendra donc principalement de sa géométrie, et en particulier de la présence de fortes courbures au bord d'attaque.

**TABLE 3.6**

NACA0012 : informations sur les maillages utilisés.

-	IBM4	IBM5	IBM6	IBM7	BF
Espacement minimal proche paroi $h_{min}$	0.0004	0.0002	0.0001	0.00005	$10^{-6}$
Nombre final de points (en millions)	2.1	3.9	7.8	16.4	16.1

On prend une nouvelle fois en compte plusieurs maillages cartésiens de différentes résolutions, détaillés en table 3.6. On ajoute ici un niveau supplémentaire, représenté par le maillage cartésien IBM7, deux fois plus résolu que le maillage IBM6. Le maillage couche limite de référence est cette fois un maillage que nous avons nous-mêmes réalisé, comptant près de 16 millions de points. Il est également à noter que, dans cette partie, l'intégralité des résultats est obtenue avec le solveur FastS.

La génération automatique des maillages cartésiens s'effectue cette fois avec une extension de 40 fois la longueur de corde  $c$  dans toutes les directions et à partir de la géométrie. On applique de nouveau des conditions aux limites de non-réflexion aux frontières du domaine, ainsi qu'une condition de frontières immergées sur la totalité du profil d'aile.

Plusieurs vues du maillage cartésien quadtree IBM6 et du maillage couche limite de référence sont disponibles en figures 3.25 et 3.26. Des vues détaillées sont notamment proposées au niveau du bord d'attaque et du bord de fuite. Pour ce dernier, il est possible d'observer la présence d'une boîte de raffinement local à l'intérieur du maillage cartésien. Son utilisation s'avère nécessaire pour permettre de propager avec succès la résolution proche paroi au niveau de ce bord mince.

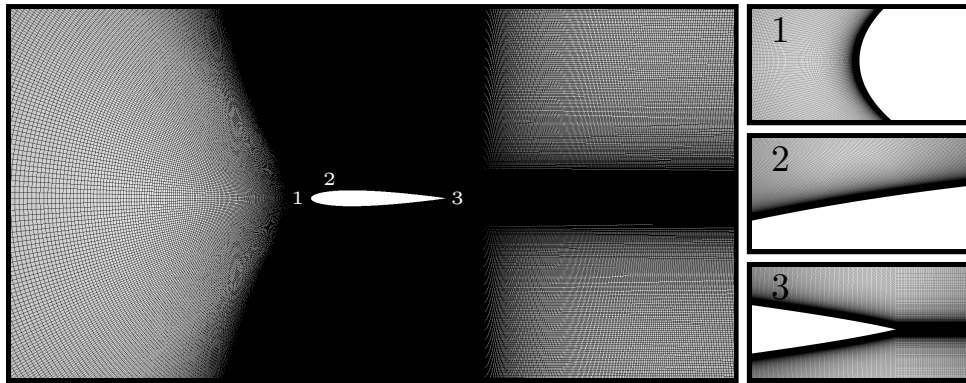


FIGURE 3.25 – NACA0012 : vues du maillage couche limite de référence.

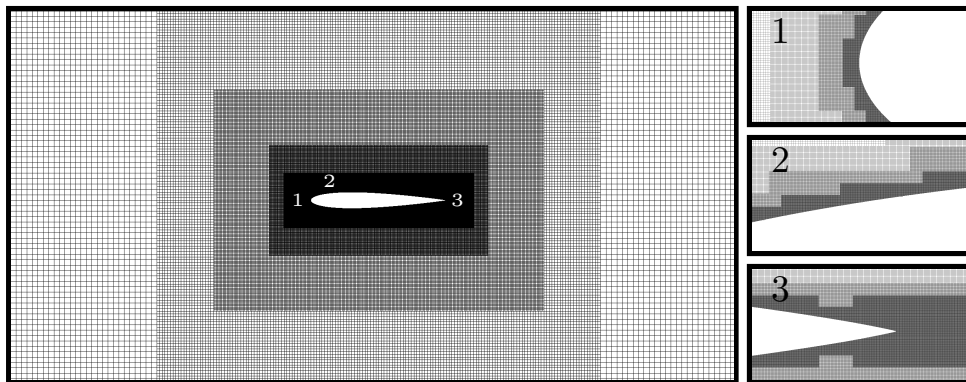


FIGURE 3.26 – NACA0012 : vues du maillage cartésien quadtree IBM6.

### 3.6.2.1 Impact du positionnement des points IBM

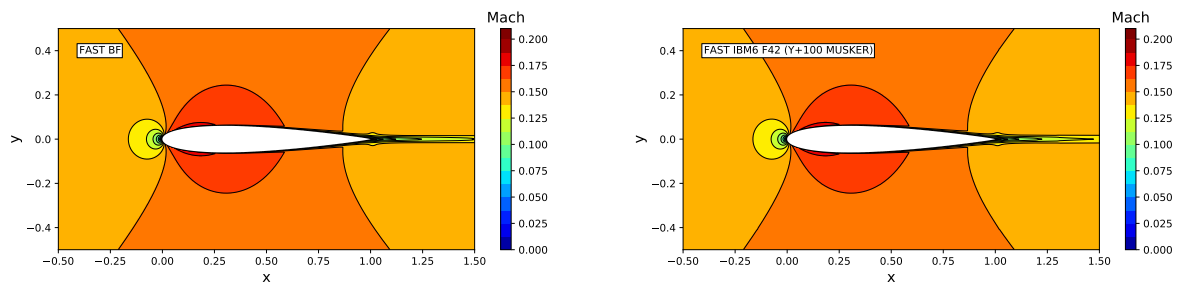
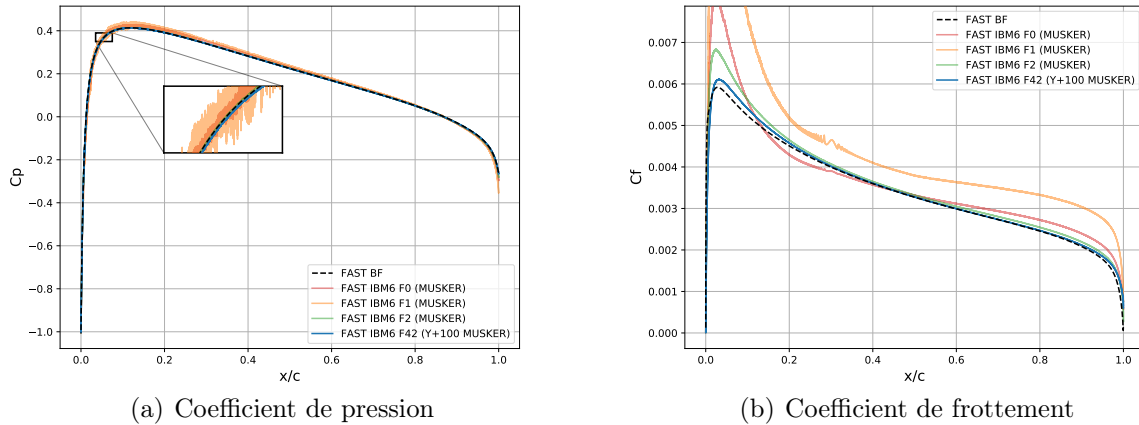


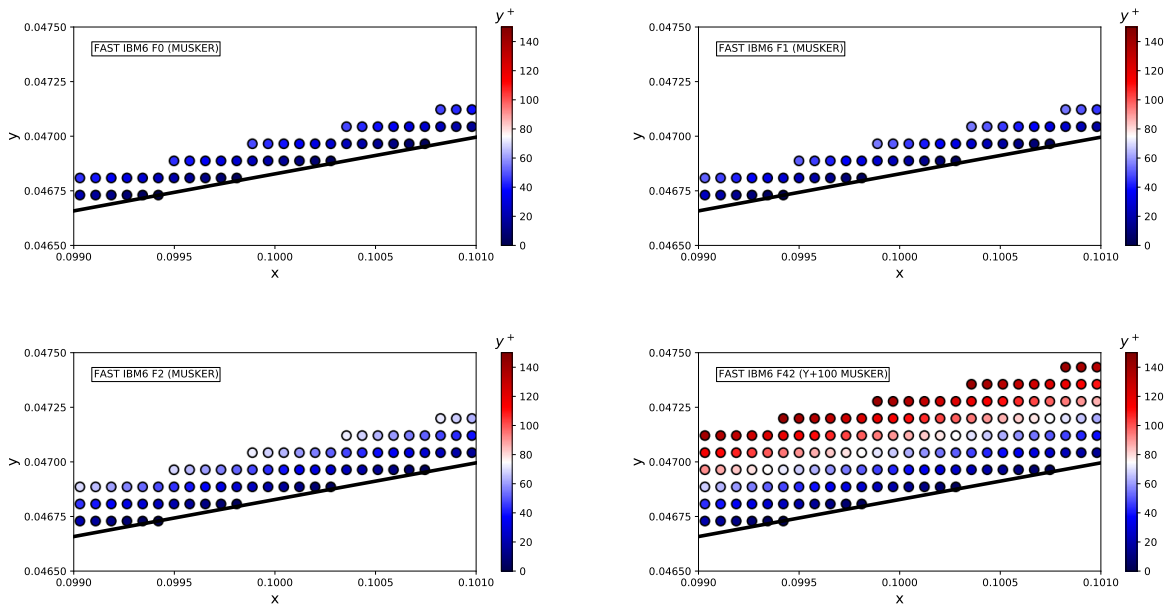
FIGURE 3.27 – NACA0012 subsonique sans incidence : contours de Mach.

Le cas précédent a permis d'étudier les écarts entre nos solutions avec et sans loi de paroi, et de juger de leur importance en fonction de l'approche IBM prise en compte. Le cas présent permet de discuter de la stabilité finale de la solution vis-à-vis de l'apparition ou non d'oscillations parasites proches paroi. En effet, la grille cartésienne n'est ici plus parfaitement alignée avec l'obstacle, en particulier au bord d'attaque où l'on retrouve localement le phénomène décrit en figure 3.2 de la section 3.2. Sans traitement spécifique, cette configuration particulière tend donc à provoquer diverses perturbations numériques.

On effectue de nouveau une comparaison entre un résultat *body-fitted* de référence et différentes solutions IBM obtenues sur le même maillage cartésien quadtree IBM6, en faisant uniquement varier l'approche prise en compte. Contrairement au cas précédent, on se propose cette fois d'ajouter l'étude de l'approche  $F0$ , pertinente pour ce cas.



**FIGURE 3.28** – NACA0012 subsonique sans incidence : impact de l'approche IBM sur la capture des coefficients pariétaux.



**FIGURE 3.29** – NACA0012 subsonique sans incidence : valeurs des  $y^+$  captées aux points cibles pour différentes approches IBM à 10% de la longueur de corde.

Sur la figure 3.28, on peut voir que les approches  $F0$  et  $F1$  provoquent d'importantes oscillations sur les coefficients de pression et de frottement, en particulier au voisinage du bord d'attaque. En dépit des oscillations observées, la tendance suit cependant assez bien celle de la solution *body-fitted* sur le coefficient de pression, contrairement au coefficient



de frottement, lequel est fortement surévalué par rapport à la référence. La figure 3.29 permet de fournir un éclairage important quant à l'origine de ces oscillations et déviations, en détaillant les valeurs des  $y^+$  obtenues aux points cibles à 10% de la longueur de corde. Ainsi, pour ces deux approches, il apparaît que les premiers points cibles proches paroi tombent systématiquement dans la sous-couche visqueuse ou la zone tampon, pour des valeurs comprises entre  $y^+ = 0$  et  $y^+ = 25$ , tandis que la seconde rangée de points cibles tend davantage à s'installer dans la couche logarithmique. Ceci nous renvoie aux situations critiques détaillées plus haut.

**TABLE 3.7**

NACA0012 subsonique sans incidence : valeurs moyennes des  $y^+$  captées aux points images, pour différentes approches IBM.

-	IBM6 F0	IBM6 F1	IBM6 F2	IBM6 F42 ( $y_{target}^+ = 100$ )
$\overline{y^+}$	82	54	66	123

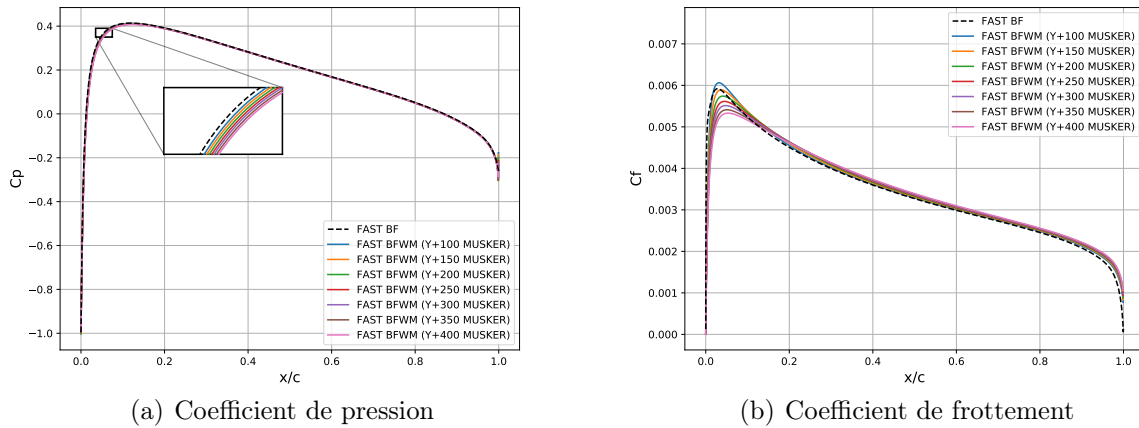
La lecture de la table 3.7 permet de souligner qu'un placement adéquat des seuls points images n'est pas suffisant pour prévenir l'apparition de ces oscillations parasites. En effet, pour l'approche *F0*, la valeur moyennée des  $y^+$  captées aux points images indique qu'une majorité de ces points est positionnée dans la couche logarithmique. Cette valeur, 50% plus importante que pour l'approche *F1*, démontre également que les points images sont ici localisés suffisamment loin de la géométrie immergée pour prévenir le risque d'un manque de résolution au niveau des points calculés donneurs servant à leur reconstruction. Il apparaît donc que le positionnement régulier des seuls points images, à iso-distance de la paroi, n'a manifestement pas permis de compenser le positionnement sous-optimal des points cibles, ni d'empêcher l'apparition de fortes instabilités numériques.

L'approche *F2* apparaît alors comme une meilleure option, dans la mesure où celle-ci supprime toutes les oscillations précédemment observées pour les approches à deux couches de points cibles. Cette amélioration notable de la solution pariétale est principalement due à l'élimination des premières cellules proches paroi, nombreuses à reposer dans la sous-couche visqueuse pour la résolution du maillage considérée ici. Pourtant, si les coefficients de pression et de frottement ainsi obtenus approchent bien la solution de référence, on continue d'observer une surestimation non négligeable du pic de frottement au bord d'attaque, bien que nettement plus faible que pour les approches *F0* et *F1*.

En outre, avec un niveau de raffinement supplémentaire du maillage, nous avons été en mesure de reproduire l'apparition d'oscillations parasites sur les coefficients pariétaux avec l'approche *F2*. Comme discuté en section 3.4, cette approche à trois rangées de points cibles ne répond donc pas complètement à l'origine des problèmes intervenant proche paroi, elle tend davantage à les repousser à des cas plus critiques.

Finalement, l'approche *F42* est la seule parmi les quatre considérées ici à être à la

fois capable de stabiliser la solution pariétale d’une part, en supprimant intégralement les oscillations parasites proches paroi, et d’être en très bon accord avec la solution de référence d’autre part, comme observé en figure 3.28 pour les coefficients de pression et de frottement. En particulier, l’approche  $F42$  ne provoque pas de forte surestimation du frottement près du bord d’attaque, comme cela a été le cas pour les autres approches. L’étude de la figure 3.29 démontre également qu’en considérant un positionnement adaptatif des points IBM autour de la géométrie, l’ensemble des couches supérieures de points cibles pris en compte par le solveur est désormais positionné au sein de la couche logarithmique. Les points restants, positionnés plus bas, permettent de visualiser la solution modélisée proche paroi en post-traitement et sont généralement masqués au cours du calcul. Enfin, la figure 3.27 témoigne d’un bon accord entre cette solution IBM et la solution *body-fitted*, au sein du domaine fluide.



**FIGURE 3.30** – NACA0012 subsonique sans incidence : impact du choix de  $y_{target}^+$  sur la capture des coefficients pariétaux.

Comme pour le cas-test précédent, la figure 3.30 permet d’étudier le comportement de notre modèle de paroi lorsque celui-ci est utilisé strictement au sein de la couche logarithmique. On considère ainsi différents choix de  $y_{target}^+$ , pour un même maillage conforme. Une nouvelle fois, il apparaît que l’ensemble des solutions obtenues avec modèle de paroi approchent correctement la solution de référence, du fait de la condition imposée sur le choix des  $y_{target}^+$ . À l’inverse, en choisissant plutôt une valeur de  $y_{target}^+$  comprise dans l’intervalle  $[5, 30]$ , soit au niveau de la zone tampon, nous aurions observé une mauvaise estimation du coefficient de frottement. La solution finalement obtenue aurait été exempte d’oscillations parasites proches paroi, le maillage couche limite considéré ici étant suffisamment resserré dans la totalité du domaine fluide pour correctement représenter l’évolution du profil de vitesse dans la direction normale à la paroi, mais aurait fortement dévié de la solution de référence.

Ainsi, même pour un cas plus complexe, le modèle de paroi semble être en capacité

de représenter correctement l'écoulement proche paroi. La clé étant ici de positionner à la fois les points cibles et images dans la couche logarithmique, tout en imposant une résolution suffisante au niveau des premiers points calculés.

On peut néanmoins discuter de quelques limites de notre approche IBM, pour certaines déjà présentes sur le cas de plaque plane. On conserve ainsi une différence marquée entre les solutions IBM au niveau du bord d'attaque, à nouveau due à la fine épaisseur de la couche limite turbulente dans ces régions, et en particulier de sa zone logarithmique. Il est également possible que le fait d'augmenter la part d'écoulement modélisé dans cette région nous empêche de prendre en compte certains aspects liés à la géométrie dans la solution finale, à commencer par sa courbure locale.

### 3.6.2.2 Impact de la résolution proche paroi

On reprend la méthodologie développée en section 3.6.1.2, permettant de mesurer l'impact du maillage cartésien sur la qualité finale de la solution obtenue avec l'approche IBM  $F42$ . On considère de nouveau trois maillages cartésiens de résolutions différentes, ainsi que les valeurs  $y_{target, opti}^+$  correspondantes.

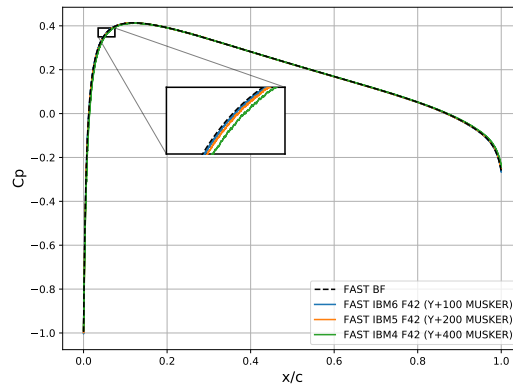
Dans l'étude menée dans [120], Renaud *et al.* n'avaient pas été en mesure d'observer une convergence en maillage pour ce même cas-test. Ils utilisaient alors l'approche  $F0$ , ainsi qu'un limiteur de pente de type *minmod* afin de réduire les oscillations présentes sur les coefficients pariétaux. De façon plus générale, il semble courant dans la littérature IBM d'observer des difficultés à atteindre un tel but, notamment parce que la hauteur de modélisation varie entre chaque changement de résolution pour la plupart des approches IBM considérées.

Ici, nous montrons que notre nouvelle approche IBM permet de reproduire fidèlement l'ensemble des grandeurs pariétales, indépendamment de la résolution du maillage cartésien considérée, en bon accord avec la solution *body-fitted* de référence malgré de légers écarts observés au bord d'attaque. En particulier, sur les figures 3.31 et 3.32, on peut voir que chaque solution IBM obtenue sur maillage cartésien se superpose parfaitement à celle obtenue sur maillage conforme, pour une hauteur de modélisation équivalente. Pour ce type de géométries profilées présentant de fortes courbures au bord d'attaque, on démontre ainsi que l'utilisation d'un front des points images en escalier n'est pas un obstacle pour correctement reconstruire la solution proche paroi. Enfin, ceci nous renseigne quant à notre capacité à observer une véritable convergence en maillage, grâce au développement de notre nouvelle approche IBM.

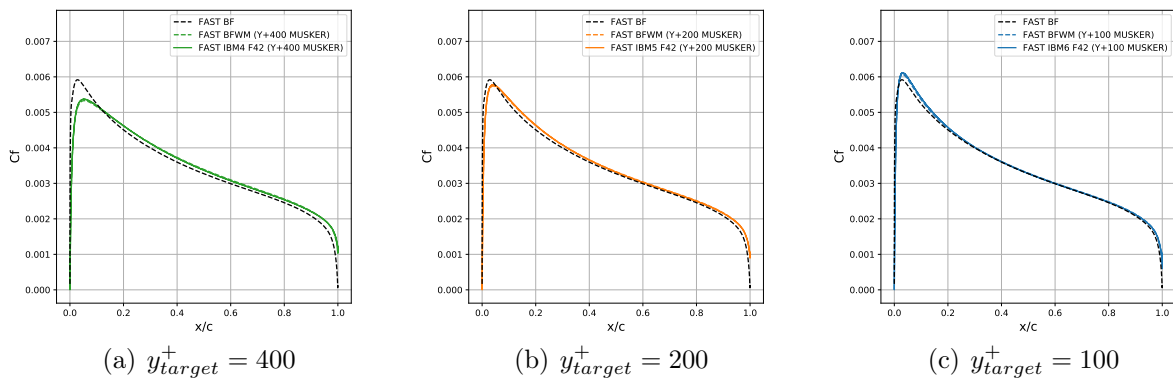
Les figures 3.33 à 3.41 étudient les solutions finalement obtenues au sein de la couche limite turbulente. On analyse ici différents profils, pris à 0.1%, 1%, 10%, 50% et 90% de la longueur de corde du profil, au niveau de l'extrados. Sur les profils de vitesse adimensionnée, pour les premiers 10% de la corde, on voit bien que le modèle de Musker ne permet pas de correctement représenter le comportement de l'écoulement en dehors de la

sous-couche visqueuse. Ceci explique notamment pourquoi le fait d'utiliser une hauteur de modélisation plus importante dans ces régions conduit à surévaluer l'épaisseur de la couche limite, ce que l'on observe particulièrement bien pour les résultats à  $y_{target}^+ = 400$ , au vu des profils de viscosité turbulente. Inversement, passé les premiers 10% de la corde, la couche limite est désormais suffisamment développée avec une région logarithmique bien définie, pour laquelle le modèle de paroi est de nouveau approprié.

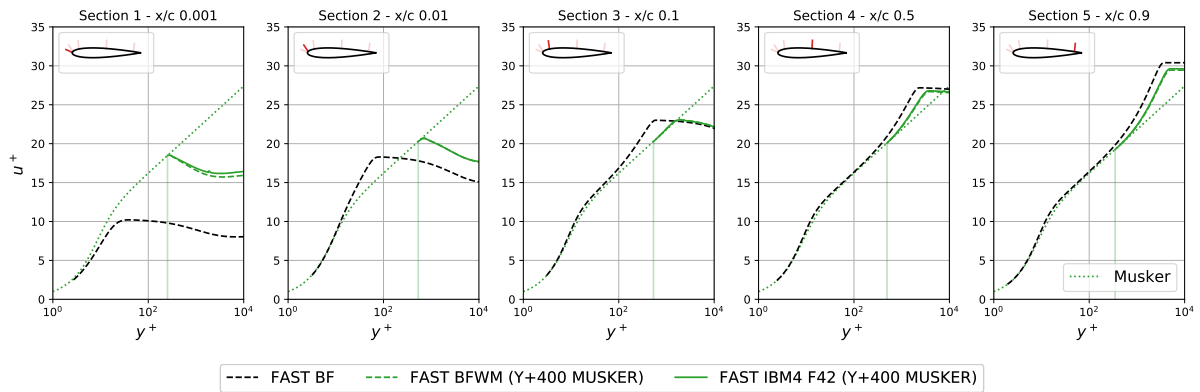
Si l'ensemble des solutions proposées ici apparaissent globalement en bon accord avec la solution de référence, que ce soit pour les profils de vitesse ou de viscosité turbulente, les résultats à  $y_{target}^+ = 100$  se superposent presque parfaitement avec celle-ci, du fait notamment d'une erreur plus faible au bord d'attaque. On remarque enfin que les solutions IBM obtenues sur maillage cartésien et maillage conforme pour une même hauteur de modélisation conduisent de nouveau au même résultat.



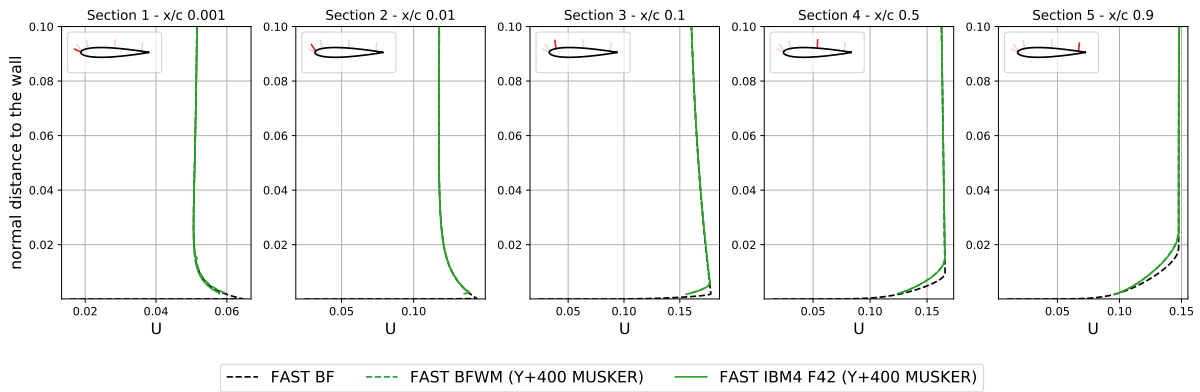
**FIGURE 3.31** – NACA0012 subsonique sans incidence : distributions de coefficient de pression obtenues par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, pour  $y_{target}^+ \in [100, 200, 400]$ .



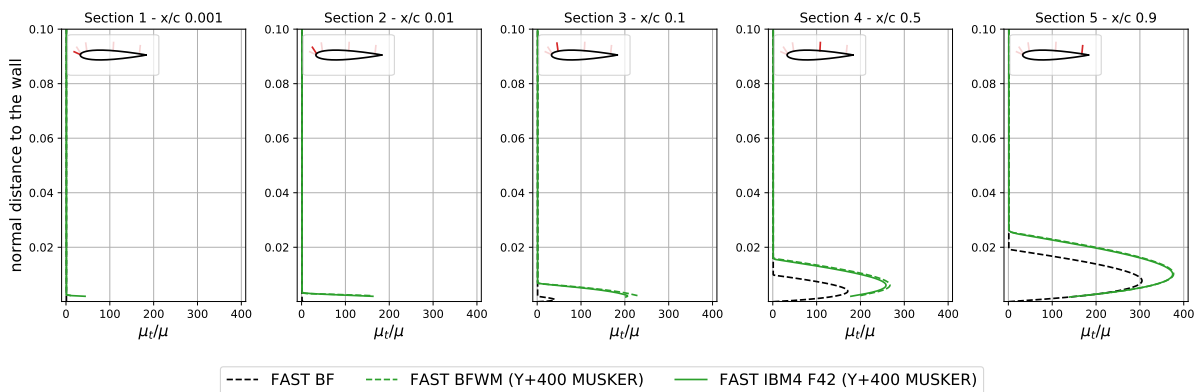
**FIGURE 3.32** – NACA0012 subsonique sans incidence : distributions de coefficient de frottement obtenues par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, pour  $y_{target}^+ \in [100, 200, 400]$ .



**FIGURE 3.33** – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 400$ .



**FIGURE 3.34** – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de vitesse obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 400$ .



**FIGURE 3.35** – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de viscosité turbulente obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 400$ .

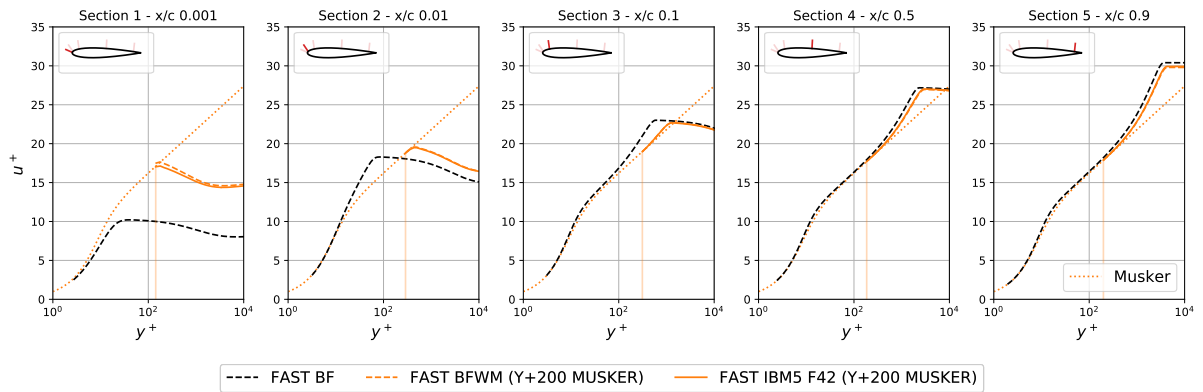


FIGURE 3.36 – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 200$ .

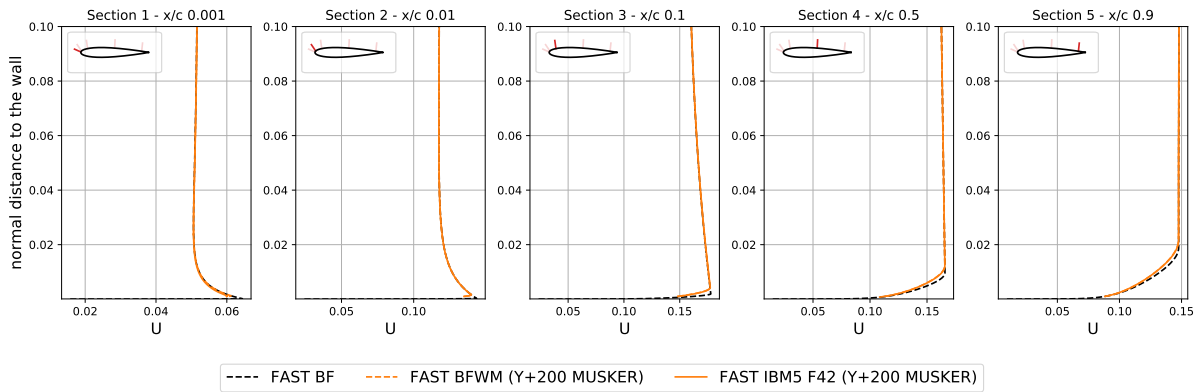


FIGURE 3.37 – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de vitesse obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 200$ .

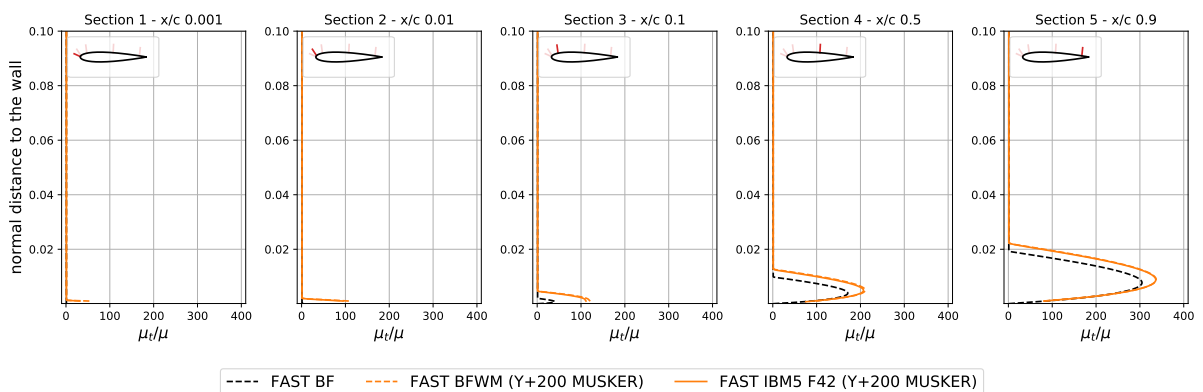
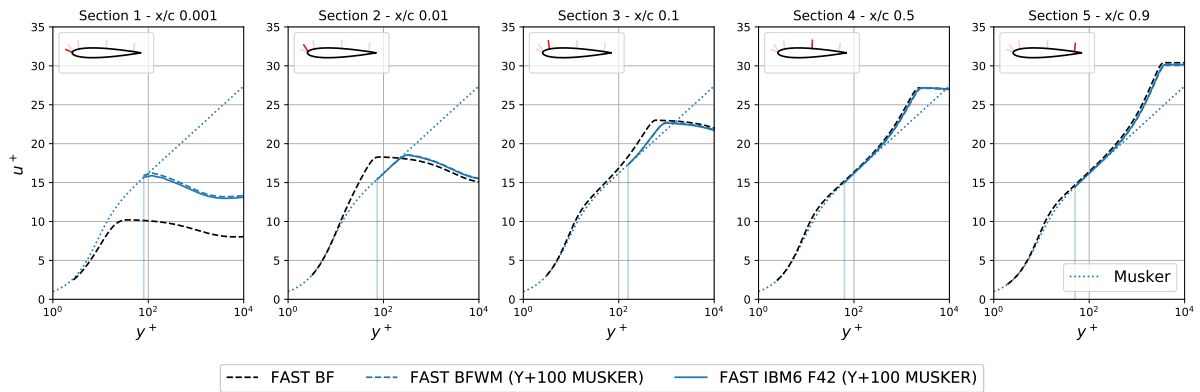
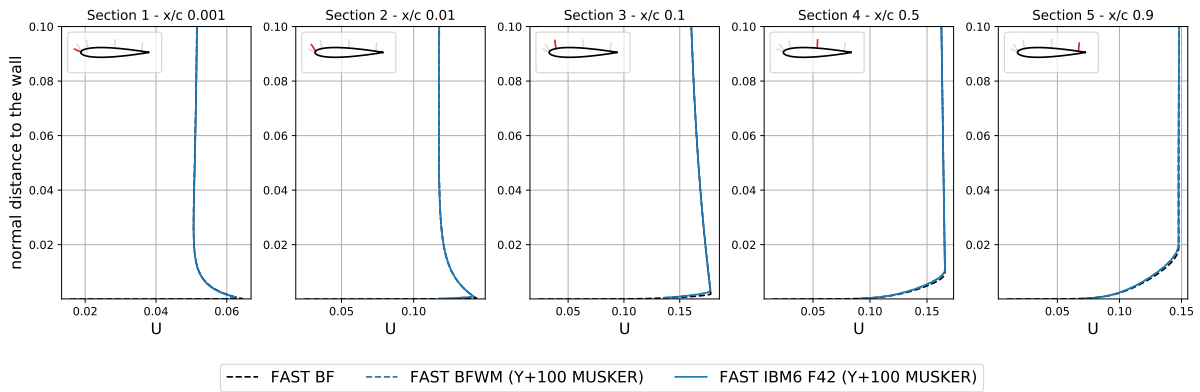


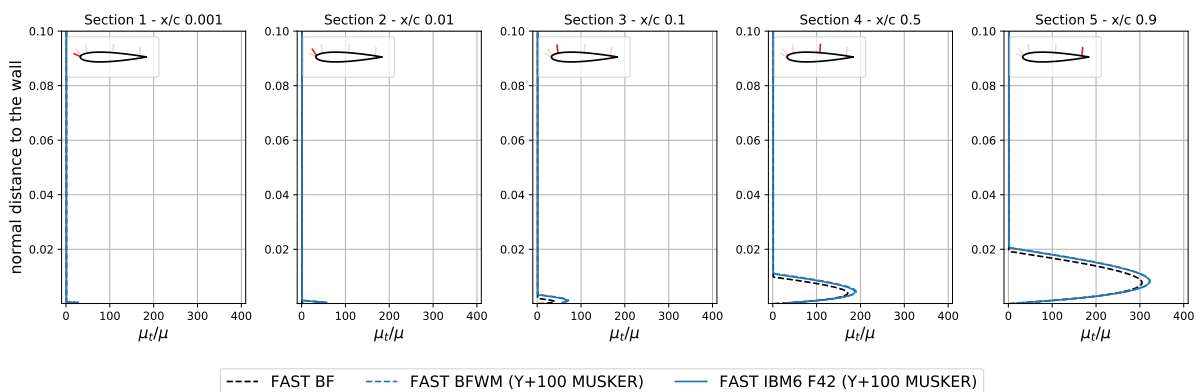
FIGURE 3.38 – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de viscosité turbulente obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 200$ .



**FIGURE 3.39** – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 100$ .



**FIGURE 3.40** – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de vitesse obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 100$ .



**FIGURE 3.41** – NACA0012 subsonique sans incidence : profils de viscosité turbulente obtenus par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, à  $y_{target}^+ = 100$ .

### 3.6.2.3 Impact d'un changement de raffinement

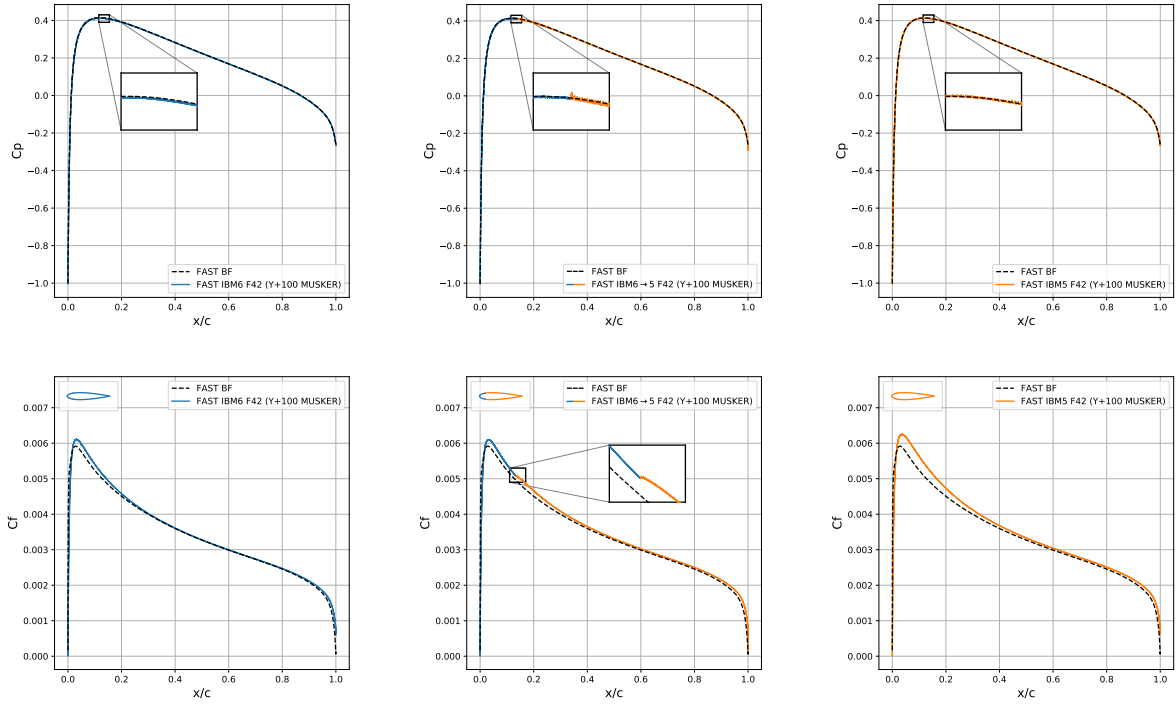
Dans les sections 3.3.3 et 3.4.3, nous nous sommes intéressés aux problématiques liées aux changements de résolution proches paroi dans un contexte de frontières immergées. Il est ainsi communément admis que les maillages cartésiens doivent être suffisamment résolus au voisinage de la paroi afin de représenter correctement la totalité de la géométrie, et en particulier les variations éventuelles de courbure. Cependant, du fait de la nature isotrope des mailles cartésiennes, utiliser une unique résolution pour l'ensemble de la paroi peut conduire à une explosion du nombre final de points pour les cas tridimensionnels réalistes, à l'instar d'un avion complet. D'où l'importance de considérer un ou plusieurs resserrlements locaux au niveau de quelques régions géométriquement complexes, afin de limiter la taille globale des maillages utilisés.

Nous avons précédemment discuté de la capacité de l'approche *F42* à régulariser ces régions, en permettant de conserver un même positionnement des points cibles et images au niveau des zones de recouvrement entre blocs cartésiens de résolutions différentes. Pour illustrer cela, nous nous proposons ici de considérer un changement de résolution dans la direction de l'écoulement, à environ 12% de la longueur de corde, et de mesurer son impact sur la prédiction des coefficients de pression et de frottement pariétaux. On étudie ainsi deux configurations, une transition de la résolution proche paroi proposée par le maillage IBM6 vers celle du maillage IBM5, figure 3.42, et une transition IBM7 vers IBM6, figure 3.43.

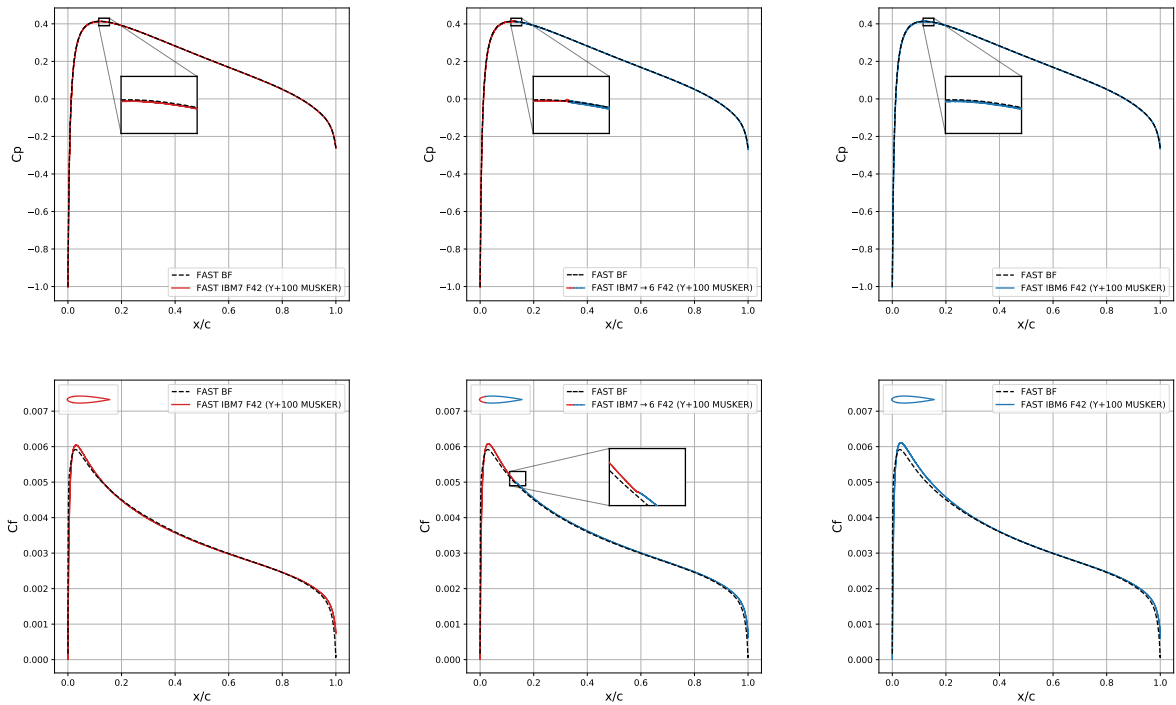
Comme attendu, les différents résultats présentés ici montrent qu'on ne génère pas ou peu de bruit numérique au niveau des changements de résolution, à l'exception notable d'un sursaut sur la solution de pression pour le cas IBM6  $\rightarrow$  IBM5. Celui-ci peut notamment s'expliquer par l'absence de traitement additionnel sur la pression lors de l'étape de post-traitement, lequel peut faire réapparaître le motif en escalier du front des points images sur la solution après un grossissement local de celle-ci. Par ailleurs, des trois maillages cartésiens à l'étude, le maillage IBM5 est le seul qui ne soit pas totalement adapté pour la hauteur de modélisation considérée ici, obtenue pour  $y_{target}^+ = 100$ . Ceci peut également expliquer pourquoi la transition IBM7  $\rightarrow$  IBM6 semble plus homogène, les solutions obtenues sur ces maillages étant déjà quasiment identiques, ce qui démontre au passage la bonne convergence en maillage obtenue sur ce cas.

Les résultats obtenus pour le coefficient de frottement témoignent également de la résilience de notre modèle de paroi. En effet, lors des passages d'une résolution à l'autre, il est possible de voir la solution subitement raccrocher celle précédemment obtenue sur le maillage plus grossier, comme si celle-ci n'avait pas en mémoire son comportement amont. Une explication possible pourrait être le caractère intrinsèquement 1D du modèle de paroi considéré, qui ne prend justement pas compte les informations longitudinales pour la reconstruction de la solution au sein de la couche limite turbulente.





**FIGURE 3.42** – NACA0012 subsonique sans incidence : impact d'un changement de résolution sur la capture des coefficients pariétaux.  
Transition IBM6 → IBM5.



**FIGURE 3.43** – NACA0012 subsonique sans incidence : impact d'un changement de résolution sur la capture des coefficients pariétaux.  
Transition IBM7 → IBM6.

### 3.6.2.4 Impact de l'incidence

On s'intéresse désormais à l'évolution du comportement de nos solutions IBM lorsque l'obstacle est soumis à une forte incidence. On considère ainsi deux angles de 10 et de 15 degrés, ce dernier étant particulièrement proche de l'angle de décrochage pour ce cas de profil d'aile NACA0012. Les simulations sont ici effectuées avec l'approche  $F42$  et  $y_{target}^+ = 100$ , pour deux maillages cartésiens IBM6 et IBM7, que l'on a déjà détaillés en table 3.6.

À la suite des discussions menées en section 3.4.4, le cas présent apparaît idéal pour étudier l'apport d'une adaptation locale de la hauteur de modélisation après un premier calcul. En effet, on sait que l'approximation plaque plane utilisée jusqu'ici tend à surestimer les valeurs de  $y^+$  réellement obtenues au bord d'attaque. Il s'agit d'un comportement que la figure 3.13 avait justement permis de mettre en lumière, en étudiant les distributions de  $y^+$  aux points images à différents degrés d'incidence et pour différentes hauteurs de modélisation. À 10 ou 15 degrés d'incidence, une adaptation de cette hauteur de modélisation permet donc de réduire cette surévaluation et de limiter l'erreur due au modèle de paroi, lorsque celui-ci est appliqué en dehors de son domaine de validité. En particulier, nous avons pu précédemment observer sur les résultats à  $y_{target}^+ = 400$  que le fait de surestimer l'épaisseur de couche limite au bord d'attaque pouvait faire sensiblement dévier la solution en aval, alors même que le modèle de paroi était de nouveau en mesure de représenter correctement le comportement de l'écoulement proche paroi.

Les figures 3.46 et 3.47 comparent les résultats obtenus via notre nouvelle approche IBM, avec et sans adaptation de la hauteur de modélisation ( $F42 / F42-A$ ) et à 10 degrés d'incidence. Si les solutions sans adaptation permettent déjà d'approcher avec succès la solution *body-fitted* de référence, l'apport de l'adaptation du front de modélisation apparaît nettement au bord d'attaque. Ainsi, grâce à cette opération supplémentaire, les pics de pression et de frottement sont bien mieux représentés sur les premiers 5% de la longueur de corde, une région où le modèle de paroi est globalement mis en défaut. De façon rassurante, on remarque également que les solutions obtenues sur les maillages cartésiens IBM6 et IBM7 se confondent avec succès. Ceci atteste d'une bonne convergence en maillage sur ce cas, même en considérant une hauteur de modélisation locale, preuve du bon fonctionnement de l'algorithme d'adaptation 3.2. Enfin, l'étude du résultat fourni par l'approche  $F1$  sur le maillage cartésien IBM6 continue de démontrer l'instabilité de l'approche pour les maillages fortement résolus, même à incidence élevée.

En augmentant davantage l'angle d'incidence, on retrouve en grande partie les mêmes conclusions. Les figures 3.57 et 3.58 compilent ainsi les distributions de coefficients pariétaux obtenus à 15 degrés. On peut néanmoins voir sur ce cas que l'opération d'adaptation, ici plus importante que pour le cas précédent, permet cette fois d'améliorer sensiblement la solution en aval de l'écoulement. Les solutions adaptées semblent notamment se confondre

avec la solution de référence tout le long du profil, là où les solutions non adaptées, bien que proches de la solution *body-fitted*, observent un décalage constant avec celle-ci.

Cependant, si les solutions avec adaptation améliorent largement la solution obtenue au bord d'attaque, des écarts persistent toujours au niveau des pics de pression et de frottement. Ceux-ci, en particulier sur la solution de pression, peuvent notamment empêcher l'intégration correcte des efforts sur la géométrie. C'est pourquoi dans le chapitre suivant, nous chercherons à améliorer la prédiction de pression pariétale, pour le moment directement extrapolée depuis la solution reconstruite aux points images. On sait par ailleurs que l'on capte de forts gradients de pression adverses et favorables au niveau du bord d'attaque pour ces incidences, ce que l'on illustrera également dans le chapitre à venir. La question est alors de savoir s'il est possible ou non d'utiliser ces informations, dans le but d'augmenter le domaine de validité de notre modèle de paroi.

Les figures 3.49 à 3.54 et 3.60 à 3.65, étudient le comportement des solutions à travers la couche limite turbulente, pour différentes sections du profil, à 10 et 15 degrés d'incidence. Ici, dès 10 degrés d'incidence mais tout particulièrement à 15 degrés, l'utilisation d'une hauteur de modélisation locale apparaît essentielle pour éviter tout risque de surestimation de l'épaisseur de couche limite au bord d'attaque. Cela permet d'ailleurs d'observer, là aussi, un très bon accord avec les solutions obtenues sur maillage couche limite. Dans le cas contraire, on peut voir les solutions non adaptées dévier significativement de la solution de référence, spécifiquement sur les profils de vitesse et de viscosité turbulente près du bord de fuite. Leurs comportements peuvent être même très différents localement. À 15 degrés d'incidence, celles-ci présentent par exemple un léger décollement vers 90% de la longueur de corde qui leur est propre, au niveau duquel la vitesse de frottement s'annule.

Sur les profils de vitesse adimensionnée, nous avons choisi d'indiquer par des traits verticaux les valeurs de  $y^+$  captées aux points images avant (trait plein) et après adaptation (trait pointillé). Ces deux valeurs se confondent sur les profils à mi-corde, signe que la modification de la hauteur de modélisation n'intervient bien que pour la première partie de l'extrados, ce qui se confirme avec l'étude des distributions de  $y^+$  captées aux points images, avant et après adaptation, présentées en figures 3.48 et 3.59. Notons également que nous avons fait le choix de ne présenter que des résultats issus de coupes de ce côté du profil, ce qui s'explique par le type d'écoulement réellement capté à l'intrados, plus simple à capturer car très proche du comportement idéal observé sur un cas de plaque plane turbulente et donc moins pertinent ici.

Enfin, les figures 3.44, 3.45, 3.55 et 3.56 illustrent le comportement des solutions IBM par rapport à la solution de référence plus loin de la paroi, dans le domaine fluide. Sur celles-ci, on peut notamment observer la surestimation de l'épaisseur de couche limite avant adaptation, directement sur les solutions de viscosité turbulente.

## Résultats à 10 degrés d'incidence

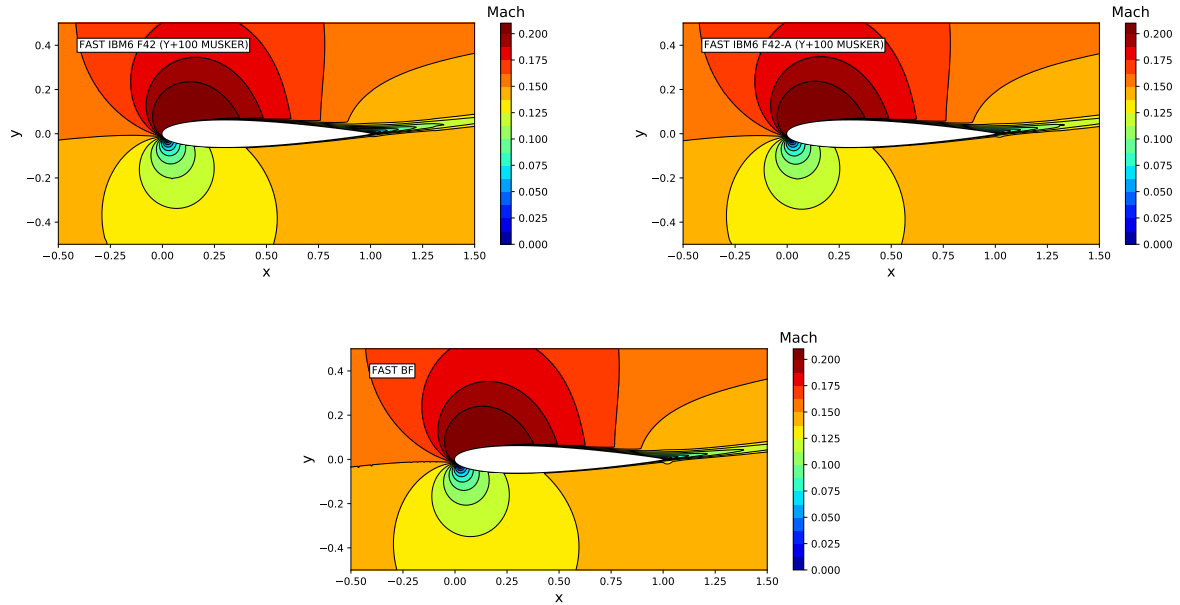


FIGURE 3.44 – NACA0012 subsonique à 10 degrés d'incidence : contours de Mach.

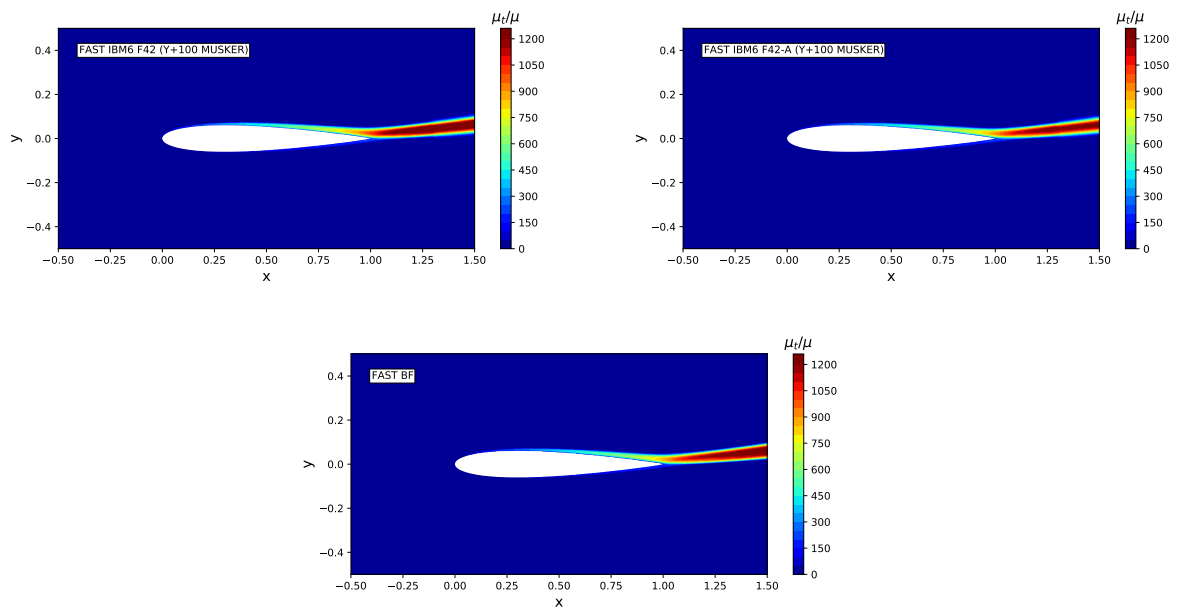
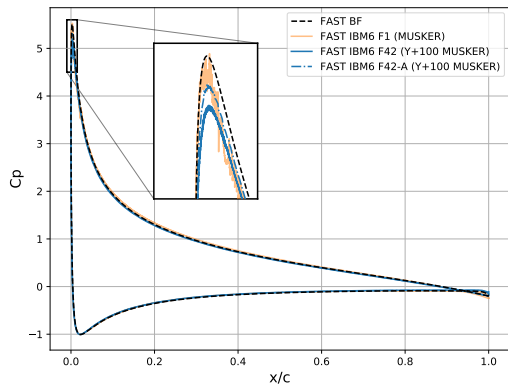
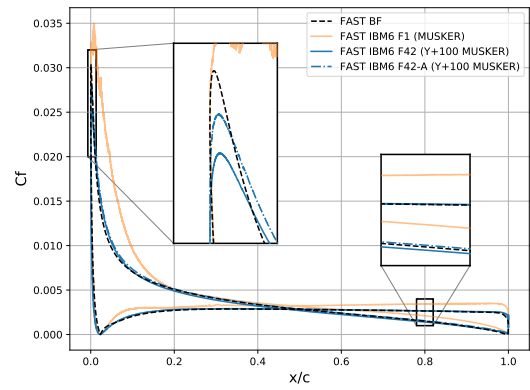


FIGURE 3.45 – NACA0012 subsonique à 10 degrés d'incidence : champs de viscosité turbulente.

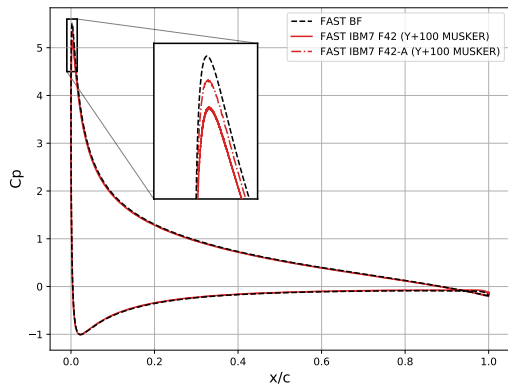


(a) Coefficient de pression

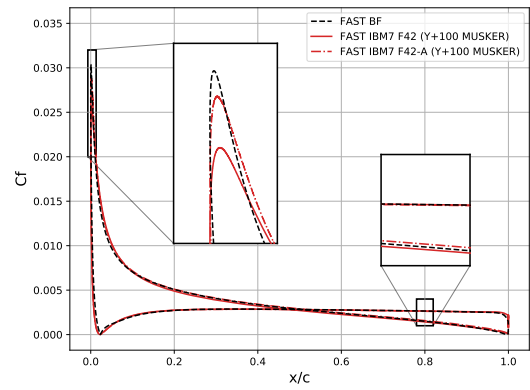


(b) Coefficient de frottement

**FIGURE 3.46** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : impact de l’approche IBM sur la capture des coefficients pariétaux, pour le maillage cartésien IBM6.

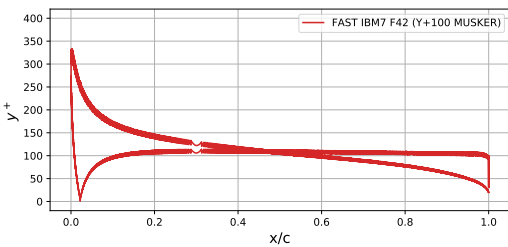


(a) Coefficient de pression

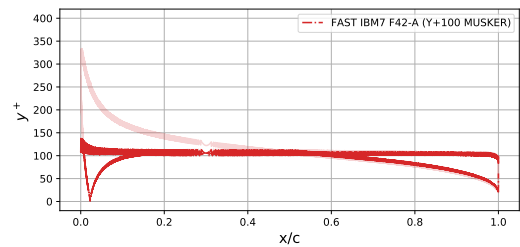


(b) Coefficient de frottement

**FIGURE 3.47** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : impact de l’approche IBM sur la capture des coefficients pariétaux, pour le maillage cartésien IBM7.

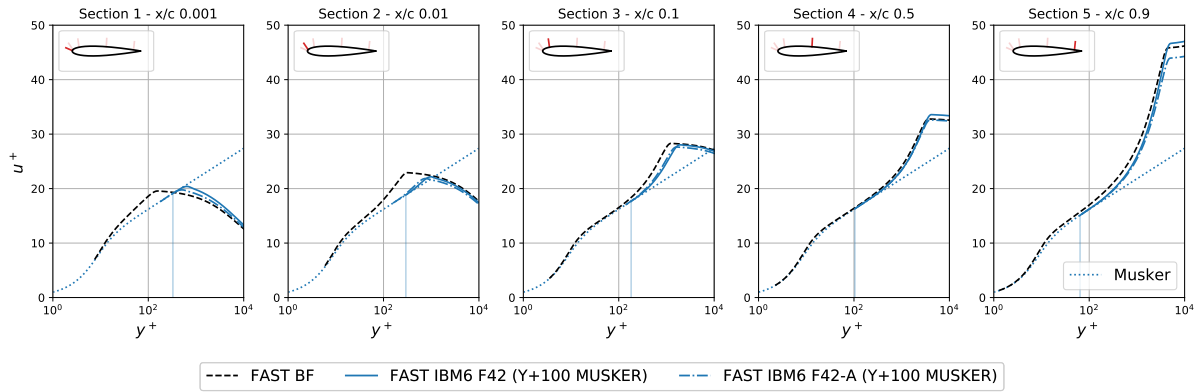


(a) Avant adaptation.

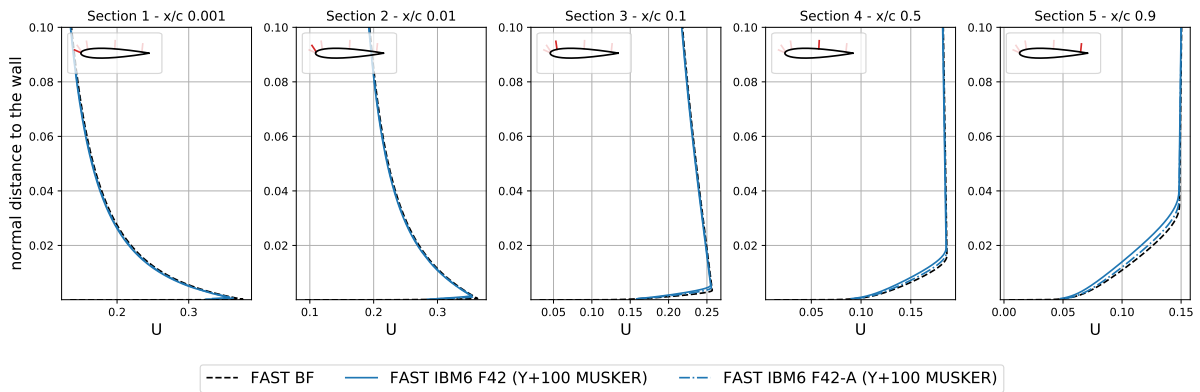


(b) Après adaptation

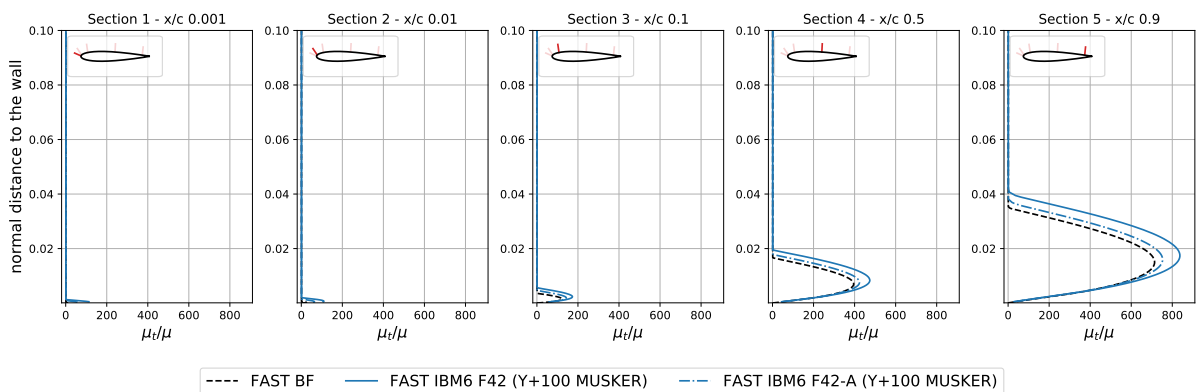
**FIGURE 3.48** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : distribution des  $y^+$  aux points images, avant puis après adaptation, pour le maillage cartésien IBM7.



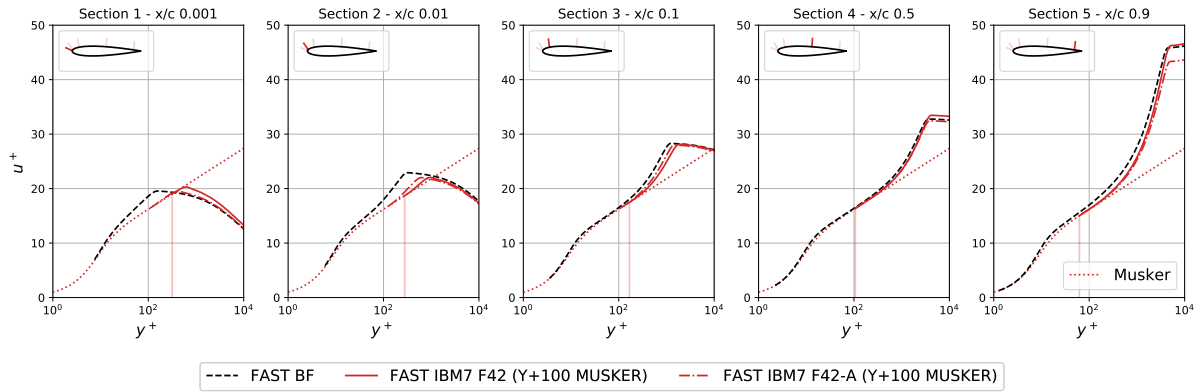
**FIGURE 3.49** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM6.



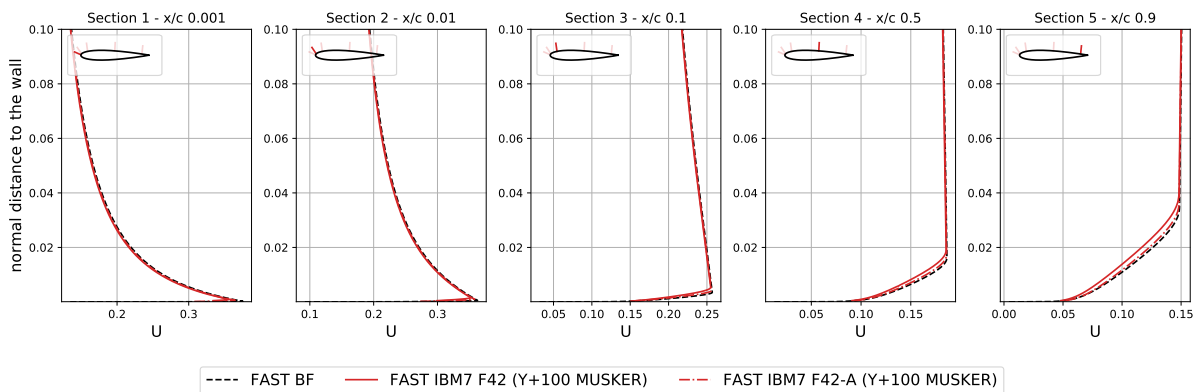
**FIGURE 3.50** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de vitesse obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM6.



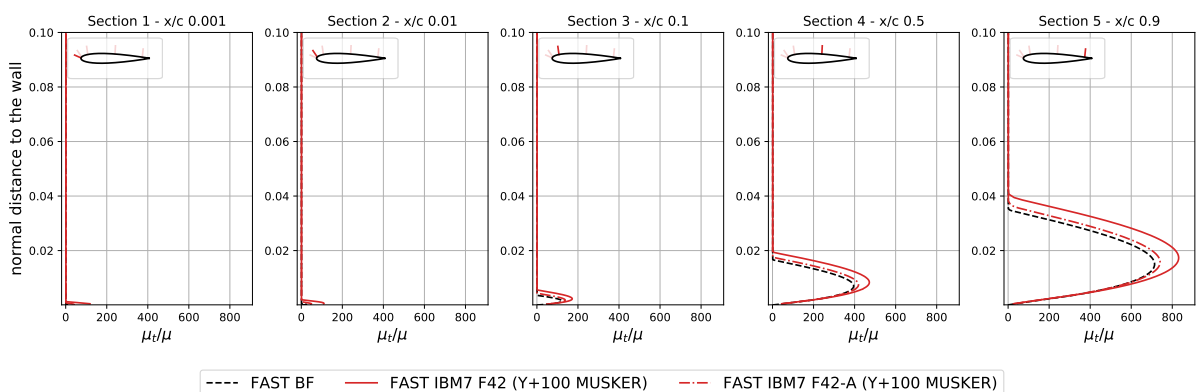
**FIGURE 3.51** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de viscosité turbulente par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM6.



**FIGURE 3.52** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM7.



**FIGURE 3.53** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de vitesse obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM7.



**FIGURE 3.54** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de viscosité turbulente par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM7.

## Résultats à 15 degrés d'incidence

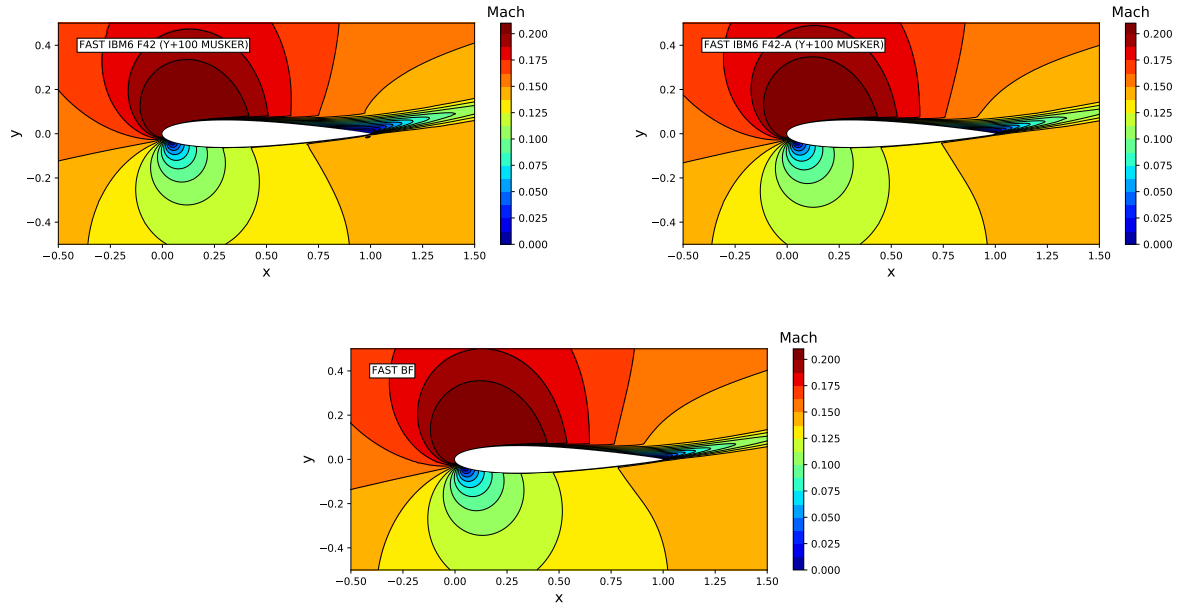


FIGURE 3.55 – NACA0012 subsonique à 15 degrés d'incidence : contours de Mach.

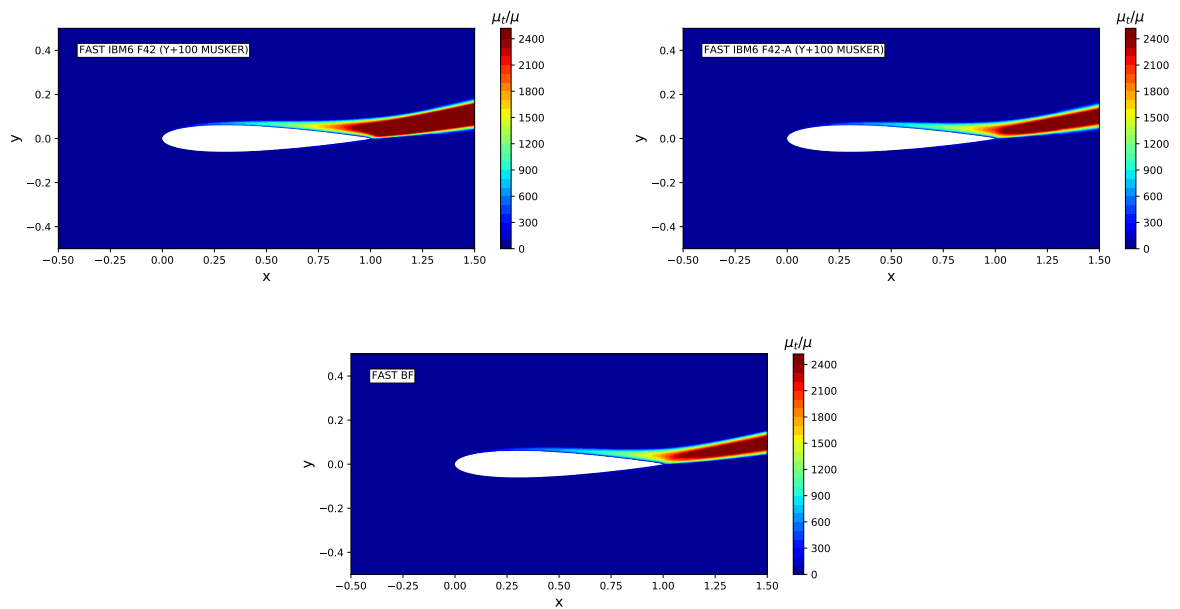
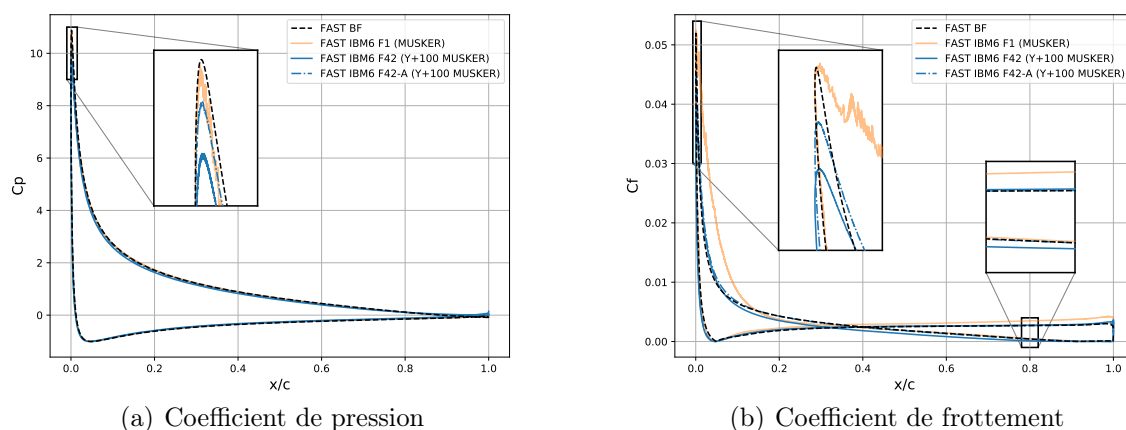


FIGURE 3.56 – NACA0012 subsonique à 15 degrés d'incidence : champs de viscosité turbulente.

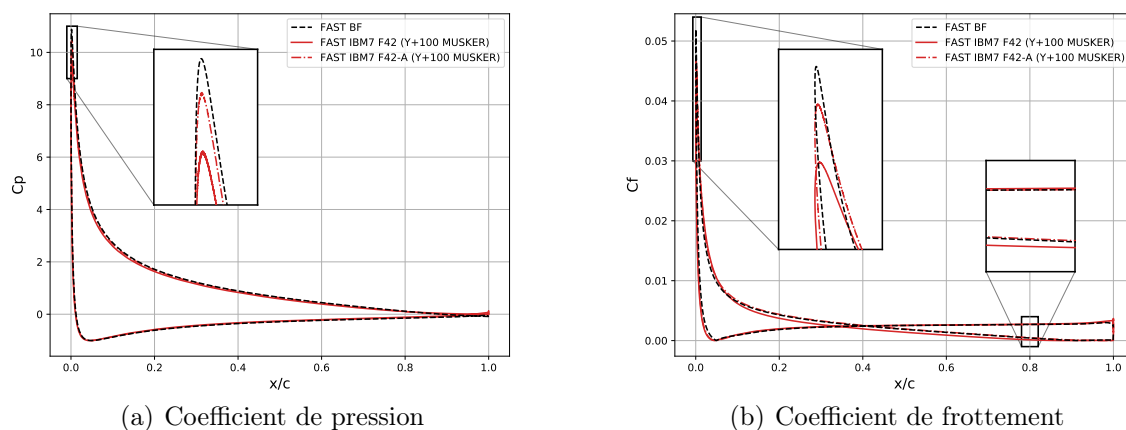




(a) Coefficient de pression

(b) Coefficient de frottement

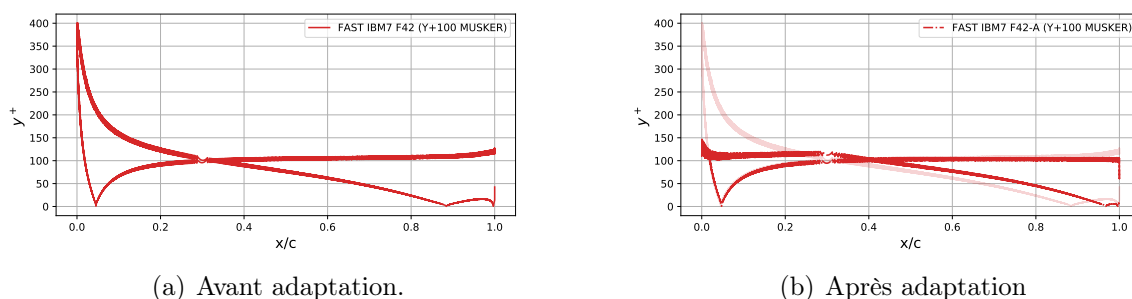
**FIGURE 3.57** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : impact de l’approche IBM sur la capture des coefficients pariétaux, pour le maillage cartésien IBM6.



(a) Coefficient de pression

(b) Coefficient de frottement

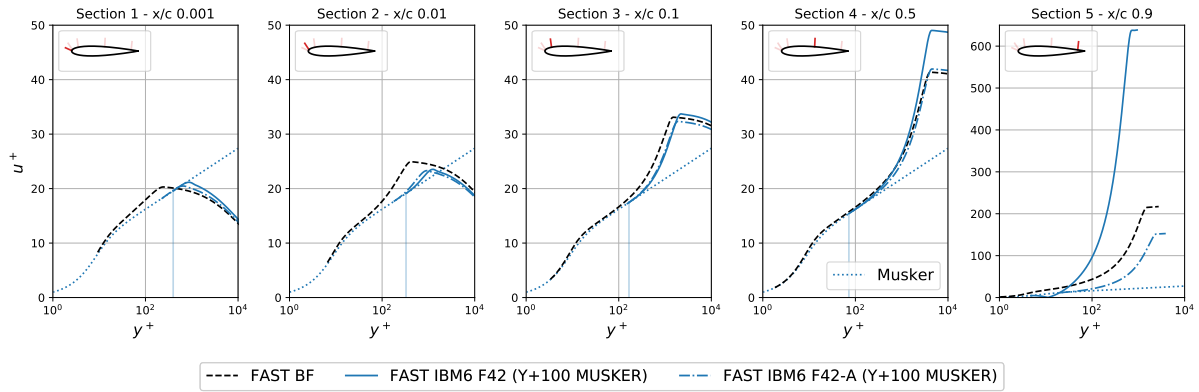
**FIGURE 3.58** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : impact de l’approche IBM sur la capture des coefficients pariétaux, pour le maillage cartésien IBM7.



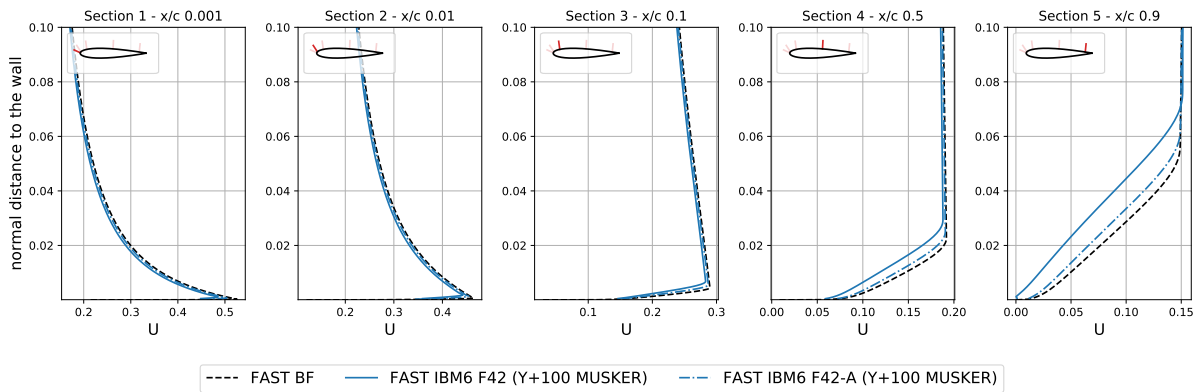
(a) Avant adaptation.

(b) Après adaptation

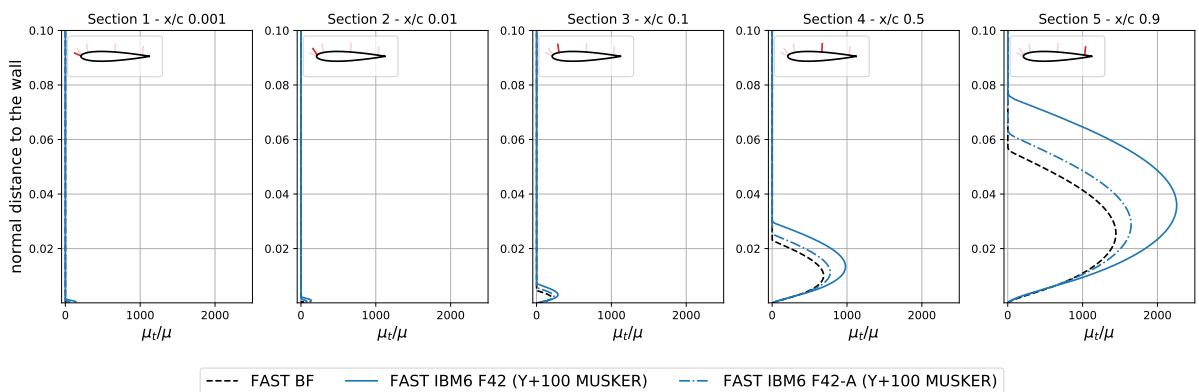
**FIGURE 3.59** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : distribution des  $y^+$  aux points images, avant puis après adaptation, pour le maillage cartésien IBM7.



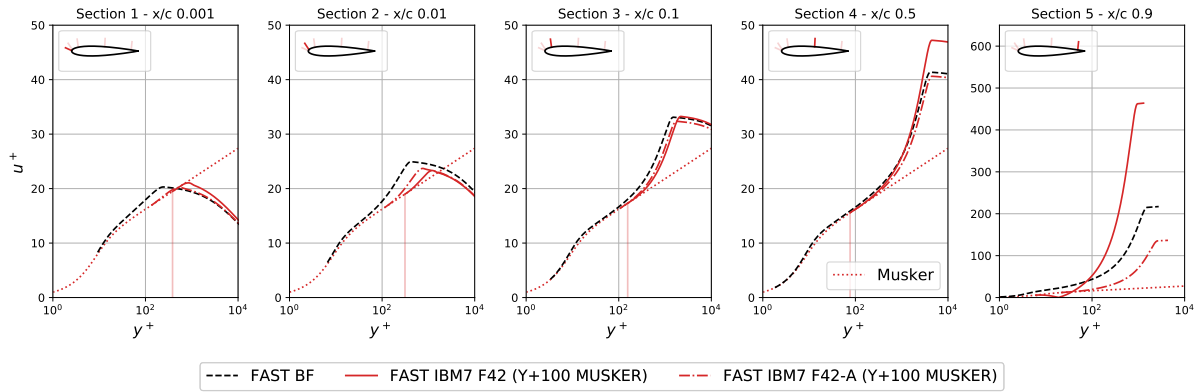
**FIGURE 3.60** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM6.



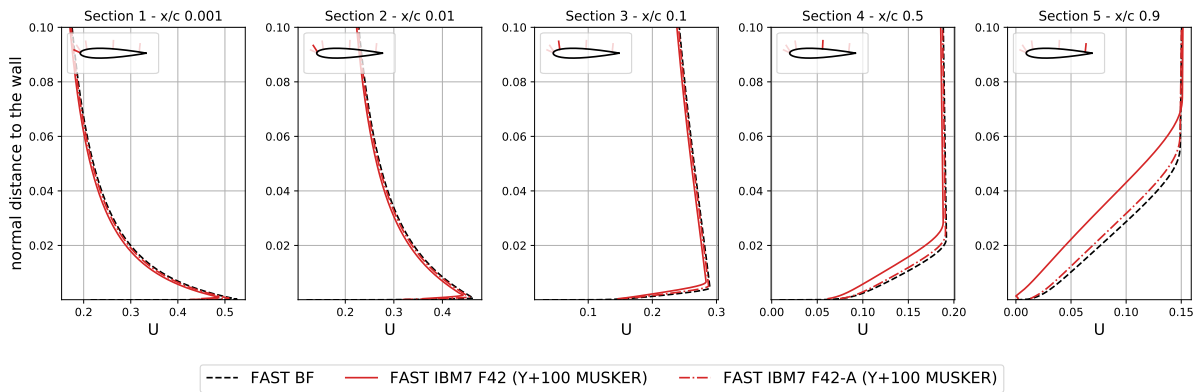
**FIGURE 3.61** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : profils de vitesse obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM6.



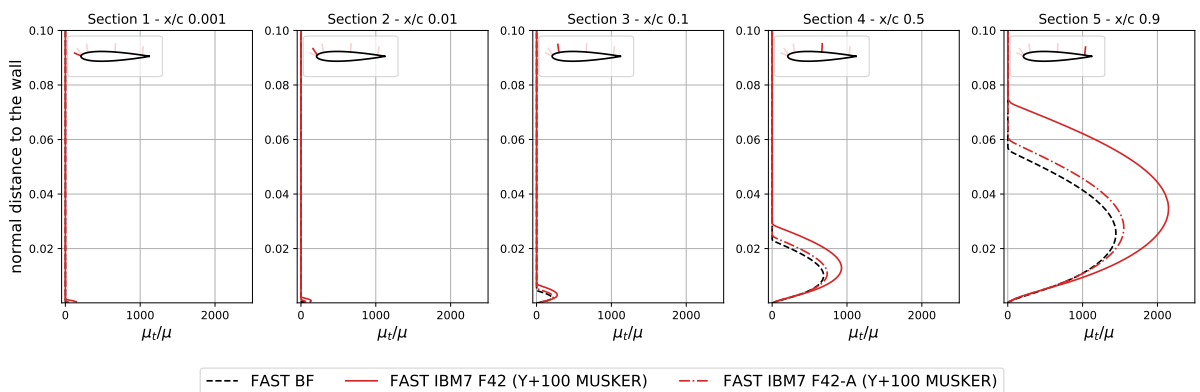
**FIGURE 3.62** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : profils de viscosité turbulente obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM6.



**FIGURE 3.63** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM7.



**FIGURE 3.64** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : profils de vitesse obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM7.



**FIGURE 3.65** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : profils de viscosité turbulente obtenus par approche IBM *F42* avec et sans adaptation du front de modélisation, à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM7.

### 3.6.3 Écoulement transsonique autour d'un profil NACA0012

Nous concluons cet ensemble de validations par l'étude d'un écoulement transsonique autour du même profil NACA0012, pour deux nombres de Mach. On cherche ici à analyser le comportement de nos solutions IBM pour un écoulement soumis à un choc généré à mi-corde (Mach 0.8) ou proche du bord de fuite (Mach 0.95). Vis-à-vis des différents paramètres numériques mis en place en section 3.6.2, seul change ici le schéma numérique en espace. Le schéma de Roe est en effet préféré au schéma AUSM utilisé jusque-là, ce dernier n'étant adapté que pour les écoulements faiblement compressibles. Enfin, on prend en compte un limiteur de pente de type *minmod*, afin d'être en mesure de traiter la formation de chocs dans le domaine fluide et les fortes non-linéarités qui en découlent.

Les figures 3.67 et 3.72 représentent les contours de nombre de Mach, respectivement pour des nombres de Mach à l'infini de 0.8 et 0.95. On étudie alors ceux obtenus sur le maillage cartésien IBM6 avec l'approche *F42*, par rapport à ceux obtenus sur maillage couche limite, pour lequel l'écoulement proche paroi est résolu par le maillage seul. La solution proche de l'obstacle apparaît ainsi particulièrement bien représentée par notre nouvelle méthodologie IBM. À mesure que l'on s'éloigne de la géométrie, on peut cependant commencer à observer des différences se former avec la solution de référence. Celles-ci peuvent s'expliquer par le déraffinement régulier du maillage cartésien quadtree qui, à partir d'une certaine distance, ne semble plus entièrement à même de représenter aussi finement les fortes variations présentes au sein de l'écoulement au passage des chocs. Afin d'y remédier, nous aurions pu adapter le maillage cartésien quadtree au cours du calcul, en nous basant sur un critère géométrique et ainsi raffiner le maillage au voisinage des chocs. Néanmoins, cela n'aurait pas affecté la solution proche paroi et plus spécifiquement la prédiction finale des coefficients pariétaux, dans la mesure où le maillage cartésien présente déjà une extension suffisante de ses blocs de plus fortes résolutions dans ces régions.

Un exemple de ce type d'adaptation suivant l'approche décrite par Péron et Benoit [116] est présenté en figure 3.66 pour le maillage IBM6. Le paramètre physique choisi ici est la différence des nombres de Mach calculée entre cellules voisines.

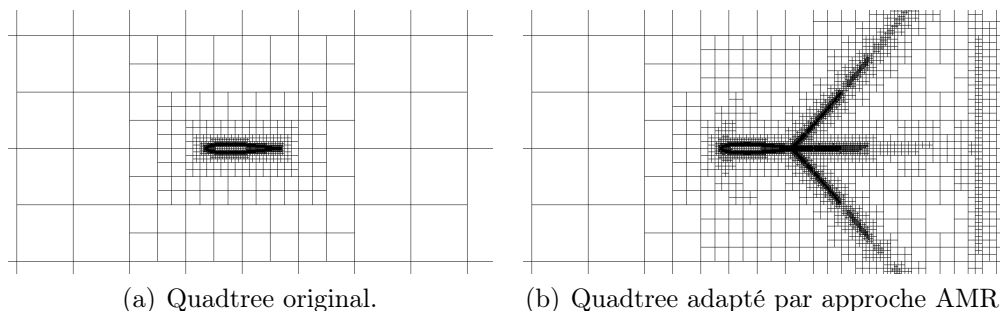


FIGURE 3.66 – NACA0012 transsonique à Mach 0.95 : vues du quadtree défini autour du profil NACA0012, avant et après adaptation AMR.

Les coefficients pariétaux de pression et de frottement pour les maillages IBM4 à IBM6 sont compilés sur les figures 3.68, 3.69, 3.73 et 3.74, pour des nombres de Mach valant respectivement 0.8 et 0.95. On utilise de nouveau l’approche IBM  $F42$  ainsi que différents  $y_{target}^+$  optimaux. Comme en régime subsonique, l’impact potentiellement négatif du maillage cartésien sur la solution pariétale est ici contenu par l’utilisation d’une hauteur de modélisation en accord avec la résolution proche paroi. Ainsi, les résultats proposés par les différents maillages cartésiens se comparent très bien à ceux obtenus sur maillage couche limite, à  $y_{target}^+$  identiques. Le positionnement des chocs est d’ailleurs particulièrement bien prédit ici, pour les deux nombres de Mach considérés. Cependant, il semble que le fait de ne pas prendre en compte les effets de gradient de pression et de convection au voisinage des chocs conduit pour ce cas à une sous-estimation des minima de frottement dans ces régions. De même, on observe en amont du choc un écart constant entre la solution *body-fitted* de référence et les solutions utilisant notre modèle de paroi, lorsque l’écoulement est supersonique. Ce point précis peut être expliqué par une trop faible prise en compte des effets de compressibilité dans notre modélisation proche paroi, conduisant à l’apparition de ces écarts.

En comparant les différentes approches IBM sur ce cas (figures 3.70 et 3.75), il apparaît une fois de plus que l’approche  $F42$  est la seule à ne pas provoquer d’oscillations proches paroi. Ici, même l’approche  $F2$  présente quelques oscillations dans la partie supersonique de l’écoulement, bien que celles-ci restent fortement inférieures en nombre et en intensité par comparaison avec les approches à deux rangées de points cibles. De plus, contrairement aux approches non adaptatives, l’approche  $F42$  permet également de représenter correctement la position du choc sur les coefficients de pression et de frottement et pour les deux nombres de Mach étudiés. C’est d’ailleurs cette approche qui, en dehors des valeurs extrémales de frottement au bord d’attaque et au voisinage du choc, propose le meilleur accord avec la solution *body-fitted* de référence.

Enfin, en analysant les résultats obtenus pour différentes valeurs de  $y_{target}^+$  prises au sein de la couche logarithmique (figures 3.71 et 3.76), on peut voir que ceux-ci se superposent parfaitement pour une large part du profil. À l’exception notable de certaines régions, comme le bord d’attaque et le voisinage du choc, pour lesquelles notre modélisation apparaît malheureusement insuffisante pour représenter de manière précise l’écoulement à cette distance de la paroi, il semble bien qu’un modèle de paroi à l’équilibre comme celui de Musker permette de considérer des hauteurs de modélisation plus importantes que la moyenne, et donc de réduire au moins en partie la résolution de nos maillages cartésiens.

## Résultats à Mach 0.8

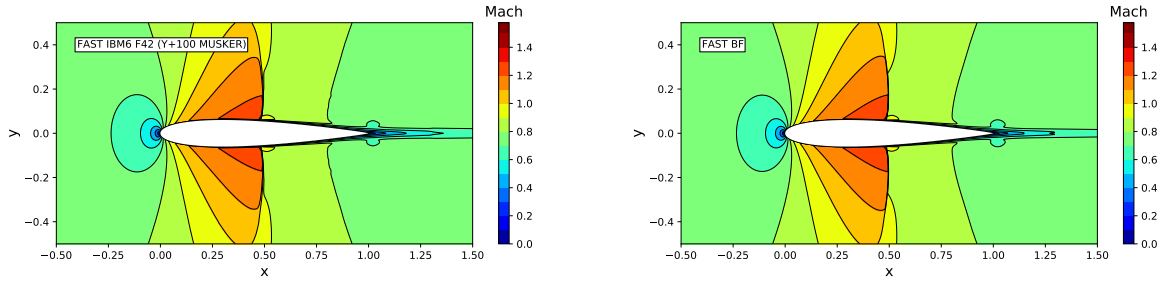


FIGURE 3.67 – NACA0012 transsonique à Mach 0.8 : contours de Mach.

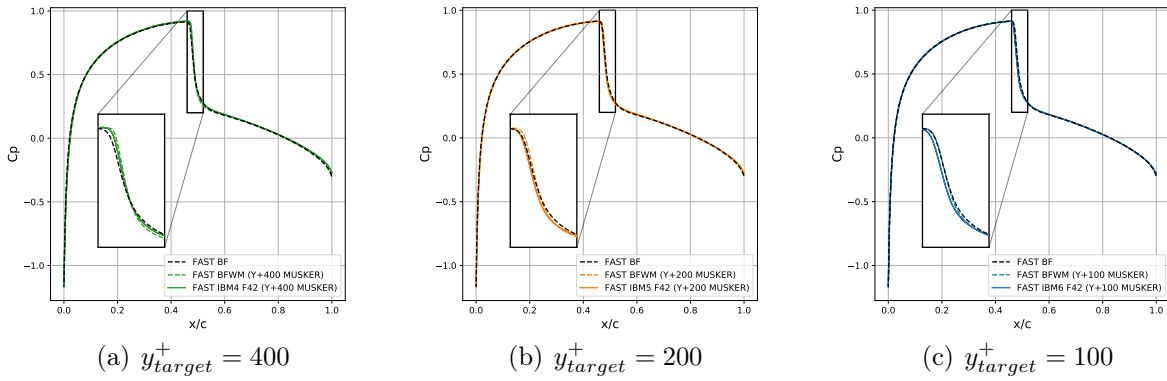


FIGURE 3.68 – NACA0012 transsonique à Mach 0.8 : distributions de coefficient de pression obtenues par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, pour  $y_{target}^+ \in [100, 200, 400]$ .

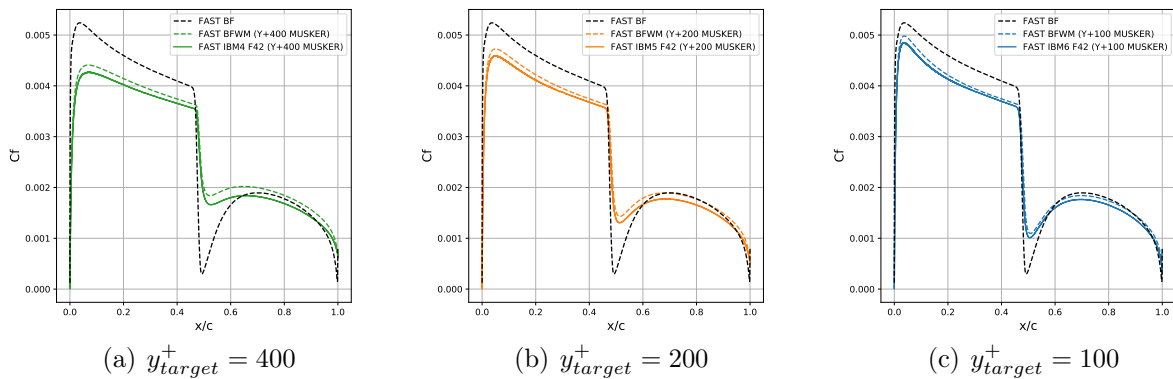
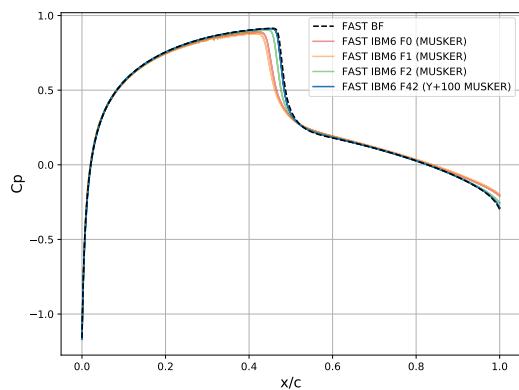
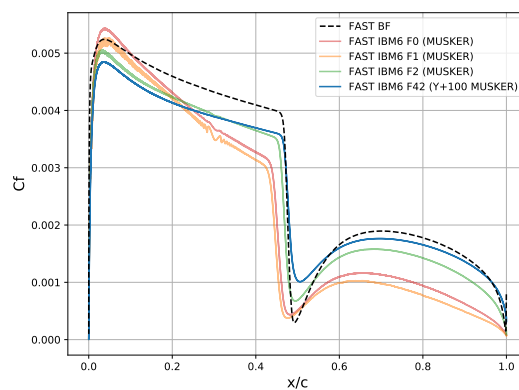


FIGURE 3.69 – NACA0012 transsonique à Mach 0.8 : distributions de coefficient de frottement obtenues par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, pour  $y_{target}^+ \in [100, 200, 400]$ .

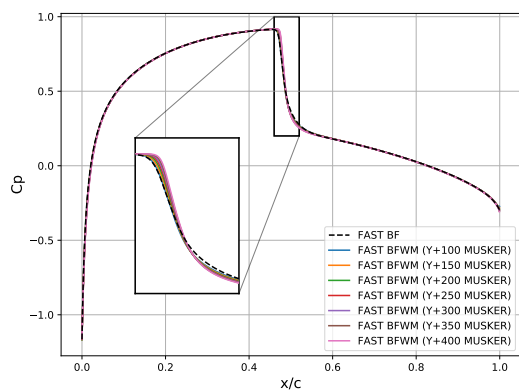


(a) Coefficient de pression

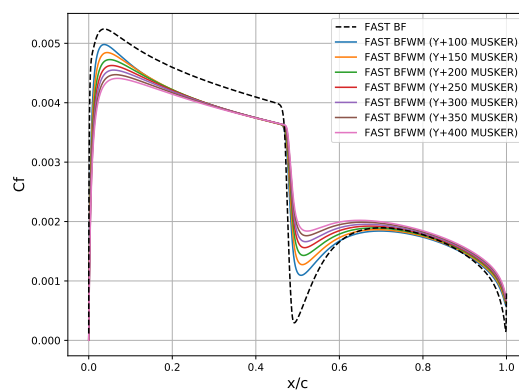


(b) Coefficient de frottement

**FIGURE 3.70** – NACA0012 transsonique à Mach 0.8 : impact de l'approche IBM sur la capture des coefficients pariétaux.



(a) Coefficient de pression



(b) Coefficient de frottement

**FIGURE 3.71** – NACA0012 transsonique à Mach 0.8 : impact du choix de  $y_{target}^+$  sur la capture des coefficients pariétaux.

## Résultats à Mach 0.95

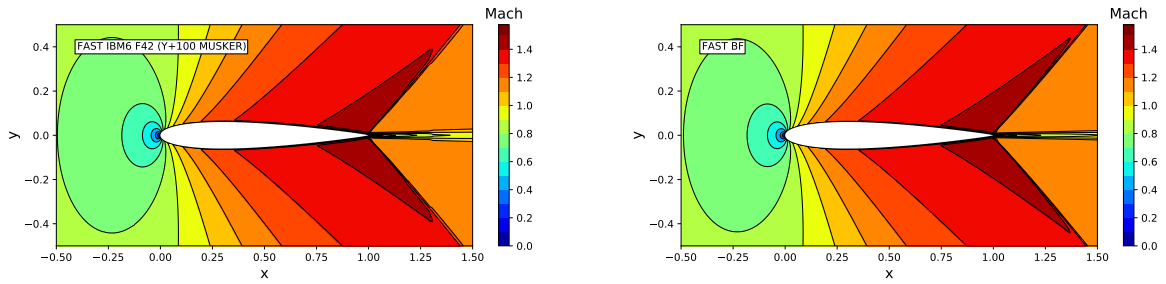


FIGURE 3.72 – NACA0012 transsonique à Mach 0.95 : contours de Mach.

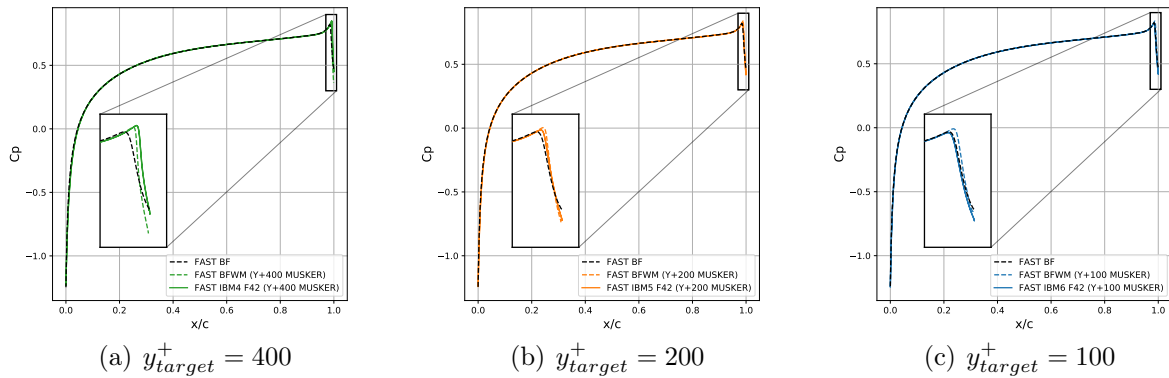


FIGURE 3.73 – NACA0012 transsonique à Mach 0.95 : distributions de coefficient de pression obtenues par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, pour  $y_{target}^+ \in [100, 200, 400]$ .

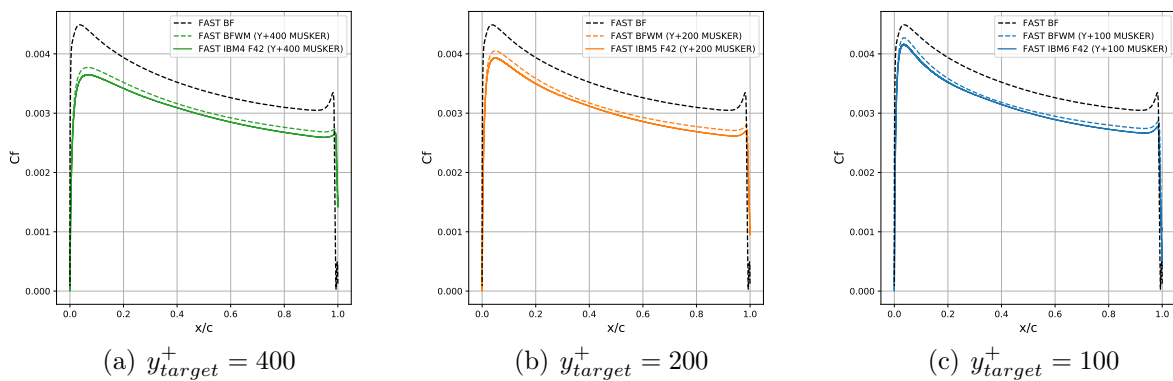
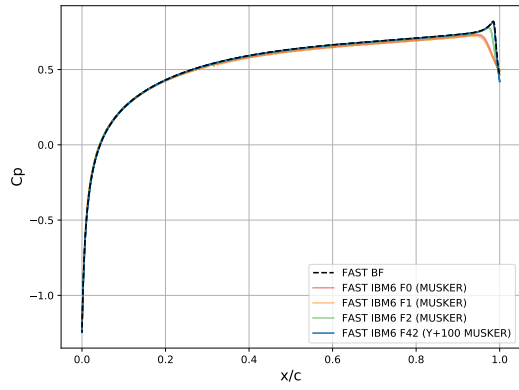
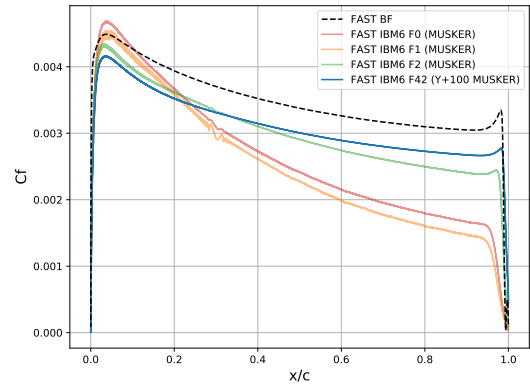


FIGURE 3.74 – NACA0012 transsonique à Mach 0.95 : distributions de coefficient de frottement obtenues par approche IBM *F42* sur maillages cartésien et conforme, pour  $y_{target}^+ \in [100, 200, 400]$ .



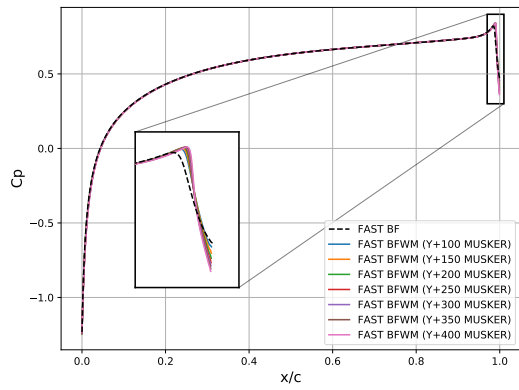


(a) Coefficient de pression

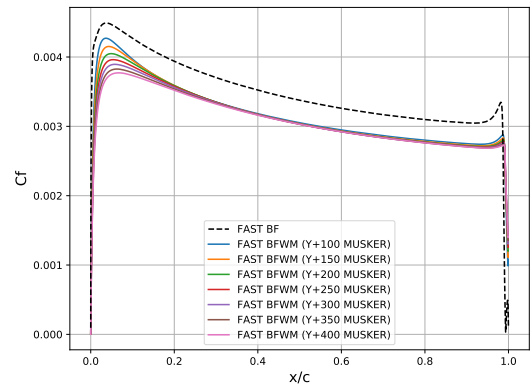


(b) Coefficient de frottement

**FIGURE 3.75** – NACA0012 transsonique à Mach 0.95 : impact de l’approche IBM sur la capture des coefficients pariétaux.



(a) Coefficient de pression



(b) Coefficient de frottement

**FIGURE 3.76** – NACA0012 transsonique à Mach 0.95 : impact du choix de  $y_{target}^+$  sur la capture des coefficients pariétaux.

## 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons soulevé différentes problématiques ayant trait à la stabilité d'une méthode de frontière immergée. En particulier, nous avons analysé et illustré plusieurs origines possibles du bruit numérique intervenant au voisinage de la paroi. Dans le but d'y répondre, nous avons proposé une première approche, consistant à ignorer les cellules les plus proches de la paroi lors du calcul, ce qui a permis de réduire les oscillations sur les grandeurs pariétales de manière significative, en continuant néanmoins de présenter certaines limites (mono-résolution requise proche paroi, surestimation du frottement au bord d'attaque, etc.). La seconde approche, basée cette fois sur un positionnement adaptatif des points cibles et images autour de l'obstacle immergé, à partir de critères géométriques et physiques, a finalement permis de répondre à l'ensemble des difficultés que nous avons soulevées.

Suite au développement de cette nouvelle approche IBM, par ailleurs complètement indépendante du modèle de turbulence et du modèle de paroi, nous avons considéré différents cas-tests de validation bidimensionnels à grands nombres de Reynolds. Lors de ces différentes études, nous avons pu apprécier la suppression totale des oscillations proches paroi, ainsi qu'un ensemble de résultats en très bon accord avec la solution de référence, obtenue sur maillage conforme et pour laquelle la couche limite est résolue par le maillage. Sur plaque plane et autour d'un profil NACA0012, nous avons également pu évaluer la sensibilité de notre approche pour différentes résolutions proches paroi, avec ou sans dé-raffinement et pour différentes hauteurs de modélisation, globales ou locales.

D'abord étudiée en régime subsonique et sans incidence, notre approche a également su proposer de bons résultats à 10 et 15 degrés d'incidence et pour des nombres de Mach caractéristiques de régimes transsoniques. De plus, en parvenant à retrouver des résultats analogues sur maillages cartésiens et conformes, du fait d'une application de notre modèle de paroi à même distance de l'obstacle, nous avons été capables d'isoler les sources d'erreur dues au modèle lui-même, nous aidant à travailler à son extension dans les prochains chapitres.

Enfin, une partie de ce travail a été publié dans un article en 2021 [49]. Dans cet article, nous avons notamment réussi à mettre œuvre notre nouvelle approche IBM pour un cas d'écoulement turbulent en régime transsonique autour d'une aile ONERA M6, attestant de l'extension naturelle de l'approche *F42* aux cas tridimensionnels, ce qui sera discuté plus en détail dans le chapitre 6.



# Chapitre 4

## Intégration des efforts aérodynamiques dans un contexte de frontières immergées

### Contenu

---

4.1	Introduction . . . . .	116
4.2	Extraction de la pression pariétale en post-traitement . . . . .	118
4.2.1	Reconstruction à l'ordre 0 . . . . .	123
4.2.2	Reconstruction à l'ordre 1 . . . . .	124
4.2.3	Reconstruction à l'ordre 2 . . . . .	125
4.3	Intégration des efforts aérodynamiques . . . . .	127
4.3.1	Intégration champ proche . . . . .	128
4.3.2	Intégration champ lointain . . . . .	130
4.4	Validations . . . . .	131
4.4.1	Impact du positionnement des seconds points images . . . . .	135
4.4.2	Impact de l'ordre de reconstruction de la pression pariétale . . . . .	136
4.4.3	Impact du type d'intégration des efforts aérodynamiques . . . . .	144
4.5	Conclusion . . . . .	148

---

## 4.1 Introduction

Dans un contexte de frontières immergées, la solution à la paroi n'est pas directement accessible au cours du calcul. Ainsi, et contrairement aux approches *body-fitted*, un traitement additionnel est requis lors de l'étape de post-traitement pour visualiser certaines quantités pariétales et calculer les efforts agissant sur l'ensemble des obstacles. Cette opération peut néanmoins s'avérer particulièrement difficile, par exemple autour de géométries complexes.

Au chapitre 2, nous avons décrit notre méthodologie de reconstruction de la solution surfacique, basée sur une méthode des moindres carrés (*Moving Least Squares - MLS*) précise à l'ordre 3, nous permettant d'interpoler la solution proche paroi sur le maillage triangulaire définissant l'obstacle. Nous utilisons pour ce faire la solution reconstruite aux points parois (*wall points*), points fictifs définis lors de l'étape de pré-traitement IBM. Bien que cette approche présente de nombreux avantages en termes de robustesse et de précision, celle-ci peut s'avérer fortement coûteuse en trois dimensions, et rendre difficile certaines opérations de co-traitement en l'absence de données d'interpolation directement accessibles pour la projection de la solution proche paroi, qui devrait idéalement être calculée en pré-traitement du calcul.

Ces dernières années ont donc vu l'émergence de méthodes alternatives visant à réduire le coût global de cette reconstruction. En ce sens, nous pouvons relever les travaux menés par Manueco *et al.* [94], qui ont introduit une nouvelle manière d'extraire les informations pariétales en présence de frontières immergées. Ceux-ci utilisent une surface marquant la séparation entre le domaine fluide et le domaine solide, construite lors de l'étape de pré-traitement, leur permettant d'extraire et de calculer les efforts globaux en champ proche suivant l'ordre de leur choix et pour un coût de calcul réduit. De leur côté, Tamaki and Imamura [141] ont plutôt choisi de considérer un domaine d'intégration champ lointain, défini par le front formé par les faces des premiers points calculés, dans le but d'intégrer l'ensemble des forces aérodynamiques agissant sur l'obstacle.

Il est donc indéniable que de nombreux progrès ont été réalisés dans la littérature spécialisée d'un point de vue géométrique, permettant notamment de faciliter le calcul des efforts globaux en co-traitement. Cependant, il semble que certains éléments liés à la modélisation de l'écoulement proche paroi puissent encore être améliorés. En particulier, dans ces deux études ainsi que dans une grande partie des travaux considérant un modèle de paroi pour la simulation d'écoulements turbulents à grands nombres de Reynolds, la pression est généralement considérée constante dans la direction normale à la paroi et à travers l'ensemble de la couche limite turbulente. Cette information est donc le plus souvent directement extrapolée à l'ordre 0 depuis les points images, quand bien même sont désormais considérées des reconstructions d'ordres de plus en plus élevés pour l'interpolation de la solution fluide en ces points [34, 78].

Par ailleurs, Cai *et al.* [34] ont observé d'importantes différences entre les intégrations champ proche et champ lointain de la solution traînée, ce que nous avons également pu constater. Selon les auteurs, ces écarts seraient principalement dus aux oscillations parasites intervenant au voisinage de la paroi. À partir de leur nouveau traitement IBM, reposant sur une meilleure interpolation des informations de vitesse pour la reconstruction de la vitesse de frottement, Cai *et al.* sont en effet parvenus à observer une réduction significative, tant en intensité qu'en quantité, des oscillations sur les coefficients pariétaux, ce qui a effectivement conduit à une réduction des écarts observés entre leurs résultats champ proche et champ lointain. Les écarts restants, réduits mais toujours non négligeables, ont alors été imputés aux quelques oscillations persistantes.

Pour notre part, nous avons continué à observer d'importantes disparités entre nos méthodes d'intégration, alors même que nous étions parvenus à supprimer toute forme d'oscillation parasite proche paroi à la suite des développements menés au chapitre précédent. En réalité, bien que nos solutions IBM soient apparues en très bon accord avec les solutions *body-fitted* de référence, nous avons tout de même pu mettre en évidence certains écarts apparaissant sur nos distributions de pression pariétale, en particulier au bord d'attaque du profil NACA0012 à 10 ou 15 degrés d'incidence. Après une investigation approfondie, ces écarts ont pu être partiellement expliqués par l'analyse du comportement local du profil de pression à travers la couche limite turbulente, ici fortement variable.

À la lumière de ces observations, ce chapitre vise à démontrer que l'extrapolation à l'ordre 0 de la pression pariétale, à partir du point image et jusqu'à la paroi, est en fait principalement responsable des écarts observés entre nos différentes méthodologies d'intégration des efforts aérodynamiques, mais également que ces écarts tendent à augmenter linéairement avec la distance à la paroi à laquelle sont positionnés les points images. Afin de traiter ce problème, nous proposons d'extraire la pression pariétale à un ordre plus élevé durant l'étape de post-traitement, en prenant en compte les éventuelles variations de cette grandeur à travers la couche limite turbulente. Pour ce faire, nous considérerons les effets de gradient de pression, calculés et interpolés plus loin dans le maillage.

Ce chapitre est organisé comme suit : on s'intéresse tout d'abord à l'extraction de la pression pariétale en post-traitement, par ordre croissant de reconstruction (ordres 0, 1 et 2). L'introduction d'un nouveau jeu de points images sera étudié dans ce but, en mettant tout particulièrement l'accent sur le positionnement de ces derniers. Nous détaillerons ensuite les approches champ proche et champ lointain à notre disposition, nous permettant d'intégrer les efforts aérodynamiques dans un contexte de frontières immergées. Enfin, nous présenterons à la fin de ce chapitre une analyse circonstanciée des résultats issus de nos récents développements, toujours sur un cas d'écoulement turbulent en régime subsonique autour d'un profil NACA0012, pour différents angles d'incidence.

## 4.2 Extraction de la pression pariétale en post-traitement

Dans nos précédents travaux, la pression pariétale était directement extrapolée depuis les points images. Ceci s'explique par le fait qu'à travers une large partie de la littérature scientifique concernant la simulation d'écoulements turbulents faiblement compressibles, la pression est classiquement considérée comme constante dans la direction normale à la paroi. On peut d'ailleurs noter que cette hypothèse fait partie des principales hypothèses fortes sur lesquelles se base la définition de la loi log classique, servant à reconstruire le profil de vitesse proche paroi et dont la loi analytique de Musker est elle-même une extension.

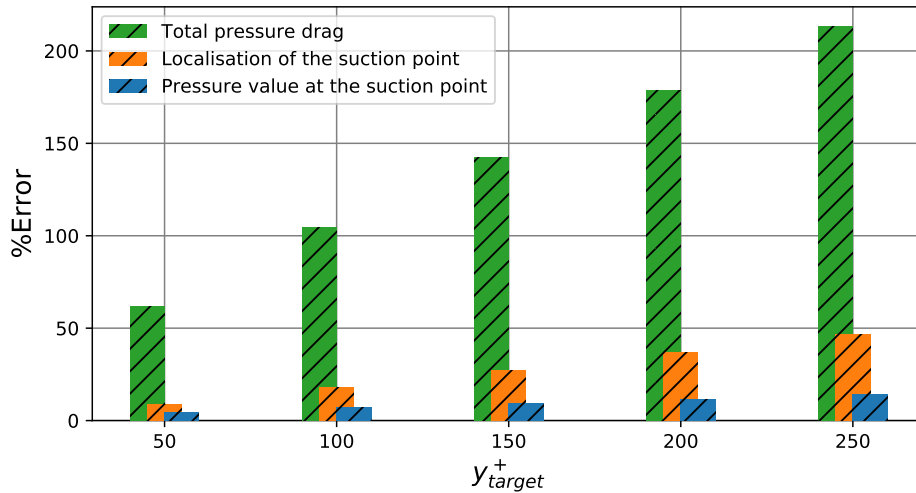
Ici, nous faisons le choix de ne pas inclure cette hypothèse dans notre modélisation lors de l'étape de post-traitement. À la place, nous proposons une extraction de la pression pariétale à un ordre plus élevé, en utilisant les informations de gradient de pression calculées aux points images.

En effet, comme il sera montré dans les sections à venir, l'hypothèse de gradient de pression nul peut être particulièrement erronée près des géométries présentant de fortes courbures ou lorsque la couche limite turbulente n'est pas pleinement développée, ce que l'on observe notamment au voisinage du bord d'attaque d'une géométrie profilée, pour des incidences élevées. Dans ces régions, la pression varie véritablement à travers la couche limite dans la direction normale à la paroi et indépendamment de la distance à laquelle on se place, pouvant conduire à une mauvaise prédiction de la position et de la valeur du pic de pression mesuré sur l'extrados. L'erreur finalement générée augmente avec la distance à laquelle les différents points IBM (points cibles et images) sont positionnés autour de la géométrie, que celle-ci soit déterminée à partir de la résolution proche paroi seule, ou via la détermination d'une hauteur de modélisation, suivant l'approche IBM choisie (voir section 3.5).

Dans certains cas critiques, à l'instar d'un écoulement subsonique autour d'une géométrie profilée, la bonne prédiction de ce pic de pression joue un rôle absolument décisif dans le calcul de la traînée de pression et donc de la traînée globale. En augmentant l'angle d'incidence, ce pic devient particulièrement intense et apparaît confiné à une très faible région proche du bord d'attaque. Ainsi, imposer une pression identique aux points images et points parois peut conduire, dans certains cas, à empêcher une évaluation correcte de la traînée de pression à partir d'une intégration directe de cette solution sur la surface de la géométrie.

Davantage que l'intensité du pic de pression elle-même, c'est plutôt la prédiction de la position de ce point qui semble être primordiale dans l'optique d'une intégration directe des efforts de pression. Pour illustrer cela, la figure 4.1 compare, pour des hauteurs de modélisation croissantes ( $y_{target}^+$  croissants), le pourcentage d'erreur obtenu sur la valeur du pic de pression et sur sa position, avec l'erreur finale observée sur la traînée de pression. Si

toutes les erreurs semblent évoluer linéairement avec les hauteurs de modélisation considérées, il est effectivement possible d’observer que l’erreur relative sur la position du pic évolue plus rapidement que celle concernant l’intensité du pic. Le cas-test considéré ici est le cas d’une simulation d’écoulement turbulent autour d’un profil NACA0012 en régime subsonique et soumis à une incidence de quinze degrés, pour lequel des solutions obtenues sur maillage couche limite avec loi de paroi sont comparées à une solution *body-fitted* de référence, où la turbulence est entièrement résolue par le maillage seul.



**FIGURE 4.1** – Évolution de l’erreur relative sur la traînée de pression et le pic de pression (position et intensité) pour des hauteurs de modélisation croissantes.

À l’inverse, nous avons pu vérifier pour ce cas qu’une intégration type champ lointain conduisait à une meilleure estimation de la traînée. Si ces observations rejoignent celles de Cai *et al.* [34], nos conclusions divergent néanmoins. En effet, après une étude approfondie de l’évolution de la solution de pression à travers la couche limite turbulente, et en l’absence d’oscillations parasites, nous avons prouvé que la solution de pression était principalement dégradée lors de l’étape de post-traitement. Cette dégradation est liée à la reconstruction actuelle, qui ne permet justement pas de prendre en compte les variations de pression dans la direction normale à la paroi. Pour les différents cas analysés, la solution obtenue dans le domaine fluide est en fait meilleure que ce qu’il est permis d’observer à la paroi et s’approche bien davantage de la solution de référence. C’est cela qui, finalement, permet d’expliquer pourquoi dans certains cas une intégration champ lointain des efforts de pression conduit à une meilleure prédiction de la composante de traînée qui leur est associée.

Par ailleurs, dans notre méthodologie, les points cibles apparaissent suffisamment proches de leurs points images associés, autorisant ainsi de maintenir l’hypothèse de gra-



dient de pression nul à un niveau d'erreur acceptable. C'est finalement le fait d'étendre cette hypothèse jusqu'à la paroi qui ne permet pas de prédire la valeur correcte de la pression pariétale au bord d'attaque, indispensable pour effectuer une intégration directe de ces efforts. Ce dernier point nous permet de nous concentrer uniquement sur une meilleure reconstruction de la pression pariétale, sans chercher à modifier le calcul de la pression en chaque point cible et à chaque itération du calcul, ce qui aurait représenté un surcoût non négligeable.

Afin de répondre à ce problème, nous nous proposons donc de reconstruire la pression pariétale en post-traitement à un ordre plus élevé. Pour ce faire, un second jeu de points images est tout d'abord ajouté à notre méthodologie, afin de pouvoir interpoler la solution de pression, de même que les gradients associés, tout en étant suffisamment éloigné de la paroi et du domaine modélisé.

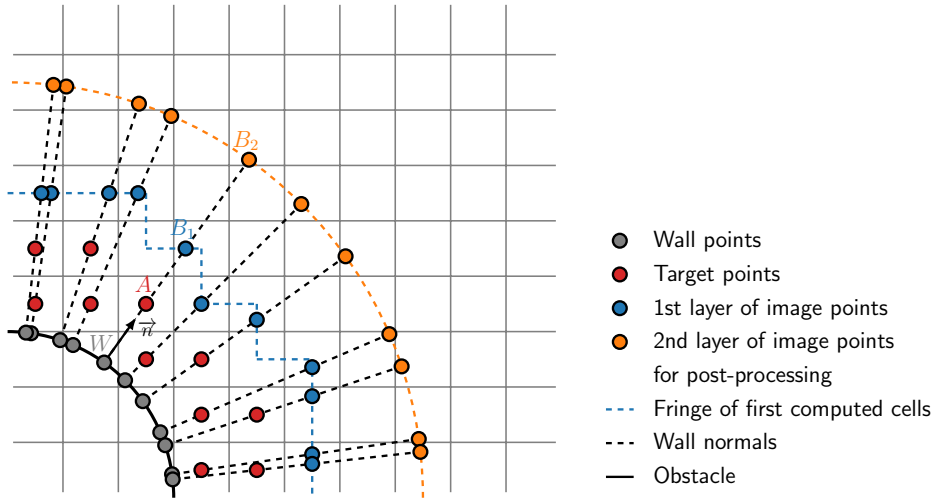
Dans la mesure où la solution de pression aux points cibles est reconstruite par extrapolation directe depuis leurs points images associés, les gradients de pression obtenus aux premiers points calculés manquent nécessairement de précision et peuvent même présenter des oscillations en présence de forts gradients de pression, ce que nous illustrerons par la suite. Ces premiers points calculés ne peuvent donc pas être considérés comme des donneurs adaptés pour la reconstruction de ces informations, puisque de telles imprécisions se répercuteraient nécessairement sur la distribution de coefficient de pression à la paroi.

Ainsi, dans le but de trouver des donneurs adéquats pour l'interpolation des informations de pression, nous avons choisi de calculer une distance minimale à partir de laquelle positionner nos nouveaux points images. Cette distance correspond à la hauteur de modélisation  $H_{mod}$  à laquelle est ajoutée une distance  $\epsilon$ , choisie empiriquement et définie comme suit :

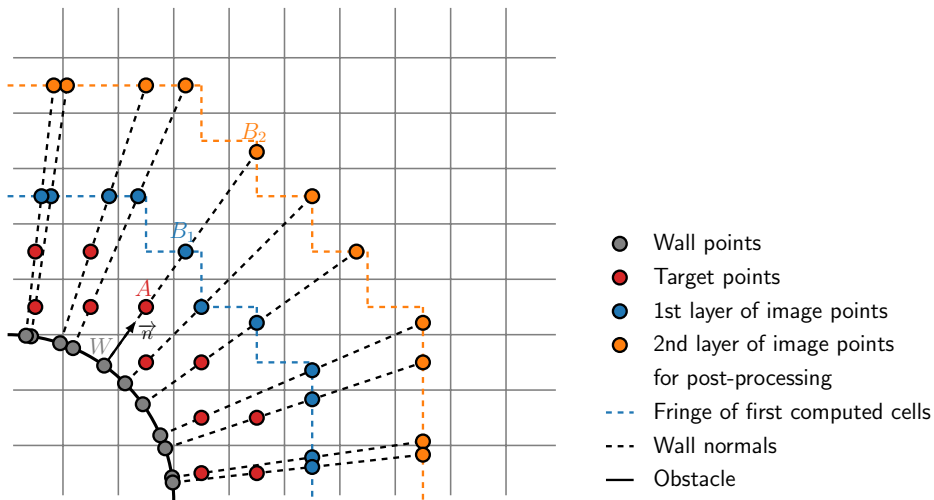
$$\epsilon = 2 \cdot \sqrt{dim} \cdot h, \quad (4.1)$$

où  $dim$  est la dimension du problème et  $h$  correspond à la taille de maille d'une zone cartésienne donnée. À partir de là, deux approches différentes ont été envisagées, résumées dans les figures 4.2 et 4.3.

Dans le but d'obtenir la distribution de gradient de pression la plus lisse possible, nous avons tout d'abord envisagé de recourir à un second front à iso-distance de la paroi, tel que représenté en pointillé orange sur la figure 4.2. Cette première approche a donc pour objectif de régulariser au maximum le positionnement de ces seconds points images, que l'on a représenté cette fois par des ronds orange. La principale difficulté rencontrée ici concerne la détermination d'une distance globale, qui peut être particulièrement compliquée à obtenir dès lors qu'un changement de résolution intervient autour de la géométrie.



**FIGURE 4.2** – Localisation des points IBM autour d’un obstacle circulaire, avec leurs premiers et seconds points images correspondants. Positionnement du second front à iso-distance de la paroi.

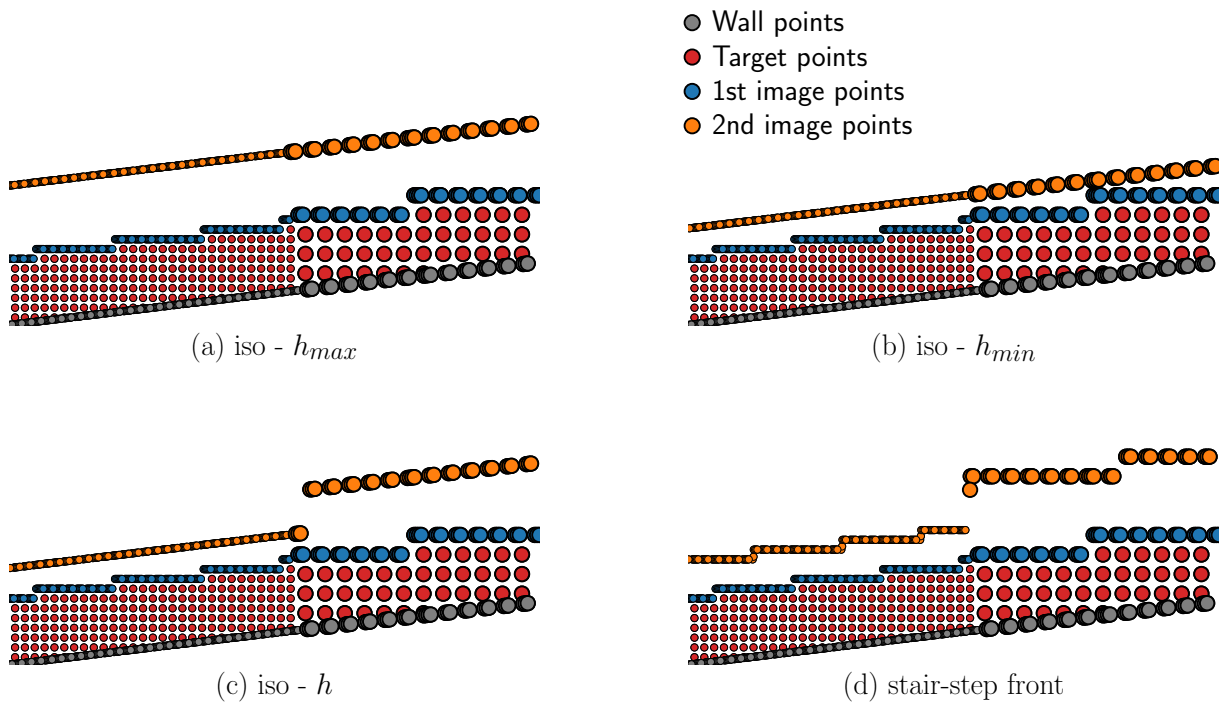


**FIGURE 4.3** – Localisation des points IBM autour d’un obstacle circulaire, avec leurs premiers et seconds points images correspondants. Positionnement du second front en escalier.

La figure 4.4 permet justement de mettre en lumière ce problème. Si l’on fait le choix d’un paramètre  $h$  constant dans la définition de  $\epsilon$ , comme présenté sur les figures 4.4-(a) et 4.4-(b), la valeur de l’iso-distance est finalement pilotée par le bloc cartésien proche paroi à la résolution la plus fine ou à la résolution la plus grossière. Dans le premier cas ( $h = constant = h_{min}$ ), le second front des points images se retrouve trop proche de la zone modélisée dans les régions où le maillage est le plus relâché, ce qui peut empêcher la capture correcte des gradients de pression et conduire à l’apparition d’oscillations para-

sites. À l'inverse, considérer la résolution la plus grossière ( $h = \text{constant} = h_{max}$ ) pour le calcul de  $\epsilon$  a tendance à éloigner fortement le second point image de la géométrie dans les zones où le maillage est le plus resserré, en particulier au bord d'attaque, là où justement la solution de pression est la plus sensible aux variations de distance.

Enfin, si un front discontinu à iso-distance est envisageable, comme illustré sur la figure 4.4-(c), où l'on considère une même distance  $\epsilon$  par famille de blocs de résolution  $h$  identique, il convient cependant d'apporter un soin tout particulier aux zones de recouvrement entre blocs cartésiens de résolutions différentes. Sans traitement additionnel, des espaces vides entre les différentes zones du front peuvent se créer et empêcher une bonne projection des points cibles sur celui-ci, voire complètement empêcher toute projection. Ce type de phénomène apparaît clairement sur la figure 4.4-(c), dans la mesure où certains points cibles du bloc cartésien le plus grossier ont été finalement projetés sur le front lié au bloc cartésien le plus fin. Une régularisation de ces zones serait particulièrement compliquée à développer, en particulier autour de géométries complexes.



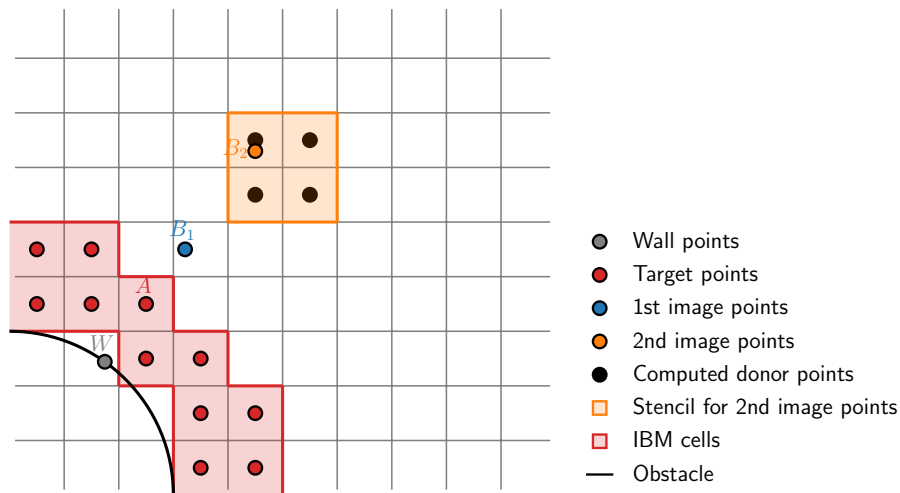
**FIGURE 4.4** – Évolution du positionnement de la seconde couche de points images à iso-distance de la paroi, pour différents choix de  $\epsilon$ , en comparaison avec un positionnement en escalier.

À l'inverse, il est également possible de considérer un front en escalier, élaboré à partir de l'algorithme de création de front initialement développé pour le positionnement des premiers points images et rappelé par des lignes en traits pointillés bleus sur les figures 4.2 et 4.3. Ceci permet de s'affranchir de l'ensemble des problèmes précédemment cités.

En particulier, on peut désormais observer que les seconds points images mal positionnés avec l’approche étudiée en figure 4.4-(c) se trouvent désormais correctement positionnés en figure 4.4-(d), malgré le changement de résolution du maillage dans la direction de l’écoulement. Cette seconde approche est également bien moins coûteuse, notamment pour les applications tridimensionnelles, d’une part parce qu’elle évite une majorité des problèmes de projection pouvant être rencontrés avec l’approche précédente, mais également parce que le front utilisé pour positionner les nouveaux points images est tout simplement plus rapide à être créé.

Dans la suite, ces deux approches sont comparées afin de démontrer l’apport minimal d’un positionnement à iso-distance de la paroi par rapport au gain en stabilité et en temps de pré-traitement obtenu par la seconde approche et son front en escalier. Enfin, les sous-sections suivantes présentent les différents types de reconstruction de la pression pariétale, par ordre croissant.

### 4.2.1 Reconstruction à l’ordre 0



**FIGURE 4.5** – Molécule des points calculés intervenant dans la reconstruction de la pression à un point image - reconstruction à l’ordre 0.

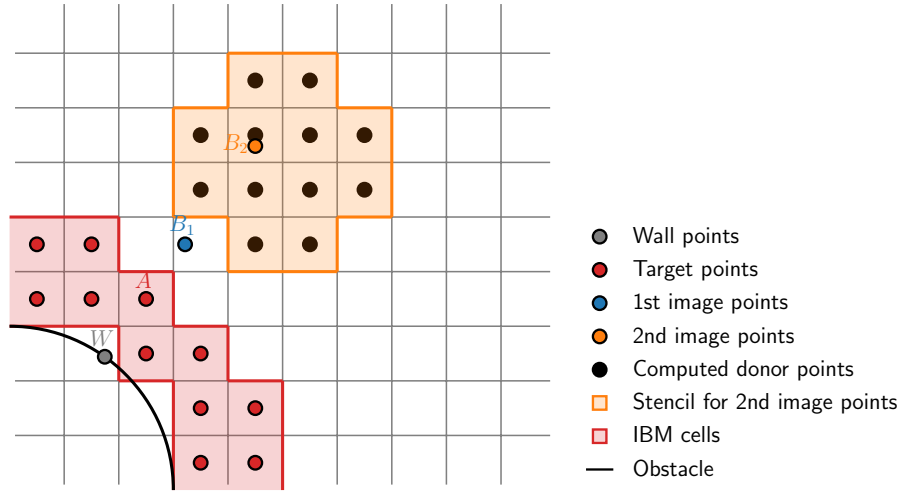
La reconstruction par défaut de la pression proche paroi correspond à une extrapolation à l’ordre 0 de cette solution depuis les points images. C’est elle qui est notamment utilisée au cours du calcul pour reconstruire la solution de pression en chaque point cible. La molécule complète des points calculés intervenant dans la reconstruction de la solution de pression à un point image est décrite sur la figure 4.5. Sans calcul de gradients pris en compte, le nombre de points calculés présents au sein de la molécule est ici égal au nombre de donneurs (représentés par des ronds noirs) servant à l’interpolation de la solution au point image, avec jusqu’à quatre donneurs en 2D et le double en 3D.

Si cette extrapolation depuis un point image  $B_1$  est étendu jusqu’à son point paroi  $W$  correspondant, on obtient la formule d’ordre 0 suivante :

$$p_{w,o0} = p_{B_1}. \quad (4.2)$$

Les limites de cette approche ont été discutées plus haut. Dans la suite, nous nous intéressons à des reconstructions d'ordres plus élevés.

## 4.2.2 Reconstruction à l'ordre 1



**FIGURE 4.6** – Molécule des points calculés intervenant dans la reconstruction de la pression à un point image - reconstruction à l'ordre 1.

Afin de reconstruire la pression pariétale à l'ordre 1 lors de l'étape de post-traitement, dans le but de prendre en compte les variations de la solution dans la direction normale à la paroi, on se propose d'utiliser les informations de pression et de gradient de pression, reconstruites par interpolation aux seconds points images, introduits plus haut. Pour ce faire, on utilise la même méthode de calcul de gradient que celle utilisée par le solveur au cours de la simulation numérique, appliquée cette fois à la pression au niveau des cellules calculées alentour. Pour cette première reconstruction faisant intervenir les dérivées premières de la pression, on peut voir sur la figure 4.6 l'élargissement de la molécule des points calculés autour du point image, qui dépasse ici les quatre points donneurs initiaux.

Finalement, pour une reconstruction du premier ordre entre un point paroi  $W$  et son second point image  $B_2$  correspondant, la pression pariétale devient :

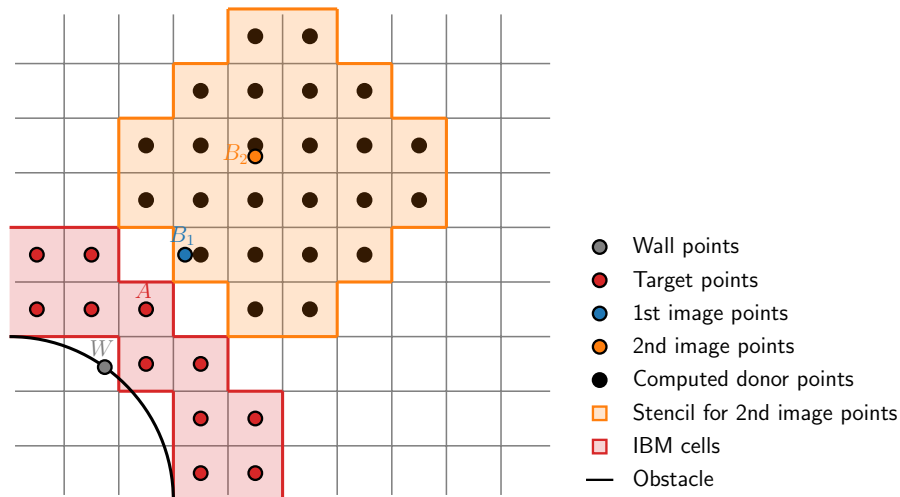
$$p_{w,o1} = p_{B_2} - \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{B_2} \cdot \|\overrightarrow{WB_2}\|, \quad (4.3)$$

où  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal unitaire et  $\partial_{\mathbf{n}} p$  est la dérivée directionnelle première de la pression suivant  $\mathbf{n}$ , telle que :

$$\begin{aligned}\partial_{\mathbf{n}}p &= \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} = \mathbf{n}^T \cdot \nabla p \\ &= n_x \frac{\partial p}{\partial x} + n_y \frac{\partial p}{\partial y} + n_z \frac{\partial p}{\partial z}.\end{aligned}\tag{4.4}$$

Dans l'absolu, il serait également possible d'estimer la valeur de  $\partial_{\mathbf{n}}p$  par une approche de type Différences Finies entre nos deux points images et ainsi réduire le coût lié à son calcul direct. Néanmoins, pour ce qui concerne le cadre de cette étude, cette solution ne saurait être jugée satisfaisante. Le premier point image est projeté sur le front des premiers points calculés et de fait, apparaît trop proche de la zone modélisée pour que sa solution de pression interpolée ne soit pas altérée par cette région. Pour remédier à cela, il serait alors nécessaire d'ajouter un troisième point image, proche du premier mais légèrement décalé du front des premiers points calculés vers le domaine fluide. En outre, la distance entre le premier et le second point image peut être relativement importante, en particulier pour les applications tridimensionnelles ou après une adaptation du front de modélisation telle que décrite dans la section 3.4 du chapitre précédent. On sait que cet écart tend à augmenter linéairement avec la résolution proche paroi choisie, ce qui peut engendrer encore davantage d'erreurs numériques. C'est pourquoi ici, nous avons fait le choix d'une reconstruction directe des informations de gradient de pression au niveau du second point image.

### 4.2.3 Reconstruction à l'ordre 2



**FIGURE 4.7** – Molécule des points calculés intervenant dans la reconstruction de la pression à un point image - reconstruction à l'ordre 2.

Pour certains cas, il peut également s'avérer nécessaire d'utiliser les informations de dérivées secondes de la pression afin de rendre compte des effets de courbure. En particu-

lier, lorsque la résolution proche paroi est trop importante et que le second point image se retrouve trop éloigné de la géométrie, une reconstruction du premier ordre telle que décrite dans la section précédente peut s'avérer insuffisante. Ce point est illustré dans la partie validation de ce chapitre.

Ainsi, pour une reconstruction du second ordre entre un point paroi  $W$  et son second point image  $B_2$  correspondant, la pression pariétale devient cette fois :

$$p_{w,o2} = p_{B_2} - \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{B_2} \cdot \|\overrightarrow{WB_2}\| + \frac{\partial^2 p}{\partial \mathbf{n}\mathbf{n}} \Big|_{B_2} \cdot \frac{\|\overrightarrow{WB_2}\|^2}{2}, \quad (4.5)$$

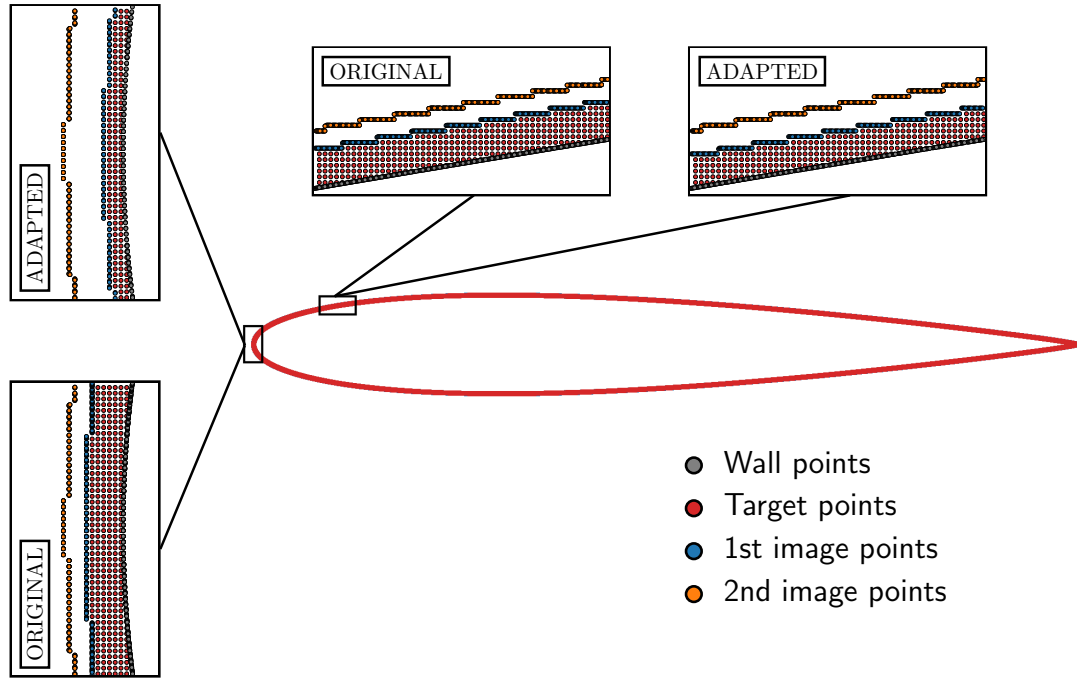
avec  $\partial_{\mathbf{n}\mathbf{n}}p$ , la dérivée directionnelle seconde de la pression suivant  $\mathbf{n}$ , telle que :

$$\begin{aligned} \partial_{\mathbf{n}\mathbf{n}}p &= \frac{\partial^2 p}{\partial \mathbf{n}\mathbf{n}} = \mathbf{n}^T \cdot \nabla^2 p \cdot \mathbf{n} \\ &= n_x(n_x \partial_{xx}p + n_y \partial_{xy}p + n_z \partial_{xz}p) \\ &\quad + n_y(n_x \partial_{yx}p + n_y \partial_{yy}p + n_z \partial_{yz}p) \\ &\quad + n_z(n_x \partial_{zx}p + n_y \partial_{zy}p + n_z \partial_{zz}p). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Le fait d'utiliser un maillage cartésien nous permet de ne pas avoir à prendre en compte de métrique particulière pour le calcul des dérivées  $\partial_{ij}p$ . Nous effectuons simplement une nouvelle opération de calcul de gradients, cette fois sur les dérivées premières de la pression  $\partial_i p$ .

Cette reconstruction du deuxième ordre utilise ici une plus large molécule de points calculés pour une reconstruction des dérivées secondes au second point image. Dans certains cas, comme celui décrit en figure 4.7, cette molécule de calcul fait également intervenir certains des premiers points calculés, ce que l'on pourrait redouter *a priori*. Cependant, les effets de courbures que l'on cherche à mesurer sont très fortement localisés, à l'instar des bords d'attaque de géométries profilés, étant nuls ou négligeables dans la vaste majorité des autres cas. Or, ce sont justement ces mêmes régions qui sont les plus sensibles à une adaptation du front de modélisation, comme discuté en section 3.4.4.

Ainsi et en pratique, en conservant le positionnement actuel des seconds points images, il nous est finalement possible de capturer les dérivées secondes de la pression sans avoir à utiliser des informations obtenues aux premiers points calculés. C'est ce que l'on peut notamment observer sur la figure 4.8, où le second front des points images s'éloigne du front de modélisation suite au passage d'une hauteur de modélisation globale à une hauteur de modélisation locale, moins importante au bord d'attaque.



**FIGURE 4.8** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : positionnement des points IBM avant puis après adaptation de la hauteur de modélisation pour l’approche  $F42$ .

### 4.3 Intégration des efforts aérodynamiques

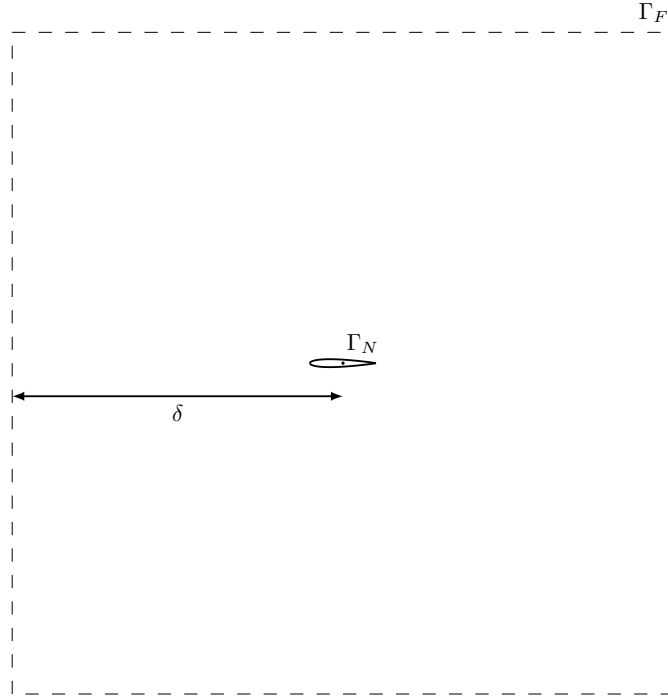
Les coefficients de portance et de traînée sont définis comme suit :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2 \mathcal{A}_{ref}}, \quad (4.7)$$

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2 \mathcal{A}_{ref}}, \quad (4.8)$$

où  $F_L$  et  $F_D$  sont obtenus à partir de l’intégration de l’ensemble des forces aérodynamiques exercées sur l’obstacle, respectivement appliquées perpendiculairement et parallèlement à la direction principale de l’écoulement. Suivant les travaux de Destarac [56], l’intégration de ces forces peut s’effectuer de deux façons différentes. D’une part en considérant une intégration champ proche consistant à intégrer directement ces forces sur la surface de l’objet, désignée  $\Gamma_N$  sur la figure 4.9. D’autre part en considérant une intégration dite champ lointain en sélectionnant un volume de contrôle entourant l’obstacle afin d’intégrer les efforts sur sa surface extérieure  $\Gamma_F$ . Les sections suivantes détaillent notre méthodologie pour les deux approches.





**FIGURE 4.9** – Surfaces d’intégration des forces aérodynamiques pour les approches champ proche et champ lointain.

### 4.3.1 Intégration champ proche

L’intégration champ proche des efforts aérodynamiques sur la surface  $\Gamma_N$  d’un obstacle, peut s’écrire :

$$F_{i,N} = \int_{\Gamma_N} \left( (p - p_\infty)\delta_{ij} - \tau_{ij} \right) n_j dS. \quad (4.9)$$

Cette approche est souvent favorisée dans un contexte de frontières immergées, malgré les difficultés liées à la projection de la solution numérique sur le maillage surfacique définissant l’obstacle immergé, discutées en introduction de ce chapitre. Pour notre part, nous utilisons la solution pariétale issue de l’application du modèle de paroi à chaque itération du solveur, stockée aux points parois. Après projection de ces points sur la géométrie, nous avons finalement accès aux informations de vitesse de frottement, de masse volumique et de pression pariétale sur l’ensemble de la surface, cette dernière pouvant être également reconstruite à un ordre plus élevé en post-traitement, comme détaillé plus haut.

S’il nous est ensuite facile de calculer les distributions de coefficient de frottement et de pression à la surface, la reconstruction du tenseur des contraintes visqueuses, intervenant dans l’équation 4.9, requiert une opération supplémentaire.

On définit donc une nouvelle fois  $\mathbf{n}$ , le vecteur normal unitaire et  $\mathbf{u}$ , le vecteur vitesse,

celui-ci étant défini en chaque point cible. Le vecteur tangent unitaire est alors décrit par :

$$\mathbf{t} = \frac{\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}}{\|\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n}\|}. \quad (4.10)$$

Connaissant maintenant la contrainte de cisaillement à la paroi  $\tau_w$ , obtenue à partir de la connaissance *a priori* de la masse volumique à la paroi  $\rho_w$  et de la vitesse de frottement  $u_\tau$ , et en considérant que la force de cisaillement est égale à  $\tau_w \mathbf{t}$ , le tenseur des contraintes  $\overline{\overline{\boldsymbol{\tau}}}$  peut être simplifié de la manière suivante :

$$\begin{cases} \tau_{xx} = 2\tau_w t_x n_x \\ \tau_{yy} = 2\tau_w t_y n_y \\ \tau_{zz} = 2\tau_w t_z n_z \\ \tau_{xy} = \tau_w (t_x n_x + t_y n_x) \\ \tau_{xz} = \tau_w (t_x n_z + t_z n_x) \\ \tau_{yz} = \tau_w (t_y n_z + t_z n_y) \end{cases} \quad (4.11)$$

Les forces de pression et de frottement sont ensuite intégrées séparément sur la surface  $\Gamma_N$ , afin de pouvoir quantifier l'impact de chaque composante sur les coefficients de portance et de traînée finaux.

Les clés permettant d'obtenir des coefficients de portance et de traînée corrects à partir d'une intégration champ proche des efforts aérodynamique consistent alors à proposer une projection fidèle des informations à la paroi sur la surface de la géométrie [94], et à exhiber des distributions précises et non bruitées pour les grandeurs pariétales. Ce dernier point est absolument crucial et dépend fortement de la modélisation proche paroi mise en œuvre, de même que de la résolution du maillage imposée. C'est d'ailleurs pourquoi une large partie de ce travail de thèse a consisté à améliorer la capture de ces informations.

On peut également souligner une limite intrinsèque à cette approche concernant son incapacité à décomposer les forces aérodynamiques agissant sur l'obstacle autrement que mécaniquement, c'est-à-dire avec une contribution due à la pression et une contribution due au frottement. À l'inverse, une intégration champ lointain permet justement d'effectuer une décomposition physique de la traînée totale, avec une traînée de forme et de frottement (*parasitic drag*), une traînée induite par la portance (*lift-induced drag*) et une traînée d'onde (*wave drag*), permettant une meilleure compréhension des phénomènes physiques en jeu [150].

### 4.3.2 Intégration champ lointain

L'intégration champ lointain des efforts aérodynamiques sur la surface extérieure  $\Gamma_F$ , peut s'écrire :

$$F_{i,F} = - \int_{\Gamma_F} \left( \rho(u_i - u_{\infty,i})u_j + (p - p_{\infty})\delta_{ij} - \tau_{ij} \right) n_j dS. \quad (4.12)$$

En effet, pour tout volume de contrôle fermé, on a [50] :

$$\begin{cases} \int_{\Gamma_F} \rho(\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS = 0 \\ \int_{\Gamma_F} \mathbf{n} dS = 0 \end{cases} \quad (4.13)$$

Par ailleurs, en considérant que cette intégration champ lointain est effectuée suffisamment loin de la paroi, en particulier en aval de l'écoulement, il nous est possible de négliger les effets dus aux contraintes visqueuses dans le calcul, comme énoncé dans [150]. Ceci facilite grandement le calcul des efforts, dans la mesure où la reconstruction du tenseur des contraintes visqueuses aussi loin de la paroi peut être la source de nombreuses erreurs numériques, du fait notamment de mauvaises évaluations des gradients dans ces régions éloignées. Sous cette hypothèse simplificatrice, l'équation 4.12 devient alors :

$$F_{i,F} = - \int_{\Gamma_F} \left( \rho(u_i - u_{\infty,i})u_j + (p - p_{\infty})\delta_{ij} \right) n_j dS. \quad (4.14)$$

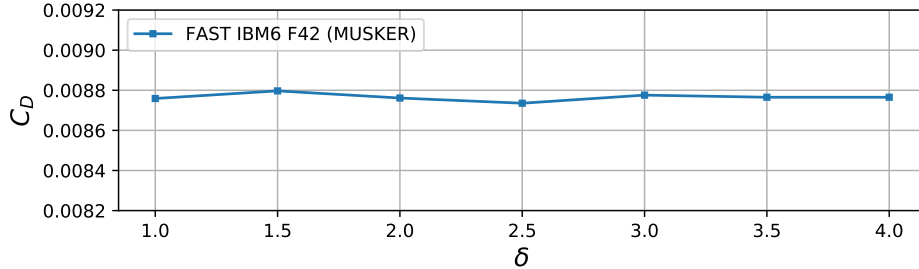
Vient ensuite la définition d'un volume de contrôle autour de l'obstacle. En pratique, nous créons une boîte cartésienne de longueur  $\delta$ , dont le centre est choisi comme étant le barycentre de la géométrie, comme décrit en figure 4.9. Afin de minimiser l'impact du choix de ce paramètre  $\delta$  sur l'intégration finale, nous imposons généralement :

$$\delta = 2c, \quad (4.15)$$

où  $c$  est une longueur caractéristique de la géométrie. Sur la figure 4.9 et pour ce cas de profil NACA0012,  $c$  correspond à la longueur de corde.

De façon plus générale, pour nos cas bidimensionnels autour de géométries profilées, il apparaît que l'intégration finale ne dépend plus que faiblement du choix de ce paramètre

de distance  $\delta$ , dès lors que l'on impose  $\delta > c$ . Afin d'illustrer ceci, la figure 4.10 démontre la faible influence de  $\delta$  pour l'évaluation de la traînée par une intégration champ lointain. Le cas-test étudié est celui d'un écoulement turbulent autour d'un profil NACA0012 en régime subsonique et à incidence nulle.



**FIGURE 4.10** – NACA0012 subsonique à incidence nulle : influence de la distance  $\delta$  sur l'évaluation champ lointain de la traînée.

Suite à la création de la boîte cartésienne, la solution convergée obtenue sur le maillage initial est finalement interpolée à l'ordre 2 sur cette nouvelle grille. Bien que l'intégration finale des efforts aérodynamiques n'intervienne qu'au niveau des limites extérieures de la boîte cartésienne, l'interpolation s'effectue sur la grille entière.

Idéalement, ce type d'intégration champ lointain devrait être effectué directement sur le maillage original, en suivant par exemple une surface de même niveau de résolution dans le but de limiter au maximum les sources d'erreur numérique. Dans la littérature, il est possible d'observer des tentatives fructueuses dans ce sens, à l'instar de Tamaki et Imamura [141] qui ont proposé d'intégrer les efforts sur le front défini par les faces des premiers points calculés, soit en étant très proche de la géométrie. Pour notre part néanmoins, définir un front optimal plus loin de la géométrie, dans le but de contenir l'influence de la zone modélisée, serait particulièrement difficile. Ceci s'explique principalement par le fait qu'un tel type de front idéal ne pourrait pas être simplement repéré à partir du seul positionnement des points IBM autour de la géométrie. On peut également relever la difficulté de détecter une surface d'intégration ne traversant pas des grilles de différents niveaux de résolution, en particulier pour les applications tridimensionnelles complexes.

## 4.4 Validations

À la suite de ces derniers développements, cette section s'intéresse de nouveau à l'étude d'un écoulement turbulent autour d'un profil NACA0012 en régime subsonique. Cette fois, notre objectif consiste à démontrer que la modification de certaines étapes de notre post-traitement IBM, en particulier concernant la reconstruction de la pression pariétale à un ordre plus élevé, permet une meilleure capture de la distribution du coefficient de pression, ainsi qu'une prédiction plus précise de la traînée par intégration directe des

forces à la surface de la géométrie. Pour ce faire, la méthodologie invoquée en section 3.6.2 du chapitre précédent est de nouveau utilisée, le présent cas-test ayant déjà été étudié. En particulier, on ne s'intéressera ici qu'à des solutions IBM utilisant l'approche *F42*, pour différentes valeurs  $y_{target}^+$  adaptées aux quatre maillages cartésiens étudiés et en considérant systématiquement une modification locale de la hauteur de modélisation à la suite d'un premier calcul RANS. En effet, on a pu établir dans le chapitre 3 que toutes les approches IBM étudiées dans cette thèse, à l'exception de notre approche adaptative, tendent à provoquer des oscillations parasites sur la solution proche paroi. Une intégration des efforts de pression et de frottement à l'aide de l'une de ces approches ne serait donc pas pertinente. Nous avons également prouvé que seule l'approche *F42* permettait d'observer une résolution suffisante au niveau des premiers points calculés. Or, cette condition est absolument essentielle pour le calcul des gradients dans ces zones.

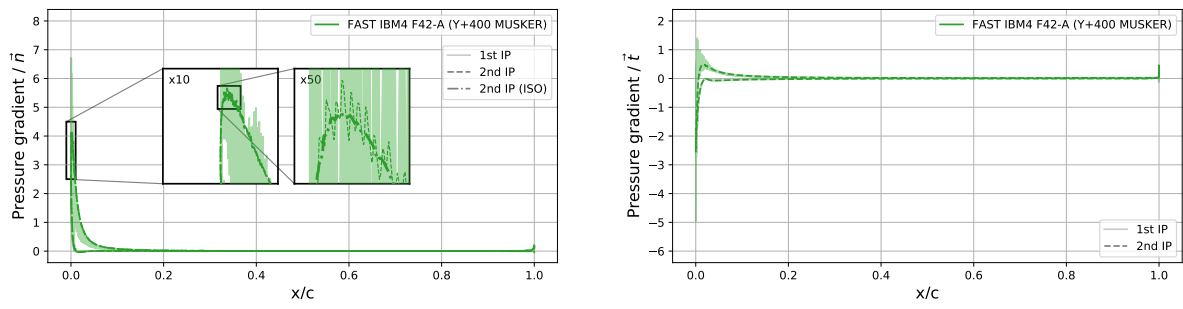
On commence ainsi par comparer les distributions de gradient de pression obtenues au premier et au second point image afin d'établir le bénéfice de ce dernier, que celui-ci soit positionné à iso-distance de la paroi ou utilise un front en escalier pour se projeter.

Par rapport aux études précédentes, celle présentée ici met l'emphase sur la capture de la pression pariétale au bord d'attaque, pour laquelle nous étudions à la fois une convergence en ordre, en faisant intervenir les différentes méthodes de reconstruction de la solution de pression à la paroi détaillées plus haut, et en maillage, du fait des différents niveaux de résolution proche paroi imposés. Le comportement de la solution de pression à travers l'ensemble de la couche limite est également analysé à partir de différents profils extraits sur l'extrados de l'aile, dans le but de justifier l'emploi de notre nouvelle méthodologie de post-traitement dans certaines régions.

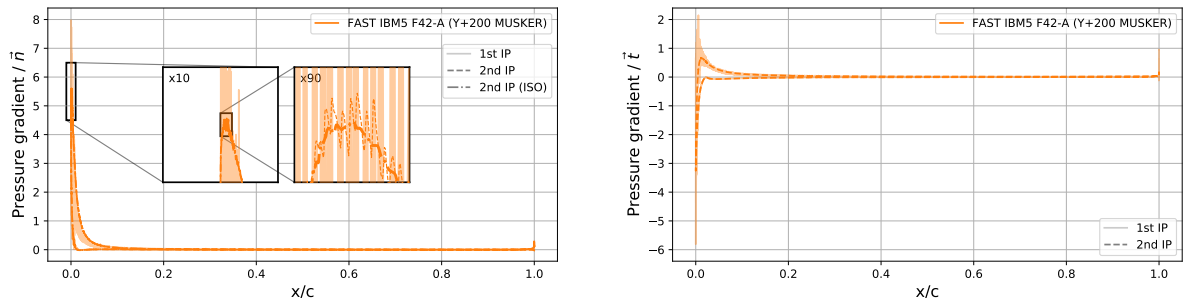
L'intégration des forces aérodynamiques sur la surface de l'obstacle dans un contexte de frontières immergées est ensuite examinée de deux façons, à l'aide des intégrations champ proche et champ lointain décrites en section 4.3, l'un des objectifs recherchés étant de démontrer que le résultat final peut être indépendant du type d'intégration choisi une fois certains critères de convergence en maillage et de reconstruction de la pression pariétale remplis.

Les résultats IBM présentés ici sont finalement comparés à une approche *body-fitted* sans modèle de paroi, dont la solution est obtenue à l'aide du solveur FastS et des mêmes paramètres de simulation. Cette comparaison systématique à une solution de référence nous permet de témoigner une nouvelle fois des très bons résultats pouvant être obtenus à partir de notre approche IBM actuelle, sur les coefficients pariétaux, mais également sur les grandeurs intégrales.

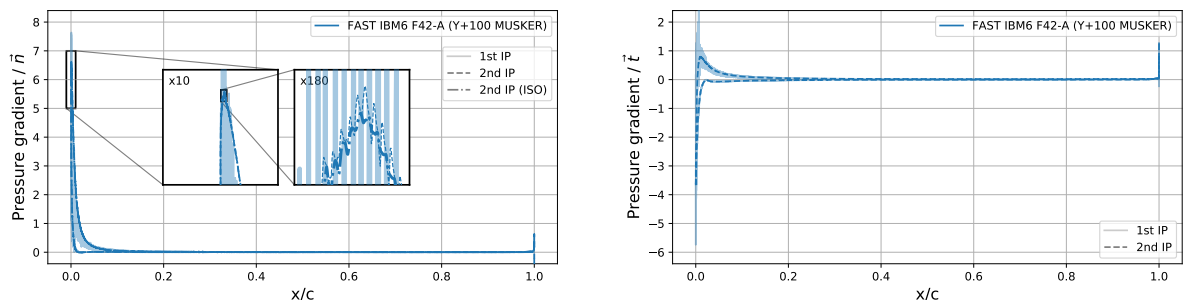
Enfin, dans le but d'étudier les cas les plus critiques et d'éviter les applications les moins pertinentes, on considérera principalement deux incidences, à 10 et 15 degrés.



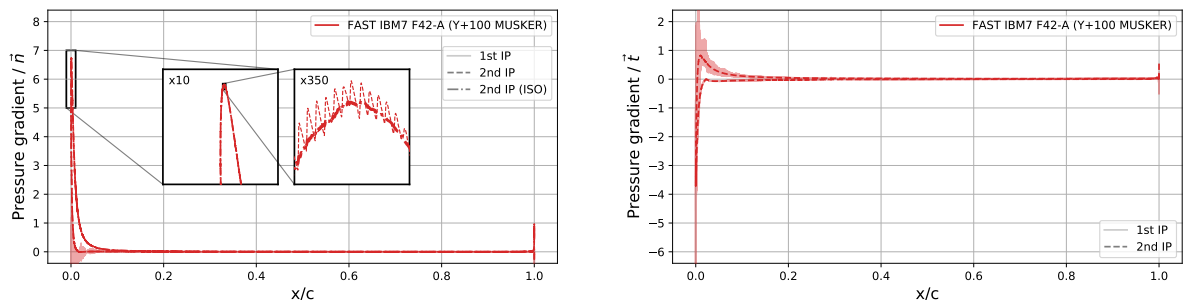
(a)  $y_{target}^+ = 400$



(b)  $y_{target}^+ = 200$

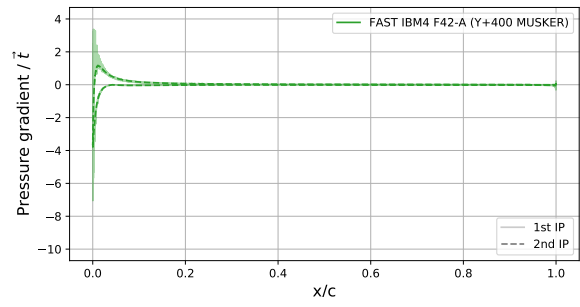
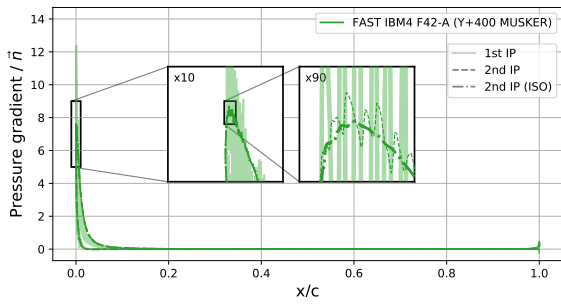


(c)  $y_{target}^+ = 100$

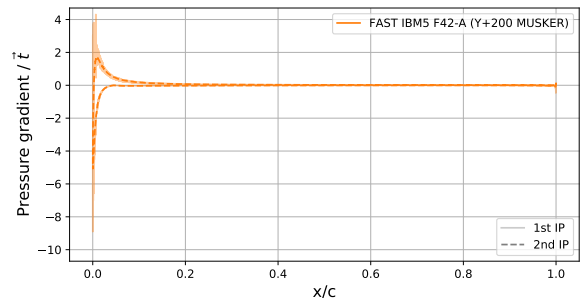
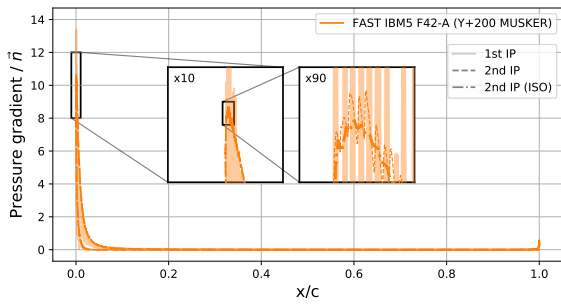


(d)  $y_{target}^+ = 100$

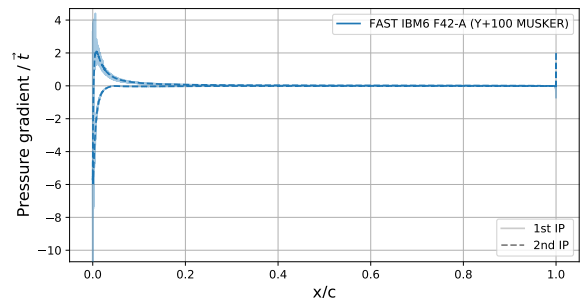
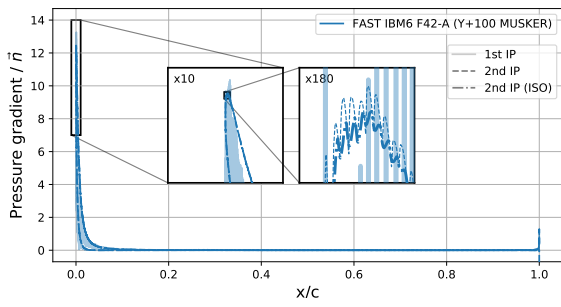
FIGURE 4.11 – NACA0012 subsonique à 10 degrés d'incidence : distributions de gradient de pression, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .



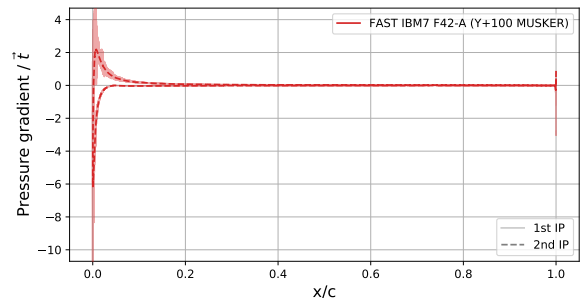
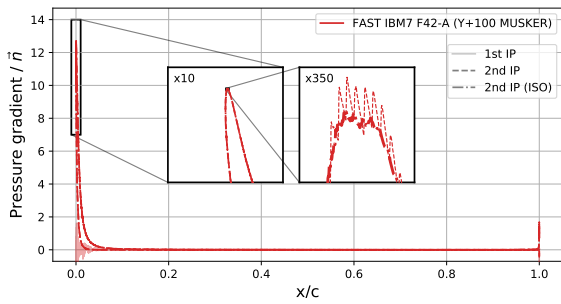
(a)  $y_{target}^+ = 400$



(b)  $y_{target}^+ = 200$



(c)  $y_{target}^+ = 100$



(d)  $y_{target}^+ = 100$

FIGURE 4.12 – NACA0012 subsonique à 15 degrés d'incidence : distributions de gradient de pression, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

### 4.4.1 Impact du positionnement des seconds points images

Les figures 4.11 et 4.12 rassemblent l'ensemble des distributions de gradient de pression obtenues suivant les directions tangente et normale à la paroi. Ces résultats exposent des valeurs qui ne semblent pas pouvoir être négligées lors de la modélisation de la turbulence proche paroi, en particulier sur les premiers 10 % de la longueur de corde et pour l'ensemble des maillages cartésiens considérés.

À partir des résultats de gradients de pression mesurés dans la direction normale à la paroi, intervenant dans les équations 4.3 et 4.5 pour la reconstruction de la pression pariétale à des ordres plus élevés, nous effectuons une comparaison entre les valeurs obtenues aux premiers points images (trait plein et pâle), avec ces mêmes valeurs obtenues à un second jeu de points images, positionnés à iso-distance de la paroi (trait discontinu) ou suivant un front en escalier (trait pointillé).

Comme énoncé plus tôt dans ce chapitre, les gradients captés aux premiers points images mettent en évidence d'importantes oscillations, en particulier près du bord d'attaque où les valeurs sont les plus fortes. Les solutions apparaissent ainsi trop bruitées pour être exploitées dans l'optique d'une reconstruction de la pression pariétale à un ordre plus élevé. À l'inverse, les distributions de gradient de pression captées aux seconds points images démontrent tout l'intérêt de leur introduction au sein de notre méthodologie. Sans aucun lissage spatial nécessaire *a posteriori*, les distributions n'affichent plus d'oscillations et sont donc totalement utilisables en l'état. En outre, il apparaît que le type de positionnement de ce second jeu de points images autour de la géométrie n'a pas d'impact significatif sur la qualité finale de la solution obtenue. Pour illustrer cela, nous avons indiqué sur chacune de ces figures le grossissement nécessaire pour effectivement observer une différence entre ces deux approches. Si l'on finit toujours par retrouver en partie le positionnement irrégulier du front en escalier, le zoom requis apparaît d'ores et déjà très important pour le maillage cartésien le plus grossier, et continue d'augmenter avec la résolution proche paroi.

C'est pourquoi dans la suite de ce chapitre, on ne considère que le positionnement de ces seconds points images utiles au post-traitement suivant le schéma décrit en figure 4.3, ce dernier étant d'ailleurs plus simple et plus rapide à mettre en œuvre que son pendant à iso-distance de la paroi, en particulier autour d'une géométrie complexe ou en présence d'un changement de résolution proche paroi.

Enfin, pour les angles d'incidence ici considérés, l'étude des gradients de pression selon la direction tangente à la paroi nous indique qu'un important gradient de pression adverse ( $\partial_t p > 0$ ) se développe sur l'extrados de l'aile, tandis qu'un pic de gradient de pression favorable ( $\partial_t p < 0$ ) intervient près du bord d'attaque. Dans la mesure où ces régions ont déjà été identifiées comme des sources d'erreur importantes entre la référence et nos solutions IBM munies d'un modèle de paroi, ceci implique que ce dernier manque locale-



ment certaines informations pourtant non négligeables lors de la reconstruction du profil de vitesse proche paroi. Ainsi, un modèle capable de prendre en compte les informations de gradient de pression, à la fois adverse et favorable, pourrait certainement améliorer la solution dans ces régions.

#### 4.4.2 Impact de l'ordre de reconstruction de la pression pariétale

Dans la section 3.6.2.4 du chapitre précédent, nous nous sommes intéressés au comportement de nos solutions IBM avec l'approche adaptative  $F42$ , pour les maillages cartésiens IBM6 et IBM7. Malgré d'importants angles d'incidence, nous avons conclu à un très bon accord entre ces solutions et la référence *body-fitted*, sur les coefficients de frottement et de pression d'une part, mais également à travers toute la couche limite turbulente, suite à l'étude des profils de vitesse et de viscosité turbulente.

Nous étendons ici notre analyse à deux autres maillages cartésiens, moins résolus et pour lesquels nous considérons des hauteurs de modélisation plus importantes. L'idée principale est de démontrer l'apport d'une reconstruction de la pression pariétale à un ordre plus élevé et de mesurer l'ordre nécessaire pour effectivement voir cette solution converger.

Les figures 4.13 et 4.15 attestent tout d'abord d'une excellente correspondance entre les différentes solutions IBM obtenues pour le coefficient de frottement. Seuls certains écarts continuent d'apparaître sur le pic de frottement, malgré l'adaptation du front de modélisation permettant de réduire fortement l'erreur commise au bord d'attaque. Nous avons déjà eu l'occasion de discuter de cette problématique, dont une solution envisageable serait d'étendre notre modèle de paroi, pour le moment uniquement adapté à une couche limite turbulente à l'équilibre. Plus particulièrement en se plaçant à une incidence de 15 degrés, la solution obtenue sur le maillage le plus grossier tend à s'écarter davantage de la solution de référence sur l'extrados de l'aile. Ceci atteste du caractère critique de ce dernier cas, très sensible aux moindres variations observées au bord d'attaque.

S'il ne nous est pas possible d'améliorer la prédiction du frottement au bord d'attaque avec les maillages cartésiens ici pris en compte sans opérer une modification importante de notre modèle de paroi, les distributions de pression mises en évidence sur les figures 4.14 et 4.16 démontrent qu'il est toutefois possible d'utiliser pleinement l'ensemble des informations issues du calcul convergé, dans le but d'améliorer significativement la reconstruction de cette quantité proche paroi. On considère ainsi trois types de reconstruction pour la pression pariétale, détaillées dans les sections 4.2.1, 4.2.2 et 4.2.3, considérant respectivement une reconstruction à l'ordre 0, 1 et 2. Pour ce faire, on utilise les dérivées premières et secondes de la pression, reconstruites par interpolation aux seconds points images, introduits dans ce chapitre.

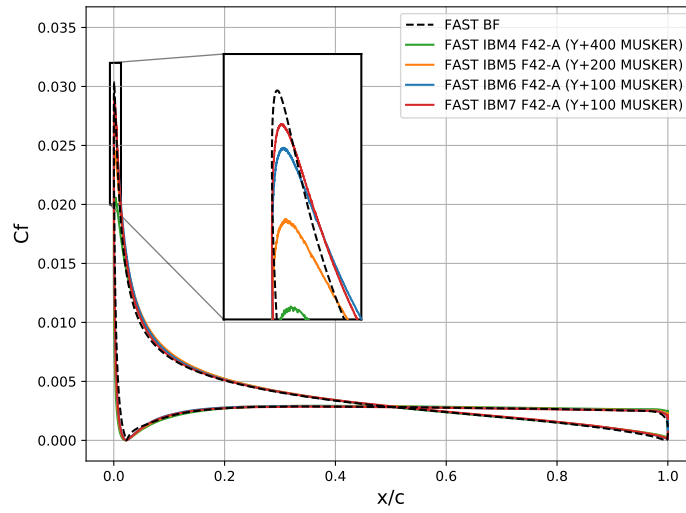
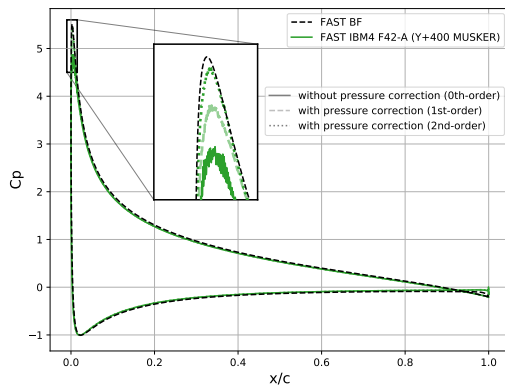
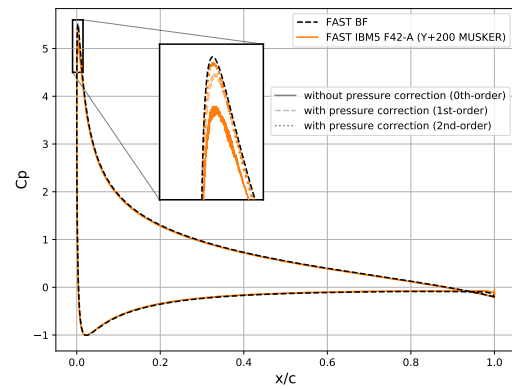


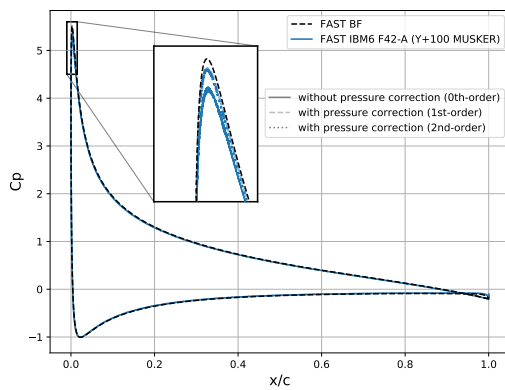
FIGURE 4.13 – NACA0012 subsonique à 10 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .



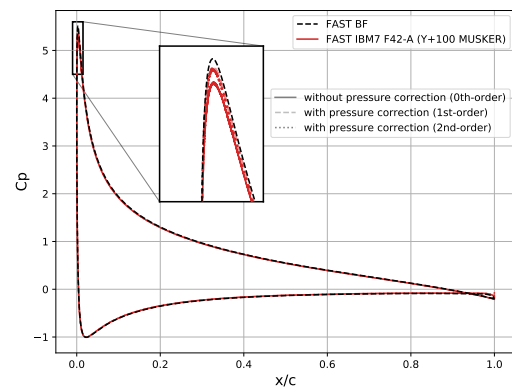
(a)  $y_{target}^+ = 400$



(b)  $y_{target}^+ = 200$



(c)  $y_{target}^+ = 100$



(d)  $y_{target}^+ = 100$

FIGURE 4.14 – NACA0012 subsonique à 10 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

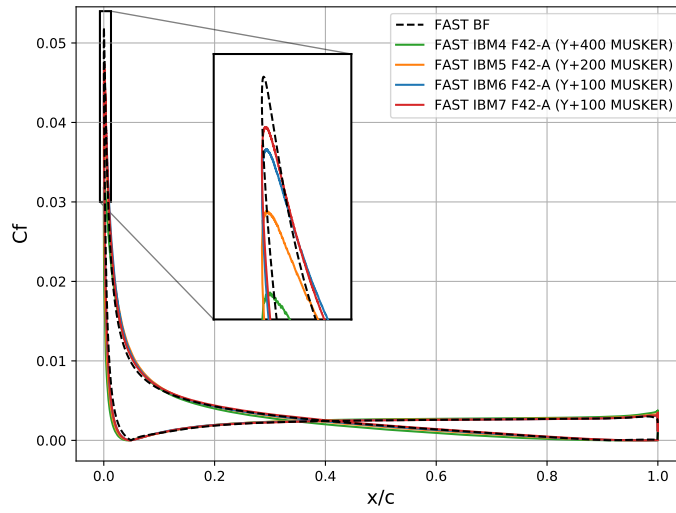
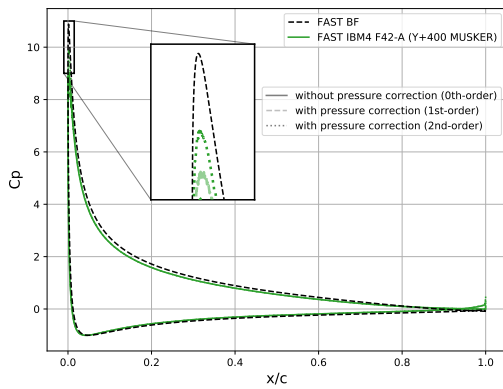
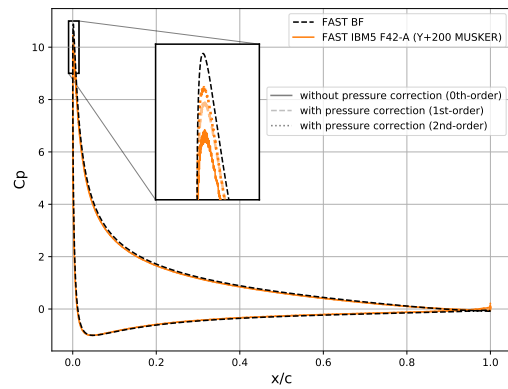


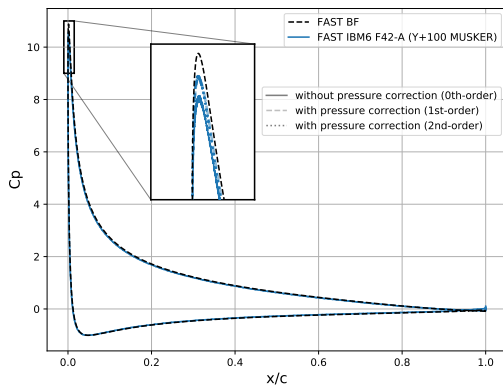
FIGURE 4.15 – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : distributions de coefficients de frottement, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .



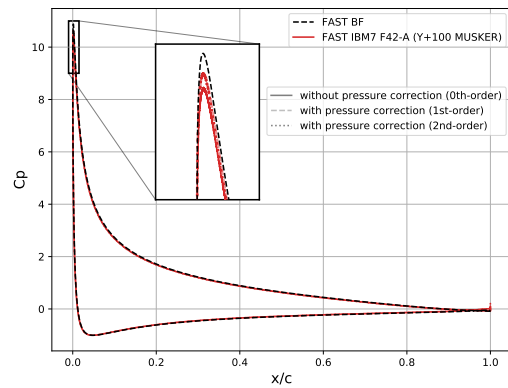
(a)  $y_{target}^+ = 400$



(b)  $y_{target}^+ = 200$

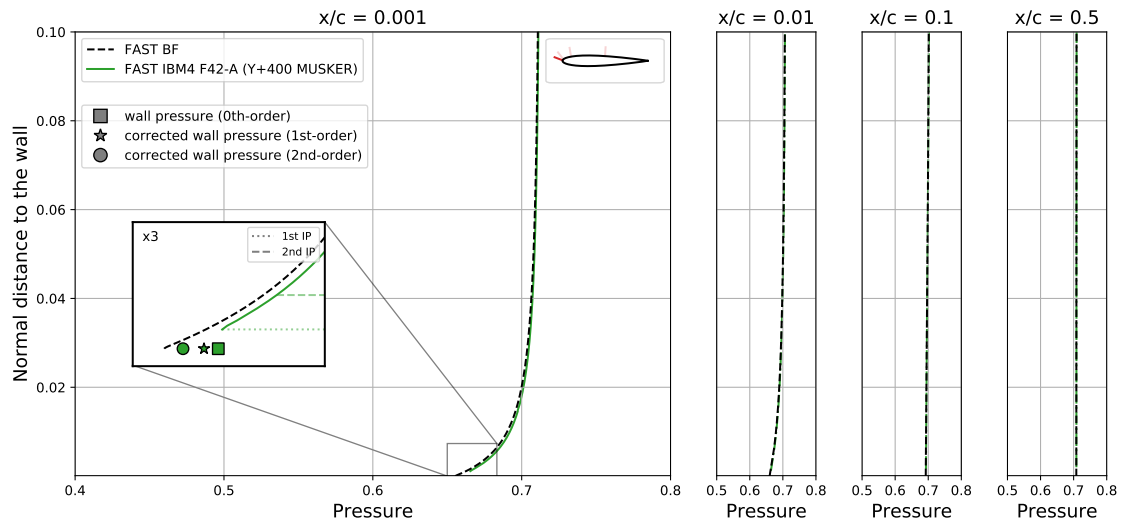


(c)  $y_{target}^+ = 100$

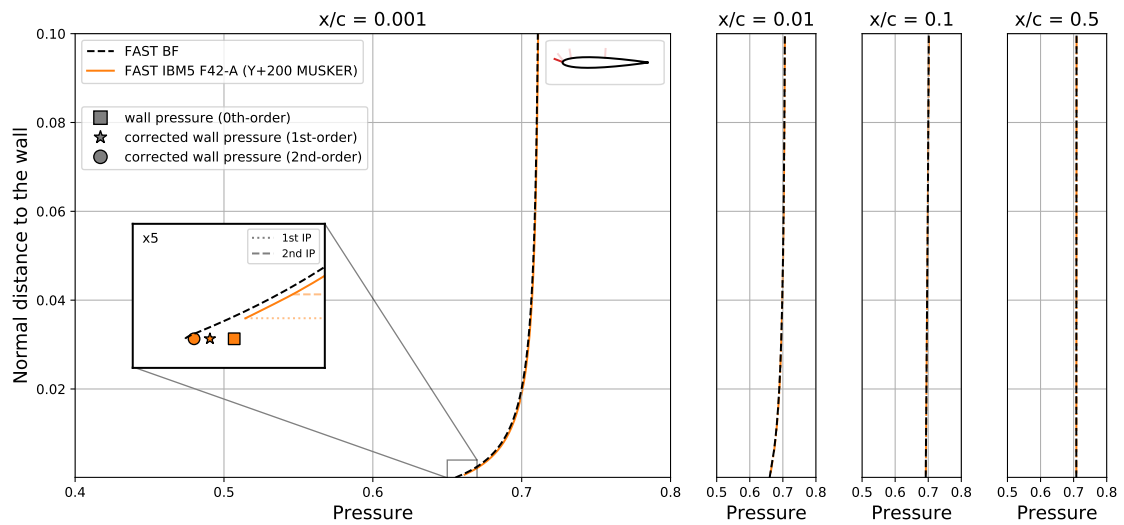


(d)  $y_{target}^+ = 100$

FIGURE 4.16 – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : distributions de coefficients de pression, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

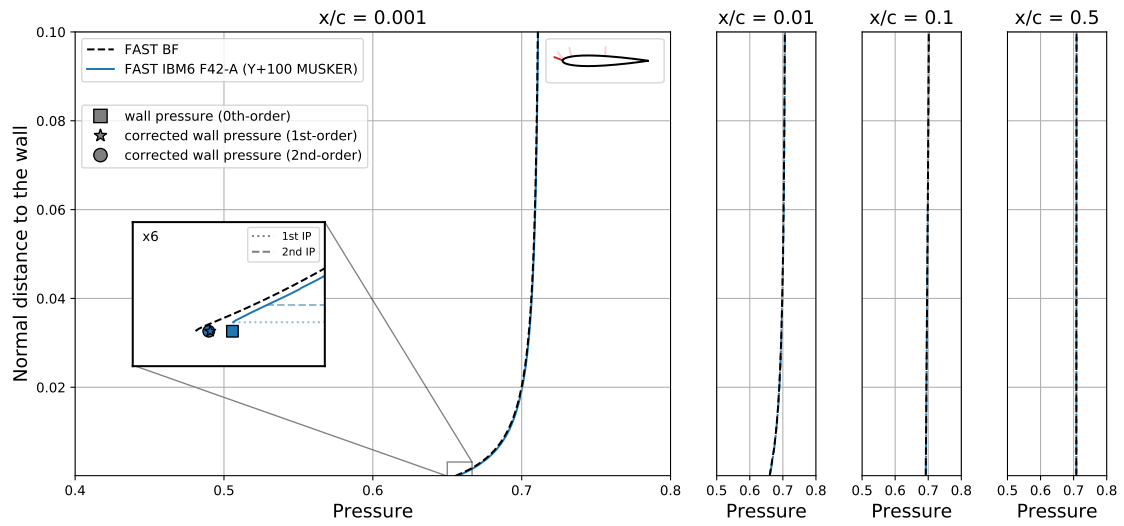


(a)  $y_{target}^+ = 400$

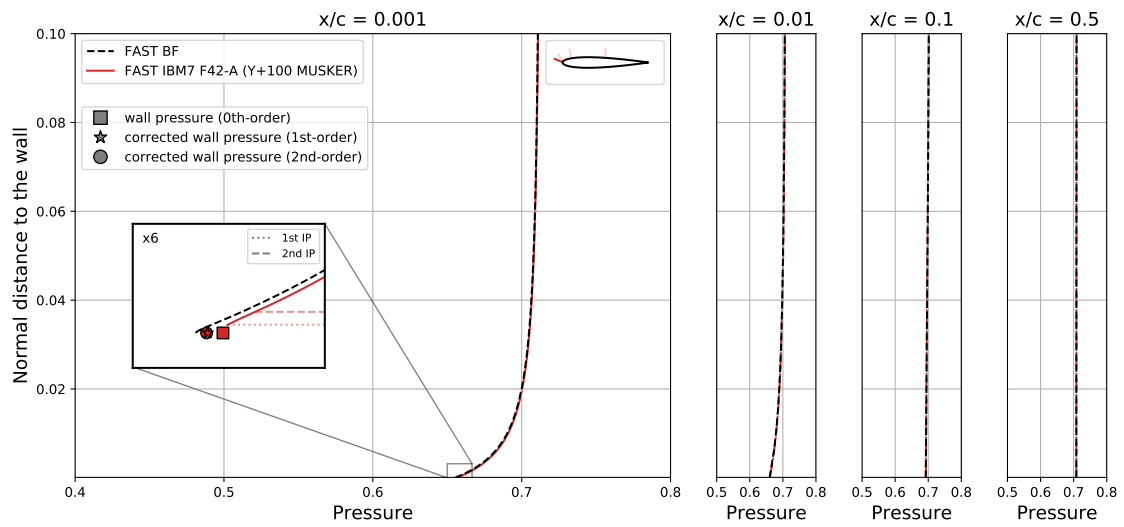


(b)  $y_{target}^+ = 200$

FIGURE 4.17 – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de pression pris à différentes sections de l’extrados de l’aile, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

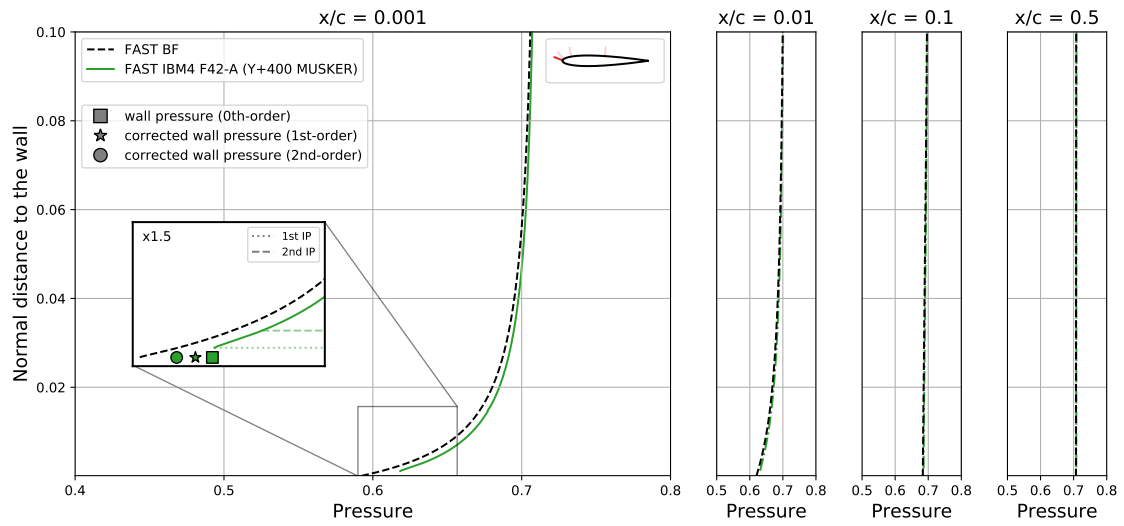


(c)  $y_{target}^+ = 100$

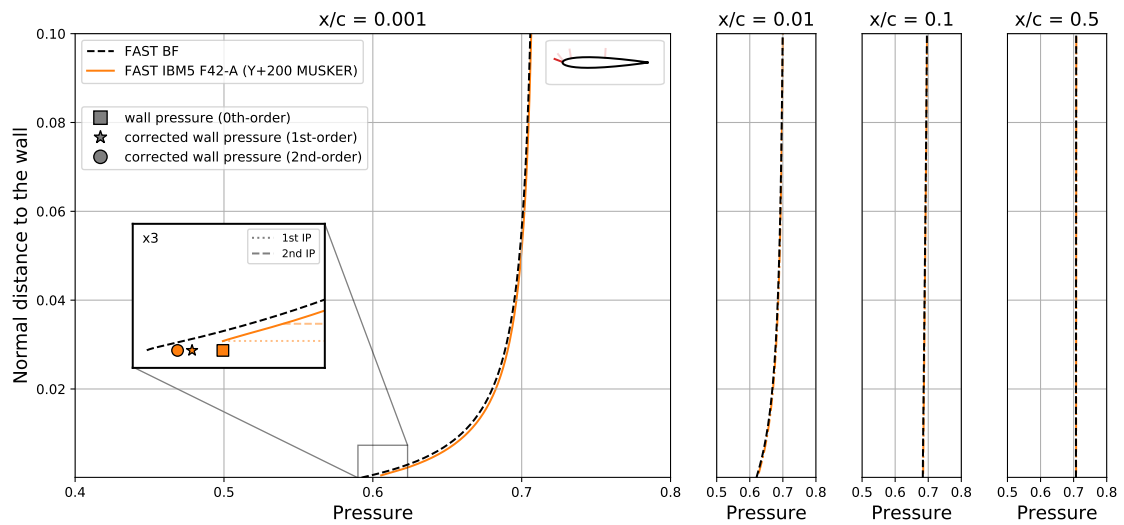


(d)  $y_{target}^+ = 100$

FIGURE 4.17 – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de pression pris à différentes sections de l’extrados de l’aile, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

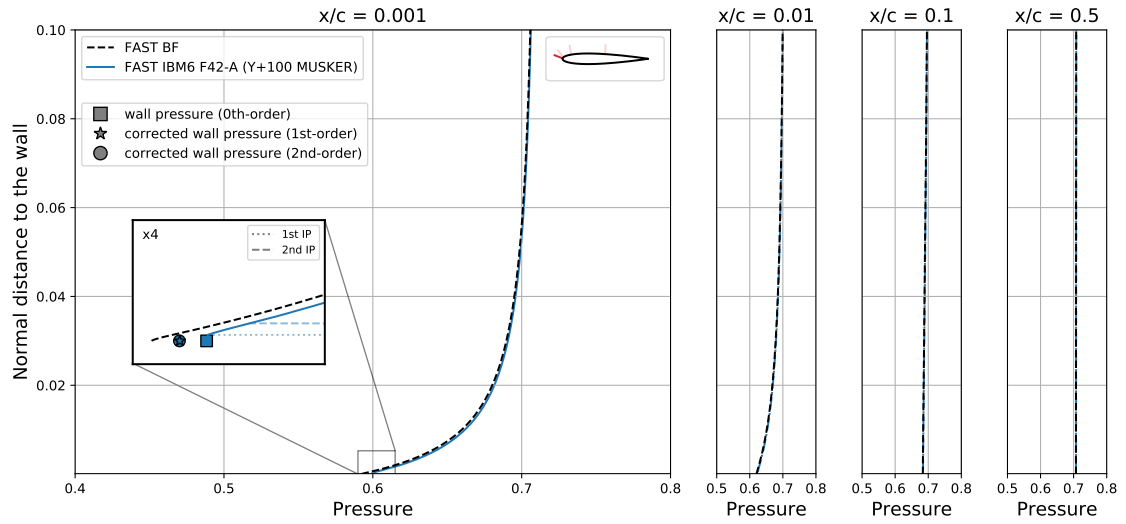


(a)  $y_{target}^+ = 400$

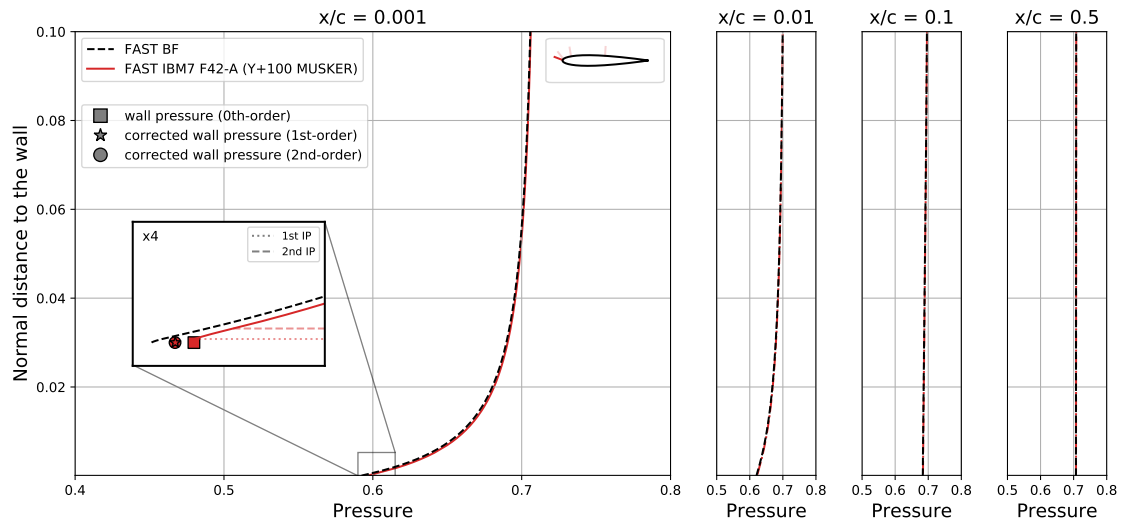


(b)  $y_{target}^+ = 200$

**FIGURE 4.18** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d'incidence : profils de pression pris à différentes sections de l'extrados de l'aile, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .



(c)  $y_{target}^+ = 100$



(d)  $y_{target}^+ = 100$

**FIGURE 4.18** – NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : profils de pression pris à différentes sections de l’extrados de l’aile, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

Si pour les maillages IBM6 et IBM7, la reconstruction à l'ordre 0 permet d'obtenir un pic de pression relativement non bruité et proche de la référence, ce type de reconstruction conduit à une très forte sous-estimation sur les maillages moins résolus IBM4 et IBM5. Pour ces derniers, une simple extrapolation de la solution de pression depuis les points images et jusqu'à la paroi provoque également l'apparition de faibles oscillations sur la distribution de coefficient de pression au bord d'attaque, pouvant compliquer l'intégration des efforts sur la surface de la géométrie.

À l'inverse, une reconstruction linéaire à l'ordre 1 permet, pour ces angles d'incidence importants, d'améliorer la prédiction du pic de pression sur l'extrados, vis-à-vis de sa position et de son intensité. De plus, loin de déstabiliser la solution, la prise en compte de la pression et de ses dérivées plus loin dans le maillage permet de lisser la distribution de coefficient de pression, en supprimant une grande partie du bruit numérique observé pour la reconstruction précédente.

Sur les maillages les plus résolus, on observe une convergence en ordre assez rapide, avec une superposition des solutions de pression obtenues par reconstruction à l'ordre 1 et 2. On obtient également une bonne convergence en maillage, dans la mesure où les résultats issus des maillages cartésiens IBM6 et IBM7 coïncident presque parfaitement. Cependant, pour les maillages IBM4 et IBM5, une prise en compte des dérivées secondes de la pression s'avère nécessaire pour pouvoir approcher les solutions obtenues sur les maillages les plus fins. La reconstruction à l'ordre 2 de la pression pariétale permet ici de prendre en compte les informations de courbure, manifestement non négligeables à cette distance de la géométrie.

À 10 degrés d'incidence, la reconstruction d'ordre 2 permet donc à l'ensemble des solutions IBM de se superposer, tout en étant en excellent accord avec la solution de référence. Cependant, à 15 degrés d'incidence, la solution issue du maillage le plus grossier ne permet pas tout à fait d'atteindre la précision obtenue avec une résolution proche paroi plus importante, ce qui rejoint les conclusions précédemment formulées lors de l'étude de la solution de frottement.

Les figures 4.17 et 4.18 permettent d'aider à la compréhension des phénomènes physiques et numériques ici en jeu. En premier lieu, à la lecture des différents profils de pression captés sur l'extrados de l'aile, il apparaît évident que l'hypothèse d'une invariance de la pression dans la direction normale à la paroi ne saurait être valable pour les premiers 10% de la longueur de corde. À 10 degrés mais encore davantage à 15 degrés d'incidence, cela permet d'expliquer pourquoi une simple extrapolation de la solution de pression depuis les points images vers la paroi conduisait aux écarts précédemment observés au bord d'attaque.

À l'inverse, ces résultats révèlent que la solution de pression est effectivement constante à travers la couche limite turbulente pour les 90% de l'aile restante. Dans ces régions, on capte ainsi un gradient de pression nul dans la direction normale, comme illustré en



figures 4.11 et 4.12, ce qui nous permet de ne pas dégrader la solution de pression pariétale initialement obtenue, uniquement de l'améliorer lorsque cela est possible.

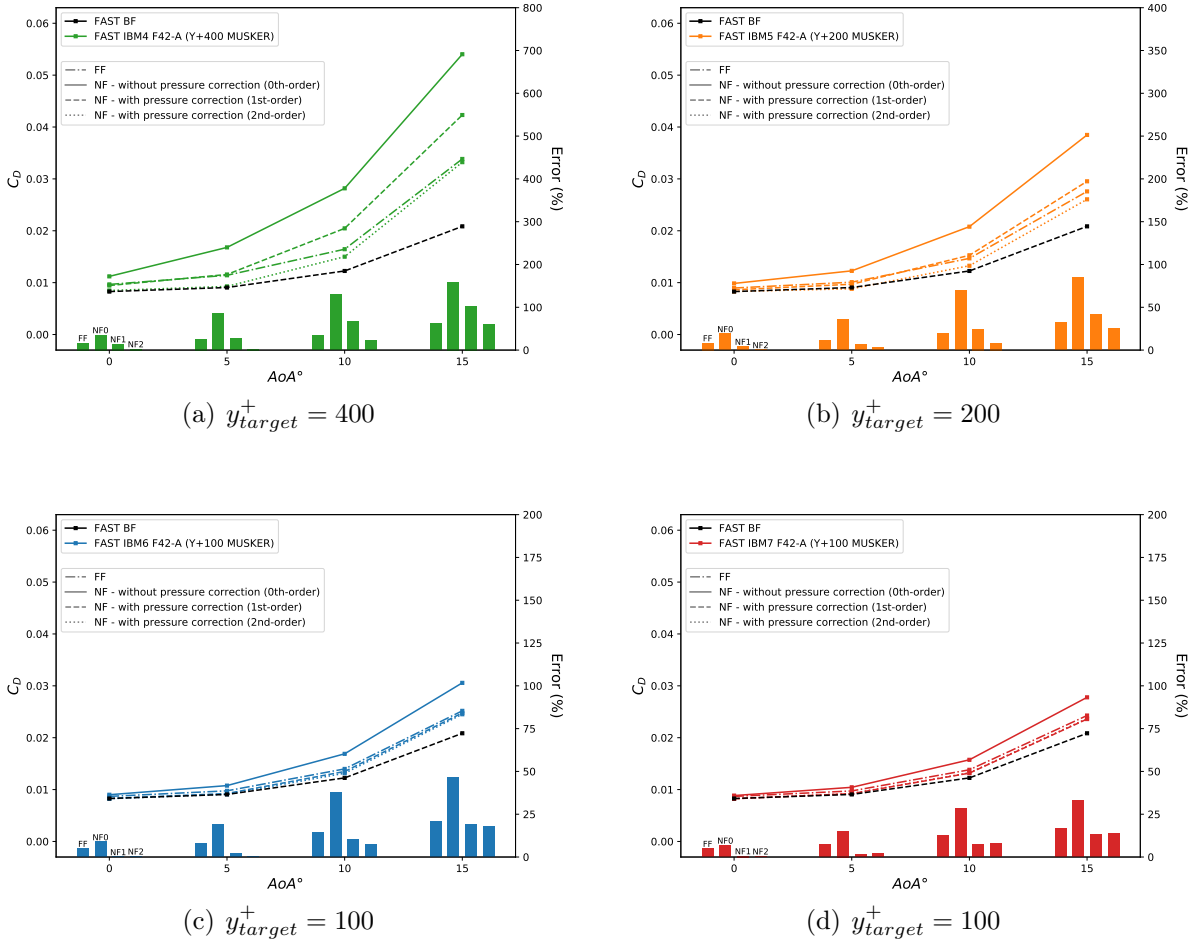
Les grossissements opérés près de l'obstacle pour la sonde la plus proche du bord d'attaque, à 0.1% de la longueur de corde, permettent d'étudier et d'expliquer l'intérêt de chacune des reconstructions, mais également de mettre au jour certaines limites de notre approche pour les maillages les moins résolus. Il est tout d'abord important de préciser que les profils extraits de nos solutions IBM sont uniquement tracés à partir du premier point image, afin de ne pas polluer l'observation des phénomènes intervenant au voisinage de la surface.

Ainsi, proche de la paroi, la solution de pression semble effectivement suivre une évolution linéaire dans la direction normale à la paroi, ce qui explique la convergence en ordre rapide observée sur les deux maillages cartésiens les plus fins. Au contraire, le profil pris dans son intégralité présente cette fois d'importants effets de courbure, ne pouvant être pris en compte sans une formulation du second ordre au moins. En remarquant que les seconds points images pour les maillages IBM4 et IBM5 apparaissent plus loin de la géométrie que pour les maillages IBM6 et IBM7, du fait de la résolution proche paroi mais également du choix initial pour  $y_{target}^+$ , le besoin de la prise en compte d'un ordre de reconstruction supplémentaire pour la pression pariétale devient plus fort. Finalement, les différentes solutions de pression pariétale obtenues à l'ordre 0, 1 et 2 sont respectivement représentées par des symboles carrés, étoilés et ronds.

L'analyse des profils de pression issus du maillage IBM4 à 15 degrés d'incidence indique que la qualité de la reconstruction de la pression pariétale n'est finalement pas seule responsable des écarts observés avec la solution *body-fitted* de référence. En effet, même pour ce cas de maillage plus relâché, la reconstruction de la pression pariétale à l'ordre 2 semble tout à fait à même de permettre une bonne convergence en ordre. En revanche, elle ne permet pas de corriger les écarts observés en dehors du domaine modélisé, aperçus jusqu'à 0.1% de la longueur de corde et de toute évidence dus à l'application du modèle de paroi en dehors de son domaine de validité, en amont du profil.

### 4.4.3 Impact du type d'intégration des efforts aérodynamiques

Les parties précédentes ont démontré tout l'intérêt d'une reconstruction de la pression pariétale à un ordre plus élevé. Celle-ci permet finalement d'améliorer la solution de pression proche paroi, sans surcoût notable lors du calcul, dans la mesure où cette modification de notre méthodologie intervient uniquement lors de l'étape de post-traitement. Dans cette partie, on s'intéresse désormais à l'intégration des efforts de pression et de frottement agissant sur l'obstacle immergé, via les approches champ proche et champ lointain décrites en sections 4.3.1 et 4.3.2.



**FIGURE 4.19** – NACA0012 subsonique : évolution de la traînée en fonction de l’angle d’incidence, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

**TABLE 4.1**

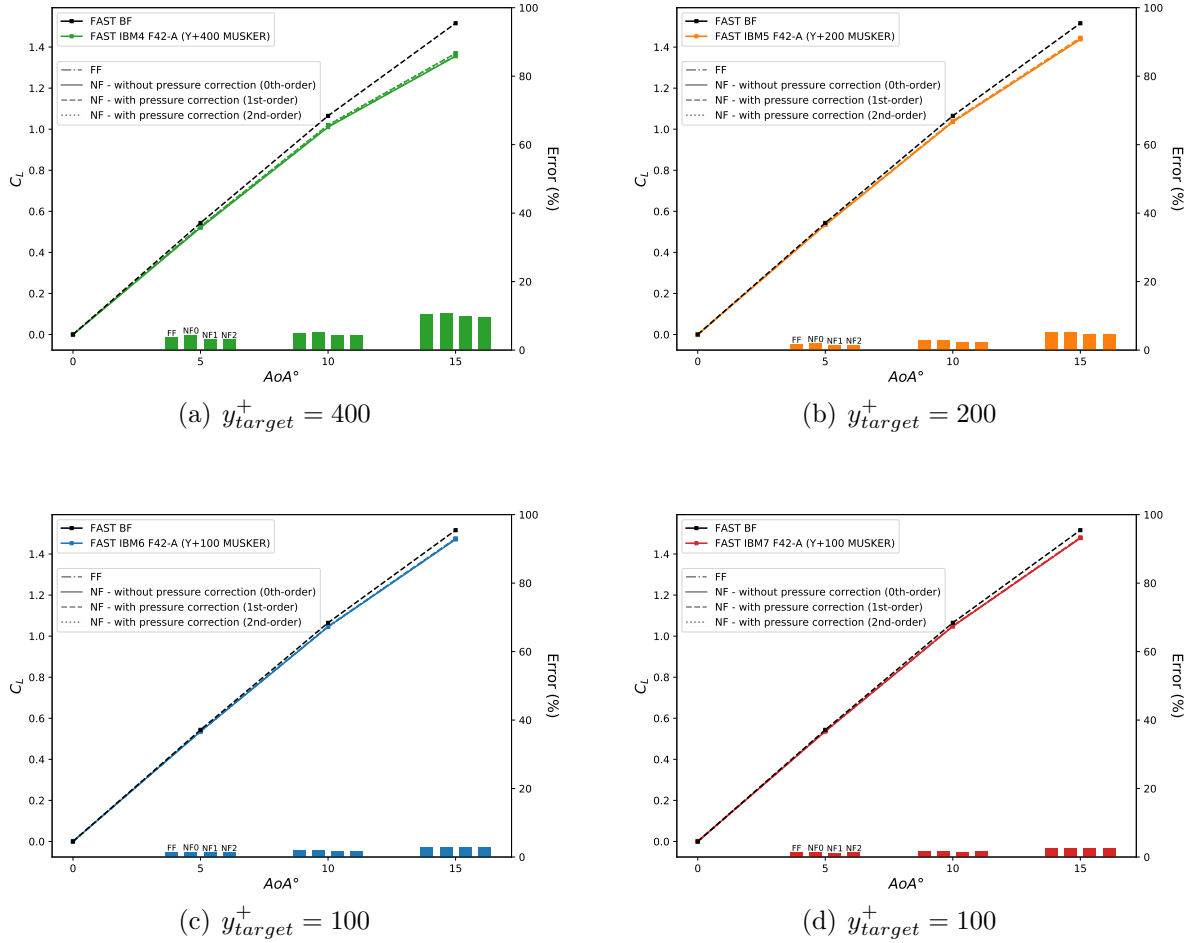
NACA0012 subsonique à 0 degré d’incidence : convergence des coefficients de traînée. Reconstruction de la pression pariétale à l’ordre 1.

-	IBM4-400	IBM5-200	IBM6-100	IBM7-100	BF
$C_{D,v}$	0.00699	0.00701	0.00698	0.00691	0.00685
$C_{D,p}$	0.00245	0.00161	0.00131	0.00132	0.00144
$C_D$	0.00944	0.00862	0.00829	0.00823	0.00829

**TABLE 4.2**

NACA0012 subsonique à 5 degrés d’incidence : convergence des coefficients de traînée. Reconstruction de la pression pariétale à l’ordre 1.

-	IBM4-400	IBM5-200	IBM6-100	IBM7-100	BF
$C_{D,v}$	0.00683	0.00692	0.00688	0.00681	0.00673
$C_{D,p}$	0.00475	0.00277	0.00236	0.00240	0.00233
$C_D$	0.01158	0.00969	0.00925	0.00921	0.00906



**FIGURE 4.20** – NACA0012 subsonique : évolution de la portance en fonction de l’angle d’incidence, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

**TABLE 4.3**

NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : convergence des coefficients de traînée. Reconstruction de la pression pariétale à l’ordre 1.

-	IBM4-400	IBM5-200	IBM6-100	IBM7-100	BF
$C_{D,v}$	0.00636	0.00646	0.00643	0.00639	0.00626
$C_{D,p}$	0.01410	0.00881	0.00705	0.00679	0.00599
$C_D$	0.02046	0.01527	0.01348	0.01318	0.01225

**TABLE 4.4**

NACA0012 subsonique à 15 degrés d’incidence : convergence des coefficients de traînée. Reconstruction de la pression pariétale à l’ordre 1.

-	IBM4-400	IBM5-200	IBM6-100	IBM7-100	BF
$C_{D,v}$	0.00517	0.00542	0.00546	0.00549	0.00529
$C_{D,p}$	0.03715	0.02411	0.01931	0.01810	0.01556
$C_D$	0.04232	0.02953	0.02477	0.02359	0.02085

Pour des angles d'incidence importants, et notamment à partir de 10 degrés, la traînée totale est principalement pilotée par la traînée de pression, ce qu'on observe notamment dans les tables 4.1 à 4.4. Or, pour ces cas, nous avons pu voir que la solution de pression présente un extremum à la fois très important et circonscrit à une faible zone près du bord d'attaque, où se forme finalement une grande partie de la composante de traînée qui lui est associée. Ainsi, les déviations les plus légères de la solution de pression dans ces régions rendent finalement difficile la prédiction correcte du coefficient de traînée.

C'est ce que nous avons cherché à illustrer avec les résultats compilés en figure 4.19. L'évolution du coefficient de traînée est étudié en fonction de l'incidence, entre 0 et 15 degrés, pour l'approche champ lointain et pour l'approche champ proche. Pour cette dernière, on considère également différentes reconstructions de la pression pariétale, à l'ordre 0, 1 ou 2. Ainsi, pour l'ensemble des maillages cartésiens, l'intégration directe des efforts sur la surface de l'objet conduit à une erreur importante sur la traînée finale, lorsque la pression pariétale est extrapolée à l'ordre 0 à travers la couche limite turbulente. Cette erreur augmente d'ailleurs linéairement avec le choix initial de  $y_{target}^+$ , ce qui rejoint les résultats observés en figure 4.1. On retrouve alors près de 200% d'erreur relative pour  $y_{target}^+ = 400$  contre 50% d'erreur relative pour  $y_{target}^+ = 100$ .

Nous avons précédemment démontré que la solution de pression est ici principalement dégradée lors de l'étape de post-traitement, du fait des hypothèses composant notre modélisation proche paroi. C'est la raison pour laquelle, une intégration champ lointain des efforts aérodynamiques, suivant la méthodologie décrite en section 4.3.2, propose pour ce cas une meilleure estimation du coefficient de traînée, même pour des incidences importantes. Pour retrouver ces bons résultats avec une approche champ proche, il est alors nécessaire d'opérer une meilleure reconstruction de la pression pariétale, au premier ou au second ordre, en fonction de la résolution du maillage cartésien. Finalement, en suivant cette démarche, on observe relativement peu de différences entre les deux types d'intégration, ce qui était attendu.

Pourtant, en dépit d'un excellent comportement de nos solutions IBM par rapport à la référence, des écarts non négligeables sur la traînée demeurent, en particulier à 15 degrés d'incidence, avec près de 15% d'erreur relative entre la solution issue du maillage cartésien le plus fin et la solution issue du maillage couche limite. Notons que cette problématique a déjà été soulevée dans la littérature, notamment par Berger et Aftosmis [27]. Au cours de leur étude, les auteurs ont ainsi pu continuer d'observer des écarts comparables aux nôtres, malgré un excellent comportement de leurs solutions obtenues par une approche *cut-cell* modifiée. Afin d'expliquer ces résultats en apparence contradictoires, ils ont notamment pu citer les travaux menés par Diskin [58], ce qui a permis de souligner la sensibilité du cas présent. Dans notre cas, il serait ainsi nécessaire d'appliquer le modèle de paroi au niveau de la sous-couche visqueuse près du bord d'attaque, pour des valeurs de  $y_{target}^+$  très faibles, allant à l'encontre de la philosophie liée à l'utilisation de lois de paroi.

Enfin, les résultats relatifs au coefficient de portance, rassemblés en figure 4.20, démontrent que sa capture ne semble pas fortement dépendre de la méthode d'intégration, ni de la manière de reconstruire la pression pariétale. En effet, l'ensemble des résultats IBM sont ici en bon accord avec la solution de référence, avec des écarts relatifs tous inférieurs à 10%. Une nouvelle fois, c'est la prédiction de la solution à 15 degrés d'incidence qui est la plus critique, pour laquelle le maillage le plus grossier est davantage mis en difficulté. Pour les maillages plus fins, on continue cependant d'observer une bonne convergence en maillage.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'effet de la méthode de reconstruction des grandeurs pariétales dans un contexte de frontières immergées, en partant du constat d'une mauvaise intégration champ proche de la traînée malgré de très bons accords observés sur l'ensemble des coefficients pariétaux au chapitre précédent.

Nous avons tout d'abord présenté les limites intrinsèques d'une hypothèse largement adoptée dans la littérature spécialisée, concernant l'extrapolation directe la solution de pression depuis les points images et jusqu'à la paroi, à travers l'ensemble de la couche limite. Nous avons ainsi démontré que, au sein de notre propre méthodologie de post-traitement, cette approche était la première responsable d'un manque de précision non négligeable quant à l'extraction de cette solution de pression, en particulier autour de géométries présentant de fortes courbures. Ces écarts conduisaient finalement à de plus grandes différences encore vis-vis des informations intégrées, empêchant notamment une capture correcte du coefficient de traînée par intégration champ proche.

Ainsi, en prenant cette fois en compte les dérivées directionnelles premières et secondes dans la direction normale à la paroi, dans le but de reconstruire la pression pariétale à un ordre plus élevé, nous avons été en mesure de répondre aux problèmes précédemment rencontrés. Pour cela, nous avons proposé l'ajout d'un second jeu de points images, uniquement dévolus au post-traitement IBM et positionnés plus loin de l'obstacle. Cette solution présente l'avantage de ne provoquer aucun surcoût lors du calcul, ni de dégrader la solution de pression initialement obtenue à la paroi.

Enfin, l'ensemble des résultats obtenus sur un profil NACA0012 en régime subsonique ont démontré un très bon accord entre les solutions IBM et la solution *body-fitted* de référence, pour l'ensemble des angles d'incidence considérés. Le nouveau post-traitement a cette fois permis une meilleure capture de la distribution de coefficient de pression proche du bord d'attaque, là où la courbure locale est maximale et la couche limite la moins épaisse. Avec ce cas-test, nous avons également démontré que le coefficient de traînée final ne dépendait plus de l'approche prise en compte pour l'intégration des forces aérodynamiques, ni, jusqu'à un certain point, du choix initial de  $y_{target}^+$ .

# Chapitre 5

## Extension d'une loi de paroi analytique par la prise en compte des effets de gradients de pression extérieurs dans un contexte de frontières immergées

### Contenu

---

5.1	Introduction . . . . .	150
5.2	Limites des lois de paroi analytiques actuelles . . . . .	151
5.3	Extension d'un modèle de paroi TBLE . . . . .	154
5.3.1	Introduction aux modèles TBLE . . . . .	154
5.3.2	Implémentation d'un modèle TBLE à l'équilibre . . . . .	158
5.3.3	Implémentation d'un modèle TBLE complet . . . . .	166
5.4	Extension d'un modèle de paroi analytique . . . . .	169
5.4.1	Introduction aux modèles analytiques hors équilibre . . . . .	170
5.4.2	Implémentation du modèle de Musker . . . . .	173
5.4.3	Implémentation du modèle d'Afzal . . . . .	175
5.4.4	Limites . . . . .	177
5.4.5	Extension . . . . .	180
5.5	Validations . . . . .	184
5.5.1	Écoulement turbulent autour d'une bosse en canal . . . . .	184
5.5.2	Écoulement turbulent subsonique autour d'un profil NACA0012 . . . . .	194
5.6	Conclusion . . . . .	201

---

## 5.1 Introduction

Dans le chapitre 3 de cette thèse, nous nous sommes intéressés au développement d’une approche IBM permettant de positionner l’ensemble des points à forcer de façon optimale autour d’un obstacle immergé. Si l’approche géométrique que nous avons proposée se distingue des dernières améliorations recensées à travers la littérature IBM [140, 34], celle-ci trouve néanmoins un écho avec d’autres travaux menés plus largement sur l’utilisation et le développement de lois de paroi dans un contexte RANS. Nous pouvons notamment citer les travaux de Knopp *et al.* [82] et de Frazza *et al.* [65], ayant chacun permis de discuter de la nécessité d’utiliser des maillages proches paroi adaptés aux lois de paroi prises en compte. Une partie de l’originalité de notre approche a donc consisté à étendre leurs conclusions à une utilisation de modèles de paroi sur maillages cartésiens et dans un contexte de frontières immergées.

Outre la suppression de l’intégralité des oscillations parasites intervenant au voisinage de la paroi, nous ayant ainsi permis d’atteindre une véritable convergence en maillage sur l’ensemble des informations pariétales, l’introduction de notre nouvelle approche IBM a également mis en lumière certaines limites intrinsèques à notre modélisation proche paroi et aux hypothèses formulées en amont, rappelées au chapitre 2 et principalement adaptées aux écoulements turbulents à l’équilibre, parfaitement établis et complètement attachés. Au cours du chapitre 4, nous avons ainsi commencé par remettre en question l’évolution constante de la solution de pression dans la direction normale à la paroi, une hypothèse pourtant intégrée dans la plupart des modèles de couches limites turbulentes. Finalement, en ne modifiant que la façon d’extraire la pression pariétale en post-traitement par la prise en compte des informations de gradients de pression dans la direction normale à la paroi, nous sommes parvenus à significativement améliorer sa prédiction.

Dans ce chapitre, nous proposons de franchir une étape supplémentaire en modifiant directement la loi de paroi analytique proposée par Musker [106], considéré dans sa version réduite car amputée de son terme de sillage. Nos développements se basent en majeure partie sur les travaux menés par Afzal [14], ayant proposé une nouvelle formulation de la vitesse pour les écoulements hors équilibre et soumis à des effets de gradients de pression adverse, afin de mieux rendre compte, pour ces cas, de la région de recouvrement comprise entre les zones internes et externes de la couche limite turbulente. Dans la suite, nous nous proposons d’étudier différentes approches TBLE (*Thin Boundary Layer Equations*), à l’équilibre ou dans une version plus complète, afin de comparer celles-ci à nos différentes approches analytiques, pour la capture des phénomènes physiques complexes intervenant au voisinage des géométries immergées. Pour ce faire, nous prenons en compte l’ensemble des outils numériques et méthodes mis en place aux chapitres précédents. En particulier, les informations de gradients de pression et de vitesse sont ici captées à un second jeu de point image, introduit au chapitre 4.

## 5.2 Limites des lois de paroi analytiques actuelles

Lors de différentes validations effectuées en amont de ce chapitre, nous avons pu mettre en évidence certaines régions de l'écoulement mal représentées par notre loi de paroi actuelle, notamment près du bord d'attaque des géométries étudiées, où la couche limite turbulente n'est pas pleinement développée et présente une zone logarithmique fortement réduite, sinon absente. Plus généralement, en prenant en compte des hauteurs de modélisation de plus en plus importantes dans le cadre de notre nouvelle méthodologie IBM, en choisissant par exemple d'imposer des valeurs de  $y^+$  supérieures à 300 au niveau des premiers points calculés, il peut arriver que notre modèle de paroi soit appliqué localement en dehors de son domaine de validité, c'est-à-dire à l'extérieur de la couche interne de la couche limite turbulente, dans la région de sillage voisine. Or, contrairement à la zone tampon reliant les sous-couches visqueuse et logarithmique, connue pour être insuffisamment représentée par la majorité des lois de paroi analytiques actuelles, la région de sillage jouxtant la couche logarithmique n'est pas du tout prise en compte par ces différents modèles, ce qui peut faire considérablement dévier le comportement du profil de vitesse modélisée du comportement réel de l'écoulement que l'on souhaite représenter. En effet, ces lois sont pour la plupart basées sur un modèle de diffusion simplifié, censé représenter un écoulement turbulent à l'équilibre au voisinage de la paroi, sans prise en compte des effets longitudinaux et en particulier des informations de gradients de pression.

La figure 5.1 permet justement de comparer le comportement de deux représentants de cette famille de lois de paroi analytiques, par rapport à une solution RANS de référence obtenue par une approche *body-fitted*, et pour laquelle la couche limite turbulente est uniquement résolue par le maillage. Le cas-test présent, déjà introduit au chapitre 3, correspond à l'étude d'un écoulement turbulent en régime subsonique autour d'une géométrie plaque plane à grand nombre de Reynolds. Les deux lois de paroi considérées pour ce cas, celle de Spalding [138] et celle de Musker [106], toutes deux largement citées dans la littérature, ont été développées dans le but de combiner entre eux les comportements asymptotiques observés au sein de la sous-couche visqueuse :

$$u^+ = y^+, \quad (5.1)$$

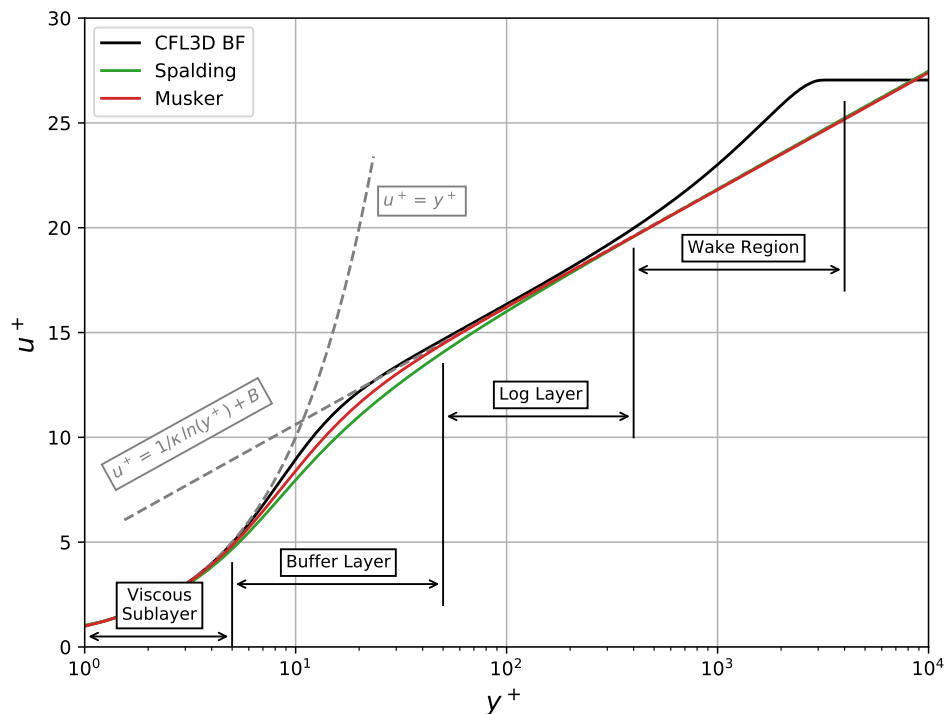
et au sein de la couche logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B, \quad (5.2)$$

où  $\kappa$  est la constante de Von Kármán, égale à 0.41, et  $B = 5.2$ .



Si les deux lois attestent de comportements très similaires, on rappelle cependant que l'expression proposée par Musker offre une expression explicite pour la reconstruction de la vitesse en chaque point cible, ce qui rend cette loi plus simple d'utilisation que celle proposée par Spalding et son développement en séries [118]. Finalement, le cas-test présenté ici sur la figure 5.1 permet de mettre en lumière l'étendue du domaine de validité pour ce type de loi de paroi, en dehors duquel se place justement l'intégralité de la région de sillage, débutant ici autour de  $y^+ = 400$ . Sur ce point, il est important de noter que la limite extérieure de la couche logarithmique est tout à fait variable et dépend fortement du nombre de Reynolds [71], ainsi que de la présence ou non d'un fort gradient de pression adverse [83].



**FIGURE 5.1** – Profil de vitesse adimensionnée obtenue sur un cas de plaque plane turbulente en l'absence de gradient de pression (*ZPG turbulent flow*). Étude du domaine de validité des lois de paroi analytiques de Musker [106] et de Spalding [138], par rapport à une solution obtenue par approche *body-fitted*. Figure adaptée de [27].

Dans un contexte de frontières immergées pour la simulation stationnaire d'écoulements turbulents, nous avons démontré au chapitre 3 l'importance de positionner à la fois les points cibles et leurs points images au sein d'une même région de la couche limite, afin d'éviter une mauvaise reconstruction de la solution fluide par notre schéma numérique aux abords des régions modélisées proches paroi. Or, au vu des nombres de Reynolds étudiés pour nos applications, de l'ordre du million, et du domaine de validité de notre modèle de paroi actuel, cette recommandation nous impose en pratique de rassembler l'ensemble

des points IBM vus par le solveur au niveau de la couche logarithmique. Ainsi, étant donné les remarques précédentes concernant l'épaisseur réelle de cette région et afin de pouvoir considérer des résolutions plus grossières pour réduire significativement le coût de calcul sans pour autant compromettre la qualité finale de la solution, il apparaît nécessaire de prendre en compte un modèle de paroi permettant cette fois de représenter la couche limite turbulente en dehors d'une région simplement régie par la loi logarithmique classique.

Plus généralement, les lois de paroi classiques peuvent être mises en défaut en présence de forts gradients de pression longitudinaux, adverses ou favorables, ce qui peut compromettre de façon importante la capture des coefficients pariétaux, voire complètement changer la nature de l'écoulement que l'on cherche à représenter par notre approche numérique. Ce dernier cas peut par exemple intervenir lorsque les effets de gradients de pression s'intensifient au point de provoquer un décollement en aval de la géométrie, ce qui ne peut pas être prédit correctement avec une loi de paroi à l'équilibre. Par ailleurs, en forçant la solution à une certaine distance de la paroi, il peut également apparaître essentiel de prendre en compte les effets locaux de courbures dus aux géométries elles-mêmes. En ce sens, on peut notamment citer les travaux de Patel et Sotiropoulos [111], ayant inspiré une partie de la modélisation proche paroi du solveur industriel ProLB [11].

Enfin, nous avons pu discuter au chapitre 3 de cette thèse du risque de surévaluation de l'épaisseur de couche limite au niveau du bord d'attaque du fait de notre modélisation proche paroi actuelle, bien que ce risque ait pu être en partie réduit par l'introduction d'une adaptation de la hauteur de modélisation dans cette région. En plus des raisons liées au risque de l'application du modèle de paroi en dehors de son domaine de validité, on peut cette fois invoquer l'erreur causée par la reconstruction de la viscosité turbulente à travers la couche limite turbulente. En effet, comme détaillé au chapitre 2, notre modélisation prend en compte une approximation basée sur l'hypothèse de longueur de mélange pour la viscosité turbulente, ce qui suppose une évolution linéaire de cette solution à partir du point image et jusqu'à la paroi, pouvant localement provoquer une surestimation de cette information. Si ce type de reconstruction est assez largement utilisé à travers l'ensemble de la littérature, on peut néanmoins noter certains efforts visant à limiter l'erreur commise proche paroi. Citons par exemple les travaux menés par Brehm *et al.* [32] qui, à la suite de Tamaki *et al.* [140], ont introduit une modification de cette solution au sein de leur approche IBM, à partir de la position du point image par rapport au pic de viscosité turbulente mesuré dans la direction normale à la paroi. Plus drastiquement encore, différentes approches TBLE issues de la littérature ont proposé de remplacer l'hypothèse initiale de longueur de mélange par la résolution d'une équation de transport, dérivée d'une simplification du modèle de Spalart-Allmaras [27, 95], ou de modèles de turbulence à deux équations [37, 110].

## 5.3 Extension d'un modèle de paroi TBLE

### 5.3.1 Introduction aux modèles TBLE

Depuis près de trois décennies, de nombreuses variations des approches TBLE ont été proposées et étudiées à travers l'ensemble de la littérature relative à la simulation numérique des écoulements turbulents. Ces études visent à proposer une modélisation des phénomènes physiques proches paroi plus fine, complète et adaptative que celle prise en compte par les modèles de paroi traditionnels, dont les principales limites ont été rappelées en section 5.2.

Ces modèles à deux maillages (*two-layer models* - TLM) impliquent donc la résolution d'une équation ou d'un système d'équations aux dérivées partielles, issues d'une simplification des équations de Navier-Stokes au voisinage de la paroi (*Thin Boundary Layer Equations* - TBLE). Le modèle le plus simple, exprimé dans le référentiel local de la paroi  $(x, y)$ , s'obtient en considérant l'hypothèse forte d'un écoulement à l'équilibre, c'est-à-dire en négligeant la contribution des gradients de pression longitudinaux, de même que l'ensemble des effets convectifs [77] :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right] = 0, \quad (5.3)$$

où  $y$  représente ici la direction normale à la paroi.

En contexte RANS ou hybride RANS-LES, la condition de fermeture sur la viscosité turbulente du modèle de Spalart-Allmaras peut s'effectuer de deux façons. La première consiste à prendre en compte l'hypothèse classique de longueur de mélange, qui considère une évolution linéaire de  $\nu_t$  avec  $\kappa y$  au sein de la couche logarithmique :

$$\nu_t = \kappa u_\tau y D, \quad (5.4)$$

où  $D$  correspond à une fonction d'amortissement, pour laquelle on recense différentes formulations à travers la littérature. Cette fonction a pour but de corriger le comportement linéaire de la viscosité turbulente au voisinage de la paroi, invalide en dehors de la couche logarithmique. Une formulation couramment utilisée, également retenue pour notre propre modélisation proche paroi, consiste à choisir :

$$D = \left[ 1 - \exp \left( -\frac{y^+}{A^+} \right) \right]^2, \quad (5.5)$$

où la valeur choisie pour  $A^+$  varie également en fonction des publications et des applications. Pour notre part, cette valeur reste constante et est fixée à 19.

Une autre façon de prendre en compte l'évolution de la viscosité turbulente à travers la couche limite consiste cette fois à résoudre une formulation simplifiée du modèle de Spalart-Allmaras, comme discuté plus tôt :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} - c_{w1} f_w \left( \frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( (\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial y} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial y} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial y} \right], \quad (5.6)$$

où  $\tilde{S}$  est fonction de  $\Omega$ , le tenseur rotationnel de vitesse. C'est par exemple l'approche retenue par Terracol et Manoha [144], lesquels ont proposé de résoudre itérativement les équations 5.3 et 5.6 sans couplage explicite, c'est-à-dire sans corriger la solution de vitesse à chaque sous-itération de l'approche Euler implicite considérée pour la résolution de  $\tilde{\nu}$ .

Ces modèles de paroi basés sur une résolution des équations TBLE ont, depuis près d'une dizaine d'années, fortement gagné en popularité au sein des différentes approches de frontières immergées. Vues comme une façon de réduire l'erreur induite par l'utilisation de lois de parois jugées insuffisamment aptes à représenter l'écoulement proche paroi, celles-ci ont notamment su faire la preuve d'une forte adaptabilité pour un large panel d'applications. Pour les écoulements fortement compressibles, certaines études ont par ailleurs proposé de remplacer la loi de Crocco habituellement considérée (cf. Chapitre 2) par l'ajout d'une nouvelle équation de diffusion au sein de leur système TBLE, dans le but de mieux représenter l'évolution de la température à travers la couche limite. C'est notamment l'approche retenue par Manueco *et al.* [95] pour leurs applications de lanceurs en régime supersonique.

Néanmoins, plusieurs articles récents ont fait la preuve de certaines limites inhérentes à l'approche TBLE à l'équilibre, dérivée de l'équation 5.3, notamment vis-à-vis de la capture du coefficient de frottement pariétal en présence de forts gradients de pression [27, 32], mais également de son incapacité à modéliser la région de sillage, à l'instar des modèles de paroi analytiques. Ainsi, à travers la littérature IBM, la formulation à l'équilibre a plus récemment fait place à d'autres formulations prenant cette fois en compte les effets de gradients de pression et de vitesse. Le modèle TBLE complet, toujours en formulation stationnaire et exprimé dans le repère local de la paroi, se lit ainsi :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right] = \frac{\partial p}{\partial x} + \underbrace{\rho \left[ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right]}_{\text{Termes convectifs}}, \quad (5.7)$$

où  $x$  représente ici la direction tangente à la paroi.

L'information de gradient de pression est classiquement supposée constante à travers l'ensemble de la couche limite et est donc directement extrapolée depuis le point image. On a alors :

$$\frac{\partial p}{\partial x}\Big|_y = \frac{\partial p}{\partial x}\Big|_{ext}. \quad (5.8)$$

La principale difficulté liée à la résolution de l'équation 5.7 réside dans la modélisation des termes convectifs, lesquels valent zéro à la paroi. À l'origine, les équations TBLE étaient résolues sur un maillage bidimensionnel couche limite, superposé à la grille de fond au voisinage de la paroi et permettant le calcul direct de ces termes à partir de la connaissance explicite des informations de vitesse dans la direction de l'écoulement [109, 76]. Néanmoins, dans un contexte de frontières immergées, l'utilisation d'une telle approche irait à l'encontre de la philosophie générale entourant ces différentes méthodes cartésiennes. En ce sens, les approches TBLE recensées dans la littérature IBM considèrent plutôt une résolution de ces équations sur des maillages unidimensionnels, des *linelets* définies à partir du point image et jusqu'à la paroi. Différentes modélisations ont été ainsi proposées ces dernières années, visant à contourner la difficulté relative à la prise en compte des termes convectifs.

Évidemment, la méthode la plus simple consiste à ignorer ces termes, en ne considérant finalement que la contribution en gradient de pression dans le terme source de l'équation 5.7. Cette approche est par exemple celle retenue par Capizzano dans ses récents travaux [36, 37]. Si ce dernier a clairement pu obtenir des résultats en bon accord, voire en très bon accord avec diverses solutions expérimentales ou issues d'approches *body-fitted*, ses dernières solutions IBM sur géométries profilées ont tout de même exhibé une quantité non négligeable de bruit numérique sur les coefficients pariétaux, ainsi qu'une surévaluation du coefficient de frottement au niveau du bord d'attaque. Un élément de compréhension quant aux comportements observés dans ces deux études peut être finalement trouvé dans les travaux de Berger et Aftosmis [27]. Dans leur article, les auteurs démontrent l'importance des termes convectifs afin de justement contrebalancer les effets de gradient de pression, jusqu'à ce que ces deux contributions s'annulent l'une l'autre une fois l'écoulement extérieur atteint.

Pour répondre à cette observation, Berger et Aftosmis ont fait le choix de prendre en compte la contribution due aux termes convectifs en chaque point du maillage type *linelet* à l'aide de la fonction d'amortissement suivante :

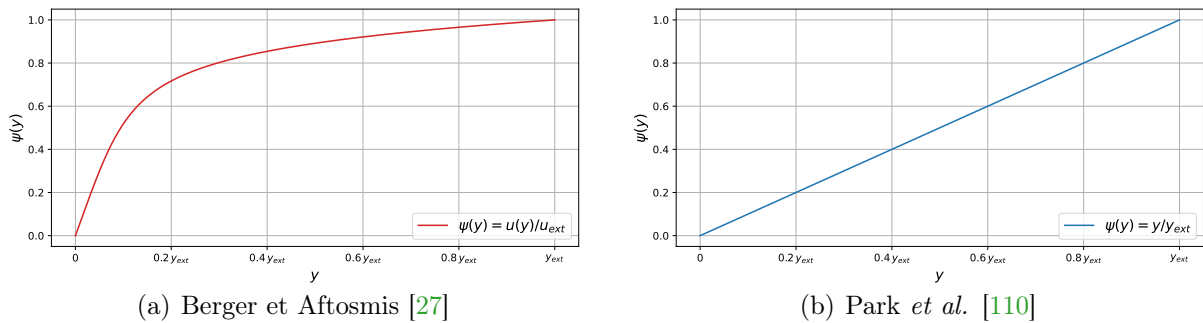
$$\psi(y) = u(y)/u_{ext}, \quad (5.9)$$

où  $u_{ext}$  correspond à la vitesse tangentielle mesurée au point image (ou point extérieur). La vitesse  $u(y)$  est estimée en amont à partir de l'application d'une loi de paroi analytique classique, celle de Spalart-Allmaras [18] pour Berger et Aftosmis. Cette fonction  $\psi$  permet de prendre progressivement en compte les termes convectifs à partir de la valeur interpolée au point image. Suivant cette approche, l'équation 5.7 devient :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right] = \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{ext} + \psi(y) \rho \left[ u_{ext} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{ext} + v_{ext} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{ext} \right] \quad (5.10)$$

Deux autres propositions de modélisation ont été envisagées par Park *et al.* [110]. La première consiste à considérer une simple évolution linéaire des termes convectifs depuis le point image, tandis que la seconde propose d'approcher le profil des termes convectifs modélisés par une expression quadratique, à partir de différentes hypothèses formulées à la paroi et des informations captées au point image. Conscients des forces et faiblesses inhérentes à ces deux approches, les auteurs ont finalement proposé une approche globale unifiant les deux modélisations, ce qui leur a permis d'obtenir de bons résultats à la fois pour les écoulements attachés et décollés.

La figure 5.2 compare finalement le comportement de deux fonctions d'amortissement. La fonction  $\psi$  issue de [27] apparaît ici supérieure à l'approximation linéaire, dans la mesure où celle-ci permet de rapidement approcher l'unité une fois sorti du voisinage de la paroi. Elle permet également une plus grande adaptabilité, puisque sa définition dépend de la vitesse réellement mesurée au point image.



**FIGURE 5.2** – Fonctions d'amortissement pour la prise en compte progressive des termes convectifs dans l'équation 5.7. On considère un point image positionné à distance  $y_{ext}$  de la paroi, pour un  $y_{ext}^+$  égal à 100.

Dans la section suivante, on s'intéresse à l'implémentation d'une approche TBLE à l'équilibre suivant les travaux menés par Terracol et Manoha [144]. Ainsi, l'approche numérique choisie pour résoudre les équations 5.3 et 5.6 suit la même méthodologie que la leur, en particulier pour la résolution de l'équation de transport pour  $\tilde{\nu}$ , pour laquelle nous avons directement pu obtenir les sources Fortran77 de la part des auteurs.

### 5.3.2 Implémentation d'un modèle TBLE à l'équilibre

On commence par introduire les maillages unidimensionnels, appelés *linelets* dans la suite de cette section, le long desquels les équations TBLE sont résolues au voisinage de la paroi. Ces maillages devant répondre à certains critères, on se propose de réutiliser les différents éléments théoriques liées aux approches *body-fitted* précédemment introduits au chapitre 3, nous permettant de définir les trois paramètres utiles à leur création en pré-traitement du calcul, à savoir  $h_0$ ,  $h_n$  et  $m_{linelet}$ , soit respectivement les hauteurs des premières et dernières mailles et le nombre total de points définissant chaque *linelet*. Sur ce dernier aspect, il est important de noter que, pour des raisons de stockage propre à notre méthodologie, toutes les *linelets* définies autour de la géométrie immergée sont formées du même nombre de points  $m_{linelet}$  constant.

Avec l'équation 3.9 établie au chapitre 3, nous avons proposé une formule pour le calcul de  $h_0$ , correspondant à la hauteur minimale requise pour la première maille d'un maillage couche limite, non couplé à un modèle de paroi. En prenant en compte le nombre de Reynolds ainsi que la longueur caractéristique de la géométrie, cette formule permet en théorie d'ajuster la valeur de  $h_0$  à l'écoulement étudié, à partir d'une simple approximation plaque plane. Cependant, nous avons vu en section 3.4.3 les limites de cette approximation, pouvant provoquer une surestimation parfois importante du  $y^+$  réel par rapport à la valeur visée, en particulier lorsque la couche limite n'est pas pleinement développée, ou bien en présence d'un angle d'incidence élevé. Ainsi, afin d'éviter une adaptation de la valeur de  $h_0$  au cours du calcul dans le but de garantir  $y^+ = 1$  à la paroi, on se propose plus simplement de définir :

$$h_0 = 1 \cdot 10^{-6}, \quad (5.11)$$

une approximation que l'on a jugé satisfaisante au vu des nombres de Reynolds étudiés dans le cadre de cette thèse, où  $Re \sim 10^6$ .

On cherche ensuite à calculer  $m_{linelet}$ . Pour ce faire, on fixe tout d'abord la raison géométrique  $q$ , généralement choisie telle que  $q \in [1.05, 1.2]$  et servant à caractériser l'évolution de l'espacement entre cellules adjacentes du maillage unidimensionnel, à partir de  $h_0$ . Ici, on considère  $q = 1.2$ , soit la même valeur que celle utilisée pour le calcul de  $y_{target,opti}^+$  en équation 3.11. Dans la mesure où les longueurs réelles des *linelets* sont variables, ces dernières étant définies pour chaque point cible entre ses points paroi et image associés, on se propose également de définir une longueur  $H_{linelet}$  globale à l'ensemble de la géométrie pour le calcul de  $m_{linelet}$ . En ce sens et afin d'adapter notre approche TBLE aux différentes approches IBM à notre disposition (*cf.* section 3.5), de même qu'aux éventuels changements de résolution intervenant au voisinage de la paroi,  $H_{linelet}$  est finalement

définie comme la distance maximale mesurée autour de la géométrie immergée entre un point image et son point paroi associé. Soit, en reprenant les notations de la figure 4.3 :

$$H_{linelet} = \max_i \|\overrightarrow{WB_1}\|. \quad (5.12)$$

Ainsi, sachant que  $H_{linelet} = \sum_{i=0}^n h_i$ , il vient :

$$\begin{cases} n = \left\lceil \frac{1}{\ln(q)} \ln \left( 1 - \frac{H_{linelet}(1-q)}{h_0} \right) - 1 \right\rceil \\ m_{linelet} = n + 2 \end{cases} \quad (5.13)$$

Cette approximation pour  $H_{linelet}$  permet d'ajuster le nombre de points au cas le plus défavorable autour de la géométrie, afin que  $m_{linelet}$  se trouve toujours parfaitement adapté à chaque *linelet*. En effet, dans l'éventualité d'une *linelet* de longueur réelle inférieure à  $H_{linelet}$ , celle-ci apparaîtra simplement plus résolue, la distribution de l'ensemble de ses points étant finalement corrigée à partir d'une opération de déraffinement.

Enfin,  $h_n$  se déduit directement des équations 5.11 et 5.13 :

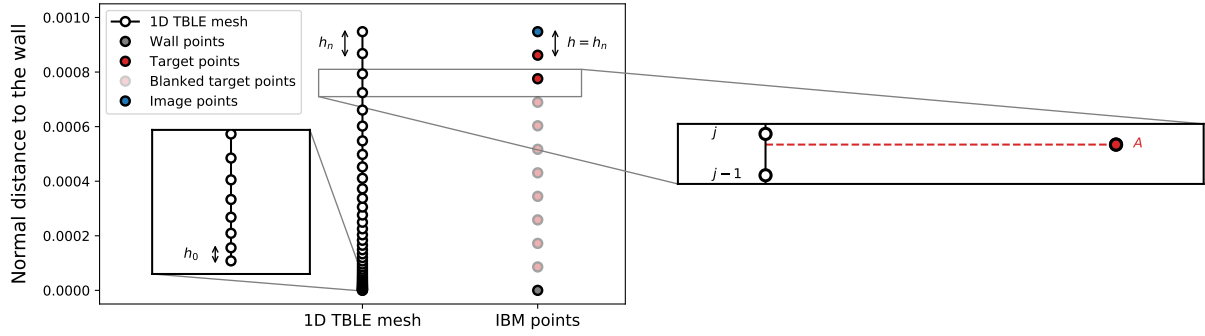
$$h_n = h_0 \cdot q^n. \quad (5.14)$$

On se place désormais dans le cas où l'approche IBM retenue est l'approche *F42*, introduite au chapitre 3 et faisant intervenir une hauteur de modélisation calculée en amont,  $H_{mod}$ . Ainsi, en considérant un unique niveau de raffinement  $h$  pour le maillage cartésien au voisinage de la géométrie, on obtient les approximations suivantes :

$$\begin{cases} H_{linelet} \approx H_{mod} \\ h_n \approx h \end{cases} \quad (5.15)$$

Ce cas précis est illustré en figure 5.3, où la distribution des différents points IBM (points paroi, cible et image) dans la direction normale à la paroi est comparée à un maillage type *linelet*, généré à partir des équations 5.11, 5.13 et 5.14. On se place également dans le cas favorable pour lequel l'obstacle est aligné avec la grille, ce qui permet de remplacer les approximations proposées en équation 5.15, par des égalités. Sur la figure 5.3, il apparaît ainsi que le dernier intervalle  $h_n$  mesuré sur la *linelet* est égal à l'espacement uniforme  $h$  du maillage cartésien considéré au voisinage de la paroi.





**FIGURE 5.3** – Définition d'un maillage type *linelet* pour l'approche TBLE.

Si cette figure résume les différents éléments composant nos *linelets*, elle permet également de décrire le procédé de transfert des informations fluides calculées à chaque itération de calcul sur ces maillages unidimensionnels, vers les points cibles. En pratique, on commence par repérer l'intervalle  $[j-1, j]$  auquel appartient chaque point cible  $A$  lors d'une étape de pré-traitement, avant de stocker l'indice  $j$  pour toute la suite du calcul. Les solutions de vitesse tangentielle et de pseudo-viscosité turbulente sont finalement reconstruites au point  $A$  à partir de l'approximation linéaire suivante :

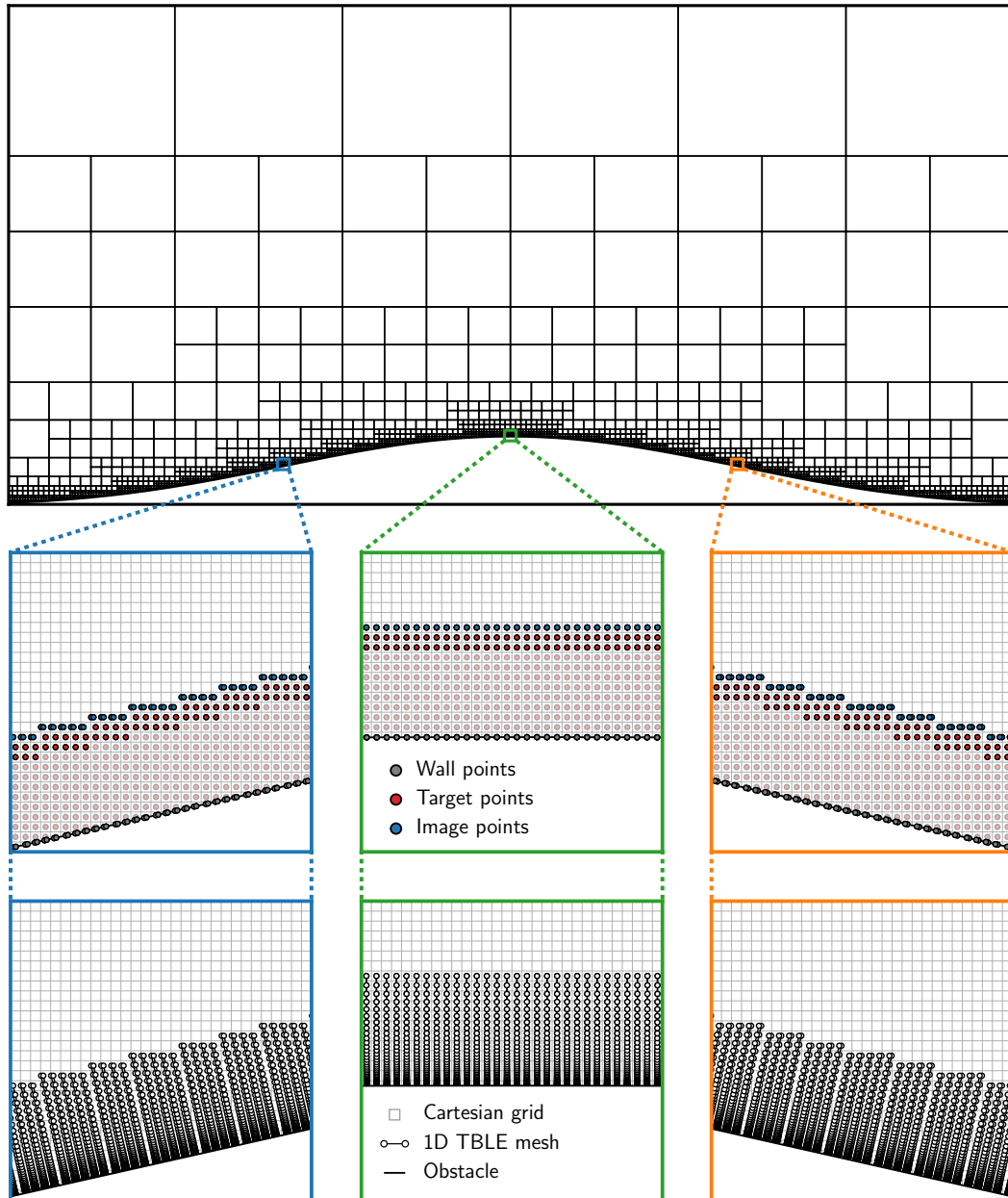
$$\begin{cases} u_A = \left( \frac{u_j - u_{j-1}}{y_j - y_{j-1}} \right) \cdot (y_A - y_{j-1}) + u_{j-1} \\ \tilde{v}_A = \left( \frac{\tilde{v}_j - \tilde{v}_{j-1}}{y_j - y_{j-1}} \right) \cdot (y_A - y_{j-1}) + \tilde{v}_{j-1} \end{cases} \quad (5.16)$$

La composante normale de la vitesse, la pression et la masse volumique sont reconstruites suivant la même méthodologie décrite au chapitre 2, à partir des informations interpolées au point image. Enfin, la vitesse de frottement est obtenue en approchant la dérivée de la composante tangentielle de la vitesse par une approche Différences Finies à l'ordre 1 :

$$\begin{aligned} u_\tau &= \sqrt{\left. \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial u}{\partial y} \right|_0} \\ &= \sqrt{\frac{\mu}{\rho} \frac{(u_1 - u_0)}{(y_1 - y_0)}}, \end{aligned} \quad (5.17)$$

avec  $y_0 = u_0 = 0$ .

La résolution des équations TBLE sur ces maillages *linelets* étant plus coûteuse que l'application d'une loi de paroi analytique à l'équilibre, ce que nous illustrerons par la suite, il est ici d'autant plus primordial de masquer les points cibles non directement pris en compte par le solveur au cours du calcul, suivant la méthodologie introduite dans les chapitres précédents, afin de ne pas augmenter inutilement le coût global de la simulation. La figure 5.4 permet justement d'illustrer cela, en représentant le positionnement des points IBM et de leurs maillages *linelets* associés autour d'un cas de bosse en canal.



**FIGURE 5.4** – Distributions des points IBM et de leurs maillages *linelets* associés autour d'un cas de bosse en canal. Vue du quadtree et agrandissements locaux sur le maillage cartésien au voisinage de la paroi.

Lorsque l'obstacle est aligné avec le maillage (agrandissement vert), on retrouve finalement le comportement illustré en figure 5.3, cette fois dans deux directions de l'espace. Les autres cas (agrandissements bleu et orange) rappellent que l'on crée une *linelet* pour chaque point cible visible par le solveur, ce qui pouvait apparaître ambigu avec la vue précédente. Bien que la résolution des équations TBLE sur deux maillages unidimensionnels aussi proches l'un de l'autre (agrandissements bleu et orange), sinon confondus (agrandissement vert), puisse sembler ici excessive, cette approche évite en réalité de modifier trop en profondeur notre méthodologie IBM de reconstruction au voisinage de la paroi, en proposant par exemple des échanges d'informations fluides entre points cibles adjacents, ce qui, dans certains cas, pourrait ne pas compenser entièrement le fait de réduire le nombre d'équations TBLE à résoudre.

On s'intéresse désormais à la résolution numérique de l'équation 5.3, discrétisée par une approche Volumes Finis centrée d'ordre 2. Une fois les flux aux interfaces explicités, la forme discrète de l'équation TBLE à l'équilibre, s'écrit ainsi, pour  $j \in [0, n+1]$  :

$$\frac{(\mu + \mu_{t,j+1/2}) \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{j+1/2} - (\mu + \mu_{t,j-1/2}) \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{j-1/2}}{y_{j+1/2} - y_{j-1/2}} = 0, \quad (5.18)$$

avec :

$$\begin{cases} \mu_{t,j+1/2} = 0.5 (\mu_{t,j+1} + \mu_{t,j}) \\ \mu_{t,j-1/2} = 0.5 (\mu_{t,j} + \mu_{t,j-1}) \end{cases} \quad (5.19)$$

et :

$$\begin{cases} y_{j+1/2} = 0.5 (y_{j+1} + y_j) \\ y_{j-1/2} = 0.5 (y_j + y_{j-1}) \end{cases} \quad (5.20)$$

Les dérivées de la composante tangentielle de la vitesse sont cette fois estimées à partir d'une approche Différences Finies centrée. On note :

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{j+1/2} = \frac{u_{j+1} - u_j}{y_{j+1} - y_j} \\ \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{j-1/2} = \frac{u_j - u_{j-1}}{y_j - y_{j-1}} \end{cases} \quad (5.21)$$

On pose alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} c_j = \frac{(\mu + \mu_{t,j+1/2})/(y_{j+1} - y_j)}{(y_{j+1/2} - y_{j-1/2})} \\ b_j = \frac{(\mu + \mu_{t,j-1/2})/(y_j - y_{j-1})}{(y_{j+1/2} - y_{j-1/2})} \\ a_j = -\frac{(\mu + \mu_{t,j+1/2})/(y_{j+1} - y_j) + (\mu + \mu_{t,j-1/2})/(y_j - y_{j-1})}{(y_{j+1/2} - y_{j-1/2})} \\ f_j = 0 \end{array} \right. \quad (5.22)$$

L'équation 5.18 peut ainsi être réécrite de la façon suivante :

$$c_j u_{j+1} + a_j u_j + b_j u_{j-1} = f_j. \quad (5.23)$$

Soit sous forme matricielle :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} a_0 & c_0 & 0 & 0 & 0 \\ b_1 & \ddots & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & c_n \\ 0 & 0 & 0 & b_{n+1} & a_{n+1} \end{pmatrix}}_{\mathbf{A}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} u_0 \\ u_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ u_{n+1} \end{pmatrix}}_{\mathbf{x}} = \underbrace{\begin{pmatrix} f_0 \\ f_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ f_{n+1} \end{pmatrix}}_{\mathbf{f}} \quad (5.24)$$

On suppose une vitesse nulle à la paroi ( $u_0 = 0$  - condition d'adhérence), tandis que la solution de vitesse reconstruite au point image est utilisée comme condition limite extérieure ( $u_{n+1} = u_{B_1}$ ). On rappelle enfin que, suite à la résolution de l'équation 5.6, la solution de viscosité turbulente est connue en chaque point du maillage et supposée constante par rapport à la solution de vitesse.

Notons que le terme source  $\mathbf{f}$  introduit dans le système d'équations 5.24, bien que nul dans le cas présent, permet de généraliser la résolution numérique décrite ci-dessous aux approches TBLE plus complètes, prenant en compte les contributions dues aux termes convectifs et aux effets de gradients de pression. Cet aspect sera discuté plus en détail dans la section suivante.

Finalement, chercher la solution de l'équation 5.18 revient donc à résoudre un système linéaire  $\mathbf{Ax} = \mathbf{f}$  où  $\mathbf{A}$  est une matrice tridiagonale. Pour ce faire, comme la plupart des auteurs cités en introduction de cette section, on utilise ici l'algorithme de Thomas, basé sur une décomposition  $\mathbf{LU}$  de  $\mathbf{A}$  et permettant l'inversion d'un tel système avec une complexité en  $O(n)$ .

$\mathbf{A}$  admet donc une décomposition  $\mathbf{LU}$  de la forme :

$$\mathbf{A} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \beta_1 & \ddots & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \beta_{n+1} & 1 \end{pmatrix}}_{\mathbf{L}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \alpha_0 & c_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & c_n \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \alpha_{n+1} \end{pmatrix}}_{\mathbf{U}} \quad (5.25)$$

où  $\mathbf{L}$  et  $\mathbf{U}$  sont des matrices bidiagonales. On obtient finalement les relations suivantes, à l'origine de l'algorithme de Thomas :

$$\begin{cases} \beta_j = \frac{b_j}{\alpha_{j-1}} \\ \alpha_j = a_j - \beta_j c_{j-1} \end{cases} \quad (5.26)$$

On cherche donc à résoudre successivement deux systèmes linéaires,  $\mathbf{Ly} = \mathbf{f}$  (descente) et  $\mathbf{Ux} = \mathbf{y}$  (remontée). Ainsi, en utilisant les formules 5.26, la résolution du système 5.24 conduit à l'algorithme 5.1 suivant :

---

**Algorithme 5.1** – Algorithme de Thomas pour le système d'équations 5.24.

---

```

 $u_0 \leftarrow 0$ 
 $\alpha_0 \leftarrow a_0$ 
for  $j=1, n+1$  do
   $\beta_j \leftarrow b_j/\alpha_{j-1}$ 
   $\alpha_j \leftarrow a_j - \beta_j c_{j-1}$ 
   $u_j \leftarrow f_j - \beta_j u_{j-1}$ 
end for
 $u_{n+1} \leftarrow u_{B_1}$ 
for  $j=n, 0$  do
   $u_j \leftarrow (u_j - c_j u_{j+1})/\alpha_j$ 
end for

```

---

Ceci achève de décrire notre méthodologie pour la résolution de l'équation de diffusion liée à la solution de vitesse, avant de discuter de son extension en section suivante. Comme expliqué plus haut, notre modèle TBLE à l'équilibre considère également l'équation de transport 5.6 pour la détermination de la viscosité turbulente. Néanmoins, la résolution de cette dernière en formulation instationnaire, directement reprise des travaux de Terracol et Manoha [144], ne sera pas détaillée ici.

Il apparaît cependant important de détailler l'approche retenue pour la résolution couplée de ces deux équations. En effet, un risque connu des approches TBLE tient en la difficulté d'attendre une convergence rapide des systèmes à plus d'une équation [95]. Le choix opéré pour l'initialisation du calcul, de même que le type de couplage considéré, comptent ainsi pour beaucoup dans la réduction de ce risque. Pour notre part, la résolution du système TBLE s'effectue de manière itérative, où chaque équation est résolue séparément, l'une après l'autre, jusqu'à atteindre un critère de convergence sur la norme infinie de la vitesse :

$$\sup_{j \in [0, n+1]} \frac{\|u_j^t - u_j^{t-1}\|}{\|u_j^{t-1}\|} \leq 0.1, \quad (5.27)$$

Afin d'accélérer la convergence du système et après une première initialisation de la vitesse et de la viscosité turbulente à partir de la loi analytique de Musker et de l'hypothèse de longueur de mélange, les solutions convergées de l'ensemble des *linelets* sont stockées en mémoire afin de servir à l'initialisation de la prochaine itération de calcul, ceci dans le but de démarrer chaque nouvelle résolution du système complet avec la solution la plus proche à notre disposition.

L'algorithme 5.2 décrit notre méthodologie, adaptée de [144] :

---

**Algorithme 5.2** – Résolution couplée des équations TBLE.

---

```

if Initialisation then
  init  $\mathbf{u}^0$  with Musker's law
  init  $\boldsymbol{\mu}_t^0$  with the mixing length hypothesis
else
   $\mathbf{u}^0 \leftarrow \mathbf{u}^t$  (solution saved from the previous time step)
   $\boldsymbol{\mu}_t^0 \leftarrow \boldsymbol{\mu}_t^t$  (solution saved from the previous time step)
end if
 $t \leftarrow 0$ 
while  $L_\infty(\mathbf{u}^t) > 0.1$  and  $t < 30$  do
  compute  $\mathbf{u}^{t+1}$ 
  compute  $\boldsymbol{\mu}_t^{t+1}$ 
   $\mathbf{u}^t, \mathbf{u}^{t-1} \leftarrow \mathbf{u}^{t+1}, \mathbf{u}^t$ 
   $t \leftarrow t + 1$ 
end while

```

---

### 5.3.3 Implémentation d'un modèle TBLE complet

La section précédente a présenté de façon détaillée la méthodologie retenue pour la résolution des équations TBLE à l'équilibre. En particulier, nous avons introduit une méthode de génération de maillages unidimensionnels cohérente avec nos différentes approches IBM, dans le but de limiter l'erreur induite par le transfert de la solution fluide depuis l'ensemble des *linelets* vers le maillage cartésien à chaque itération du calcul.

Dans cette section, on s'intéresse au prolongement de cette approche par le développement d'une loi de paroi TBLE complète basée sur les travaux de Berger et Aftosmis [27]. Comme discuté en introduction de ce chapitre, cette loi permet d'étendre la formulation des équations TBLE à l'équilibre par la prise en compte des effets de gradients de pression et convectifs. Les auteurs ont ainsi proposé de considérer constante la solution de gradient de pression tangent depuis leur point de référence et à travers la couche limite turbulente, et de modéliser l'évolution des termes convectifs à partir d'une fonction d'amortissement.

Au chapitre 4, nous avons démontré qu'il nous était désormais possible de capturer une distribution de gradient de pression non bruitée, à condition de reconstruire cette information plus loin de la zone modélisée, au niveau d'un second jeu de point image introduit à cette occasion. Dans cette partie, nous nous proposons d'étendre leur cadre d'utilisation, non plus seulement pour le calcul des gradients de pression en post-traitement, mais pour l'ensemble des gradients de pression et de vitesse au cours de la simulation, en vue de l'application du modèle de paroi TBLE complet. Cette approche à deux points images diffère ainsi de celle initialement proposée par Berger et Aftosmis, lesquels ont fait le choix de ne considérer qu'un unique point de référence pour l'application de leur modèle de paroi. Appliquée à notre méthodologie, l'équation 5.10 devient alors :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[ (\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right] = \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{B_2} + \psi(y) \rho \left[ u_{B_1} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{B_2} + v_{B_1} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{B_2} \right], \quad (5.28)$$

où  $B_1$  et  $B_2$  désignent respectivement le premier et le second point image. Notons que la génération de chaque *linelet* demeure inchangée par rapport à la section précédente, ce qui signifie que les différents points  $B_2$  apparaissent bien en dehors de ces maillages. Enfin, la fonction d'amortissement  $\psi$  est calculée à partir de l'application de la loi analytique de Musker le long de chaque *linelet* :

$$\psi(y) = u_M(y)/u_{B_1}. \quad (5.29)$$

Dans notre méthodologie, l'application du modèle de paroi s'effectue à partir des premiers points images, vers les points cibles. Or, le modèle décrit en équation 5.28 requiert

cette fois la connaissance *a priori* des gradients de pression et de vitesse calculés aux seconds points images  $B_2$ , ce qui implique que ces informations doivent être également connues en chaque premier point image  $B_1$ . L'échange d'informations ainsi attendu entre deux points images associés à un même point cible nécessite cependant un effort d'implémentation supplémentaire. En effet, les communications liées à notre méthode de frontières immergées s'effectuent des zones donneuses vers les zones receveuses, c'est-à-dire des zones contenant les points images vers les zones contenant les points cibles. De fait, seules les informations relatives à ces communications sont calculées et sauvegardées lors de l'étape de pré-traitement IBM, afin d'être réutilisées à chaque itération du calcul.

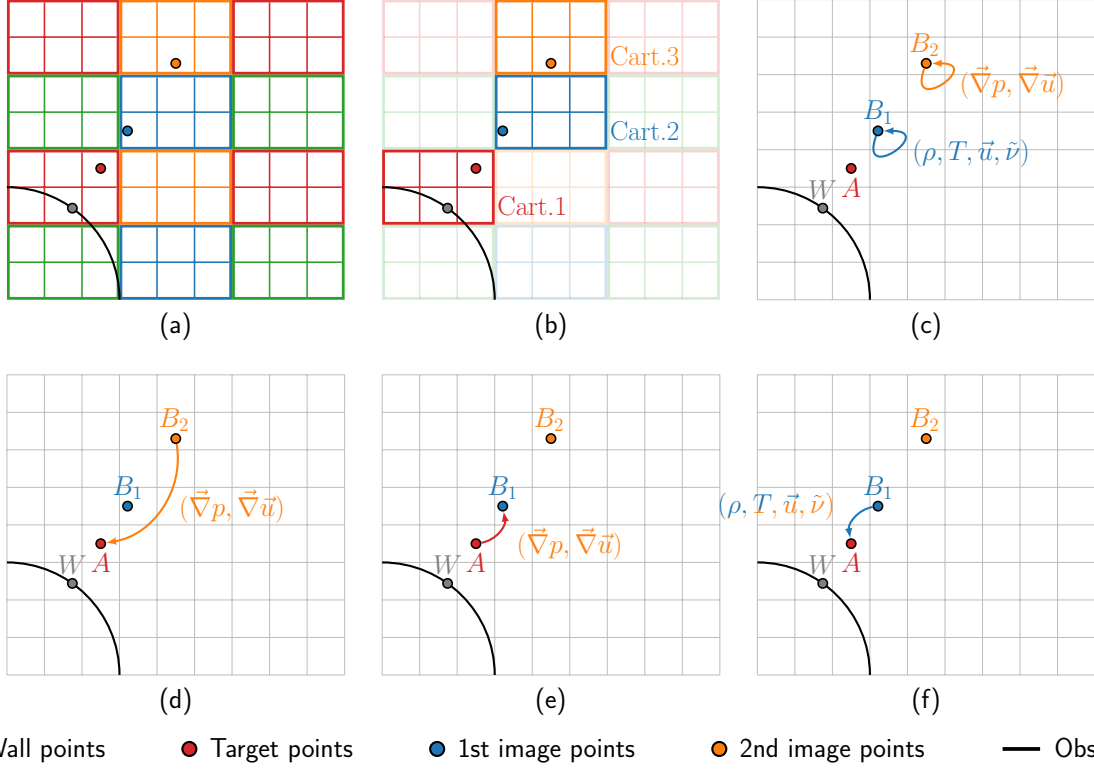
Bien qu'une communication directe entre chaque couple de points images, à l'instar des communications déjà existantes entre points cibles et images associés, proposerait en théorie la solution la plus économe en termes de coût de calcul, cette approche serait également la plus difficile à mettre en œuvre d'un point de vue algorithmique, en particulier dans un contexte parallèle distribué, du fait de différents choix d'implémentation antérieurs à cette thèse. En lieu et place, nous proposons donc l'approche suivante, résumée en figure 5.5, et consistant à tirer pleinement parti des communications déjà établies.

On considère de nouveau l'exemple d'une géométrie courbe immergée dans un maillage cartésien, lui-même divisé en différentes sous-zones (figure 5.5-(a)). On prend ici en compte le cas le plus défavorable, pour lequel un point cible, ainsi que son premier et second point image associés, sont tous trois placés dans des zones cartésiennes différentes, respectivement Cart.1, Cart.2 et Cart.3 (figure 5.5-(b)). Afin d'appliquer le modèle TBLE complet au niveau du point cible  $A$ , il convient donc de faire communiquer ces trois zones entre elles.

Avant toute communication, chaque point image reconstruit par interpolation les informations fluides nécessaires, en suivant les méthodologies décrites aux chapitres 2 et 4 (figure 5.5-(c)). Une fois cette étape effectuée, on cherche à ce que le premier point image  $B_1$  réceptionne les informations de gradients de pression et de vitesse calculées au niveau du second point image  $B_2$ , pour résoudre l'équation 5.28. Cette communication est finalement envisageable en deux temps et de façon indirecte, c'est-à-dire en tirant parti du dénominateur commun entre les deux points images, leur point cible  $A$  associé. Ces gradients sont donc tout d'abord envoyés depuis Cart.3 vers Cart.1, où ceux-ci sont stockés en  $A$  (figure 5.5-(d)). Dans un second temps, ces informations sont partagées entre Cart.1 et Cart.2, pour que l'ensemble des données fluides nécessaires à l'application du modèle TBLE complet soient désormais connues en  $B_1$  (figure 5.5-(e)). Enfin, après application du modèle de paroi, les solutions de masse volumique, température, vitesse et viscosité turbulente modifiées peuvent être transmises depuis  $B_1$  vers  $A$  (figure 5.5-(f)).

Cette approche a été testée et validée en séquentiel et en parallèle, pour des applications bi et tridimensionnelles. Son coût global est discuté en section 5.5 de ce chapitre.





**FIGURE 5.5** – Méthodologie de réception des informations de gradients de pression et de vitesse au premier point image pour l’application du modèle TBLE complet.

Pour des raisons de stabilité numérique, et bien que les distributions de gradient de pression et de vitesse captées aux seconds points images apparaissent non bruitées sans opération de lissage spatial *a posteriori*, un lissage temporel s’avère néanmoins essentiel afin de prendre en compte de façon progressive les fortes variations intervenant sur ces grandeurs. Dans l’équation 5.28, on remplace donc l’ensemble des gradients par leurs contreparties moyennées sur un nombre d’itérations  $\alpha$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{\frac{\partial p}{\partial x}} \Big|_{B_2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{B_2} + \frac{\alpha - 1}{\alpha} \overline{\frac{\partial p}{\partial x}} \Big|_{B_2} \\ \overline{\frac{\partial u}{\partial x}} \Big|_{B_2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{B_2} + \frac{\alpha - 1}{\alpha} \overline{\frac{\partial u}{\partial x}} \Big|_{B_2} \\ \overline{\frac{\partial u}{\partial y}} \Big|_{B_2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{B_2} + \frac{\alpha - 1}{\alpha} \overline{\frac{\partial u}{\partial y}} \Big|_{B_2} \end{array} \right. \quad (5.30)$$

En pratique, pour toutes nos simulations stationnaires RANS, ce nombre  $\alpha$  reste constant et égal à 1000. Ce choix a été fixé empiriquement à partir de tests préliminaires, pour lesquels d’autres ordres de grandeur tels que 10 ou 100 se sont avérés insuffisants.

Finalement, la modification de l’approche numérique décrite en section précédente pour l’approche TBLE complète consiste à modifier le terme source  $f$  tel que :

$$f_j = \overline{\frac{\partial p}{\partial x}} \Big|_{B_2} + \psi(y_j) \rho \left[ u_{B_1} \overline{\frac{\partial u}{\partial x}} \Big|_{B_2} + v_{B_1} \overline{\frac{\partial u}{\partial y}} \Big|_{B_2} \right], \quad (5.31)$$

ce qui conclut cette première partie sur les approches TBLE.

## 5.4 Extension d’un modèle de paroi analytique

En section 5.2 de ce chapitre, nous avons discuté des limitations actuelles concernant la plupart des lois de paroi analytiques classiques, initialement développées dans le but de modéliser le comportement d’un profil de vitesse issu d’une couche limite turbulente, sans effets de courbures liés à la géométrie, ni effets de gradients de pression extérieurs. En anglais, ces écoulements correspondent à l’ensemble des *zero-pressure-gradient turbulent flows* (ZPG).

En section 5.3, nous avons proposé une première alternative à ces lois, à travers la résolution d’un modèle couche limite, censé plus adaptatif du fait d’un nombre réduit d’hypothèses simplificatrices, en particulier dans sa version complète. Dans la partie validation de ce chapitre, nous illustrerons notamment l’apport de ces méthodes quant à la prédiction du profil de viscosité turbulente, permettant notamment de limiter l’effet de surestimation de la couche limite. Cependant, en dépit de fortes qualités intrinsèques, les approches TBLE ne sont pas exemptes de défauts, à l’image du surcoût de calcul directement lié à leur résolution, mais surtout vis-à-vis du risque de ne pas observer une convergence du modèle lorsque ce dernier est composé de plusieurs équations aux dérivées partielles. De plus, malgré leur capacité à modéliser la région de sillage présente au-delà de la zone interne de la couche limite turbulente, la plupart des approches TBLE semblent mises en difficulté dans les régions de l’écoulement présentant une couche limite particulièrement fine, comme au bord d’attaque ou près du point d’arrêt [82], ou encore en présence d’un décollement [134], ce qui, à l’instar des modèles analytiques, limite en partie leur domaine d’action.

Dans cette section, nous nous intéressons finalement à une seconde alternative, consistant à étendre notre modèle de paroi analytique à partir de la prise en compte des effets de gradients de pression extérieurs traversant la couche limite turbulente, soit à l’ensemble des *adverse and favourable-pressure-gradient turbulent flows* (APG/FPG). L’un des objectifs de cette dernière approche consistera donc à retrouver, ne serait-ce qu’en partie, les résultats proposés par le modèle TBLE complet décrit plus haut pour ces types d’écoulements, mais pour un coût plus faible et une stabilité accrue.

### 5.4.1 Introduction aux modèles analytiques hors équilibre

Depuis quelques décennies, plusieurs alternatives aux modèles analytiques classiques ont émergé à travers l'ensemble de la littérature concernée. Une partie de ces modèles de paroi analytique hors équilibre se proposent notamment de prendre en compte les effets de gradients de pression adverses et/ou favorables, afin d'étendre un domaine de validité classiquement borné aux écoulements ZPG. En plus de cette extension aux écoulements APG et FPG, on recense également différentes corrections additives pour la courbure et la prise en compte des effets de rugosité de surface, qui ne seront cependant pas discutées dans la suite. Notons enfin que toutes ces approches tendent à gagner en popularité auprès des solveurs CFD à visées industrielles, à l'image des choix opérés par ProLB [11] et PowerFLOW [10] pour leur modélisation de la physique proche paroi, attestant par là de la maturité de ces modèles.

Dans la suite de cette section, nous considérerons tout particulièrement les travaux d' Afzal [14] qui, comme d'autres auteurs avant lui [147, 61], a étudié la question complexe de la mise en équation du comportement du profil de vitesse au sein de la couche limite turbulente, lorsque celle-ci est soumise à des effets de gradients de pression extérieurs. En particulier, Afzal a proposé un modèle de paroi composite, valable à la fois pour les écoulements ZPG et APG, et rendant compte de l'ensemble de la région de recouvrement entre les zones interne et externe de la couche limite turbulente, lorsque celle-ci ne se confond plus avec la couche logarithmique. La loi de paroi éponyme finalement déduite de ces recherches, que l'on retrouve également sous les appellations *composite wall law* [14], *square-root law* [81] ou encore *extended log law* [134] dans la littérature, permet ainsi d'étendre le domaine de validité de la loi log classique par la simple prise en compte d'un paramètre adimensionné *ad hoc*, dépendant à la fois du gradient de pression et de la vitesse de frottement :

$$\pi^+ = \left( \frac{\nu}{\rho u_\tau^3} \right) \partial_{\mathbf{t}} p, \quad (5.32)$$

où  $\mathbf{t}$  est le vecteur tangent unitaire et  $\partial_{\mathbf{t}} p$  est la dérivée directionnelle première de la pression suivant  $\mathbf{t}$ , telle que :

$$\begin{aligned} \partial_{\mathbf{t}} p &= \frac{\partial p}{\partial \mathbf{t}} = \mathbf{t}^T \cdot \nabla p \\ &= t_x \frac{\partial p}{\partial x} + t_y \frac{\partial p}{\partial y} + t_z \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Finalement, la formulation d’Afzal du point de vue de la zone interne de la couche limite turbulente, se lit :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) - \frac{2}{\kappa} \ln\left(\frac{\sqrt{1 + \pi^+ y^+} + 1}{2}\right) + \frac{2}{\kappa} \left(\sqrt{1 + \pi^+ y^+} - 1\right) + B \quad (5.34)$$

Avant de poursuivre, précisons ici que l’ensemble des lois dérivées de l’expression précédente ne permettent pas de prendre en compte d’éventuels effets de gradients de pression favorables et donc de correctement représenter les écoulements FPG. En pratique, cela implique que le paramètre  $\pi^+$  est toujours considéré positif ( $\partial_t p > 0$ ) ou nul ( $\partial_t p \leq 0$ ). Ainsi, en présence d’un écoulement ZPG ou FPG, l’équation 5.34 dégénère finalement vers la loi logarithmique classique, rappelée en équation 5.2.

Depuis les développements originaux d’Afzal, différentes versions de ces modèles ont été proposées et testées à travers la littérature. Mentionnons par exemple les travaux de Knopp *et al.* qui, à travers deux publications récentes [81, 83], ont proposé une nouvelle modélisation du profil de vitesse au sein de la région de recouvrement pour les écoulements APG. Ainsi, selon les auteurs, la région logarithmique ne disparaît pas complètement sous l’effet de gradients de pression adverses. À l’inverse, pour des nombres de Reynolds suffisamment importants, ceux-ci démontrent à travers différentes études DNS que son épaisseur diminue au profit d’une autre région contiguë, au sein de laquelle le comportement asymptotique du profil de vitesse est cette fois décrit par la loi d’Afzal (*square-root-law region* ou *sqrt-law region*). Rejoignant les conclusions de Skote et Henningson [134], ils précisent également que les constantes des équations 5.2 et 5.34 doivent être modifiées en fonction du paramètre  $\pi^+$ , avec notamment une augmentation de la pente de la loi logarithmique classique. Finalement, pour leur modélisation proche paroi, Knopp *et al.* préconisent une combinaison de ces deux lois, en fonction de valeurs seuils pour  $y^+$ .

Pour leur part, Skote et Henningson [134] se sont intéressés à une nouvelle formulation de la loi d’Afzal au voisinage d’un point de décollement, au niveau duquel la vitesse de frottement n’est plus une vitesse d’adimensionnement adéquate. Pour ce faire, ils considèrent un adimensionnement basé sur la solution de pression, suivant la définition de Mellor [100] :

$$u_p = \sqrt[3]{\frac{\nu}{\rho} \partial_t p}. \quad (5.35)$$

Dans leur étude, les auteurs ont ainsi fait le choix de considérer deux formulations distinctes pour leur modèle de paroi étendu, une première pour les écoulements ZPG ou faiblement APG, basée sur  $u_\tau$  lorsque  $u_p/u_\tau \rightarrow 0$ , et une seconde pour les écoulements for-

tement APG, basée sur  $u_p$  lorsque  $u_\tau/u_p \rightarrow 0$ . Si ces deux formulations sont parfaitement équivalentes, aucune n'est suffisamment générale pour supplanter l'autre.

Afin de contourner les limites intrinsèques à ces deux choix de vitesse d'adimensionnement, d'autres auteurs ont finalement proposé de combiner les deux afin de travailler sur des modèles de paroi valables pour les deux cas critiques décrits ci-dessus. Le tableau 5.1 suivant propose de rassembler quelques-unes de ces vitesses d'adimensionnement, parmi les plus connues.

**TABLE 5.1**

Exemples de vitesses d'adimensionnement pour différents modèles de paroi analytiques. Tableau adapté de [158].

$u_*$	Définition	ZPG/APG/FPG	Référence
$u_\tau$	$\sqrt{\tau_w/\rho}$	ZPG	von Kármán [85]
$u_p$	$\sqrt[3]{\frac{\nu}{\rho} \partial_t p}$	APG	Mellor [100]
$u_c$	$u_\tau + u_p$	APG/FPG	Shih <i>et al.</i> [132]
$u_{\tau p}$	$\sqrt{u_\tau^2 + u_p^2}$	APG/FPG	Manhart <i>et al.</i> [101]

Il est important de noter que les modèles de paroi proposés par Manhart *et al.* [101] et Shih *et al.* [132], pour lesquels nous venons de rappeler les différentes vitesses d'adimensionnement composites, proposent pour leur part une modélisation des écoulements FPG, par simple opposition de signe pour leur correction en gradient de pression, ce sur quoi nous reviendrons dans la section dédiée à l'extension du modèle de Musker.

Par ailleurs, si les différents modèles discutés dans cette section permettent de correctement représenter un écoulement APG, voire FPG, dans sa région de recouvrement, Skote et Henningson rappellent néanmoins que ceux-ci échouent à modéliser l'ensemble des écoulements décollés. Pour pallier ce manque, les auteurs ont proposé de nouvelles formulations idoines pour le profil de vitesse, basées sur une définition modifiée de la vitesse de frottement, dans la mesure où la contrainte de cisaillement pariétale apparaît ici négativement.

À l'inverse, conscients des limitations des lois de paroi classiques, Wilhelm *et al.* [158] interrogent plus globalement l'applicabilité d'un modèle de paroi au sein de régions décollées. En l'absence d'écoulement attaché, les auteurs ont finalement proposé de remplacer localement leur modèle de paroi explicite et dérivé de la loi d'Afzal (*adverse pressure gradient power law* - APGPL), par une condition d'adhérence à la paroi, au cours du calcul et sans connaissance *a priori* de la localisation de ces régions, ce qui leur a notamment permis d'étudier avec succès le cas d'un écoulement turbulent autour d'une géométrie de

train d'atterrissage, dans un contexte de simulation VLES.

Afin de conclure cette introduction, rappelons que la prise en compte de l'écoulement externe à partir de la modélisation de la région de sillage est difficile et ne répond pas aux mêmes types de développements que ceux présentés jusqu'ici. En particulier, il n'existe pas aujourd'hui de formulations auto-similaires permettant de représenter le profil de vitesse dans cette région, ce dernier suivant alors une loi de vitesse déficitaire [48]. En outre, Skote et Henningson rappellent qu'une des principales difficultés liées à la modélisation de cette région tient à sa forte dépendance des états amont et aval de l'écoulement, ce que les auteurs nomment *historical effects*, là où l'écoulement interne peut être représenté par la seule connaissance de paramètres locaux.

### 5.4.2 Implémentation du modèle de Musker

Au chapitre 2, en plus des conditions aux limites de glissement (*slip*) et d'adhérence (*no-slip*), nous avons brièvement introduit la loi analytique de Musker, intégrée à notre méthode de frontières immergées pour la simulation d'écoulements à grands nombres de Reynolds. Il semble ici important de revenir plus en détail sur l'application de cette loi, avant de discuter de l'implémentation de la loi étendue d'Afzal et de son extension.

On commence par rappeler l'expression proposée par Musker [106] :

$$M(u_\tau) \left\{ \underbrace{u^+ = 5.424 \arctan \left[ \frac{2y^+ - 8.15}{16.7} \right]}_{f_1^M(u_\tau)} + \underbrace{\log \left[ \frac{(y^+ + 10.6)^{9.6}}{(y^{+2} - 8.15y^+ + 86)^2} \right]}_{f_2^M(u_\tau) = \log[g_1(u_\tau)/g_2(u_\tau)]} - 3.52 \right. \quad (5.36)$$

Notons tout d'abord que cette expression est implicite pour le calcul de la vitesse de frottement, contrairement à d'autres approches explicites rencontrées dans la littérature, à l'instar des lois en puissance (*power laws*) [157]. Pour notre part, la résolution de l'équation 5.36 s'effectue à l'aide d'une méthode de Newton (ou méthode de Newton-Raphson).

Cette approche itérative, répétée tout au long du calcul pour chaque point cible, est parfois dépréciée pour son coût intrinsèque, ainsi que pour l'erreur numérique commise, fortement dépendante du critère de convergence imposé en amont. Pour limiter son coût global, bien qu'au détriment d'une partie de sa précision, certains auteurs ont proposé d'effectuer une unique inversion de leur modèle, et de créer une fonction tabulée à partir des valeurs obtenues. C'est notamment l'approche retenue par Kalitzin *et al.* [75] pour l'inversion de la loi log classique. Cette dernière méthode de calcul ne sera cependant pas étudiée ici.

Pour résoudre l'équation 5.36, on commence donc par introduire la fonction  $f^M$  que

l'on souhaite annuler :

$$f^M(u_\tau) = M(u_\tau) - \frac{u_{B_1}}{u_\tau}, \quad (5.37)$$

ainsi que sa dérivée par rapport à  $u_\tau$  :

$$(f^M(u_\tau))' = (f_1^M(u_\tau))' + (f_2^M(u_\tau))' + \frac{u_{B_1}}{u_\tau^2}, \quad (5.38)$$

où  $u_{B_1}$  est la norme de la vitesse tangentielle obtenue au premier point image. On donne également le détail des calculs pour les dérivées de  $f_1^M$  et  $f_2^M$  :

$$\begin{aligned} (f_1^M(u_\tau))' &= 5.424 \times (y^+)' \times \frac{2}{16.7} \times \frac{1}{1 + \left(\frac{2y^+ - 8.15}{16.7}\right)^2} \\ &= \frac{10.848 y^+}{16.7 u_\tau \left(1 + \left(\frac{2y^+ - 8.15}{16.7}\right)^2\right)} \\ (f_2^M(u_\tau))' &= \left(\frac{g_1(u_\tau)}{g_2(u_\tau)}\right)' \times \frac{1}{\ln(10) \times \left(\frac{g_1(u_\tau)}{g_2(u_\tau)}\right)} \\ &= \frac{(g_1(u_\tau))' g_2(u_\tau) - g_1(u_\tau) (g_2(u_\tau))'}{(g_2(u_\tau))^2} \times \frac{1}{\ln(10) \times \left(\frac{g_1(u_\tau)}{g_2(u_\tau)}\right)} \\ &= \frac{(g_1(u_\tau))' - \left(\frac{g_1(u_\tau)}{g_2(u_\tau)}\right) \times (g_2(u_\tau))'}{\ln(10) \times g_1(u_\tau)} \\ &= (y^+)' \times \frac{9.6 \times (y^+ + 10.6)^{8.6} - 2 \times \left(\frac{(y^+ + 10.6)^{9.6}}{y^{+2} - 8.15y^+ + 86}\right) \times (2y^+ - 8.15)}{\ln(10) \times (y^+ + 10.6)^{9.6}} \\ &= \frac{y^+ \left(9.6 (y^+ + 10.6)^{8.6} - 2 (2y^+ - 8.15) \left(\frac{(y^+ + 10.6)^{9.6}}{y^{+2} - 8.15y^+ + 86}\right)\right)}{u_\tau \ln(10) (y^+ + 10.6)^{9.6}} \end{aligned}$$

Finalement, l'algorithme 5.3 décrit la méthode de Newton appliquée à l'équation 5.37 :

---

**Algorithme 5.3** – Méthode de Newton appliquée à l'équation 5.37.

---

```

 $u_\tau^0 \leftarrow \sqrt{(\mu \cdot u_{B_1}) / (\rho \cdot y_{B_1})}$ 
compute  $f^M(u_\tau^0)$ 
compute  $(f^M(u_\tau^0))'$ 
 $t \leftarrow 0$ 
while  $(f^M(u_\tau^t) > 1 \cdot 10^{-7}$  and  $f^M(u_\tau^t))' > 1 \cdot 10^{-12}$ ) and  $t < 50$  do
  compute  $f^M(u_\tau^t)$ 
  compute  $(f^M(u_\tau^t))'$ 
   $u_\tau^{t+1} \leftarrow u_\tau^t - (f^M(u_\tau^t) / (f^M(u_\tau^t))')$ 
   $t \leftarrow t + 1$ 
end while
if  $t \geq 50$  then
   $u_\tau \leftarrow u_\tau^0$  (Newton has not converged)
else
   $u_\tau \leftarrow u_\tau^t$  (Newton has converged)
end if

```

---

Un critère de convergence fortement restrictif est donc fixé à la fois sur la fonction  $f^M$  et sa dérivée, dans le but de limiter au maximum l'erreur induite par l'inversion du modèle de Musker. Il est également important de souligner que l'algorithme 5.3 nécessite en pratique bien moins de 50 itérations pour converger, une fois passé l'initialisation du calcul.

### 5.4.3 Implémentation du modèle d'Afzal

On s'intéresse désormais à l'implémentation du modèle d'Afzal [14] au sein de notre propre méthodologie de frontières immergées. On rappelle que ce modèle consiste à étendre la loi logarithmique classique (équation 5.2) pour la modélisation des écoulements turbulents à hauts nombres de Reynolds, lorsque ceux-ci sont soumis à un fort gradient de pression adverse. Pour ce faire, on prend ici en compte un second paramètre adimensionné  $\pi^+$  (équation 5.32), lié au gradient de pression et complémentaire à  $y^+$ .

Comme précédemment, on commence par rappeler l'expression de cette loi :

$$A(u_\tau) \begin{cases} \pi^+ \leq 0 : & u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + 5.2 \\ \pi^+ > 0 : & u^+ = \underbrace{\frac{1}{\kappa} \ln(y^+)}_{f_1^A(u_\tau)} - \underbrace{\frac{2}{\kappa} \ln\left(\frac{\sqrt{1 + \pi^+ y^+} + 1}{2}\right)}_{f_2^A(u_\tau)} + \underbrace{\frac{2}{\kappa} (\sqrt{1 + \pi^+ y^+} - 1)}_{f_3^A(u_\tau)} + 5.2 \end{cases} \quad (5.39)$$

où le paramètre  $B$  présent en équation 5.34 est ici fixé à 5.2. On ne s'intéressera pas ici à son éventuelle évolution en fonction de la valeur relevée pour  $\pi^+$ .



On observe donc une dichotomie de cas en fonction du signe de  $\pi^+$ . En effet, dans la mesure où ce modèle ne permet pas de représenter les écoulements soumis à un gradient de pression favorable, celui-ci dégénère en une loi logarithmique classique lorsque ce paramètre devient négatif ou nul. Dans le cas contraire, on note  $f_2^A$  et  $f_3^A$ , deux fonctions présentant une dépendance en gradient de pression et visant à corriger le comportement de la solution de vitesse au sein de la région de recouvrement.

Le calcul du paramètre  $\pi^+$  implique la connaissance explicite de la solution de gradient de pression en chaque point cible. Pour ce faire, on applique de nouveau la méthodologie mise en place en section 5.3.3 pour la résolution du modèle TBLE complet, en se limitant ici au transfert des informations de gradients de pression. Le paramètre  $\pi^+$  est ainsi supposé constant dans la direction normale à la paroi et est reconstruit à partir de la solution interpolée aux seconds points images.

Finalement, l'approche retenue pour la résolution de l'équation 5.39 est similaire à celle détaillée en section précédente, et consiste donc à appliquer un algorithme de Newton sur la fonction suivante :

$$f^A(u_\tau) = A(u_\tau) - \frac{u_{B1}}{u_\tau}. \quad (5.40)$$

Comme en section précédente, on détaille également les calculs concernant les dérivées de  $f_1^A$ ,  $f_2^A$  et  $f_3^A$  :

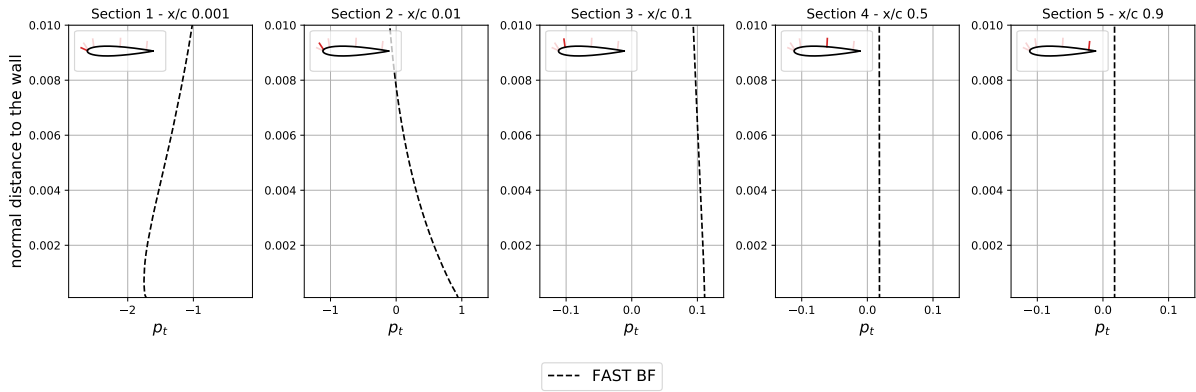
$$\begin{aligned} (f_1^A(u_\tau))' &= \frac{1}{\kappa} \times \frac{(y^+)'}{y^+} \\ &= \frac{1}{\kappa u_\tau} \\ (f_2^A(u_\tau))' &= \frac{2}{\kappa} \times (\pi^+ y^+)' \times \frac{1}{2} \times \frac{1}{2\sqrt{1 + \pi^+ y^+}} \times \frac{2}{\sqrt{1 + \pi^+ y^+} + 1} \\ &= \frac{1}{\kappa} \times \left(-\frac{2 \pi^+ y^+}{u_\tau}\right) \times \frac{1}{\sqrt{1 + \pi^+ y^+}(\sqrt{1 + \pi^+ y^+} + 1)} \\ &= -\frac{2 \pi^+ y^+}{\kappa u_\tau \sqrt{1 + \pi^+ y^+}(\sqrt{1 + \pi^+ y^+} + 1)} \\ (f_3^A(u_\tau))' &= \frac{2}{\kappa} \times (\pi^+ y^+)' \times \frac{1}{2\sqrt{1 + \pi^+ y^+}} \\ &= \frac{1}{\kappa} \times \left(-\frac{2 \pi^+ y^+}{u_\tau}\right) \times \frac{1}{\sqrt{1 + \pi^+ y^+}} \\ &= -\frac{2 \pi^+ y^+}{\kappa u_\tau \sqrt{1 + \pi^+ y^+}} \end{aligned}$$

#### 5.4.4 Limites

Dans cette section, nous nous proposons de présenter certaines limites inhérentes au modèle original d’Afzal, ayant motivé l’extension proposée en section suivante. Ainsi, au chapitre 3 de cette thèse, nous avons discuté de l’erreur commise par l’utilisation d’un modèle de paroi en dehors de son domaine de validité, en particulier lorsque le comportement réel du profil de vitesse au sein de la région de recouvrement dévie massivement de la loi logarithmique classique. Sur différents cas-tests académiques, nous avons démontré l’importance de l’adaptation du front de modélisation lorsque la couche limite turbulente apparaît insuffisamment développée, comme au bord d’attaque d’une géométrie profilée. Or, le modèle analytique détaillé en section précédente, bien qu’étendu par rapport à d’autres modèles à l’équilibre, n’adresse finalement pas ce problème crucial. L’application adéquate du modèle d’Afzal requiert en effet une couche limite suffisamment développée, ce qui, en pratique, ne permet pas de diminuer l’exigence imposée sur le maillage cartésien, dans la mesure où c’est au bord d’attaque que cette exigence est la plus forte.

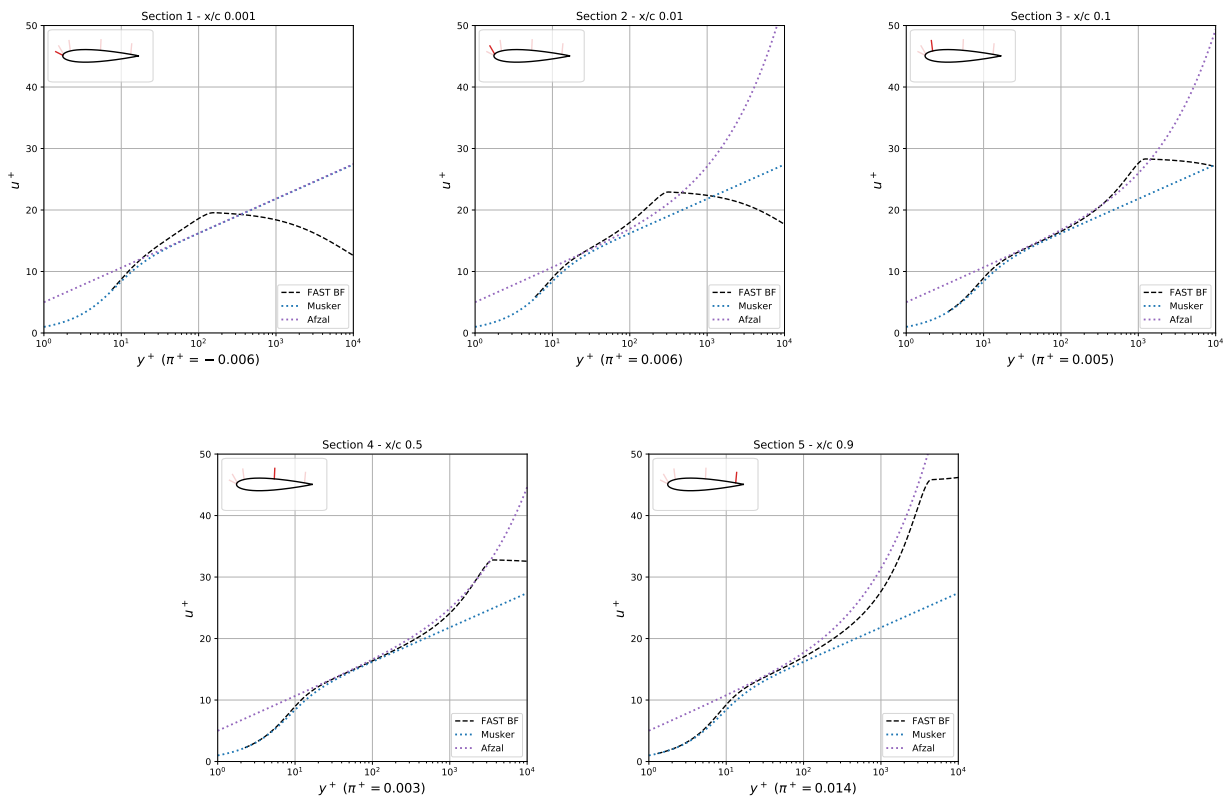
De plus, il a été plusieurs fois rappelé que ce modèle ne permet que la prise en compte des effets de gradients de pression adverses, alors même que nous avons été témoins, cette fois au chapitre 4, de la capture d’un important gradient de pression favorable au bord d’attaque pour l’ensemble des validations effectuées autour d’un profil NACA0012. La portée de ces effets FPG était notamment renforcée par la forte courbure locale de la géométrie. On peut donc supposer que la prise en compte de ces effets permettrait, au moins numériquement, de réduire l’erreur induite par l’application de notre modèle de paroi analytique en dehors de son domaine de validité.

D’autre part, rappelons que l’étude effectuée au chapitre 4 a également permis, pour certains types d’application, de remettre localement en question l’évolution constante de la pression dans la direction normale à la paroi. Dans le contexte présent, cela implique que la méthodologie décrite plus haut et consistant à fixer les gradients reconstruits aux points images à travers l’ensemble de la couche limite turbulente, peut potentiellement compromettre la bonne estimation du paramètre  $\pi^+$ . La figure 5.6 illustre cette problématique en traçant l’évolution du gradient de pression tangentiel, pris à différentes sections d’un profil NACA0012, pour une incidence de 10 degrés. Vers 1% de la longueur totale de corde, on peut effectivement distinguer une inversion de signe pour le gradient de pression, avec une forte variation de sa valeur dans la direction normale à la paroi. Par conséquent, en choisissant de reconstruire cette solution loin de la paroi, ce que nous nous proposons de faire à travers notre nouvelle méthodologie de frontières immergées, il est possible de fortement sous-estimer la valeur locale de  $\pi^+$ , compromettant ainsi la reconstruction du profil de vitesse au sein de la région de recouvrement. Ce n’est finalement qu’à partir de 10% de la longueur totale de corde que ces variations s’atténuent.



**FIGURE 5.6** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de gradients de pression tangentiels obtenus par approche *body-fitted*.

Enfin, nous avons pu observer que la formulation originale pour le modèle d’Afzal pouvait conduire à une correction trop importante de la loi logarithmique classique, du fait des valeurs imposées pour les différents paramètres ( $\kappa$ ,  $B$ ). Pour notre part et contrairement à d’autres auteurs ayant proposé une variation de ceux-ci en fonction de  $\pi^+$ , à l’image de Knopp *et al.* [81, 83], nous avons choisi de considérer ces paramètres constants. La figure 5.7 étudie l’impact de ce choix formulé en amont.



**FIGURE 5.7** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche *body-fitted*. Comparaison avec les modèles analytiques de Musker et d’Afzal.

Sur cette figure, on s'intéresse de nouveau au cas d'un écoulement turbulent en régime subsonique autour d'un profil NACA0012, à 10 degrés d'incidence. Notons que le paramètre  $\pi^+$  est obtenu à partir des gradients de pression calculés à une distance  $d = 8 \cdot 10^{-4}$  de la paroi, ce qui correspond peu ou prou à la distance à laquelle serait positionné le front des seconds points images, pour une hauteur de modélisation basée sur  $y_{target}^+ = 100$ , selon la nouvelle approche *F42* introduite au chapitre 3.

Les profils pris en sections 1 et 2 réaffirment tout d'abord la problématique liée à l'application des lois de parois analytiques de Musker et d'Afzal au voisinage du bord d'attaque, discutée plus haut. À l'inverse, on peut raisonnablement considérer que les sections 3, 4 et 5 proposent des couches limites turbulentes mieux établies, permettant de discuter de l'application du modèle analytique d'Afzal dans un cadre plus optimal. Ainsi, lorsque le paramètre  $\pi^+$  se limite à des valeurs faibles (sections 3 et 4), la formulation choisie pour l'équation 5.39 semble approcher avec succès le comportement réel du profil de vitesse, en comparaison avec le modèle de Musker et dans un cas d'écoulement absolument APG. Néanmoins, pour la section la plus en aval, prise à 90% de la longueur totale de corde, il apparaît que la forte valeur mesurée pour  $\pi^+$ , plus de quatre fois supérieure à celle obtenue en section 4, provoque finalement une déviation trop violente du profil de vitesse, dès  $y^+ = 30$ .

Cette dernière observation semble ainsi rejoindre les conclusions de différents auteurs cités plus haut, quant à la nécessité d'adapter la pente de la loi logarithmique. On peut également supposer que la composante linéaire de la correction en gradient de pression, la fonction  $f_3^A$ , soit ici active trop en amont. Une possibilité serait alors de suivre l'une des recommandations de Knopp et de ses co-auteurs, et de considérer une région de recouvrement en deux parties, avec deux comportements asymptotiques au lieu d'un seul, afin de mieux rendre compte de la réalité du profil de vitesse adimensionnée pour les faibles valeurs de  $y^+$ . Une autre réponse, quoique fortement empirique, consisterait plus simplement à piloter l'amplitude de la correction relative au gradient de pression adverse, en modifiant les fonctions  $f_2^A$  et  $f_3^A$  à l'aide d'un facteur multiplicateur compris entre 0 et 1.5. Cette approche est celle retenue par le logiciel ProLB [11].

Afin de conclure cette section, il semble important de mentionner la correction du profil de viscosité turbulente proposée par Afzal [14]. Cette correction complémentaire vise à augmenter la pente de la reconstruction linéaire rappelée en équation 5.4, à partir du paramètre  $\pi^+$ . Pour notre part, il nous est apparu que la prise en compte de cette modification tendait au contraire à perturber la solution de viscosité turbulente, en particulier dans les régions où le modèle d'Afzal ne s'appliquait pas de façon optimale, conduisant à une surestimation de l'épaisseur finale de la couche limite turbulente. En outre, on a vu au chapitre 3 que la reconstruction actuelle de la viscosité turbulente était d'abord et avant tout mise en défaut au bord d'attaque, soit en l'absence d'un gradient de pression adverse extérieur. Pour ces différentes raisons, nous avons fait le choix de conserver l'hypothèse

initiale de longueur de mélange au sein de notre méthodologie de modélisation, sachant de plus que la vitesse de frottement est elle-même déjà porteuse de la modification de la solution proche paroi liée au gradient de pression.

### 5.4.5 Extension

Pour toutes les raisons invoquées en section 5.4.4, une extension intéressante du modèle d’Afzal consisterait donc à prendre en compte de façon plus progressive la correction liée au gradient de pression, à travers une expression unifiée, proche de celle proposée en équation 5.39. C’est ce que nous chercherons à proposer dans cette section.

En figure 5.7, nous avons tout d’abord pu rendre compte de la problématique liée à la représentation de la sous-couche visqueuse et donc de la zone interne de la couche limite turbulente dans son intégralité, par le modèle d’Afzal. Or, si notre nouvelle méthodologie IBM consiste effectivement à placer l’ensemble des points cibles et images au sein de la zone logarithmique, les chapitres précédents ont démontré que les valeurs réelles de  $y^+$  obtenues sur l’extrados des différents profils NACA0012 pouvaient localement et sous fortes incidences devenir très faibles, en particulier proche du bord de fuite (*Cf.* section 3.6.2.4). C’est pourquoi dans un premier temps, nous faisons le choix de remplacer la loi logarithmique présente en équation 5.39 par l’expression du modèle de Musker,  $M(u_\tau)$ , de l’équation 5.36 :

$$\#1 \begin{cases} \pi^+ \leq 0 : & u^+ = M(u_\tau) \\ \pi^+ > 0 : & u^+ = M(u_\tau) - \frac{2}{\kappa} \ln \left( \frac{\sqrt{1 + \pi^+ y^+} + 1}{2} \right) + \frac{2}{\kappa} \left( \sqrt{1 + \pi^+ y^+} - 1 \right) \end{cases} \quad (5.41)$$

En ce sens, on peut également noter l’approche retenue par Wilhelm *et al.* [158], consistant à prendre en compte une fonction d’amortissement devant l’expression complète du modèle d’Afzal, de manière à adapter son comportement au voisinage de la paroi.

Vient ensuite la question de l’amplitude de la correction liée au gradient de pression. Dans la section précédente, nous avons formulé l’hypothèse que la correction linéaire, incarnée par la fonction  $f_3^A$ , intervenait trop tôt au sein du profil de vitesse adimensionnée, ou bien trop fortement. Pour contourner ce problème, on se propose de supprimer cette composante et d’inverser le signe devant la fonction  $f_2^A$ , afin que la correction liée au gradient de pression soit uniquement portée par cette composante logarithmique. Le but est ici de prendre en compte les effets de gradients extérieurs de façon plus subtile pour les valeurs faibles et modérées de  $y^+$ , les valeurs plus fortes n’étant en pratique jamais atteintes, du fait de notre méthodologie IBM, mais surtout des cas d’applications et des nombres de Reynolds étudiés dans cette thèse.

On obtient alors la modification suivante :

$$\#2 \begin{cases} \pi^+ \leq 0 : & u^+ = M(u_\tau) \\ \pi^+ > 0 : & u^+ = M(u_\tau) + \frac{2}{\kappa} \ln \left( \frac{\sqrt{1 + \pi^+ y^+} + 1}{2} \right) \end{cases} \quad (5.42)$$

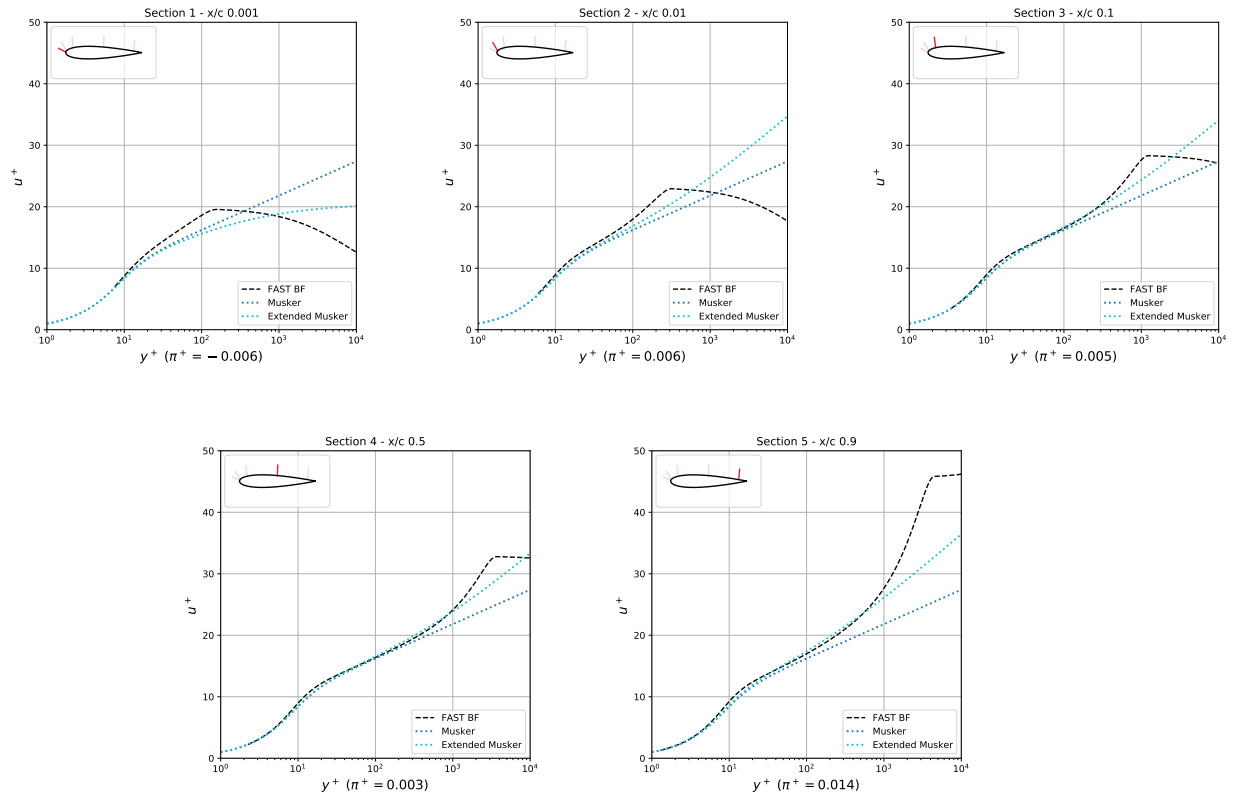
Cette formulation a notamment le mérite de ne pas nécessiter une modification des constantes en fonction du paramètre  $\pi^+$ , ni de faire intervenir de paramètre multiplicateur *ad-hoc* devant la correction du modèle de Musker.

Cette modification a notamment été inspirée par les travaux de Shih *et al.* [132], lesquels considèrent justement une évolution logarithmique pour la composante liée au paramètre de gradient de pression, au sein de leur *generalized wall function*. Dans l'expression par morceaux de leur modèle, on peut d'ailleurs remarquer que la prise en compte des effets de gradient de pression favorable s'effectue à partir d'une simple opposition de signe. Ce dernier point a finalement motivé l'extension de notre propre modèle analytique pour la prise en compte de l'ensemble des effets de pression extérieurs, à la fois APG et FPG. On obtient ainsi l'expression finale de notre modèle :

$$\#3 \left\{ u^+ = M(u_\tau) + \frac{\pi^+}{|\pi^+|} \frac{2}{\kappa} \ln \left( \frac{\sqrt{1 + |\pi^+| y^+} + 1}{2} \right) \right. \quad (5.43)$$

C'est cette dernière loi de paroi, décrite en équation 5.43, qui sera finalement comparée aux approches TBLE introduites plus tôt dans ce chapitre. Par souci de simplicité, on se référera dorénavant à cette extension des travaux conjoints de Musker et d'Afzal, par l'appellation "Musker étendue".

Comme en section précédente, on se propose en figure 5.8 de comparer le comportement réel du profil de vitesse adimensionné sur l'extrados d'un profil NACA0012 à 10 degrés d'incidence, cette fois par rapport au modèle analytique de Musker et son extension. Ainsi, pour les profils pris en sections 2, 3, 4 et 5, au niveau desquels un gradient de pression adverse est capturé ( $\pi^+ > 0$ ), on remarque que le modèle introduit dans cette section permet d'étendre avantageusement l'expression analytique de Musker, en proposant notamment un très bon accord avec la solution *body-fitted* de référence pour une gamme suffisamment importante de valeurs pour  $y^+$ . Par ailleurs, en comparant les figures 5.7 et 5.8 entre elles, il est possible d'observer une bonne correspondance entre le modèle hors équilibre d'Afzal et notre approche Musker étendue, en amont de la zone de recouvrement, ainsi qu'au début de celle-ci. Il apparaît donc que notre dernière approche limite avec succès la correction en gradient de pression apportée par l'expression originale d'Afzal lorsque cela est nécessaire, du moins pour ces valeurs modérées de  $\pi^+$ .



**FIGURE 5.8** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’incidence : profils de vitesse adimensionnée obtenus par approche *body-fitted*. Comparaison avec le modèle analytique de Musker et son extension.

Enfin, le profil pris en section 1, traversé cette fois par un gradient de pression favorable ( $\pi^+ < 0$ ), permet de justifier l’expression finale détaillée en équation 5.43, par rapport à la formulation purement APG présentée en équation 5.42. Proche du bord d’attaque, la couche limite turbulente apparaît ainsi particulièrement fine, tandis que la zone externe intervient très en amont et pour des valeurs de  $y^+$  très faibles. Si, de fait, la région de recouvrement n’est pas ici suffisamment développée pour permettre une application idoine de nos différents modèles analytiques, il semble que l’approche Musker étendue rattrape, en partie, la tendance suivie par l’écoulement réel, sans toutefois observer un aussi bon accord que pour les cas d’écoulements APG, en aval du profil. Une fois encore, on rappelle que le bord d’attaque incarne une région critique de l’écoulement pour l’ensemble des cas-tests pris en compte dans notre étude, et qu’il est donc primordial de limiter l’application du modèle de paroi à la portion proche paroi la plus ténue, sans pour autant générer quelque perturbation numérique que ce soit. À cet égard, aborder cette problématique par le prisme du positionnement des points à forcer dans un contexte de frontières immergées, à l’image des développements entrepris au chapitre 3, nous semble finalement plus pertinent.

On termine cette section concernant l’extension des modèles analytiques de Musker et d’Afzal, par la prise en compte d’un point de décollement ou de régions décollées. Comme rappelé en section 5.4.1, le choix d’utiliser la vitesse de frottement comme vitesse d’adimensionnement n’est plus valable dans certaines régions de l’écoulement pour lesquelles  $u_\tau$  tend vers 0. Nous avons nous-même pu être témoins de ce type de phénomène, en constatant l’apparition localisée de bruit numérique pour différentes simulations faisant intervenir un modèle de paroi analytique prenant en compte des effets de gradients de pression extérieurs, ce qui, dans certains cas, pouvait même conduire à une divergence globale du calcul. Afin de ne pas créer une dichotomie de cas, c’est-à-dire en remplaçant localement  $u_\tau$  par sa contrepartie en pression  $u_p$ , à l’instar de Skote et Henningson [134], et sachant que le domaine de validité des différents modèles analytiques détaillés dans cette section ne s’étend de toute façon pas aux régions décollées, nous avons fait le choix plus simple d’imposer  $\pi^+ = 0$  à chaque fois que notre nouveau modèle de paroi ne parvient pas à s’appliquer, forçant ainsi ponctuellement le modèle décrit en équation 5.43 à dégénérer vers le modèle à l’équilibre de Musker. D’autres solutions, également discutées dans la section dédiée à l’introduction aux modèles analytiques hors équilibre, et consistant par exemple à remplacer notre modèle de paroi par une simple condition d’adhérence [158, 30], ne seront pas testées ici.

Dans la mesure où il est très difficile de repérer *a priori* les différentes régions autour de la géométrie pour lesquelles il existe un risque non négligeable d’observer certaines instabilités numériques, on se propose plutôt d’effectuer l’étape de transition entre la loi de Musker et son extension de façon automatique, au cours du calcul. En pratique, cela implique de doubler le nombre d’applications de la méthode de Newton-Raphson décrite en algorithme 5.3, pour chaque point cible. Si le nombre d’itérations maximales  $n_{Extended\ Musker}^{Newton}$  est dépassé pour l’application du modèle étendu, la vitesse de frottement est finalement reconstruite à partir de l’application du modèle de Musker.

Cette étape supplémentaire est décrite par l’algorithme 5.4.

---

**Algorithme 5.4** – Étape supplémentaire visant à accroître la robustesse de l’approche Musker étendue, décrit en équation 5.43.

---

```

for each target point do
  Perform Newton–Raphson method on equation 5.36 and get  $u_{\tau, Musker}$ 
  Perform Newton–Raphson method on equation 5.43 and get  $u_{\tau, Extended\ Musker}$ 
  if  $n_{Extended\ Musker}^{Newton} \geq n_{max}$  then
     $\pi^+ \leftarrow 0$ 
     $u_\tau \leftarrow u_{\tau, Musker}$ 
  else
     $u_\tau \leftarrow u_{\tau, Extended\ Musker}$ 
  end if
end for

```

---



## 5.5 Validations

En suivant de nouveau la méthodologie de validation introduite en section 3.6 du chapitre 3, réemployée en section 4.4 du chapitre 4, cette nouvelle section vise à comparer différents modèles de paroi, afin de discuter des forces et des faiblesses de chaque approche. Nous mettrons en particulier l'accent sur l'apport de la prise en compte des effets de gradients de pression extérieurs pour la modélisation de la physique proche paroi. Comme au chapitre 4, nous restreindrons la présente étude à l'approche IBM *F42* et, sauf mention explicitement contraire, considérerons une reconstruction de la pression pariétale à l'ordre 1.

Pour chaque cas-test de validation, nous considérerons essentiellement un maillage cartésien fin, permettant d'imposer  $y^+ = 100$  au niveau des premiers points calculés, afin de focaliser notre analyse au cas que l'on sait le plus favorable pour l'application de nos modèles de paroi dans un contexte de frontières immergées.

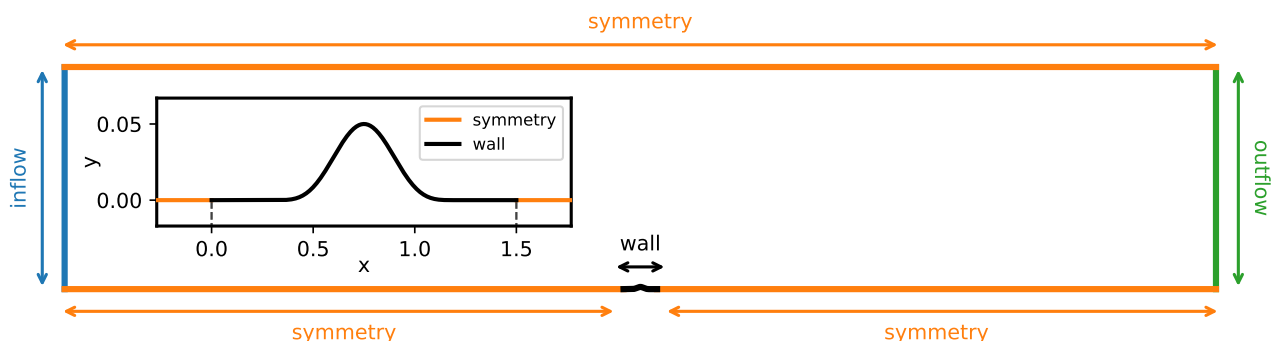
Enfin, l'ensemble des modèles de paroi hors équilibre, c'est-à-dire les approches TBLE complète (section 5.3.3) et Musker étendue (section 5.4.5), verront leurs paramètres en gradients de pression et/ou de vitesse appliqués uniquement après plusieurs itérations. L'idée étant de contourner l'initialisation de l'écoulement autour des différentes géométries étudiées qui, comme le rappelle Capizzano [37], présente le risque de perturber la capture des différents gradients, et donc la solution proche paroi.

### 5.5.1 Écoulement turbulent autour d'une bosse en canal

**TABLE 5.2**

Bosse en canal : informations sur les paramètres de simulation.

Re	Ma	AoA	TM	WM	Schéma spatial
$3 \cdot 10^6$	0.2	$0^\circ$	SA	Musker/Extended Musker/TBLE	AUSM+(P) réduit



**FIGURE 5.9** – Bosse en canal : conditions aux limites.

Le premier cas-test de validation étudié est celui d'un écoulement turbulent autour d'une bosse en canal, suivant la mise en donnée fournie par le site NASA TMR [8].

Les différents paramètres de cette simulation sont résumés dans la table 5.2. En particulier, on observe ici un nombre de Reynolds de 3 millions, nettement plus faible que pour les simulations précédentes et basé sur une longueur de référence de 1.

Le domaine de calcul est schématisé en figure 5.9. En plus du modèle de paroi appliqué au voisinage de la bosse (*wall*), on retrouve une condition d’injection en entrée (*inflow*), une condition de pression imposée sur la sortie (*outflow*), tandis que les parois du canal (*symmetry*) sont traitées avec une condition de glissement. Toutes ces conditions aux limites sont gérées dans un contexte de frontières immergées, suivant la méthodologie décrite au chapitre 2.

En plus du maillage structuré couche limite repris de [8], on considère de nouveau différents maillages cartésiens quadtree, du plus grossier au plus fin. La table 5.3 rassemble l’ensemble des informations relatives à ces différents maillages :

**TABLE 5.3**

Bosse en canal : informations sur les maillages utilisés.

-	IBM4	IBM5	IBM6	BF ( <i>body-fitted</i> )
Espacement minimal proche paroi $h_{min}$	0.0004	0.0002	0.0001	$5 \cdot 10^{-7}$
Nombre final de points (en millions)	1.8	2.9	4.4	0.9

De la même façon que pour la plaque plane étudiée au chapitre 3, la solution *body-fitted* de référence est ici obtenue avec le solveur CFL3D [4], tandis que l’ensemble des simulations IBM est conduit avec le solveur FastS. Différentes vues des maillages couche limite *body-fitted* et cartésien quadtree IBM6 à l’intérieur du canal sont finalement proposées en figures 5.10 et 5.11, avec un agrandissement au voisinage de la bosse elle-même.

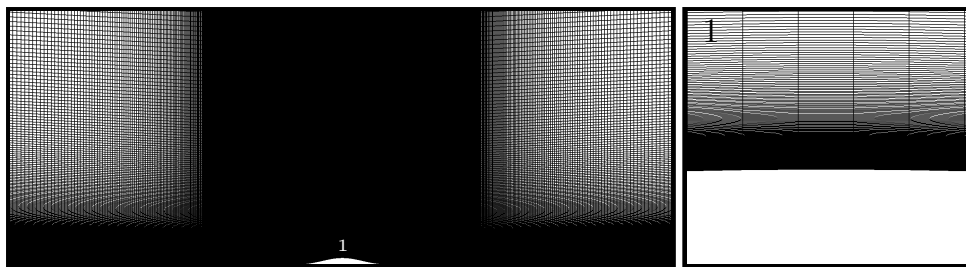


FIGURE 5.10 – Bosse en canal : vues du maillage *body-fitted* de référence.

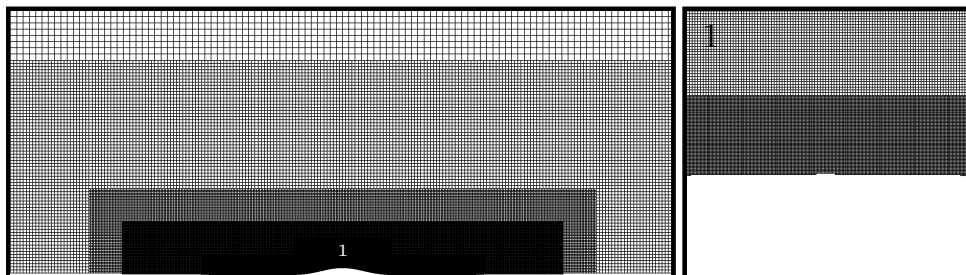
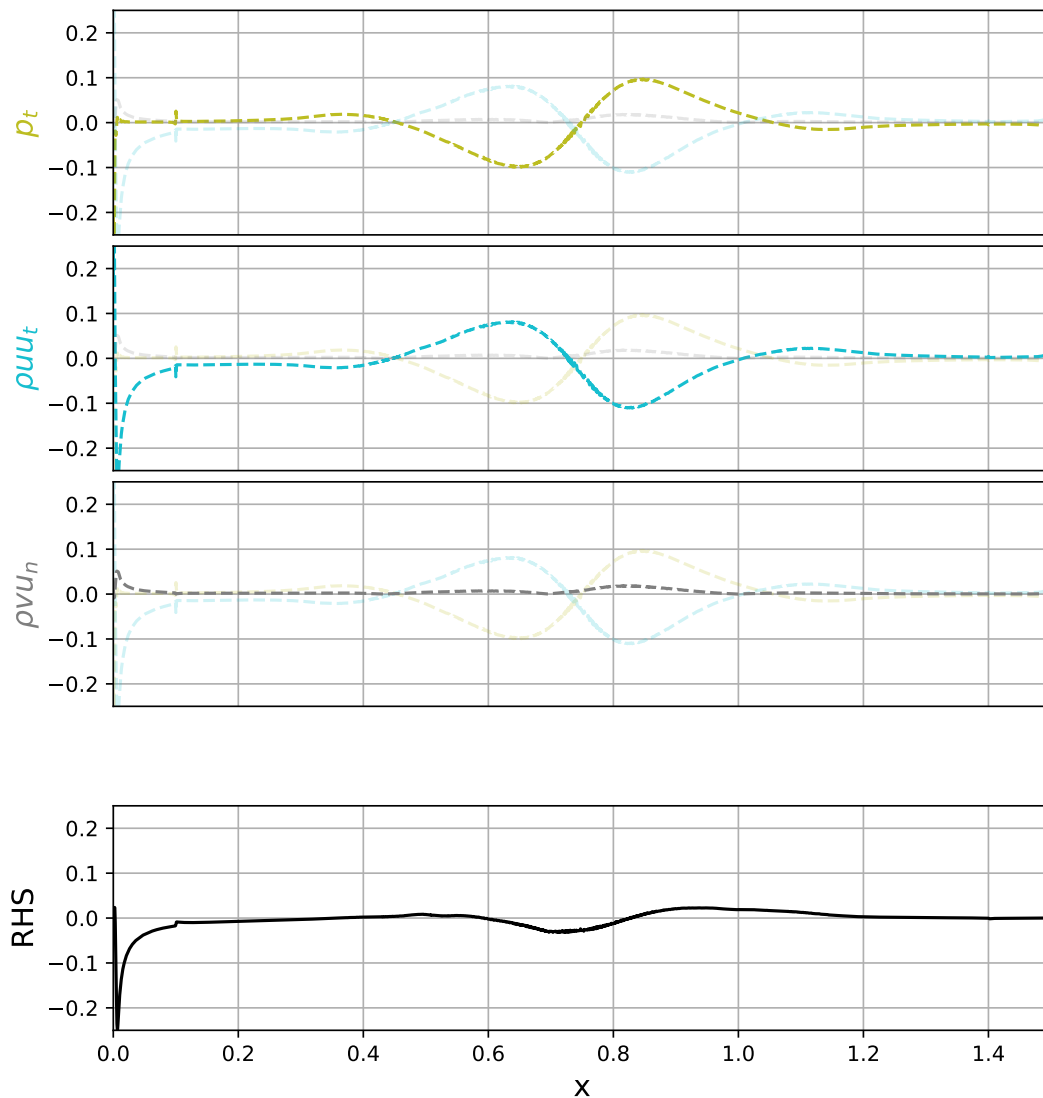


FIGURE 5.11 – Bosse en canal : vues du maillage cartésien quadtree IBM6.

Le cas de la bosse en canal fait partie, au même titre que la plaque plane, d'un ensemble de cas d'applications canoniques permettant la comparaison fine de différentes approches numériques entre elles. En particulier, ce cas est utile pour étudier sur une première géométrie simple la prise en compte de certains effets hors équilibre au sein de notre modélisation proche paroi, tandis que le cas plaque plane étudié au chapitre 3 ne proposait qu'un écoulement purement ZPG.

La figure 5.12 illustre cela, en présentant les distributions de gradients de pression extérieurs ( $p_t$ ) et de termes convectifs ( $\rho u u_t$  et  $\rho u u_n$ ) capturées le long de la bosse sur le maillage cartésien IBM6 et au niveau des seconds points images (distance  $d = 1.2 \cdot 10^{-3}$  de la paroi). On observe notamment la formation d'un gradient pression favorable en amont de la bosse, suivi d'un gradient de pression adverse plus en aval, une fois le sommet franchi.



**FIGURE 5.12** – Bosse en canal : évolution des effets de gradients de pression extérieurs et convectifs le long de la géométrie. Somme finale pour le terme source (*right hand side* - RHS) du modèle TBLE complet défini par l'équation 5.28.

On comprend donc ici l'importance de prendre en compte à la fois les effets FPG et APG, et pas seulement ceux relatifs aux derniers, comme on le voit parfois pour différentes approches analytiques présentées à travers la littérature. En outre, on remarque que les effets convectifs viennent ici fortement contrebalancer les effets de gradients de pression, provoquant une réduction importante de l'amplitude du terme source. Le fait d'omettre les effets convectifs dans la formulation TBLE complète conduit ainsi au risque de surestimer cette somme d'effets hors équilibre, et donc de provoquer certains effets indésirables, comme des oscillations parasites ou une mauvaise prédiction des coefficients intégraux.

Notons enfin que l'ensemble de ces distributions de gradients de pression et de vitesse nous apparaît de façon lisse et non bruitée, sans recours à aucun lissage spatial, confirmant une fois de plus l'apport de la méthodologie introduite au chapitre 4.

Dans la suite de cette section, nous étudierons l'impact du modèle de paroi sur la capture des coefficients pariétaux ( $C_p/C_f$ ), mais également sur le comportement de la solution fluide à travers la couche limite turbulente. Pour ce faire, nous considérerons deux lois analytiques (Musker et Musker étendue), ainsi que deux approches TBLE (à l'équilibre - EQUI et complète - FULL), en commençant par une comparaison purement qualitative, avec l'étude du champ de viscosité turbulente en figure 5.13.

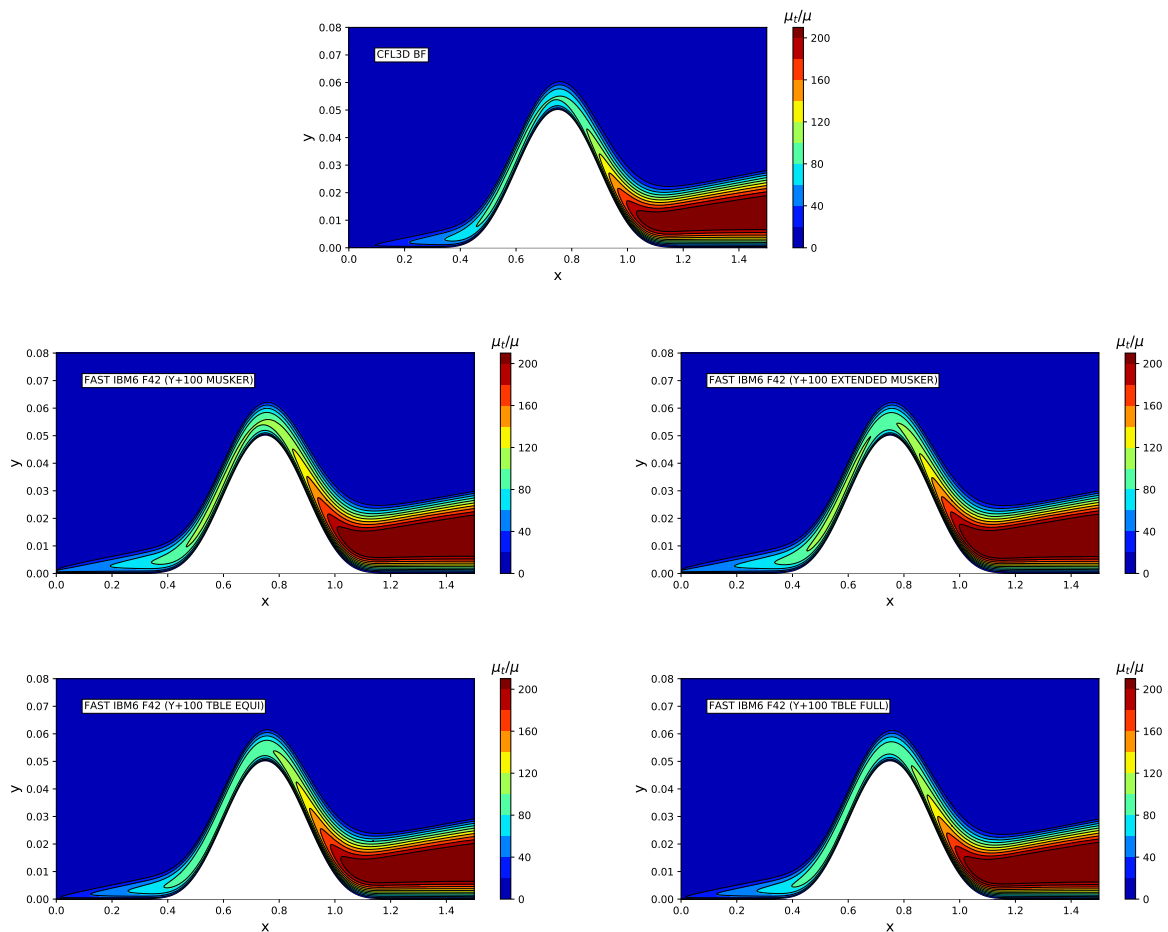


FIGURE 5.13 – Bosse en canal : champs de viscosité turbulente.

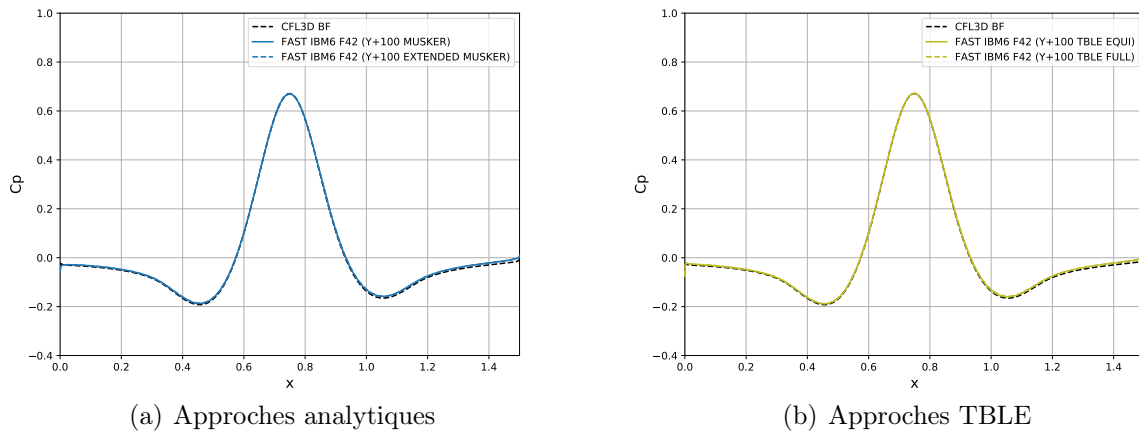
Si l'ensemble des résultats IBM se présente ici en très bon accord avec la solution *body-fitted* de référence, il est tout de même intéressant de noter les forces et faiblesses de chacune de ces approches. En se concentrant sur les deux modèles analytiques, on observe tout d'abord que la prise en compte des effets de gradients de pression permet de légèrement diminuer l'erreur commise sur l'épaisseur de la couche limite. Néanmoins, plus que la prise en compte de ces effets, c'est bien davantage le type de reconstruction choisie pour la viscosité turbulente qui prédomine pour ce cas, comme en attestent les résultats obtenus à partir d'une approche TBLE. En amont de la bosse, lorsque la couche limite est la plus fine et que la reconstruction linéaire est donc la plus susceptible d'être mise en défaut, ces deux solutions apparaissent ainsi en excellent accord avec la référence. Pour la partie aval, on note cependant l'apport de l'approche TBLE complète pour une meilleure prise en compte de la région de l'écoulement fortement APG.

Les figures 5.14 et 5.15 prolongent naturellement cette première étude par l'analyse quantitative de la capture des coefficients pariétaux. D'abord pour le coefficient de pression, les différentes solutions IBM convergent toutes avec succès vers une unique solution, elle-même en excellent accord avec la référence. De façon surprenante, l'approche retenue pour la reconstruction du profil de vitesse ou de viscosité turbulente n'a que peu d'impact sur la prédiction de la pression pariétale pour ce cas, ce qui rejoint les observations de Berger et Aftosmis [27].

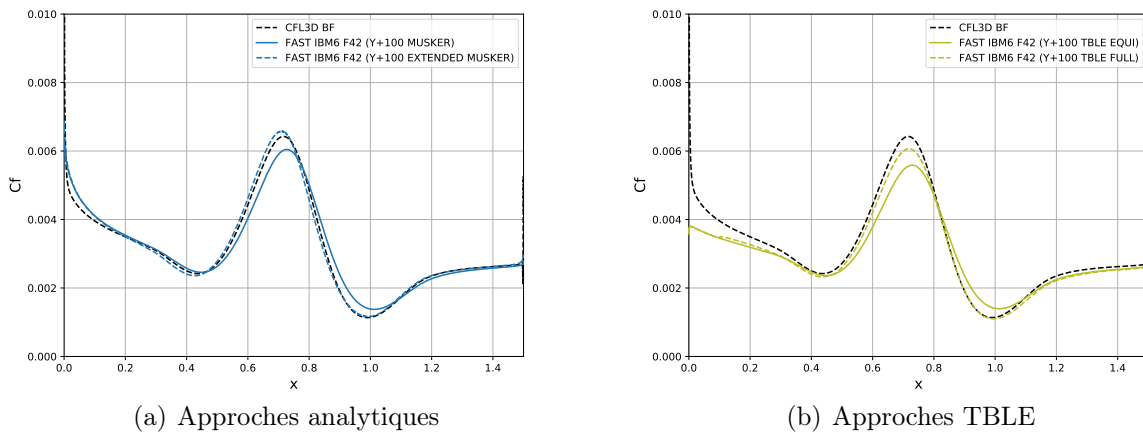
À l'inverse, le coefficient de frottement semble être fortement influencé par le choix initial du modèle de paroi. Les approches à l'équilibre éprouvent ainsi certaines difficultés à prédire les différents extrema présents autour de la bosse, à la fois en termes de position et de valeur, et dans des proportions similaires, ce qui permet de rappeler que le modèle analytique de Musker est justement issu des mêmes hypothèses simplificatrices ayant conduit à l'expression du modèle TBLE à l'équilibre. Ce n'est qu'une fois les modèles étendus pris en compte que nos solutions IBM apparaissent enfin en mesure d'approcher la solution fournie par CFL3D. Comme pour leurs contreparties à l'équilibre, ces approches hors équilibre conduisent d'ailleurs à des résultats très similaires, malgré des méthodologies tout à fait différentes.

Dans le cas de l'approche Musker étendue, il est important de noter l'absence de surestimation de la solution en présence d'un gradient de pression adverse, en particulier en aval de la bosse où celui-ci est le plus fort, ce qui appuie le bien-fondé des modifications apportées à l'expression originale d'Azfal. D'autre part, le positionnement du maximum de frottement est ici légèrement surestimé et décalé vers la gauche pour notre modèle analytique hors équilibre, tandis qu'il se trouve légèrement sous-estimé et décalé vers la droite pour le modèle TBLE complet. Une explication à cela pourrait simplement venir de l'hypothèse de gradient de pression constant dans la direction normale à la paroi qui, comme on l'a vu au chapitre 4 et dans les sections précédentes, n'est pas toujours valide, en particulier en présence d'une forte courbure locale.

Enfin, pour des questions de stabilité numérique liées au passage de la paroi du canal à la paroi de la bosse, la prise en compte des effets de gradients de pression et de vitesse dans l'expression du modèle TBLE complet ne s'effectue réellement qu'entre  $x > 0.1$  et  $x < 1.4$ , ce qui permet notamment d'expliquer le saut observé à  $x = 0.1$  sur la figure 5.15-(b). En effet, à la manière d'un écoulement sur plaque plane, la vitesse de frottement tend vers l'infini au niveau du bord d'attaque, ce qui perturbe manifestement la résolution de nos modèles TBLE. Au contraire, ce type de problème n'a pas été rencontré avec nos différentes approches analytiques.

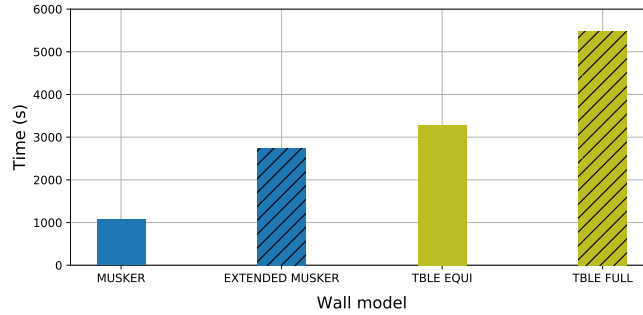


**FIGURE 5.14** – Bosse en canal : distributions de coefficients de pression.



**FIGURE 5.15** – Bosse en canal : distributions de coefficients de frottement.

En plus de la précision numérique que l'on peut espérer atteindre, la question du coût intrinsèque de chaque modèle est également une donnée importante à prendre en compte, en particulier si l'on souhaite étudier des applications tridimensionnelles réalistes dans un contexte IBM. En ce sens, la figure 5.16 propose donc de comparer les différents temps de calcul mesurés pour chaque modèle de paroi, après 30000 itérations de calcul.



**FIGURE 5.16** – Bosse en canal : évolution du temps de calcul en fonction du modèle de paroi, pour 30000 itérations.

On se place ici sur un seul nœud de calcul, en pur parallèle OpenMP sur 28 threads. Comme attendu, les approches analytiques apparaissent nettement moins coûteuses que les approches TBLE. On observe ainsi un facteur 3 entre l’application du modèle analytique de Musker et la résolution du modèle TBLE à l’équilibre, ce qui n’est absolument pas négligeable. De même, les différentes approches étendues présentent un surcoût par rapport à leurs contreparties à l’équilibre ce qui, là aussi, était un effet escompté. On relève cependant un facteur 2.5 entre les approches Musker et Musker étendue, contre seulement 1.6 entre les différentes approches TBLE. En effet, malgré trois calculs de gradients supplémentaires (pour les trois composantes de la vitesse) et autant d’échanges nécessaires pour le modèle TBLE complet, l’extension du modèle de Musker requiert une seconde application de l’algorithme de Newton, comme expliqué en section 5.4.5, ce qui représente là aussi un coût important.

Dans un autre registre, les figures 5.17 à 5.22 décrivent l’évolution de la solution de vitesse et de viscosité turbulente à travers la couche limite turbulente, pour deux sections, respectivement prises au sommet de la bosse et en aval de celle-ci. Pour l’ensemble des figures, nous avons représenté par des lignes, discontinues ou non, l’ensemble des informations fluides obtenues à partir du premier point image. Spécifiquement pour la figure 5.20, nous avons également ajouté sous forme de symboles la solution de vitesse directement issue du maillage *linelet*.

Concernant la solution de vitesse, l’ensemble des modèles de paroi proposent ici des résultats très similaires au niveau de la seconde section ( $x = 1.2$ ), toutes en excellent accord avec la solution *body-fitted* de référence. On remarque notamment que les résultats des deux approches TBLE semblent ici se confondre, jusqu’au voisinage proche de la paroi. Pour la première section ( $x = 0.75$ ), la solution TBLE complète se démarque davantage des autres modèles, en se superposant presque parfaitement à la référence. Dans cette région de l’écoulement, l’intérêt de la prise en compte de certains effets hors équilibre semble donc plus évident. Dans une moindre mesure, l’approche Musker étendue corrige également le comportement prédit par sa contrepartie à l’équilibre, bien que la différence en soit ici bien plus minime.

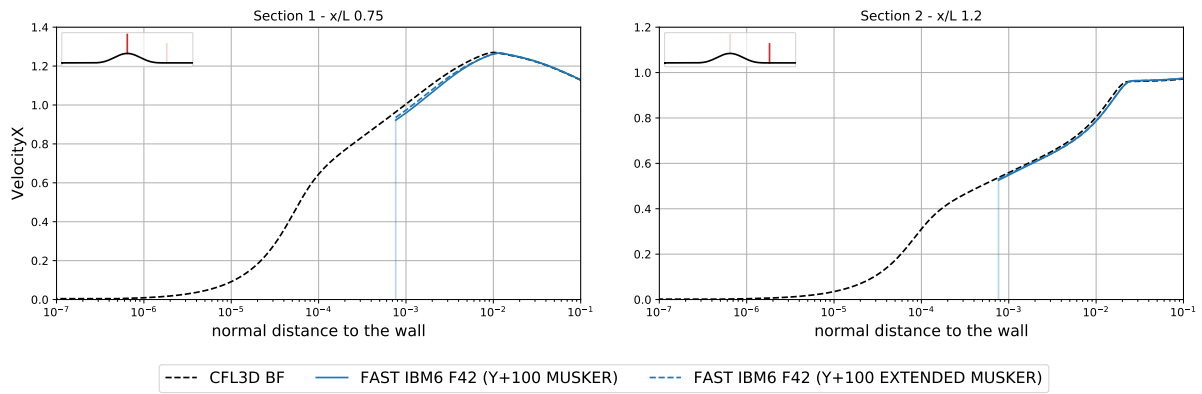


FIGURE 5.17 – Bosse en canal : profils de vitesse (échelle logarithmique) obtenus avec les approches analytiques.

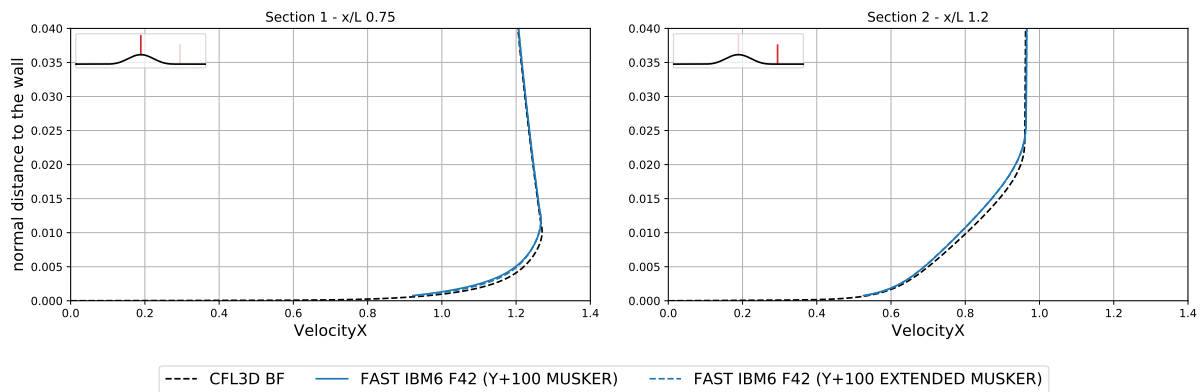


FIGURE 5.18 – Bosse en canal : profils de vitesse (échelle linéaire) obtenus avec les approches analytiques.

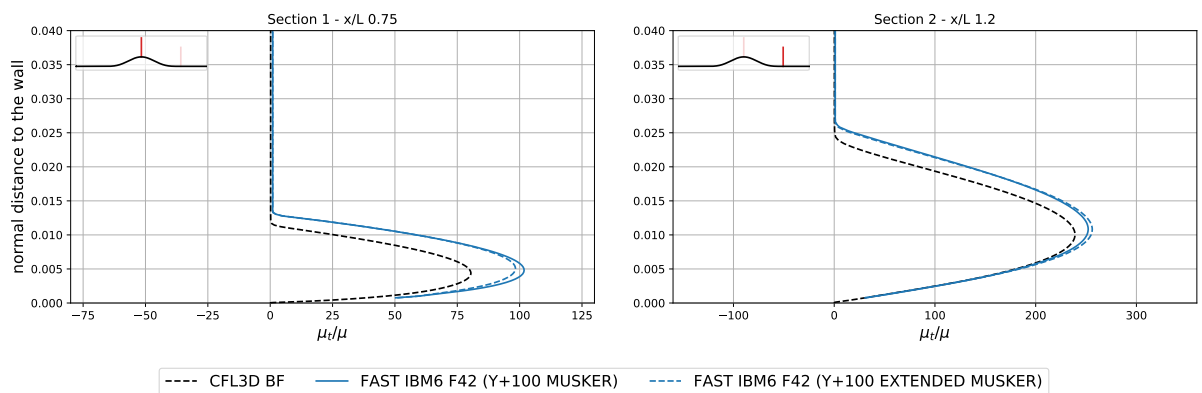


FIGURE 5.19 – Bosse en canal : profils de viscosité turbulente obtenus avec les approches analytiques.



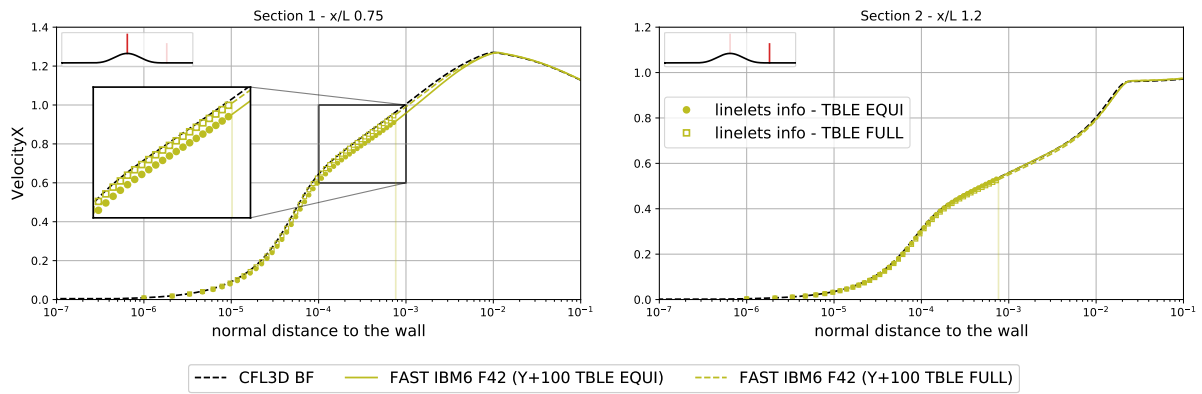


FIGURE 5.20 – Bosse en canal : profils de vitesse (échelle logarithmique) obtenus avec les approches TBLE.

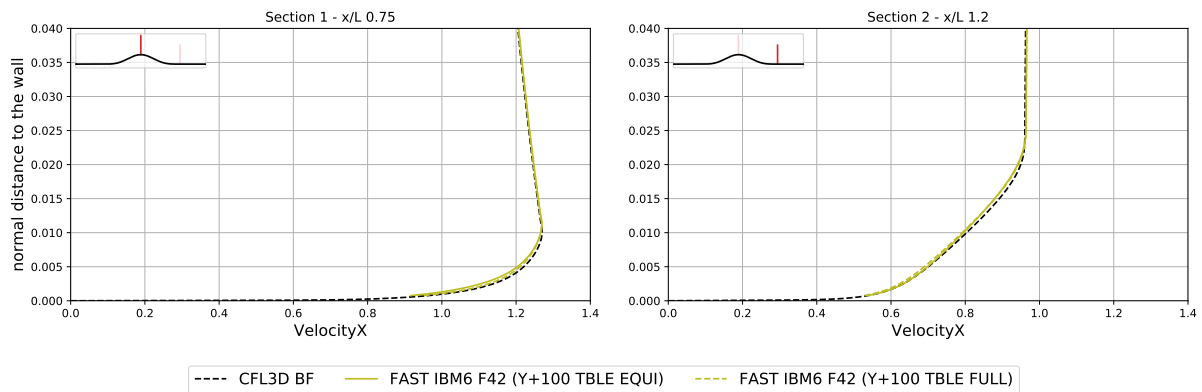


FIGURE 5.21 – Bosse en canal : profils de vitesse (échelle linéaire) obtenus avec les approches TBLE.

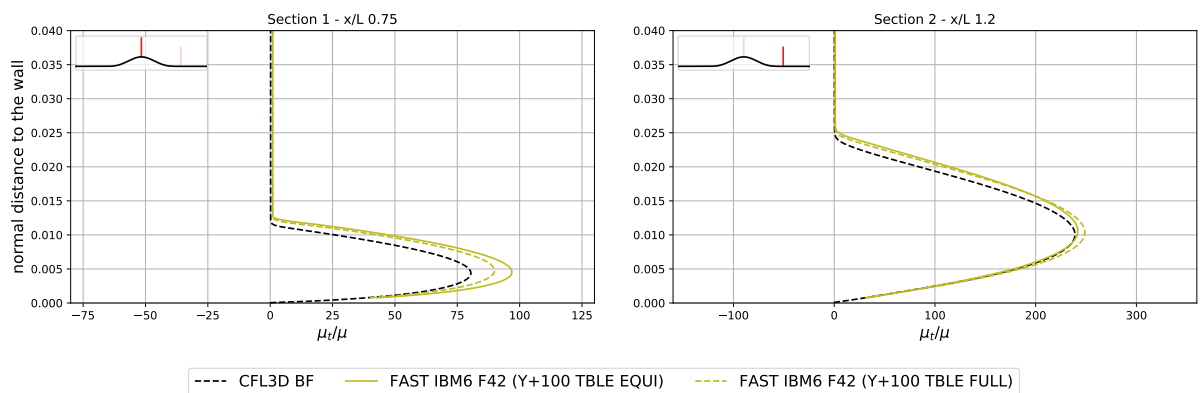
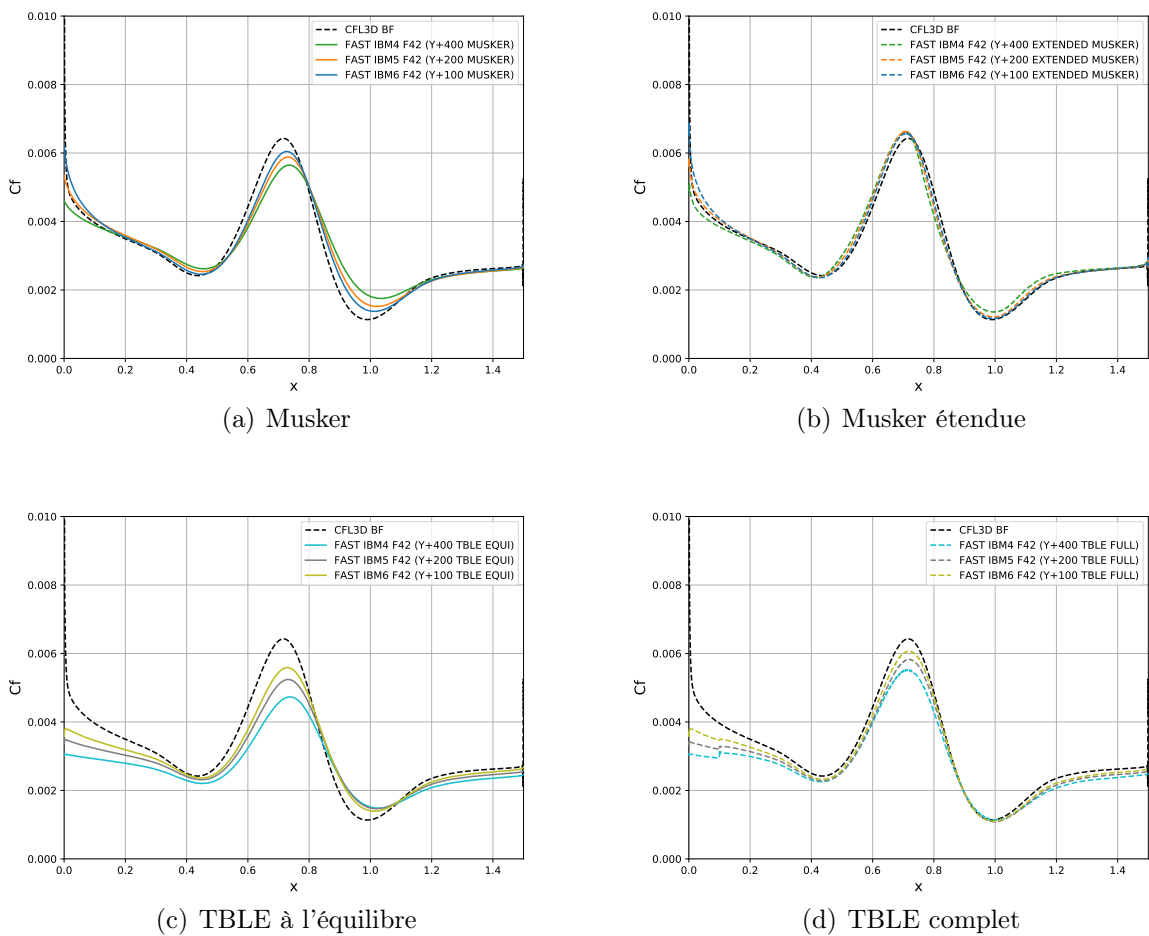


FIGURE 5.22 – Bosse en canal : profils de viscosité turbulente obtenus avec les approches TBLE.

Pour la solution de viscosité turbulente (figures 5.19 et 5.22), on retrouve finalement les différents comportements préalablement observés en figure 5.13. En particulier, si les approches hors équilibre apparaissent bien en mesure de réduire une partie de l'erreur causée par la surestimation de l'épaisseur de la couche limite, c'est cependant la reconstruction de cette information proche paroi à partir de la résolution d'une équation de transport dérivée du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras, en lieu et place de la prise en compte de l'hypothèse de longueur de mélange, qui conduit à une véritable amélioration de la solution. Malheureusement, c'est également l'utilisation de cette équation, couplée à l'équation aux dérivées partielles considérée pour la vitesse, qui, en pratique, tend justement à allonger le temps de calcul global de nos approches TBLE, et peut parfois empêcher la convergence du système.

Afin de conclure cette section dédiée à l'étude du cas de la bosse en canal, la figure 5.23 analyse l'impact des différents modèles de paroi, cette fois pour différents maillages cartésiens quadtree.



**FIGURE 5.23** – Bosse en canal : distributions de coefficients de frottement, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$  et pour différents modèles de paroi

Plus encore que pour les applications précédemment considérées, le cas présent apparaît très sensible aux moindres variations vis-à-vis de la distance à laquelle le modèle de paroi est appliqué. Ce phénomène est particulièrement visible sur les figures 5.23-(a) et 5.23-(c), lorsque l'on prend en compte un modèle à l'équilibre. Aux abords de la bosse, ainsi qu'au sommet de celle-ci, le modèle de Musker et l'approche TBLE à l'équilibre ne semblent pas en mesure de proposer une convergence en maillage pour la solution de frottement pariétal.

C'est finalement la prise en compte d'une modélisation plus fine qui permet ici de réduire les écarts observés entre nos différents maillages cartésiens, comme on peut le voir sur les figures 5.23-(b) et 5.23-(d). Pourtant, si le modèle TBLE améliore fortement la solution dans sa globalité, celui-ci ne corrige pas complètement l'effet de sous-frottement observé à  $x = 0.75$ , qui nous empêche de véritablement apprécier une convergence de l'ensemble des solutions vers la référence *body-fitted*. On peut émettre certaines suppositions pour expliquer cela, en s'intéressant par exemple à la définition de la fonction d'amortissement pour la prise en compte progressive des effets convectifs depuis le second point image, certainement moins bien posée à partir d'une certaine distance à la paroi. À l'inverse, notre formulation étendue de la loi de Musker démontre une fois de plus sa robustesse, en proposant de très faibles variations entre nos différentes solutions, tout autour de la géométrie immergée et ce, même loin de la paroi, dans le cas où  $y_{target}^+ = 400$ .

## 5.5.2 Écoulement turbulent subsonique autour d'un profil NACA0012

Dans la section précédente, nous n'avons que très peu discuté de la problématique liée à la modélisation de l'écoulement au bord d'attaque. Et pour cause, le cas de la bosse en canal permet d'étudier la prise en compte de certains effets hors équilibre au sein de la modélisation proche paroi, dans un cadre particulièrement idéal, pour lequel la couche limite turbulente apparaît suffisamment développée au voisinage de l'obstacle. Ce premier cas-test de validation nous a donc permis de valider certains développements récents, concernant l'extension de lois de paroi par la prise en compte des effets de gradients de pression extérieurs, sur une première géométrie simple.

Dans cette section, nous prenons en compte une complexité supplémentaire, en considérant cette fois l'étude d'un cas de profil NACA0012, soumis à une incidence de  $10^\circ$ . Dans la mesure où ce cas a déjà été traité plusieurs fois, nous ne reviendrons pas sur l'ensemble des tests déjà effectués au sein des chapitres 3 et 4, ni sur les différents paramètres de simulation. Ces résultats ont notamment permis de dégager certains critères optimaux concernant l'application de notre méthode de frontières immergées, pour le positionnement des points à forcer autour de cette géométrie profilée, ou bien vis-à-vis du choix de l'ordre de reconstruction pour la pression pariétale en post-traitement.

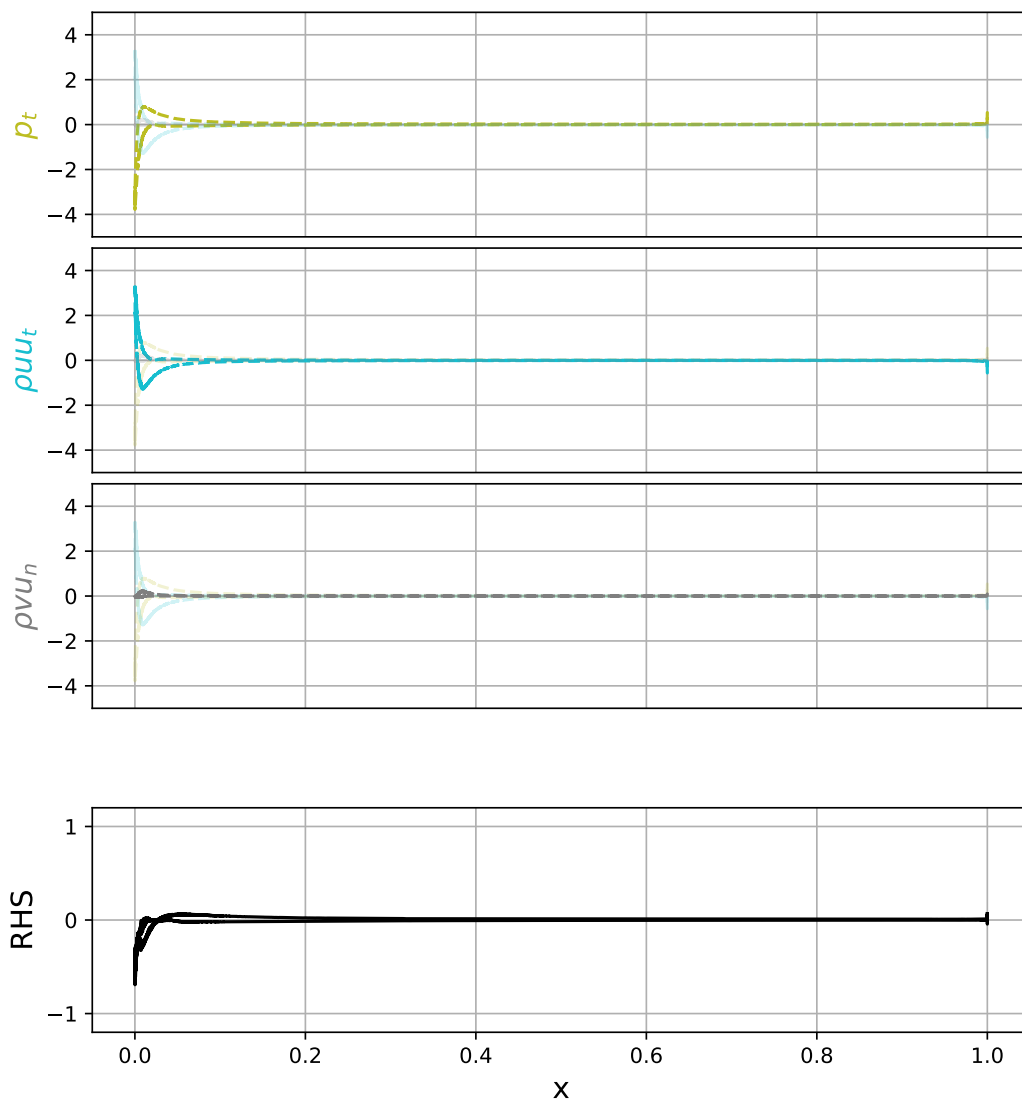
Comme pour le cas précédent, on commence par étudier en figure 5.24 les distributions de gradients de pression extérieurs et de termes convectifs capturées autour de la géométrie. Une première difficulté relative à ce cas concerne donc les ordres de grandeurs observés pour l'ensemble de ces contributions, près de 40 fois supérieurs à ceux obtenus lors de l'étude de la bosse en canal. En outre, la majorité de ces contributions hors équilibre interviennent au voisinage du bord d'attaque, dans une région où la couche limite est relativement fine, ce qui peut également compliquer l'application de nos nouvelles lois de paroi étendues, du fait d'un domaine de validité fortement réduit. Enfin, au niveau de l'extrados, on observe une variation brutale de la distribution de gradients de pression extérieurs, passant de favorable à adverse en l'espace de seulement 1% de longueur de corde, ce qui suppose l'utilisation d'un modèle suffisamment robuste afin de supporter ces changements brutaux sans risque de provoquer l'apparition d'oscillations parasites.

Nous pensons que cet ensemble de difficultés permet d'expliquer, au moins en partie, pourquoi nous ne sommes pas ici en mesure de fournir des résultats IBM faisant appel à l'approche TBLE complète introduite en section 5.3.3. En effet, malgré de nombreux efforts, les simulations utilisant ce modèle conduisent systématiquement à une divergence globale du calcul, rejoignant ainsi certaines réserves concernant sa stabilité et sa robustesse, plusieurs fois soulevées dans les sections précédentes. En particulier, rappelons que nous avons été contraints, lors de l'étude de la bosse en canal, de réduire la portion de l'écoulement prenant effectivement en compte les effets de gradients de pression et convectifs, déjà pour des raisons de stabilité numérique. Pour le cas présent, la majorité des instabilités numériques interviennent au niveau du point d'arrêt sur l'intrados de l'aile, et lors du changement de signe pour le gradient de pression extérieur sur l'extrados de l'aile, ce qui rend ici bien plus complexe l'activation ou la désactivation des termes hors équilibre pour des régions choisies *a priori*.

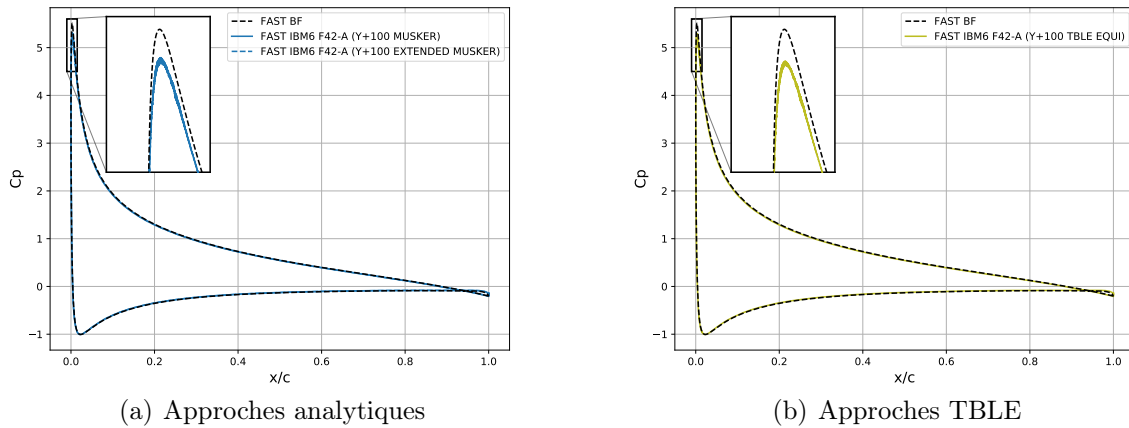
À l'inverse, notons que nous n'avons pas rencontré ce type de problème avec l'approche Musker étendue, introduite en section 5.4.5, ce qui confirme une fois de plus la robustesse accrue des lois de paroi analytiques par rapport aux approches TBLE. Dans la suite de cette section, nous comparerons donc uniquement le modèle de Musker et son extension, avec l'approche TBLE à l'équilibre.

On commence avec l'étude du coefficient de pression en figure 5.25. À l'instar du cas de la bosse en canal, la distribution de pression pariétale autour du profil ne semble pas particulièrement impactée par le choix du modèle de paroi. En effet, on remarque que les trois résultats IBM convergent tous peu ou prou vers la même solution, en excellent accord avec la solution *body-fitted* de référence, issue du même solveur FastS. Comme au chapitre 4, on observe cependant certains écarts au voisinage du bord d'attaque, particulièrement visibles sur les différents agrandissements et pouvant conduire à d'importantes erreurs sur les valeurs intégrées de portance et de traînée, dont les composantes en pression prédominent assez largement pour l'angle d'incidence choisi.

On soulève ici un point important, dans la mesure où, ni la prise en compte des effets de gradients de pression adverses ou favorables avec notre extension de la loi de Musker, ni même une meilleure reconstruction de la viscosité turbulente à l'aide de l'équation 5.6, ne semblent réellement en capacité de corriger le comportement de la pression au bord d'attaque. On pourrait imaginer que l'utilisation de l'approche TBLE complète, à condition de répondre aux différents problèmes de stabilités numériques énoncées plus tôt, proposerait une meilleure solution, mais ce serait sans compter les résultats et conclusions de Berger et Aftosmis sur ce même cas-test de validation [27]. Comme nous l'avons nous-même intuité, puis démontré dans les chapitres précédents, c'est l'applicabilité de l'ensemble du modèle de paroi qui est ici remis en question au voisinage du bord d'attaque.

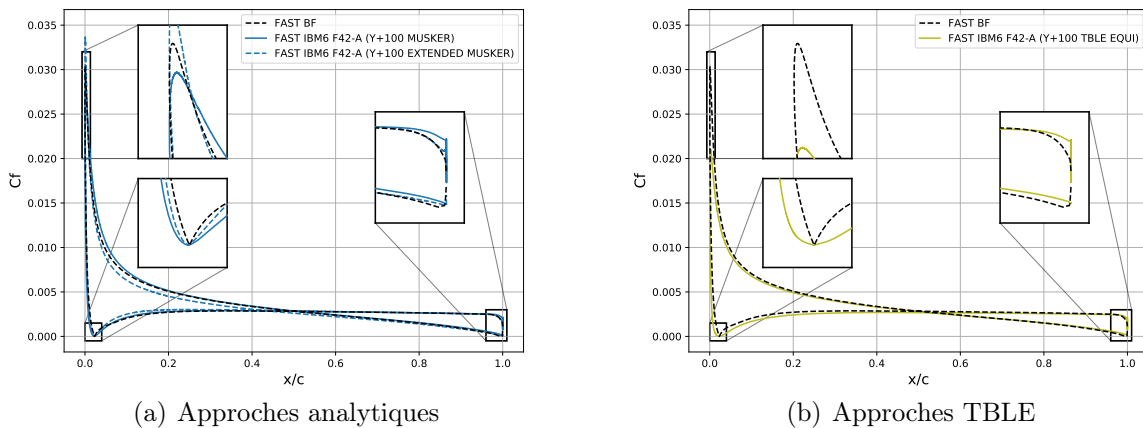


**FIGURE 5.24** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d'angle d'attaque : évolution des effets de gradients de pression extérieurs et convectifs le long de la géométrie. Somme finale pour le terme source (*right hand side* - RHS) du modèle TBLE complet défini par l'équation 5.28.



**FIGURE 5.25** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’angle d’attaque : distributions de coefficients de pression.

Une fois de plus, c’est seulement à partir de l’étude du coefficient de frottement, ici en figure 5.26, que l’on apparaît réellement en mesure de pouvoir apprécier les avantages et inconvénients de chaque approche. En premier lieu, on rappelle que la solution obtenue à l’aide de la loi de Musker converge déjà très bien vers la solution de référence, du fait de l’utilisation d’une hauteur de modélisation locale, adaptée à la suite d’un premier calcul RANS. La prise en compte des effets de gradients de pression extérieurs permet néanmoins de corriger le comportement de cette solution dans certaines régions, au niveau du pic de frottement sur l’extrados, du point d’arrêt sur l’intrados et au bord de fuite, que nous avons toutes pris soin d’accentuer. En particulier, l’utilisation de l’approche Musker étendue conduit à réduire fortement la largeur des pics de frottement au bord d’attaque, malgré une légère surestimation du maximum mesuré sur l’extrados. Au bord de fuite, cette loi permet également de rattraper la tendance suivie par la solution *body-fitted*, grâce aux effets de gradients de pression adverses intégrés à notre modélisation.



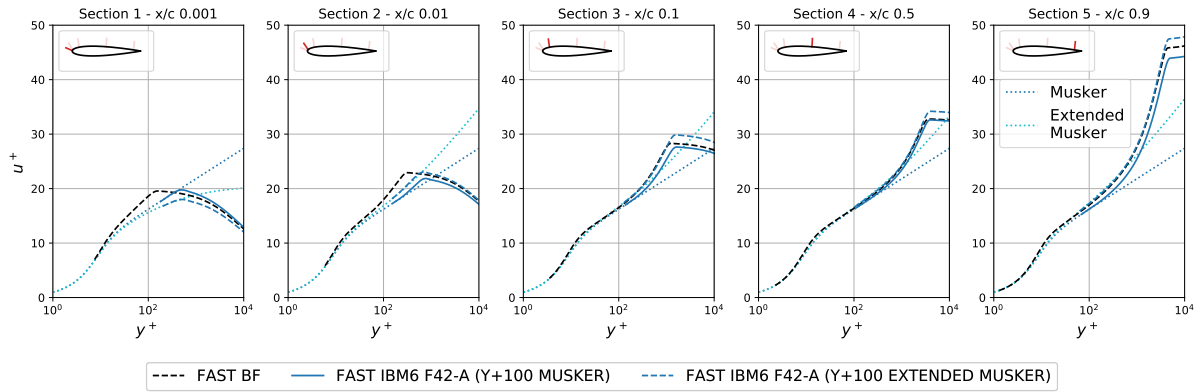
**FIGURE 5.26** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’angle d’attaque : distributions de coefficients de frottement.

Enfin, la solution issue de l'application de l'approche TBLE à l'équilibre, présentée en figure 5.26-(b), se révèle comme la moins bonne de nos solutions IBM. De prime abord, il semble donc que cette approche tende à exacerber certaines limites inhérentes au modèle analytique de Musker, en proposant un élargissement plus important des pics de frottement, ainsi qu'une forte sous-estimation du maximum mesuré sur l'extrados. Pour le reste de l'aile, on retrouve cependant un comportement analogue entre nos deux approches à l'équilibre.

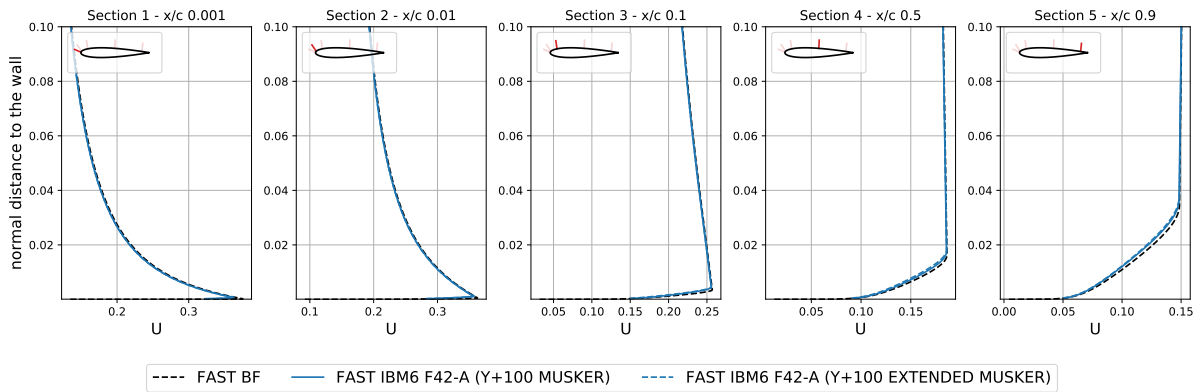
L'analyse des figures 5.27 à 5.30 permet toutefois de pondérer cette analyse. L'approche TBLE prédit un meilleur comportement que les deux approches analytiques si l'on considère les vitesses adimensionnées pour chaque *linelet*, notamment pour les deux premières sections prises sur l'extrados du profil. Elle ne parvient toutefois pas davantage à prédire la présence précoce de la région externe au sein de la couche limite au bord d'attaque. En définitive, les modèles analytiques permettent d'obtenir un meilleur profil de vitesse à partir du point image, du moins pour les premiers 10% de la corde, du fait qu'ils modifient numériquement la pente réelle du profil de vitesse, tout particulièrement pour l'approche Musker étendue, de part sa prise en compte des effets de gradients de pression favorables. En dehors de cette région, l'ensemble des lois de paroi conduisent au contraire à des profils de vitesse très similaires et en très bon accord avec la solution de référence, ce qui rejoint les observations précédentes, formulées lors de l'étude des coefficients pariétaux. On note tout de même un certain avantage pour l'approche Musker étendue, qui, près du bord de fuite, permet d'approcher plus finement la solution *body-fitted*, en présence d'un important gradient de pression adverse.

De la même façon, l'étude des figures 5.29 et 5.32 atteste de la capacité de l'approche TBLE à réduire l'erreur commise sur l'épaisseur finale de la couche limite. Sur la première section, la valeur maximale pour la viscosité turbulente est ainsi réduite de moitié par rapport aux approches analytiques, du fait d'une meilleure reconstruction de cette information proche paroi, mais reste tout de même fortement surestimée par rapport à la référence. Une fois de plus, en se déplaçant plus en aval, vers le bord de fuite du profil, les différentes solutions IBM tendent à se superposer.

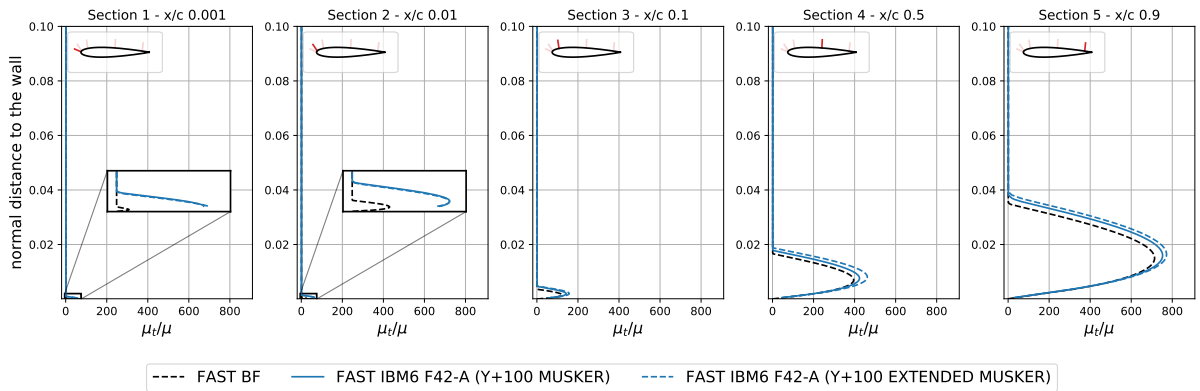
Au regard de la solution réelle obtenue au voisinage du bord d'attaque pour la viscosité turbulente, il pourrait apparaître plus judicieux de simplement considérer cette information nulle dans notre modélisation proche paroi, dans la mesure où celle-ci l'est effectivement à partir du point image, voire plus amont lorsque l'on s'approche du point d'arrêt. Or, sans modification additionnelle du profil de vitesse, ce serait ici courir le risque de déstabiliser l'équilibre de l'ensemble des forces à la paroi. Une autre solution, plus physique, serait alors de considérer une véritable transition laminaire-turbulent au bord d'attaque pour ce cas [67, 163], à l'image de certaines avancées récentes dans un contexte de frontières immergées [59].



**FIGURE 5.27** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’attaque : profils de vitesse adimensionnée obtenus avec les approches analytiques.

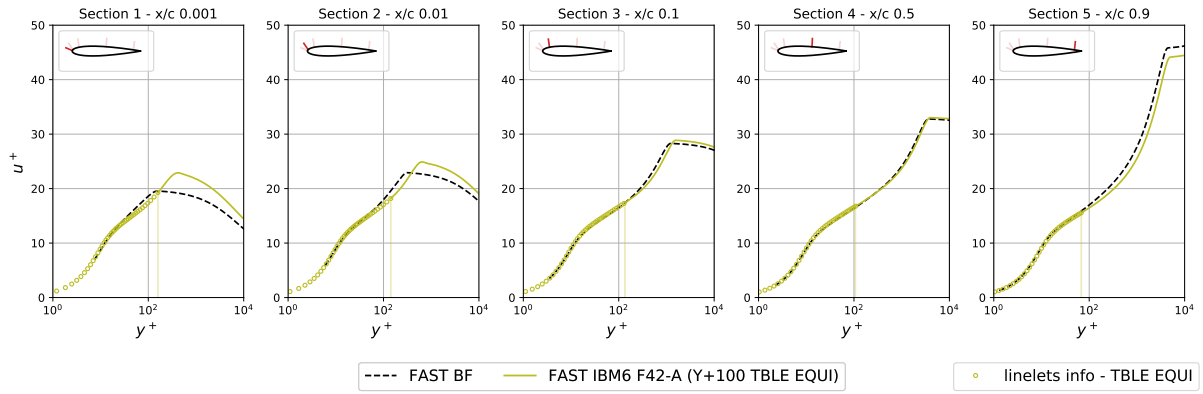


**FIGURE 5.28** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’attaque : profils de vitesse obtenus avec les approches analytiques.

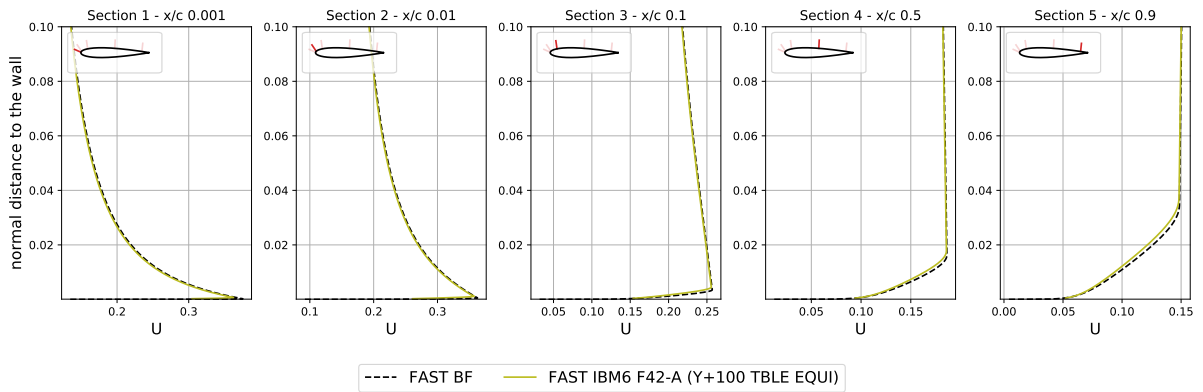


**FIGURE 5.29** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’attaque : profils de viscosité turbulente obtenus avec les approches analytiques.

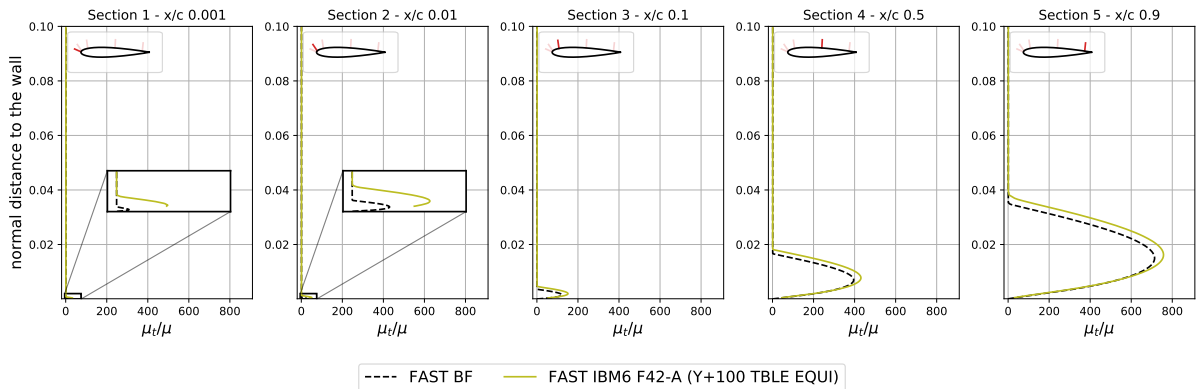




**FIGURE 5.30** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’angle d’attaque : profils de vitesse adimensionnée obtenus avec l’approche TBLE à l’équilibre.



**FIGURE 5.31** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’angle d’attaque : profils de vitesse obtenus avec l’approche TBLE à l’équilibre.



**FIGURE 5.32** – NACA0012 subsonique à 10 degrés d’angle d’attaque : profils de vitesse adimensionnée obtenus avec l’approche TBLE à l’équilibre.

## 5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduits différents modèles de paroi, pris à l'équilibre ou non, analytiques ou non, afin d'étudier les forces et faiblesses de chaque approche dans un contexte de frontières immergées, tout en nous plaçant systématiquement dans le cadre idéal d'utilisation que nous avons défini dans les chapitres précédents.

Nous avons tout d'abord proposé de modifier une approche TBLE couplée à une équation de transport simplifiée pour la résolution de l'évolution de la viscosité turbulente au voisinage de la paroi, en passant notamment par la création de maillages unidimensionnels autour de la géométrie immergée qui soient parfaitement adaptés à notre nouvelle méthodologie IBM. Nous avons ensuite étendu cette première approche à l'équilibre par la prise en compte de certains effets convectifs et de gradients de pression extérieurs, afin de considérer un modèle plus complet, censément plus adaptatif. En pratique, ce dernier s'est néanmoins avéré beaucoup plus coûteux et relativement peu robuste.

Conscients des différents avantages liés à l'utilisation de modèles analytiques pour la modélisation du profil de vitesse proche paroi, notamment vis-à-vis du temps de calcul nécessaire à leur résolution, nous avons dans un second temps cherché à étendre la loi de paroi analytique de Musker, pour laquelle certaines limites avaient déjà été exposées. Pour ce faire, nous avons effectué un tour d'horizon non exhaustif des différentes approches existantes dans la littérature, avant de considérer notre propre correction en gradients de pression extérieurs, basée sur les travaux antérieurs d' Afzal.

De nouveau, nous avons pris soin d'étudier le comportement de chacune de ces lois sur deux cas-tests de validation classiques. Pour le cas de la bosse en canal, nous avons ainsi fait la preuve de notre capacité à étendre avec succès la portion de l'écoulement modélisé proche paroi, et donc de réduire l'exigence imposée sur le maillage cartésien. À l'inverse, l'étude d'un profil NACA0012 soumis à 10 degrés d'incidence, alors menée dans un cadre moins favorable à l'application de nos modèles de paroi, a conduit à tempérer en partie ces premières conclusions prometteuses. Malgré des régions de l'écoulement effectivement mieux prises en compte par notre approche Musker étendue, nous ne sommes pas véritablement parvenus à répondre à la problématique bien connue du bord d'attaque pour les géométries profilées. Dit autrement, nous avons su améliorer notre modélisation de la couche limite turbulente, lorsque celle-ci est suffisamment établie.

En conclusion, si l'extension que nous avons proposée de la loi de paroi analytique de Musker permet, dans certains cas, de fortement améliorer la capture des phénomènes intervenant proche paroi, celle-ci ne permet pas de contourner la nécessité de réduire autant que possible la hauteur de modélisation au bord d'attaque, où aucun modèle actuel ne semble réellement en mesure de s'appliquer. En ce sens, ce chapitre confirme l'importance des développements entrepris au chapitre 3.



# Chapitre 6

## Applications

### Contenu

---

6.1	Introduction . . . . .	204
6.2	Application sur une géométrie d'aérostat . . . . .	205
6.2.1	Description du cas ellipsoïde 3.5:1 . . . . .	205
6.2.2	Génération des maillages cartésiens . . . . .	207
6.2.3	Résultats . . . . .	209
6.3	Application sur une géométrie d'avion en configuration <i>high-lift</i> . . . . .	223
6.3.1	Étude bidimensionnelle autour d'un profil 2DMEA . . . . .	224
6.3.2	Description du cas NASA CRM-HL . . . . .	239
6.3.3	Génération du maillage cartésien . . . . .	240
6.3.4	Résultats . . . . .	245
6.4	Conclusion . . . . .	266

---

## 6.1 Introduction

Nous terminons cette étude par l’analyse de deux cas d’applications tridimensionnels, nous permettant d’évaluer la capacité de notre méthode de frontières immergées à capturer l’ensemble de la physique proche paroi, cette fois dans le cadre d’écoulements ou de géométries véritablement complexes.

Au cours des chapitres précédents, nous avons pu mettre en lumière certaines limites de la méthode de frontières immergées introduite au chapitre 2. En particulier, nous nous sommes intéressés au positionnement des points à forcer autour de la géométrie immergée lors de l’étape de pré-traitement, dans le but d’accroître la précision et la robustesse de l’approche (chapitre 3), avant d’interroger le moyen d’extraire les informations pariétales lors de l’étape de post-traitement (chapitre 4). Enfin, au chapitre 5 précédent, nous avons proposé une extension du modèle de paroi analytique actuellement pris en compte au sein de notre méthodologie, afin d’étendre son domaine de validité aux écoulements hors équilibre, soumis à des effets de gradients de pression extérieurs.

Chacun des chapitres 3 à 5 a donc abordé un aspect précis de notre méthode IBM. Pour chaque problématique rencontrée, une solution a été présentée, implémentée et validée avec succès sur divers cas-tests académiques bidimensionnels classiques, issus de la littérature. Dans ce nouveau chapitre, nous proposons de confirmer les résultats précédents à l’aide de deux cas d’applications complémentaires, uniquement étudiés en régime subsonique, dans la mesure où le régime transsonique a déjà pu être traité dans [49], en s’appuyant sur la configuration d’aile ONERA M6.

Le premier cas pris en compte est celui de la simulation d’un écoulement turbulent autour d’une géométrie de type aérostat, étudiée entre 0 et 25 degrés d’incidence. Ce cas d’écoulement complexe, en dépit d’une géométrie simple, présente l’intérêt d’observer un nombre de Reynolds faible, nous permettant d’utiliser notre modèle de paroi dans un cadre théoriquement optimal, à  $y_{target}^+ = 100$ .

Le second cas concerne la simulation d’un écoulement turbulent autour d’une géométrie d’avion, en configuration *high-lift*. L’analyse s’effectue alors en deux temps, avec un examen approfondi de l’écoulement autour d’un profil multi-éléments, visant à comparer une gamme importante de paramètres liés à l’amélioration de notre méthode de frontières immergées, suivi d’une étude du comportement de nos solutions IBM autour de la géométrie complète, pour des angles d’incidence croissants.

Enfin, rappelons qu’à l’instar de l’ensemble des cas-tests de validations précédents, notre méthodologie repose sur une comparaison systématique entre les solutions obtenues sur maillage cartésien octree à partir de l’application de notre méthode de frontières immergées, avec diverses solutions de référence obtenues par des approches *body-fitted*, c’est-à-dire pour lesquelles la couche limite turbulente est résolue par le maillage.

## 6.2 Application sur une géométrie d'aérostat

### 6.2.1 Description du cas ellipsoïde 3.5:1

Notre premier cas d'application correspond à l'étude d'un écoulement turbulent autour d'une ellipsoïde 3.5:1. On se propose de prendre en compte les paramètres de simulation suivants, rassemblés en table 6.1 et inspirés de l'étude menée par Carbone *et al.* [39], celle-ci faisant intervenir le solveur CFD OpenFOAM [9] et s'inscrivant plus généralement dans le cadre des travaux de thèses du premier auteur [38].

**TABLE 6.1**

Ellipsoïde 3.5:1 : informations sur les paramètres de simulation.

$Re_{L=1.1m}$	Ma	AoA	TM	WM	Schéma spatial
$2.57 \cdot 10^6$	0.103	0°/15°/25°	SA	Musker/Extended Musker	Roe-MUSCL

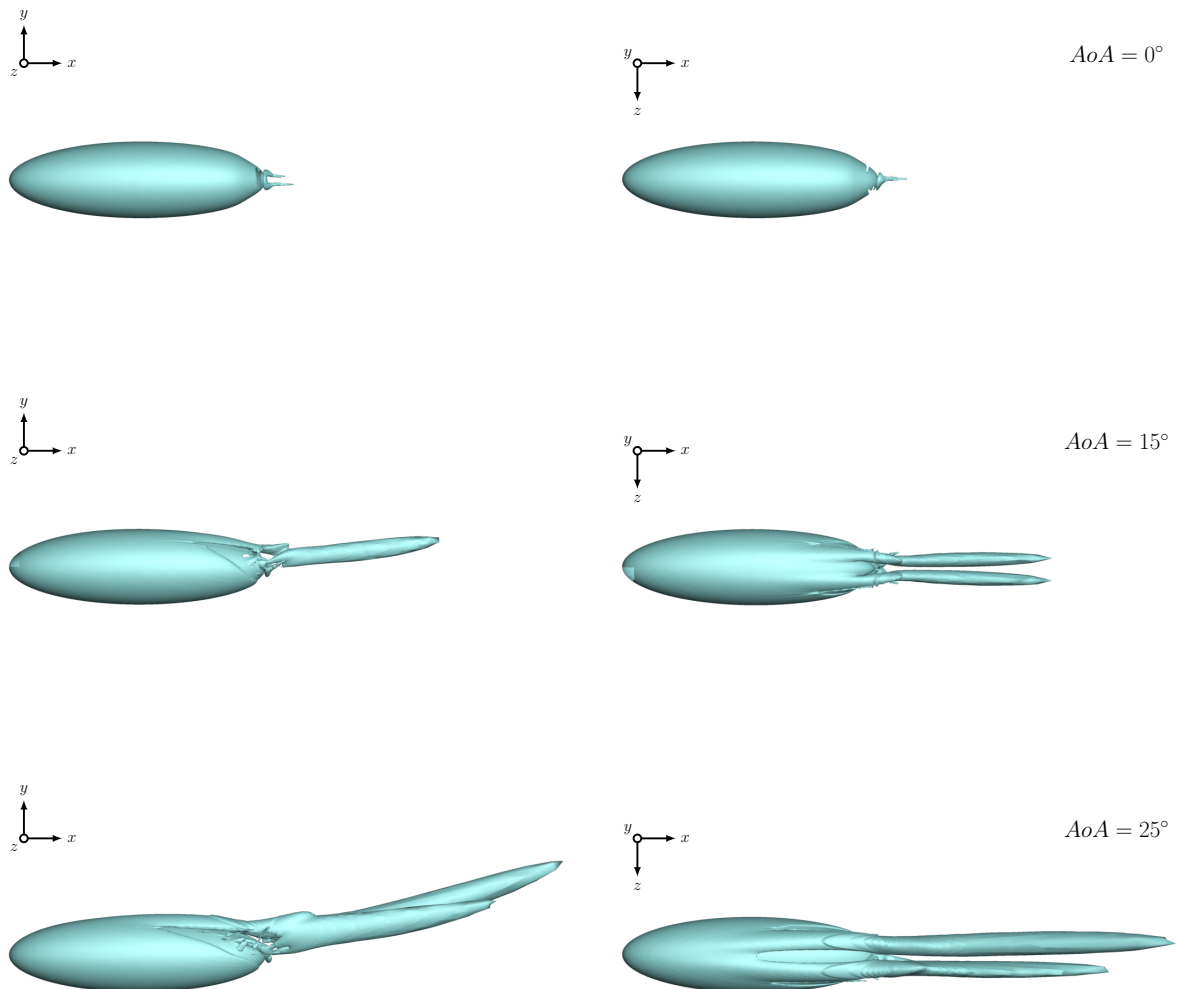
On relève notamment un nombre de Reynolds de 2.57 millions, basé sur une longueur de 1.1 mètre, ainsi qu'un nombre de Mach de 0.103. En suivant le même raisonnement que les auteurs sus-cités, le choix de cette géométrie au détriment de l'ellipsoïde 6:1, pourtant plus largement étudiée à travers l'ensemble de la littérature, aussi bien numériquement qu'expérimentalement [42, 155], s'explique principalement par l'allongement plus important de cette dernière. L'ellipsoïde 3.5:1 apparaît alors comme un exemple bien plus représentatif des aérostats modernes, à l'image du ballon dirigeable LCA60T mis au point par la start-up française Flying Whales [6].

Face à l'apparente simplicité de la géométrie considérée dans cette section, Carbone *et al.* [39] ont pu au contraire témoigner de la difficulté élevée que représente l'analyse de l'écoulement turbulent autour de l'ellipsoïde 3.5:1. En effet, la topologie de la couche limite tridimensionnelle est ici particulièrement complexe, avec la présence de décollements conséquents à l'arrière du corps, dont la nature diffère de celle observée pour les cas bidimensionnels précédents. Comme le décrivent Yates et Chapman [160], ce phénomène n'est pas ici provoqué par la seule disparition de la contrainte de cisaillement pariétale, mais est d'origine multifactorielle, avec la présence conjointe d'un fort gradient de pression adverse et d'un écoulement transverse, conduisant à la formation de deux structures tourbillonnaires contrarotatives.

La localisation et l'ampleur de ces tourbillons sont toutes deux contrôlées par l'angle d'incidence, ce que l'on illustre sur la figure 6.1 à partir de l'analyse d'une iso-surface de critère- $Q$  autour de l'ellipsoïde. En augmentant l'angle d'incidence, les recirculations s'approchent du point d'arrêt et modifient une part plus importante de la physique proche paroi, à commencer par les coefficients pariétaux. Ce premier cas d'application constitue donc un défi majeur pour notre modèle, tout en étant un exemple intéressant pour l'évaluation de notre nouvelle loi de paroi Musker étendue, introduite au chapitre 5.

Contrairement à Carbone *et al.*, nous nous restreindrons cependant à des angles d'incidence inférieurs à 25 degrés. Au-delà de ce seuil, les effets dus au décollement sont si significatifs qu'ils rendent notre modélisation proche paroi quasi inopérante pour une large part de l'obstacle. De plus, les auteurs ont eux-mêmes pu constater les limites des approches RANS sous fortes incidences, nécessitant *a minima* la prise en compte d'approches instationnaires URANS afin de correspondre aux résultats expérimentaux de référence.

On notera enfin l'utilisation d'un schéma Roe-MUSCL pour l'ensemble des simulations suivantes, soit en considérant une reconstruction des états à gauche et droite de l'interface à l'aide d'une interpolation MUSCL précise à l'ordre 3, sans limiteur de pente. Malgré le faible nombre de Mach, ce schéma est donc préféré au schéma AUSM+(P) réduit pour des raisons de stabilité numérique, en particulier lors de la prise en compte d'angles d'incidence élevés.



**FIGURE 6.1** – Ellipsoïde 3.5:1 : Visualisation d'une iso-surface de critère- $Q$  dans le sillage du corps pour différents angles d'incidence. Solution obtenue sur maillage *body-fitted* avec  $Q_{crit} = Ma$ .

## 6.2.2 Génération des maillages cartésiens

Notre résultat de référence, obtenu avec le solveur FastS, considère un premier maillage *body-fitted* présenté en figure 6.2 et identique à celui utilisé par Carbone *et al.* [39].

Dans la suite de cette section, nous prenons en compte trois maillages cartésiens octree différents, automatiquement générés à partir de la seule information de la triangulation définissant la géométrie et en considérant une résolution uniforme proche paroi. Pour chaque cas, la discrétisation surfacique de l’ellipsoïde 3.5:1 est modifiée à l’aide de l’outil MMSG développée par l’INRIA [51], afin de conserver un bon accord entre celle-ci et la résolution imposée au voisinage de la paroi. Finalement, l’ensemble de ces informations est résumé en table 6.2 et détaillé ci-après.

**TABLE 6.2**

Ellipsoïde 3.5:1 : informations sur les maillages utilisés.

-	IBM3	IBM5	IBM5R	BF ( <i>body-fitted</i> )
Espacement minimal proche paroi $h_{min}/L$	0.001	0.0002	0.0002 (0.002)	$10^{-5}$
Nombre final de points (en millions)	83	1348	1377	5.5

Le maillage cartésien IBM3, relativement peu résolu et illustré en figure 6.3, est tout d’abord créé dans le but de positionner les premiers points calculés à  $y^+ = 500$ , selon le cadre d’utilisation optimal décrit par l’approche IBM *F42*. Le maillage cartésien IBM5, illustré en figure 6.4, permet quant à lui de rapprocher le front de modélisation à  $y^+ = 100$ , moyennant un nombre final de points d’environ 1.4 milliard.

Afin d’échapper à une explosion du nombre de points, du fait d’une extension trop importante de l’espacement minimal  $h_{min}$  depuis la géométrie, nous avons cependant choisi de considérer une dimension de grille élémentaire plus faible que pour l’ensemble des cas bidimensionnels précédents, c’est-à-dire en diminuant la valeur du paramètre  $v_{min}$ , tel que défini au chapitre 2. Néanmoins, dans le cas du maillage IBM5, ce choix conduit à un déraffinement rapide des grilles cartésiennes vers les frontières extérieures du domaine, potentiellement problématique lorsque l’on souhaite étudier les effets de la turbulence jusque dans le sillage de la géométrie immergée. Conscients de cela, nous avons alors décidé d’introduire le maillage IBM5R (figure 6.5), uniquement dévolu à l’analyse de l’écoulement dans le champ et pour lequel une boîte de raffinement local est finalement ajoutée, en vue de conserver une résolution suffisante dans la région aval ( $h_{box} = 10 h_{min}$ ).

Enfin, l’ellipsoïde 3.5:1 a récemment fait l’objet d’études expérimentales au sein de la soufflerie verticale ONERA-SV4 [12], située à Lille, pour lesquels nous avons pu obtenir l’ensemble des résultats liés au coefficient de pression. Notons cependant pour les comparaisons à venir que, ni les parois de la soufflerie, ni le mât servant à maintenir la maquette, n’ont été pris en compte lors de nos propres simulations numériques.



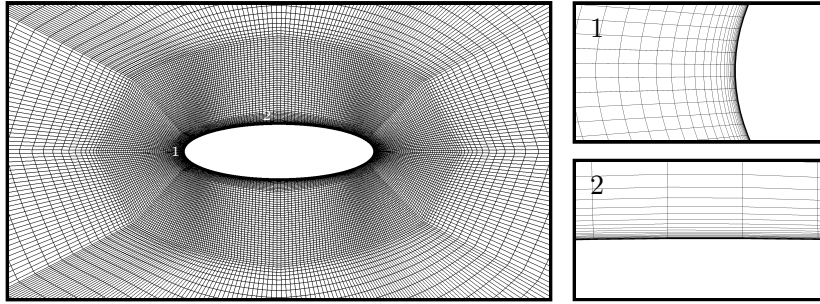


FIGURE 6.2 – Ellipsoïde 3.5:1 : vues du maillage *body-fitted* de référence. Coupes en  $z = 0$ .

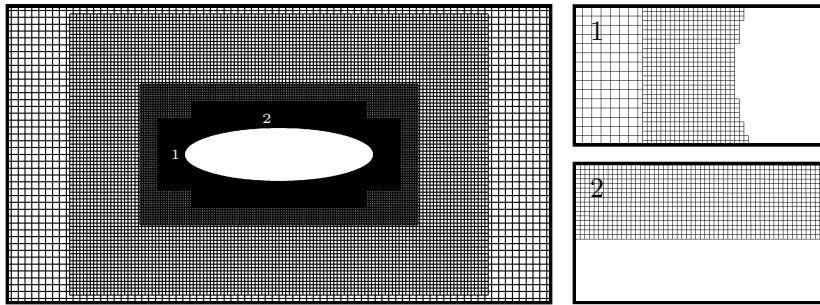


FIGURE 6.3 – Ellipsoïde 3.5:1 : vues du maillage cartésien octree IBM3. Coupes en  $z = 0$ .

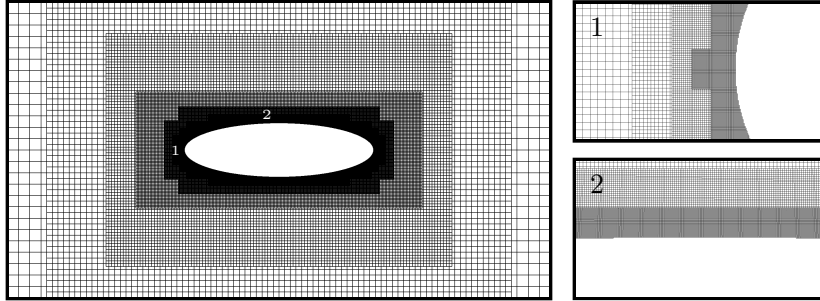


FIGURE 6.4 – Ellipsoïde 3.5:1 : vues du maillage cartésien octree IBM5. Coupes en  $z = 0$ .

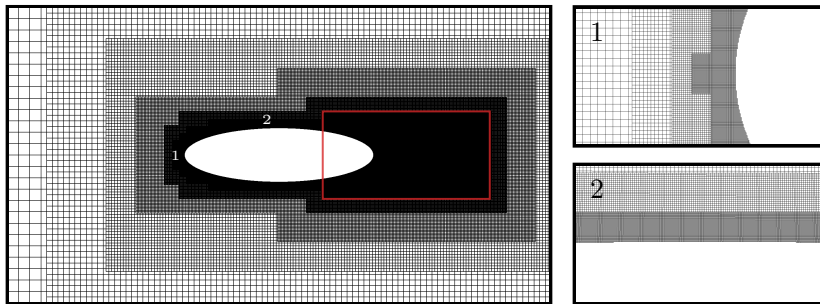


FIGURE 6.5 – Ellipsoïde 3.5:1 : vues du maillage cartésien octree IBM5R. La boîte de raffinement local, positionnée à l'arrière du corps, est ici indiquée en rouge. Coupes en  $z = 0$ .

### 6.2.3 Résultats

Dans un souci de lisibilité et de cohérence, nous proposons de diviser en deux temps l’analyse des résultats obtenus sur ce premier cas d’application. Une fois de plus, nous évaluerons principalement la qualité de notre approche IBM à l’aune de la capture des coefficients pariétaux.

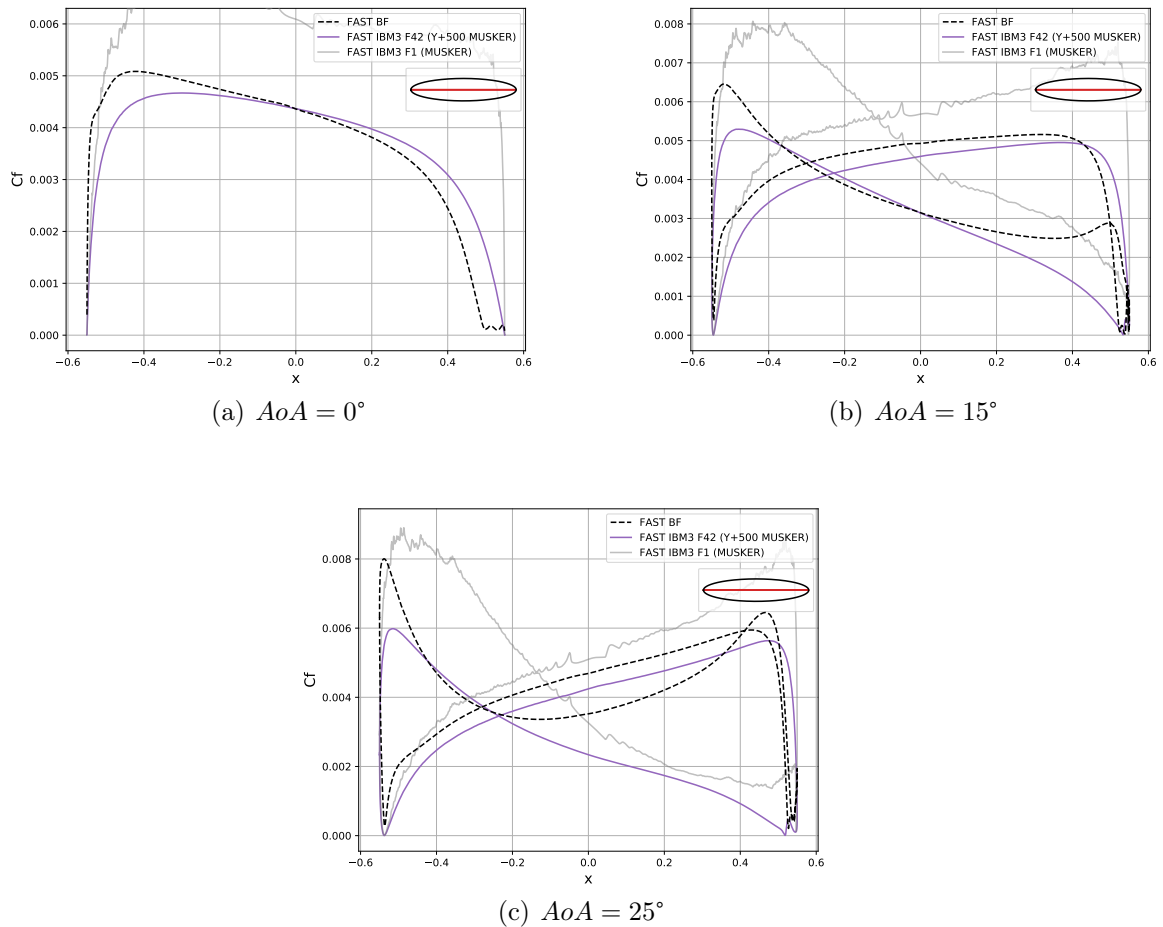
Nous commençons par présenter les distributions de coefficients de pression et de frottement reconstruites à la paroi dans la direction de l’écoulement, à l’aide de coupes longitudinales choisies en  $z = 0$  et rassemblées au niveau des figures 6.6 à 6.9. Notre objectif consiste à fournir une première étude pluri-paramétrique autour de l’ellipsoïde 3.5:1, afin d’isoler l’impact de différentes améliorations apportées à notre méthode de frontières immergées au fur et à mesure des chapitres précédents, l’approche *F42* en tête.

Cette analyse préliminaire est ensuite complétée par une étude plus globale, menée à 15 (figures 6.10 à 6.13) et 25 (figures 6.14 à 6.17) degrés d’incidence. Dans cette seconde partie, les coefficients pariétaux sont cette fois examinés dans la direction transverse et pour différentes sections, en suivant le positionnement des capteurs de pression sur la maquette expérimentale [39]. Enfin, nous estimons que le compte rendu des solutions de contours de Mach et de viscosité turbulente prises autour de la géométrie, puis dans son sillage, fournit une dernière analyse qualitative éclairante quant à la nature complexe de l’écoulement que l’on cherche ici à simuler dans un contexte de frontières immergées.

#### Impact du positionnement des points IBM

En figure 6.6, nous nous intéressons tout d’abord aux différences de comportement observées entre les approches IBM *F1* et *F42*, sur le même maillage cartésien IBM3. À l’image des résultats obtenus sur le cas NACA0012 au cours du chapitre 3, la distribution de frottement pariétal apparaît fortement surestimée et oscillante dès lors que l’on considère l’approche IBM *F1* originale, consistant à systématiquement reconstruire la solution fluide au niveau des deux premières cellules proches paroi. On retrouve ainsi les problématiques de stabilité et de robustesse déjà rencontrées lors des précédentes phases de validation, ayant motivé les travaux actuels.

À l’inverse, notre nouvelle approche IBM *F42*, censée assurer un meilleur accord entre la résolution du maillage cartésien et l’application du modèle de paroi, supprime avec succès l’ensemble des oscillations parasites. Pour chaque angle d’incidence, celle-ci conduit à une distribution pariétale parfaitement lisse et non bruitée, malgré un front de modélisation en escalier et un ensemble de grilles cartésiennes assez peu résolues au voisinage de l’obstacle immergé ( $h_{min} = 0.001$ ). Ces conclusions, pouvant également s’appliquer au maillage IBM5, rejoignent pleinement celles formulées lors des validations précédentes. Elles démontrent une fois encore l’intérêt de repousser le front des premiers points calculés, afin de positionner ces derniers dans une région du maillage à même de prendre en compte les fortes variations de l’écoulement.

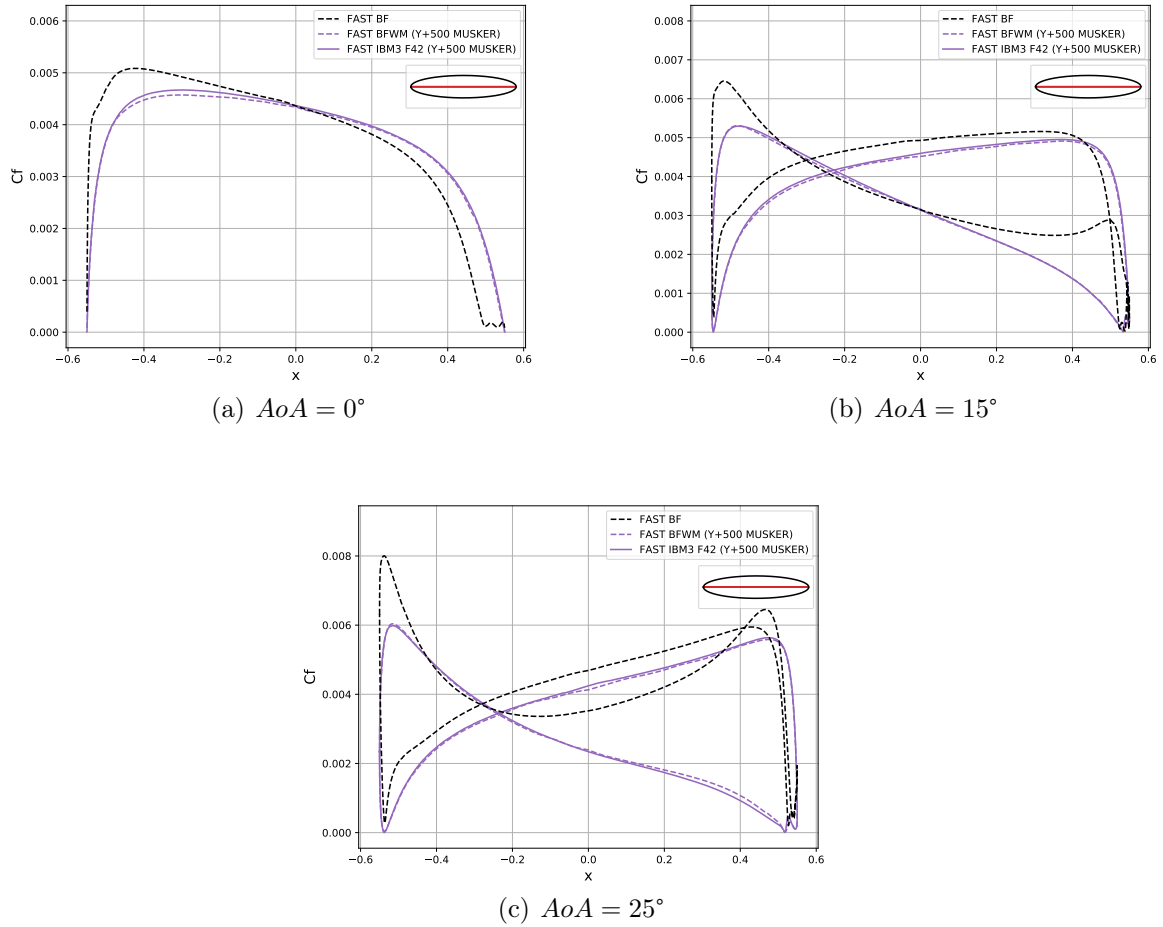


**FIGURE 6.6** – Ellipsoïde 3.5:1 : distributions de coefficient de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 500$ , sur maillage cartésien IBM3, pour différents angles d’incidence. Impact de l’approche IBM. Coupes en  $z = 0$ .

### Impact de la résolution proche paroi

Les figures 6.7 et 6.8 permettent d’étendre les observations précédentes en rappelant la principale force de l’approche IBM *F42*, qui est d’autoriser une véritable convergence en maillage pour une hauteur de modélisation donnée, malgré l’utilisation de maillages cartésiens, à condition de respecter certains prérequis définis au chapitre 3.

Pour illustrer cela, nous considérons de nouveau la méthodologie invoquée lors des validations sur plaque plane et profil NACA0012. Rappelons que cette dernière consiste à appliquer notre modèle de paroi sur un maillage conforme de référence, en positionnant les premiers points calculés à iso-distance de la géométrie pour une hauteur de modélisation  $h_{mod}$  équivalente à celle considérée dans le cas cartésien, basée sur une même valeur de  $y_{target}^+$ . Par conséquent, si la valeur de  $y_{target}^+$  est réellement choisie de façon optimale pour un maillage cartésien donné, la solution obtenue sur celui-ci doit théoriquement se superposer à la solution obtenue sur maillage conforme, à iso-méthode.

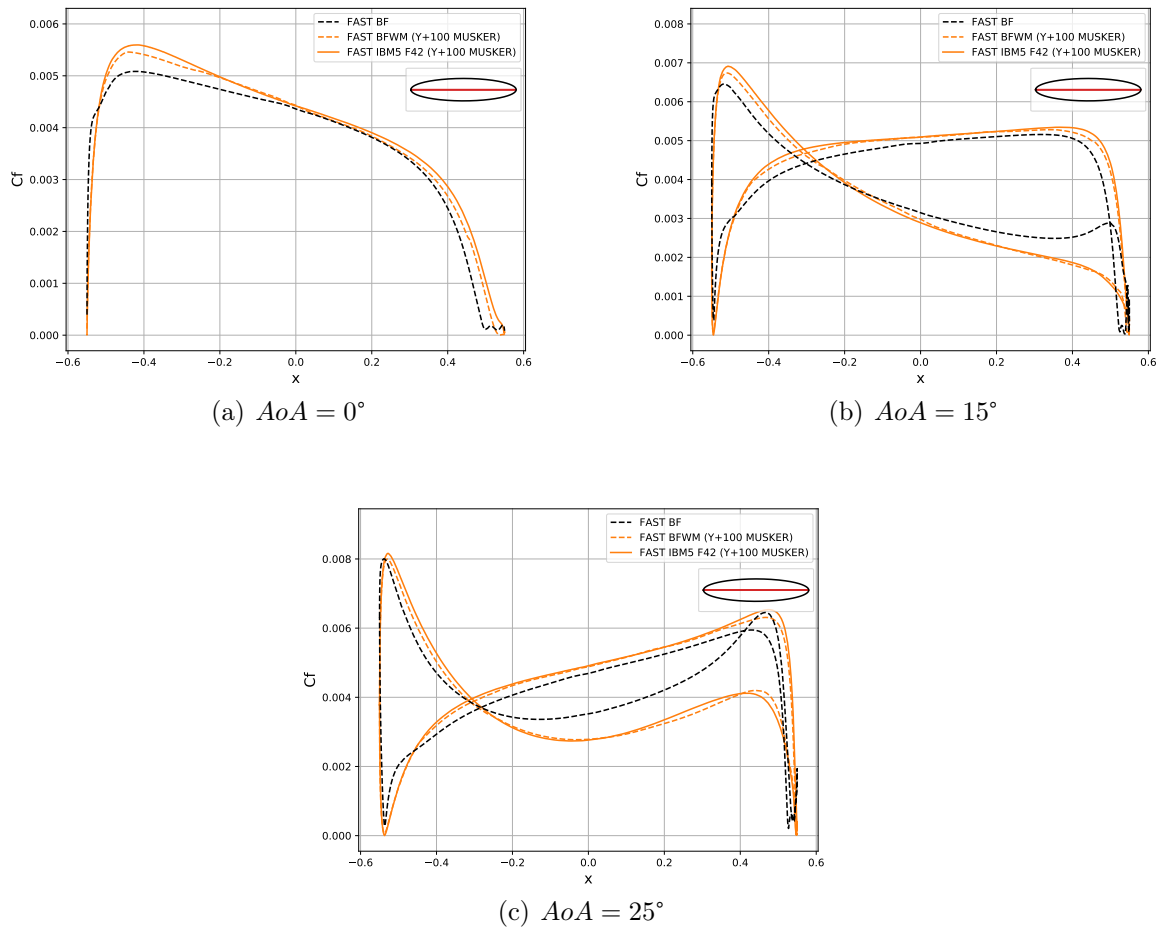


**FIGURE 6.7** – Ellipsoïde 3.5:1 : distributions de coefficient de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillages cartésien IBM3 et conforme, pour différents angles d’incidence. Impact du maillage. Coupes en  $z = 0$ .

À l’image de l’ensemble des validations menées en deux dimensions, on observe ici un excellent accord entre les solutions IBM obtenues sur maillages cartésien IBM3 et conforme, à  $y_{target}^+ = 500$  (figure 6.7), de même que sur maillages cartésien IBM5 et conforme, cette fois à  $y_{target}^+ = 100$  (figure 6.8). Ceci confirme les résultats théoriques attendus, tout en témoignant de l’extension naturelle de l’approche IBM *F42* aux cas d’applications tridimensionnels.

Par ailleurs, contrairement aux géométries profilées précédentes, l’ellipsoïde 3.5:1 ne s’apparente pas à un corps mince et la difficulté liée au bord d’attaque s’en trouve alors minorée. Dans le cas présent, l’adaptation de front de modélisation proposée au chapitre 3 s’avère donc superflue, dans la mesure où l’estimation initiale considérée pour le calcul de la hauteur de modélisation globale demeure satisfaisante, même sous fortes incidences.

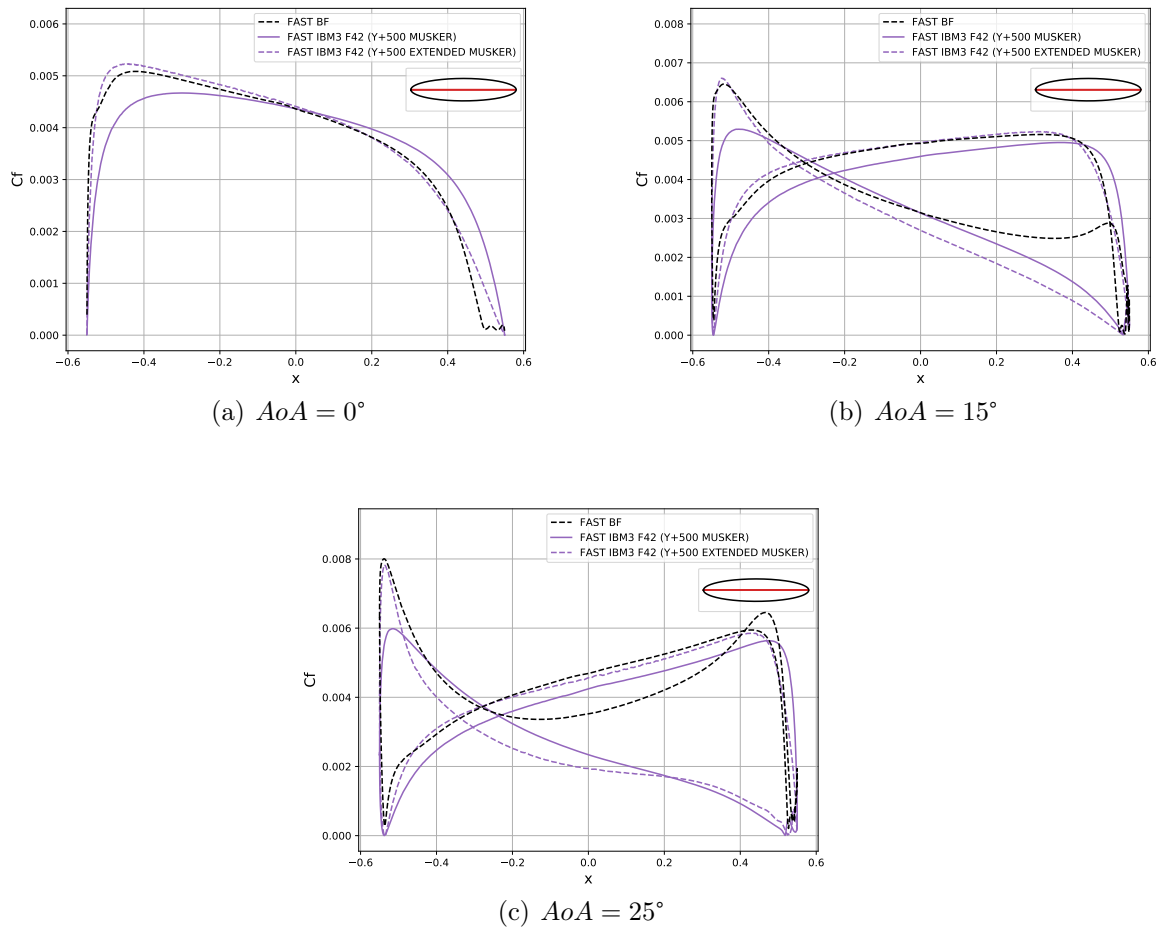
Comme nous l’avions anticipé en introduction, la principale difficulté liée à ce premier cas d’application réside plutôt dans la portion de l’écoulement fortement décollée, positionnée sur la partie supérieure du corps et en mouvement vers le point d’arrêt.



**FIGURE 6.8** – Ellipsoïde 3.5:1 : distributions de coefficient de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM5 et conforme, pour différents angles d’incidence. Impact du maillage. Coupes en  $z = 0$ .

De fait, si les solutions IBM apparaissent toutes en bon, voire en très bon accord avec la solution *body-fitted* de référence en l’absence d’incidence, on peut apercevoir les limites de nos hypothèses de modélisation lorsque l’on se place au cœur de la recirculation, dès 15 degrés d’incidence d’incidence. Comme on le confirmera par la suite, notre modèle de paroi est donc de nouveau mis en difficulté en l’absence d’une couche limite turbulente parfaitement établie. Malgré tout, le fait de positionner les premiers points calculés à  $y^+ = 100$  semble suffisamment limiter l’erreur observée sur la prédiction du coefficient de frottement, justifiant dans le même temps l’utilisation du maillage IBM5, bien plus résolu que le maillage IBM3.

Au vu des gradients de pression extérieurs captés tout autour de la géométrie, il apparaît finalement légitime de s’interroger sur la capacité d’une loi de paroi analytique prenant ces effets hors équilibre en considération, à mieux approcher la tendance de la solution de référence. C’est ce qu’on propose de faire en figure 6.9, à l’aide du maillage IBM3 et de notre loi de paroi Musker étendue.



**FIGURE 6.9** – Ellipsoïde 3.5:1 : distributions de coefficient de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 500$ , sur maillage cartésien IBM3, pour différents angles d’incidence. Impact du modèle de paroi. Coupes en  $z = 0$ .

### Impact de la loi de paroi

On met ici en pratique la méthodologie à deux points images introduite au chapitre 5, cette fois dans un contexte de parallélisation MPI et en trois dimensions. Rappelons que la prise en compte des effets de gradients de pression favorables et adverses ne s’effectue qu’à la suite d’une première étape d’initialisation du calcul, à partir du modèle à l’équilibre de Musker, dans le but de prévenir la présence d’instabilités numériques proche paroi.

Confirmant les résultats précédents, cette seconde loi de paroi analytique permet d’améliorer la prédiction du coefficient de frottement pour l’ensemble des régions attachées de l’écoulement. En outre, contrairement au cas NACA0012 précédent et son enjeu du bord d’attaque, on parvient ici à approcher avec succès la solution *body-fitted* de référence au niveau du nez de l’ellipsoïde 3.5:1, tandis que l’intégration des informations de gradients de pression adverses à notre modélisation conduit à améliorer la solution pariétale sur la partie inférieure du corps et plus généralement à faible incidence.

Notons enfin que l'application de notre loi de paroi modifiée ne s'effectue pas au détriment de la stabilité. L'approche retenue au chapitre précédent s'avère donc parfaitement adaptée aux applications tridimensionnelles.

Malheureusement, la simple prise en compte de ces effets longitudinaux ne semble pas permettre la modélisation adéquate du phénomène complexe à l'œuvre au cœur de la recirculation fluide. Au contraire, il pourrait être nécessaire d'aller plus loin pour ce cas, en considérant par exemple certains effets transverses, afin de rendre pleinement compte de la topologie tridimensionnelle de la couche limite turbulente (cf. figure 6.1). Dans l'état actuel des choses, nous nous voyons donc contraints de conserver une résolution proche paroi suffisamment importante dès lors que l'on se place à incidence élevée, afin de réduire la portion d'écoulement modélisée proche paroi et donc maintenir l'erreur finale de nos simulations IBM sous un seuil acceptable.

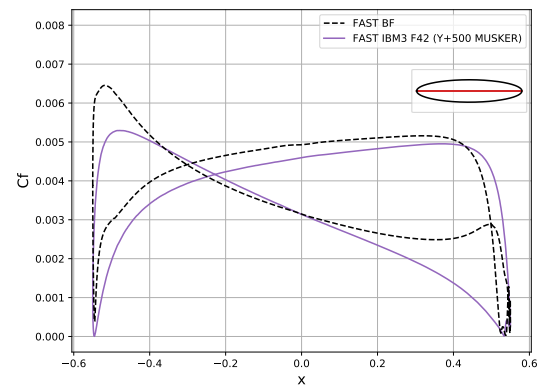
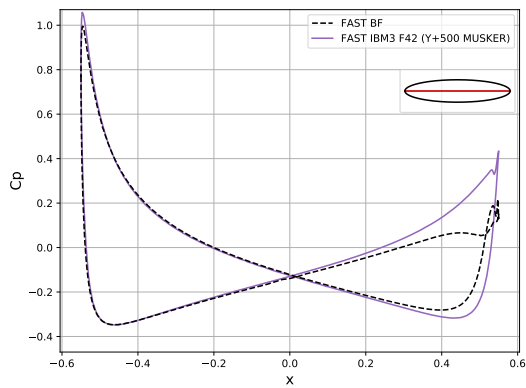
### Impact de l'incidence

Les figures suivantes réaffirment nos conclusions pour la solution de frottement, en se plaçant désormais dans la direction transverse. En amont de l'ellipsoïde, ou bien sur sa partie inférieure, on conserve ainsi et pour chaque section un excellent accord de l'ensemble de nos solutions IBM avec la référence, tandis que l'on retrouve les mêmes difficultés au sein des régions décollées. D'autre part, à 25 degrés d'incidence, il est possible d'observer une perte de symétrie de l'écoulement pour la solution *body-fitted*, au contact des structures tourbillonnaires. Ceci témoigne des limitations intrinsèques de l'approche RANS-SA retenue pour la modélisation de la turbulence, lorsque le comportement réel de l'écoulement est fortement instationnaire.

La solution de pression pariétale bénéficie fortement de la correction apportée lors de l'étape de post-traitement, en particulier à  $y_{target}^+ = 500$ . Pour ce cas, une simple extrapolation linéaire à l'ordre 1 semble néanmoins suffire, dans la mesure où le maximum de pression n'est pas concentré dans une région confinée au bord d'attaque, comme cela pouvait être le cas autour du profil NACA0012. Du reste, l'analyse de la solution de pression suit de près celle formulée pour le frottement, avec des différences plus marquées entre les solutions de référence et nos propres solutions IBM dans les régions décollées, contre un excellent accord partout ailleurs, dans les directions longitudinales et transversales.

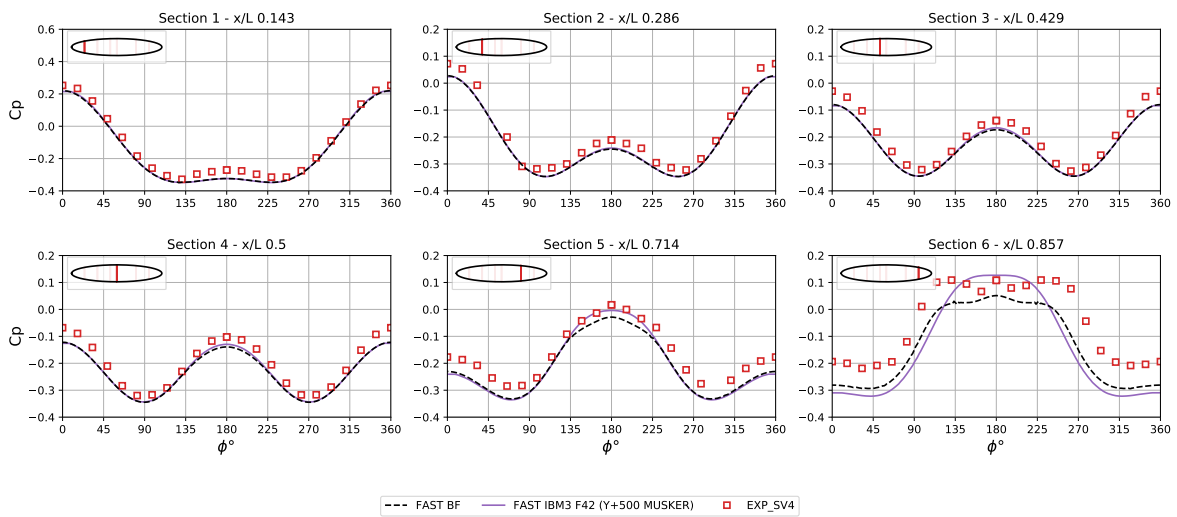
Enfin, les figures 6.12, 6.13, 6.16 et 6.17 démontrent la nécessité d'une résolution suffisante au voisinage de la paroi, en vue d'obtenir une tendance similaire aux résultats de référence. En effet, seul le maillage IBM5 semble ici en capacité de véritablement prédire l'évolution de l'écoulement autour de la géométrie, au regard des solutions de contours de Mach et de viscosité turbulente, pour lesquelles le maillage IBM3 propose une solution fluide parfaitement attachée. L'intérêt du maillage raffiné IBM5R se fait lui plus évident dans le sillage de l'obstacle, afin de ne pas détruire la solution turbulente qui s'y trouve, bien que cela n'ait aucun impact sur la solution proche paroi.

## Résultats à 15 degrés d'incidence

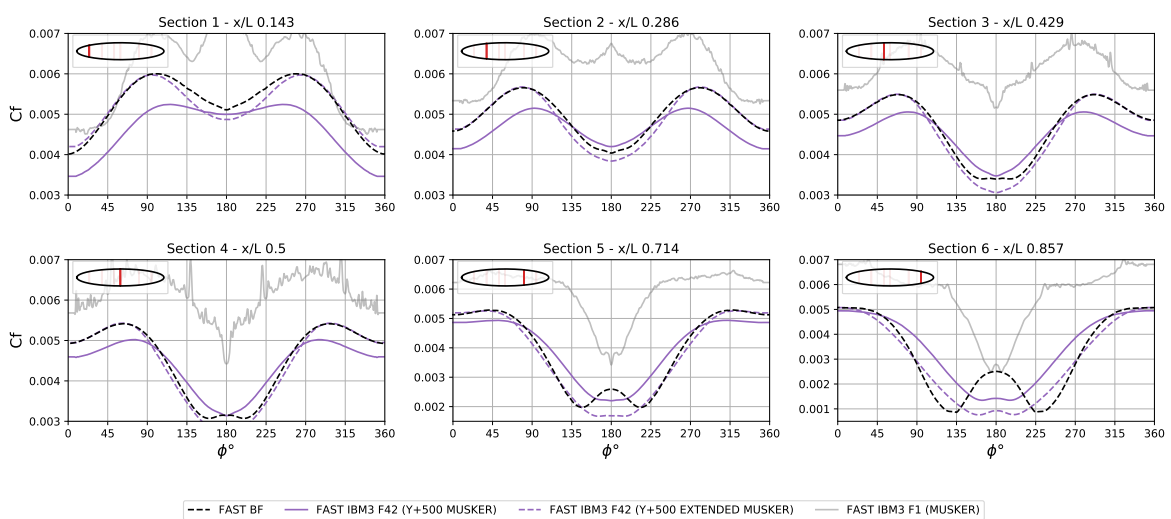


(a) Coefficient de pression (coupe longitudinale)

(b) Coefficient de frottement (coupe longitudinale)



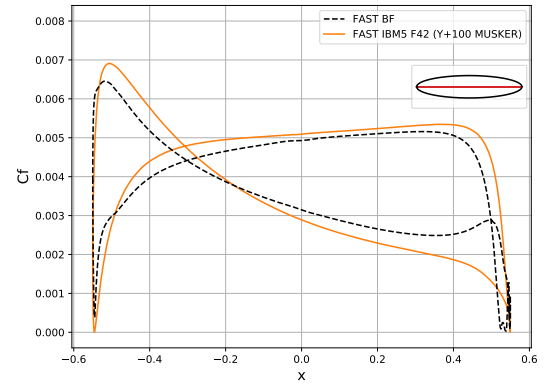
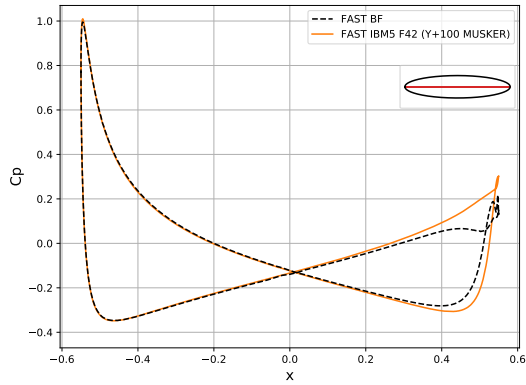
(c) Coefficient de pression (coupes transversales)



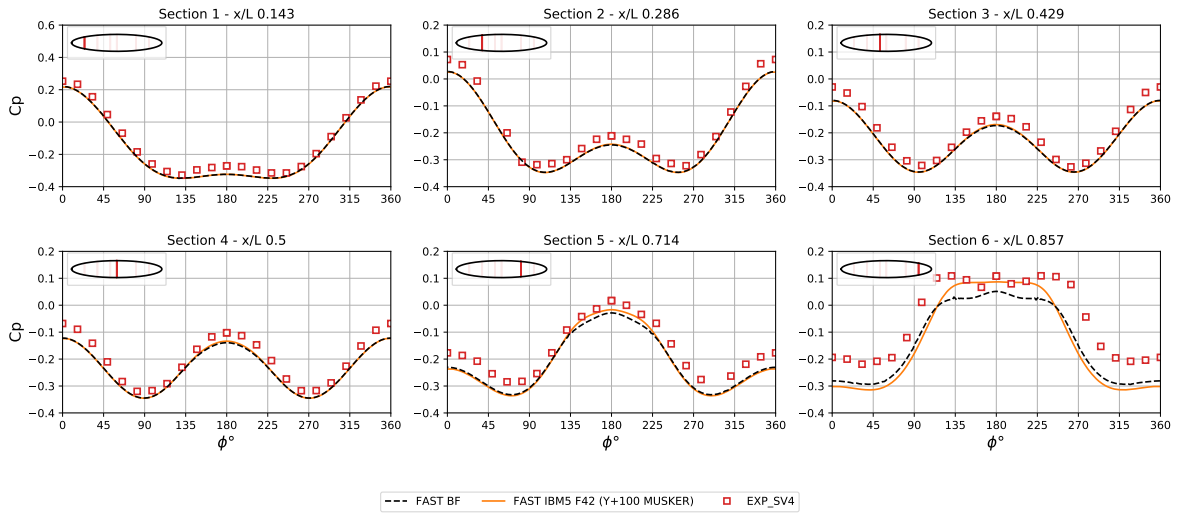
(d) Coefficient de frottement (coupes transversales)

**FIGURE 6.10** – Ellipsoïde 3.5:1 à 15 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression et de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 500$ , sur maillage cartésien IBM3.

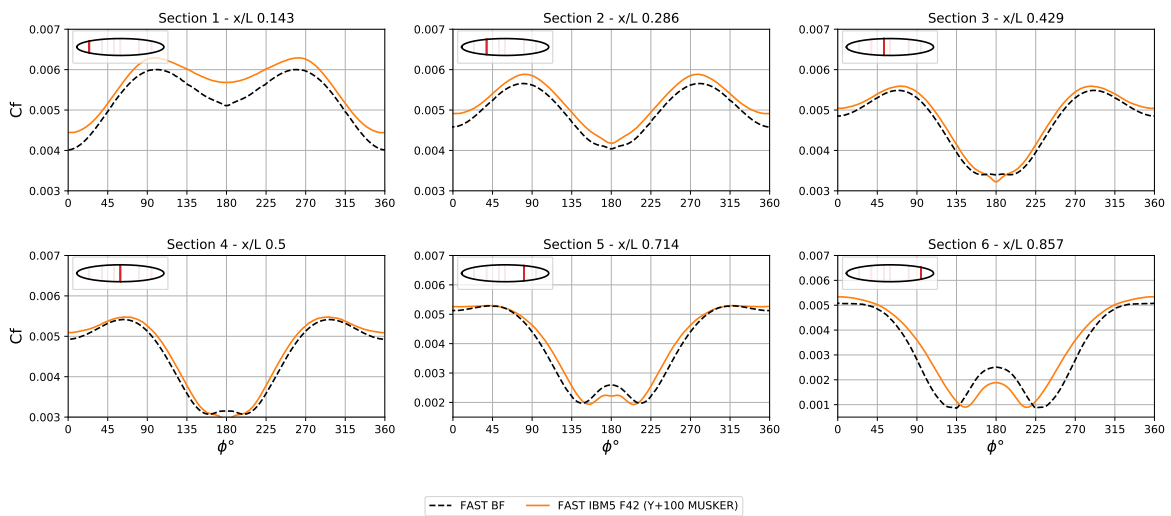




(a) Coefficient de pression (coupe longitudinale)      (b) Coefficient de frottement (coupe longitudinale)



(c) Coefficient de pression (coupes transversales)



(d) Coefficient de frottement (coupes transversales)

**FIGURE 6.11** – Ellipsoïde 3.5:1 à 15 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression et de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM5.

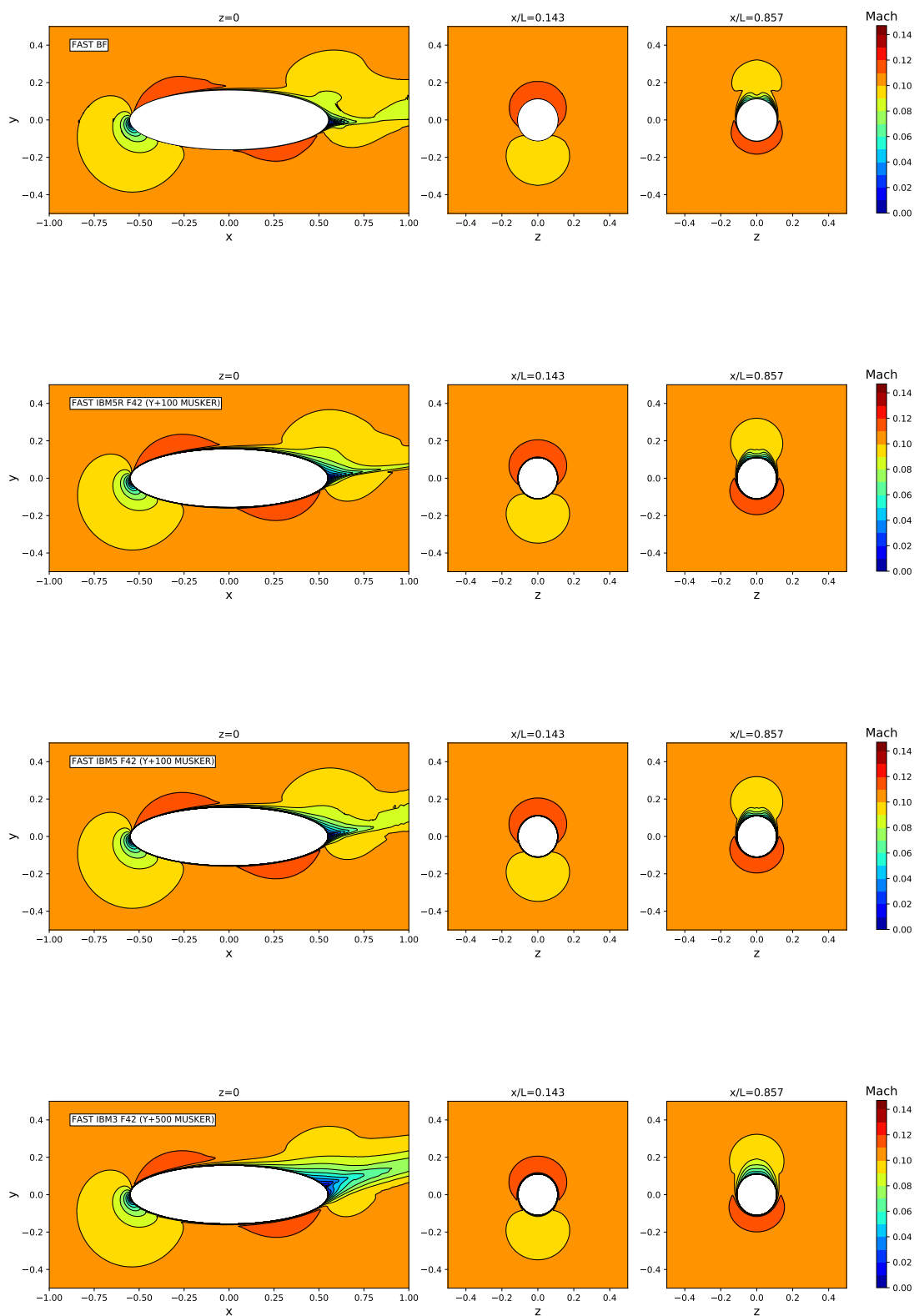


FIGURE 6.12 – Ellipsoïde 3.5:1 à 15 degrés d'incidence : contours de Mach.

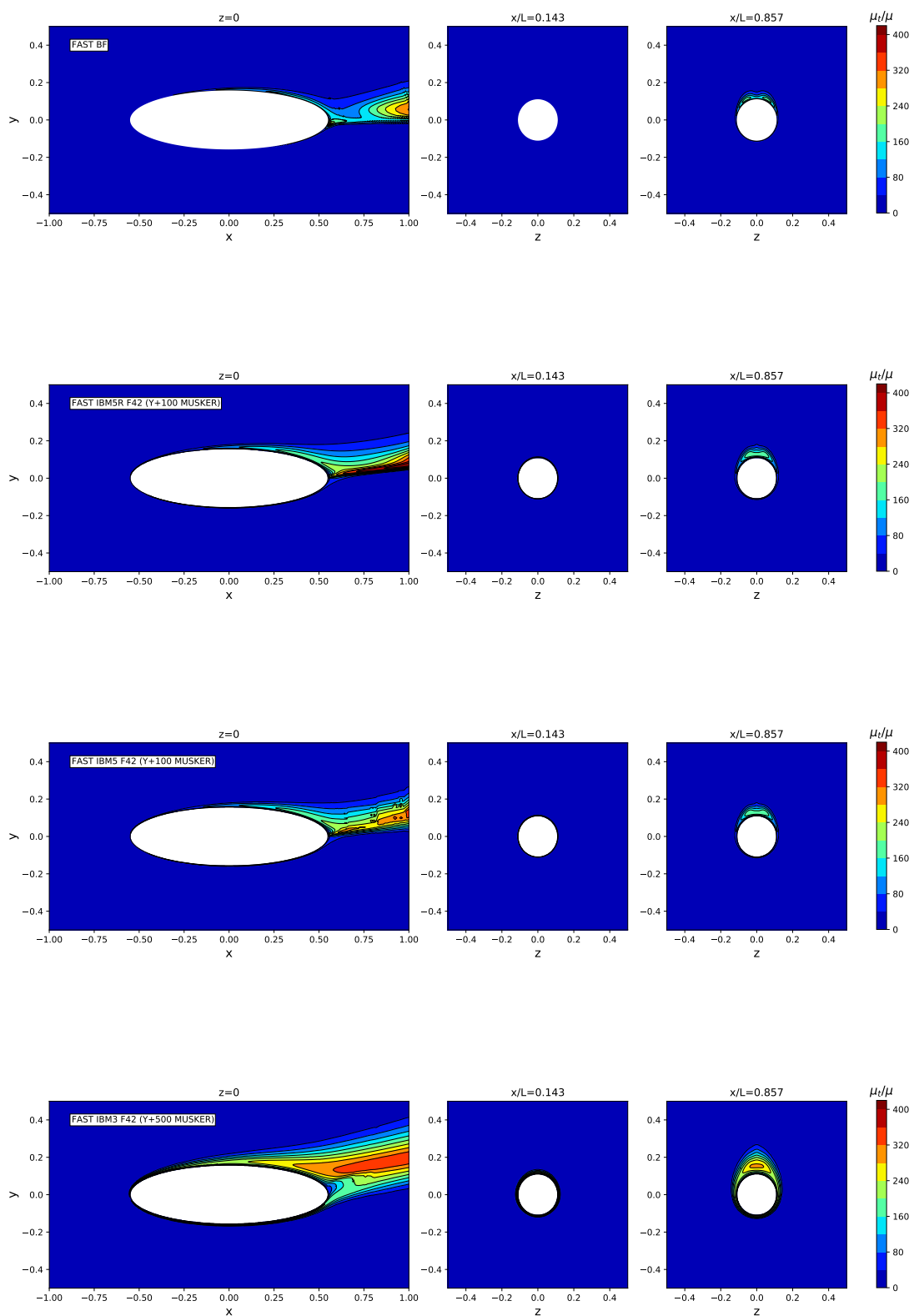
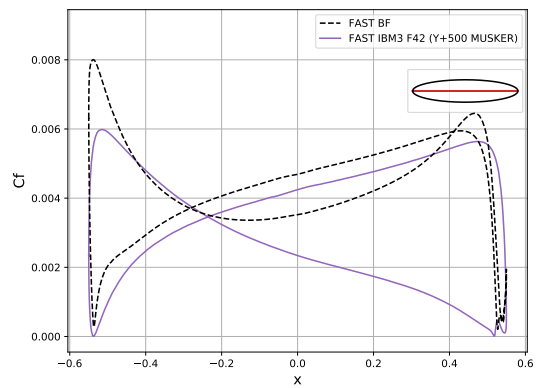
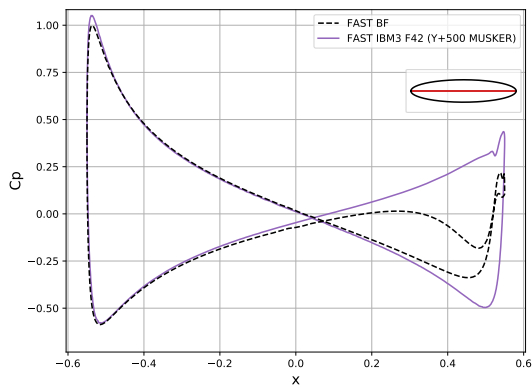


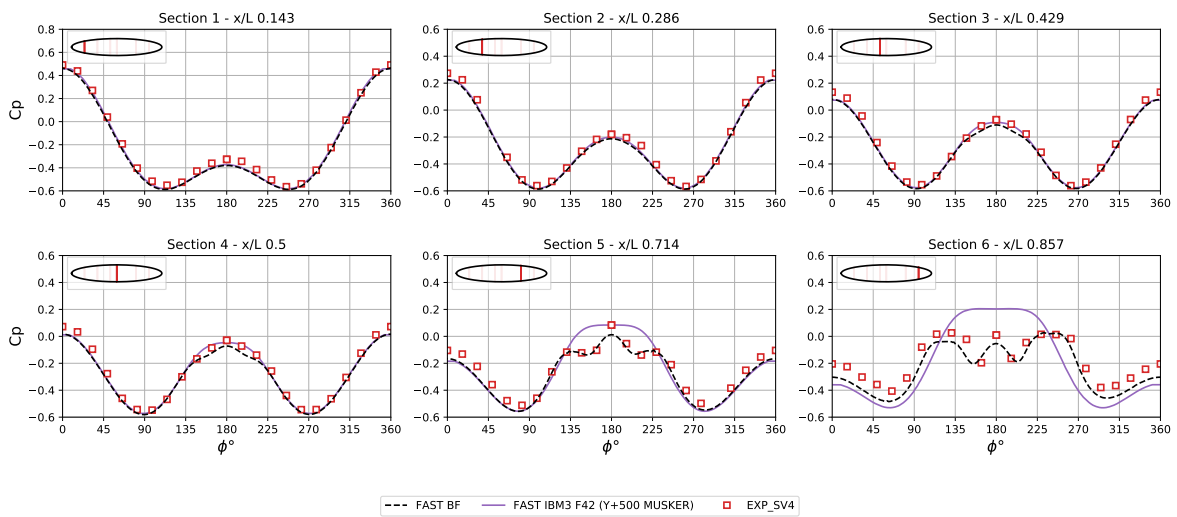
FIGURE 6.13 – Ellipsoïde 3.5:1 à 15 degrés d'incidence : champs de viscosité turbulente.

## Résultats à 25 degrés d'incidence

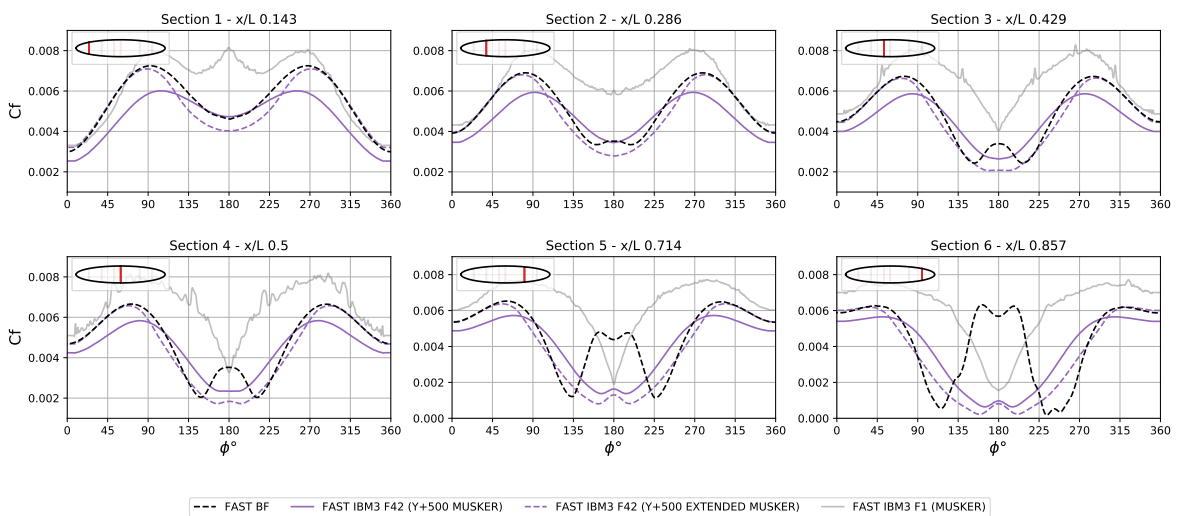


(a) Coefficient de pression (coupe longitudinale)

(b) Coefficient de frottement (coupe longitudinale)

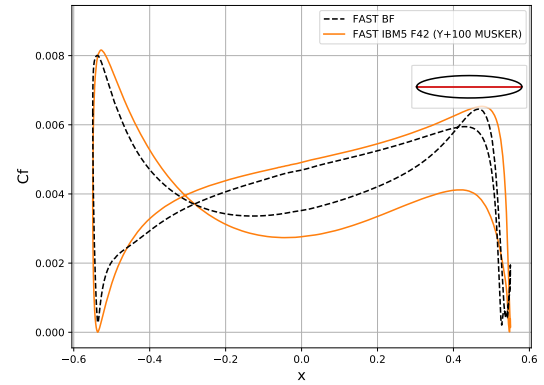
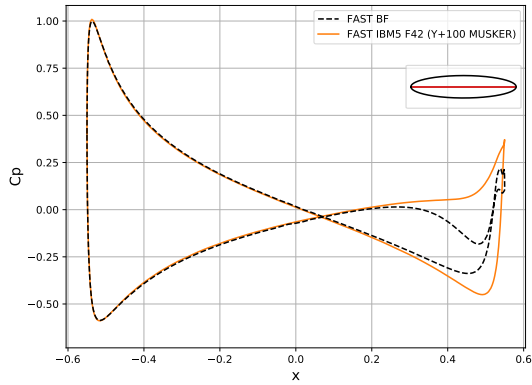


(c) Coefficient de pression (coupes transversales)



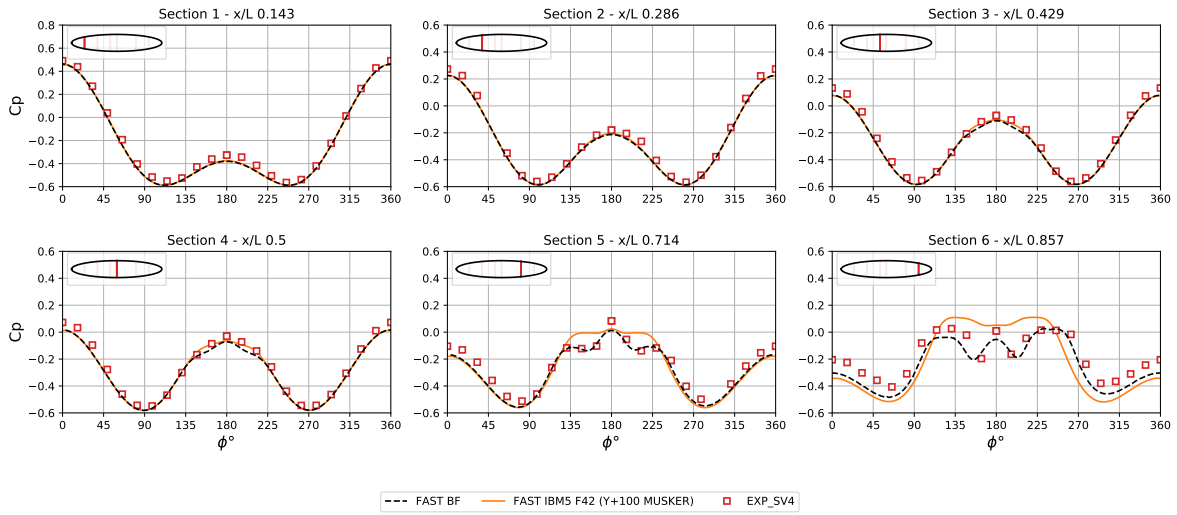
(d) Coefficient de frottement (coupes transversales)

**FIGURE 6.14** – Ellipsoïde 3.5:1 à 25 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression et de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 500$ , sur maillage cartésien IBM3.

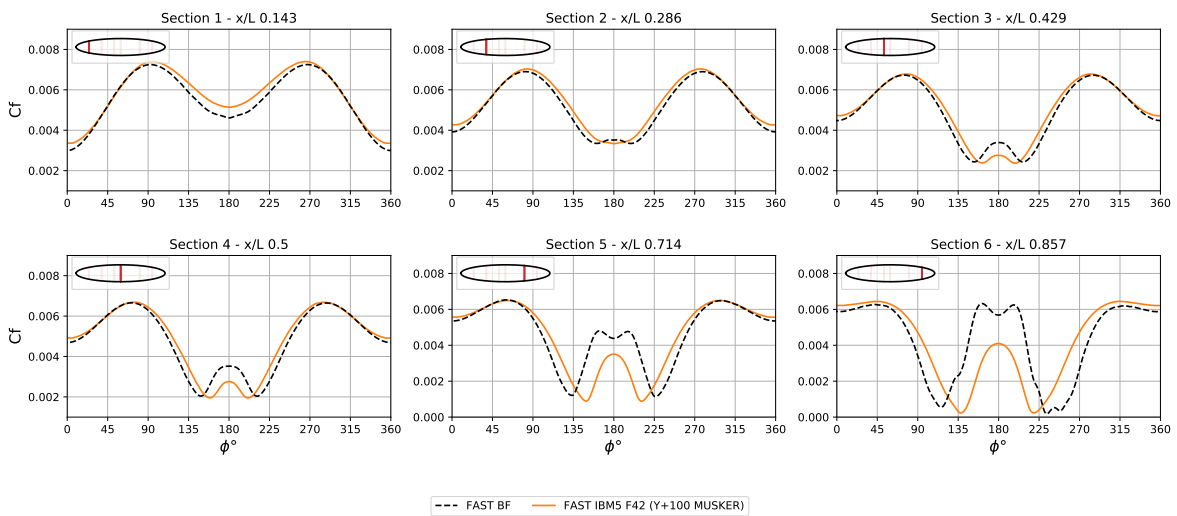


(a) Coefficient de pression (coupe longitudinale)

(b) Coefficient de frottement (coupe longitudinale)



(c) Coefficient de pression (coupes transversales)



(d) Coefficient de frottement (coupes transversales)

**FIGURE 6.15** – Ellipsoïde 3.5:1 à 25 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression et de frottement obtenues à  $y_{target}^+ = 100$ , sur maillage cartésien IBM5.

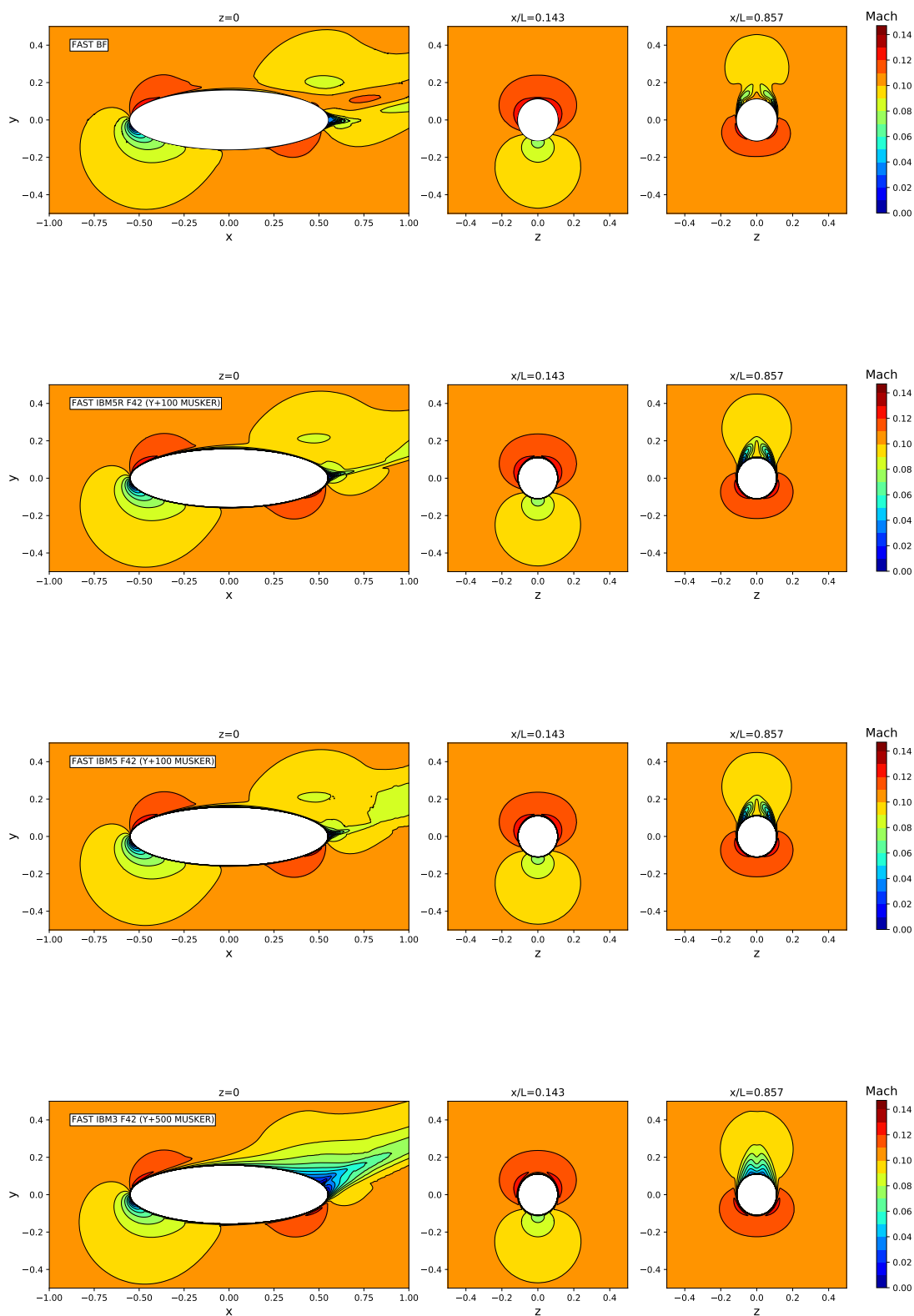


FIGURE 6.16 – Ellipsoïde 3.5:1 à 25 degrés d'incidence : contours de Mach.

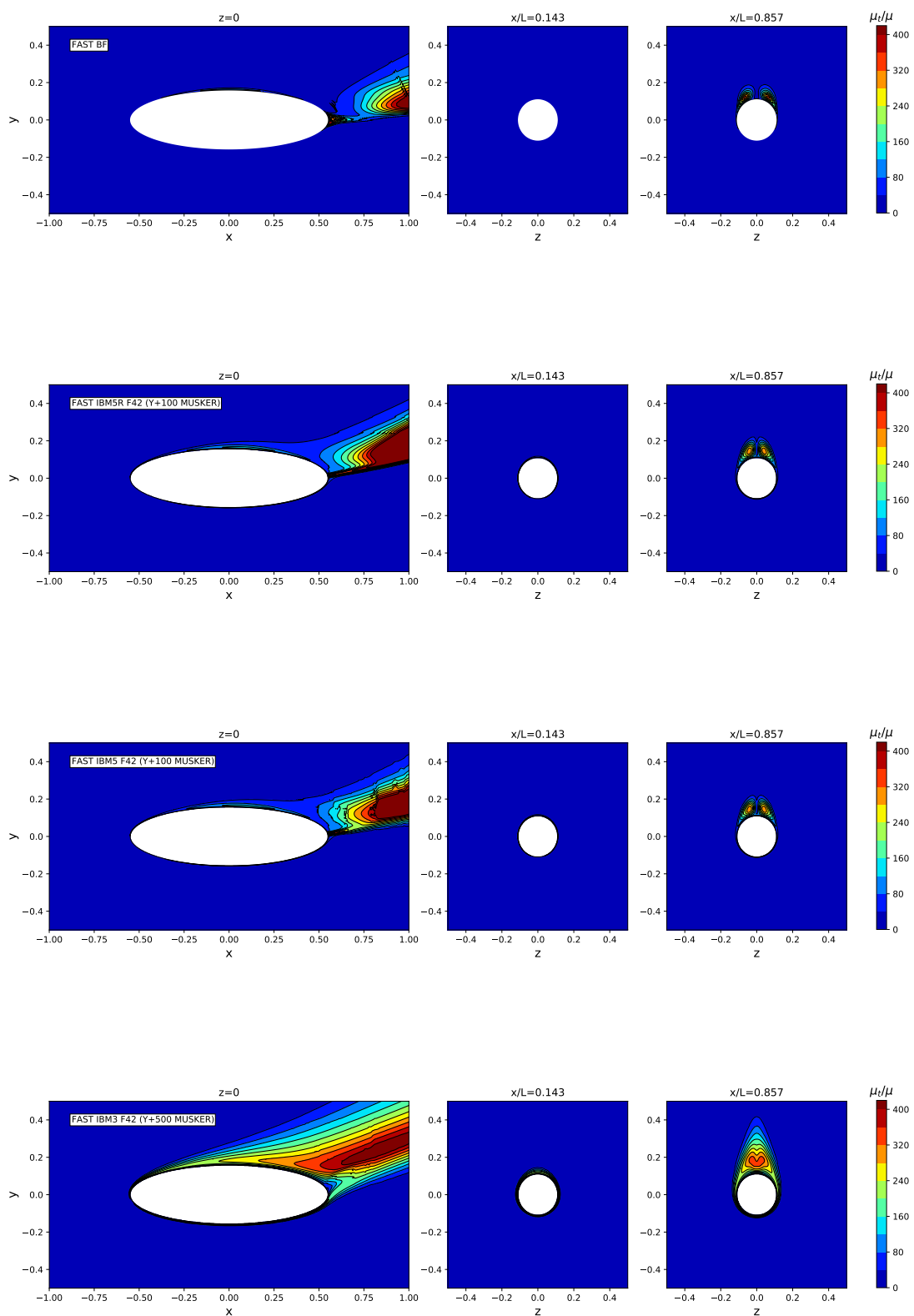


FIGURE 6.17 – Ellipsoïde 3.5:1 à 25 degrés d'incidence : champs de viscosité turbulente.

## 6.3 Application sur une géométrie d’avion en configuration *high-lift*

Le second et dernier cas d’application considéré dans ce chapitre correspond à l’étude d’un écoulement subsonique autour d’une géométrie d’avion complet, en configuration *high-lift*, c’est-à-dire en phase de décollage ou d’atterrissage.

On se propose pour cela de suivre une partie des cas-tests présentés lors de la quatrième édition du séminaire AIAA justement dédié à ce type d’application (*CFD High Lift Prediction Workshop* - HLPW [1]). Le principal objectif de ce séminaire international est de dresser un état des lieux complet des capacités de prédiction des solveurs CFD modernes, autour de géométries réalistes d’aéronefs, lorsque celles-ci se trouvent soumises à d’importants angles d’incidence. Au cours des trois premières éditions, les participants ont ainsi pu travailler sur une configuration d’aile (*three-element NASA Trapezoidal Wing* [127]), et plusieurs modèles d’avion issus des plus grands centres de recherche aérospatiaux (DLR-F11 [126], NASA-CRM [128] et JAXA *Standard Model* [128]).

Lors de l’édition 2022, l’étude a finalement porté sur une révision du modèle NASA-CRM classique, le *High-Lift Common Research Model*, pris dans sa version complète. Ce modèle CRM-HL est le fruit d’une collaboration étroite entre Boeing et la NASA, visant à créer une géométrie de référence suffisamment représentative des avions de ligne actuels [86]. Ces dernières années, différentes configurations de cette géométrie ont alors pu être testées aussi bien numériquement qu’expérimentalement, en modifiant notamment le déploiement des becs et volets positionnés autour de l’aile.

Tout bien considéré, ce nouveau cas d’application semble plus approprié que le précédent en vue de la mise en pratique de notre modélisation proche paroi dans un contexte de frontières immergées. En effet, malgré une complexité géométrique accrue que nous illustrerons par la suite, aucune simulation menée autour du modèle CRM-HL ne fait intervenir des phénomènes de décollement aussi massifs que ceux observés autour de l’ellipsoïde 3.5:1. Dans le cas présent et pour des valeurs équivalentes de  $y^+$ , nos modèles de paroi se voient donc davantage pris en compte au sein de leur domaine de validité, ceux-ci ayant été spécifiquement calibrés pour ce type d’application.

Pour autant, les différentes simulations numériques proposées lors de ce quatrième séminaire HLPW constituent bel et bien un défi d’ampleur pour l’ensemble des approches RANS stationnaires, ce que rappellent Clark *et al.* [45]. À l’approche du coefficient de portance maximal ( $C_{L_{max}}$ ), soit légèrement en amont du phénomène de décrochage, il est communément admis qu’aucun modèle de turbulence n’est tout à fait apte à représenter la nature complexe de l’écoulement. En particulier, la prédiction des coefficients aérodynamiques dépend alors fortement de la part d’écoulement décollée proche paroi, difficilement prédite par les approches RANS [60].



### 6.3.1 Étude bidimensionnelle autour d'un profil 2DMEA

Afin de mieux appréhender l'ensemble des résultats IBM obtenus sur cette géométrie d'avion complet, nous proposons d'étudier dans un premier temps les caractéristiques de l'écoulement turbulent établi autour d'un profil multi-éléments (*2D Multielement Airfoil* - 2DMEA), pris à 16 degrés d'incidence. Ce cas bidimensionnel, documenté sur le site NASA TMR [8], a notamment servi à analyser les effets dus au maillage dans un contexte non structuré [102], principalement pour les approches RANS compressibles prenant en compte les modèles de turbulence SA [18] et SA-RC [133].

Le profil 2DMA s'apparente donc à une coupe de la géométrie CRM-HL, prise à environ 16 mètres de l'emplanture. Pour que cette étude soit la plus représentative possible du cas réel, on considère un nombre de Mach de 0.2, ainsi qu'un nombre de Reynolds de 5 millions, basé sur la longueur de corde du profil rétracté. Les différents paramètres de simulation sont résumés en table 6.3 :

**TABLE 6.3**  
2DMEA : informations sur les paramètres de simulation.

$Re_{c=1}$	Ma	AoA	Modèle de turbulence	Lois de paroi	Schéma spatial
$5 \cdot 10^6$	0.2	16°	SA	Musker/Extended Musker	Roe-MUSCL

Pour ce cas, la solution de référence nous provient du solveur non structuré FUN3D, développé par la NASA [7]. Nous ne considérerons que la solution *body-fitted* obtenue sur le maillage couche limite le plus résolu, soit ici le maillage non structuré hex-dominant L7, issue de la première famille de grilles proposée sur le site NASA TMR (avec advection turbulente du premier ordre). En outre, notre propre choix d'utiliser le schéma Roe-MUSCL en lieu et place du schéma AUSM+(P) réduit, repose sur la méthode des volumes finis retenue par FUN3D, laquelle est également basée sur un schéma à différence de flux.

À l'image de l'ensemble des validations menées sur le profil NACA0012 tout au long des chapitres 3, 4 et 5, nous prendrons en compte quatre maillages cartésiens quadtree, toujours générés automatiquement et simplement séparés d'un niveau de raffinement. Ces derniers nous permettront d'évaluer notre méthode de frontières immergées dans des conditions optimales, pour divers  $y_{target}^+$ . Les informations liées aux différents maillages peuvent être trouvées en table 6.4 :

**TABLE 6.4**  
2DMEA : informations sur les maillages utilisés.

-	IBM4	IBM5	IBM6	IBM7	BF
Espacement minimal proche paroi $h_{min}$	0.0004	0.0002	0.0001	0.00005	$10^{-6}$
Nombre final de points (en millions)	2.9	5.5	10.6	21.3	5.9

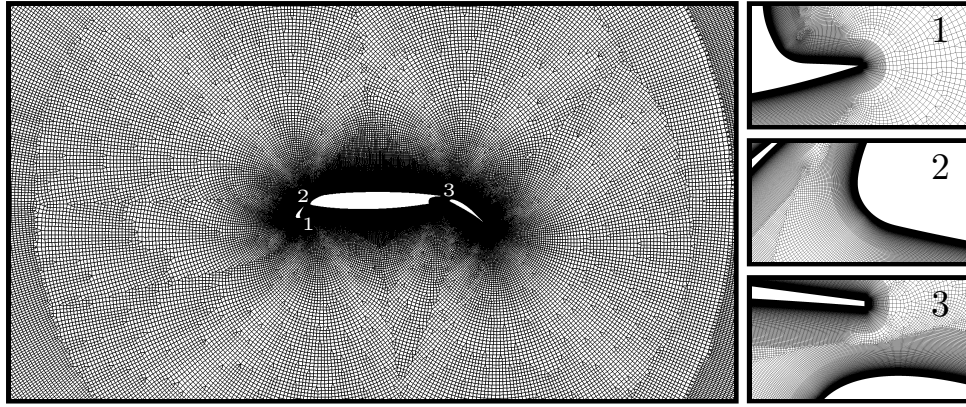


FIGURE 6.18 – 2DMEA : vues du maillage *body-fitted* de référence

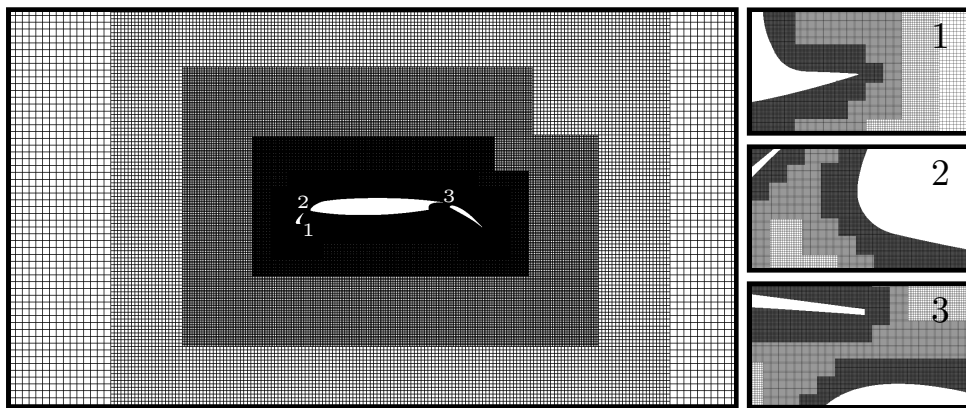


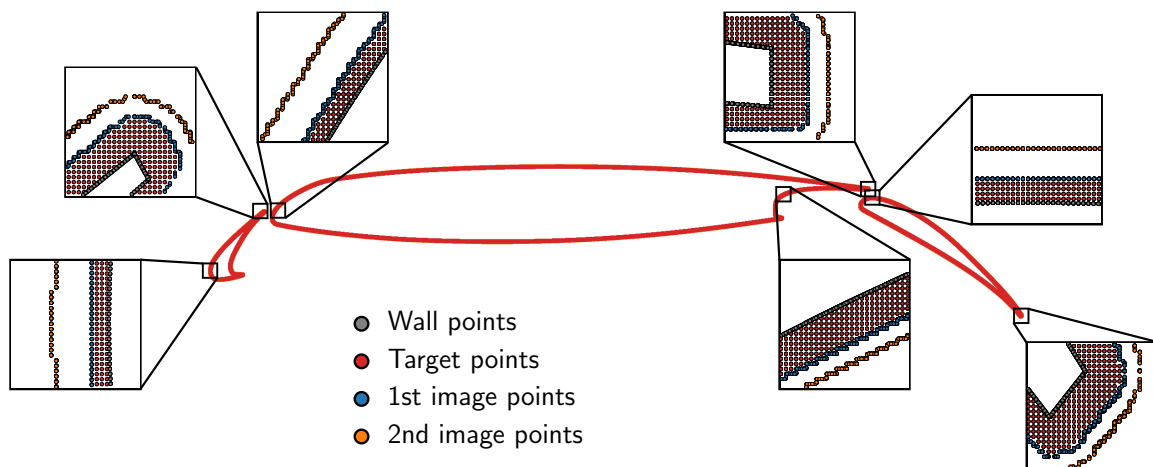
FIGURE 6.19 – 2DMEA : vues du maillage cartésien quadtree IBM6.

Différentes vues des maillages *body-fitted* L7 et cartésien quadtree IBM6 sont proposées en figures 6.18 et 6.19. À l'inverse des géométries précédentes, la résolution proche paroi est ici fortement contrainte par le faible espacement présent entre les différents éléments composant le profil 2DMEA. De fait, il apparaît manifeste qu'une résolution trop grossière empêcherait le positionnement idoine des points IBM autour de la géométrie immergée, *a fortiori* en considérant notre approche IBM *F42*. Pour cette raison, mais également du fait des limites intrinsèques de notre modèle de paroi nous cantonnant à un intervalle  $y_{target}^+ \in [50, 500]$ , nous n'avons pas considéré de maillage moins résolu pour notre étude.

La figure 6.20 suivante permet de renseigner le positionnement de l'ensemble des points IBM (points parois, points cibles, premiers et seconds points images) autour du profil multi-éléments, dans le cas du maillage IBM6. Pour ce dernier, il est important de souligner que la résolution maximale imposée proche paroi autorise en théorie un positionnement optimal des premiers points calculés à  $y^+ = 100$ , suivant l'approche adaptative IBM *F42*. Ainsi, en considérant une hauteur de modélisation globale pour l'ensemble des corps immergés dans le maillage, soit sans tenir compte de la réalité complexe de l'écoulement, nous observerions une distribution uniforme des points cibles près des parois solides, s'étalant sur sept à huit couches dans chaque direction.

Or, l'étude précédente du profil NACA0012 en régime subsonique a clairement démontré l'importance de l'adaptation de la hauteur de modélisation pour ce type de géométrie profilée, afin de justement rendre compte du développement réel de la couche limite turbulente, tout particulièrement sous forte incidence. Après un premier calcul, la hauteur de modélisation globale doit donc être localement réduite, dans le but de limiter la part d'écoulement modélisée proche paroi dans les régions où la couche limite est insuffisamment développée. Sur la figure 6.20, pour laquelle ce travail d'adaptation a pu être réalisé avec succès, on remarque que le positionnement des points IBM a particulièrement été impacté au niveau des différents bords d'attaque et sur l'extrados de la géométrie, tandis que les distributions aux bords de fuite restent inchangées à la suite de cette opération.

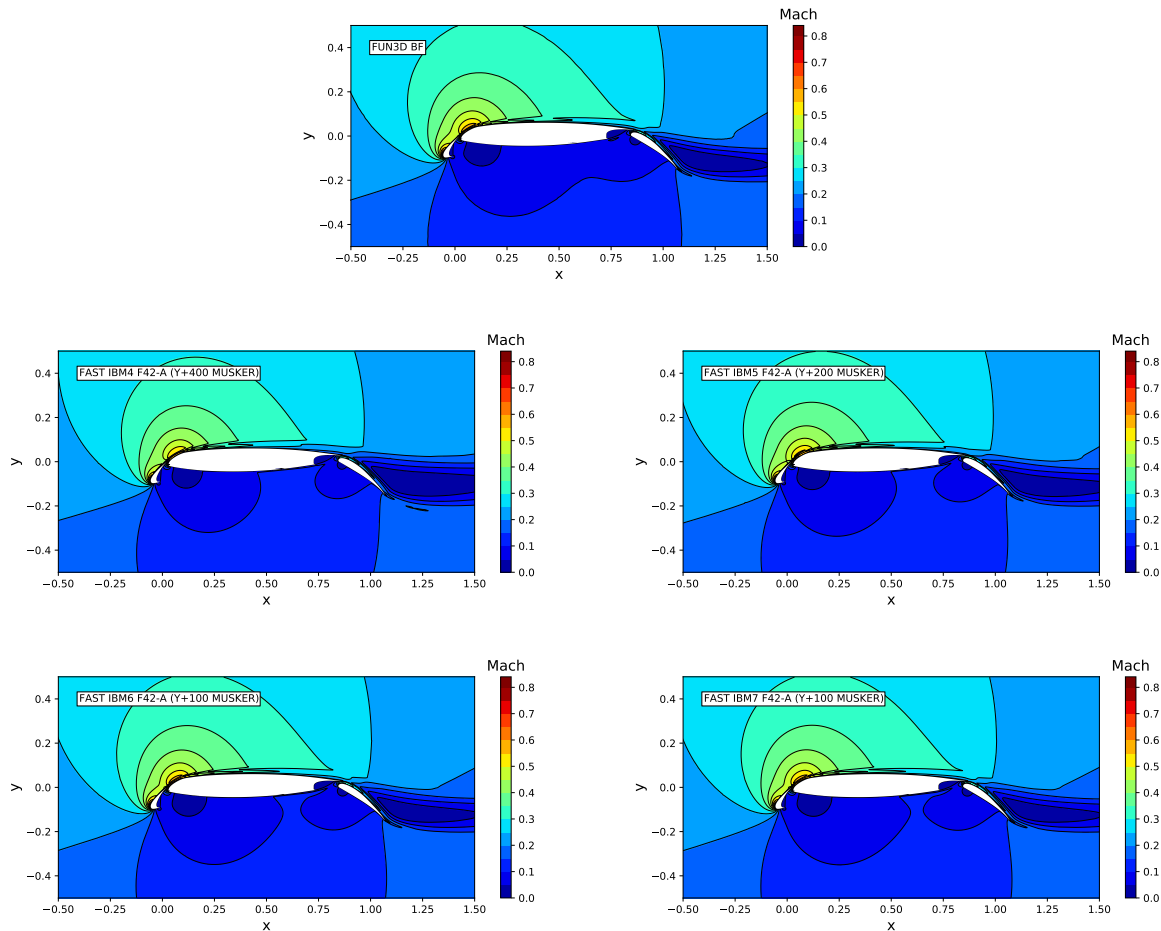
De prime abord, il semble donc que la méthodologie introduite au chapitre 3 s'adapte naturellement aux géométries plus complexes, ce que nous confirmerons dans la suite. Ainsi, dans un souci de clarté et dans la mesure où l'intérêt de l'adaptation a d'ores et déjà été établi sur le profil NACA0012, nos résultats IBM seront systématiquement présentés après cette étape de correction.



**FIGURE 6.20** – 2DMEA à 16 degrés d'incidence : positionnement des points IBM sur le maillage cartésien IBM6, pour l'approche  $F42$  et après adaptation de la hauteur de modélisation.

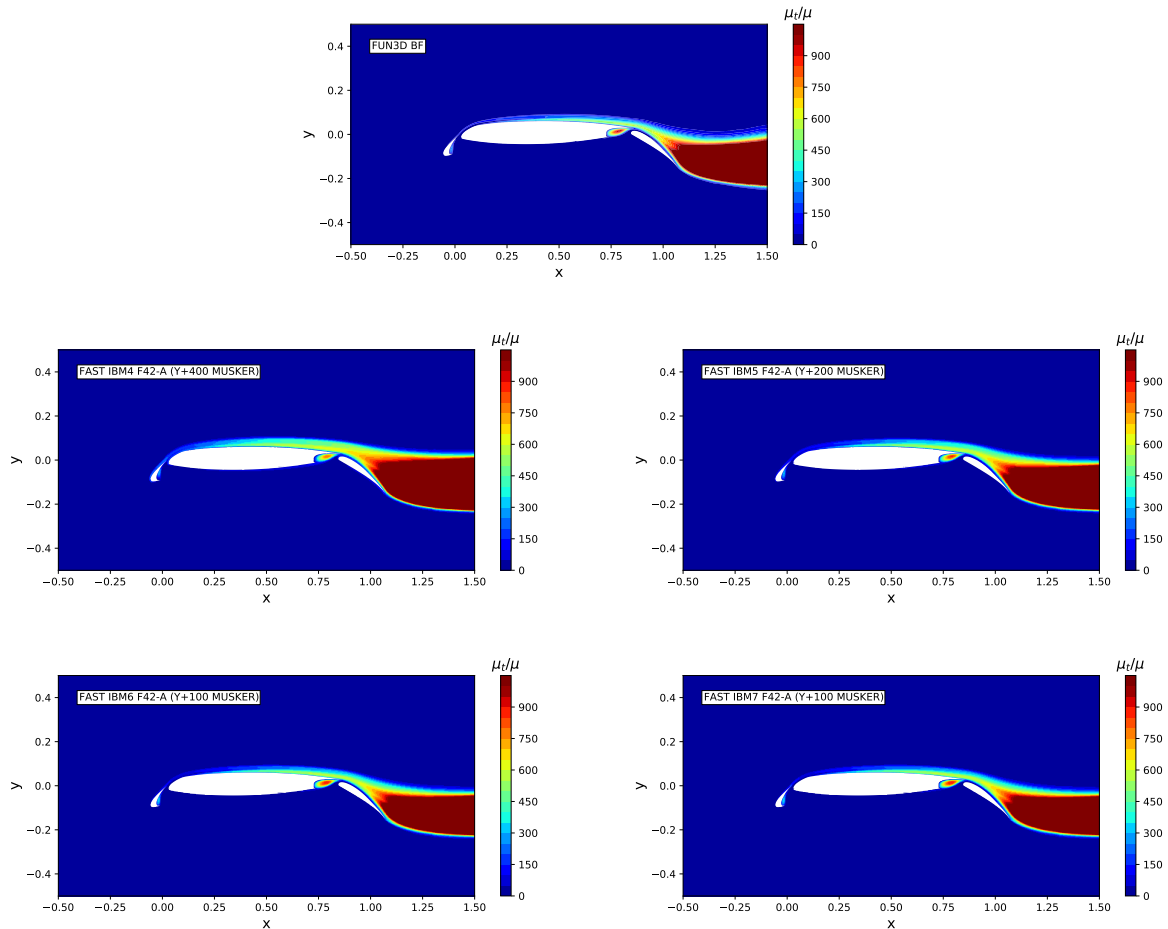
### Impact de la résolution proche paroi

Les résultats suivants décrivent l'évolution de nos solutions IBM en fonction de la résolution proche paroi. Si l'on retrouve dans cette partie l'ensemble des résultats de validation déjà obtenus sur divers cas-tests académiques, la présente étude permet d'insister davantage sur les forces et faiblesses de notre méthode de frontières immergées, ainsi que sur notre modélisation proche paroi, cette fois sur un cas réaliste. Enfin, nous pensons que l'étude de la solution obtenue sur le maillage IBM4 permettra de faciliter la compréhension du cas CRM-HL global.



**FIGURE 6.21** – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : contours de Mach.

Les figures 6.21 et 6.22 décrivent l’évolution des contours de Mach et de viscosité turbulente dans le champ d’écoulement, pour lesquels l’ensemble des solutions IBM propose de très bons résultats qualitatifs, comparativement au résultat *body-fitted* de référence. Plus particulièrement, nos solutions obtenues sur les maillages IBM6 et IBM7 semblent parfaitement se superposer, témoignant par là d’une bonne convergence en maillage à  $y_{target}^+$  constant, ce que l’on confirmera ultérieurement avec l’étude des coefficients pariétaux. Si ces deux solutions apparaissent en excellent accord avec celle de FUN3D, les solutions obtenues sur les maillages plus grossiers IBM4 et IBM5 parviennent également à approcher avec succès les caractéristiques globales de l’écoulement turbulent, nonobstant la complexité du cas traité. On remarque néanmoins que la solution IBM obtenue pour  $y_{target}^+ = 400$  tend légèrement à surestimer l’épaisseur de la couche limite turbulente, ce qui est particulièrement visible sur la solution de viscosité turbulente, lorsque l’écoulement proche paroi rencontre le sillage de l’écoulement issu de la cavité du bec. On illustrera plus tard ce phénomène à l’aide de sondes unidirectionnelles pris dans chaque région d’intérêt du domaine fluide. Enfin, il semble que l’intensité turbulente au centre de la recirculation fluide positionnée au sein de l’alcôve de l’élément principal soit partiellement sous-estimée avec le maillage le moins résolu.



**FIGURE 6.22** – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : champs de viscosité turbulente.

Les figures 6.23 et 6.24 détaillent les résultats issus de l’intégration de l’ensemble des efforts aérodynamiques agissant sur le profil 2DMEA. Pour chaque solution IBM, nous avons indiqué le pourcentage d’erreur relative observé sur les solutions de traînée et de portance, par rapport à la solution de FUN3D et en fonction de l’approche retenue pour la reconstruction de la pression à la paroi. Au cours du chapitre 4, nous avons en effet prouvé que la pression ne pouvait être véritablement considérée constante dans la direction normale à la paroi, en particulier au voisinage d’un bord d’attaque, c’est-à-dire lorsque la couche limite turbulente est insuffisamment développée. En ce sens, nous avons introduit deux nouvelles reconstructions pour la pression pariétale, à l’ordre 1 et à l’ordre 2, en prenant en compte les effets de gradients de pression capturés au niveau d’un second jeu de points images, suffisamment éloigné de la région modélisée proche paroi.

Comme anticipé, les résultats suivants rejoignent ceux obtenus sur le profil NACA0012. En particulier, il apparaît que les contributions de pression prédominent assez largement pour l’estimation de la traînée globale. Les contributions visqueuses (hachurées en figure 6.23) sont en effet bien plus négligeables, bien que très proches de la solution de référence. Nous pouvons donc affirmer que l’erreur observée sur la solution de traînée est de nouveau pilotée par l’erreur commise sur la pression.

Les solutions obtenues pour  $y_{target}^+ = 100$  (maillages cartésiens IBM6 et IBM7) sont celles qui approchent au plus près la solution *body-fitted* de référence, malgré une erreur relative d'environ 20% sur la traînée, proche de celle observée au chapitre 4, pour des paramètres d'écoulement similaires. Cette erreur s'explique principalement par une sensibilité accrue de la solution au bord d'attaque, qui n'est pas nécessairement représentative des difficultés rencontrées en trois dimensions.

Il est finalement intéressant d'étudier l'impact de la reconstruction de la pression pariétale par rapport à la hauteur de modélisation de référence. Ainsi, pour les maillages les plus fins, une reconstruction linéaire de la solution de pression depuis les seconds points images suffit à satisfaire une convergence en ordre sur la solution de traînée. À l'inverse, pour les maillages moins résolus (maillages cartésiens IBM4 et IBM5), la prise en compte d'une reconstruction quadratique s'avère essentielle, dans la mesure où celle-ci permet encore de diviser l'erreur relative par deux. On peut d'ailleurs constater que cette reconstruction de la pression pariétale à un ordre plus élevé permet à la solution obtenue à  $y_{target}^+ = 200$  de pratiquement converger vers les solutions obtenues à  $y_{target}^+ = 100$ .

Une fois encore, le coefficient de portance s'avère bien moins sensible à la reconstruction de la pression pariétale, puisque l'erreur relative évolue peu pour l'ensemble des maillages cartésiens considérés. On se contentera donc de retrouver des erreurs relatives inférieures à 5% pour les maillages IBM5, IBM6 et IBM7. Pour le maillage IBM4, il semble néanmoins difficile d'envisager une diminution plus importante de l'erreur actuellement observée, du fait de la problématique liée aux bords d'attaque, soit de l'incapacité de nos modèles de paroi à parfaitement reproduire le comportement d'une couche limite turbulente sans région de recouvrement suffisamment établie.

Pour compléter cette analyse, l'étude approfondie des distributions de coefficients de pression et de frottement présentées en figures 6.25 et 6.26, permet d'assurer que la capture des coefficients intégraux ne bénéficie pas d'effets compensatoires. Ces résultats confirment également l'extension de notre nouvelle méthodologie IBM aux cas de profils multi-éléments, étant donné l'absence d'oscillations parasites sur l'ensemble de nos solutions IBM, ainsi que les bons, voire très bons accords observés avec la solution *body-fitted*.

À l'image de l'étude menée sur le profil NACA0012, nous avons choisi d'indiquer par des agrandissements les régions particulièrement affectées par la correction de la pression pariétale en post-traitement. Sans surprise, il s'agit ici des bords d'attaque de chaque élément composant le profil 2DMEA. Ces distributions de coefficients de pression permettent finalement d'apporter un éclairage pertinent quant aux résultats intégraux discutés plus haut, en particulier pour la solution obtenue sur le maillage IBM4, pour laquelle la prise en compte des effets de courbure apparaît bien plus manifeste. Pour cette dernière, on pourra également relever une légère sous-estimation de la distribution de pression globale sur l'extrados du corps principal, expliquant là aussi les écarts obtenus sur le coefficient de traînée, malgré une reconstruction optimale de la solution à la paroi.

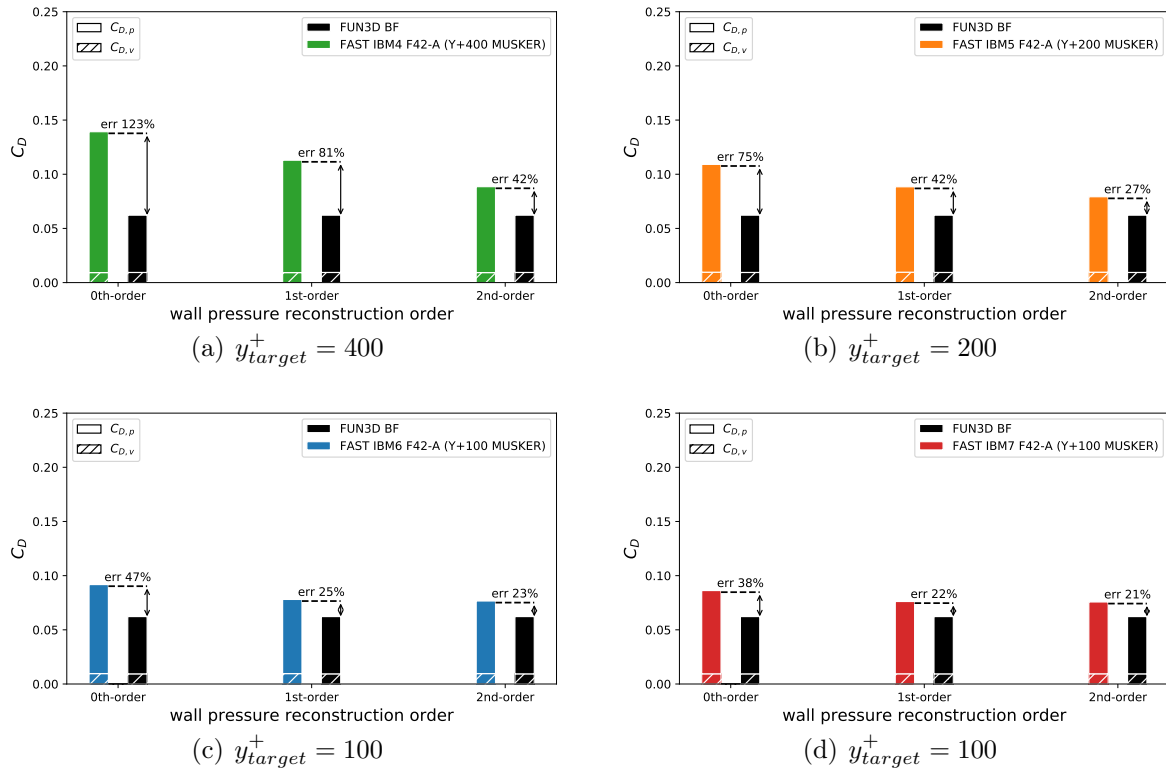


FIGURE 6.23 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : évolution du coefficient de traînée pour  $y^+_{target} \in [100, 400]$ .

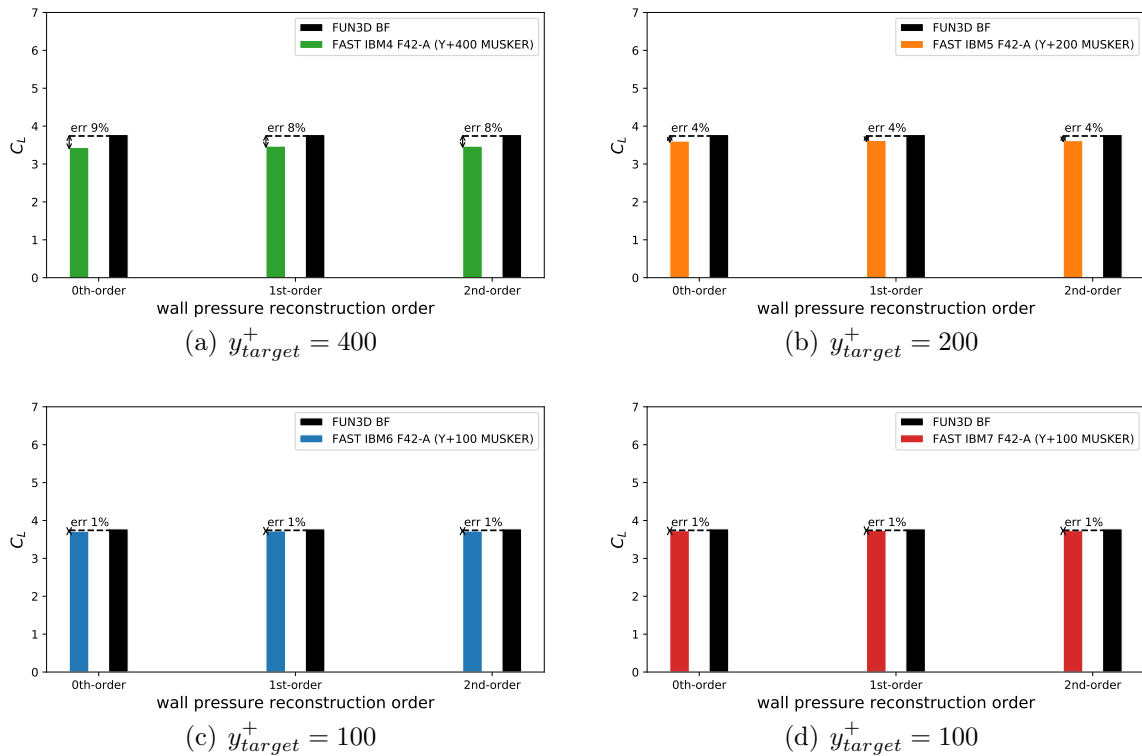
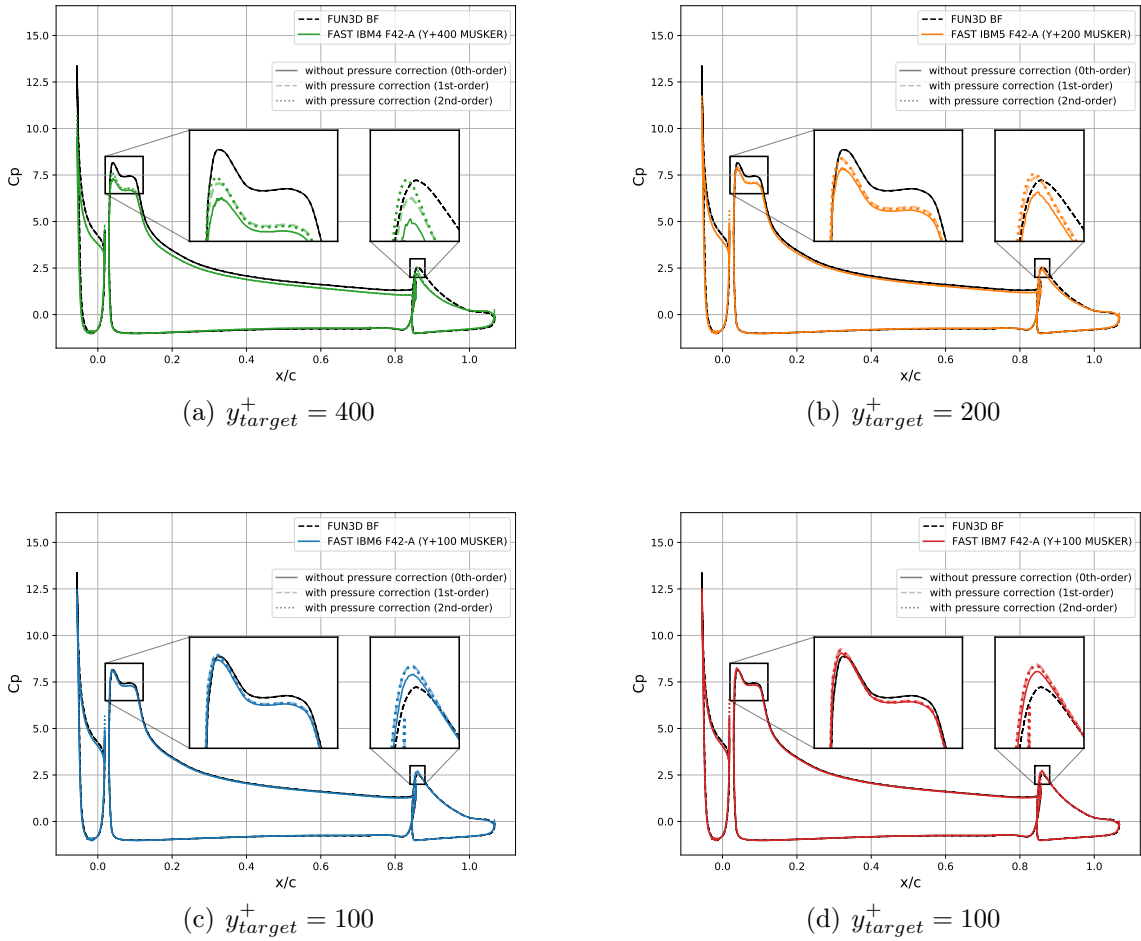


FIGURE 6.24 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : évolution du coefficient de portance pour  $y^+_{target} \in [100, 400]$ .

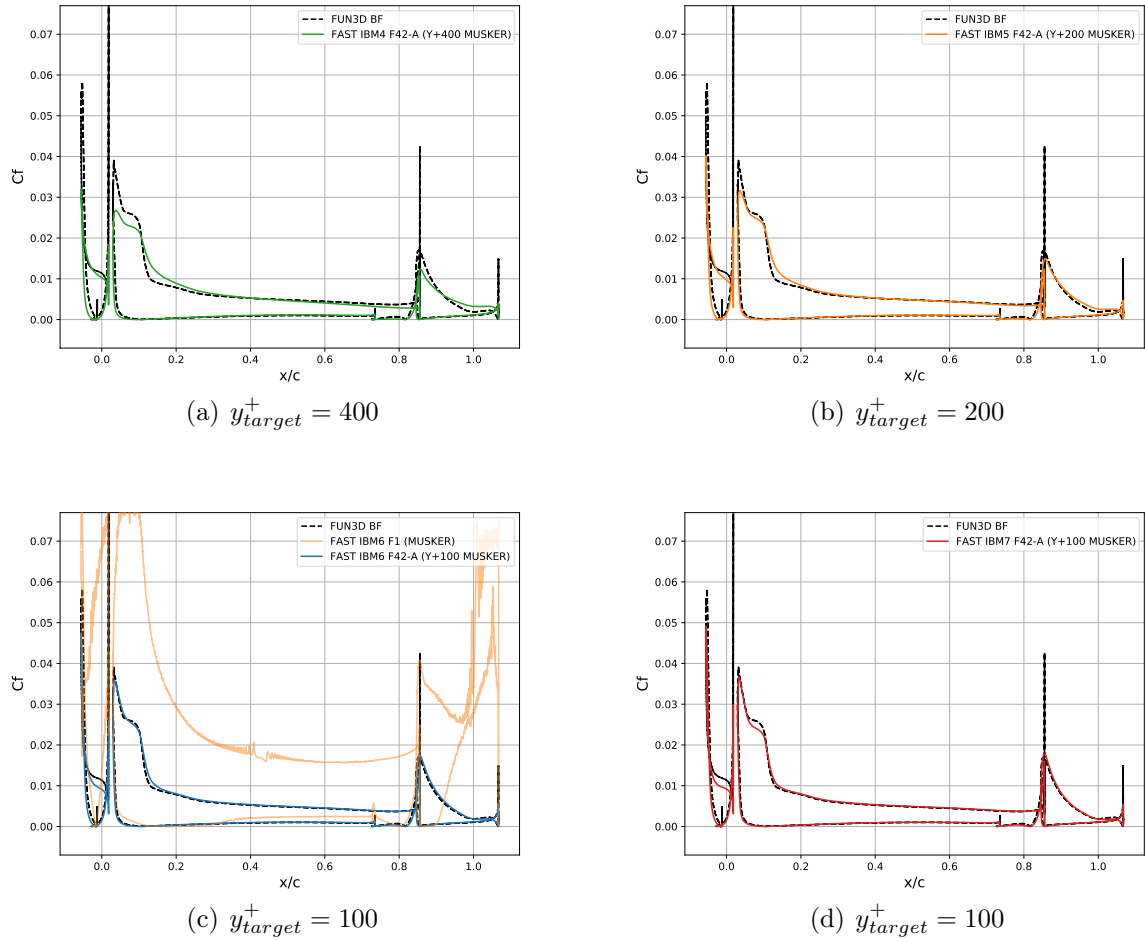


**FIGURE 6.25** – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : distributions de coefficients de pression, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

L’étude de la figure 6.26 atteste d’une bonne capture de l’information de frottement pariétal par l’ensemble de nos solutions IBM, en particulier pour les maillages IBM6 et IBM7, lesquels parviennent à capturer jusqu’aux bons maxima de frottement près des bords d’attaque du corps principal et du volet, à défaut de parfaitement représenter l’écoulement autour du bec, là où la couche limite est la plus fine. Le maillage IBM5 permet d’observer un comportement similaire aux résultats plus résolus, malgré une légère sous-estimation des maxima de frottement, ainsi qu’un comportement globalement plus amorti de la solution. On observe enfin le même comportement pour le maillage IBM4, avec quelques difficultés additionnelles au voisinage des bords de fuite, principalement du fait de la surestimation initiale de l’épaisseur de la couche limite.

À titre de comparaison, nous avons également souhaité ajouter la solution fortement oscillante obtenue à l’aide de l’algorithme IBM *F1*, sur le maillage cartésien IBM6. Ce résultat démontre une fois de plus l’intérêt de l’amélioration apportée à notre méthode de frontières immergées, vis-à-vis du positionnement des points à forcer autour de la géométrie.





**FIGURE 6.26** – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : distributions de coefficients de frottement, pour  $y_{target}^+ \in [100, 400]$ .

Pour terminer cette première étude, les figures 6.27 à 6.32 se proposent de décrire l’évolution de la solution fluide au sein de la couche limite, pour différentes sections proches du profil, toutes choisies à abscisse constante. De nouveau, les solutions IBM obtenues sur les maillages les plus fins correspondent presque parfaitement à la solution *body-fitted* de référence. En revanche, on peut remarquer une légère déviation sur la section prise sur le volet, lorsque le sillage du bec vient interagir avec l’écoulement proche paroi. C’est notamment cela qui, pour les maillages les moins résolus, va finalement entraîner une déviation substantielle de la solution dans le champ, quand bien même les informations pariétales sont relativement bien prédites.

Bien entendu, notre solution prise à  $y_{target}^+ = 400$  va davantage pâtir de cette surestimation initiale de la couche limite turbulente, faite autour du bec. C’est particulièrement évident sur la solution de viscosité turbulente, pour laquelle une somme d’erreurs effectuées en amont fait finalement dévier notre solution IBM de la référence, bien au-delà de la zone modélisée proche paroi. Ceci nous ramène aux conclusions formulées aux chapitres 4 et 5, quant à la problématique de la modélisation d’une couche limite mince.

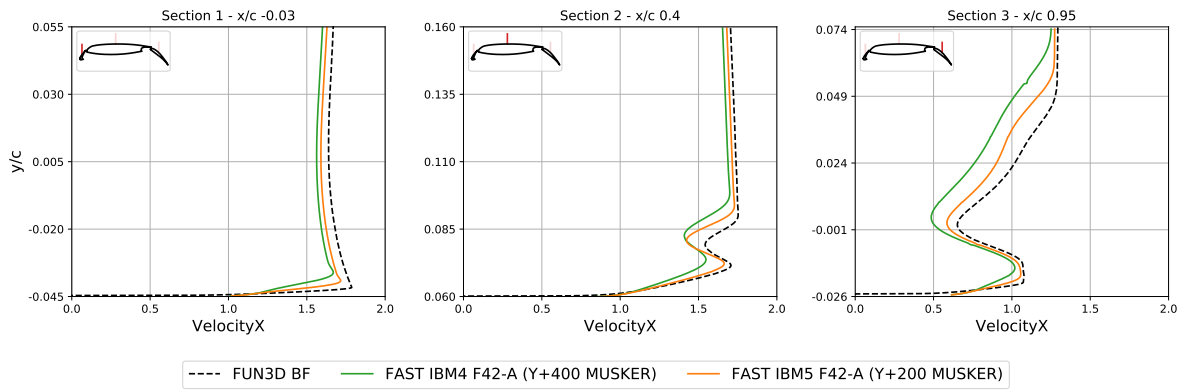


FIGURE 6.27 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : profils de vitesse ( $/\vec{x}$ ) obtenus sur les maillages IBM4 et IBM5.

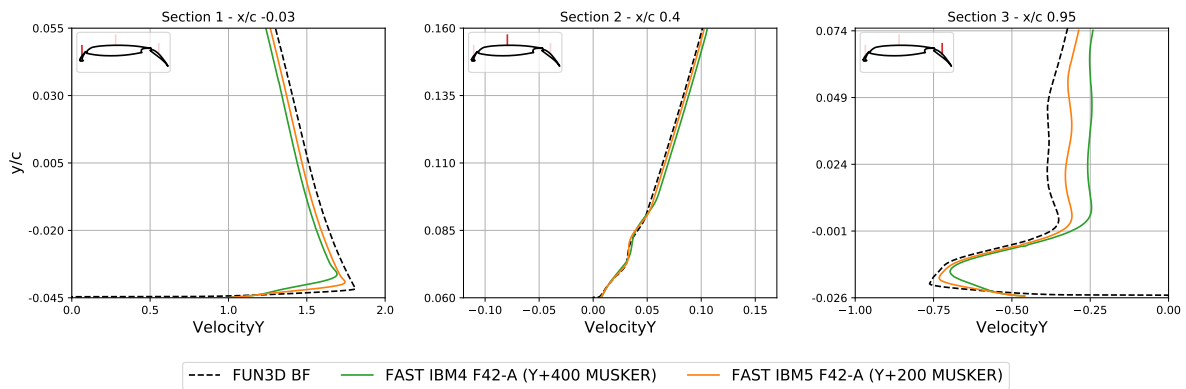


FIGURE 6.28 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : profils de vitesse ( $/\vec{y}$ ) obtenus sur les maillages IBM4 et IBM5.

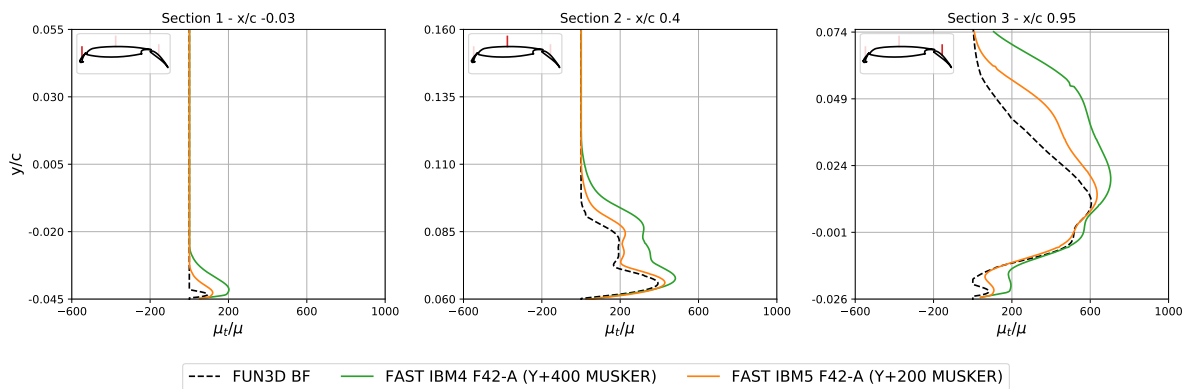


FIGURE 6.29 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : profils de viscosité turbulente obtenus sur les maillages IBM4 et IBM5.

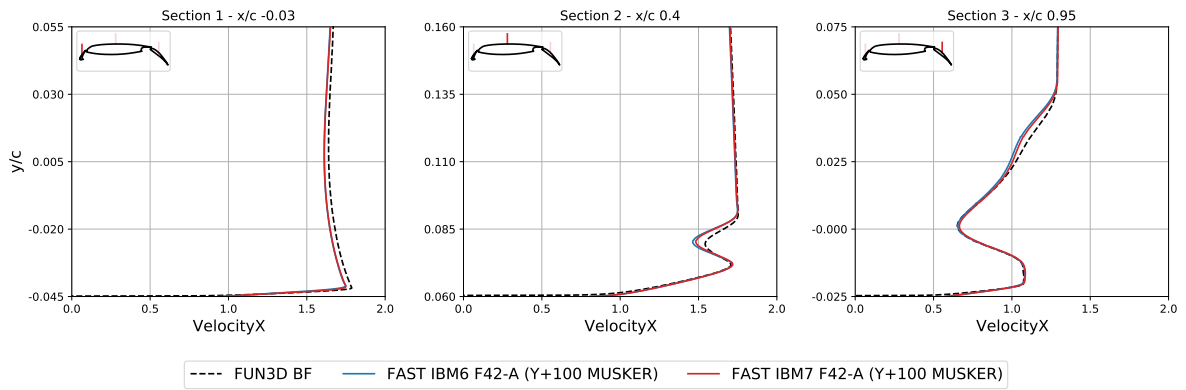


FIGURE 6.30 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : profils de vitesse ( $/\vec{x}$ ) obtenus sur les maillages IBM6 et IBM7.

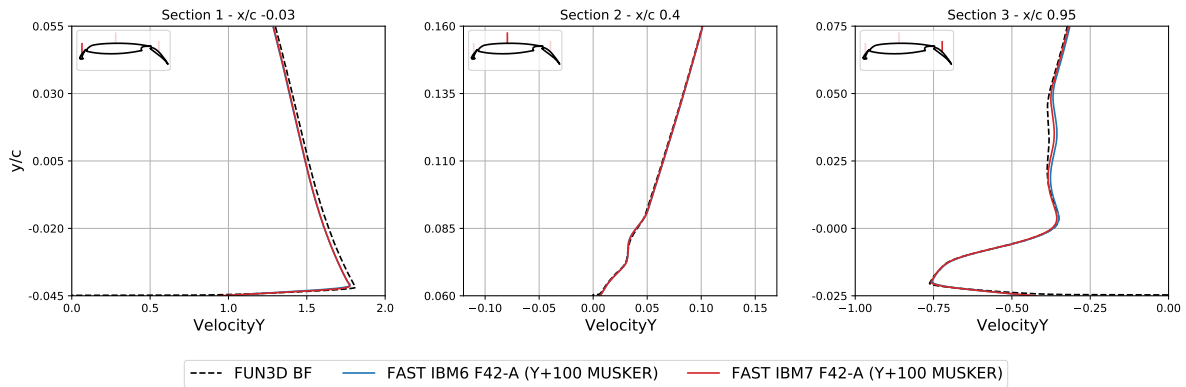


FIGURE 6.31 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : profils de vitesse ( $/\vec{y}$ ) obtenus sur les maillages IBM6 et IBM7.

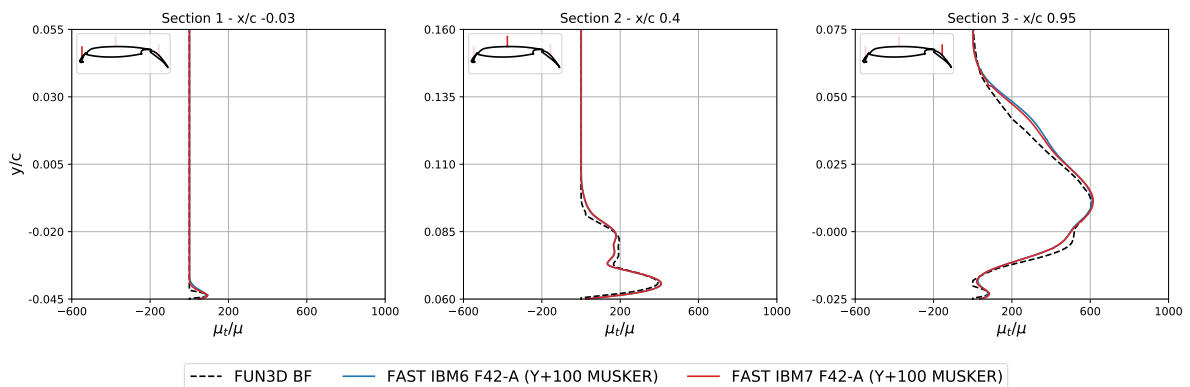


FIGURE 6.32 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : profils de viscosité turbulente obtenus sur les maillages IBM6 et IBM7.

## Impact du modèle de paroi

Au vu des limitations observées pour la solution IBM la moins résolue, nous proposons dans un second temps d’analyser l’impact du modèle de paroi sur la prédiction des informations pariétales, à l’aide de l’extension de la loi analytique de Musker. Les résultats sont rassemblés en figures 6.33, 6.34 et 6.35.

Comme pour l’ensemble des cas-tests précédents, il est important de noter que la prise en compte des effets de gradients de pression au sein de notre modélisation ne vient aucunement perturber la solution proche paroi, même à proximité d’une transition soudaine d’un gradient de pression favorable vers un gradient de pression adverse. L’approche développée au chapitre 5 s’adapte donc parfaitement à ce cas de profil multi-éléments.

Un examen plus détaillé de la figure 6.35-(b), démontre que l’utilisation de notre loi de paroi étendue permet finalement d’atteindre une meilleure prédiction des maxima de frottement, pour chacun des corps, de même qu’une meilleure capture de la tendance globale de l’écoulement. On relève également un meilleur comportement de notre solution IBM au niveau des bords de fuite de l’élément principal et du volet, que nous savons soumis à d’importants effets de gradients de pression adverses. Enfin, aucun impact notable n’est à enregistrer sur l’intrados du profil.

Malheureusement, si cette seconde loi de paroi permet effectivement d’observer un effet bénéfique non négligeable pour le coefficient de frottement, elle ne semble pas parvenir à étendre cette correction à l’ensemble des informations fluides proche paroi, à commencer par la solution de pression. De fait, on constate en figure 6.35-(a) que nos deux solutions IBM, ici représentées en vert (Musker) et en cyan (Musker étendu), se confondent presque parfaitement, à l’exception des régions que nous avons agrandies. Au niveau de celles-ci, il semble même que la pression pariétale soit légèrement moins bien prédite qu’avec notre loi de paroi à l’équilibre, ce qui suffit à expliquer les écarts observés sur les solutions intégrales de portance (+1% - figure 6.34) et de traînée (+5% - figure 6.33).

Ainsi, pour ce cas 2DMEA, comme pour le cas NACA0012 précédent, il paraît donc nécessaire de considérer un maillage cartésien davantage résolu, afin d’apprécier des résultats plus quantitatifs en dehors de la solution de frottement pariétal, dans la mesure où notre approche actuelle ne permet pas de véritablement aborder le problème de la surestimation de l’épaisseur de la couche limite turbulente au bord d’attaque. La prise en compte des effets de gradients de pression adverses au sein de notre modélisation proche paroi doit donc être étudiée au cas par cas, ce que nous avons déjà établi au chapitre 5.

Finalement, en ajoutant à cela la question du surcoût lié à la reconstruction des informations de gradients de pression lors du calcul, de même que les communications supplémentaires introduites par notre approche à deux points images, il nous est possible de justifier la limitation de l’étude autour du modèle CRM-HL à la seule utilisation du modèle de Musker, pris dans sa définition à l’équilibre.

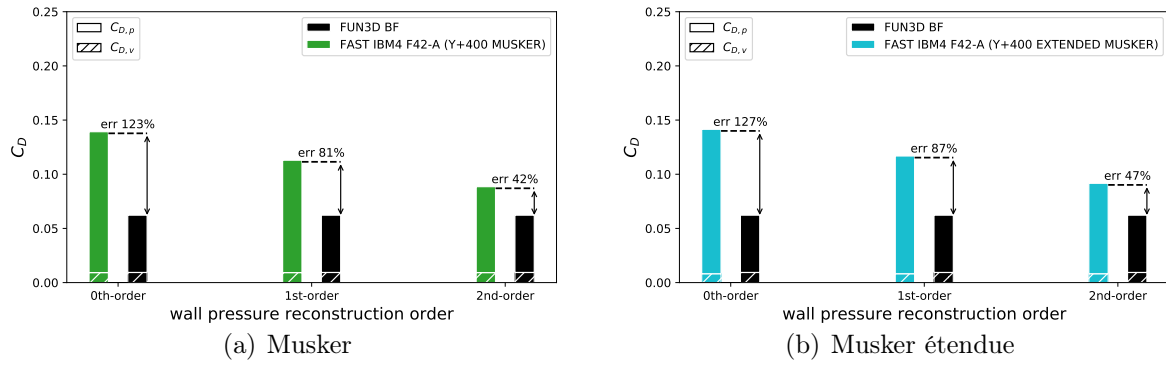


FIGURE 6.33 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : évolution du coefficient de traînée obtenu sur le maillage IBM4, pour  $y_{target}^+ = 400$ . Impact du modèle de paroi.

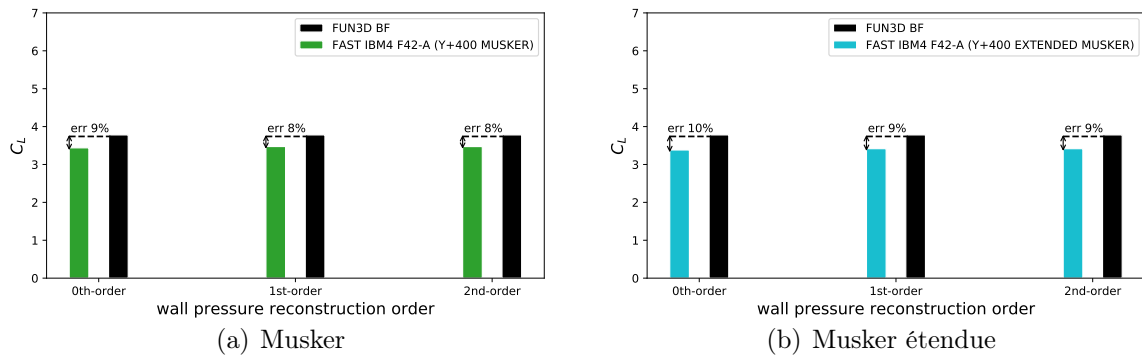


FIGURE 6.34 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : évolution du coefficient de portance obtenu sur le maillage IBM4, pour  $y_{target}^+ = 400$ . Impact du modèle de paroi.

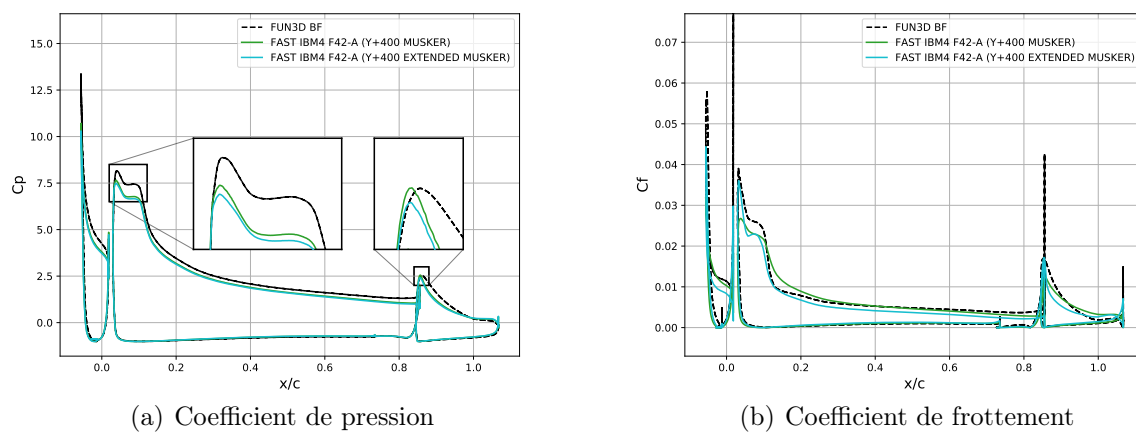


FIGURE 6.35 – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : distributions de coefficients de pression et de frottement obtenus sur le maillage IBM4, pour  $y_{target}^+ = 400$ . Impact du modèle de paroi.

## Impact du schéma numérique

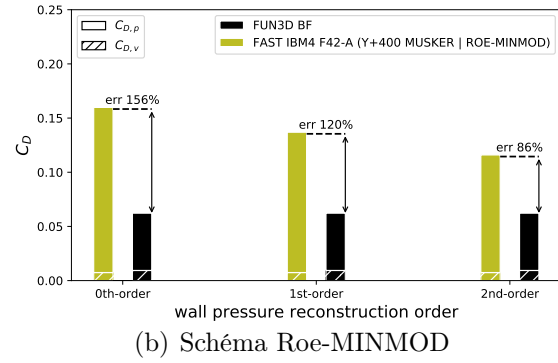
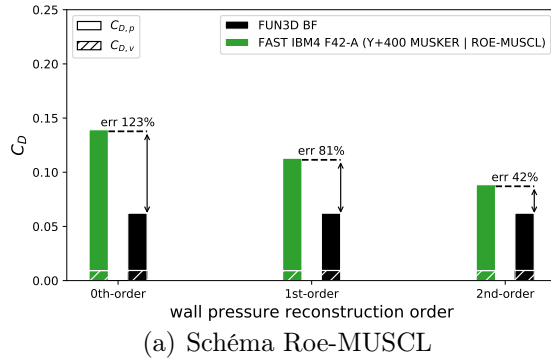
Pour conclure cette section dédiée au profil 2DMEA, il nous paraît important d’anticiper la principale difficulté rencontrée dans la section suivante, dédiée à l’étude du modèle CRM-HL. En effet, lors des différents tests menés sur ce dernier cas d’application, nous n’avons pas été en mesure d’utiliser le schéma Roe-MUSCL pour nos simulations IBM, lesquelles finissaient invariablement par diverger, indépendamment de l’angle d’incidence initialement choisi. Afin d’améliorer la robustesse de la méthode, nous appliquons donc un schéma de Roe-MINMOD pour les grilles cartésiennes impliquées dans la reconstruction IBM et une reconstruction MUSCL par ailleurs.

La raison de ce manque de robustesse est la suivante : lors de la description faite au chapitre 2 de la résolution linéaire par bloc effectuée à chaque itération du calcul, nous avons rappelé que les conditions aux limites étaient traitées explicitement au cours du processus de Newton, afin d’en accélérer la résolution. Or, lorsqu’une grille cartésienne est majoritairement masquée par le solveur, parce que les cellules se trouvent à l’intérieur de la géométrie ou bien parce que celles-ci sont traitées en conditions de frontières immergées, cette grille peut apparaître majoritairement vide, dans le sens où elle peut contenir une minorité de cellules intérieures calculées. Ce phénomène peut alors provoquer une certaine quantité de bruit numérique au niveau des raccords inter-grilles, plus ou moins bien contenue et dissipée par le schéma numérique.

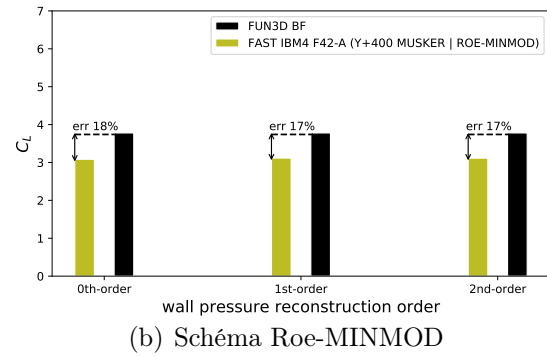
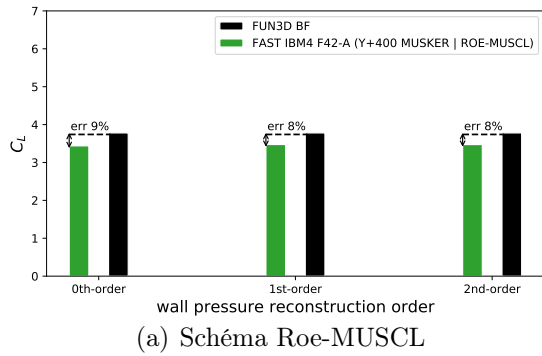
Si ce dernier cas de figure a pu être contourné jusque-là, la complexité du cas suivant, tant d’un point de vue physique que géométrique, ne nous a pas permis d’empêcher l’émergence d’instabilités avec nos moyens numériques actuels, malgré une prise en compte progressive de la valeur CFL maximale, ou en considérant une dissipation artificielle, à l’aide de sous-itérations de l’algorithme de Newton lors de la phase implicite.

En conséquence, nous avons été contraints de remplacer notre reconstruction MUSCL du troisième ordre, par la prise en compte d’un limiteur de pente minmod, choisi pour son caractère fortement dissipatif, en dépit d’une absence totale de chocs dans le champ d’écoulement. Par ailleurs, bien que l’approche  $F42$  tende à augmenter la fréquence d’apparition de ce problème, en vidant davantage l’ensemble des grilles adjacentes à la paroi par l’ajout de points cibles supplémentaires, il est important de noter que cette situation a pu être reproduite pour l’ensemble des approches IBM à notre disposition.

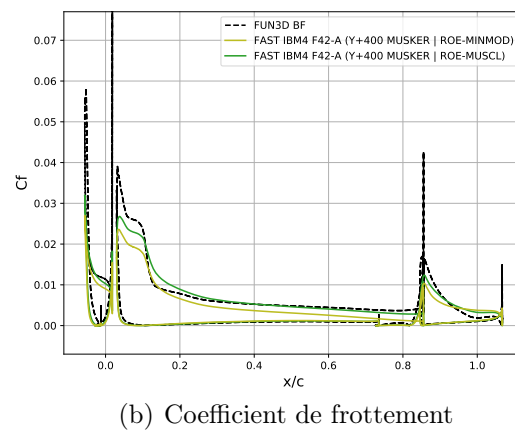
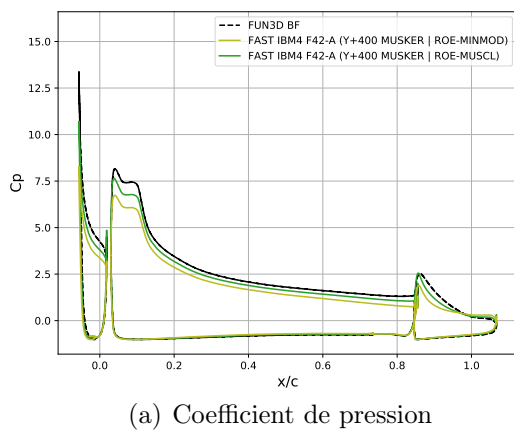
Les figures 6.36, 6.37 et 6.38 permettent finalement de mesurer l’impact négatif de ce changement de schéma numérique, toujours dans le cas du maillage IBM4 précédent. Sur les distributions de coefficients de pression et de frottement, on constate ainsi la formation d’un décalage constant entre les deux solutions IBM, conduisant à un amortissement global de la solution, et non de certaines régions uniquement. Enfin et surtout, ce changement de schéma numérique provoque un doublement de l’erreur relative sur la prédiction des coefficients intégraux de traînée et de portance, ce dont il faudra absolument tenir compte lors de l’étude suivante.



**FIGURE 6.36** – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : évolution du coefficient de traînée obtenu sur le maillage IBM4, pour  $y_{target}^+ = 400$ . Impact du schéma numérique.



**FIGURE 6.37** – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : évolution du coefficient de portance obtenu sur le maillage IBM4, pour  $y_{target}^+ = 400$ . Impact du schéma numérique.



**FIGURE 6.38** – 2DMEA à 16 degrés d’incidence : distributions de coefficients de pression et de frottement obtenus sur le maillage IBM4, pour  $y_{target}^+ = 400$ . Impact du schéma numérique.

### 6.3.2 Description du cas NASA CRM-HL

Afin de clore ce chapitre à visée applicative, dédié à la simulation d'écoulements turbulents compressibles autour de géométries réalistes, nous présenterons dans cette dernière partie l'ensemble des résultats IBM obtenus pour le cas d'avion complet NASA CRM-HL. Comme expliqué brièvement lors de notre introduction générale aux configurations *high-lift*, ce cas est intégralement repris du *workshop* AIAA HLPW-4, qui s'est tenu en janvier 2022. [1].

À l'inverse des cas-tests précédents, nos simulations IBM se placeront désormais dans un contexte dimensionné, en prenant notamment en compte une demi-envergure de 29.4 mètres, suivant les recommandations du comité en charge du séminaire. Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que des simulations adimensionnées, avec une longueur de référence de 1 (ou 1.1) et suivant un adimensionnement par la masse volumique, la viscosité, la vitesse du son et la température à l'infini, elles-mêmes définies à partir des nombres de Mach et de Reynolds caractéristiques de l'écoulement. Cet adimensionnement permettait d'éviter la présence d'hétérogénéités de plusieurs ordres entre les différentes variables de l'écoulement, potentiellement néfaste du point de vue de la stabilité numérique.

La température statique de référence est ici fixée à 289 kelvins, contre une pression statique de référence d'environ 1.70093 bar. On relève un nombre de Mach subsonique de 0.2, ainsi qu'un nombre de Reynolds égal à 5.49 millions, cette fois basé sur la corde moyenne aérodynamique (*Mean Aerodynamic Chord* - MAC). On retrouve donc bien une équivalence entre ces deux nombres caractéristiques et ceux considérés lors de l'étude du profil multi-éléments 2DMEA.

Pour ce dernier cas tridimensionnel, nous avons fait le choix de restreindre notre étude à quatre angles d'incidence, pris entre 2.78 et 17.05 degrés, afin de se placer dans des situations favorables et défavorables vis-à-vis de l'application de notre méthode de frontières immergées dans un contexte RANS-SA. Notre limitation à un angle de 17.05 degrés s'explique simplement, dans la mesure où l'objectif de ce chapitre n'est pas de tester les limites des approches RANS au voisinage du  $C_{Lmax}$ , mais bien de tenter d'approcher au plus près les résultats de référence issus de la littérature, lorsque ceux-ci proposent des prédictions précises et fiables. Pour cette raison, nous n'étudierons pas le cas CRM-HL à l'approche du phénomène de décrochage.

Un résumé concis des paramètres de simulation est proposé en table 6.5 :

**TABLE 6.5**  
CRM-HL : informations sur les paramètres de simulation.

$Re_{MAC=7.00532m}$	Ma	AoA	TM	WM	Schéma spatial
$5.49 \cdot 10^6$	0.2	2.78°/7.05°/11.29°/17.05°	SA	Musker	Roe-MINMOD



On relèvera dans cette table un dernier changement majeur quant à la discrétisation du flux convectif. En effet, d'un schéma Roe-MUSCL, nous passons désormais à un schéma Roe-MINMOD, c'est-à-dire en considérant une reconstruction à l'ordre 2 des états à gauche et à droite de l'interface, associée à un limiteur de pente minmod. Ce choix est justifié par des raisons de stabilité numérique, discutées en section précédente.

Afin de comparer nos résultats IBM à une approche *body-fitted* de référence, nous avons fait le choix d'étudier les résultats fournis par le solveur CFD LAVA [79], développé à la NASA et basé sur une approche Volumes Finis centrée à l'ordre 2, suffisamment proche du cœur numérique de FastS. L'ensemble de leurs résultats sont actuellement en accès libre sur le site du séminaire AIAA HLPW-4 [1], ce qui nous a permis de les intégrer à nos propres figures.

Les équipes de LAVA ont par ailleurs proposé plusieurs synthèses de leurs études menées sur ce cas d'application CRM-HL. Duensing *et al.* [60] se sont particulièrement intéressés à la sensibilité de divers modèles de turbulence autour du  $C_{L_{max}}$ , à maillages structurés constants. Les conclusions de leur étude réaffirment certaines limites intrinsèques aux méthodologies RANS actuelles, vis-à-vis de la capture des efforts aérodynamiques sous forte incidence, du fait d'une incapacité à prédire les phénomènes de décollement fluide avec suffisamment de fiabilité. Pour leur part, Kiris *et al.* [80] ont proposé d'élargir le périmètre d'étude, en soumettant une comparaison étendue entre des méthodes RANS, hybrides RANS-LES et WMLES, afin d'isoler les forces et faiblesses de chaque approche et de dresser un ensemble de perspectives pour les configurations *high-lift*.

### 6.3.3 Génération du maillage cartésien

Nous nous comparerons à la solution *body-fitted* obtenue sur la grille structurée  $D$ , mise à disposition par le séminaire pour l'ensemble des participants appartenant au groupe d'étude dédié aux approches RANS. Bien que Duensing *et al.* aient défini la grille  $C$  comme étant la grille optimale à prendre en compte ( $y_{target}^{+,C} = 1$  contre  $y_{target}^{+,D} = 0.75$ ), dans la mesure où cette dernière semble proposer un meilleur compromis entre le nombre de points et la qualité finale de la solution, nous avons préféré, comme à chaque fois, de nous comparer à la solution la plus résolue possible.

Au vu de la complexité du cas tridimensionnel présenté dans cette section, nous avons été contraints de prendre en compte un maillage cartésien octree suffisamment résolu, ne serait-ce que pour représenter correctement la géométrie complète. D'après les résultats observés sur le profil multi-éléments 2DMEA, il apparaît clair qu'un positionnement des premiers points calculés à  $y_{target}^+ = 100$  proposerait la meilleure solution IBM possible, comparativement au résultat *body-fitted* de référence. Un manque de temps aura cependant restreint cette étude à la limite supérieure du domaine de validité de notre modèle de paroi, en nous imposant  $y_{target}^+ = 500$  dans le cadre de notre approche IBM  $F42$ .

Nos simulations numériques s’effectuent ici en écoulement libre, sur une configuration demi-avion CRM-HL positionné contre un plan de symétrie, également traité dans un contexte de frontières immergées à l’aide d’une condition de glissement. L’inclinaison de l’ensemble des becs et volets s’effectue selon des déviations intérieur/extérieur de  $30^\circ/30^\circ$  pour les becs, et  $40^\circ/37^\circ$  pour les volets. Le cas final est schématisé en figure 6.40 ci-contre.

D’après les recommandations formulées au chapitre 3 de cette thèse, notre choix initial de  $y_{target}^+$  nous impose une résolution proche paroi de 3.5mm, pour une valeur de MAC de 7.00532m. Contrairement aux cas-tests précédents, il nous paraît cependant difficile de considérer une telle résolution autour de la géométrie complète. En conséquence de quoi, pas moins de trois niveaux de résolution ont été pris en compte lors de la génération du maillage, tels qu’illustrés en figure 6.39.

Le niveau de résolution minimal  $h_{min}$  est donc seulement imposé au niveau des becs et volets déployés, où la hauteur de modélisation est la plus susceptible d’être adaptée. L’aile et la nacelle observent une résolution proche paroi deux fois supérieure, sans que cela n’impacte négativement le calcul, au regard des validations accomplies autour du profil NACA0012 en section 3.6.2.3 du chapitre 3. Enfin, le fuselage est volontairement sous-maillé, dans le but de réduire le nombre final de points.

Les paramètres précédents conduisent à un maillage cartésien octree composé d’environ deux milliards de points, en comptabilisant l’ensemble des points masqués. Si ce nombre est quatre fois plus élevé que dans le cas du maillage *body-fitted* de référence (voir la table 6.6), il est important de souligner la rapidité avec laquelle nous avons été en mesure de générer notre propre maillage. Ainsi, en incluant le traitement spécifique à notre approche IBM, décrit au chapitre 2, l’ensemble de l’étape de pré-traitement est finalement complété en moins de huit heures, depuis la seule information de la triangulation de la géométrie. À l’inverse, plusieurs semaines sont nécessaires à la création d’une grille curviligne aussi résolue que la grille  $D$ , jusqu’à plusieurs mois pour adapter celle-ci aux applications instationnaires WMLES [66].

**TABLE 6.6**  
CRM-HL : informations sur les maillages utilisés.

-	IBM4	BF ( <i>gridD</i> )
Espacement minimal proche paroi $h_{min}$ (en mètres)	0.0035	N/A ( $y_{target}^{+,D} = 0.75$ )
Nombre final de points (en milliards)	2.115	0.550

Différentes sections du maillage IBM4 sont proposées en figures 6.41 à 6.48, réparties entre l’emplanture et le saumon d’aile. Pour l’interprétation des positions, on pourra de nouveau se référer au schéma présenté en figure 6.40. Par ailleurs, il est important de noter que le niveau de résolution minimal se propage suffisamment depuis les becs et volets, vers les bords d’attaque et de fuite de l’élément principal de l’aile.

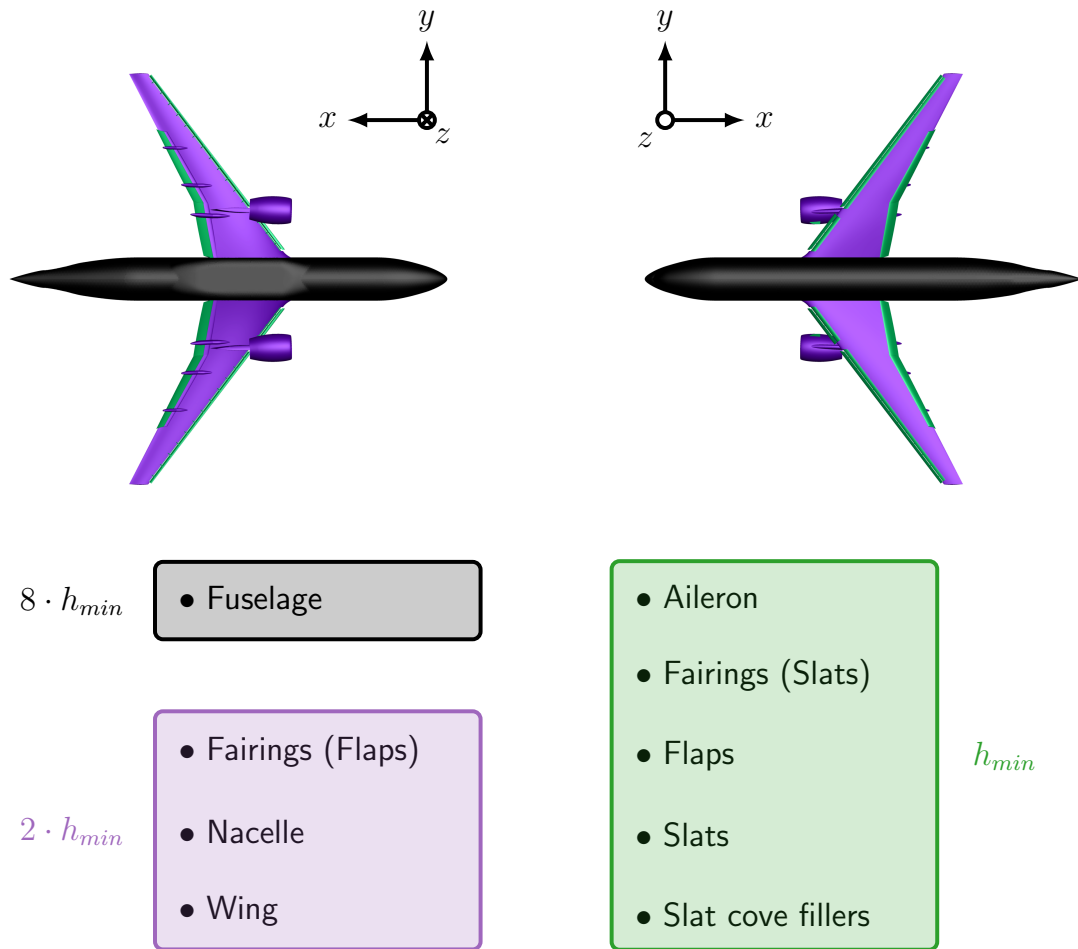


FIGURE 6.39 – CRM-HL : détails des différentes résolutions proches paroi considérées pour le maillage cartésien IBM4.

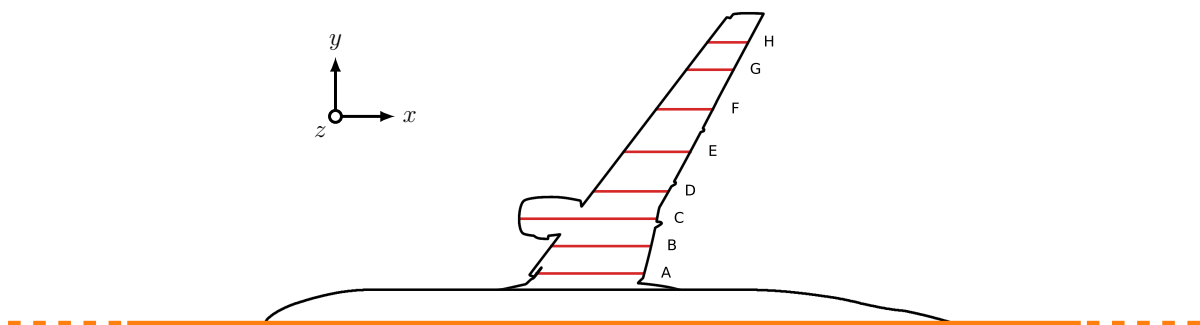


FIGURE 6.40 – CRM-HL : description du cas demi-avion, avec prise en compte d'un plan de symétrie.

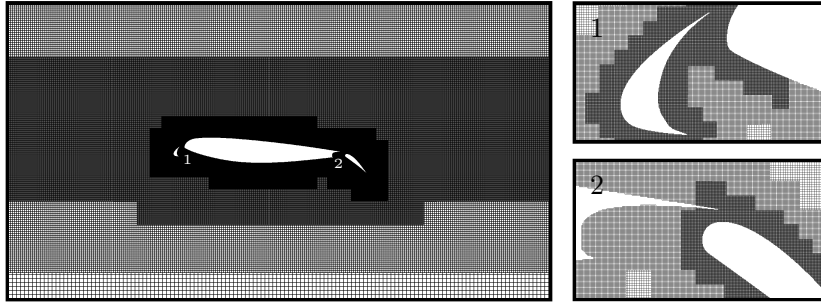


FIGURE 6.41 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section A.

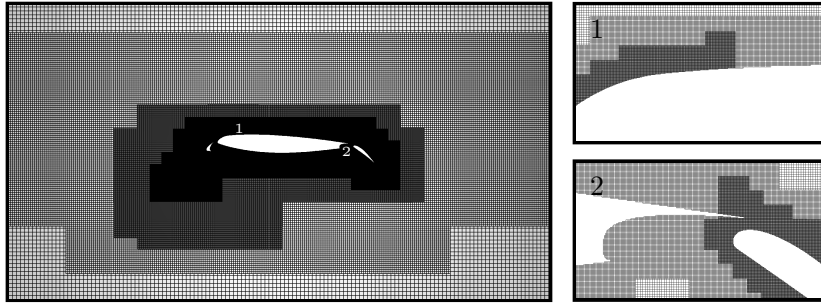


FIGURE 6.42 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section B.

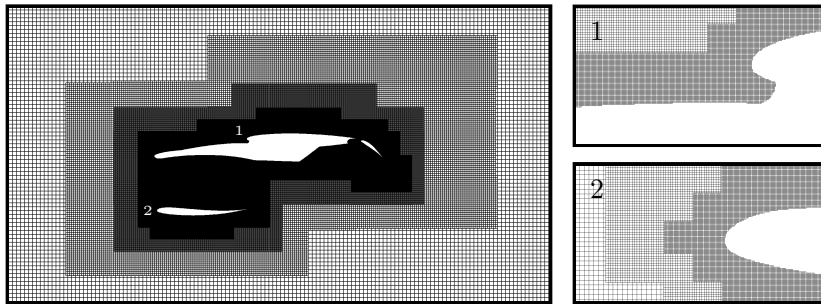


FIGURE 6.43 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section C.

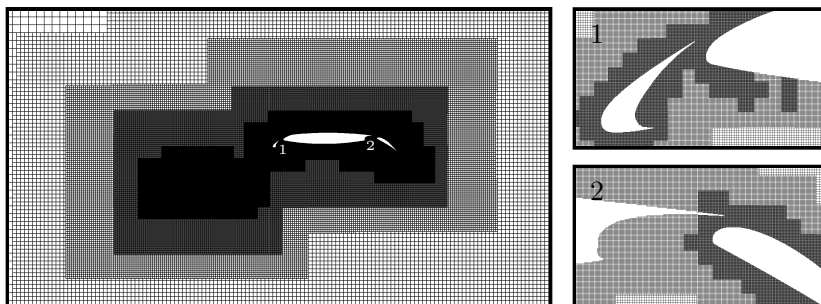


FIGURE 6.44 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section D.

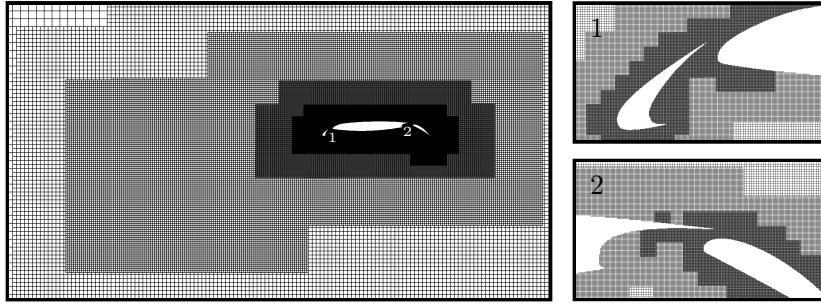


FIGURE 6.45 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section E.

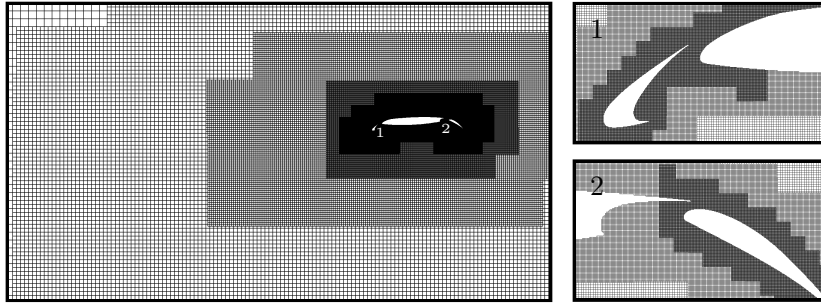


FIGURE 6.46 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section F.

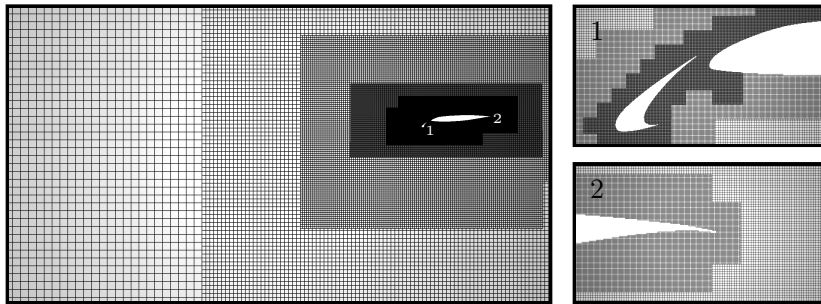


FIGURE 6.47 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section G.

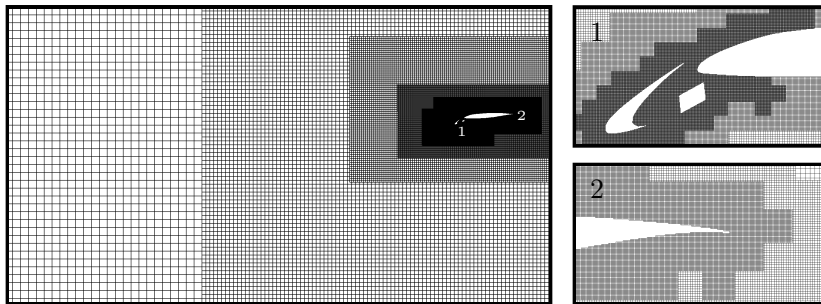


FIGURE 6.48 – CRM-HL : vues du maillage cartésien octree IBM4 - section H.

### 6.3.4 Résultats

Cette dernière partie réunit l'intégralité des résultats obtenus sur le cas CRM-HL à 2, 7, 11 et 17 degrés d'incidence. Chaque simulation a mobilisé 20x28 processeurs Intel Broadwell du supercalculateur SATOR (propriété de l'ONERA), sur quatre séries de 15000 itérations. Étant donné qu'une série nécessite environ 4 heures pour arriver à terme, hors étapes de lecture et d'écriture des arbres de calcul, il est ici théoriquement possible d'observer une convergence totale de la simulation en moins de 24 heures.

À l'instar des géométries profilées précédentes, nos propres résultats considèrent une hauteur de modélisation locale, et sont donc seulement présentés à la suite de cette opération d'adaptation du front des premiers points calculés, laquelle est de nouveau effectuée sans difficulté, cette fois sur une géométrie particulièrement complexe.

Enfin, la pression pariétale est simplement corrigée de façon linéaire lors de l'étape de post-traitement, dans la mesure où la correction quadratique n'a pas pu faire l'objet d'une implémentation parallèle dans les délais impartis. Cette contrainte ne devrait néanmoins pas affecter trop lourdement la qualité de la solution proche paroi, puisque l'étude précédente démontre clairement qu'une extrapolation de cette solution à l'ordre 1 fournit essentiellement les mêmes résultats qu'à l'ordre 2, à l'exception d'un pic de pression sensiblement mieux prédit au bord d'attaque.

#### Résultats à 2 et 7 degrés d'incidence

Les résultats obtenus à faible incidence apparaissent tous en très bon accord avec la référence fournie par LAVA. Qualitativement d'abord, l'analyse des distributions de coefficients de frottement sur l'ensemble de l'aile (figures 6.49 et 6.50), ou bien l'étude de la norme du rotationnel de la vitesse au sein du domaine fluide (figures 6.56, 6.57, 6.61 et 6.62), témoignent d'une très bonne prédiction des caractéristiques globales de l'écoulement turbulent. À 7 degrés d'incidence, on relèvera néanmoins une première différence dans le sillage direct de la nacelle, certainement dû à un manque de résolution dans cette région.

Quantitativement ensuite, l'examen des distributions de coefficients de pression et de frottement pris aux sections A à H de l'aile (figures 6.53, 6.55, 6.58 et 6.60) valident pleinement ces premières observations. Ainsi, la solution de pression se superpose presque parfaitement à la solution *body-fitted* de référence, tandis que la solution de frottement propose un très bon comportement global, en dépit d'un sous-frottement manifeste aux bords d'attaque de chaque élément. La section C confirme cependant la difficulté ressentie au voisinage de la nacelle, avec la présence de légères instabilités numériques sur la solution de frottement, bien que sans conséquence pour le reste de l'aile.

Ces premiers résultats corroborent les conclusions précédentes, selon lesquelles notre méthode de frontières immergées permet d'approcher au mieux les approches RANS de référence, pour des écoulements parfaitement turbulents et attachés, à incidence modeste.

### Résultats à 11 degrés d'incidence

Les résultats obtenus à 11 degrés d'incidence suivent en majeure partie les tendances précédentes. Néanmoins, on commence à constater l'apparition de limites concernant notre modélisation proche paroi, en particulier à l'approche de l'extrémité de l'aile, soit dans une région particulièrement sensible de l'écoulement. Ainsi, sur la figure 6.51, il semble que notre approche IBM prédise un décollement précoce au voisinage du saumon d'aile, du fait de la disparition de la contrainte de cisaillement pariétale depuis le bord de fuite, jusqu'à mi-corde. L'étude du champ d'écoulement permet de confirmer cette dernière hypothèse, avec l'apparition de deux recirculations de faible et de moyenne amplitude en section V de la figure 6.67. Or, ces phénomènes n'apparaissent pas sur la solution de référence présentée en figure 6.66, qui prédit au contraire un écoulement parfaitement attaché.

De façon surprenante, la prédiction des coefficients pariétaux ne semble pas particulièrement pâtir de cette différence de comportement. Tout au plus pouvons-nous constater la formation d'écarts plus importants entre nos propres solutions et la référence, sur les sections G et H des figures 6.63 et 6.65, du fait de sous-estimations plus marquées, tant pour la pression que pour le frottement.

### Résultats à 17 degrés d'incidence

Ces différences s'accroissent davantage à 17 degrés d'incidence, avec une forte amplification de l'ensemble des difficultés observées jusqu'ici. En particulier, notre solution IBM n'apparaît pas véritablement en mesure d'approcher la solution *body-fitted* de référence en bout d'aile, où le décollement prévu par notre approche est encore plus remarquable (cf. figures 6.52, 6.71 et 6.72). Pour cette raison, il paraît finalement naturel d'observer d'importantes déviations sur les distributions de coefficients de pression et de frottement, en figures 6.68 et 6.70. À l'inverse, les sections A, B, C et D proposent encore de bonnes correspondances entre notre solution et celle de LAVA, du fait de l'absence totale de décollement dans ces régions.

Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ces difficultés. La première concerne un possible manque de résolution au voisinage du saumon d'aile, où l'absence de volet empêche actuellement de propager la résolution maximale jusqu'au bord d'attaque, comme nous pouvons le voir en figures 6.47 et 6.48. Une solution consisterait alors à segmenter davantage la géométrie initiale, afin de mailler plus finement cette région complexe, ou bien d'adapter localement le maillage à l'aide d'un volume de raffinement local.

La seconde concerne la contrainte imposée sur le schéma numérique. En effet, il est intéressant de constater que la solution proposée en section E suit une tendance très similaire à celle observée sur le profil 2DMA précédent, pour des paramètres d'écoulements analogues. Au regard des conclusions formulées au paragraphe 6.3.1, il semble donc légitime d'anticiper une nette amélioration de nos résultats avec un schéma Roe-MUSCL, lequel serait d'ailleurs plus proche de la méthode numérique prise en compte par LAVA.

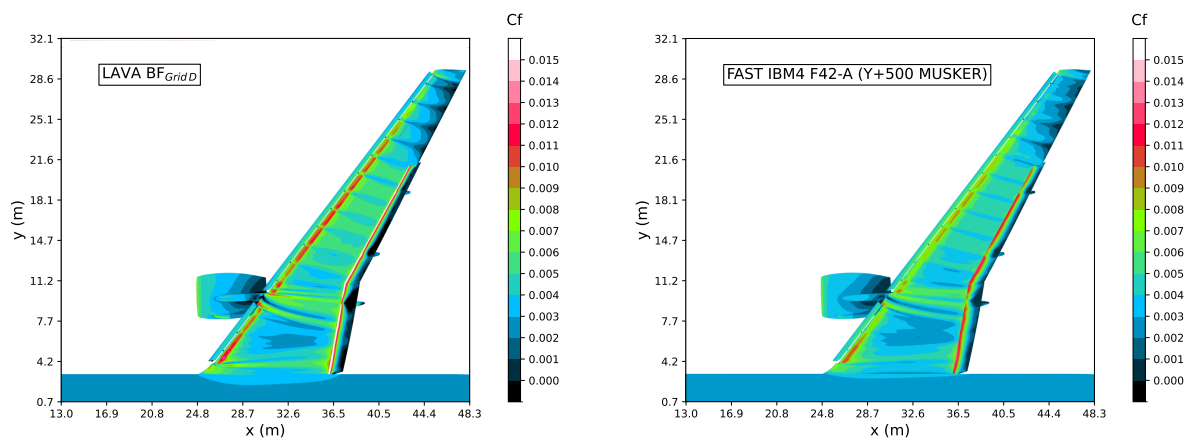


FIGURE 6.49 – CRM-HL à 2 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement sur la surface de l'aile.

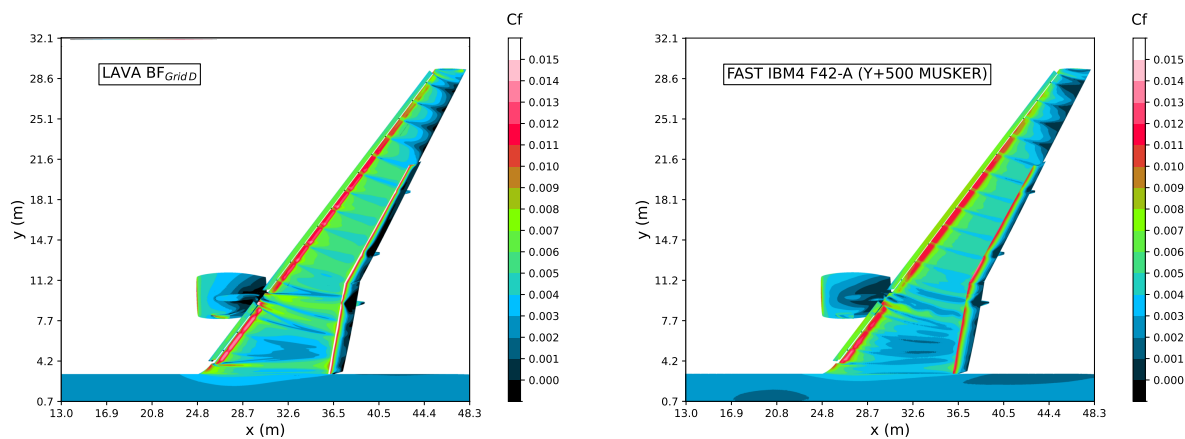


FIGURE 6.50 – CRM-HL à 7 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement sur la surface de l'aile.



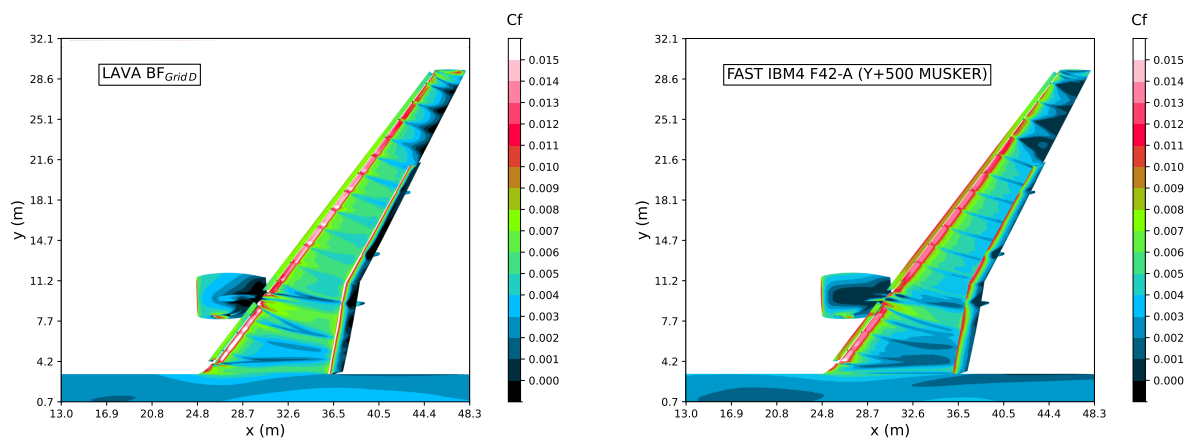


FIGURE 6.51 – CRM-HL à 11 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement sur la surface de l'aile.

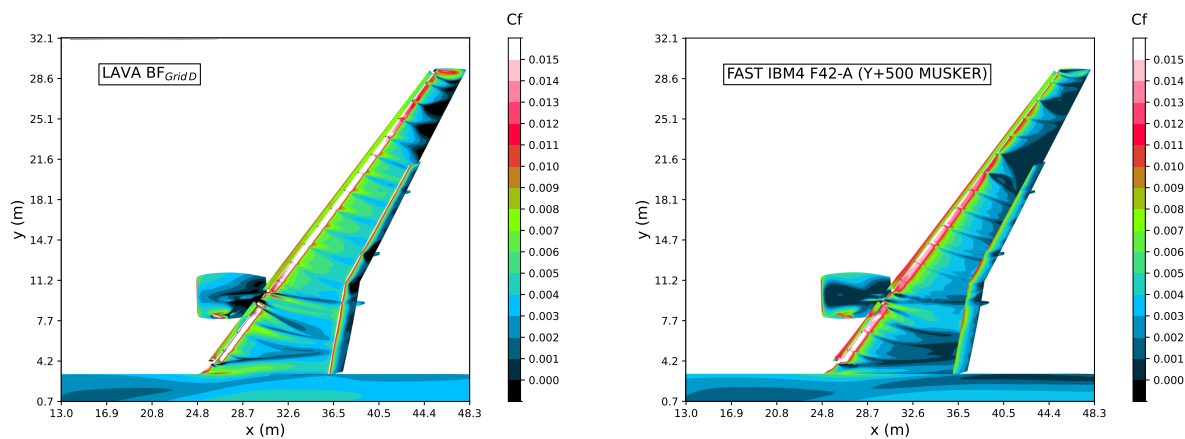


FIGURE 6.52 – CRM-HL à 17 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement sur la surface de l'aile.

## Résultats à 2 degrés d'incidence

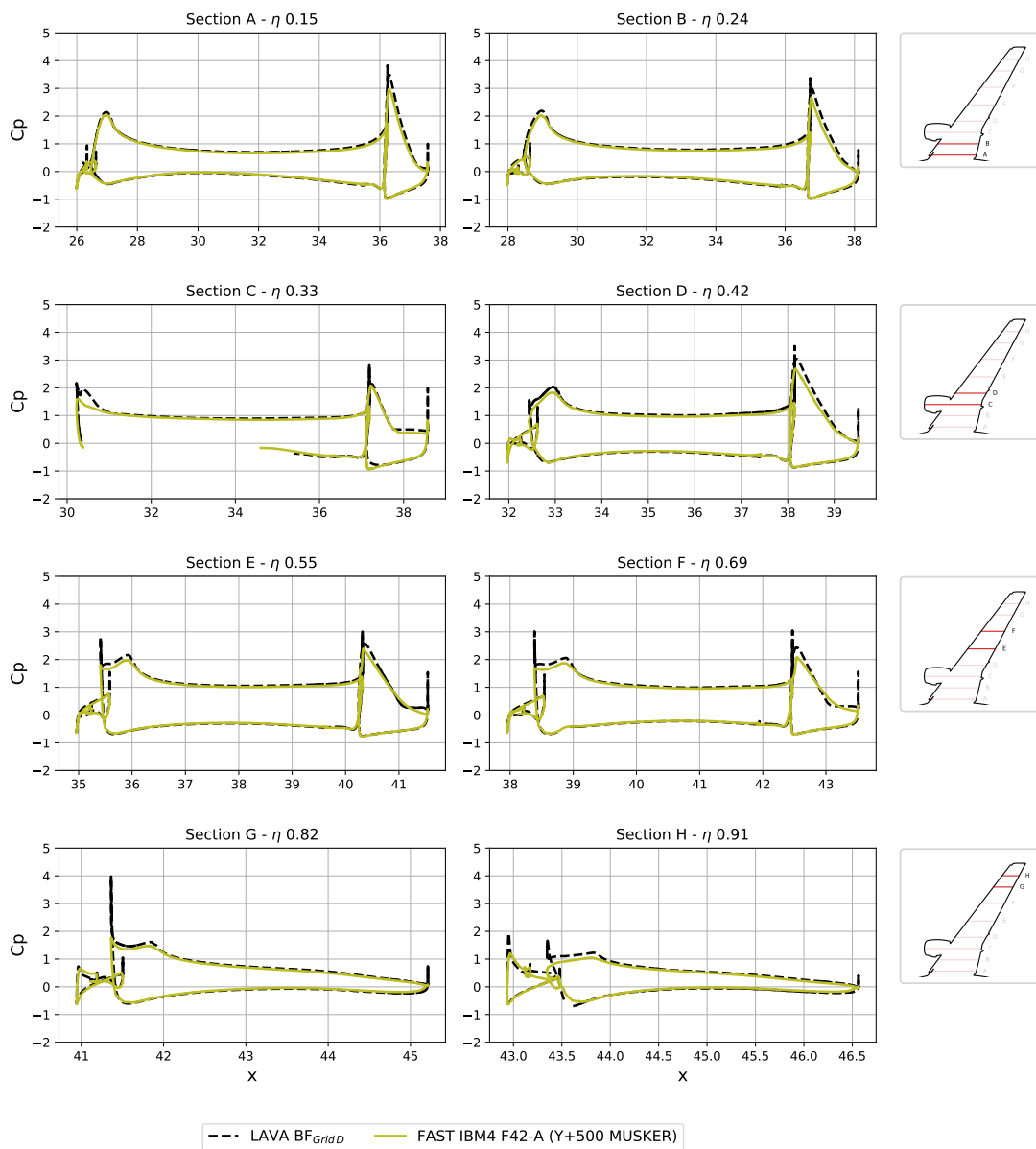


FIGURE 6.53 – CRM-HL à 2 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression.

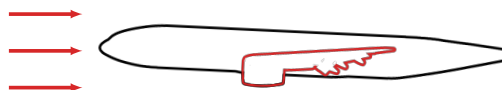


FIGURE 6.54 – CRM-HL à 2 degrés d'incidence.

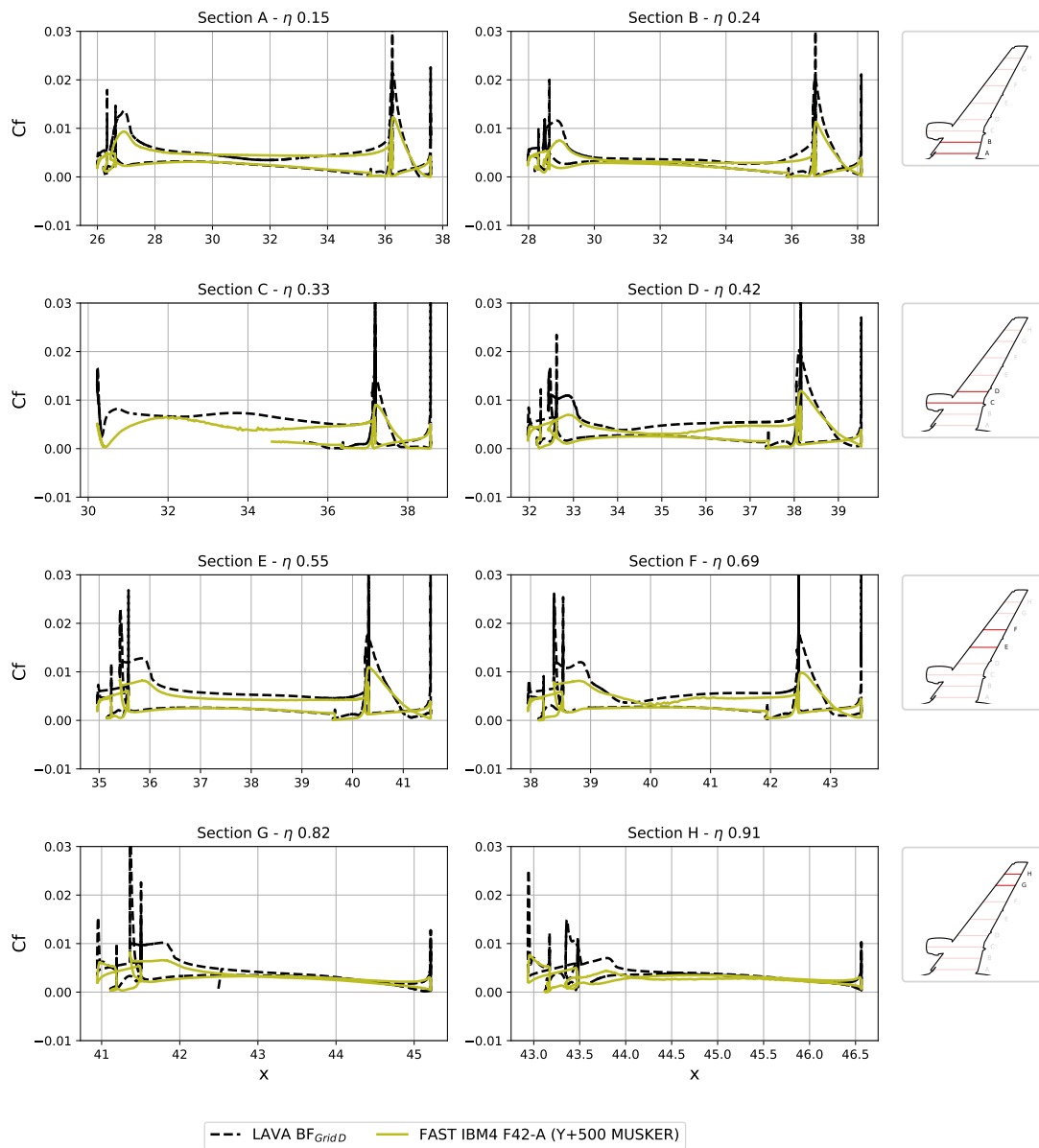


FIGURE 6.55 – CRM-HL à 2 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement.

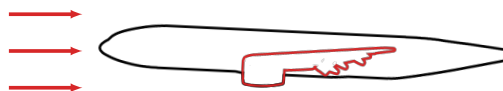


FIGURE 6.54 – CRM-HL à 2 degrés d'incidence.

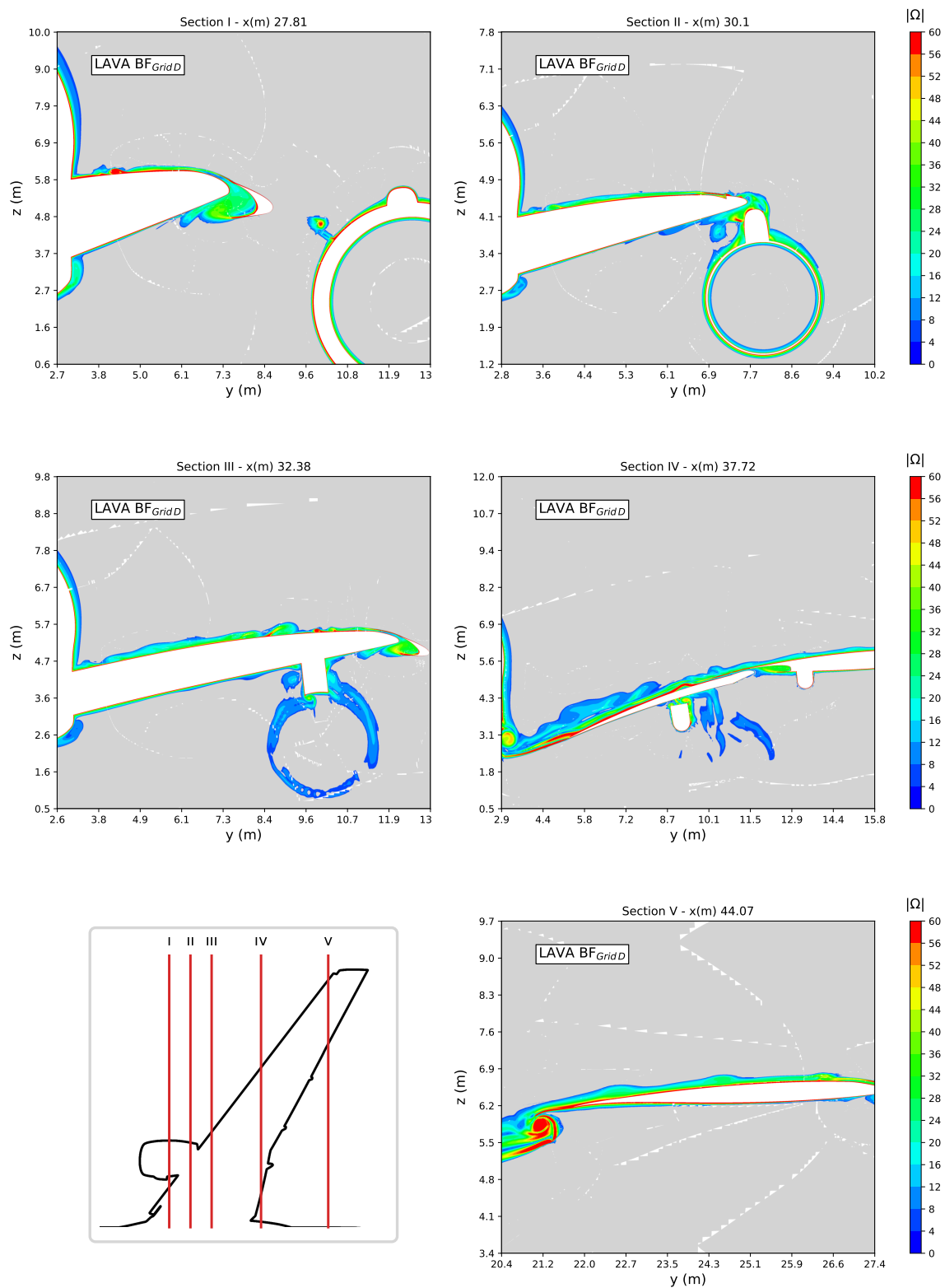


FIGURE 6.56 – CRM-HL à 2 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.

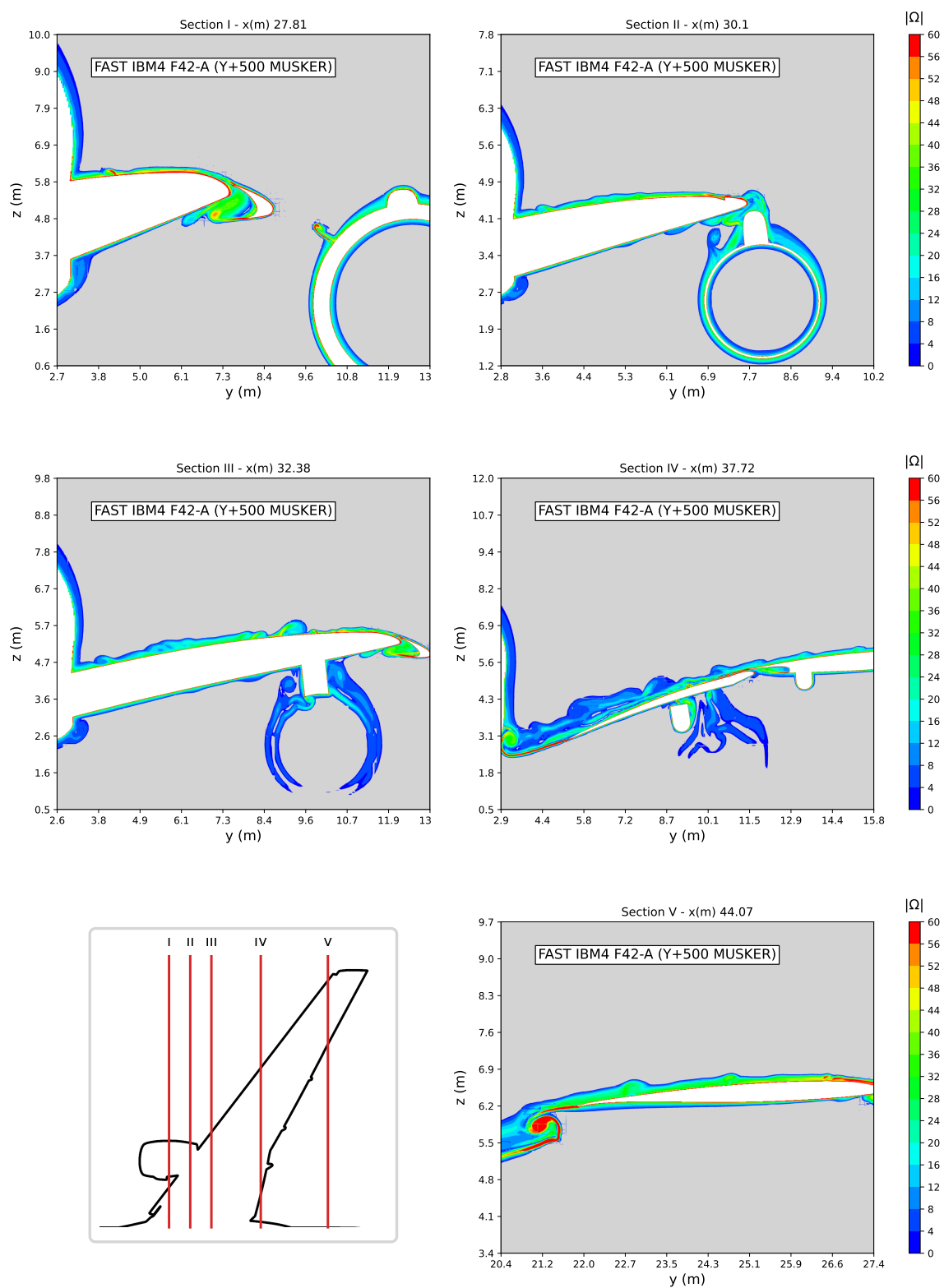


FIGURE 6.57 – CRM-HL à 2 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.

## Résultats à 7 degrés d'incidence

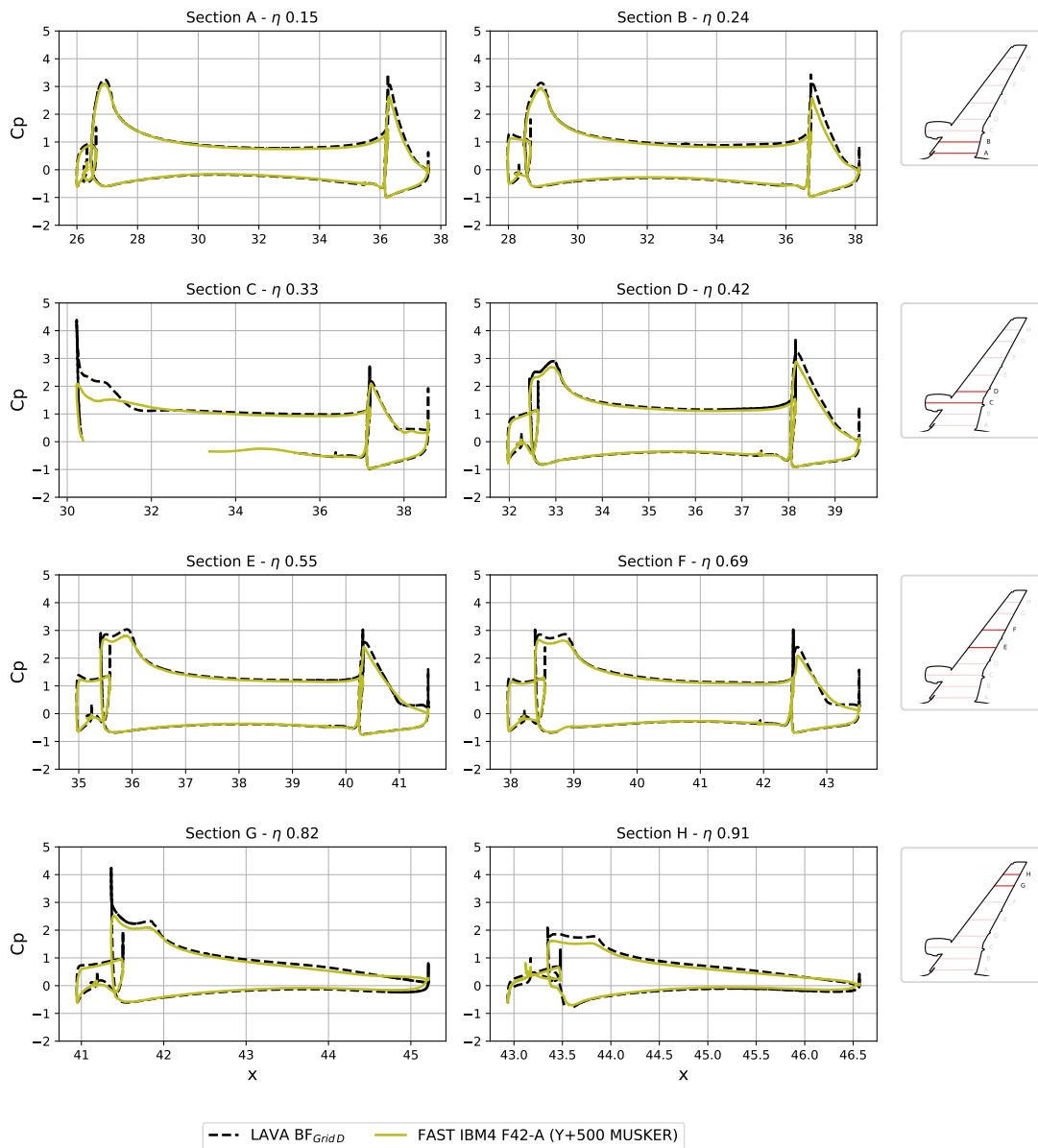


FIGURE 6.58 – CRM-HL à 7 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression.



FIGURE 6.59 – CRM-HL à 7 degrés d'incidence.

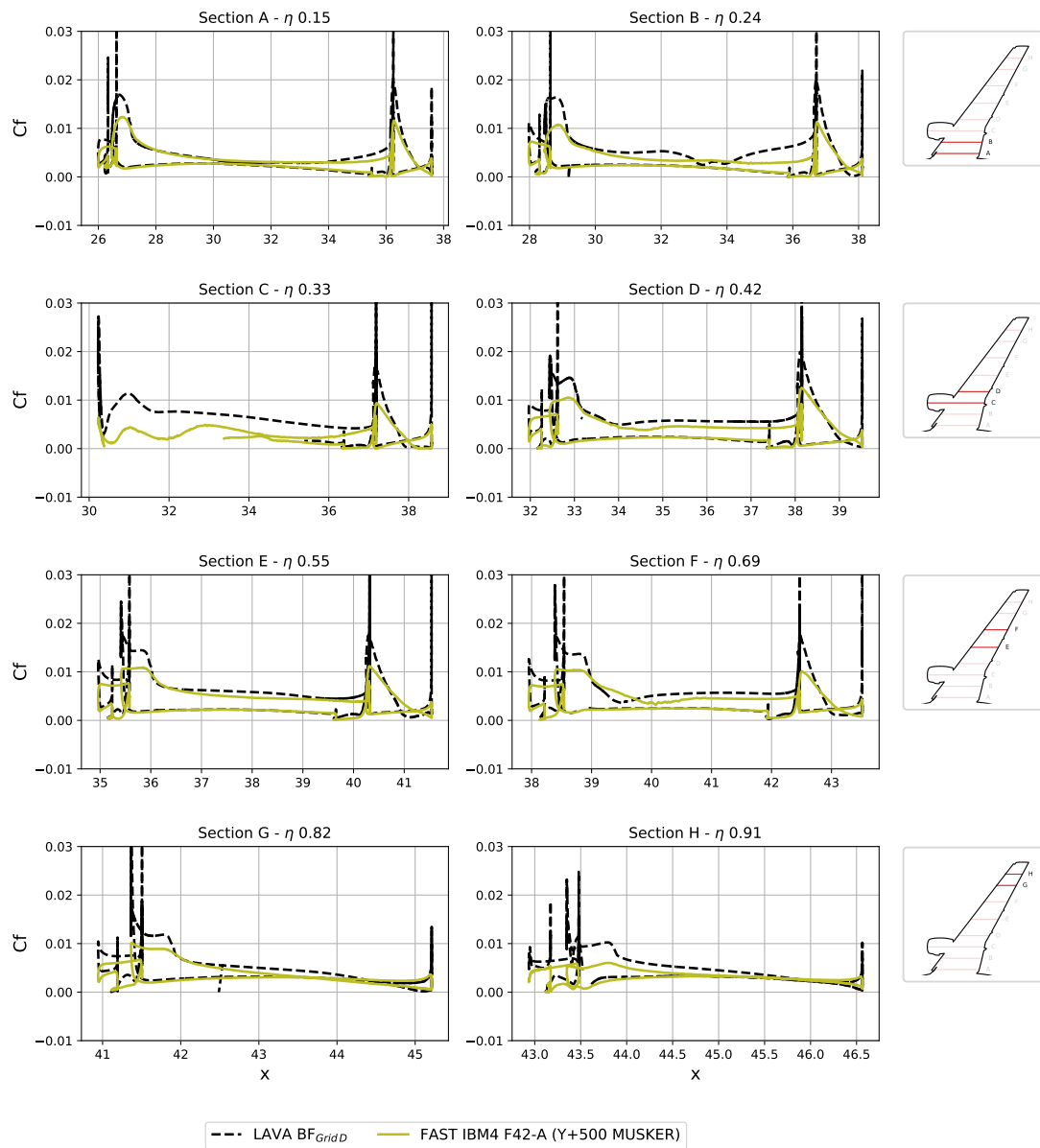


FIGURE 6.60 – CRM-HL à 7 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement.



FIGURE 6.59 – CRM-HL à 7 degrés d'incidence.

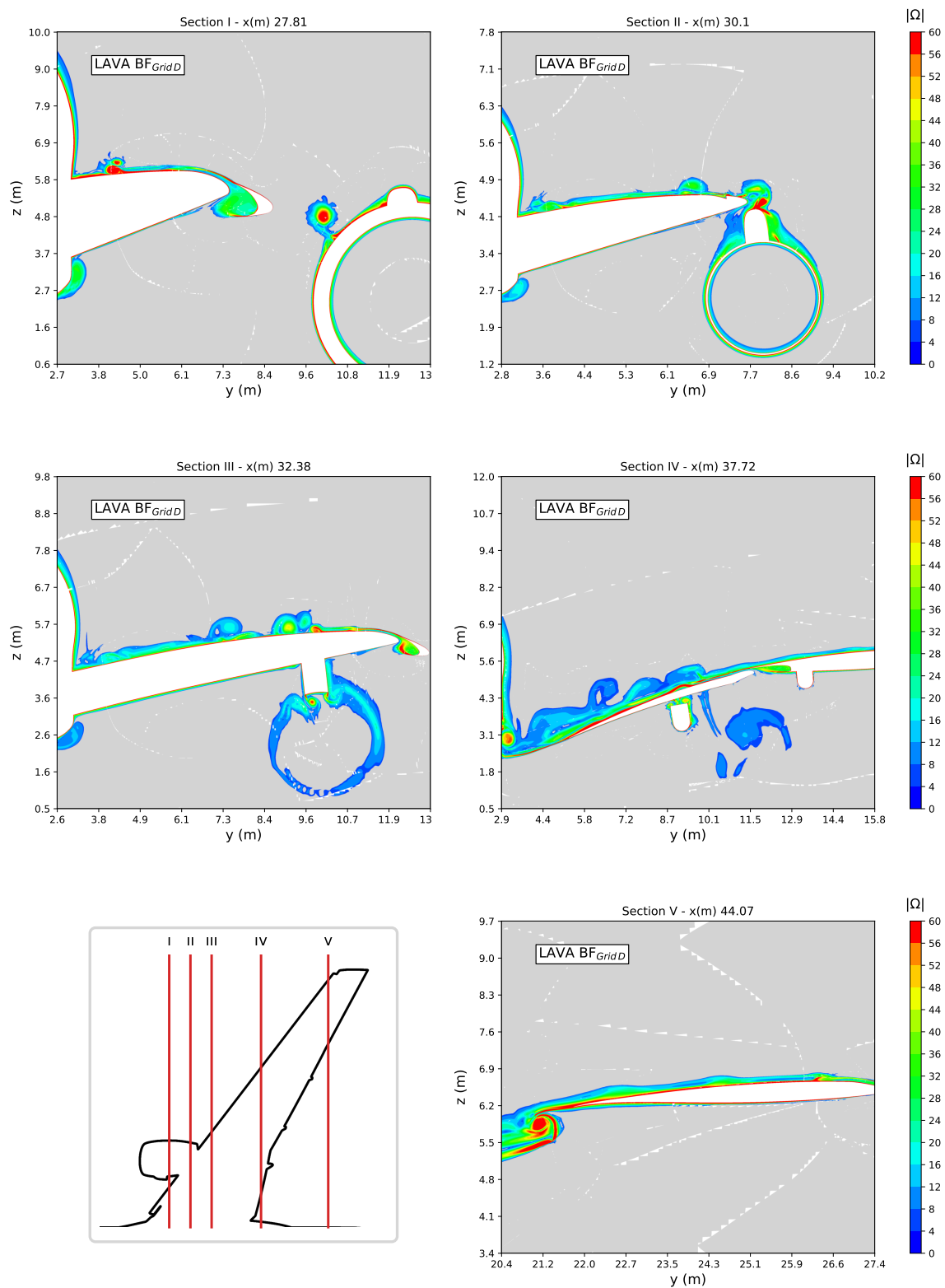


FIGURE 6.61 – CRM-HL à 7 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.



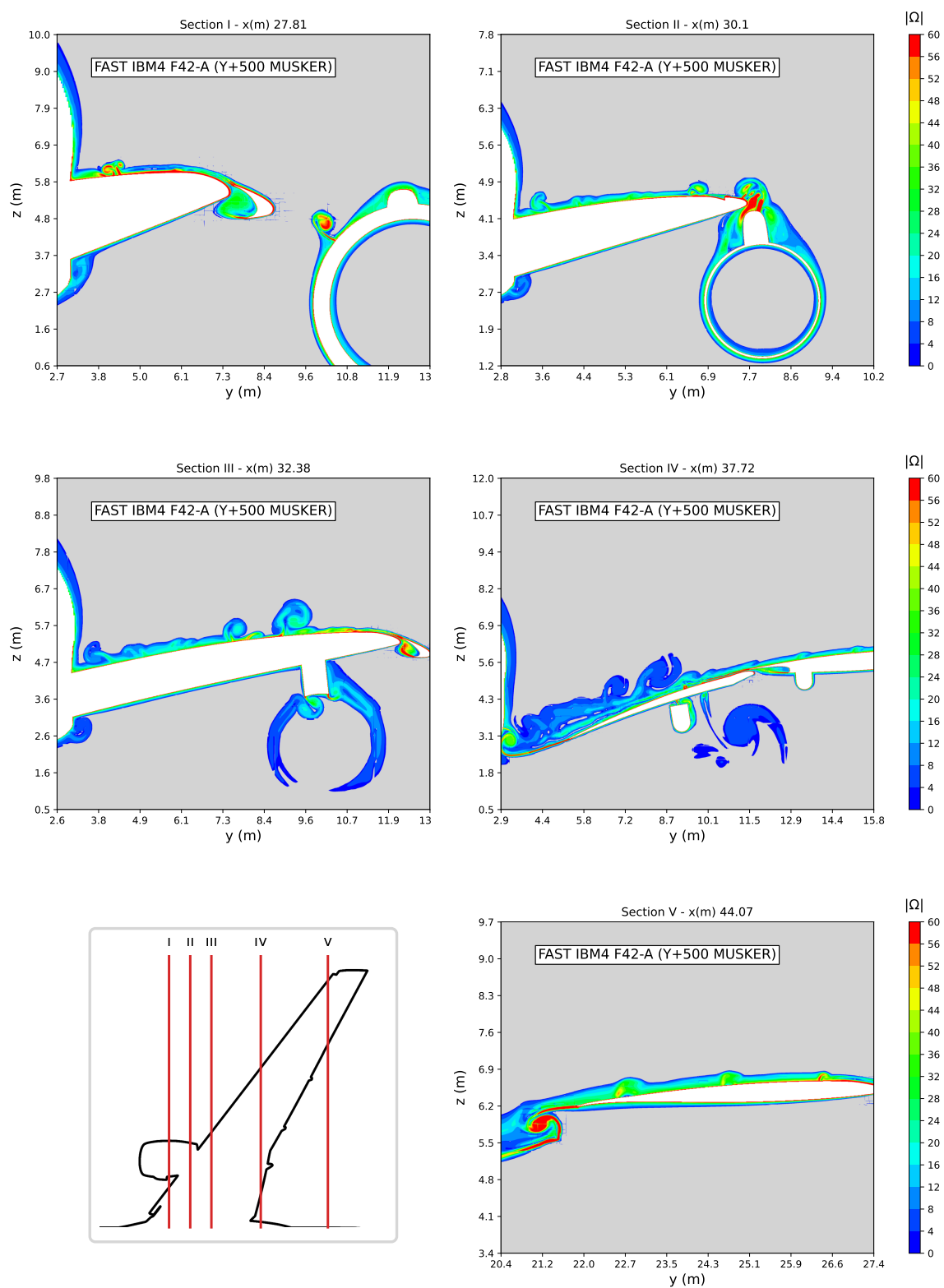


FIGURE 6.62 – CRM-HL à 7 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.

## Résultats à 11 degrés d'incidence

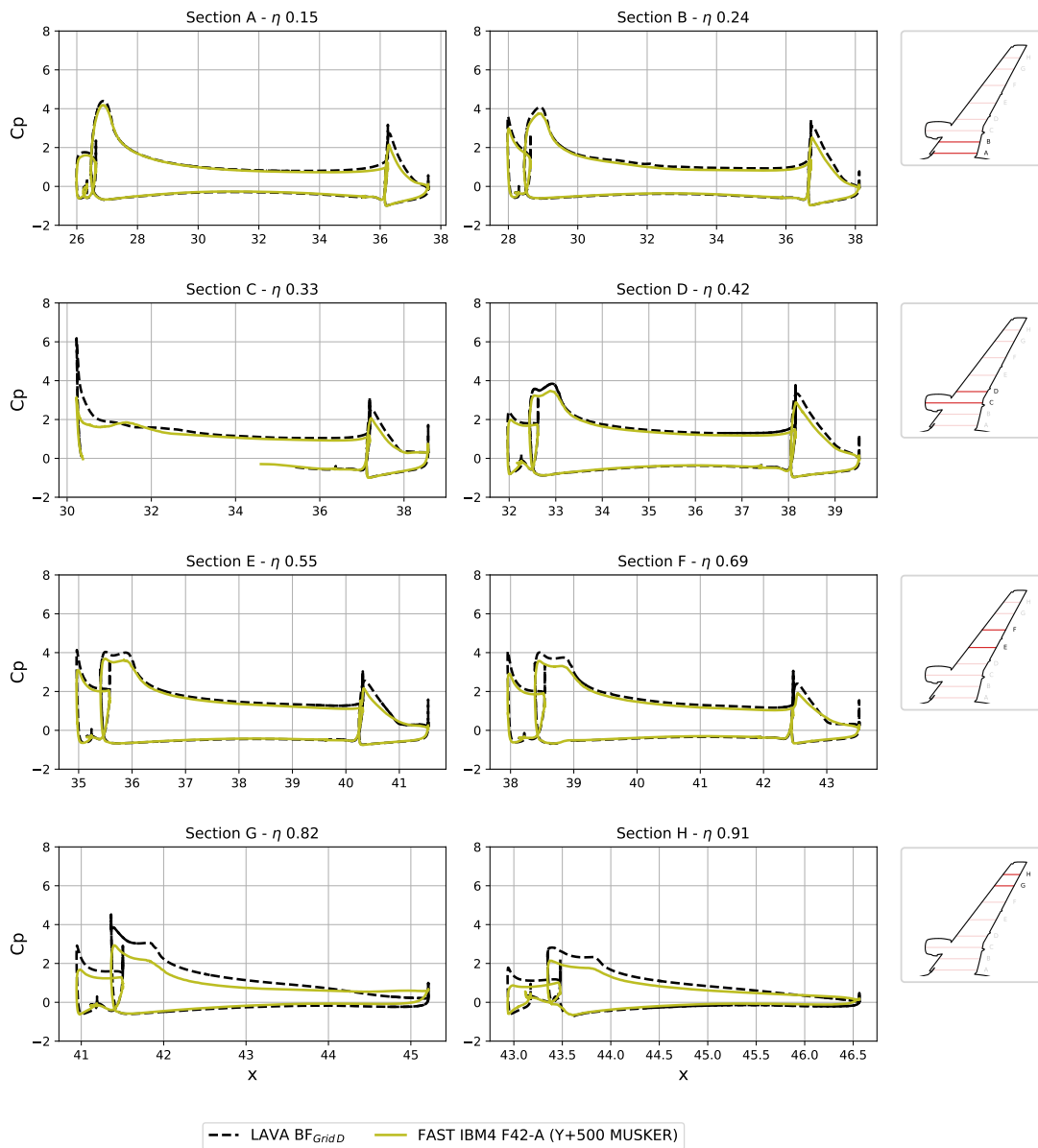


FIGURE 6.63 – CRM-HL à 11 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression.

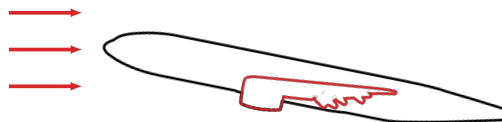


FIGURE 6.64 – CRM-HL à 11 degrés d'incidence.

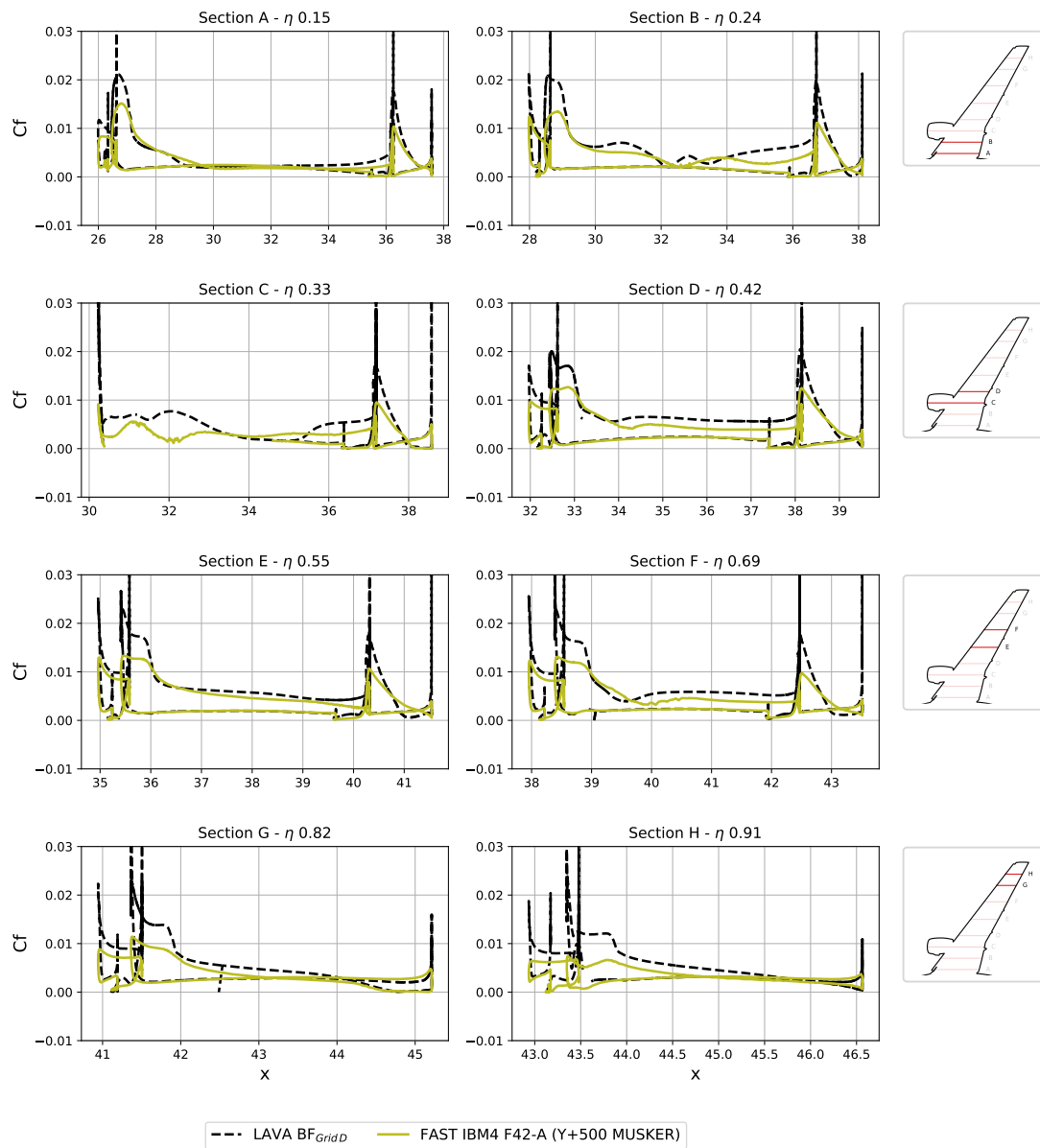


FIGURE 6.65 – CRM-HL à 11 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement.

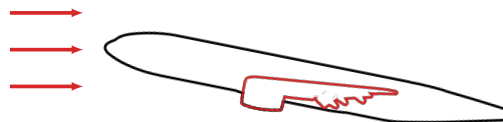


FIGURE 6.64 – CRM-HL à 11 degrés d'incidence.

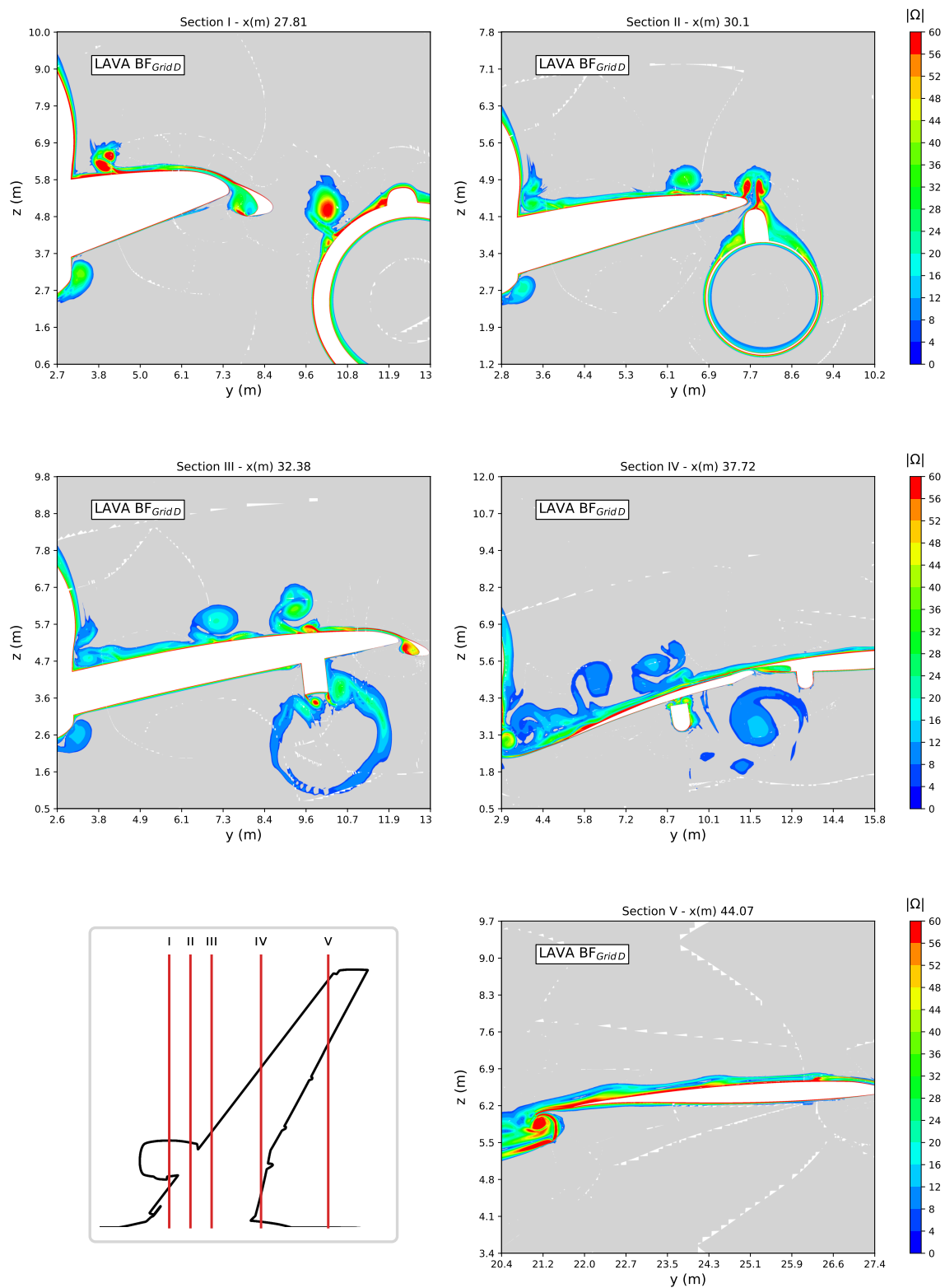


FIGURE 6.66 – CRM-HL à 11 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.

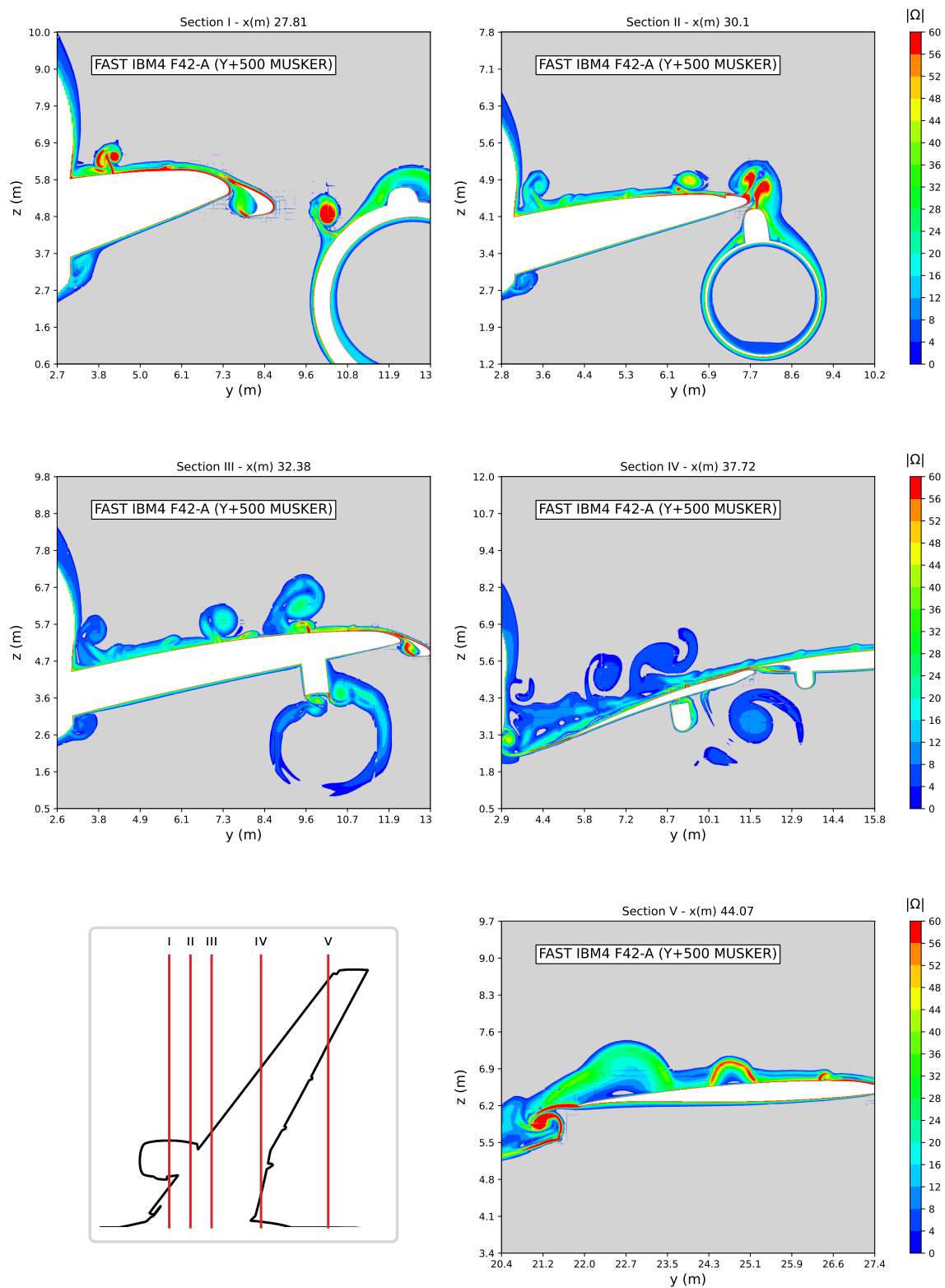


FIGURE 6.67 – CRM-HL à 11 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.

## Résultats à 17 degrés d'incidence

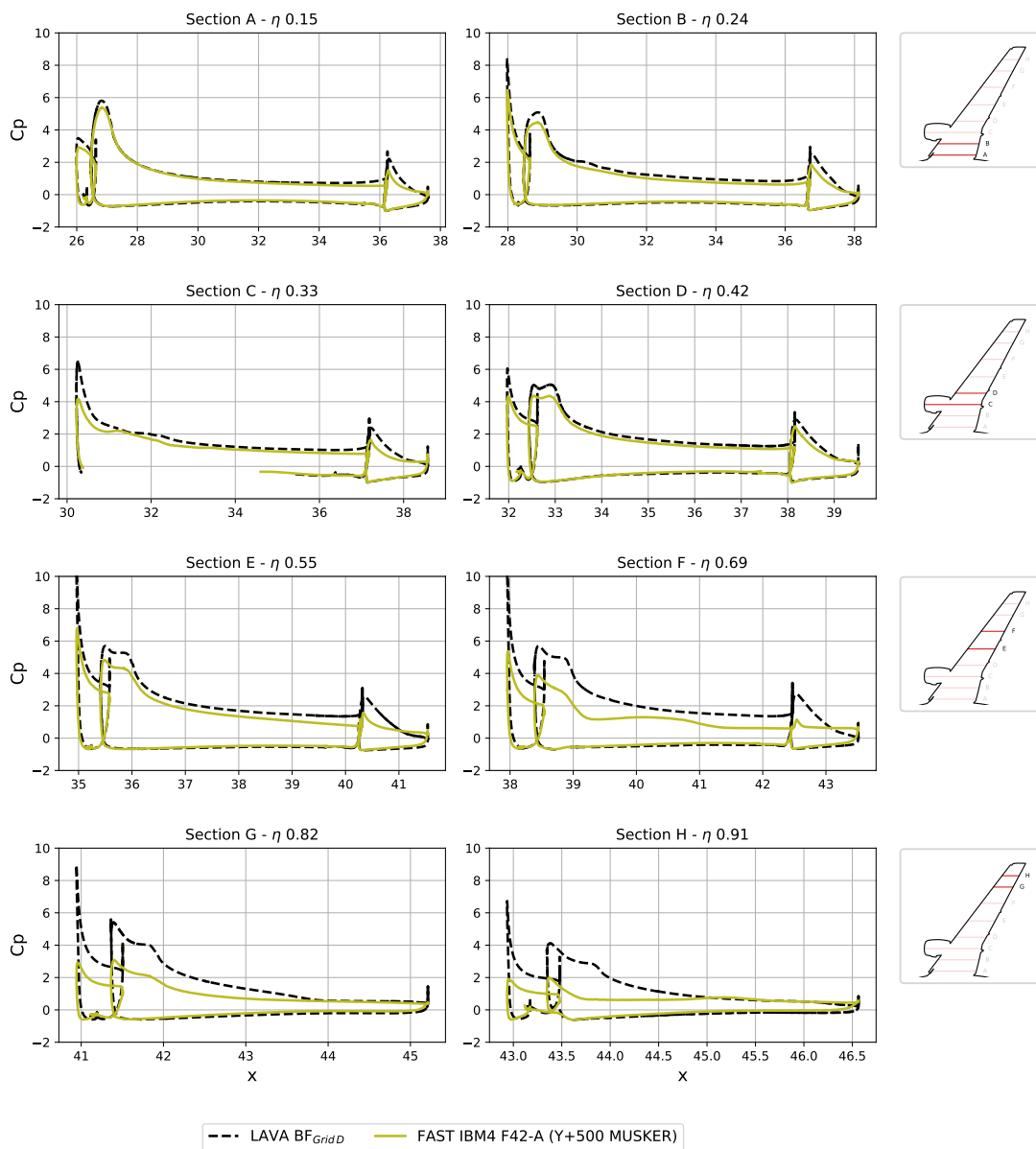


FIGURE 6.68 – CRM-HL à 17 degrés d'incidence : distributions de coefficients de pression.

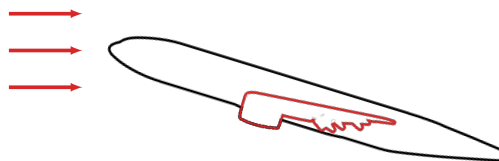


FIGURE 6.69 – CRM-HL à 17 degrés d'incidence.

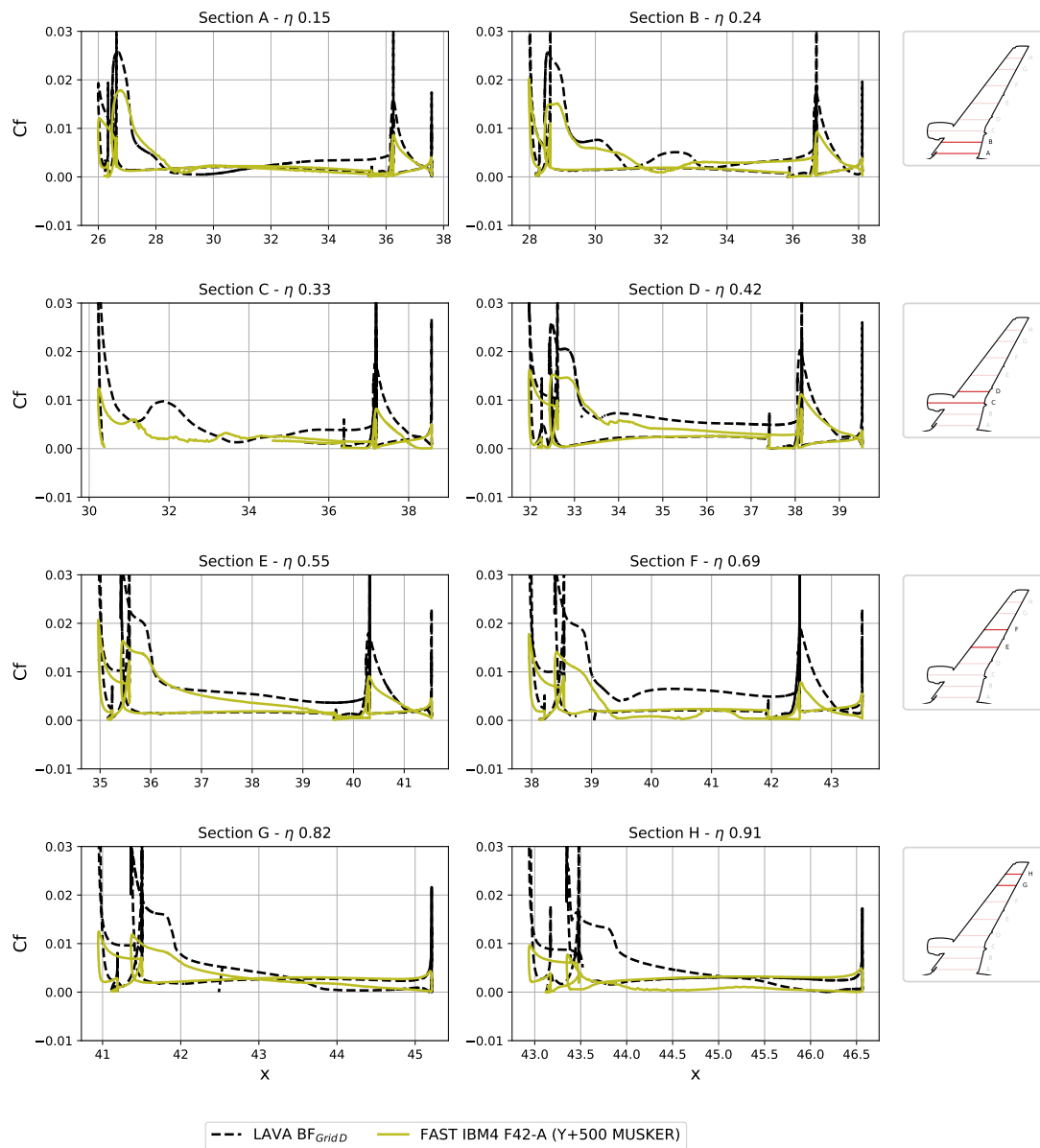


FIGURE 6.70 – CRM-HL à 17 degrés d'incidence : distributions de coefficients de frottement.

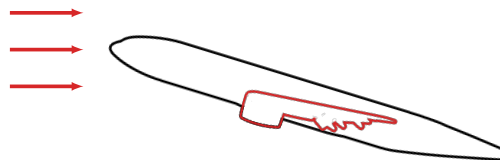


FIGURE 6.69 – CRM-HL à 17 degrés d'incidence.

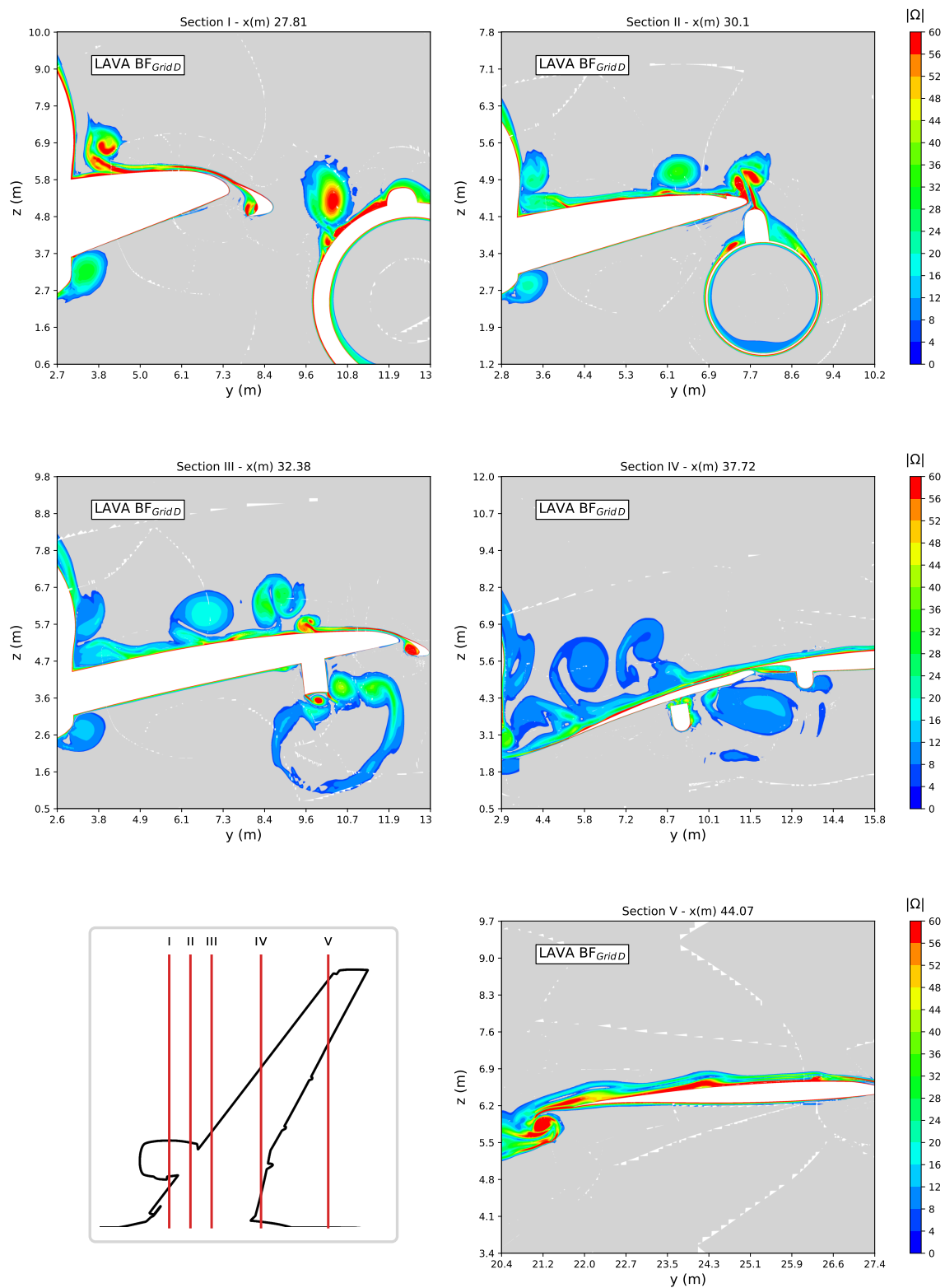


FIGURE 6.71 – CRM-HL à 17 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.



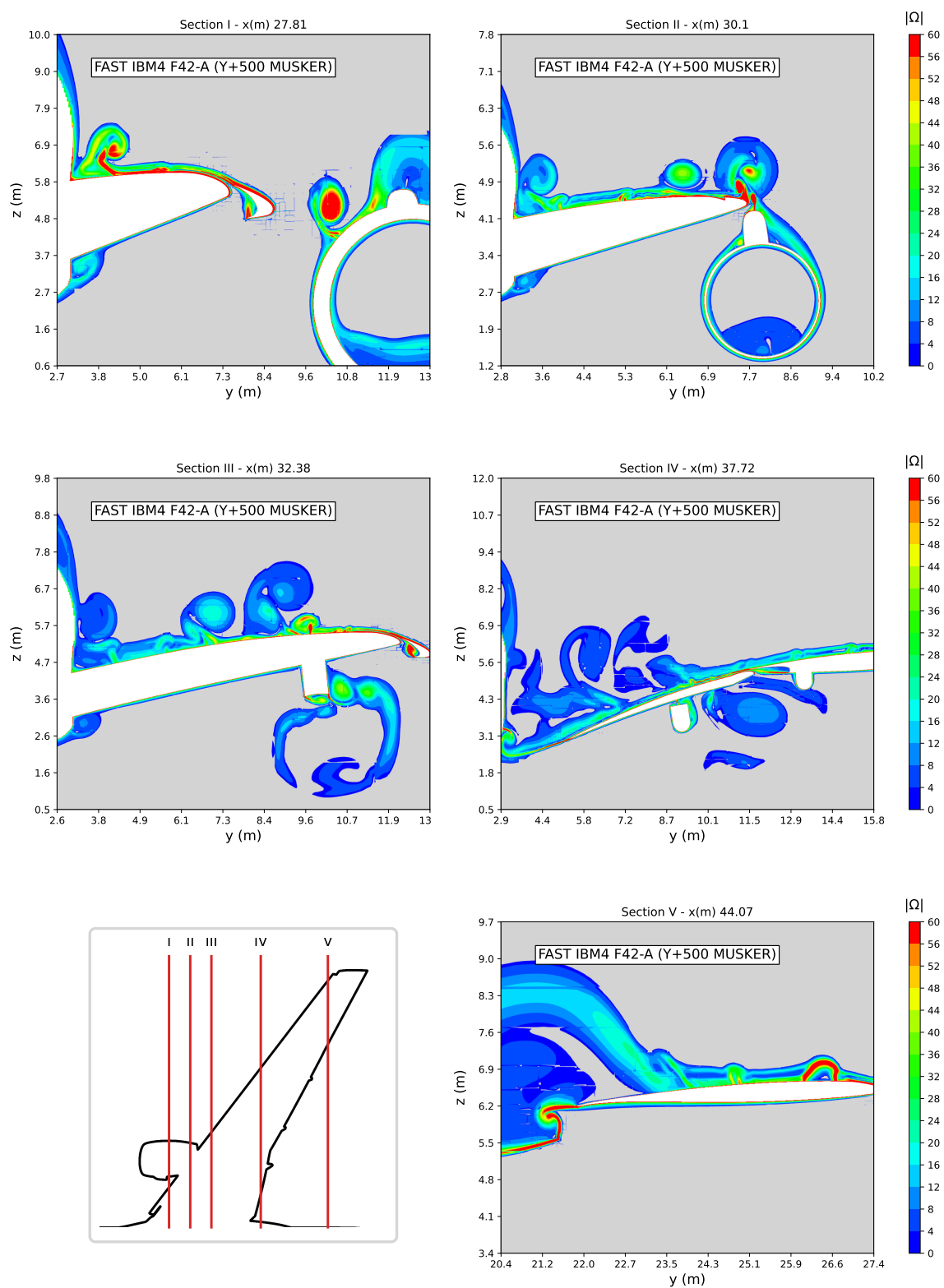
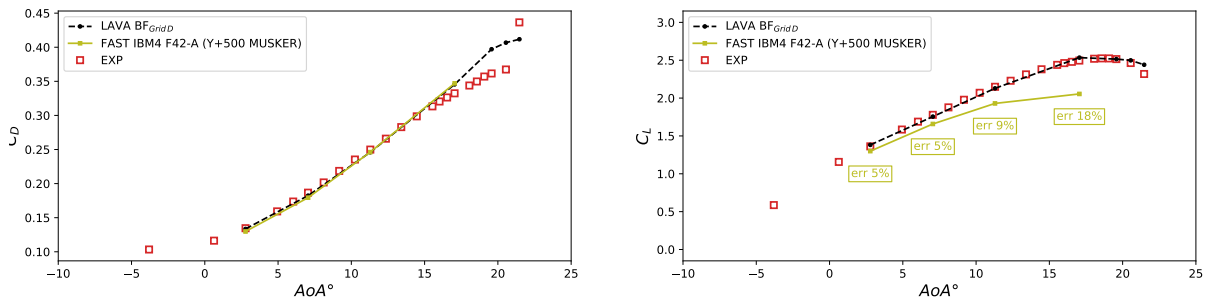


FIGURE 6.72 – CRM-HL à 17 degrés d'incidence : champs de vorticité adimensionnée.

## Synthèse des résultats



**FIGURE 6.73** – CRM-HL : évolutions des solutions de traînée et de portance en fonction de l'angle d'incidence.

Nous concluons notre étude par l'analyse des coefficients intégraux, rassemblés en figure 6.73. Comme nous l'avions anticipé lors des validations menées sur les géométries profilées NACA0012 et 2DMEA, la prédiction du coefficient de traînée pour ce cas CRM-HL semble effectivement moins sensible aux variations de pression au bord d'attaque. Ainsi, après l'opération d'adaptation de la hauteur de modélisation, suivi de la correction de la pression pariétale en post-traitement, nous avons pu apprécier une bonne convergence de notre solution IBM vers la solution *body-fitted* de référence. Dans la mesure où nous n'avons pas pris en compte d'autres maillages cartésiens octree, plus ou moins résolus par rapport au maillage IBM4 actuel, il restera néanmoins à démontrer que les bons résultats actuels ne bénéficient pas de quelques effets compensatoires, permettant à notre solution d'aussi bien approcher celle de LAVA en dépit des écarts observés à l'extrémité de l'aile, en particulier à 11 et 17 degrés d'incidence.

En ce qui concerne la solution de portance, nous sommes capables de maintenir le seuil d'erreur relative en dessous de 5% pour les premiers angles d'incidence considérés, ce qui réaffirme les bons résultats précédemment obtenus sous ces conditions particulières d'écoulement, notamment pour les distributions de coefficients de pression. Au-delà de 7 degrés d'incidence, il nous est cependant difficile d'empêcher l'amplification de l'erreur commise sur le coefficient de portance, jusqu'à finalement atteindre 18% d'erreur relative à 17 degrés d'incidence, soit pour la valeur de  $C_{L_{max}}$ .

Notons toutefois que cette dernière erreur relative correspond peu ou prou à celle observée sur le profil 2DMEA soumis à 16 degrés d'incidence, en prenant en compte le schéma Roe-MINMOD. Une fois encore, on peut donc légitimement supposer que l'utilisation du schéma Roe-MUSCL nous permettrait de réduire considérablement l'erreur finale, à conditions de répondre aux problématiques de stabilité rencontrées lors de son utilisation. En généralisant les résultats obtenus sur le profil multi-éléments précédent, on pourrait alors compter sur une erreur relative d'environ 8%, au lieu des 17% actuels.

Enfin, si les approches RANS peuvent être mises en difficulté à l’approche du phénomène de décrochage, ce que le séminaire HLPW-4 a notamment permis de rappeler, il semble que le fait d’utiliser un modèle de paroi à l’équilibre comme le nôtre, tende à exacerber ces restrictions à de plus faibles angles incidences. Pour pallier cela, il nous faudrait alors considérer une hauteur de modélisation plus faible, et donc un maillage cartésien plus résolu, afin de mieux tenir compte de la réalité complexe de l’écoulement, en particulier au bord d’attaque. Une fois encore, ce cas aura permis d’insister sur la problématique liée aux bords d’attaques des profils minces.

## 6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en pratique l’ensemble des améliorations apportées à notre méthode de frontières immergées, en nous plaçant cette fois en trois dimensions, ainsi que pour des écoulements et des géométries véritablement complexes. Pour chaque cas d’application considéré, nous avons été en mesure d’observer des résultats IBM non oscillants, aussi bien proche de la paroi que dans le champ d’écoulement, démontrant la robustesse de notre approche. Par ailleurs, l’ensemble des développements préalablement introduits et validés au cours des chapitres précédents ont pu être analysés indépendamment les uns des autres, et systématiquement comparés à d’autres jeux de données expérimentales et numériques.

En particulier, l’étude menée autour de l’ellipsoïde 3.5:1 a permis de réaffirmer les limites actuelles de notre modèle de paroi, n’étant manifestement pas en mesure de pleinement représenter le développement d’une couche limite turbulente soumise à d’importants décollements, *a fortiori* lorsque ceux-ci sont causés par de fortes recirculations transverses. Malgré cela, nous avons pu mettre en application notre modèle de paroi étendu, afin d’améliorer la capture du coefficient de frottement dans les régions attachées de l’écoulement, grâce à la prise en compte d’effets de gradients de pression extérieurs. De plus, nous avons de nouveau pu démontrer la possibilité d’une parfaite convergence en maillage, en appliquant simultanément notre modèle de paroi sur une grille cartésienne et sur le maillage *body-fitted* de référence, pour un même choix initial de  $y_{target}^+$ .

En dépit d’une complexité géométrique accrue, le profil multi-éléments 2DMEA et le modèle d’avion CRM-HL se sont avérés beaucoup plus adaptés à l’application de notre modèle de paroi dans un contexte de frontières immergées, pour la simulation d’écoulements turbulents stationnaires. Si nous avons pu, là-aussi, souligner certaines limitations inhérentes à notre méthodologie, lesquelles permettront néanmoins d’orienter certains développements futurs, nous avons également et surtout pu faire la preuve de résultats très encourageants, en nous plaçant à  $y_{target}^+ = 100$ , ou en considérant des angles d’incidence modérés. Dans ces situations idéales, notre approche IBM est apparue comme une alternative réaliste aux approches *body-fitted* classiques.

# Chapitre 7

## Conclusion générale

### Bilan

L'objectif de cette thèse était d'améliorer et d'étendre une méthode de frontières immergées pour la simulation d'écoulements turbulents autour de géométries complexes, tant vis-à-vis de la robustesse, que de la précision, à partir des travaux originaux de Péron *et al.* [118]. Nous avons démontré qu'une telle approche pouvait, dans de nombreux cas, se substituer avec succès aux approches *body-fitted* structurées classiques, tout en proposant une alternative réaliste aux différentes approches non structurées et Chimère. Nous avons fait le choix de restreindre le champ d'application de ces travaux de thèse aux simulations stationnaires dans un contexte RANS-SA, afin de focaliser notre étude sur les méthodes numériques majoritairement utilisées par l'industrie aéronautique civile, pour la prédiction des efforts aérodynamiques agissant sur la paroi.

Au chapitre 1, nous avons commencé par rappeler le fonctionnement et l'intérêt des méthodes de frontières immergées, permettant de s'affranchir de la génération d'un maillage conforme, étape particulièrement difficile à mettre en œuvre autour de géométries réalistes et coûteuse en temps ingénieur. Nous avons alors rappelé le concept de forçage direct sur lequel se base notre propre approche, consistant à reconstruire explicitement la solution fluide au voisinage de la géométrie, à chaque itération du calcul. C'est également lors de cette introduction générale que nous avons énuméré les principaux enjeux liés au couplage entre une méthode de frontières immergées et un modèle de paroi, en vue de la simulation d'écoulements à grands nombres de Reynolds autour de géométries profilées.

Au chapitre 2, nous avons présenté de façon approfondie l'environnement Cassiopée/Fast au sein duquel s'inscrivent les développements présentés dans ce manuscrit, afin de faciliter la compréhension des chapitres suivants, mais également dans le but d'expliquer certains choix d'implémentation propres aux présents travaux. En effet, nous avons veillé à tirer au maximum parti de l'ensemble des outils pré-existants, largement éprouvés, testés et validés au cours de la décennie passée. Nous avons ainsi détaillé l'ensemble de la chaîne de calcul IBM, depuis l'étape de génération automatique de maillages cartésiens multi-blocs, jusqu'à l'extraction des efforts aérodynamiques à la paroi.

Au chapitre 3, nous avons choisi de traiter la problématique initiale à travers un premier aspect géométrique, en modifiant le positionnement des points à forcer autour de la géométrie immergée. Cette approche repose sur une cohérence accrue entre la résolution du maillage cartésien et la localisation des premiers points calculés, pour que ceux-ci puissent correctement représenter l'évolution de l'écoulement dans la direction normale à la paroi, à commencer par l'information de vitesse. En ce sens, nous avons introduit un concept de hauteur de modélisation, basée sur une valeur de  $y_{target}^+$  donnée, afin de ne plus limiter l'application de notre condition de frontières immergées aux seules cellules les plus proches de la paroi. Pour mieux rendre compte du développement réel de la couche limite turbulente autour d'une géométrie profilée, nous avons également introduit une adaptation de cette hauteur, basée sur des critères physiques, afin de réduire la part d'écoulement modélisé lorsque cela est possible et nécessaire. Ces développements ont finalement permis d'améliorer considérablement la robustesse et la précision de notre méthode de frontières immergées, indépendamment du modèle de paroi ou du modèle de turbulence, ce que nous avons pu démontrer à l'aide de divers cas-tests académiques.

Au chapitre 4, nous nous sommes intéressés à l'intégration des efforts aérodynamiques dans un contexte de frontières immergées, ce qui nous a conduit à remettre partiellement en question notre propre méthodologie de reconstruction de la pression pariétale en post-traitement. En effet, nous avons pu mettre en évidence certaines régions de l'écoulement pour lesquelles l'extrapolation directe de la solution de pression depuis les points images ne semblait pas réaliste, en particulier en présence d'une couche limite turbulente insuffisamment établie. Localement, notre approche pouvait conduire à une dégradation de la pression, entraînant une mauvaise prédiction du coefficient de traînée. Pour pallier cela, nous avons introduit une extrapolation linéaire de cette solution à l'ordre 1, ainsi qu'une extrapolation quadratique à l'ordre 2, toutes deux rendues possibles par la capture des informations de gradients de pression au niveau d'un second jeu de points images. Sans modifier notre méthodologie d'intégration, nous sommes finalement parvenus à améliorer notre prédiction des coefficients de traînée et de portance.

Au chapitre 5, nous avons cherché à étendre le domaine de validité de notre modèle de paroi, afin de pouvoir relâcher une partie de la contrainte imposée sur le maillage. Pour ce faire, nous avons proposé une extension de notre modèle de paroi analytique à partir de la prise en compte d'effets de gradients de pression favorables et adverses, sans nuire à la stabilité globale. Nous avons ensuite comparé notre approche à différentes lois de paroi issues de la littérature, ainsi qu'à deux approches TBLE développées pour l'occasion. Moyennant un certain surcoût de calcul, nous avons alors pu apprécier une amélioration sensible de la solution de frottement pariétale sur différents cas-tests bidimensionnels, sans toutefois parvenir à pleinement adresser la problématique liée au bord d'attaque des géométries profilées, où la minceur de la couche limite turbulente a systématiquement empêché l'application idoine de notre modèle de paroi, même dans sa version étendue.

Enfin, au chapitre 6 précédent, nous avons conclu ces travaux de thèse par l’analyse de deux cas d’applications tridimensionnels complexes, afin de mesurer l’apport des différentes améliorations apportées à notre méthode de frontières immergées dans un cadre réaliste. Si nous avons pu retrouver l’ensemble des conclusions formulées au cours des chapitres précédentes, nous avons également pu confirmer certaines limites inhérentes à notre approche, que nous souhaiterions examiner lors de futures études.

## Perspectives

Plusieurs perspectives se dégagent naturellement des travaux présentés dans ce manuscrit, au premier rang desquels l’extension de notre approche aux applications instationnaires. En effet, plusieurs études font désormais intervenir des méthodes de frontières immergées dans des contextes hybride RANS-LES ou WMLES, pour des applications similaires à celles présentées au chapitre précédent. À cet égard, on pourra notamment citer les travaux de Tamaki et Kawai [142, 143], ainsi que les avancées récentes de Ghate *et al.* [66]. De même, il serait intéressant d’étudier la compatibilité de notre approche avec un formalisme LBM, présentant ses propres contraintes et difficultés [54].

Pour poursuivre dans cette voie, il nous paraît néanmoins essentiel d’apporter une solution pérenne aux instabilités numériques ayant perturbé l’analyse du modèle CRM-HL près de la paroi, lors de la résolution de la phase implicite. Plusieurs pistes sont actuellement envisagées, allant de l’utilisation d’un limiteur de pente moins dissipatif que le limiteur minmod, en passant par une modification de la fusion des grilles cartésiennes lors de la génération du maillage global, de manière à prendre en compte des blocs plus larges au contact de la géométrie immergée, jusqu’à une révision approfondie du traitement des conditions aux limites pour la résolution d’un processus de Newton.

Une troisième perspective concernerait l’amélioration de la modélisation proche paroi. Au cours de cette thèse, plusieurs modèles ont été implémentés, testés et comparés, sans qu’aucun d’entre eux n’ait réussi à offrir une forme d’universalité satisfaisante, lui permettant de se substituer à tous les autres. Une première possibilité consisterait à se détourner des lois de paroi analytiques, au profit d’une approche TBLE enrichie à l’aide d’un maillage dual bidimensionnel plutôt qu’unidimensionnel, dans le but d’intégrer plus finement l’ensemble des informations longitudinales. Cette solution irait cependant à l’encontre de la philosophie générale entourant les méthodes de frontières immergées, avec la présence d’un maillage de peau aux frontières de l’obstacle. À l’inverse, les techniques d’apprentissage automatique (*machine learning*) appliquées à la simulation numérique des écoulements sont aujourd’hui en plein essor, et de nombreuses avancées prometteuses se dessinent désormais concernant la modélisation de la couche limite turbulente, sans augmentation significative du temps de calcul, ni contrainte supplémentaire par rapport au maillage [124]. En particulier, certains modèles avancés proposent déjà d’intégrer des effets transverses et de séparation [93].

Au cours de nos validations, nous avons maintes fois mentionné la problématique ouverte liée à la modélisation de la couche limite turbulente au voisinage du bord d'attaque d'une géométrie profilée. Une façon de contourner cette difficulté serait de reconnaître la présence d'une transition laminaire-turbulente, en commençant par fixer *a priori* le point de transition. À l'instar des modèles existants pour la modélisation d'une couche limite turbulente, nous pourrions considérer localement la géométrie comme une plaque plane, inclinée ou non, afin de simplifier la modélisation de la couche limite laminaire. En ce sens, plusieurs essais ont d'ores et déjà été menés au cours de cette thèse, en utilisant l'approche polynomiale de Pohlhausen pour résoudre l'équation de Blasius, ou encore la méthode de Thwaites pour résoudre les équations de Falkner-Skan.

Par ailleurs, les méthodes de frontières immergées peuvent grandement simplifier l'accès aux simulations numériques pour des ingénieurs ou techniciens qui ne sont pas spécialistes de ces sujets. En particulier, l'approche présentée dans cette thèse pourrait s'avérer bénéfique aux équipes d'essais en soufflerie, en facilitant la comparaison systématique entre les résultats numériques et expérimentaux, à l'aide des différents paramètres et choix optimaux introduits aux chapitres 3, 4 et 5. Dans cette optique d'une utilisation plus large des outils numériques, la génération automatique et rapide de maillages surfaciques à partir du modèle CAO d'une géométrie donnée apparaît comme un enjeu majeur pour les années à venir, afin d'achever l'automatisation de la chaîne de calcul.

Enfin, ces dernières années, la problématique liée à la pollution sonore aérienne s'est considérablement amplifiée, donnant plus d'importance aux simulations numériques à visée aéroacoustique. Une dernière perspective consisterait alors à étendre notre approche à ce type d'application, pour lesquelles les méthodes cartésiennes sont aujourd'hui largement favorisées, au vu de la complexité des géométries à traiter. Cette entreprise exigerait toutefois la prise en compte d'une méthode d'interpolation plus précise que l'approche Chimère actuellement considérée, afin de limiter le bruit numérique généré par un raccord entre deux grilles de résolutions différentes [44].

# Bibliographie

- [1] *AIAA CFD High Lift Prediction Workshop (HLPW)*.  
<https://hiliftpw.larc.nasa.gov>. (cf. pages 223, 239, 240).
- [2] *ANSYS Fluent - CFD Software | ANSYS*.  
<https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent/>. (cf. page 67).
- [3] *Cassiopee - CFD pre-, -co and post-processing tool | ONERA*.  
<http://elsa.onera.fr/Cassiopee/>. (cf. page 16).
- [4] *CFL3D - CFD Solver | NASA*.  
<https://software.nasa.gov/software/LAR-16003-1>. (cf. pages 79, 185).
- [5] *Fast - CFD Solver | ONERA*.  
<https://w3.onera.fr/FAST/>. (cf. page 16).
- [6] *Flying Whales*.  
<https://www.flying-whales.com>. (cf. page 205).
- [7] *FUN3D - CFD Solver | NASA*.  
<https://fun3d.larc.nasa.gov>. (cf. page 224).
- [8] *Langley Research Center Turbulence Modeling Resource*.  
<https://turbmodels.larc.nasa.gov/>. (cf. pages 79, 79, 184, 185, 224).
- [9] *OpenFOAM - CFD Software | ESI Group*.  
<https://www.openfoam.com>. (cf. page 205).
- [10] *PowerFLOW - CFD Software | 3DS*.  
<https://www.3ds.com/fr/produits-et-services/simulia/produits/powerflow/>. (cf. page 170).
- [11] *ProLB - CFD Software | CS*.  
<http://www.prolb-cfd.com/products/>. (cf. pages 153, 170, 179).
- [12] *Technical resources at ONERA/DAAA*.  
<https://www.onera.fr/en/daaa/technical-resources>. (cf. page 207).
- [13] *The official CGNS home page*.  
<https://cgns.github.io/cgns-modern.github.io/index.html>. (cf. page 16).



- [14] N. AFZAL, *Wake Layer in a Turbulent Boundary Layer with Pressure Gradient : A New Approach*, IUTAM Symposium on Asymptotic Methods for Turbulent Shear Flows at High Reynolds, (1996). (cf. pages [150](#), [170](#), [170](#), [175](#), [179](#)).
- [15] N. ALFEREZ, *Simulation des grandes échelles du processus de décrochage par éclatement de bulbe de décollement laminaire*, PhD thesis (École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - ISAE-ENSMA), (2014). (cf. page [17](#)).
- [16] N. ALFEREZ, I. MARY, J.-M. L. GOUEZ, A. FARJALLAH, AND C. ANDREOLLI, *Intel Xeon and Xeon Phi optimizations of an industry-oriented Computational Fluid Dynamics solver*, Intel HPC Developer Conference, (2017). (cf. pages [12](#), [16](#), [30](#), [45](#)).
- [17] N. ALFEREZ, I. MARY, AND E. LAMBALLAIS, *Study of Stall Development Around an Airfoil by Means of High Fidelity Large Eddy Simulation*, Flow, Turbulence and Combustion, (2013). (cf. page [22](#)).
- [18] S. ALLMARAS, F. JOHNSON, AND P. SPALART, *Modifications and clarifications for the implementation of the Spalart-Allmaras turbulence model*, Seventh International Conference on Computational Fluid Dynamics (ICCFD7), (2012). (cf. pages [19](#), [157](#), [224](#)).
- [19] P. ANGOT, C.-H. BRUNEAU, AND P. FABRIE, *A penalization method to take into account obstacles in incompressible viscous flows*, Numerische Mathematik, (1999). (cf. page [12](#)).
- [20] F. BASILE, *Development of hp-adaptive techniques based on discontinuous Galerkin methods with application to aeronautical configurations*, PhD thesis (Sorbonne Université), (2022). (cf. page [12](#)).
- [21] J. BENEK, J. STEGER, AND F. DOUGHERTY, *A flexible grid embedding technique with application to the Euler equations*, 6th Computational Fluid Dynamics Conference Danvers, (1983). (cf. page [36](#)).
- [22] C. BENOIT AND G. JEANFAIVRE, *Three-Dimensional Inviscid Isolated Rotor Calculations Using Chimera and Automatic Cartesian Partitioning Methods*, Journal of the American Helicopter Society, (2003). (cf. pages [32](#), [36](#)).
- [23] C. BENOIT, S. PÉRON, AND S. LANDIER, *Cassiopee : A CFD pre- and post-processing tool*, Aerospace Science and Technology, (2015). (cf. pages [16](#), [39](#)).
- [24] J. L. BENTLEY, *Multidimensional Binary Search Trees Used for Associative Searching*, Commun. ACM, (1975). (cf. page [38](#)).
- [25] M. BERGER AND M. AFTOSMIS, *Aspects (and aspect ratios) of cartesian mesh methods*, 16th International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics, (1998). (cf. page [13](#)).

- [26] M. J. BERGER AND M. J. AFTOSMIS, *Progress towards a Cartesian cut-cell method for viscous compressible flow*, 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2012). (cf. page 13).
- [27] M. J. BERGER AND M. J. AFTOSMIS, *An ODE-based Wall Model for Turbulent Flow Simulations*, AIAA Journal, (2017). (cf. pages 13, 13, 147, 152, 153, 155, 156, 157, 157, 166, 188, 196).
- [28] M. J. BERGER AND J. OLIGER, *Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations*, Journal of Computational Physics, (1984). (cf. page 32).
- [29] R. P. BEYER AND R. J. LEVEQUE, *Analysis of a One-Dimensional Model for the Immersed Boundary Method*, SIAM Journal on Numerical Analysis, (1992). (cf. page 12).
- [30] J. BODART, J. LARSSON, AND P. MOIN, *Large eddy simulation of high-lift devices*, 21st AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, (2013). (cf. page 183).
- [31] C. BREHM, M. F. BARAD, AND C. C. KIRIS, *Open rotor computational aeroacoustic analysis with an immersed boundary method*, 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2016). (cf. page 13).
- [32] C. BREHM, O. BROWNE, AND N. ASHTON, *Towards a Viscous Wall Model for Immersed Boundary Methods*, 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2018). (cf. pages 153, 155).
- [33] H. C. BRINKMAN, *A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles*, Flow, Turbulence and Combustion, (1949). (cf. page 12).
- [34] S.-G. CAI, J. DEGRIGNY, J.-F. BOUSSUGE, AND P. SAGAUT, *Coupling of turbulence wall models and immersed boundaries on Cartesian grids*, Journal of Computational Physics, (2021). (cf. pages 13, 40, 57, 116, 117, 119, 150).
- [35] CAMBIER, LAURENT, HEIB, SÉBASTIEN, AND PLOT, SYLVIE, *The Onera elsA CFD software : input from research and feedback from industry*, Mechanics & Industry, (2013). (cf. page 11).
- [36] F. CAPIZZANO, *Turbulent Wall Model for Immersed Boundary Methods*, AIAA Journal, (2011). (cf. pages 13, 56, 156).
- [37] F. CAPIZZANO, *Coupling a wall diffusion model with an immersed boundary technique*, AIAA Journal, (2016). (cf. pages 40, 153, 156, 184).
- [38] G. CARBONE, *Comportement dynamique d'un dirigeable en écoulement non homogène*, PhD thesis (Université de Lille), (2020). (cf. page 205).
- [39] G. CARBONE, G. MARTINAT, D. FARCY, AND J.-L. HARION, *Aerodynamic investigation of a 3.5:1 prolate spheroid*, AIAA Aviation Forum 2020, (2020). (cf. pages 205, 205, 207, 209).

- [40] W. M. CHAN, *Overset grid technology development at NASA Ames Research Center*, Computers and Fluids, (2009). (cf. page 36).
- [41] Z.-Q. CHENG, Y. WANG, B. LI, K. XU, G. DANG, AND S. JIN, *A Survey of Methods for Moving Least Squares Surfaces*, IEEE/EG Symposium on Volume and Point-Based Graphics, (2008). (cf. page 52).
- [42] C. J. CHESNAKAS AND R. L. SIMPSON, *Detailed Investigation of the Three-Dimensional Separation About a 6:1 Prolate Spheroid*, AIAA Journal, (1997). (cf. page 205).
- [43] C. CHI, B. J. LEE, AND H. G. IM, *An improved ghost-cell immersed boundary method for compressible flow simulations*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, (2017). (cf. page 40).
- [44] J. CHICHEPORTICHE AND X. GLOERFELT, *Direct Noise Computations Using Overset Grids*, 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), (2009). (cf. page 270).
- [45] A. M. CLARK, J. P. SLOTNICK, N. J. TAYLOR, AND C. L. RUMSEY, *Requirements and Challenges for CFD Validation within the High-Lift Common Research Model Ecosystem*, AIAA Aviation Forum 2020, (2020). (cf. page 223).
- [46] T. J. COAKLEY, *Implicit upwind methods for the compressible Navier-Stokes equations*, AIAA Journal, (1985). (cf. page 28).
- [47] W. J. COIRIER AND K. G. POWELL, *Solution-adaptive Cartesian cell approach for viscous and inviscid flows*, AIAA Journal, (1996). (cf. page 12).
- [48] D. COLES, *The law of the wake in the turbulent boundary layer*, Journal of Fluid Mechanics, (1956). (cf. page 173).
- [49] B. CONSTANT, S. PÉRON, H. BEAUGENDRE, AND C. BENOIT, *An improved immersed boundary method for turbulent flow simulations on Cartesian grids*, Journal of Computational Physics, (2021). (cf. pages 52, 113, 204).
- [50] R. M. CUMMINGS, M. B. GILES, AND G. N. SHRINIVAS, *Analysis of the elements of drag in three-dimensional viscous and inviscid flows*, 14th Applied Aerodynamics Conference, (1996). (cf. page 130).
- [51] C. DAPOGNY, C. DOBRZYNSKI, AND P. FREY, *Three-dimensional adaptive domain remeshing, implicit domain meshing, and applications to free and moving boundary problems*, Journal of Computational Physics, (2014). (cf. page 207).
- [52] F. DAUDE, *Méthode d'intégration temporelle implicite pour la Simulation des Grandes Échelles : application à la réduction du bruit de cavité*, PhD thesis (Université de Poitiers), (2007). (cf. pages 17, 27, 29).
- [53] S. DECK, *Simulation numérique des charges latérales instationnaires sur des configurations de lanceur*, PhD thesis (Université d'Orléans), (2002). (cf. page 19).

- [54] J. DEGRIGNY, *Towards the Computational Prediction of Low-Speed Buffet : Improved Wall Modeling for the Lattice Boltzmann Method*, PhD thesis (Université d’Aix-Marseille), (2022). (cf. page 269).
- [55] J. DEGRIGNY, S. G. CAI, J. F. BOUSSUGE, AND P. SAGAUT, *Improved wall model treatment for aerodynamic flows in LBM*, Computers and Fluids, (2021). (cf. pages 40, 57, 59, 60).
- [56] D. DESTARAC, *CFD-based aircraft drag prediction and reduction*, von Kármán Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series. Hampton, VA, (2003). (cf. page 127).
- [57] N. S. DHAMANKAR, G. A. BLAISDELL, AND A. S. LYRINTZIS, *Implementation of a Wall-Modeled Sharp Immersed Boundary Method in a High-Order Large Eddy Simulation Tool for Jet Aeroacoustics*, 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2016). (cf. page 57).
- [58] B. DISKIN, J. L. THOMAS, C. L. RUMSEY, AND A. SCHWÖPPE, *Grid convergence for turbulent flows*, 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2015). (cf. page 147).
- [59] B. DUDA, E. FARES, R. KOTAPATI, Y. LI, I. STAROSELSKY, R. ZHANG, AND H. CHEN, *Capturing laminar to turbulent transition within the LBM based CFD solver PowerFLOW*, AIAA Scitech 2019 Forum, (2019). (cf. page 198).
- [60] J. C. DUENSING, J. A. HOUSMAN, L. FERNANDES, L. MACHADO, AND C. C. KIRIS, *A Reynolds-Averaged Navier-Stokes Perspective for the High Lift-Common Research Model Using the LAVA Framework*, AIAA Aviation Forum 2022, (2022). (cf. pages 223, 240).
- [61] P. A. DURBIN AND S. E. BELCHER, *Scaling of adverse-pressure-gradient turbulent boundary layers*, Journal of Fluid Mechanics, (1992). (cf. page 170).
- [62] J. R. EDWARDS AND M.-S. LIOU, *Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Flows at All Speeds*, AIAA Journal, (1998). (cf. page 22).
- [63] E. FADLUN, R. VERZICCO, P. ORLANDI, AND J. MOHD-YUSOF, *Combined Immersed-Boundary Finite-Difference Methods for Three-Dimensional Complex Flow Simulations*, Journal of Computational Physics, (2000). (cf. pages 12, 30).
- [64] R. A. FINKEL AND J. L. BENTLEY, *Quad Trees : A Data Structure for Retrieval on Composite Keys*, Acta Informatica, (1974). (cf. page 32).
- [65] L. FRAZZA, A. LOSEILLE, AND F. ALAUZET, *Mesh adaptation strategies using wall functions and low-reynolds models*, 2018 Fluid Dynamics Conference, (2018). (cf. page 150).
- [66] A. S. GHATE, G.-D. STICH, G. K. KENWAY, J. A. HOUSMAN, AND C. C. KIRIS, *A Wall-Modeled LES Perspective for the High Lift Common Research Model Using LAVA*, AIAA Aviation Forum 2022, (2022). (cf. pages 241, 269).

- [67] G. L. HALILA, G. CHEN, Y. SHI, K. J. FIDKOWSKI, J. R. MARTINS, AND M. T. DE MENDONÇA, *High-Reynolds number transitional flow simulation via parabolized stability equations with an adaptive RANS solver*, Aerospace Science and Technology, (2019). (cf. page 198).
- [68] W. D. HENSHAW AND D. W. SCHWENDEMAN, *An adaptive numerical scheme for high-speed reactive flow on overlapping grids*, Journal of Computational Physics, (2003). (cf. page 32).
- [69] W. D. HENSHAW AND D. W. SCHWENDEMAN, *Moving overlapping grids with adaptive mesh refinement for high-speed reactive and non-reactive flow*, Journal of Computational Physics, (2006). (cf. page 32).
- [70] W. D. HENSHAW AND D. W. SCHWENDEMAN, *Parallel computation of three-dimensional flows using overlapping grids with adaptive mesh refinement*, Journal of Computational Physics, (2008). (cf. page 32).
- [71] M. INOUE AND D. I. PULLIN, *Large-eddy simulation of the zero-pressure-gradient turbulent boundary layer up to  $Re_\theta = O(10^{12})$* , Journal of Fluid Mechanics, (2011). (cf. page 152).
- [72] G. JEANFAIVRE, C. BENOIT, AND M.-C. L. PAPE, *Improvement of the Robustness of the Chimera Method*, 32nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, (2002). (cf. page 36).
- [73] G. JEANMASSON, *Méthode explicite à pas de temps local pour la simulation des écoulements turbulents instationnaires*, PhD thesis (Université de Bordeaux), (2019). (cf. pages 17, 27).
- [74] W.-K. JEONG AND R. T. WHITAKER, *A Fast Iterative Method for Eikonal Equations*, SIAM Journal on Scientific Computing, (2008). (cf. page 38).
- [75] G. KALITZIN, G. MEDIC, G. IACCARINO, AND P. DURBIN, *Near-wall behavior of RANS turbulence models and implications for wall functions*, Journal of Computational Physics, (2005). (cf. page 173).
- [76] S. KAWAI AND K. ASADA, *Wall-modeled large-eddy simulation of high Reynolds number flow around an airfoil near stall condition*, Computers and Fluids, (2013). (cf. page 156).
- [77] S. KAWAI AND J. LARSSON, *Wall-modeling in large eddy simulation : Length scales, grid resolution, and accuracy*, Physics of Fluids, (2012). (cf. page 154).
- [78] M. E. KHALILI, M. LARSSON, AND B. MÜLLER, *High-order ghost-point immersed boundary method for viscous compressible flows based on summation-by-parts operators*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, (2019). (cf. page 116).

- [79] C. KIRIS, M. BARAD, J. HOUSMAN, E. SOZER, C. BREHM, AND S. MOINI-YEKTA, *The LAVA Computational Fluid Dynamics Solver*, AIAA Scitech 2014 Forum, (2014). (cf. pages [11](#), [240](#)).
- [80] C. C. KIRIS, A. S. GHATE, J. C. DUENSING, O. M. BROWNE, J. A. HOUSMAN, G.-D. STICH, G. KENWAY, L. S. FERNANDES, AND L. M. MACHADO, *High-Lift Common Research Model : RANS, HRLES, and WMLES perspectives for CLmax prediction using LAVA*, AIAA Scitech 2022 Forum, (2022). (cf. page [240](#)).
- [81] T. KNOPP, *A new wall-law for adverse pressure gradient flows and modification of  $k-\omega$  type RANS turbulence models*, 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2016). (cf. pages [170](#), [171](#), [178](#)).
- [82] T. KNOPP, T. ALRUTZ, AND D. SCHWAMBORN, *A grid and flow adaptive wall-function method for RANS turbulence modelling*, Journal of Computational Physics, (2006). (cf. pages [150](#), [169](#)).
- [83] T. KNOPP, N. REUTHER, M. NOVARA, D. SCHANZ, E. SCHÜLEIN, A. SCHRÖDER, AND C. J. KÄHLER, *Experimental analysis of the log law at adverse pressure gradient*, Journal of Fluid Mechanics, (2021). (cf. pages [152](#), [171](#), [178](#)).
- [84] N. KROLL, S. LANGER, AND A. SCHWÖPPE, *The DLR Flow Solver TAU - Status and Recent Algorithmic Developments*, 52nd Aerospace Sciences Meeting, (2014). (cf. page [11](#)).
- [85] T. V. KÁRMÁN, *Mechanische Aenlichkeit und Turbulenz*, Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse, (1930). (cf. page [172](#)).
- [86] D. S. LACY AND A. J. SCLAFANI, *Development of the High Lift Common Research Model (HL-CRM) : A Representative High Lift Configuration for Transonic Transports*, 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2016). (cf. page [223](#)).
- [87] M.-C. LAI AND C. S. PESKIN, *An Immersed Boundary Method with Formal Second-Order Accuracy and Reduced Numerical Viscosity*, Journal of Computational Physics, (2000). (cf. page [12](#)).
- [88] P. LANCASTER AND K. SALKAUSKAS, *Surfaces generated by moving least squares methods*, Mathematics of computation, (1981). (cf. page [52](#)).
- [89] L. LARCHEVÊQUE, *Simulation des grandes échelles de l'écoulement au-dessus d'une cavité*, PhD thesis (Université Paris-Saclay), (2003). (cf. pages [17](#), [29](#)).
- [90] C. LAURENT, *Étude d'écoulements transitionnels et hors équilibre par des approches DNS et RANS*, PhD thesis (École nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM), (2012). (cf. pages [17](#), [17](#), [22](#), [26](#), [29](#)).
- [91] C. LAURENT, I. MARY, V. GLEIZE, A. LERAT, AND D. ARNAL, *DNS database of a transitional separation bubble on a flat plate and application to RANS modeling validation*, Computers and Fluids, (2012). (cf. page [22](#)).

- [92] M.-S. LIOU AND C. J. STEFFEN, *A New Flux Splitting Scheme*, Journal of Computational Physics, (1993). (cf. page 22).
- [93] A. LOZANO-DURÁN AND H. J. BAE, *Building-block-flow wall model for large-eddy simulation*, in review, (2022). (cf. page 269).
- [94] L. MANUECO, P.-E. WEISS, AND S. DECK, *On the estimation of unsteady aerodynamic forces and wall spectral content with Immersed Boundary Conditions*, Computers and Fluids, (2020). (cf. pages 116, 129).
- [95] L. MANUECO, P.-E. WEISS, AND S. DECK, *On the coupling of wall-model immersed boundary conditions and curvilinear body-fitted grids for the simulation of complex geometries*, Computers and Fluids, (2021). (cf. pages 153, 155, 165).
- [96] I. MARY, *Méthode de Newton approchée pour le calcul d'écoulements instationnaires comportant des zones à très faibles nombres de Mach*, PhD thesis (Université Paris-Saclay), (1999). (cf. pages 17, 22, 23, 24).
- [97] I. MARY AND P. SAGAUT, *Large Eddy Simulation of Flow Around an Airfoil Near Stall*, AIAA Journal, (2002). (cf. page 22).
- [98] R. MEAKIN, *Automatic off-body grid generation for domains of arbitrary size*, 15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, (2001). (cf. pages 32, 39).
- [99] R. L. MEAKIN, *Adaptive spatial partitioning and refinement for overset structured grids*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, (2000). (cf. page 32).
- [100] G. L. MELLOR, *The effects of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall*, Journal of Fluid Mechanics, (1966). (cf. pages 171, 172).
- [101] MICHAEL MANHART AND NIKOLAUS PELLER AND CHRISTOPHE BRUN, *Near-wall scaling for turbulent boundary layers with adverse pressure gradient : a priori tests on DNS of channel flow with periodic hill constrictions and DNS of separating boundary layer*, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, (2008). (cf. page 172, 172).
- [102] T. MICHAL, J. KRAKOS, D. KAMENETSKIY, M. GALBRAITH, C.-I. URSACHI, M. A. PARK, W. K. ANDERSON, F. ALAUZET, AND A. LOSEILLE, *Comparing Unstructured Adaptive Mesh Solutions for the High Lift Common Research Airfoil*, AIAA Journal, (2021). (cf. page 224).
- [103] R. MITTAL, H. DONG, M. BOZKURTTAS, F. NAJJAR, A. VARGAS, AND A. VON LOEBBECKE, *A versatile sharp interface immersed boundary method for incompressible flows with complex boundaries*, Journal of Computational Physics, (2008). (cf. page 12).
- [104] R. MITTAL AND G. IACCARINO, *Immersed Boundary Methods*, Annual Review of Fluid Mechanics, (2005). (cf. page 12).

- [105] J. MOHD-YUSOF, *Combined immersed-boundary/B-spline methods for simulations of flow in complex geometries*, Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, (1997). (cf. page 12).
- [106] A. MUSKER, *Explicit expression for the smooth wall velocity distribution in a turbulent boundary layer*, AIAA Journal, (1979). (cf. pages 50, 150, 151, 152, 173).
- [107] F. NADDEI, *Adaptive Large Eddy Simulations based on discontinuous Galerkin methods*, PhD thesis (Université Paris-Saclay), (2019). (cf. page 12).
- [108] K. NAKAHASHI, *Immersed boundary method for compressible Euler equations in the building-cube method*, 20th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, (2011). (cf. page 12).
- [109] G. I. PARK AND P. MOIN, *An improved dynamic non-equilibrium wall-model for large eddy simulation*, Physics of Fluids, (2014). (cf. page 156).
- [110] H. PARK, G. OH, T. S. PARK, C. LEE, AND J. I. CHOI, *An immersed boundary formulation incorporating a two-layer wall model approach for RANS simulations with complex geometry*, Computers and Fluids, (2020). (cf. pages 153, 157, 157).
- [111] V. C. PATEL AND F. SOTIROPOULOS, *Longitudinal curvature effects in turbulent boundary layers*, Progress in Aerospace Sciences, (1997). (cf. page 153).
- [112] C. S. PESKIN, *Flow patterns around heart valves : A numerical method*, Journal of Computational Physics, (1972). (cf. page 12, 12).
- [113] T. POINSOT AND S. LELEF, *Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows*, Journal of Computational Physics, (1992). (cf. page 29).
- [114] T. PU AND C. ZHOU, *An immersed boundary/wall modeling method for RANS simulation of compressible turbulent flows*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, (2018). (cf. page 40).
- [115] S. PÉRON, *Méthode d'assemblage de maillages recouvrants autour de géométries complexes pour des simulations en aérodynamique compressible*, PhD thesis (École nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM), (2014). (cf. pages 11, 32, 35).
- [116] S. PÉRON AND C. BENOIT, *Automatic off-body overset adaptive Cartesian mesh method based on an octree approach*, Journal of Computational Physics, (2013). (cf. pages 12, 13, 32, 32, 35, 36, 107).
- [117] S. PÉRON, C. BENOIT, V. GLEIZE, I. MARY, AND M. TERRACOL, *A mixed overset grid/immersed boundary approach for CFD simulations of complex geometries*, 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2016). (cf. pages 30, 32, 43).
- [118] S. PÉRON, C. BENOIT, T. RENAUD, AND I. MARY, *An immersed boundary method on Cartesian adaptive grids for the simulation of compressible flows around arbitrary geometries*, Engineering with Computers, (2020). (cf. pages 13, 13, 13, 14, 30, 38, 40, 40, 51, 52, 54, 152, 267).



- [119] S. PÉRON, T. RENAUD, I. MARY, C. BENOIT, AND M. TERRACOL, *An Immersed Boundary Method for preliminary design aerodynamic studies of complex configurations*, 23rd AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, (2017). (cf. pages [13](#), [30](#), [32](#), [43](#)).
- [120] T. RENAUD, C. BENOIT, S. PÉRON, I. MARY, AND N. ALFEREZ, *Validation of an immersed boundary method for compressible flows*, AIAA Scitech 2019 Forum, (2019). (cf. pages [13](#), [51](#), [54](#), [90](#)).
- [121] T. RENAUD, A. LE PAPE, AND S. PÉRON, *Numerical analysis of hub and fuselage drag breakdown of a helicopter configuration*, CEAS Aeronautical Journal, (2013). (cf. page [11](#)).
- [122] D. RIGBY, E. STEINTHORSSON, W. COIRIER, D. RIGBY, E. STEINTHORSSON, AND W. COIRIER, *Automatic block merging methodology using the method of weakest descent*, 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, (1997). (cf. page [35](#)).
- [123] P. ROE, *Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes*, Journal of Computational Physics, (1981). (cf. page [23](#)).
- [124] M. ROMANELLI, S. BENEDDINE, H. BEAUGENDRE, D. SIPP, I. MARY, AND M. BERGMANN, *Deep learning-based wall models for aerodynamic simulations : A new approach inspired by classical wall laws*, in review, (2022). (cf. page [269](#)).
- [125] C. RUMSEY, B. WEDAN, T. HAUSER, AND M. POINOT, *Recent Updates to the CFD General Notation System (CGNS)*, 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2012). (cf. page [16](#)).
- [126] C. L. RUMSEY AND J. P. SLOTNICK, *Overview and Summary of the Second AIAA High-Lift Prediction Workshop*, Journal of Aircraft, (2015). (cf. page [223](#)).
- [127] C. L. RUMSEY, J. P. SLOTNICK, M. LONG, R. A. STUEVER, AND T. R. WAYMAN, *Summary of the First AIAA CFD High-Lift Prediction Workshop*, Journal of Aircraft, (2011). (cf. page [223](#)).
- [128] C. L. RUMSEY, J. P. SLOTNICK, AND A. J. SCLAFANI, *Overview and Summary of the Third AIAA High Lift Prediction Workshop*, Journal of Aircraft, (2019). (cf. page [223](#), [223](#)).
- [129] A. SENGISSEN, J.-C. GIRET, C. COREIXAS, AND J.-F. BOUSSUGE, *Simulations of LAGOON landing-gear noise using Lattice Boltzmann Solver*, 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, (2015). (cf. page [11](#)).
- [130] J. A. SETHIAN, *Fast Marching Methods*, SIAM Review, (1999). (cf. page [38](#)).
- [131] M. S. SHEPHARD AND M. K. GEORGES, *Automatic three-dimensional mesh generation by the finite octree technique*, International Journal for Numerical Methods in Engineering, (1991). (cf. page [32](#)).

- [132] T.-H. SHIH, L. A. POVINELLI, AND N.-S. LIU, *Application of generalized wall function for complex turbulent flows*, Journal of Turbulence, (2003). (cf. pages [172](#), [172](#), [181](#)).
- [133] M. L. SHUR, M. K. STRELETS, A. K. TRAVIN, AND P. R. SPALART, *Turbulence modeling in rotating and curved channels : Assessing the spalart-shur correction*, AIAA Journal, (2000). (cf. pages [19](#), [224](#)).
- [134] M. SKOTE AND D. HENNINGSON, *Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer*, Journal of Fluid Mechanics, (2002). (cf. pages [169](#), [170](#), [171](#), [171](#), [183](#)).
- [135] J. SLOTNICK, A. KHODADOUST, J. ALONSO, D. DARMOFAL, W. GROPP, E. LURIE, AND D. MAVRIPLIS, *CFD Vision 2030 Study : A Path to Revolutionary Computational Aerosciences*, NASA Langley Research Center, CR-2014-218178, (2014). (cf. page [11](#)).
- [136] P. R. SPALART AND S. R. ALLMARAS, *A one-equation turbulence model for aerodynamic flows*, La Recherche Aéospatiale, (1994). (cf. page [19](#)).
- [137] P. R. SPALART AND A. V. GARBARUK, *Correction to the spalart-allmaras turbulence model, providing more accurate skin friction*, AIAA Journal, (2020). (cf. page [19](#)).
- [138] D. B. SPALDING, *A Single Formula for the “Law of the Wall”*, Journal of Applied Mechanics, (1961). (cf. pages [151](#), [152](#)).
- [139] P. K. SWEBY, *High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation Laws*, SIAM Journal on Numerical Analysis, (1984). (cf. page [25](#)).
- [140] Y. TAMAKI, M. HARADA, AND T. IMAMURA, *Near-wall modification of Spalart–Allmaras turbulence model for immersed boundary method*, AIAA Journal, (2017). (cf. pages [13](#), [40](#), [56](#), [150](#), [153](#)).
- [141] Y. TAMAKI AND T. IMAMURA, *Turbulent Flow Simulations of the Common Research Model Using Immersed Boundary Method*, AIAA Journal, (2018). (cf. pages [116](#), [131](#)).
- [142] Y. TAMAKI AND S. KAWAI, *Wall modeling for large-eddy simulation on non-body-conforming Cartesian grids*, Physical Review Fluids, (2021). (cf. page [269](#)).
- [143] Y. TAMAKI AND S. KAWAI, *Wall-Resolved Large-Eddy Simulation of Near-Stall Airfoil Flow at  $Re_c = 10^7$* , AIAA Journal, (2022). (cf. page [269](#)).
- [144] M. TERRACOL AND E. MANOHA, *Numerical wire mesh model for the simulation of noise-reduction devices*, AIAA Journal, (2021). (cf. pages [155](#), [157](#), [165](#), [165](#)).
- [145] J. L. THOMAS AND R. W. WALTERS, *Upwind relaxation algorithms for the navier-stokes equations*, AIAA Journal, (1987). (cf. page [25](#)).

- [146] K. W. THOMPSON, *Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems*, Journal of Computational Physics, (1987). (cf. page 29).
- [147] A. A. TOWNSEND, *Equilibrium layers and wall turbulence*, Journal of Fluid Mechanics, (1961). (cf. page 170).
- [148] Y.-H. TSENG AND J. H. FERZIGER, *A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry*, Journal of Computational Physics, (2003). (cf. page 30).
- [149] J. TYACKE, N. VADLAMANI, W. TROJAK, R. WATSON, Y. MA, AND P. TUCKER, *Turbomachinery simulation challenges and the future*, Progress in Aerospace Sciences, (2019). (cf. page 11).
- [150] C. VAN DAM, *Recent experience with different methods of drag prediction*, Progress in Aerospace Sciences, (1999). (cf. pages 129, 130).
- [151] B. VAN LEER, *Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method*, Journal of Computational Physics, (1979). (cf. page 24).
- [152] J. VASSBERG, M. DEHAAN, M. RIVERS, AND R. WAHLS, *Development of a Common Research Model for Applied CFD Validation Studies*, 26th AIAA Applied Aerodynamics Conference, (2008). (cf. page 42).
- [153] R. VERZICCO, M. FATICA, G. IACCARINO, P. MOIN, AND B. KHALIGHI, *Large Eddy Simulation of a Road Vehicle with Drag-Reduction Devices*, AIAA Journal, (2002). (cf. page 12).
- [154] R. VERZICCO, J. MOHD-YUSOF, P. ORLANDI, AND D. HAWORTH, *Large Eddy Simulation in Complex Geometric Configurations Using Boundary Body Forces*, AIAA Journal, (2000). (cf. page 12).
- [155] T. G. WETZEL, R. L. SIMPSON, AND C. J. CHESNAKAS, *Measurement of Three-Dimensional Crossflow Separation*, AIAA Journal, (1998). (cf. page 205).
- [156] F. M. WHITE, *Viscous Fluid Flow*, McGraw-Hill, (1974). (cf. page 51).
- [157] S. WILHELM, J. JACOB, AND P. SAGAUT, *An explicit power-law-based wall model for lattice Boltzmann method–Reynolds-averaged numerical simulations of the flow around airfoils*, Physics of Fluids, (2018). (cf. pages 13, 173).
- [158] S. WILHELM, J. JACOB, AND P. SAGAUT, *A New Explicit Algebraic Wall Model for LES of Turbulent Flows Under Adverse Pressure Gradient*, Flow, Turbulence and Combustion, (2021). (cf. pages 172, 172, 180, 183).
- [159] Y. XU AND X. LIU, *An immersed boundary method with  $y^+$ -adaptive wall function for smooth wall shear*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, (2021). (cf. pages 57, 59).
- [160] L. A. YATES AND G. T. CHAPMAN, *Streamlines, vorticity lines, and vortices around three-dimensional bodies*, AIAA Journal, (1992). (cf. page 205).

- [161] M. A. YERRY AND M. S. SHEPHARD, *Automatic three-dimensional mesh generation by the modified-octree technique*, International Journal for Numerical Methods in Engineering, (1984). (cf. page 32).
- [162] S. YOON AND A. JAMESON, *A multigrid LU-SSOR scheme for approximate Newton iteration applied to the Euler equations*, NASA Contractor Report, (1986). (cf. page 28, 28).
- [163] K. YOUSEFI AND A. RAZEGHI, *Determination of the critical Reynolds number for flow over symmetric NACA airfoils*, 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, (2018). (cf. page 198).
- [164] C. ZHOU, *RANS simulation of high-Re turbulent flows using an immersed boundary method in conjunction with wall modeling*, Computers and Fluids, (2017). (cf. page 40).
- [165] W. J. ZHU, T. BEHRENS, W. Z. SHEN, AND J. N. SØRENSEN, *Hybrid Immersed Boundary Method for Airfoils with a Trailing-Edge Flap*, AIAA Journal, (2013). (cf. page 12).



## Amélioration d'une méthode de frontières immergées pour la simulation d'écoulements turbulents autour de géométries complexes

**Résumé :** Ce sujet de thèse concerne la simulation numérique d'écoulements turbulents compressibles autour de géométries complexes. Au cœur de la chaîne de simulation numérique, l'étape de génération de maillage est aujourd'hui le principal goulet d'étranglement d'un processus de plus en plus automatisé, et constitue un défi d'ampleur pour l'industrie aéronautique. Pour des configurations réalistes présentant de nombreux détails géométriques complexes, cette étape peut ainsi requérir l'intervention manuelle d'un expert pour plusieurs semaines, contre des temps de calcul de l'ordre de la journée pour des simulations de type RANS. Pour cette raison, l'ONERA développe depuis plusieurs années une méthode de frontières immergées (IBM) pour s'affranchir de la génération d'un maillage conforme aux obstacles. Cette approche s'appuie sur une méthode de génération automatique et rapide de maillages cartésiens multi-blocs, et consiste à forcer explicitement la solution fluide au centre des cellules positionnées à proximité de l'obstacle immergé. Un modèle de paroi est également pris en compte pour les simulations d'écoulements à grand nombre de Reynolds, afin d'éviter un surcoût trop important lié aux nombres de mailles cartésiennes nécessaires à la résolution de la couche limite turbulente par le maillage seul. Cette méthode s'avère particulièrement efficace pour effectuer des calculs RANS autour de configurations de type avant-projet, où elle offre un bon compromis entre temps de calcul et qualité de la solution. Cependant, la capture des coefficients pariétaux doit encore être améliorée, pour permettre une analyse quantitative fine des phénomènes physiques intervenant au sein de la couche limite turbulente. Ces travaux de thèse ont pour principal objectif d'améliorer la robustesse et la précision de la méthode de frontière immergée développée par Péron *et al.*, afin de démontrer que celle-ci peut être une alternative viable aux approches structurées classiques. Pour ce faire, nous proposons une méthode innovante, basée sur un positionnement optimal des points à forcer autour de la géométrie immergée selon différents critères géométriques et physiques. Ces développements visent à éliminer les oscillations parasites pouvant intervenir au voisinage de la paroi, et à améliorer l'intégration champ-proche des efforts aérodynamiques. La seconde partie de ces travaux consiste à étendre notre modélisation proche paroi à partir de l'intégration des effets de gradients de pression extérieurs, sans compromettre la stabilité globale de l'approche. Nos développements sont finalement étudiés pour différents cas-tests académiques 2D et deux cas d'applications 3D (un aérostat et un avion en configuration high-lift), pour des nombres de Reynolds de l'ordre du million et pour des nombres de Mach caractéristiques des régimes subsoniques et transsoniques.

**Mots-clés :** méthodes de frontières immergées, maillages cartésiens, lois de paroi, simulations RANS

---

### An improved immersed boundary method for the simulation of compressible turbulent flows around complex geometries

**Abstract:** This thesis focuses on the numerical simulation of compressible turbulent flows around complex geometries. For canonical CFD workflows, the mesh generation step tends to be the major bottleneck for automated processes, and a significant challenge for the aerospace industry. For realistic configurations with numerous geometrical complexities, body-fitted mesh generation may require the dedicated intervention of an expert for several weeks, while the computational time required for RANS-type simulations is on the order of a day. As such, for several years ONERA has been developing an immersed boundary method (IBM) which circumvents the need for body-fitted meshes. This approach relies on an automatic and efficient generation of Cartesian meshes, and explicitly forces the flow solution at the center of the cells located near the immersed geometry. The simulation of high Reynolds number flows also requires the use of wall models to restrict the size of the Cartesian mesh. This method has been proven to be particularly efficient to perform RANS simulations around preliminary designs of complex configurations, offering a good compromise between the computational time and the quality of the solution. However, the accuracy of the skin coefficients still needs to be improved to ensure a detailed quantitative analysis of the physical phenomena occurring within the turbulent boundary layer. The main objective of this thesis is to improve the robustness and the accuracy of the immersed boundary method developed by Péron *et al.* and make it a viable alternative to classical structured approaches. To that end, we propose an innovative method for the optimal positioning of the forcing points around the immersed geometry, based on various geometrical and physical criteria. These developments eliminate the spurious oscillations that can occur in the vicinity of the wall and improve the near-field integration of the aerodynamic forces. The latter part of this work consists in extending our near-wall modeling by taking into account external pressure gradient effects, without compromising the overall stability of the current approach. Lastly, these developments are applied to various 2D academic test-cases and two 3D industrial application cases (an aerostat and an aircraft in a high-lift configuration) at high Reynolds numbers and for both subsonic and transonic flow regimes.

**Keywords:** immersed boundary methods, Cartesian meshes, wall models, RANS simulations

---

Unité de recherche / Research unit

Institut de Mathématiques de Bordeaux, 351 cours de la Libération, 33405 Talence Cedex