HAL
open science

Etude de l'écoulement autour des ensembles roulants d'un véhicule en vue de l'optimisation aérodynamique du pneumatique

E. Croner

To cite this version:

E. Croner. Etude de l'écoulement autour des ensembles roulants d'un véhicule en vue de l'optimisation aérodynamique du pneumatique. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. ISAE Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2014. Français. NNT : . tel-01060373

HAL Id: tel-01060373

https://theses.hal.science/tel-01060373v1

Submitted on 3 Sep 2014

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

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)

Présentée et soutenue par :
Emma CRONER

le jeudi 20 février 2014

Titre :

Etude de l'écoulement autour des ensembles roulants d'un véhicule en vue de l'optimisation aérodynamique du pneumatique

---

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. Pierre MILLAN (Directeur de thèse)

Jury :

M. Hervé BÉZARD (Encadrant ONERA)
M. Laurent-Emmanuel BRIZZI (Rapporteur)
M. Benoît GARDARIN (Encadrant Michelin)
M. Azeddine KOURTA (Examinateur)
M. Olivier MÉTAIS (Rapporteur)
M. Pierre MILLAN (Directeur de thèse)
M. Jean PIQUET (Président du jury)

Remerciements

Je remercie les membres de mon jury pour le temps qu'ils ont consenti à consacrer à l'évaluation de mon travail ainsi que la pertinence de leurs remarques. Merci à Monsieur Jean Piquet d'avoir assurer la présidence de ce jury. Merci à Messieurs Laurent-Emmanuel Brizzi et Olivier Métais d'avoir sacrifier de longues heures à la lourde tâche de rapporteurs. Et merci à Monsieur Azeddine Kourta d'avoir apporté son expérience en aérodynamique automobile en tant qu'examinateur.

Je tiens tout particulièrement à remercier mes encadrants Hervé Bézard pour l'ONERA et Benoît Gardarin pour Michelin, sans qui je n'aurais pas pu accomplir ce travail. Outre leur expertise et leurs conseils techniques, j'ai eu la chance de bénéficier quotidiennement de leur forte implication dans ce projet, de leur disponibilité et de leur écoute. Ils m'ont supporté (dans tous les sens du terme) tout au long de ces trois années et m'ont permis de vivre au mieux cette expérience unique. Je leur en suis profondément reconnaissante.

Je remercie vivement Monsieur Pierre Millan pour son soutien en tant que directeur de thèse mais aussi pour m'avoir accueillie au sein du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique (DMAE) de l'ONERA dont il est le directeur.

Je remercie Monsieur Rémi Bruant pour m'avoir accueillie dans son équipe lors de mon passage sur le Centre Technologique de Ladoux ainsi que les responsables Michelin qui m'ont donné l'occasion de travailler sur un sujet peu commun mais passionnant.

Merci aux secrétaires Corinne Plantade et Valérie Duplessis à l'ONERA et Josette Boissonnet et Evelyne Maubert chez Michelin, qui ont contribué au bon déroulement de cette thèse en me guidant dans les (doubles) méandres des tâches administratives.

Mes remerciements vont également vers l'ensemble des personnes impliqués dans les essais en soufflerie ayant servi de base à la validation de mes calculs et qui ont contribué à la valeur de mon travail : l'équipe de Jacques Borée du laboratoire Pprime qui a réalisé et post-traités les mesures ainsi que les responsables de la soufflerie Aero Concept Engineering de Magny-Cours, Xavier Gergaud et Alexis Lapouille.

De même, je remercie Michel Gazaix pour son aide régulière dans le logiciel *elsA*, Bertrand Aupoix pour ses explications sur la modélisation de la rugosité et Elodie Croner pour les corrections de mes communications en anglais.

Merci enfin à l'ensemble des gens que j'ai pu rencontrer lors de ma thèse à l'ONERA, chez Michelin ou ailleurs. Ceux-ci par leur soutien, l'intérêt porté à ma thèse ou simplement en tant que voisine de bureau, basketteurs ou partenaires de pauses ont contribué à la bonne ambiance quotidienne dont j'ai bénéficié tout au long de ma thèse. Un merci particulier à Clémence Berger, Céline Delacoux, Emeline Gasche et Clément Béraud pour leur soutien moral indéfectible.

Emma Croner
Thèse de doctorat

Table des matières

Introduction **1**

Etat de l'art **5**

1 Mise en évidence de l'aérodynamique caractéristique des roues de voitures 6
2 Importance des conditions de roulement 9
2.1 Contact au sol 9
2.2 Rotation des roues et translation du sol 9
2.3 Déformation du pneumatique 11
3 Contribution des roues à l'aérodynamique totale d'un véhicule 12
3.1 Traînée propre des ensembles roulants 12
3.2 Influence des roues avant et arrière 12
4 Importance d'une représentation détaillée des pneumatiques 14
4.1 Dimensions de la roue 14
4.2 Forme des épaules du pneumatique 14
4.3 Sculptures de la bande de roulement 15
5 Vers une meilleure compréhension des phénomènes physiques 17
5.1 Roues isolées 18
5.2 Véhicules 21

Méthodes **25**

1 Résolution numérique des écoulements aérodynamiques turbulents 25
1.1 Les écoulement turbulents 25
1.2 Approches numériques instationnaires 26
2 Modélisation de la turbulence en simulations RANS 29
2.1 Principe des modèles du 1er ordre 29
2.2 Modèle à 1 équation de Spalart-Allmaras 29
2.3 Modèle à 2 équations k-kL de l'ONERA 30
2.4 Modèles à 2 équations de type k-ω 31
2.5 Modélisation SAS 32
2.6 Modélisation de la rugosité 33
3 Code de calcul ***elsA*** 36
3.1 Présentation générale 36
3.2 Intégration spatiale 36
3.3 Intégration temporelle 37
3.4 Préconditionnement bas-Mach 38
4 Analyses spectrales 38

5 Identification des structures tourbillonnaires . . . 38
6 Analyses de traînée . . . 40
6.1 Méthode champ proche . . . 40
6.2 Méthode champ lointain . . . 40
6.3 Méthode des micro-traînées . . . 42

Etudes numériques 43

1 Choix et adaptation des paramètres numériques 43
1 Elaboration du domaine de calcul . . . 43
1.1 Géométries . . . 43
1.2 Conditions aux limites en champ libre . . . 47
2 Maillages . . . 50
2.1 Maillage des roues . . . 50
2.2 Maillage du véhicule . . . 52
3 Sélection des modèles numériques pour la résolution de l'écoulement . . . 54
3.1 Type de simulations . . . 54
3.2 Schémas d'intégration . . . 55
3.3 Modèles de turbulence . . . 56

Etudes sur roue isolées 59

2 Caractérisation de l'écoulement en présence d'un pneumatique lisse 59
1 Analyses spatiales . . . 59
1.1 Phénomènes caractéristiques . . . 59
1.2 Structures tourbillonnaires . . . 63
2 Efforts aérodynamiques . . . 66
3 Analyses temporelles . . . 67

3 Validation expérimentale du modèle numérique 73
1 Description des essais en soufflerie . . . 73
2 Reproduction numérique des essais en soufflerie . . . 75
3 Validation des données spatiales . . . 77
4 Validation des données temporelles . . . 81
5 Discussion . . . 84
5.1 Description du sillage . . . 84
5.2 Validation des méthodes numériques . . . 84

4 Impact de deux modifications du pneumatique sur l'écoulement autour de la roue isolée 87
1 Particularité des deux effets . . . 87
1.1 Rugosité . . . 87
1.2 Sillons longitudinaux . . . 88
2 Analyses spatiales . . . 90
2.1 Phénomènes caractéristiques . . . 90
2.2 Agencement des structures tourbillonnaires . . . 92

3 Efforts aérodynamiques . . . 97
3.1 Pneumatique rugueux . . . 98
3.2 Pneumatique 3 sillons . . . 98
4 Analyses temporelles . . . 99
5 Discussion . . . 100
5.1 Phénomènes mis en évidence . . . 100
5.2 Autres effets géométriques . . . 101

5 Impact de l'incidence amont sur l'écoulement autour de la roue isolée 103
1 Analyses spatiales . . . 103
2 Efforts aérodynamiques . . . 105
3 Analyses temporelles . . . 107
4 Discussion . . . 107

Etudes sur véhicule 109

6 Caractérisation spatio-temporelle de l'écoulement dans un cas de véhicule simplifié équipé de pneumatiques lisses 109
1 Environnement des roues . . . 109
2 Efforts aérodynamiques . . . 111
3 Analyses spatiales . . . 114
3.1 Passage de roue avant . . . 115
3.2 Passage de roue arrière . . . 118
3.3 Sillage des roues . . . 120
3.4 Corps du véhicule et interactions . . . 121
4 Analyses temporelles . . . 124
5 Discussion . . . 129
5.1 Evolution de l'écoulement en présence de la carrosserie . . . 129
5.2 Instationnarité de l'écoulement . . . 130
5.3 Impact des roues avant et arrière . . . 131
5.4 Modélisation . . . 131

7 Impact de 2 modifications géométriques du pneumatique sur l'écoulement autour véhicule 133
1 Effets des sculptures du pneumatique dans la littérature . . . 133
2 Particularités des deux effets . . . 134
2.1 Rugosité . . . 134
2.2 Sillons longitudinaux . . . 135
3 Efforts aérodynamiques . . . 135
4 Analyses spatiales . . . 137
4.1 Passages de roue . . . 137
4.2 Sillage des roues . . . 139
4.3 Corps du véhicule et interactions . . . 141
5 Analyses temporelles . . . 143
6 Discussion . . . 145
6.1 Ecoulement . . . 145
6.2 Evolution de l'écoulement en présence de la carrosserie . . . 146

8 Validation expérimentale des simulations numériques sur véhicule 149
1 Description des essais en soufflerie 149
2 Reproduction numérique des essais 150
3 Validation des données pariétales 153
3.1 Coefficient de pression 153
3.2 Lignes de frottement 155
4 Validation du champ de vitesse 157
5 Validation des données temporelles 162
6 Discussion 168
6.1 Validation 168
6.2 Comparaisons au cas “champ libre” 169

Conclusion générale 171

Annexes 183

A Validation de la modélisation de la rugosité avec le modèle k-kL sous *elsA* 183

B Moment résistant à la rotation 187

C Etudes numériques 189

D Résultats supplémentaires sur les cas de roues isolées 197

Table des figures

1 Notations relatives au contour extérieur de la roue 6
2 Répartition de C_P sur la ligne centrale d'une roue en rotation d'après Fackrell & Harvey [30] et Mears *et al.* [56] 7
3 Phénomènes caractéristiques de la roue en rotation d'après Fackrell & Harvey [30] 8
4 Distribution de pression sous une roue en rotation à différentes distances du sol (H_W) selon Cogotti [19] 10
5 Direction de l'écoulement sous un véhicule à 10 cm du sol selon Pfadenhauer *et al.* [70] 13
6 Evolution des coefficients de traînée (C_{Xw}) et portance (C_{Zw}) en fonction du nombre de Reynolds avec jantes ouvertes (*standard rims*) ou fermées (*faired rims*) selon Cogotti [19] 15
7 Influence de l'épaule du pneumatique d'après Mercker & Berneburg [59] 16
8 Influence de l'épaule du pneumatique d'après Chauveau [17] 16
9 Sculptures de pneumatiques testées par Mercker *et al.* [60] 16
10 Pneumatiques testés par Modlinger & Sebben [62] 17
11 Structures tourbillonnaires dans le sillage d'une roue isolée en rotation d'après Saddington *et al.* [75] 19
12 Structures tourbillonnaires dans le sillage d'une roue isolée en rotation issues de simulations numériques 20
13 Direction du frottement pariétal sur le passage de roue avant d'après Fabijanic [29] 21
14 Cartographie du coefficient de pression totale dans un plan en avl de la roue avant d'après Landström [50] 22
15 Topologies des structures tourbillonnaires dans le passage de roue avant 23
16 Spectre d'énergie de la turbulence d'après Sagaut (2006) 25
17 Schéma des profils de vitesse sur parois lisse et rugueuse 34
18 Domaine de contrôle pour le bilan de quantité de mouvement 41

1.1 Géométries des roues (créées à partir de profils Michelin) 44
1.2 Profils des pneumatiques (fournis par Michelin) 45
1.3 Géométrie du demi-véhicule simplifié 46
1.4 Dimensions et orientation du domaine de calcul 47
1.5 Position du repère en configuration véhicule 48
1.6 Contours du coefficient d'échange thermique h (W.m^{-2}.K^{-}1) sur le pneumatique à 60°C (calculs *elsA* avec jantes adiabatiques) 48
1.7 Vitesses de déplacement (en m/s) interpolées sur le pneumatique déformé lisse en rotation à 120 km/h 49
1.8 Maillage de référence de la roue isolée 51
1.9 Maillage de la surface de la roue isolée avec pneumatique déformé 51

1.10 Adaptation du maillage pour la prise en compte des sillons longitudinaux 52
1.11 Maillage du véhicule 53
1.12 Frontières non-coïncidentes délimitant les 3 sous-maillages de la configuration véhicule avec pneumatiques 3 sillons 54

2.1 Répartition des C_P moyens sur la ligne médiane pour le pneumatique déformé lisse comparée aux résultats expérimentaux de Mears [56] 60
2.2 Visualisation du pompage visqueux directement en amont du contact dans le plan médian Y=0 61
2.3 Visualisation du phénomène de *jetting* par lignes de courant 3D 61
2.4 Contours moyens de vitesse longitudinale V_X dans le plan X=0 62
2.5 Contours d'énergie cinétique turbulente k et lignes de courant 2D dans le plan médian Y=0 63
2.6 Profils d'énergie cinétique turbulente k de la couche limite en différentes positions angulaires dans le plan médian Y=0 63
2.7 Vue de dessus des iso-contours du frottement pariétal et de la pression statique sur la surface du pneumatique 64
2.8 Visualisation du sillage dans le plan transverse X=D 64
2.9 Vitesse longitudinale V_X et lignes de courant 2D dans le plan médian Y=0 65
2.10 Iso-surfaces de critère Q=1000 colorées par l'énergie cinétique k pour le pneumatique déformé lisse 65
2.11 Contours instantanés de critère Q dans le plan X=3/5D et centres des tourbillons 66
2.12 Position des sondes dans le sillage des roues isolées 67
2.13 Evolutions temporelles de la vitesse totale V_{tot} autour de la roue isolée 68
2.14 Spectres des évolutions temporelles de vitesse en aval du *jetting* 69
2.15 Spectres des évolutions temporelles des coefficients de force 69

3.1 Montage expérimental pour la roue isolée 74
3.2 Plans PIV à X constant (a), Y constant et Z constant (b) 75
3.3 Domaine de calcul (a) et maillage des parois (b) 76
3.4 Découpage du maillage non-coïncident dans le plan X=0 avec les blocs destinés au maillage du support 76
3.5 Lignes de courant 2D et contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 77
3.6 Profils de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 78
3.7 Contours de vitesse V_P dans le plan transverse X=D et lignes de courant 2D . . 78
3.8 Comparaison des contours de Γ_2 dans le plan X=2D/3 79
3.9 Contour de critère Q dans le plan X=2D/3 (CFD) 79
3.10 Iso-surface $Q = 1000$ dans la configuration expérimentale de roue isolée 80
3.11 Vue de dessous des structures tourbillonnaires principales de la partie basse du sillage ($Q = 10000$) 80
3.12 Spectres de vitesse en 4 positions du plan X=D 81
3.13 Evolution des coefficients de forces aérodynamiques extraites des simulations numériques en configuration expérimentale de roue isolée 82
3.14 Evolution de l'iso-surface $Q = 5000$ sur une période de 0,08 s (vues de haut) . . . 83

4.1 Contours du frottement pariétal τ sur l'avant des pneumatiques 88
4.2 Contours du frottement pariétal τ sur l'arrière des pneumatiques 88

4.3 Ecoulement à l'intérieur des sillons au niveau du sol dans le plan X=0 89
4.4 Lignes de courant 2D à l'intérieur des sillons en amont et sur le sommet de la roue (champ moyen) 90
4.5 Répartitions de C_P moyens dans le plan médian Y=0 91
4.6 Contours de vitesse longitudinale V_X en aval du *jetting* à X=0 91
4.7 Contours de vitesse longitudinale V_X sur le sommet de la roue dans le plan X=0 92
4.8 Contours d'énergie cinétique turbulente k sur le sommet de la roue dans le plan X=0 92
4.9 Iso-surfaces instantanées de critère Q=1000 colorées par l'énergie cinétique k pour les différentes géométries de pneumatiques déformés 93
4.10 Contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan X=D pour les différentes géométries de pneumatiques déformés 94
4.11 Contours de vitesse transverse V_P et lignes de courant 2D associées dans le plan X=D pour les différentes géométries de pneumatiques déformés 94
4.12 Contours de V_X et lignes de courant 2D dans le plan médian Y=0 pour les différentes géométries de pneumatiques déformés 95
4.13 Comparaison des profils de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 pour les différentes géométries de pneumatiques déformés 96
4.14 Contours de coefficient de pression C_P dans le plan médian Y=0 pour les différentes géométries de pneumatiques déformés 96
4.15 Contours de micro-traînée $C_{X\ loc}$ dans le plan transverse X=D pour les différentes géométries de pneumatiques déformés (champs instantanés) 97
4.16 Spectres de vitesse dans le sillage des pneumatiques lisse et 3 sillons 99
4.17 Spectres des coefficients de forces aérodynamiques pour les pneumatiques rugueux et 3 sillons 100

5.1 Iso-surface de critère Q=1000 colorée par l'énergie cinétique k pour le pneumatique lisse à l'incidence de 10° 104
5.2 Répartition des C_P moyens sur la ligne médiane pour le pneumatique déformé lisse à l'incidence nulle et à 10° 104
5.3 Ecoulement à proximité de la jante extérieure 105
5.4 Contours de micro-traînée en aval de la roue isolée en incidence à X=D 106
5.5 Spectres des coefficients de force pour la roue isolée en incidence 108

6.1 Distribution de C_P pariétaux sur la ligne médiane des roues 110
6.2 Visualisation de l'incidence de l'écoulement sur la roue avant par contours de C_P (a) et lignes de courant 2D 111
6.3 Contribution des différentes parois à la traînée totale du véhicule 112
6.4 Contours du frottement pariétal τ des pneumatiques (vue avant extérieure) . . . 114
6.5 Contours du frottement pariétal τ des pneumatiques (vue arrière intérieure) . . . 114
6.6 Iso-surfaces Q=5000 sur les champs instantanés 115
6.7 Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue avant (vue extérieure) 116
6.8 Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue avant (vue intérieure) 116
6.9 Iso-surface instantanée de critère Q=5000 colorées par l'énergie cinétique turbulente à l'extérieur de la roue avant 117

6.10 Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue arrière (vue extérieure) . . . 118
6.11 Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue arrière (vue intérieure) . . . 119
6.12 Structures tourbillonnaires en aval de la roue avant (Q=40000) . . . 120
6.13 Structures tourbillonnaires en aval de la roue arrière (Q=30000) . . . 121
6.14 Contours de vitesse longitudinale V_X et lignes de courant 2D dans le plan de symétrie Y=0 en champs moyens . . . 122
6.15 Contours de vitesse longitudinale V_X et lignes de courant 2D dans le plan de symétrie Y=0 en champs instantanés . . . 122
6.16 Iso-surface instantanée de critère Q=5000 colorées par l'énergie cinétique turbulente à l'arrière du véhicule . . . 123
6.17 Contours de perte de pression totale et de vitesse transverse dans le plan transverse situé à $L_V/4$ en aval du culot . . . 123
6.18 Spectres fréquentiels des évolutions de traînée (F_X), force latérale (F_Y) et portance (F_Z) sur les roues pour les simulations k-kL . . . 125
6.19 Spectres fréquentiels des évolutions de traînée (F_X), force latérale (F_Y) et portance (F_Z) sur les roues pour les simulations SAS . . . 125
6.20 Spectre fréquentiel de vitesse extrait du sillage de la roue arrière . . . 126
6.21 Contours des variations de pression statique ΔC_P sur le soubassement (modèle k-kL) . . . 127
6.22 Contours des coefficients de pression statique instantanés C_P autour de la roue avant et origine du tourbillon H_2 (modèle k-kL) . . . 127
6.23 Contours des variations de pression statique ΔC_P sur le culot (modèle k-kL) . . . 128
6.24 Lignes de frottement instantanées sur le soubassement (modèle k-kL) . . . 129

7.1 Frottement pariétal τ des pneumatiques avant (vue avant) . . . 134
7.2 Frottement pariétal τ des pneumatiques avant (vue arrière) . . . 134
7.3 Ecoulement à l'intérieur des sillons dans l'alignement du centre des roues . . . 135
7.4 Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue avant (vue extérieure) 138
7.5 Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue avant (vue intérieure) 138
7.6 Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue arrière (vue extérieure) 138
7.7 Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue arrière (vue intérieure) 139
7.8 Visualisation du *jetting* par les contours moyens de V_X . . . 139
7.9 Visualisation des structures en aval de la roue avant (Q=40000) . . . 140
7.10 Contours moyens de vitesse longitudinale V_X à une distance D derrière le centre de la roue avant . . . 141
7.11 Contours moyens de vitesse longitudinale V_X à une distance D derrière le centre de la roue arrière . . . 141
7.12 Contours du coefficient de pression C_P sur le culot . . . 142
7.13 Contours de micro-traînée $C_{X\,loc}$ à $L_V/4$ en aval du culot . . . 142
7.14 Contours de perte de pression totale à $L_V/4$ (traînée irréversible) en aval du culot 143
7.15 Contours de vitesse transverse adimensionnée V_T^2 (traînée induite) à $L_V/4$ en aval du culot . . . 143
7.16 Comparaison des spectres fréquentiels de la traînée totale du véhicule pour les pneumatiques lisses et rugueux . . . 144

7.17 Spectre fréquentiel et évolution temporelle de la traînée totale du véhicule pour les pneumatiques sillons . . . 144
7.18 Contours de l'écart-type de pression statique ΔC_P sur le soubassement pour le véhicule avec pneumatique 3 sillons . . . 145

8.1 Montage expérimental du véhicule à échelle 2/5 (Photos ACE) . . . 150
8.2 Montage expérimental des roues (Photos ACE) . . . 150
8.3 Géométrie numérique de la configuration expérimentale . . . 151
8.4 Vues du maillage . . . 152
8.5 Vue générale des coefficients moyens de pression pariétale pour les résultats numériques (contours) et expérimentaux (sondes) . . . 153
8.6 Comparaisons des coefficients moyens de pression pariétale pour les résultats numériques (contours) et expérimentaux (sondes) . . . 154
8.7 Comparaisons des coefficients moyens de pression pariétale pour les résultats numériques (contours) et expérimentaux (sondes) . . . 154
8.8 Coefficients moyens de pression pariétale sur le culot . . . 155
8.9 Frottement pariétal sur la paroi latérale . . . 156
8.10 Frottement pariétal autour du passage de roue arrière . . . 156
8.11 Frottement pariétal à la jonction mât/véhicule . . . 156
8.12 Frottement pariétal sur la face avant du passage de roue arrière . . . 157
8.13 Contours de vitesse V_Y dans le sillage de la roue avant . . . 158
8.14 Contours de vitesse V_Y dans le sillage de la roue arrière . . . 159
8.15 Contours de vitesse V_P dans le plan horizontal Z=0,195 m . . . 160
8.16 Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue avant (vue extérieure) . . . 161
8.17 Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue arrière (vue extérieure) . . . 161
8.18 Positions des capteurs instationnaires de pression lors des essais . . . 162
8.19 Positions des capteurs fictifs pour les simulations numériques . . . 163
8.20 Spectres fréquentiels dans la zone du culot . . . 163
8.21 Spectres fréquentiels dans la zone de paroi latérale . . . 164
8.22 Spectres fréquentiels dans la zone du soubassement . . . 165
8.23 Spectres fréquentiels dans le passage de roue arrière . . . 165
8.24 Contours instantanés des variations de pression statique ΔC_P sur le soubassement 166
8.25 Contours instantanés des variations de pression statique ΔC_P sur la paroi latérale 167
8.26 Contours instantanés des variations de pression statique ΔC_P sur le culot . . . 167

A.1 Profils de u^+ pour différentes hauteurs de rugosité . . . 184
A.2 Profils de k^+ (a) et kL^+ (b) pour différentes hauteurs de rugosité . . . 185
A.3 Evolution du coefficient de frottement C_F en fonction de R_θ le long de la plaque pour différentes hauteurs de rugosité . . . 185
A.4 Comparaison de l'effet d'une rugosité de 0,5 mm pour les modèles k-kL, k-ω et k-ω SST . . . 186
A.5 Augmentation de vitesse extérieure ΔU^+ en fonction de la rugosité adimensionnée h_S^+ . . . 186

C.1 Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan X=0 . . . 190

C.2 Comparaison des iso-surfaces de critère Q=1000 colorées par le rapport des viscosités μ_t/μ 190
C.3 Répartitions instantanées du coefficient de pression C_P sur la ligne médiane de la roue simplifiée pour 3 modèles de turbulence 191
C.4 Contours de vitesse longitudinale moyenne V_X et lignes de courant associées en X=D 192
C.5 Contours de vitesse moyenne dans le plan V_P et lignes de courant associées en Y=0193
C.6 Contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 pour le pneumatique déformé lisse 194
C.7 Contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 pour le pneumatique déformé 3 sillons 195
C.8 Structure tourbillonnaires autour d'un cylindre de faible rapport d'aspect en rotation et en contact avec un sol défilant d'après Pirozzoli *et al.* [71] 196
C.9 Lignes de courant 2D dans le plan médian d'un cylindre de faible rapport d'aspect en rotation et en contact avec un sol défilant d'après Pirozzoli *et al.* [71] 196

D.1 Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan X=0 197
D.2 Iso-critère Q=1000 instantanée colorée par l'énergie cinétique turbulente k et lignes de courant 3D pour le pneumatique déformé lisse 197
D.3 Contours de vitesse verticale V_Z dans le plan médian Y=0 198
D.4 Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan médian Y=0 198
D.5 Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan transverse X=D 198

Liste des tableaux

1 Evaluations des contributions des roues et passages de roues à la traînée totale de différents véhicules . . . 12
2 Coefficients d'efforts aérodynamiques relatifs aux différentes parties d'un véhicule simplifié selon Régert & Lajos [73] . . . 13
3 Développement des approches numériques pour l'aérodynamique externe d'après les évaluations de Spalart (Boeing) . . . 26

1.1 Dimensions du véhicule . . . 46
1.2 Taille des maillages . . . 50
1.3 Paramètres numériques choisis pour l'analyse de l'écoulement autour d'une roue isolée ou d'un véhicule . . . 58

2.1 Coefficients aérodynamiques pour la roue isolée avec pneumatique déformé lisse (cas de référence) . . . 67

3.1 Coefficients de corrélation des circulations de tourbillons (source G. Mothay [65]) 81

4.1 Bilan des coefficients aérodynamiques sur roue isolée . . . 98

5.1 Evolution des coefficients aérodynamiques sur roue isolée avec la mise en incidence 106

6.1 Moyennes et écarts-types des forces et moment aérodynamiques s'exerçant sur la roue avant . . . 113
6.2 Moyennes et écarts-types des forces et moment aérodynamiques s'exerçant sur la roue arrière . . . 113

7.1 Bilan des traînées aérodynamiques moyennes de chaque élément du véhicule . . . 136
7.2 Bilan des moments aérodynamiques moyen selon l'axe Y . . . 137

C.1 Fréquences caractéristiques (Hz) obtenues sur la configuration expérimentale de roue isolée . . . 192

Emma Croner
Thèse de doctorat

Notations

Acronymes

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
DSP	Densité Spectrale de Puissance
EVM	Eddy-Viscosity Models
FFT	Fast-Fourrier Transform
LES	Large-Eddy Simulation
RMS	Root Mean Square
SAS	Scale-Adaptive Simulation
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

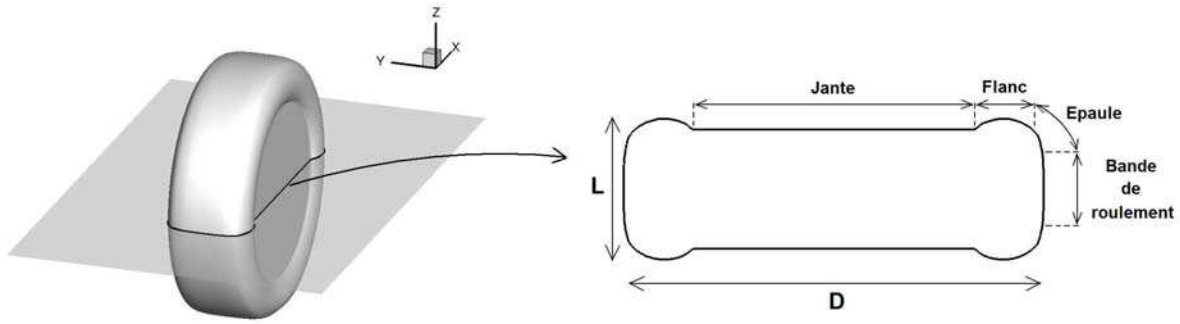
Caractères latins

C	–	Coefficient
D	[m]	Diamètre de la roue
f	[Hz]	Fréquence
F_X	[N]	Traînée
F_Y	[N]	Force latérale
F_Z	[N]	Portance
k	[m^2/s^2]	Energie cinétique turbulente
L	[m]	Largeur de la roue
M	–	Nombre de Mach
M_Y	[N.m]	Moment en Y
P	[N/m^2]	Pression statique
P_T	[N/m^2]	Pression totale
R	[m]	Rayon de la roue
Re	–	Nombre de Reynolds
S_{ref}	[m^2]	Surface de référence (surface mouillée)
St	–	Nombre de Strouhal
V	[m/s]	Vitesse
X,Y,Z	–	Directions longitudinale, latérale et verticale

Caractères grecs

ρ	[kg/m^3]	Masse volumique
ε	[m^2/s^3]	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
ω	[1/s]	Dissipation spécifique
ν	[m^2/s]	Viscosité cinématique moléculaire
ν_t	[m^2/s]	Viscosité cinématique turbulente
μ	[N/(s.m^2)]	Viscosité dynamique moléculaire
μ_t	[Pa/s]	Viscosité dynamique turbulente
σ	–	Ecart type
θ	[°]	Position angulaire sur la bande de roulement
Ω	[rad/s]	Vitesse angulaire

Vocabulaire



Introduction

Contexte

Suite à une prise de conscience écologique (réchauffement climatique, pollution atmosphérique...), la législation dans le domaine automobile se durcit au niveau européen avec des objectifs drastiques en matière d'émissions : norme *Euro V* sur les rejets de polluants (oxydes d'azote, monoxyde de carbone...) et réduction de 49% des émissions de CO_2 entre 1995 et 2020. Par ailleurs, outre l'augmentation constante du prix du carburant, les consommateurs sont économiquement incités à acheter des véhicules à faible consommation en carburant via des systèmes de bonus/malus.

Par conséquent, des efforts importants sont fournis par les constructeurs afin de réduire l'impact écologique des véhicules, notamment leur consommation de carburant. L'objectif n'est plus d'atteindre des records de vitesse mais de construire des véhicules propres et économiques. Dans ce contexte, l'aérodynamique représente un point important pour l'optimisation énergétique du véhicule. On estime en effet que, pour une voiture de tourisme standard roulant à 100 km/h sur route plane, la traînée aérodynamique équivaut à 75% des efforts résistants au mouvement [40].

L'optimisation aérodynamique des véhicules, par la réduction de leur traînée aérodynamique, paraît ainsi nécessaire dans un contexte à forts enjeux économiques et écologiques. La solution privilégiée jusqu'alors consiste à optimiser la carrosserie du véhicule, à l'origine de la majeure partie de la traînée. Cependant cette option se heurte désormais à des limitations à la fois pratiques et esthétiques. D'une part, certains éléments tels que les rétroviseurs sont très pénalisants d'un point de vue aérodynamique mais sont indispensables pour la sécurité ; d'autre part, l'optimisation complète de la carrosserie impliquerait un design identique pour chaque véhicule et nuirait aux stratégies commerciales des constructeurs automobiles. Il est ainsi nécessaire de dégager de nouveaux axes de recherche susceptibles d'apporter une diminution conséquente de traînée aérodynamique.

Dans cette optique, l'aérodynamique des roues de voitures (jantes et pneumatiques) constitue une piste de recherche prometteuse. La contribution des roues et passages de roue représentent en effet entre 20% et 40% de la traînée aérodynamique totale des véhicules [40, 28, 73] et peuvent ainsi permettre une réduction substantielle de traînée – et donc de consommation de carburant.

Etudes antérieures

Depuis les années 1970, l'importance de la contribution des roues sur les performances aérodynamiques des véhicules de tourisme a été mise en évidence de manière à la fois expérimentale et numérique.

L'étude de référence sur l'aérodynamique des roues de voitures est celle de Fackrell & Harvey [31]. Ceux-ci ont été les premiers à réaliser des expériences en soufflerie pour une roue isolée en

rotation et en contact avec un sol défilant par la mise en œuvre de mesures de pression pariétale sur le pneumatique et de visualisations par fumée. L'un des points forts de leur étude a ainsi été de démontrer des différences majeures d'écoulement entre une roue fixe et une roue en rotation par la découverte de deux phénomènes aérodynamiques caractéristiques. Le premier phénomène est le déplacement du décollement de couche limite du haut de la roue vers l'amont. Le second phénomène - appelé *jetting* - apparaît au niveau du contact entre la roue en rotation et le sol en translation. Il se caractérise par deux pics de pression, l'un positif en amont du contact ($C_P >> 1$) et l'autre négatif en aval, et l'expulsion du fluide de part et d'autre du contact sous forme de tourbillons. Cependant, la quantité limitée d'informations issue des mesures expérimentales n'a permis que des extrapolations sur les causes des deux phénomènes observés.

Ces découvertes ont remis en cause les méthodologies expérimentales alors utilisées en aérodynamique automobile et ont ouvert la voie à de nombreuses études expérimentales et numériques visant à évaluer l'impact des roues sur l'aérodynamique totale du véhicule. Trois études principales illustrent ces recherches.

En 1983, Cogotti [19] a réalisé des essais en soufflerie afin d'étudier l'importance du contact au sol par des mesures de pression, traînée et portance. D'autre part, de nombreuses études expérimentales et numériques, dont Elofsson [28] a dressé un bilan, ont révélé l'impact de la rotation des roues et de la translation du tapis sur les mesures de traînée. Enfin, récemment, Landström *et al.* [51] ont couplé des mesures expérimentales et des simulations numériques pour évaluer l'influence des sculptures des pneumatiques sur la traînée du véhicule. Ces auteurs ont alors tous mis en évidence la nécessité de reproduire l'ensemble des caractéristiques des roues pour parvenir à évaluer correctement les performances d'un véhicule.

Le développement des méthodes numériques dans les années 2000 a permis à différents auteurs tels que Régert & Lajos [73], McManus & Zhang [55] et Wäschle *et al.* [86] de mener des simulations de type Navier-Stokes moyennées, ou Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), permettant d'accéder à des visualisations plus complètes des écoulements autour de roues isolées ou incluses dans des passages de roue. Les hypothèses formulées à partir des résultats expérimentaux ont ainsi été confirmées ou infirmées et des visions schématiques de la topologie de l'écoulement ont été proposées. Cependant, les avis divergent sur le nombre et l'agencement des structures tourbillonnaires, en particulier sur les roues isolées. En outre, les effets d'instationnarité et notamment le comportement des tourbillons du sillage ne sont pas abordés.

Plus récemment, Krajnović *et al.* [48] se sont servi de méthodes numériques plus complexes sur une configuration semblable. Par la mise en œuvre de simulations aux grandes échelles, ou Large Eddy Simulations (LES), ils ont confirmé les observations RANS de Régert & Lajos [73] sur l'agencement des structures tourbillonnaires principales à l'intérieur du passage de roue. Ils ont également fait partie des rares auteurs à aborder l'instationnarité de l'écoulement et à identifier des fréquences caractéristiques. Cependant, le manque d'études numériques à ce sujet et la difficulté actuelle à caractériser l'écoulement de manière expérimentale ne permet pas de valider ces résultats.

Un rapide bilan fait ainsi apparaître que les études expérimentales et numériques s'accordent sur la nécessité de représenter correctement l'ensemble des caractéristiques des roues (rotation, contact au sol, déformation, sculptures, dessin des épaules) afin d'évaluer de manière précise les performances aérodynamiques des véhicules.

Cependant, trois limites principales apparaissent. Si ces études constatent l'impact de diffé-

rents paramètres sur la traînée aérodynamique totale des véhicules, elles ne fournissent aucune interprétation physique des mécanismes mis en jeu. En effet, l'objectif des auteurs se résume la plupart du temps à mettre en place des protocoles expérimentaux et numériques en vue d'un travail d'optimisation de la carrosserie du véhicule, et non pas à fournir des explications permettant d'agir à la source des phénomènes, à savoir les roues et plus précisément les pneumatiques. En outre, les études numériques ayant tenté de fournir des descriptions topologiques de l'écoulement se sont révélées contradictoires - y compris sur des configurations simplifiées de roue isolées - et les aspects instationnaires de l'écoulement n'ont pas été analysés.

C'est ce qui justifie cette étude. Elle consiste à mettre en évidence numériquement les phénomènes physiques 3D instationnaires générés autour des ensembles roulants et à identifier leur influence sur les performances aérodynamiques du véhicule en vue de l'optimisation future des pneumatiques.

Démarche

Le premier objectif de la thèse a été de mettre en place des simulations numériques adaptées à l'aérodynamique complexe de l'écoulement 3D instationnaire se développant autour des roues. Le premier chapitre de ce manuscrit sera consacrée à l'ensemble des éléments numériques choisis, créés ou adaptés dans ce but, incluant le domaine de calcul (géométries, maillages de base, conditions limites) et les paramètres numériques pour la résolution de l'écoulement dans le code de calcul RANS *elsA* de l'ONERA (turbulence, intégrations spatiale et temporelle...).

(CHAPITRE 1)

La démarche s'est ensuite articulée autour des deux axes essentiels que sont l'étude de roues isolées puis l'étude d'une configuration véhicule.

Des analyses spatio-temporelles détaillées ont été menées sur une configuration de roue isolée avec pneumatique lisse déformé dans le but de décrire la topologie et le comportement instationnaire de l'écoulement et d'analyser les phénomènes physiques caractéristiques sur une géométrie de référence.

(CHAPITRE 2)

Ensuite, en raison des données contradictoires de la littérature en termes de topologie et du manque d'information sur les caractéristiques temporelles, il a été décidé de compléter les vérifications préliminaires par une validation expérimentale des méthodes numériques. Pour cela, une expérience en soufflerie sur roue isolée menée par Michelin en parallèle de cette thèse a été reproduite numériquement et les résultats des simulations URANS (Unsteady RANS) ont été comparés aux résultats expérimentaux.

(CHAPITRE 3)

Une stratégie de complexification de la géométrie à iso-dimensions a ensuite été définie afin d'analyser l'influence de deux éléments incontournables du pneumatique sur l'écoulement : la présence de sillons longitudinaux sur la bande de roulement et la rugosité de la surface.

(CHAPITRE 4)

En outre, sachant que sur un véhicule l'écoulement impacte la roue avant avec une incidence significative (entre 10° et 15°), une dernière configuration de roue isolée a été étudiée dans le but

d'identifier les phénomènes propres à la mise en incidence, en particulier sur la partie basse du pneumatique, exposée à l'écoulement amont.

(CHAPITRE 5)

La première partie des analyses physiques avait ainsi pour objectifs d'évaluer les méthodes numériques sur roue isolée et d'identifier les phénomènes aérodynamiques générés par celle-ci, simplifiant ainsi la démarche d'étude des mécanismes interactions sur véhicule. Le cœur des études sur véhicule a alors consisté à obtenir des données spatio-temporelles précises sur les interactions roues/véhicule.

Pour cela, des simulations URANS ont été menées sur un demi-véhicule simplifié équipé dans un premier temps de pneumatiques déformés lisses. Deux niveaux de modélisation de la turbulence ont alors été appliqués afin d'affiner la résolution spatio-temporelle et d'obtenir un maximum d'information sur ces interactions basiques.

(CHAPITRE 6)

L'identification des interactions de base entre roues et carrosserie a ensuite été complétée par des simulations sur les deux autres géométries étudiées, le pneumatique avec sillons longitudinaux et le pneumatique rugueux, dans le but d'évaluer et d'expliquer l'impact de ces caractéristiques du pneumatique.

(CHAPITRE 7)

Enfin, dans un dernier temps, une seconde configuration expérimentale a été mise en place sur véhicule afin de valider les analyses des chapitres 6 et 7 et d'identifier d'éventuels effets liés à l'installation en soufflerie.

(CHAPITRE 8)

Etat de l'art

Dès les débuts de l'automobile, des formes aérodynamiques ont été introduites dans la conception des véhicules que ce soit pour les modèles de compétition dès 1890 ou pour les voitures de tourisme à partir de 1910 avec l'apparition des voitures fermées puis profilées. De nombreuses études se sont ainsi penchées sur l'optimisation aérodynamique du véhicule, tout d'abord par la réduction de la traînée de forme puis par la réduction de la traînée induite en modifiant la portance. L'optimisation de la carrosserie atteignant ses limites, de nouveaux axes de recherches sont désormais explorés concernant notamment le soubassement, les jantes et les pneumatiques. Dans le cadre de cette thèse, l'état de l'art se concentrera sur les études dédiées aux roues et, dans une moindre mesure, aux passages de roues ; pour un bilan complet des évolutions historiques en termes d'aérodynamique automobile, voir Hucho [40].

Après la première découverte des particularités de l'aérodynamique des roues de voitures au début des années 1970, les études se sont succédé selon plusieurs axes de recherche, évoluant avec les moyens techniques disponibles, le contexte économique et les objectifs des auteurs. Tout d'abord perçue comme un élément annexe à la carrosserie, centre d'intérêt principal des recherches, la roue s'est révélée jouer un rôle capital dans les performances des véhicules et s'est progressivement positionnée comme véritable objet d'étude en vue de leur optimisation aérodynamique.

Définitions préalables

Dans notre étude, le terme *roue* est utilisé dans le sens d'*ensemble monté*, c'est-à-dire l'ensemble jantes (roue au sens industriel) et pneumatique (enveloppe au sens industriel). La Figure 1 résume les principales définitions utilisées pour le contour extérieur d'une roue. Trois sections peuvent être distinguées sur l'extérieur du pneumatique, à savoir la bande de roulement (en contact avec le sol), les flancs et les épaules, éléments de liaison entre les deux parties précédentes.

Dans le cadre des études aérodynamiques, les dimensions principales de la roue sont son diamètre D et sa largeur L. Sur roue isolée, les dimensions interviennent alors via deux notions principales : le rapport d'aspect L/D et le nombre de Reynolds $Re{=}\frac{U_\infty D}{\nu}$, où U_∞ est la vitesse à l'infini amont et ν la viscosité cinématique du fluide.

En première approximation, une roue peut être considérée comme un cylindre de faible rapport d'aspect ($0{,}2 < L/D < 0{,}6$). Le cas extrême de ce rapport d'aspect est le cylindre de longueur infinie ($L/D \to \infty$). Dans le cas d'un cylindre, l'écoulement ne peut passer qu'au dessus de l'objet. Le paramètre L/D, mentionné dès les premières études [82], permet ainsi d'évaluer l'importance des effets tridimensionnels. Plus la roue est étroite et plus les effets 3D augmentent, avec en particulier l'impact des tourbillons latéraux sur la zone de recirculation aval.

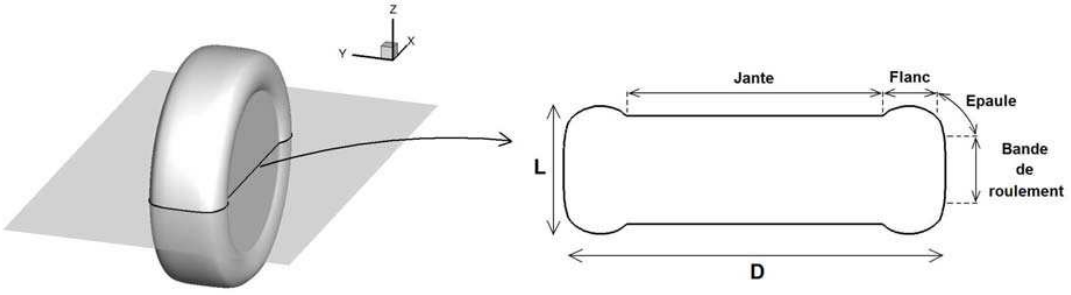


FIGURE 1 – Notations relatives au contour extérieur de la roue

1 Mise en évidence de l'aérodynamique caractéristique des roues de voitures

Les premières études aérodynamiques menées sur l'écoulement se développant autour des roues de voitures ont été réalisées au début des années 1970. L'expérience de référence est celle de Fackrell & Harvey [30, 31] qui, à l'époque, fut la seule à considérer une roue en rotation en contact complet avec un sol en translation. L'importance de ces conditions sera abordée dans la section suivante.

Fackrell & Harvey ont effectué des mesures de pression statique et des visualisations par fumée sur des roues présentant différents profils de pneumatique et différentes largeurs. L'objectif étant de fournir des données de référence pour une configuration relativement basique, les roues étudiées présentaient toutes des pneumatiques lisses et non-déformés. Leurs supports, relativement semblables aux systèmes de suspension des voitures de course, permettaient de maintenir le contact avec le sol. Des essais menés sur différentes configurations de roues fixes ou en rotation ont notamment permis d'obtenir la répartition des coefficients de pression C_P autour de la roue sur la ligne centrale (Figure 2).

Les résultats de cette expérience, souvent pris comme référence, donnent des renseignements importants sur la physique de l'écoulement se développant autour de la roue. Ils permettent en particulier de mettre en évidence les conséquences principales de la rotation.

Le point d'arrêt en amont ($C_P = 1$ autour de 0°) se trouve légèrement abaissé par rapport à la roue fixe. Entre 0° et 90°, la baisse de pression est due à l'accélération de l'écoulement puis, à l'approche de la surface de contact (second point d'arrêt à 90°), l'écoulement ralentit de nouveau. Cependant, dans le cas de la roue en rotation, les C_P obtenus dépassent amplement la valeur de 1, limite théorique pour un écoulement sans apport d'énergie. Pour des angles supérieurs à 90°, c'est-à-dire en aval de la zone de contact, la répartition de C_P suit ensuite un "palier" correspondant à la pression statique dans la zone massivement décollée à l'arrière de la roue, seule zone fortement instationnaire autour de la ligne médiane. La nouvelle augmentation de C_P marque l'apparition du décollement sur le haut de la roue.

L'apport principal des auteurs a été de mettre en évidence deux phénomènes aérodynamiques caractéristiques de la roue en rotation, l'un au niveau du contact au sol, nommé *jetting*, et le second sur le sommet de la roue (voir Figure 3).

Le premier phénomène est marqué par l'apparition d'une forte surpression en amont de la zone de contact, située à 90° sur la Figure 2. Cette particularité ne peut s'expliquer que par une augmentation de la pression totale, consécutive à un apport d'énergie. Les auteurs expliquent

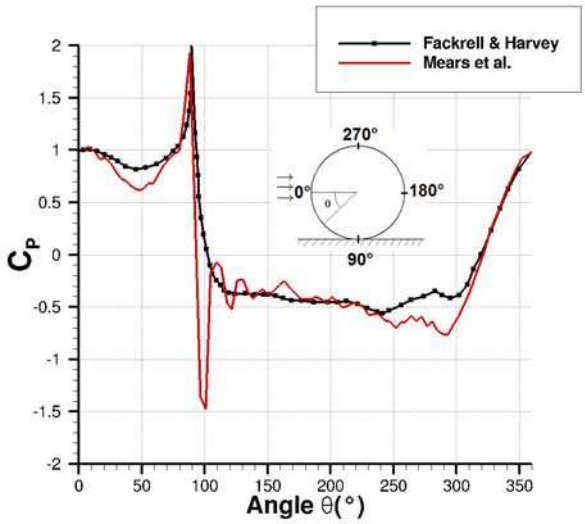


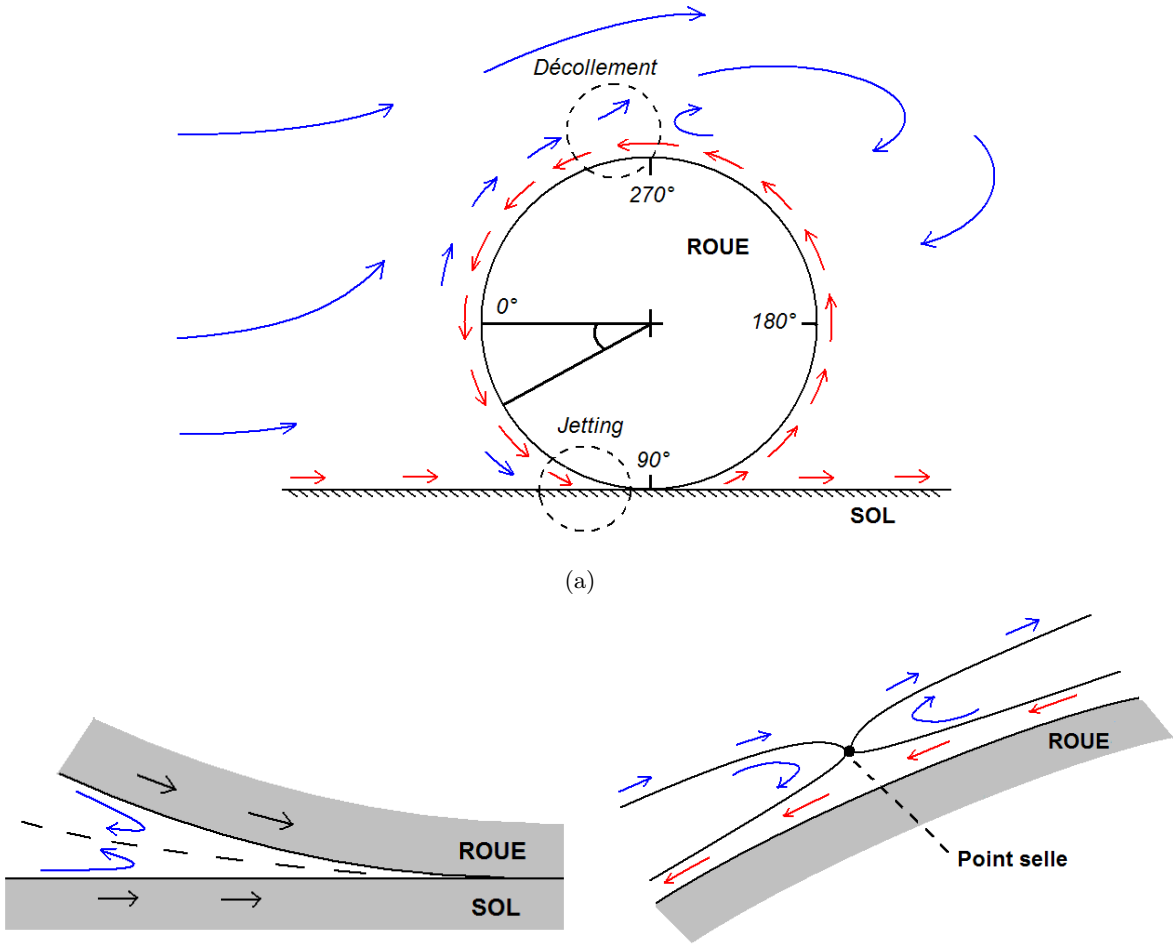
FIGURE 2 – Répartition de C_P sur la ligne centrale d'une roue en rotation d'après Fackrell & Harvey [30] et Mears *et al.* [56]

ce phénomène par l'action combinée de la rotation de la roue et du défilement de la route, indépendamment de l'écoulement extérieur. La réunion des couches limites de ces deux surfaces au niveau du contact au sol agit comme une "pompe visqueuse" qui apporte de l'énergie au fluide : celui-ci est entraîné par les parois à vitesse constante jusqu'au point d'arrêt puis repoussé entre les deux couches limites. Ce phénomène sera appelé *pompage visqueux* dans la suite du manuscrit. Par effet de bord, le fluide est ensuite "expulsé" vers l'extérieur, de part et d'autre du pneumatique ce qui génère deux tourbillons contrarotatifs près du sol. Ce second phénomène correspond au *jetting*, ou *jets de contact*.

L'expérience de Fackrell & Harvey a été reproduite par Mears *et al.* [56] dans les années 2000, fournissant de nouvelles mesures de pression autour d'une roue isolée en rotation (Figure 2). Les caractéristiques générales ont été confirmées et la chaîne de mesure moderne, plus précise et plus robuste, a permis de mettre en évidence le second pic de pression négatif suggéré par Fackrell & Harvey, correspondant à une forte dépression directement en aval de la zone de contact.

Le phénomène de pompage visqueux a été analysé en 2002 par Chauveau [17] dans le cas d'un cylindre infini en rotation sur un sol défilant. L'étude analytique de l'écoulement de Stokes autour du cylindre met en évidence l'apparition d'une singularité sur la ligne de contact roue/sol se traduisant théoriquement par l'apparition de pics de pression infinis positif et négatif respectivement en amont et en aval. Il justifie ainsi le phénomène de pompage visqueux, le *jetting* découlant quant à lui de l'association de ce pompage avec la tridimensionnalité de la roue (effets de bords). Si le phénomène peut se reproduire en présence d'un contact surfacique et non linéique, le cas de la roue (cylindre de largeur finie) induit une amplitude finie des pics de C_P positifs et négatifs en raison des effets 3D qui limitent l'accumulation d'énergie.

Le second phénomène caractéristique, détecté sur la courbe de C_P de Fackrell & Harvey (Figure 2) et confirmé grâce à leurs visualisations par fumée, concerne le décollement de couche limite observé sur le sommet de la roue. Pour la roue stationnaire, ce décollement se produit aux alentours de 210°. Sur la ligne centrale, le cas de la roue fixe est alors comparable à un cylindre



(a)

(b) Jetting

(c) Décollement supérieur

FIGURE 3 – Phénomènes caractéristiques de la roue en rotation d'après Fackrell & Harvey [30]

infini isolé en régime transcritique, présentant un décollement laminaire sous forme de bulbe puis un réattachement turbulent avant le décollement turbulent final.

Dans le cas de la roue en rotation, le décollement est repoussé en amont d'environ 80° sous l'effet de l'entraînement du fluide par la paroi, soit aux alentours de 290°, en amont du sommet. Les auteurs suggèrent qu'en raison de la rotation de la roue, le décollement se produit au-dessus de la surface sous forme d'un point selle dans le plan de symétrie (Figure 3c). Cette hypothèse sera également avancée plus tard par Régert & Lajos [72] puis confirmée numériquement par les DNS bas-Reynolds (≤ 1000) de Pirozzoli *et al.* [71]. Régert & Lajos identifient ce phénomène comme une séparation de type Moore-Rott-Sears (MRS), c'est-à-dire marquée par une vitesse nulle et un gradient de vitesse nul dans la direction normale à la paroi. Ainsi, le fluide directement à proximité de la surface serait entraîné par la roue dans la direction opposée à celle de l'écoulement principal, ce qui créerait une zone de cisaillement et agirait comme une modification fictive de surface : la couche limite de l'écoulement principal se développe autour de la roue et de la "surface fluidique" créée par la rotation puis décolle.

L'effet combiné du *jetting* près du sol et du décollement précoce en amont du sommet de la

roue modifie ainsi la forme du sillage de la roue qui se trouve être plus haut et plus étroit pour la roue en rotation comparé à la roue fixe.

2 Importance des conditions de roulement

Les premières études aérodynamiques sur roue isolée ont ainsi mis en évidence les différences notables d'écoulement entre roue fixe et roue en rotation et remis en cause les méthodologies expérimentales utilisées jusqu'alors dans le domaine de l'aérodynamique automobile.

En effet, la reproduction des conditions de roulement en soufflerie nécessite de réels efforts technologiques afin d'assurer à la fois la mise en rotation des roues, la translation du sol (tapis roulant) et des conditions de contact correctes entre ces éléments. Le contact entre les deux surfaces en mouvement requiert notamment l'accord entre les vitesses de rotation et de translation en évitant tout glissement, la maîtrise de la charge exercée par les roues sur le tapis roulant et l'utilisation de mesures adaptées afin d'isoler les efforts aérodynamiques de l'effort exercé par le tapis sur le pneumatique. Pour l'ensemble de ces raisons, de nombreux essais sur roue isolée ou sur véhicule étaient réalisés en conditions fixes ou bien sans contact avec le sol afin de pouvoir reproduire la rotation des roues et/ou le mouvement du sol indépendamment l'un de l'autre.

Par conséquent, entre les années 1980 et 2000, une grande partie des études aérodynamiques concernant les roues de voitures ont eu pour objectif d'évaluer l'importance des conditions de roulement sur l'estimation des performances des véhicules lors des essais en soufflerie. Les différents travaux présentés dans cette section ont prouvé qu'une reproduction inexacte de la relation entre roue et sol pouvait mener à des différences importantes en termes de comportement et d'efforts aérodynamiques.

2.1 Contact au sol

Dans les années 1980, Cogotti [19] souligne les incohérences entre les résultats de Fackrell & Harvey [31] et ceux d'autres expériences menées dans la même période sur les différences entre roue fixe et roue en rotation [64, 82]. D'importants écarts apparaissent en termes de traînée, de portance et d'évolution de ces propriétés avec la mise en rotation de la roue. Il justifie alors ces différences par le montage des roues et plus précisément la distance avec le sol, dite *marge au sol*. En effet, certaines expériences utilisaient une petite marge avec parfois l'ajout d'un dispositif empêchant le passage de l'air entre le sol et la roue (dont les vitesses étaient accordées entre elles).

Cogotti a alors mis en évidence l'évolution des coefficients de pression autour d'une roue en rotation en fonction de la marge au sol (voir Figure 4). Lorsque cette marge diminue, l'écoulement accélère sous le pneu et crée une forte dépression (effet Venturi) à l'origine d'une portance négative. Lorsque la roue entre en contact avec le sol, la portance devient positive et la traînée augmente. Cogotti démontre ainsi que, dans la perspective d'obtenir des résultats expérimentaux précis, il est nécessaire d'assurer une certaine étanchéité qui puisse reproduire au mieux la relation liant la roue au sol. Ce résultat est cohérent avec les observations de Fackrell & Harvey concernant l'importance de la zone de contact via les fortes variations de pression en amont et en aval à l'origine du *jetting*.

2.2 Rotation des roues et translation du sol

Les observations sur roue isolée de Fackrell & Harvey [31] et de Cogotti [19], complétées plus tard par les analyses théoriques de Mercker & Berneburg [59], ont souligné l'importance

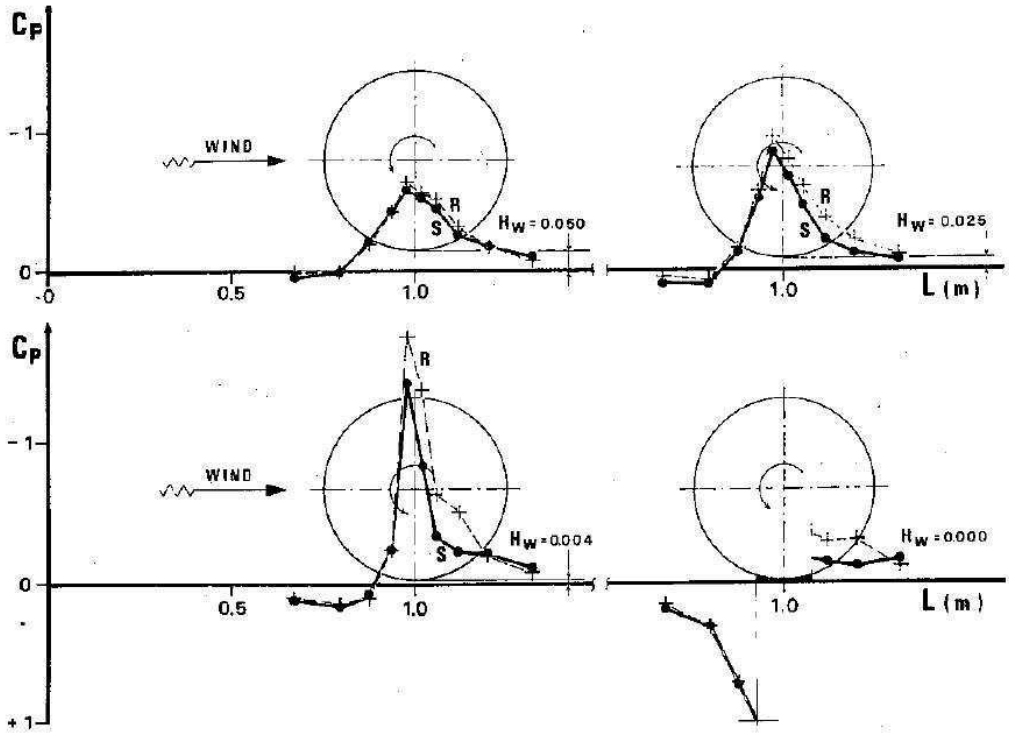


FIGURE 4 – Distribution de pression sous une roue en rotation à différentes distances du sol (H_W) selon Cogotti [19]

des mouvements du sol et de la roue afin d'assurer un développement réaliste du sillage et, par conséquent, d'estimer précisément les forces de traînée et de portance s'exerçant sur cette dernière.

Suite à ces analyses sur roues isolées, les méthodes expérimentales utilisées dans le cadre d'essais en soufflerie sur véhicule complet ont été remises en cause et ont fait l'objet de nombreuses recherches [60, 70, 90, 89, 52, 28]. Tous les auteurs insistent ainsi sur l'effet considérable des conditions de roulement sur les coefficients aérodynamiques du véhicule. Le respect de ces conditions engendre une diminution de traînée équivalant généralement à environ 4% sur le coefficient de traînée totale du véhicule par rapport au cas fixe (entre 2% et 6% selon les véhicules et les roues utilisées).

L'article le plus complet est celui d'Elofsson & Bannister [28]. Après avoir dressé une revue complète des études menées sur ce sujet jusqu'au début des années 2000, il distingue les effets de la translation du sol, de la rotation de la roue avant et de celle de la roue arrière à l'aide de mesures d'efforts, de pression totale (pariétale et dans le sillage) et de visualisations par fumée. L'étude séparée des 3 mouvements est rendue possible par l'utilisation d'un système à 5 tapis (1 tapis par roue et 1 tapis principal sous le véhicule). Le mouvement de translation du sol se réduisant ainsi au tapis roulant central situé entre les 4 roues.

Si la précision de cette méthodologie peut être remise en cause, en raison du non-défilement du sol dans le sillage des roues, elle permet tout de même de mettre en évidence les différences d'impact aérodynamique entre les 3 mouvements considérés :

- L'action du tapis central seul produit un effet minime sur la traînée mais modifie la portance via une accélération de l'écoulement circulant entre le sol et le soubassement.

- La rotation de la roue avant entraîne une diminution de traînée locale dans son sillage (déjà observée par Mercker *et al.* [60] et Wiedemann [90]) qui est cependant compensée par des effets d'interaction avec la carrosserie et la roue arrière. Il en résulte de faibles variations de traînée totale dont le sens dépend du modèle de véhicule.

- L'effet de la rotation de la roue arrière ne dépend pas du véhicule ; il engendre toujours une diminution de traînée essentiellement due à l'interaction du sillage de la roue avec l'écoulement de culot.

- Les effets de rotation des roues avant et arrière sont indépendants l'un de l'autre.

Plusieurs études numériques ont également confirmé l'importance de la rotation de la roue [55, 86] et ont mis en évidence les fortes différences en terme de topologie d'écoulement à l'origine des variations de traînée et de portance (voir Section 5.1).

2.3 Déformation du pneumatique

Quelques travaux expérimentaux et numériques se sont intéressés à l'importance de la déformation du pneumatique dans l'évaluation des efforts aérodynamiques. Cette déformation a lieu sous l'effet combiné des forces centrifuges, qui tendent à augmenter le diamètre du pneumatique, et de la charge appliquée qui l'"écrase" sur le sol. L'effet principal de la déformation se situe au niveau du contact au sol et se caractérise par deux propriétés essentielles : d'une part une augmentation des dimensions de la zone de contact et d'autre part une augmentation locale de la largeur du pneumatique. Ce dernier phénomène sera nommé *déflexion*. Dans la littérature, les analyses les plus significatives sur le sujet sont les études de Mlinaric & Sebben [61] et Modlinger *et al.* [62].

Les deux études donnent des résultats contradictoires en ce qui concerne la portance : l'impact de la déformation est significatif mais deux évolutions opposées sont observées. En considérant la déformation des pneumatiques, Modlinger *et al.* obtiennent ainsi environ -10% sur la portance d'une roue isolée et également -10% sur la portance totale d'un véhicule. A l'inverse, Mlinaric *et al.* observent une augmentation linéaire de la portance du véhicule avec la prise en compte de la déformation.

Que ce soit sur roue isolée ou sur véhicule, les auteurs s'accordent en revanche sur une diminution de traînée avec la déformation du pneumatique. Pour la roue isolée, Modlinger *et al.* trouvent une variation de 1% du coefficient de traînée C_X. Sur véhicule complet, les résultats convergent vers une variation négligeable de la traînée totale ($\leq$1%). Cependant, la décomposition fournie par Mlinaric *et al.* montre des variations complexes. La traînée de la roue avant diminue de manière significative avec des diminutions de 23% sur le pneumatique et 22% sur la jante. La traînée de la roue arrière reste inchangée et celle du soubassement du véhicule augmente de 15%. Ainsi, si la résultante est négligeable, l'écoulement global est tout de même notablement modifié.

Mlinaric & Sebben complètent ces résultats en confirmant les observations de Cogotti [19] sur l'importance des dimensions du contact entre le sol et la roue, et plus précisément de la dimension

transverse à l'écoulement. D'après lui, les variations de portance liées à la déformation ne sont dues qu'aux variations des dimensions du contact et non pas à la déflexion. En revanche, la traînée peut être à la fois influencée par l'aire de contact et par l'augmentation locale de largeur, avec des effets différents selon la roue avant ou arrière. La prise en compte de la déflexion n'est d'après lui pas nécessaire pour les estimations sur véhicule complet ou pour les calculs relatifs entre deux géométries isolées, tandis que le strict respect des dimensions du contact au sol est indispensable. Dans le cas d'études numériques, ceci revient par exemple à utiliser une roue rigide mais un contact de dimensions correctes par enfoncement du pneumatique dans le sol.

3 Contribution des roues à l'aérodynamique totale d'un véhicule

3.1 Traînée propre des ensembles roulants

Des mesures de traînée et de portance ont été réalisées sur des configurations de véhicules simplifiés [29] ou réels [19, 60, 70] afin d'évaluer la contribution des roues et des passages de roues aux efforts totaux. Pour cela, des mesures par balance aérodynamique ont été menées sur diverses configurations : sans roue ni passages de roues, avec roues fixes ou en rotation, avec passages de roue ouverts ou fermés.

Le montant de la contribution des roues et passages de roue s'est alors révélé très dépendant de la géométrie du véhicule. Pour des véhicules dont le corps est déjà optimisé d'un point de vue aérodynamique, par exemple pour les records de vitesse, la contribution des roues et passages de roue peut atteindre 50% d'après Hucho [40]. Pour des véhicules de tourisme, la littérature fournit quelques exemples d'estimations résumés dans le Tableau 1. En outre, les auteurs mentionnent que la majorité de cette contribution est attribuée aux roues (2/3 selon Elofsson & Bannister [28], 3/4 selon Pfadenhauer *et al.* [70]).

AUTEUR	Contribution (en %)
Wickern *et al.* [89]	25
Mercker *et al.* [60]	33
Fabijanic [29]	40
Elofsson *et al.* [28]	40

Table 1 – Evaluations des contributions des roues et passages de roues à la traînée totale de différents véhicules

Du côté des études numériques, le post-traitement des calculs permet d'extraire les efforts aérodynamiques exercés sur chaque élément de la géométrie. L'avantage est ici de pouvoir distinguer les différents apports en termes de traînée et ainsi de mieux évaluer la contribution des roues, toujours comprise entre 20% et 40% [63, 73]. Le Tableau 2 présente la répartition d'après Régert & Lajos [73] des efforts de traînée suivant les différentes parties d'un véhicule simplifié ne présentant qu'un train de roue avant. Les auteurs évaluent la contribution des roues et passages de roues à 38% de la traînée totale du véhicule.

3.2 Influence des roues avant et arrière

Dans le cas d'un véhicule, les caractéristiques de l'écoulement impactant les roues avant et arrière présentent des différences notables. Lorsque l'air contourne le pare-choc du véhicule, des zones basse pression apparaissent, notamment sur les parties latérales de l'avant-corps [29].

	Coefficient de traînée	Coefficient de portance
Face avant	0,147 (33,2%)	0,211
Arrière	0,157 (35,4%)	0
Toit	0,010 (2,3%)	0,402
Soubassement	0,007 (1,6%)	-0,432
SOUS-TOTAL	0,321 (72,5%)	0,182 (95,3%)
Passage de roue	0,025 (5,6%)	-0,091
Roue	0,097 (21,9%)	0,100
SOUS-TOTAL	0,122 (27,5%)	0,009 (4,7%)
TOTAL	0,443 (100%)	0,191 (100%)

TABLE 2 – Coefficients d'efforts aérodynamiques relatifs aux différentes parties d'un véhicule simplifié selon Régert & Lajos [73]

En passant sous le véhicule, l'écoulement est alors dévié vers l'extérieur (Figure 5) et arrive en incidence sur les roues, entraînant l'apparition d'un décollement massif. L'angle d'incidence maximal, situé au niveau de la roue avant, est évalué à environ 15° pour les voitures de tourisme [70], puis l'angle diminue vers l'arrière. Il est à noter qu'avec un tel angle de 15°, la traînée propre d'une roue isolée en rotation augmente par rapport à l'incidence nulle [19] de manière plus ou moins forte selon sa géométrie allant même jusqu'à tripler d'après Wiedemann [90].

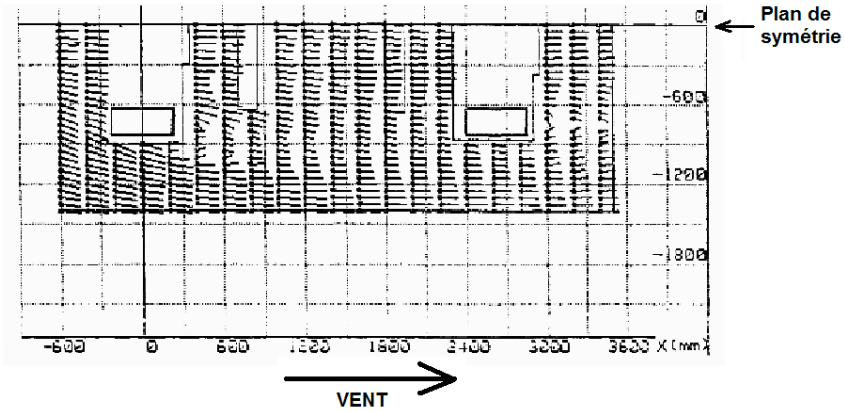


FIGURE 5 – Direction de l'écoulement sous un véhicule à 10 cm du sol selon Pfadenhauer *et al.* [70]

Les roues contribuent alors à la traînée totale de deux manières distinctes : par leur traînée propre, qui découle des niveaux de pression et de frottement sur sa surface, et par interaction avec le corps du véhicule. Il est ainsi difficile d'évaluer l'importance relative de l'aérodynamique des roues avant et arrière d'après la littérature. Les expériences de Mercker *et al.* [60], basées sur la mesure des efforts aérodynamiques sur un véhicule complet avec ou sans roues, suggèrent que la contribution des roues se répartit relativement uniformément sur l'avant et l'arrière. Cependant, leurs apports à la traînée totale s'expliquent de manières bien différentes et peuvent donc fortement dépendre du véhicule étudié.

Ainsi, si l'on s'intéresse à leur traînée propre, la roue avant présente une traînée plus importante que la roue arrière consécutive à un angle d'incidence plus marqué avec l'écoulement et des conditions de vitesse amont plus élevées. L'incidence crée notamment un fort décollement et une déviation importante du sillage de la roue vers l'extérieur du véhicule, conditionnant la taille du

sillage global. Cette particularité la rend alors plus sensible au type de passage de roue utilisé (plus ou moins fermé) [60] ainsi qu'à la géométrie des jantes [50].

La traînée propre de la roue arrière est moins importante en raison de la perturbation des conditions amont par le sillage de la roue avant. Cependant, elle contribue également sensiblement à la traînée totale du fait des fortes interactions de son sillage avec le soubassement et l'écoulement de culot. Ces interactions sont notamment mises en évidence par des mesures en soufflerie de pression au culot et de pertes de pression totale dans le sillage du véhicule avec roues fixes [60] ou en rotation [28, 50]. Les évolutions de traînée dues à la roue arrière sont ainsi plus sensibles aux paramètres jouant sur la forme de son sillage, tels que la prise en compte de la rotation.

4 Importance d'une représentation détaillée des pneumatiques

Divers auteurs ont également abordé l'influence des paramètres géométriques des jantes et des pneumatiques. L'objectif principal de nombreux auteurs était de quantifier l'impact des différentes caractéristiques des roues sur l'aérodynamique globale des véhicules.

Les études convergent vers l'importance d'une représentation détaillée des jantes et des pneumatiques pour une estimation correcte des performances des véhicules qu'ils soient de course ou de tourisme. En effet, toutes les caractéristiques géométriques se sont révélées avoir un impact significatif sur l'aérodynamique tant au niveau de la traînée propre des éléments qu'au niveau des modifications de pression qu'ils induisent sur le soubassement et le culot des véhicules.

4.1 Dimensions de la roue

Les dimensions principales L et D de la roue impactent l'écoulement via le rapport d'aspect, qui évalue les effets tridimensionnels et par le nombre de Reynolds $Re_D{=}UD/\nu$ (U vitesse caractéristique, ν viscosité moléculaire), qui évalue l'effet relatif des forces d'advection sur les forces de viscosité. L'influence du nombre de Reynolds a été évaluée dans un premier temps sur roue fixe par Cogotti [19]. Celui-ci estime le Reynolds critique Re_C autour de 10^6, dépendant des jantes utilisées à savoir ouvertes ou fermées (voir Figure 6).

Ainsi, au-delà de cette valeur, un seul régime d'écoulement pleinement turbulent subsiste, correspondant à une valeur unique des coefficients de traînée et de portance. Pour une meilleure répétabilité des expériences, les études doivent donc s'effectuer de préférence à un nombre de Reynolds supérieur à cette valeur critique. Les estimations de Re_C n'ont pas été validées sur roue en rotation mais certaines études, y compris sur véhicule, montrent qu'au-delà de 10^6 aucune variation n'est observée dans les coefficients d'efforts [50].

Dans le cas des configurations de type véhicule, les dimensions des passages de roue ont été plus souvent étudiées que celles des roues. Il a ainsi été montré de manière expérimentale [19, 29, 83] comme numérique [73] que le volume des passages de roue devait être minimisé afin d'optimiser la traînée du véhicule. D'après, Fabijanic [29] qui a mesuré les forces aérodynamiques s'exerçant sur une forme simplifiée de corps automobile équipée de roues en rotation, les valeurs de traînée dépendent du rayon du passage de roue tandis que la portance est plutôt reliée à sa profondeur.

4.2 Forme des épaules du pneumatique

La forme des épaules du pneumatique, jonction entre la bande de roulement et les flancs, peut également être un élément important car elle peut affecter le sens de rotation des tourbillons issus du sommet de la roue. En effet, comme présenté plus loin en Section 5, deux paires de tourbillons

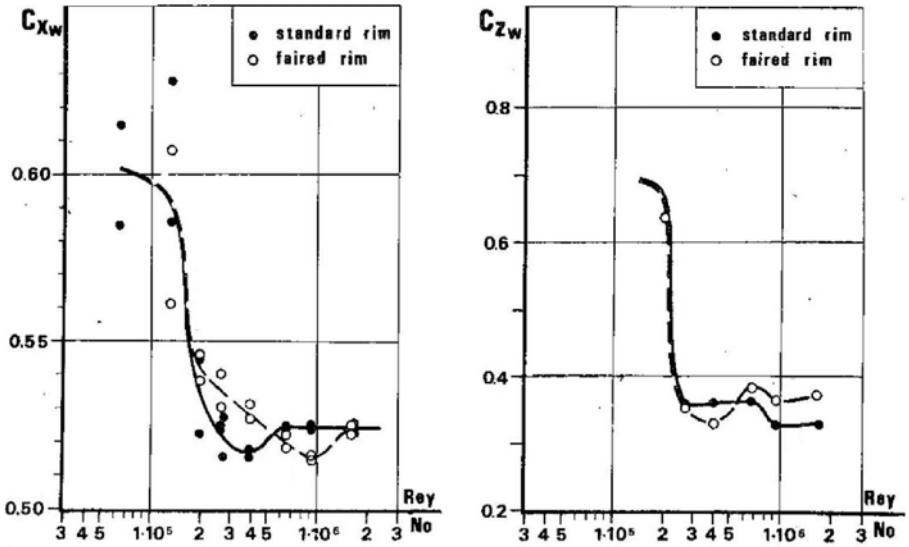


FIGURE 6 – Evolution des coefficients de traînée (C_{Xw}) et portance (C_{Zw}) en fonction du nombre de Reynolds avec jantes ouvertes (*standard rims*) ou fermées (*faired rims*) selon Cogotti [19]

principaux conditionnent la topologie de l'écoulement autour d'une roue isolée : une près du sol liée au *jetting*, déjà mentionnée en Section 1, et une seconde paire sur le sommet de la roue engendrée par les effets 3D au niveau du décollement supérieur.

Mercker & Berneburg [59] observent que selon les cas, les tourbillons induits par les épaules ont des sens de rotation différents : ils ramènent le fluide vers le sol (et la zone de recirculation) dans le cas d'épaules arrondies et entraînent l'écoulement vers le haut dans le cas de cylindres tronqués (bords droits). En revanche, les tourbillons de *jetting* se développent toujours avec le même sens de rotation, ce qui mène à des différences importantes de topologie (Figure 7) et donc de traînée. Les simulations RANS de Chauveau [17] ont également montré des sens de rotation différents selon le dessin de l'épaule (Figure 8).

4.3 Sculptures de la bande de roulement

L'analyse de l'impact des sculptures du pneumatique sur les performances aérodynamiques du véhicule est récente. Dans un premier temps, les études expérimentales se penchaient peu sur ce paramètre et les sculptures étaient rarement représentées dans les simulations numériques en raison de limitations techniques. En effet, leur prise en compte nécessite le développement de méthodes particulières pour reproduire leur rotation, telle que les méthodes maillage tournant, chimère ou Multi-Reference Frame (MRF) [61, 78]. Leur géométrie complexe implique par ailleurs une forte augmentation du nombre de points nécessaires dans le maillage et par conséquent une augmentation conséquente du coût des calculs.

En 1991, Mercker *et al.* [60] sont parmi les premiers à étudier expérimentalement l'effet propre des sculptures de la bande de roulement à iso-géométrie de pneumatique. Outre des roues lisses, trois sculptures différentes, présentées en Figure 9, sont testées afin d'évaluer leur impact sur les coefficients aérodynamiques du véhicule. La différence maximale de traînée sur le véhicule complet est d'environ 1% avec une traînée minimale pour le pneumatique lisse et maximale pour le modèle numéro 3. Les auteurs précisent que la charge appliquée n'est pas représentative et

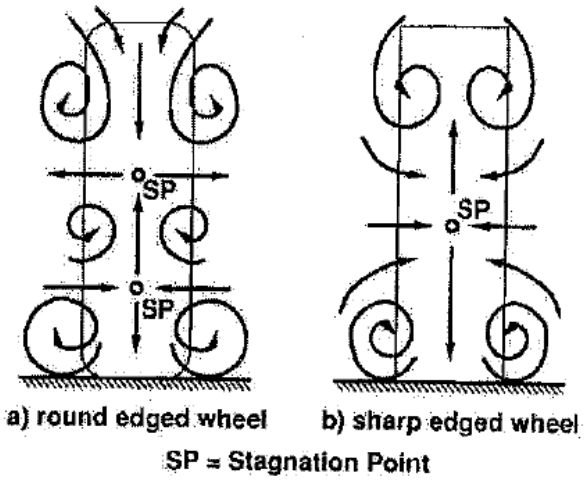


FIGURE 7 – Influence de l'épaule du pneumatique d'après Mercker & Berneburg [59]

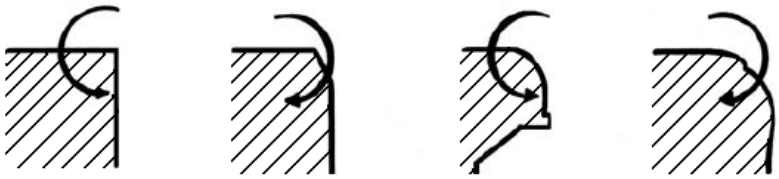


FIGURE 8 – Influence de l'épaule du pneumatique d'après Chauveau [17]

que les résultats pourraient évoluer en conditions réelles de route.

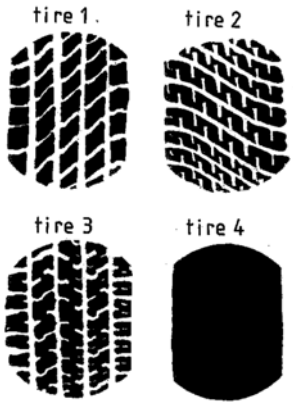


FIGURE 9 – Sculptures de pneumatiques testées par Mercker *et al.* [60]

Il a ensuite fallu attendre la fin des années 2000 pour que Modlinger & Sebben [62] combinent l'effet de la déformation avec l'ajout de quelques sillons longitudinaux dans des études numériques (voir Figure 10). Leurs comparaisons sont réalisées sur une roue isolée puis sur un véhicule

complet.

Dans un premier temps, les auteurs avancent que les sillons n'ont pas d'impact significatif sur la portance d'une roue isolée ($\Delta C_Z \leq 1\%$) mais augmentent la traînée d'environ 7,5%. Dans un deuxième temps en revanche, ils affirment que sur un véhicule ΔC_Z atteint -0,008 en raison de forte survitesses dans les sillons tandis que ΔC_X reste significatif ($\sim$2% de la traînée totale). Les résultats de portance sur roue isolée semblent ici contradictoires car, si des survitesses apparaissent dans les sillons pour le cas du véhicule, elles devraient également être présentes sur roue isolée. Il est donc difficile d'interpréter ces résultats.

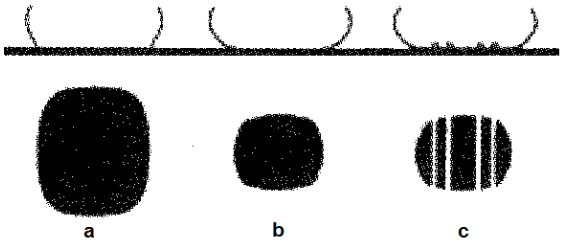


FIGURE 10 – Pneumatiques testés par Modlinger & Sebben [62]

Dernièrement, Sebben & Landström [78] ont souligné l'intérêt d'utiliser une représentation réaliste du pneumatique dans les simulations numériques. Différentes configurations sont testées comprenant : 5 types de jantes, 3 types de pneumatiques et l'activation ou non du système de refroidissement (entrée d'air dans les passages de roue). En présence de ce dernier, les auteurs obtiennent une augmentation progressive de traînée du véhicule avec l'ajout de sillons longitudinaux puis de l'ensemble des sculptures. En revanche, sans le refroidissement, l'ajout de sillons longitudinaux permet une réduction de la traînée par rapport aux roues lisses. Il apparaît ainsi que l'influence des sillons longitudinaux est particulièrement dépendante des caractéristiques du véhicule et des essais. Ceci pourrait provenir de leur géométrie, qui rend leurs performances beaucoup plus sensibles à l'orientation de l'écoulement.

Enfin, très récemment, les expériences de Landström [50] ont particulièrement insisté sur le besoin d'une représentation détaillée des pneumatiques et des jantes afin d'estimer correctement les efforts aérodynamiques. Une variation maximale de 0,025 sur le coefficient de traînée a été observée entre deux roues différentes. Et l'impact des pneumatiques s'est révélé être du même ordre de grandeur que celui des jantes.

5 Vers une meilleure compréhension des phénomènes physiques

Jusqu'aux années 2000, rares furent les auteurs à proposer une description physique de l'écoulement se développant autour des roues, et cela pour deux raisons essentielles.

La première est la considération des moyens techniques. Les études étant essentiellement expérimentales, les données relevées dans l'écoulement étaient nécessairement limitées, en particulier sur les configurations de type véhicule où l'accès aux passages de roue est difficile. Mais si les mesures d'efforts aérodynamiques et les données pariétales permettent de dégager certaines particularités de l'écoulement comme les caractéristiques de la roue isolée en rotation (voir Section 1), elles restent cependant insuffisantes pour caractériser la structure de l'écoulement.

Dans le but d'obtenir une meilleure compréhension de l'aérodynamique des roues, isolées ou incluses dans un passage de roue, d'autres types de mesures ont dû être mis en œuvre. L'amélioration des techniques expérimentales, notamment de la Particle Image Velocimetry (PIV) et de la Laser Doppler Velocimetry (LDV), ont permis l'obtention de cartographies de l'écoulement facilitant les visualisations. D'autre part, l'apparition et la démocratisation des méthodes numériques de type Computational Fluid Dynamics (CFD) ont facilité les analyses. Ces méthodes présentent en effet l'avantage considérable de proposer des visualisations détaillées de l'écoulement dans tout le domaine de calcul, y compris dans des zones difficiles d'accès expérimentalement, ainsi qu'aux tracés de nombreux paramètres physiques.

D'autre part, avant les années 2000, l'objectif principal était d'estimer précisément les performances aérodynamiques des véhicules afin de pouvoir optimiser leur carrosserie. La compréhension des phénomènes physiques dans le voisinage direct des jantes et des pneumatiques était donc d'un intérêt limité, l'important restant d'identifier les contraintes nécessaires à une reproduction réaliste de l'écoulement lors des études expérimentales ou numériques.

Avec le renforcement des normes environnementales, de nouveaux axes de recherches sont considérés dans l'optique d'atteindre les objectifs fixés en matière de traînée aérodynamique et donc de consommation de carburant. Désormais, les efforts de conception se portent également sur les jantes et les pneumatiques dont l'aérodynamique a été peu étudiée jusqu'à présent. En effet, si l'on considère l'importante contribution des roues aux performances des véhicules de tourisme (voir Section 3), l'optimisation de ces éléments serait susceptible d'engendrer des gains significatifs de traînée.

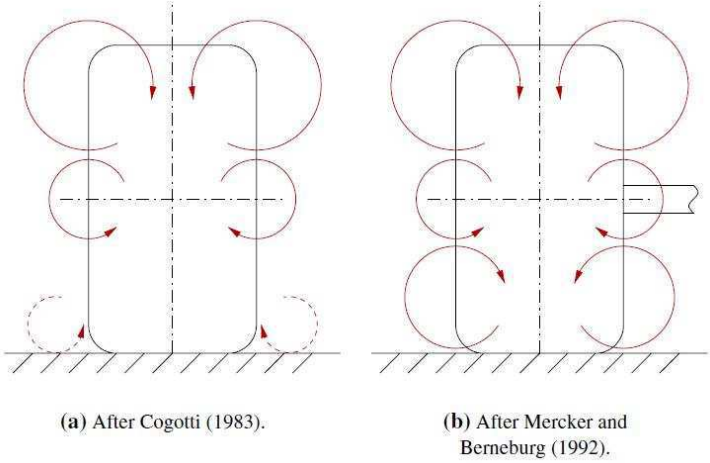
5.1 Roues isolées

Jusqu'aux années 2000, le moyen privilégié pour l'obtention des visualisations de sillage de roue fut les mesures de pression totale. Fackrell & Harvey [30] fournissent les premières observations du sillage de roues fixes et en rotation à partir de ce type de mesures. Ils observent entre autres que, pour une roue en rotation, le sillage s'étend vers le haut au-delà des dimensions de la roue, ce qui est cohérent avec un décollement plus amont. Ils notent également que la partie basse du sillage est plus étroite que pour une roue stationnaire.

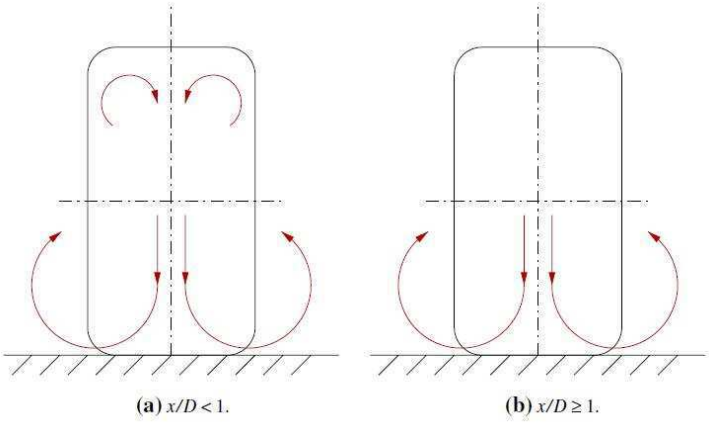
Ces observations sont confirmées par Mercker *et al.* [60], qui justifie l'allure de la partie basse par la nature des phénomènes au contact du sol. En effet, pour la roue en rotation, la partie basse est conditionnée par le *jetting* et la forte dépression en aval de la zone de contact. Dans le cas de la roue stationnaire en revanche, l'interaction de la couche limite développée au niveau du sol avec la roue donne naissance à un tourbillon en fer à cheval qui se développe et s'élargit vers la partie aval.

Suite à la mise en lumière des 2 phénomènes caractéristiques sur roue isolée en rotation par Fackrell & Harvey (voir Section 1), seuls deux auteurs se sont efforcés à proposer des descriptions de la topologie à partir de développements théoriques sur des cylindres ou d'autres formes simplifiées. Cogotti [19] puis Mercker & Berneburg [59] suggèrent ainsi la présence de trois paires de tourbillons contrarotatifs (Figure 11a). La paire supérieure est liée au décollement supérieur et aux effets 3D ; son sens de rotation dépend du profil du pneumatique (voir Section 4.2). La paire inférieure est créée par l'interaction du *jetting* avec l'écoulement extérieur ; on notera ces structures *tourbillons de contact*. Les tourbillons centraux sont supposés être générés aux centres des jantes. Les schémas des deux auteurs divergent essentiellement sur le sens de rotation et l'intensité des tourbillons inférieurs.

L'utilisation récente de moyens de mesures telles que la PIV ou la LDV ont fourni des résultats



(a) Propositions théoriques



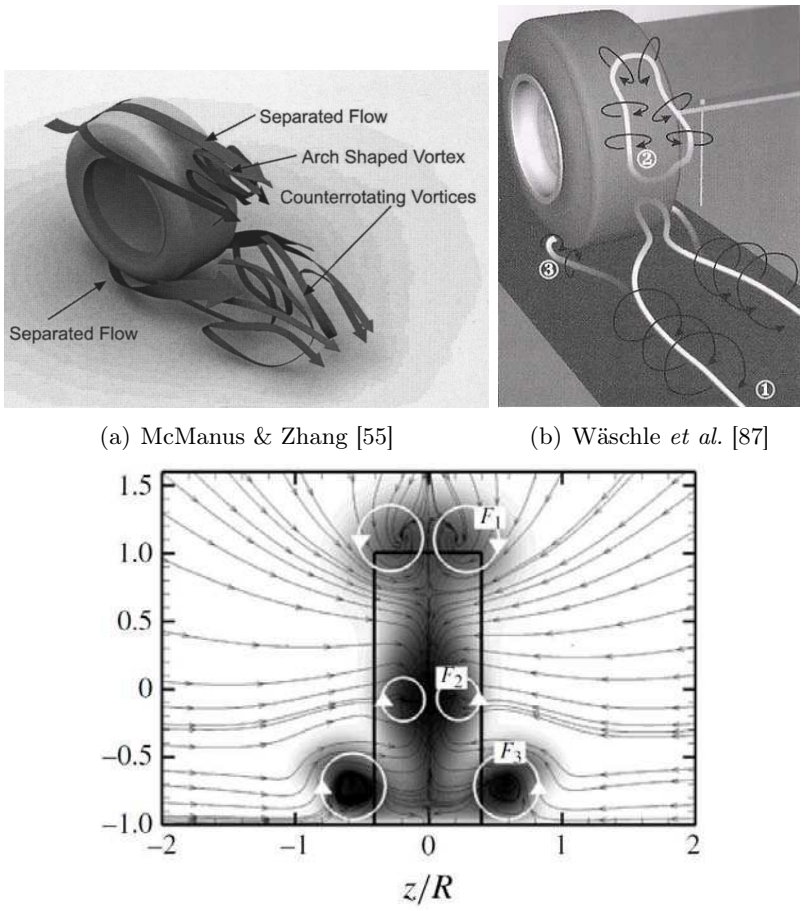
(b) Observation expérimentale

FIGURE 11 – Structures tourbillonnaires dans le sillage d'une roue isolée en rotation d'après Saddington *et al.* [75]

plus complets. Saddington *et al.* [75] ont par exemple réalisé des mesures LDV sur roue isolée en rotation afin d'identifier les structures principales du sillage d'une roue de Formule 1. Ils ont ainsi proposé des corrections aux propositions précédentes, comme l'illustre la Figure 11b. Les tourbillons supérieurs sont entraînés vers le bas du sillage – phénomène de *downwash* – et fusionnent avec les énergétiques tourbillons de *jetting* au-delà d'une distance équivalente à un diamètre de roue (x=D). Les tourbillons centraux ne sont pas observés, rapidement diffusés dans l'écoulement principal.

Les informations détaillées apportées ensuite par les nombreuses simulations numériques de type Navier-Stokes moyennées, dites Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), effectuées sur roue isolée [9, 8, 80, 72, 55, 87, 71] ont permis l'élaboration de différents schémas de l'écoulement, dont les principaux sont présentés en Figure 12. L'avis des auteurs diverge cependant sur le nombre et l'agencement des structures tourbillonnaires. McManus & Zhang [55] observent un tourbillon en arche juste en aval du sommet de la roue à la place de la paire de tourbillons supérieurs. Wäschle *et al.* [87] décrivent un tourbillon torique/annulaire sur le sommet et un tourbillon

de sillage en fer à cheval derrière la zone de contact. Ils considèrent notamment que le sillage est dominé par cette dernière structure : les gros tourbillons de la partie inférieure du sillage (observés par Saddington en Figure 11b) résultent d'après eux de la fusion des tourbillons de *jetting* avec le tourbillon de sillage en fer à cheval. Enfin, dernièrement, les simulations numériques directes, ou Direct Numerical Simulations (DNS), de Pirozzoli *et al.* [71] montrent l'apparition d'une paire de tourbillons centraux à partir de Re=1000, issus non pas du centre des jantes mais de la surface arrière du pneumatique. Ces dernières observations doivent toutefois être considérées avec précaution puisque le nombre de Reynolds utilisé ne représente pas le même régime d'écoulement.



(a) McManus & Zhang [55] (b) Wäschle *et al.* [87]

(c) Pirozzoli *et al.* [71]

FIGURE 12 – Structures tourbillonnaires dans le sillage d'une roue isolée en rotation issues de simulations numériques

L'ensemble des simulations nous renseigne également sur la forte instationnarité des écoulements. La difficulté à obtenir une solution convergée en calculs stationnaires RANS est observée à la fois sur roue isolée fixe [5] ou en rotation [9] et sur configurations véhicule [8]. Ceci révèle une instationnarité intrinsèque à l'écoulement, caractéristique des corps émoussés (ou *bluff bodies* en anglais). Les auteurs ont cependant très peu décrit cette évolution temporelle. Seuls Basara *el al.* [9] suggèrent la présence d'un phénomène de lâchers tourbillonnaires similaires aux allées de von Kármán.

5.2 Véhicules

En ce qui concerne les configurations de type véhicule, peu d'expériences ont tenté de décrire la structure de l'écoulement à proximité des roues en raison des difficultés techniques pour atteindre cette zone. La première expérience notable a été réalisée sur route par Oswald & Browne [68]. Ces derniers se sont appuyés sur des mesures de vitesses par fil chaud entre 16 km/h et 96 km/h (par incréments de 16 km/h) pour démontrer l'invariance de la topologie générale de l'écoulement. Dans les années 1990, Fabijanic [29] a également utilisé des mesures de pression statique ainsi que des visualisations par enduit visqueux afin d'analyser la direction de l'écoulement dans le passage de roue et de détecter les zones de recirculation (voir Figure 13). D'après l'auteur, l'écoulement pénètre le passage de roue à l'amont depuis le soubassement et contourne la roue sur sa partie supérieure avant d'être éjecté sur le flanc du véhicule au sommet du passage de roue. En sortant, l'écoulement décolle sur l'arête et crée une zone de recirculation instationnaire avec la présence de tourbillons. Fabijanic confirme également la présence des tourbillons de *jetting* et leur forte interaction avec le soubassement du véhicule.

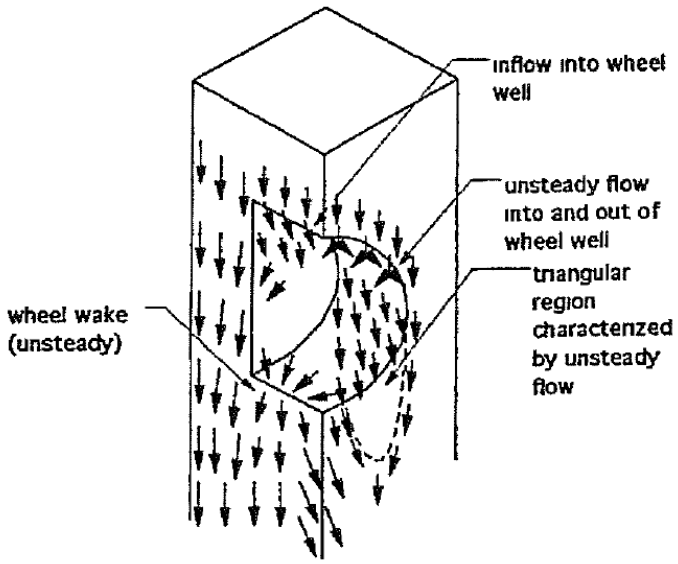


FIGURE 13 – Direction du frottement pariétal sur le passage de roue avant d'après Fabijanic [29]

Les tracés de perte de pression totale le long de la paroi latérale de la carrosserie et dans le sillage du véhicule [78, 50] donnent également un aperçu des sillages des roues et du véhicule, comme dans la Figure 14. Ils confirment la présence de structures tourbillonnaires issues du sommet du passage de roue avant et soulignent également les interactions entre le sillage de la roue arrière et l'écoulement de culot. Il est cependant difficile de mener une analyse spatiale détaillée et de comprendre les mécanismes d'interaction avec le corps du véhicule sur ces données surfaciques restreintes.

Des visualisations plus détaillées ont été fournies par Thivolle-Cazat & Gilliéron [83] grâce à l'utilisation de mesures PIV à proximité de passages de roue de différentes dimensions, mettant notamment en évidence la présence des tourbillons de *jetting*. Mais l'accès à la zone intérieure reste impossible.

Les études expérimentales ont ainsi fourni quelques informations sur la topologie de l'écoule-

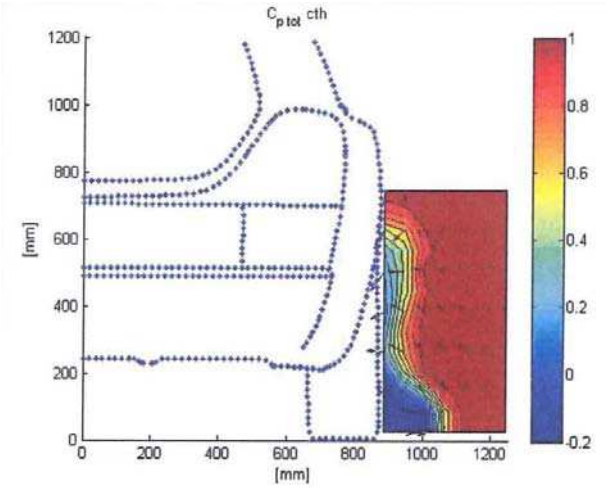


FIGURE 14 – Cartographie du coefficient de pression totale dans un plan en avl de la roue avant d'après Landström [50]

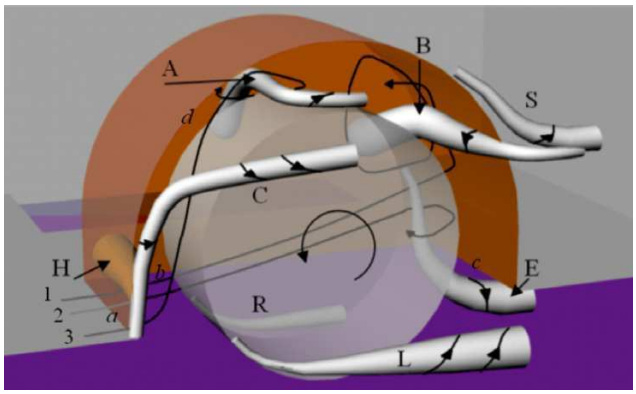
ment autour du véhicule, sans toutefois atteindre un degré de précision suffisant à la description des phénomènes physique en présence. Les mesures PIV et LDV nécessitent des accès optiques conséquents et les sondes de pression totale sont trop intrusives dans des espaces clos soumis à de fortes zones de recirculations comme les passages de roue. L'analyse des données pariétales telles que les mesures de pression statique ou les visualisations par enduit visqueux restent insuffisantes à la compréhension de l'écoulement.

Les simulations CFD ont grandement facilité la description de la topologie de l'écoulement sur véhicules réels ou simplifiés, notamment dans le sens où elles sont les seules à permettre l'accès aux structures se développant dans les passages de roues. Quelques schémas de la disposition des structures tourbillonnaires se développant autour de la roue avant ont été obtenus à partir de simulations RANS [73, 86] et de simulations aux grandes échelles [48], dites Large Eddy Simulations (LES), et sont présentés en Figure 15.

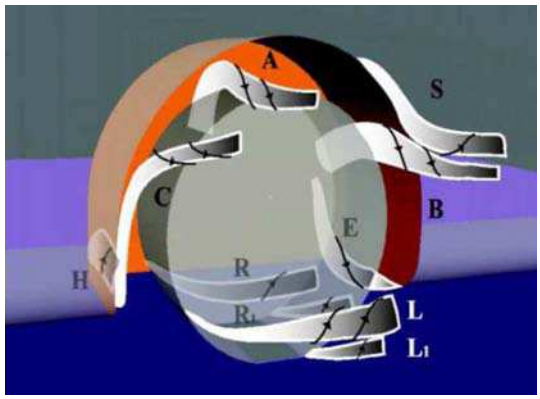
Wäschle *et al.* [86] ne décrivent que les structures se développant à l'extérieur du passage de roue. Comme pour la roue isolée, ils détectent autour de la zone de contact la présence des tourbillons de *jetting* ainsi que d'un tourbillon de sillage en fer à cheval en aval. En revanche, sur une configuration véhicule, une dissymétrie franche apparaît entre les bras intérieur et extérieur des tourbillons. Ils observent également un tourbillon à la jonction entre le pneumatique et la jante, un tourbillon latéral issu de l'épaule du pneumatique et des structures liées aux décollements de couche limite sur les arêtes du passage de roue.

Régert & Lajos [73] et Krajnović *et al.* [48] ont analysé le cas de roues très simplifiées, assimilées à des cylindres, et en ont dégagé des structures tourbillonnaires très similaires. La seule différence entre ces deux études concerne la présence d'une paire de tourbillons supplémentaires L_1 et R_1 sur la Figure 15b située dans le sillage des roues en aval du *jetting*.

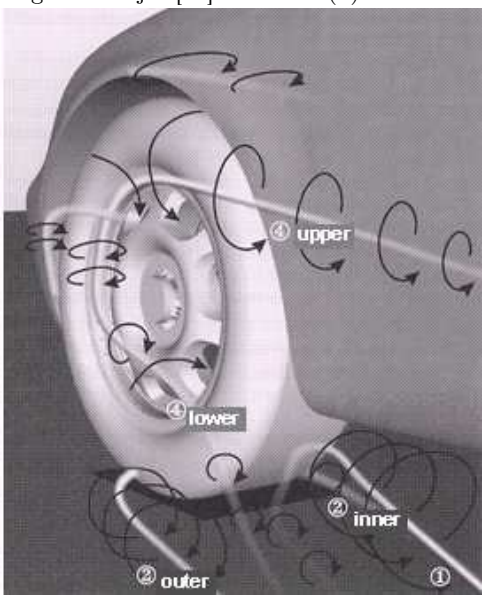
Enfin, très peu d'auteurs ont tenté de caractériser l'instationnarité de l'écoulement sur une configuration véhicule. Seuls Damiani *et al.* [23] et Krajnović *et al.* [48] fournissent des résultats instationnaires de simulations URANS et LES. Le premier trouve une fréquence principale f correspondant à un nombre de Strouhal basé sur le diamètre $St_D = \frac{fD}{U} = 0{,}22$ avec U vitesse caractéristique ; le second détecte plusieurs fréquences correspondant à des nombres de Strouhal compris entre 0 et 1, avec une fréquence principale à $St_D = 0{,}38$.



(a) Simulation RANS de Régert & Lajos [73]



(b) Simulation LES de Krajnović *et al.* [48]



(c) Simulation RANS de Wäschle *et al.* [86]

FIGURE 15 – Topologies des structures tourbillonnaires dans le passage de roue avant

Bilan

Au final, tous les travaux expérimentaux conduits depuis les années 1970 ainsi que les études numériques de la dernière décennie révèlent l'impact significatif de toutes les caractéristiques des roues (rotation, contact au sol, géométries) sur l'aérodynamique des véhicules de tourisme. Ils mettent ainsi en lumière le besoin important de comprendre la physique de l'écoulement se développant autour des roues afin d'améliorer les performances du véhicule. Des études numériques ont en effet fourni quelques descriptions de l'écoulement, notamment autour d'une roue isolée, mais les résultats sont souvent contradictoires et ne fournissent que peu d'éléments de compréhension notamment sur les aspects instationnaires.

Devant les exigences économiques et écologiques actuelles, l'intérêt des industriels de l'automobile pour l'aérodynamique des roues est grandissant. Les études se multiplient sur l'impact

de la géométrique des jantes et des pneumatiques sur les performances des véhicules de tourisme ou de course [79, 50, 32, 77, 69, 85]. Des fabricants de pneumatiques prennent notamment part à des campagnes de mesures expérimentales impliquant de nombreux acteurs industriels et universitaires, comme par exemple dans l'étude récente de Wittmeier *et al.* [92].

Dans ce contexte et en vue de l'optimisation future des pneumatiques par Michelin, l'objectif de cette thèse est ainsi de fournir des descriptions détaillées des caractéristiques spatio-temporelles de l'écoulement, permettant de comprendre le rôle des roues sur l'aérodynamique globale du véhicule et les mécanismes physiques à l'origine de leur impact significatif sur la traînée.

Méthodes

1 Résolution numérique des écoulements aérodynamiques turbulents

1.1 Les écoulement turbulents

Dans la plupart des applications industrielles de la mécanique des fluides, l'état de l'écoulement est de nature turbulente. Ce régime turbulent apparaît lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment grand. Il se caractérise par la perte de tout élément d'organisation et le développement de toute une hiérarchie de mouvements qui induisent un état nécessairement tridimensionnel instationnaire.

La propriété principale de ce régime est alors de mettre en jeu une large gamme d'échelles de longueur et de temps. Ce mécanisme multi-échelles est représenté dans le *spectre d'énergie de la turbulence* de la Figure 16 par une large gamme tourbillonnaire allant des grandes échelles intégrales – qui transportent l'énergie – jusqu'aux plus petites échelles dites de Kolmogorov qui dissipent l'énergie sous forme de chaleur interne.

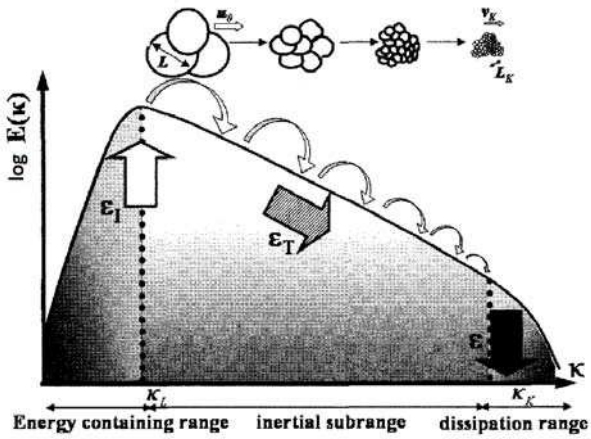


FIGURE 16 – Spectre d'énergie de la turbulence d'après Sagaut (2006)

Les équations de Navier-Stokes régissent la mécanique des fluides newtoniens. Elles décrivent le comportement du fluide à l'échelle macroscopique, quel que soit le type de fluide et son régime, grâce aux équations de conservation. Dans le cas d'un écoulement incompressible à masse volumique uniforme, les équations de conservation de la masse (1) – ou équation de continuité – et de la quantité de mouvement (2) s'écrivent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \tag{2}$$

Le concept de *cascade d'énergie* stipule que pour les écoulements turbulents, à partir des grandes échelles, les non-linéarités des équations du mouvement (2) génèrent des fluctuations à des échelles de plus en plus petites jusqu'à ce que la viscosité dissipe et transforme en chaleur interne les mouvements des plus petites échelles (voir Figure 16). Cette cascade est représentée par une zone dite *inertielle* où le spectre d'énergie présente une décroissance en -5/3 en fonction du nombre d'onde. L'hypothèse d'équilibre revient à dire que le spectre n'évolue pas au cours du temps, le taux de dissipation moléculaire (ε) étant égal au taux d'injection de l'énergie au niveau des grandes échelles (ε_I).

1.2 Approches numériques instationnaires

Diverses approches numériques plus ou moins matures (voir Tableau 3) sont utilisées pour la résolution instationnaire des écoulements turbulents. Elles diffèrent par leur niveau de précision et par leur coût. Les méthodes les plus précises sont également les plus coûteuses en temps de calcul donc les moins adaptées à une utilisation industrielle.

	RANS	Hybrides	LES	DNS
Disponibilité	1985	2000	2045	2080
Utilisation	Standard pour les applications industrielles	Recherche appliquée	Á long terme	Á très long terme
Étudié en recherche depuis	1877 (théorie) 1965 (calculs)	1997	1963	1987
Etat de maturité	Mature	Immature	Mature	Mature

TABLE 3 – Développement des approches numériques pour l'aérodynamique externe d'après les évaluations de Spalart (Boeing)

Direct Numerical Simulation (DNS)

La DNS consiste à résoudre directement les équations de Navier-Stokes discrétisées sur un maillage assez fin pour capter l'ensemble des échelles turbulentes, c'est-à-dire jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. Ces simulations requièrent donc un maillage cubique dont la taille de maille équivaut à l'échelle de longueur des structures dissipatives de Kolmogorov, notée η, et dont les dimensions totales permettent la résolution des échelles intégrales, notées L.

Le nombre de Reynolds Re est calculé à partir des échelles de longueur et de vitesse des grosses structures et de la viscosité cinématique du fluide par $Re = \frac{UL}{\nu}$. Le rapport d'échelles entre les tourbillons L/η équivaut à $Re^{3/4}$. Le nombre de points nécessaires dans le maillage est alors estimé par :

$$N_x \times N_y \times N_z \propto \left(Re^{3/4}\right)^3 = Re^{9/4}$$

De même, pour la résolution temporelle, les équations doivent être intégrées sur une durée de l'ordre de l'échelle de temps des plus grosses structures (temps de retournement τ_L) avec un pas de temps de l'ordre de l'échelle de temps caractéristique des structures dissipatives de Kolmogorov τ_η. Le nombre de pas de temps à considérer peut ainsi être estimé à $N_t = \frac{\tau_L}{\tau_\eta} = Re^{1/2}$ et le coût total des calculs Navier-Stokes est proportionnel à :

$$N_x \times N_y \times N_z \times N_t \propto Re^{9/4} \times Re^{1/2} = Re^{11/4} \approx Re^3$$

Par conséquent, si la DNS donne des résultats de très haute précision – justifiant l'emploi du terme "expérience numérique" – ses besoins en termes de maillage et de résolution temporelle rendent son coût prohibitif pour des applications à haut nombre de Reynolds.

Large Eddy Simulations (LES)

La méthode de simulation des grandes échelles dite LES consiste à ne résoudre qu'une partie du spectre turbulent, les échelles les plus énergétiques, en introduisant un filtre dit de *sous-maille*. Seules les petites échelles, dont le comportement est plus universel, sont modélisées, permettant ainsi de réduire les coûts de calcul en augmentant notamment la taille de maille nécessaire. Généralement, les échelles résolues représentent 80% de l'énergie du spectre turbulent.

Si l'on note $\widehat{.}$ le filtre passe-bas appliqué aux équations Navier-Stokes, on obtient ainsi :

$$\frac{\partial \widehat{U}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \widehat{U}_i}{\partial t} + \widehat{U_j}\frac{\partial \widehat{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \widehat{P}}{\partial x_i} + \nu\frac{\partial^2 \widehat{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \tag{4}$$

$$\tau_{ij} = \widehat{U_i U_j} - \widehat{U}_i\widehat{U_j} \tag{5}$$

Le tenseur de contraintes résiduelles τ_{ij} représente ici l'influence des échelles non-résolues, dites *échelles de sous-maille*, sur les échelles résolues. Les différents modèles de LES se distinguent par la modélisation de ce tenseur.

En réduisant la gamme des échelles résolues, l'intérêt majeur de la méthode LES est de pouvoir s'appuyer sur un maillage plus grossier que la DNS tout en garantissant un haut niveau de précision. Elle reste cependant relativement coûteuse pour les industriels, l'un des facteurs prohibitifs concernant la résolution des zones pariétales et notamment des sous-couches visqueuses des couches limites.

Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS)

Les méthodes de simulations stationnaires RANS et instationnaires URANS (Unsteady RANS) sont basées sur un principe proche de celui de la LES : réduire le coût des calculs en ne résolvant qu'une partie de l'écoulement. Ici, l'utilisation de la décomposition de Reynolds $U = \overline{U} + u$, où $\overline{U}$ et u représentent respectivement les parties moyennes et fluctuantes de vitesse, revient à adopter une approche statistique en ne résolvant que l'écoulement moyen. L'opérateur $\bar{.}$ correspond alors à une moyenne d'ensemble, qui peut être ramenée à une moyenne temporelle en supposant l'ergodicité de la turbulence.

L'introduction de la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier-Stokes moyennées conduit à la formulation dite *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* ci-dessous dans le cas incompressible :

$$\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{6}$$

$$\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial t} + \overline{U_j}\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \nu\frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} \tag{7}$$

A l'instar du filtre de la LES, l'introduction de la décomposition de Reynolds entraîne l'apparition de 6 nouvelles inconnues correspondant aux composantes du tenseur de Reynolds $\overline{u_i u_j}$. Ce tenseur permet de *modéliser* l'effet de toutes les échelles tourbillonnaires, constituant les parties fluctuantes, sur le mouvement moyen *résolu*.

La convergence des calculs stationnaires RANS est impossible à atteindre sur de nombreuses configurations, notamment pour les corps émoussés dont les sillages présentent une forte instationnarité. L'obtention d'une solution instationnaire par l'inclusion de la dérivée temporelle dans l'équation de conservation de quantité de mouvement (7) donne dans ces cas de meilleurs résultats. Dans le cas de conditions limites stationnaires, résoudre l'écoulement moyen en gardant une composante instationnaire revient alors à prendre en compte une composante ne relevant pas de la turbulence correspondant généralement à des lâchers tourbillonnaires *périodiques*.

L'avantage des simulations (U)RANS est ainsi de réduire considérablement le coût des calculs mais leur degré de précision est nettement inférieur aux méthodes précédentes du fait de la quantité réduite d'informations considérées.

Méthodes hybrides

Les méthodes hybrides RANS/LES sont généralement utilisées pour accélérer la convergence et diminuer les coûts des calculs LES, tout en préservant un degré de précision élevé par la résolution d'une partie du spectre turbulent. Il s'agit ici d'utiliser la LES dans la partie du domaine de calcul où son coût reste raisonnable – en particulier dans les zones décollées où la LES est très performante – mais de la coupler à une approche de type RANS pour la résolution des couches limites dont le coût est particulièrement élevé.

La difficulté principale réside alors dans le critère de transition entre les résolutions RANS et LES. Trois types de méthodes hybrides peuvent ainsi être distingués :

- la Detached Eddy Simulation (DES), première méthode proposée par Spalart, basée uniquement sur la taille du maillage
- les Delayed DES (DDES) proposées par Menter puis Spalart, basées sur des critères physiques de couche limite
- la Zonal DES (ZDES) proposée par Deck, basée sur la définition préalable des zones RANS et LES

Le point faible de ces méthodes de type Detached Eddy Simulations (DES) est d'être relativement difficiles à mettre en œuvre car elles nécessitent l'utilisation de méthodes complexes de génération de turbulence aux interfaces RANS/LES et peuvent être très dépendantes des instructions utilisateur (maillage pour la DES classique, découpage des zones pour la ZDES...).

D'autres approches, dites URANS *avancées*, peuvent être classées parmi les méthodes hybrides dans le sens où elles s'appuient sur la résolution d'équations moyennées mais fournissent

des résultats semblables aux méthodes LES dans les régions décollées par résolution d'une partie du spectre turbulent. Ces méthodes reposent sur le constat que les différences de capacité entre URANS et LES ne résultent que des niveaux de viscosité turbulente. Des corrections aux modèles URANS classiques ont ainsi été proposées permettant d'adapter cette viscosité turbulente en fonction des différentes zones de l'écoulement. Parmi ces méthodes URANS avancées, on peut citer les approches Partially-Averaged Navier-Stokes (PANS) [36], Partially-Integrated Transport Model (PITM) [76] ou Scale-Adaptive Simulations (SAS) [58]. Le principe des simulations aux échelles adaptées (SAS), seul modèle URANS avancé intégré dans le code de calcul utilisé pour cette étude sera décrit en Section 2.5.

2 Modélisation de la turbulence en simulations RANS

Les divers modèles de turbulence utilisés dans les simulations RANS diffèrent par la modélisation du tenseur de Reynolds $\overline{u_i u_j}$. L'utilisation d'équations de transport faisant toujours apparaître des moments d'ordre supérieurs, il est toujours nécessaire de passer par une étape de modélisation, toutes les quantités ne pouvant être résolues. C'est ce qu'on appelle le *problème de fermeture*.

2.1 Principe des modèles du 1er ordre

Le principe des modèles du 1er ordre est de modéliser les moments d'ordre 2 ($\overline{u_i u_j}$) à partir des moments d'ordre 1. Ces modèles – aussi appelés modèles à viscosité turbulente ou Eddy Viscosity Models (EVM) – relient alors les tensions de Reynolds aux quantités moyennes via l'introduction d'une viscosité turbulente ν_t. L'équation de conservation de la quantité de mouvement (7) fait alors appel aux tensions de Reynolds approximées par l'équation de Boussinesq (8), où S_{ij} est le tenseur des taux de déformation et k l'énergie cinétique turbulente par unité de masse.

$$-\overline{u_i u_j} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \qquad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \qquad \text{et} \quad k = \frac{1}{2}\overline{u_i u_i} \tag{8}$$

Les modèles du 1er ordre se différencient les uns des autres par l'estimation de la viscosité turbulente ν_t. Les modèles dits à *zéro équation* correspondent à des modèles algébriques où la viscosité turbulente est prescrite. Les modèles à *1 équation* ou à *2 équations* résolvent les équations de transport d'une ou deux quantités turbulentes permettant de calculer ν_t (homogène au produit d'une vitesse par une longueur). Dans le cas de deux équations, la première quantité est généralement l'énergie cinétique turbulente k (directement liée au carré de la vitesse de mélange) et la seconde est une combinaison de k et de L (liée à la longueur de mélange). Historiquement, les premiers modèles à 2 équations furent le modèle k-ε de Jones & Launder [45] puis les modèles de type k-ω [91, 57].

Il existe de nombreux modèles du 1er ordre dont une liste exhaustive ne peut être dressée ici ; seuls les 3 modèles utilisés dans cette thèse sont décrits ci-dessous. Ce choix sera justifié en section 3 du Chapitre 1.

2.2 Modèle à 1 équation de Spalart-Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras [81] est un modèle de type EVM à 1 équation de transport. Il résout le problème de fermeture par l'introduction de l'hypothèse de Boussinesq (voir l'équation

8) et la résolution d'une unique équation de transport permettant la détermination de ν_t.

En notant d la distance à la paroi la plus proche, κ la constante de von Kármán pour la loi logarithmique dans une couche limite turbulente, ν la viscosité cinématique moléculaire et $\tilde{\nu}$ la viscosité cinématique tourbillonnaire (hors couche limite), l'équation de transport de $\tilde{\nu}$ s'écrit :

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + U_i \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} = \underbrace{c_{b1}(1-f_{t2})\tilde{S}\tilde{\nu}}_{Production} \underbrace{- \left(c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2}\right)\left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2}_{Dissipation} \underbrace{+ \frac{1}{\sigma}\left[\frac{\partial}{\partial x_i}\left((\nu+\tilde{\nu})\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i}\right) + c_{b2}\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i}\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i}\right]}_{Diffusion} \tag{9}$$

$$\begin{cases} \nu_t = f_{v1}\tilde{\nu} \\ \tilde{S} = S + \dfrac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} & ; \quad S = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \text{ avec } \Omega \text{ tenseur de rotation} \\ l = \sqrt{\nu/\tilde{S}} & ; \quad r = \dfrac{\tilde{\nu}}{\tilde{S}\kappa^2 d^2} \end{cases} \tag{10}$$

Fonctions d'amortissement :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad ; \quad f_{v2} = 1 - \frac{\chi}{1+\chi f_{v1}} \quad ; \quad f_{t2} = c_{t3}\exp(-c_{t4}\chi^2) \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}$$

$$f_w = g\left(\frac{1+c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6}\right)^{1/6} \quad \text{avec} \quad g = r + c_{w2}(r^6 - r)$$

Valeur des constantes :

$$\begin{cases} \kappa = 0,41 & c_{b1} = 0,1355 & c_{w1} = c_{b1}/\kappa^2 + (1+c_{b2})/\sigma & c_{t3} = 1,2 \\ \sigma = 2/3 & c_{b2} = 0,622 & c_{w2} = 0,3 & c_{t4} = 0,5 \\ & c_{v1} = 7,1 & c_{w3} = 2 & \end{cases}$$

2.3 Modèle à 2 équations k-kL de l'ONERA

Le modèle k-kL développé par l'ONERA [14] résout les équations de transport (11) de l'énergie cinétique turbulente k et du produit kL, où L représente une échelle de longueur caractéristique de la turbulence reliée à k et à son taux de dissipation ε par $L = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$. On notera ici ϕ=kL la deuxième grandeur turbulente.

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = & \; P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_i}\right] \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + U_i \frac{\partial \phi}{\partial x_i} = & \; C_{\phi_1}\frac{\phi}{k}P_k - C_{\phi_2}k^{3/2} - C_{\phi_w} f_w \frac{\phi^{5/2}}{\nu^2\sqrt{y}} \\ & + C_{\phi\phi}\frac{\nu_t}{\phi}\frac{\partial \phi}{\partial x_i}\frac{\partial \phi}{\partial x_i} + C_{\phi k}\frac{\nu_t}{k}\frac{\partial \phi}{\partial x_i}\frac{\partial k}{\partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\phi}\right)\frac{\partial \phi}{\partial x_i}\right] \end{aligned} \tag{11}$$

Taux de dissipation : $\varepsilon = \dfrac{k^{5/2}}{\phi} + \dfrac{2\nu k}{y^2}$

Viscosité turbulente : $\nu_t = f_\mu C_\mu \dfrac{\phi}{\sqrt{k}}$

Production de k : $P_k = -\overline{u_i u_j}\dfrac{\partial U_i}{\partial x_j}$

Fonctions d'amortissement :

$$\begin{cases} f_w = \exp(-C_{w_1} R_y) & \text{avec} \quad R_y = \dfrac{y\sqrt{k}}{\nu} \quad \text{et} \quad y = \text{distance à la paroi} \\ f_\mu = 1 - \exp\left(-C_{w_2} R_y^{3/2}\right) \end{cases}$$

Valeur des constantes :

$$\begin{cases} C_{\phi_1} = 1 \quad ; \quad C_{\phi_2} = 0,58 \quad ; \quad \sigma_k = 1,8 \quad ; \quad \sigma_\phi = 1,03 \\ C_{\phi\phi} = -1,72 \quad ; \quad C_{\phi k} = 0,96 \quad ; \quad C_\mu = 0,09 \\ C_{\phi_w} = 0,00077 \quad ; \quad C_{w_1} = 0,07 \quad ; \quad C_{w_2} = 0,00325 \end{cases}$$

2.4 Modèles à 2 équations de type k-ω

Divers modèles de turbulence sont basés sur le transport de la variable $\omega = \frac{\epsilon}{k}$, fréquence caractéristique des structures inertielles, afin de calculer la viscosité turbulente $\nu_t = \frac{k}{\omega}$.

Le premier modèle $k-\omega$, proposé par Wilcox [91] possède la particularité d'être intégrable jusqu'en paroi sans modèle de paroi et ni calcul de distance à la paroi. Il est ainsi reconnu pour sa précision en paroi en particulier en présence de gradients de pression adverse, ce qui lui permet de bien prévoir les décollements de couche limite. Il perd en revanche en précision dans les écoulements libres et reste inapplicable en l'état aux cas d'aérodynamique externe du fait d'une sensibilité reconnue aux conditions aux limites sur les grandeurs turbulentes.

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} &= P & -\beta^* k\omega & + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_k \nu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} &= \alpha \frac{\omega}{k} P & -\beta \omega^2 & + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \end{aligned} \tag{12}$$

$$\beta^* = 0,09\,;\ \sigma_k = 0,5\,;\ \alpha = 5/9\,;\ \beta = 3/40\,;\ \sigma_\omega = 0,5$$

La version $k-\omega$ BSL (Base-line) de Menter [57] allie le modèle $k-\omega$ de Wilcox au modèle $k-\epsilon$ de Launder & Spalding [45]. L'idée est de conserver la précision et la robustesse du modèle $k-\omega$ en région de proche paroi et d'y ajouter les avantages du modèle $k-\epsilon$ en région d'écoulement libre à l'extérieur de la couche limite. Pour cela, Menter réécrit le modèle $k-\epsilon$ en une nouvelle version du $k-\omega$, qui diffère de la première par l'ajout d'un terme de diffusion et par la valeur des constantes, obtenant ainsi les équations (14). L'introduction d'une fonction de pondération notée F_1 permet ainsi l'obtention d'un modèle composite (voir équations 15) où F_1 vaut 1 en paroi – activant ainsi le modèle $k-\omega$ – et 0 loin des surfaces – activant le modèle $k-\epsilon$. Pour chaque constante Φ_1 du modèle original et son équivalent Φ_2 issu de la transformation du modèle $k-\epsilon$, on obtient alors $\Phi = F_1\Phi_1 + (1-F_1)\Phi_2$.

Réécriture des équations du modèle original de Wilcox [91] :

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} &= \frac{\tau_{ij}}{\rho}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} & -\beta^*\, k\omega & + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{k1}\,\nu_t)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \\ \frac{D\omega}{Dt} &= \frac{\gamma_1}{\mu_t}\,\tau_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} & -\beta_1\,\omega^2 & + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{\omega 1}\,\nu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \end{aligned} \tag{13}$$

$$\sigma_{k1} = 0,5 \;\; ; \;\; \sigma_{\omega 1} = 0,5 \;\; ; \;\; \beta_1 = 0,075 \;\; ; \;\; \gamma_1 = \beta_1/\beta^* - \sigma_{\omega 1}\kappa^2/\sqrt{\beta^*}$$

Transformation du modèle $k-\epsilon$ en modèle k-ω :

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} &= \frac{\tau_{ij}}{\rho}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad -\beta^* k\omega \quad +\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{k2}\,\nu_t)\,\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \\ \frac{D\omega}{Dt} &= \frac{\gamma_2}{\mu_t}\tau_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad -\beta_2\omega^2 \quad +\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{\omega 2}\nu_t)\,\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \quad +2\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \tag{14}$$

$$\sigma_{k2} = 1,0 \;\; ; \;\; \sigma_{\omega 2} = 0,856 \;\; ; \;\; \beta_2 = 0,0828 \;\; ; \;\; \gamma_2 = \beta_2/\beta^* - \sigma_{\omega 2}\kappa^2/\sqrt{\beta^*}$$

Nouvelles équations de transport :

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} &= \frac{\tau_{ij}}{\rho}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad -\beta^* k\omega \quad +\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{k}\,\nu_t)\,\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \\ \frac{D\omega}{Dt} &= \frac{\gamma}{\mu_t}\tau_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad -\beta\omega^2 \quad +\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_{\omega}\nu_t)\,\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \quad +2\sigma_{\omega}(1-F_1)\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \tag{15}$$

Fonctions de pondération :

$$\begin{aligned} F_1 &= \tanh\left[\left(\min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega y};\frac{500\nu}{y^2\omega}\right);\frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2}\right]\right)^4\right] \\ CD_{k\omega} &= \max\left(2\rho\sigma_{\omega 2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j};10^{-20}\right) \end{aligned}$$

Enfin, le modèle $k-\omega$ SST [57], pour *Shear-Stress Transport*, correspond au modèle BSL couplé à une redéfinition de la viscosité turbulente pour satisfaire la constance du rapport $a_1 = \frac{\overline{u'v'}}{k}$=0,31 dans une couche limite (relation de Bradshaw), confirmé expérimentalement. Cette modification, qui prend également en compte une nouvelle valeur de σ_{k1}, permet alors de mieux prévoir les écoulements en présence de gradients de pression adverse :

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1\omega\,;\,\Omega F_2)} \quad \text{avec} \quad F_2 = \tanh\left[\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^*\omega y};\frac{500\nu}{y^2\omega}\right)\right]^2\right] \quad \text{et} \quad \sigma_{k1} = 0,85$$

2.5 Modélisation SAS

La méthode de simulation aux échelles adaptées, ou Scale-Adaptive Simulation (SAS), a été développée par Menter [58] dans un premier temps à partir du modèle k-kL de Rotta, puis réécrite pour le modèle k-ω SST. Elle consiste à introduire un second terme source, noté Q_{SAS} dans l'équation de transport (16) de la deuxième grandeur turbulente, l'échelle ω. Ce terme, qui ne s'active qu'en dehors des couches limites, entraîne une diminution de la viscosité turbulente ν_t dans les zones très instationnaires susceptibles de développer de nombreuses instabilités, permettant ainsi la croissance et le transport des structures tourbillonnaires générées par ces dernières.

La modélisation SAS est ainsi apte à résoudre une partie du spectre turbulent tout en conservant une formulation URANS qui, contrairement à la LES, ne nécessite pas l'utilisation d'un filtre de sous-maille dépendant de la finesse du maillage. L'un des avantages principaux de la modélisation SAS est alors de pouvoir s'appliquer aussi bien à des maillages fins, où sa résolution donne des résultats comparables à ceux de la LES, qu'à des maillages de type industriels où,

sans atteindre la précision LES, il permet encore le développement d'une gamme de structures tourbillonnaires pour des calculs de moindre coût.

$$\frac{D\omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\mu_t}\tau_{ij}\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \mathbf{Q_{SAS}} - \beta\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + \frac{2\sigma_\omega}{\omega}(1 - F_1)\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{16}$$

$$\begin{cases} Q_{SAS} = \max(T_1 - T_2; 0) \\ T_1 = \rho\zeta_2\kappa S^2\left(\dfrac{L}{L_{vK}}\right)^2 \quad ; \; L = \dfrac{\sqrt{k}}{C_\mu^{1/4}\omega} \quad ; \; L_{vK} = \dfrac{\kappa S}{\|\Delta U\|} \quad ; \; \zeta_2 = 3,51 \quad ; \; C_\mu = 0,09 \\ T_2 = C\dfrac{2\rho k}{\sigma_\phi} \; \max\left(\dfrac{}{k^2}\dfrac{\partial k}{\partial x_j}\dfrac{\partial k}{\partial x_j}, \dfrac{}{\omega^2}\dfrac{\partial \omega}{\partial x_j}\dfrac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) \quad ; \; C = 2 \quad ; \; \sigma_\phi = \frac{2}{3} \quad ; \; S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \end{cases} \tag{17}$$

Diverses versions du modèle SAS existent dans la littérature. Elles diffèrent dans l'expression de L_{vK}, généralisation 3D de l'échelle de longueur de von Kármán [12].

2.6 Modélisation de la rugosité

Méthode générale

Les modèles de turbulence peuvent également prendre en compte l'effet d'une rugosité de paroi sur le développement de la couche limite et le coefficient de frottement. La modélisation de cet effet est généralement basée sur le concept de la *hauteur de grain de sable équivalente* qui permet d'assimiler tout motif rugueux à une rugosité de référence correspondant à une hauteur de grain de sable. Des corrélations expérimentales permettent ainsi de relier une géométrie de rugosité de hauteur h à son équivalent en hauteur de grain de sable h_S reproduisant la même augmentation de frottement en paroi. Les plus utilisées sont celles de Dirling [27].

En considérant les variables adimensionnées en unités de paroi, on note :

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad ; \quad h_S^+ = \frac{\rho u_\tau h_S}{\mu} \quad ; \quad U_e^+ = \frac{U_e}{u_\tau} \qquad \text{avec} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_P}{\rho}} \qquad \text{et} \quad \tau_P = (\mu + \mu_t)\frac{\partial U}{\partial y} \tag{18}$$

Le frottement C_f est directement lié à la vitesse extérieure U_e par la formule $U_e^+ = \sqrt{\frac{2}{C_f}}$. En outre, l'expérience montre que la zone logarithmique se retrouve également dans les couches limites sur paroi rugueuse, on obtient donc un décalage du profil comme présenté en Figure 17. Partant de ces observations, la méthode proposée par Aupoix [2] consiste à modéliser l'effet de la rugosité par une modification du profil de vitesse assurant un frottement cohérent avec les corrélations expérimentales. Pour une hauteur de rugosité donnée, le décalage δU^+ est déduit du frottement à obtenir et permet de remonter à un décalage fictif de paroi noté d_0^+.

Pour la résolution des équations RANS, la distance à la paroi y^+ intervenant dans les fonctions de paroi des modèles de turbulence est artificiellement décalée d'une quantité d_0^+. Pour un modèle à 2 équations, les valeurs à la paroi des quantités turbulentes transportées que nous noterons k_0^+ et ϕ_0^+ sont également modifiées, pour tenir compte du décalage d_0^+ à partir des profils de couche limite en paroi lisse pour le modèle de turbulence considéré. Par interpolation des développements numériques pour différentes hauteurs de rugosité h_S^+, on obtient alors des fonctions d'évolution

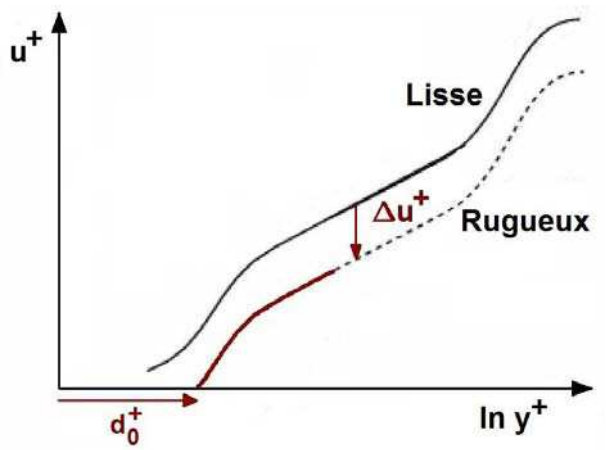


FIGURE 17 – Schéma des profils de vitesse sur parois lisse et rugueuse

des grandeurs en paroi selon la rugosité :

$$\begin{cases} y^+_{fict} = & y^+ + d^+_0 \\ d^+_0 = & f_d(h^+_S) \\ k^+_0 = & f_k(h^+_S) \\ \phi^+_0 = & f_\phi(h^+_S) \end{cases} \tag{19}$$

Cette méthode a été développée sur le modèle k-l de Smith puis étendue aux modèles de type k-ω ainsi qu'au modèle de Spalart-Allmaras [2, 3, 4].

Application au modèle k-kL

Les simulations réalisées dans cette thèse ont nécessité d'étendre la méthode de prise en compte de la rugosité décrite précédemment au modèle de turbulence k-kL. Pour cela, la loi empirique de Grigson [39] est choisie pour évaluer le décalage ΔU^+ en fonction de la hauteur de grain de sable équivalente adimensionnée h^+_S :

$$\Delta U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left[1 + \frac{h^+_S}{\exp\left[\kappa(8,5 - C)\right]} \right] \quad avec \quad \begin{array}{l} \kappa = 0,41 \\ C = 5,25 \end{array}$$

L'objectif est alors d'exprimer les décalages à la paroi d^+_0, k^+_0 et kL^+_0 en fonction de h^+_S qui permettent de reproduire un décalage de vitesse à l'extérieur de la couche limite correspondant au frottement recherché. On procède de manière itérative : pour une valeur de h^+_S, la loi de Grigson nous donne un décalage de vitesse, correspondant à un décalage d^+_0. Les expressions théoriques de k et kL dans la couche limite fournissent les valeurs k^+_0 et kL^+_0 correspondant à ce décalage de paroi.

En outre, pour une faible rugosité, le décalage fictif de paroi se situe dans la sous-couche visqueuse tandis que, pour une rugosité importante, il correspond à la zone logarithmique. L'étude du comportement asymptotique de U^+, k^+ et kL^+ sur profil lisse donne donc :

Quand $h_S^+ \to 0$:

$$\begin{cases} \Delta U^+ & = d_0^+ & = \dfrac{1}{\kappa} \ln \left[1 + \dfrac{h_S^+}{\exp\left[\kappa(8,5 - C)\right]} \right] \\ k_0^+ & = 0,055\, {d_0^+}^2 \\ kL_0^+ & = 10\, d_0^+ \end{cases}$$

Quand $h_S^+ \to +\infty$:

$$\begin{cases} \Delta U^+ = & \dfrac{1}{\kappa} \ln(d_0^+) + C = & \dfrac{1}{\kappa} \ln \left[1 + \dfrac{h_S^+}{\exp\left[\kappa(8,5 - C)\right]} \right] \\ k_0^+ & = \dfrac{1}{C_\mu} & \text{avec} C_\mu = 0,09 \\ kL_0^+ & = \dfrac{\kappa d_0^+}{C_\mu^{\frac{5}{4}}} \end{cases}$$

Les fonctions de décalage f_d, f_k et f_{kL} sont ainsi extraites des interpolations des valeurs obtenues pour différents h_S^+ et permettent d'assurer les conditions asymptotiques ci-dessus. Au final, des fonctions en tangentes hyperboliques ont été choisies afin de reproduire les décalages adéquates dans toute la gamme de h_S^+. Pour le modèle k-kL, la distance à la paroi y^+ est artificiellement décalée d'une quantité d_0^+ telle que :

$$\begin{aligned} d_0^+ = \quad f_d(h_S^+) = \quad & \left(1 - \tanh\left[\ln\left(1 + \frac{h_S^+}{200}\right)\right]\right) \times 2,44 \ \ln\left(1 + \frac{h_S^+}{3,79}\right) \\ & + \tanh\left[\ln\left(1 + \frac{h_S^+}{200}\right)\right] \times 0,116 \ \left(1 + \frac{h_S^+}{3,79}\right) \\ & +2,7 \ \left[\tanh\left(\frac{h_S^+ - 80}{80}\right) - \tanh\left(\frac{h_S^+ - 800}{300}\right)\right] \end{aligned} \tag{20}$$

Et les valeurs correspondantes de k^+ et kL^+ à la paroi sont données par les fonctions :

$$\begin{aligned} k_0^+ = \quad f_k(h_S^+) = \quad & \frac{1}{\sqrt{0,09}} \tanh\left[\ln\left(1 + \frac{h_S^+}{51}\right)\right] \\ & + \frac{1}{4,8}\left(1 - \tanh^2\left[\ln\left(\frac{h_S^+ - 550}{500}\right)\right]\right) \end{aligned} \tag{21}$$

$$\begin{aligned} kL_0^+ = \quad f_{kL}(h_S^+) = \quad & \left(1 - \tanh\left[\ln\left(1 + \frac{h_S^+}{200}\right)\right]\right) \times 24,39 \ \ln\left(1 + \frac{h_S^+}{3,79}\right) \\ & + \tanh\left[\ln\left(1 + \frac{h_S^+}{200}\right)\right] \times 0,965 \ \left(1 + \frac{h_S^+}{3,79}\right) \\ & +20 \ \left[\tanh\left(\frac{h_S^+ - 90}{80}\right) - \tanh\left(\frac{h_S^+ - 800}{300}\right)\right] \end{aligned} \tag{22}$$

Cette formulation a été insérée dans le code de calcul *elsA*, présenté en section suivante, et a fait l'objet d'une validation sur un cas de plaque plane, présentée en Annexe A. Notons enfin que cette méthode est également adaptée à des parois en translation ou en rotation.

3 Code de calcul *elsA*

3.1 Présentation générale

Le logiciel CFD multi-applications *elsA* (http ://elsa.onera.fr) [16, 15], pour ***e**nsemble **l**ogiciel pour la **s**imulation **A**érodynamique*, est développé par l'ONERA en collaboration avec le CERFACS. Ce code de calcul est dédié aux simulations numériques d'écoulements aérodynamiques internes ou externes en régimes subsoniques à supersoniques grâce à la résolution des équations Navier-Stokes 3D compressibles. *elsA* permet la simulation des écoulements autour de corps déformés en mouvement en repère absolu ou relatif. La gamme d'applications aérospatiales couvertes est ainsi très large : avions, hélicoptères, turbomachines, missiles, drones, fusées...

3.2 Intégration spatiale

La méthode de discrétisation utilisée dans le code *elsA* est celle des volumes finis, dans laquelle les valeurs à résoudre correspondent à des données moyennes sur une cellule de discrétisation et affectées au centre de ces cellules (approche "cell-centred"). Le domaine de calcul est un maillage tridimensionnel multi-domaines structuré par blocs, y compris pour les applications bidimensionnelles ou axisymétriques.

Flux convectifs

Deux types de schémas de discrétisation spatiale existent : les schémas centrés et décentrés.

Les schémas centrés, comme celui de Jameson [44], sont inconditionnellement instables. C'est pourquoi ces derniers sont toujours couplés à l'ajout d'une viscosité artificielle. Cette viscosité comporte deux termes : l'un de degré 2 permettant de gérer les discontinuités et le second de degré 4 correspondant à une dissipation numérique. Ainsi, si les simulations basées sur le schéma d'intégration centré de Jameson présentent un intérêt en termes de convergence, elles restent cependant très dissipative du fait de la viscosité numérique introduite pour stabiliser le schéma.

Les schémas décentrés amont de type schéma de Roe [74] sont basés sur la résolution du problème de Riemann et peuvent être classés dans les méthodes *Flux Difference Splitting* (FDS). Ils permettent l'intégration spatiale des équations de Navier-Stokes par décomposition de la solution en fonctions continues par morceaux puis résolution d'une forme linéarisée du problème de Riemann aux interfaces.

Si le schéma de Jameson est précis au second ordre, celui de Roe en revanche n'est que du premier ordre. La méthode de reconstruction Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws (MUSCL), introduite par Van Leer [84], permet l'extension des schémas amont comme celui de Roe à des approximations de second ordre en espace : l'état aux interfaces est "reconstruit" à partir des états au centre des cellules et d'une pente estimée par l'introduction d'un *limiteur*. Le principe du limiteur est de contraindre les dérivées spatiales (ou flux) entre les différentes mailles à un domaine de valeurs physiquement réalistes. Il permet alors d'éviter les oscillations artificielles provoquées par les discontinuités et les changements d'états brutaux. En présence de forts gradients ou de changements de pente brusques, le flux est évalué à l'aide d'un schéma basse résolution. A contrario, lorsque la solution est lisse, un schéma spatial haute-résolution est utilisé. Les différents limiteurs se distinguent ainsi par les caractéristiques du changement de résolution. Les limiteurs utilisés dans cette étude sous *elsA* sont les limiteurs minmod, van Leer et superbee.

Outre les schémas de Jameson et de Roe, différentes discrétisations spatiales des flux convectifs sont disponibles dans *elsA* dont l'approche Advection Upstream Splitting Method (AUSM)

[54] qui a été développée pour obtenir la même précision que les solveurs de Riemann en évitant l'inconvénient de l'obtention éventuelle de solutions non-entropiques. Elle est fondée sur la séparation du flux convectif en une composante liée à la convection du fluide et une autre liée à la propagation des ondes acoustiques.

Flux diffusifs

La détermination des flux diffusifs s'effectue en deux étapes : le calcul des gradients de vitesse, de température et des quantités turbulentes afin d'évaluer les densités de flux, puis la discrétisation spatiale de ces densités sur le maillage. La méthode "5 points" calcule les flux diffusifs aux centres des cellules à partir des gradients en ces mêmes centres, elle n'est cependant pas adaptée aux calculs avec préconditionnement bas-Mach. La méthode "3 points" calcule quant à elle les flux diffusifs aux interfaces à partir des gradients au centre de celles-ci. Ce principe, bien qu'efficace y compris avec préconditionnement bas-Mach, demeure très coûteux en temps CPU. La dernière méthode "5 points+correction" constitue un compromis aux deux autres en terme de coût et reste compatible avec l'utilisation d'un préconditionnement bas-Mach : elle calcule les flux aux interfaces à partir des gradients aux centres des cellules.

3.3 Intégration temporelle

Outre la résolution spatiale, la résolution des équations Navier-Stokes nécessite une discrétisation temporelle basée sur un pas de temps fixe ou variable noté Δt. Si l'utilisation de pas de temps locaux est possible en résolution stationnaire afin d'accélérer la convergence, les cas instationnaires nécessitent quant à eux des résolutions à pas de temps global afin d'assurer la cohérence temporelle des résultats.

Les méthodes d'intégration temporelle se classent en deux catégories : les méthodes explicites, où le pas de temps correspond au pas de temps physique, et les méthodes implicites qui itèrent également à l'intérieur des pas de temps physiques, introduisant ainsi un second pas de temps qualifié de "fictif".

Dans le cas d'un schéma temporel explicite, il est possible de dégager une interprétation physique des critères de stabilité convectif et diffusif : le pas de temps Δt ne doit pas excéder la durée nécessaire au transport des informations entre deux cellules voisines du maillage afin de ne pas propager (et amplifier) les erreurs. Le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) permet d'assurer la stabilité convective du schéma numérique utilisé. Il dépend des discrétisations à la fois spatiale et temporelle ainsi que de la célérité du son notée c. La valeur seuil du CFL assurant la stabilité varie ainsi selon les méthodes utilisées : pour le schéma centré de Jameson cette valeur équivaut à environ $2\sqrt{2}$ tandis que pour les schémas de type Roe la limite est de 1.

$$CFL = \frac{c\Delta t}{\Delta x}$$

Les méthodes explicites en temps sont généralement utilisées dans le cas d'écoulement instationnaires "rapides" présentant en particulier des fréquences importantes limitant l'usage de larges pas de temps. En revanche, pour les écoulements stationnaires "lents", les coûts de calculs (temps CPU) peuvent être considérablement réduits par l'usage de méthodes implicites. En effet, ces dernières étendent le domaine de stabilité des schémas et permettent ainsi l'utilisation de pas de temps plus importants.

3.4 Préconditionnement bas-Mach

A basse-vitesse, la convergence des méthodes numériques utilisées dans *elsA* pour la résolution des équations de Navier-Stokes en écoulement compressible est dégradée. Les écoulements bas-Mach tendent en effet vers une singularité ; la différence importante de vitesse entre les ondes acoustiques et les modes convectifs lents augmente alors considérablement le temps nécessaire à la convergence. L'utilisation d'un préconditionnement bas-Mach local permet de pallier ce problème. La forme des équations est modifiée, sans toutefois altérer leurs propriétés mathématiques, par l'introduction d'une matrice de préconditionnement. Deux préconditionneurs sont disponibles sous *elsA*, celui de Choi & Merkle [18] et celui de Weiss & Smith [88].

4 Analyses spectrales

L'utilisation d'approches instationnaires pour la résolution des écoulements implique un post-traitement des données permettant d'extraire les informations des signaux temporels. Si l'on considère un signal $x(t)$ sur une durée T suffisamment grande devant le temps caractéristique des phénomènes, les premières grandeurs analysées sont les moments statistiques avec la valeur moyenne μ_x et l'écart type σ_x, également appelée valeur RMS (Root Mean Square), dont le carré donne la variance.

$$\mu_x = \frac{1}{T}\int_0^T x(t)dt$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T (x(t)-\mu_x)^2 dt}$$

La *transformée de Fourier* $X(f)$ du signal $x(t)$ permet ensuite d'analyser le signal dans l'espace fréquentiel et d'extraire ainsi ses fréquences caractéristiques. Son équivalent dans le traitement de signaux numériques est la transformée de Fourier discrète $\widetilde{X}(f)$ du signal $x(n)$.

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\cdot e^{-2i\pi f t} dt$$

$$\widetilde{X}(f) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n)\cdot e^{-2i\pi f \frac{n}{N}}$$

Une seconde solution afin d'extraire les fréquences consiste à tracer la *Densité Spectrale de Puissance* $\Gamma(f)$ (DSP). Celle-ci est calculée par la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal. Elle représente la répartition de la puissance du signal selon les fréquences.

$$\Gamma(f) = \frac{|X(f)|^2}{T} \quad ; \quad \widetilde{\Gamma}(f) = \frac{|\widetilde{X}(f)|^2}{N}$$

5 Identification des structures tourbillonnaires

De nombreuses méthodes ont été développées pour l'identification et la visualisation des structures cohérentes d'un écoulement [47]. Ces approches sont adaptées à différents types de données (2D ou 3D) et leur efficacité varie en fonction du type d'écoulement. Quatre méthodes

sont présentées ici.

Les analyses des champs de vorticité et de pression constituent deux méthodes de base pour l'identification des structures.

Le critère le plus naturel est la vorticité : sa norme indique l'intensité tourbillonnaire et son signe permet d'identifier le sens de rotation des structures. Il est toutefois inadapté dans le cas d'écoulements cisaillés pariétaux où la vorticité des tourbillons est du même ordre de grandeur que le cisaillement moyen.

Le champ de pression donne également des informations. Il est en effet possible de montrer que le centre d'un tourbillon correspond à un minimum local de pression, traduisant l'équilibre entre les forces de pression et les forces centrifuges dans le repère du tourbillon (équilibre cyclostrophique). Contrairement à la vorticité, ce critère est efficace à proximité des parois mais est moins adapté à l'étude des couches de mélange.

Suite à ses observations, d'autres méthodes ont été développées dans le but d'obtenir un critère unique adapté à des types d'écoulement variés et qui soit en particulier efficace à la fois pour les écoulements libres et pariétaux. Parmi eux, plusieurs sont basés sur le calcul du tenseur gradient du vecteur vitesse.

Pour l'analyse des résultats numériques de cette étude, c'est le critère Q proposé par Hunt *et al.* [41] qui a été choisi. Ce critère détecte les structures cohérentes à partir de toutes les composantes de la matrice du gradient de vitesse par l'équation (23), où Ω est le tenseur de vorticité et S le tenseur des contraintes. Localement, l'écoulement est dominé par la rotation lorsque $Q >> 0$, c'est-à-dire lorsque la vorticité est supérieure à la déformation. Ce critère, l'un des plus couramment utilisé, a prouvé son efficacité dans divers types d'écoulement à la fois en champ libre en écoulement pariétal, comme dans le cas de la marche descendante [24]. En outre, cette méthode locale basée sur des données 3D est simple d'utilisation pour les simulations numériques où toutes les composantes de vitesse et les gradients sont connus en chaque point du maillage.

$$\begin{aligned} Q = \|\Omega\|^2 - \|S\|^2 \quad \text{avec} \quad S_{ij} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial U_j} + \frac{\partial U_j}{\partial U_i}\right) \\ \text{et} \quad \Omega_{ij} &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial U_j} - \frac{\partial U_j}{\partial U_i}\right) \end{aligned} \tag{23}$$

Pour les chapitres de validation des résultats numériques (Chapitres 3 et 8), les données expérimentales ont été traitées par l'Institut Pprime, qui ont choisi le critère Γ_2 [37] pour le dépouillement des plans PIV. Ce critère 2D est basé sur la construction d'un champ scalaire évaluant la rotation du fluide autour de chaque position de mesure. Pour cela, une surface de contrôle S est définie autour de chaque point P du plan considéré, telle que $S = \{M_i, i \in [1, N]\}$. En notant $\overrightarrow{V_{M_i}}$ la vitesse des points M_i de S et $\overrightarrow{n}$ la normale au plan (et donc à S), la valeur de Γ_2, obtenue par l'équation (24) est comprise entre -1 et 1. Le critère seuil $|\Gamma_2| > 2/\pi \simeq 0,6$ permet de distinguer les zones de l'écoulement dominées par la rotation et ainsi de délimiter une enveloppe pour les tourbillons.

$$\forall P \in D \quad , \quad \Gamma_2(P) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \frac{\overrightarrow{PM_i} \wedge \left(\overrightarrow{V_{M_i}} - \overrightarrow{U_S}\right)}{\|\overrightarrow{PM_i}\| \; \|\overrightarrow{V_{M_i}} - \overrightarrow{U_S}\|} \cdot \overrightarrow{n} \quad \text{avec} \quad \overrightarrow{U_S} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \overrightarrow{V_{M_i}} \tag{24}$$

6 Analyses de traînée

La traînée aérodynamique est la force de résistance à l'avancement qu'exerce l'air sur un objet au cours de son mouvement. Dans le domaine des transports, cette force joue un rôle essentiel sur le niveau de performance des véhicules, qu'ils soient aériens ou terrestres, et sa minimisation constitue à ce titre une tâche primordiale des ingénieurs aérodynamiciens.

Cet effort peut être calculé et séparé en différentes composantes à partir de résultats expérimentaux ou numériques selon diverses méthodes portant sur l'objet ou sur le fluide environnant.

6.1 Méthode champ proche

La méthode de calcul de traînée la plus directe, dite *méthode champ proche*, est d'intégrer les efforts en paroi. Il est alors possible d'obtenir une *séparation mécanique* des efforts : la composante tangentielle constitue les efforts de frottement (partie diffusive F_{diff}) tandis que la composante normale correspond aux efforts de pression (partie convective F_{conv}) :

$$\begin{aligned}
\overrightarrow{F} &= \iint_{S_{tot}} \left[-p\overrightarrow{n} + \overline{\overline{\sigma}}\cdot\overrightarrow{n}\right] dS \\
\overrightarrow{F_{conv}} &= \iint_{S_{tot}} -p\overrightarrow{n}\, dS \\
\overrightarrow{F_{diff}} &= \iint_{S_{tot}} \overline{\overline{\sigma}}\cdot\overrightarrow{n}\, dS
\end{aligned}$$

La traînée aérodynamique correspond à la projection de cette force selon l'axe de l'écoulement, généralement noté x. Elle se sépare donc elle-même en composantes convective et diffusive et peut être adimensionnée par la masse volumique ρ, la vitesse à l'infini amont V_∞ et la surface de référence S_{ref} (surface mouillée) pour donner le coefficient de traînée C_X :

$$F_X = \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 S_{ref} C_X$$

Les projections selon l'axe vertical et l'axe horizontal complétant le repère orthogonal sont respectivement désignés comme la portance et la force latérale. L'aptitude des efforts aérodynamiques à faire tourner l'objet peut quant à elle être évaluée par le calcul des moments selon les différents axes. Dans le cas de la roue, on considèrera essentiellement le moment en Y noté M_Y qui évalue la résistance de l'air à la rotation de la roue autour de son axe. Cette grandeur est particulièrement importante dans le sens où la puissance qu'elle dissipe *s'ajoute* à celle dissipée par les efforts de traînée pour l'estimation de la consommation des véhicules automobiles, comme expliqué en Annexe B.

6.2 Méthode champ lointain

La méthode *champ lointain* permet des analyses détaillées de traînée aérodynamique à partir de l'étude non plus de la surface de l'objet considéré mais du fluide dans lequel celui-ci est plongé. L'accent est donc mis sur l'influence de l'objet sur le fluide, en considérant le principe d'action-réaction. Une description détaillée de cette méthode, de ses avantages et des enjeux actuels est fournie par Destarac [25] ; seul le principe de la méthode est expliqué ici.

Prenons un corps imperméable quelconque de surface S_{corps} plongé dans un fluide. Un domaine de contrôle 3D (Figure 18) peut alors être défini, comprenant la surface S_{corps}, des surfaces d'entrée et de sortie S_{amont} et S_{aval}, et 4 surfaces latérales regroupées sous S_{lat}. On considère

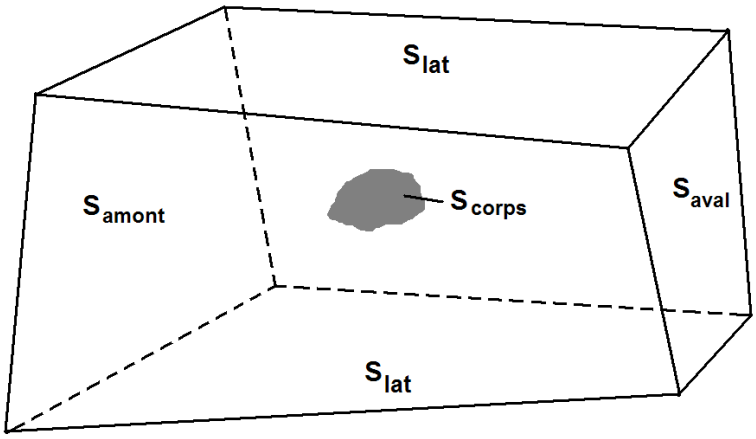


FIGURE 18 – Domaine de contrôle pour le bilan de quantité de mouvement

que ce domaine ne contient aucune source interne d'énergie et que les forces massiques sont y négligeables par rapport aux forces de pression et de frottement. En notant $\overrightarrow{n}$ la normale sortante du domaine, l'application du principe de conservation de quantité de mouvement donne :

$$\iint_{S_{corps}} \left[p\overrightarrow{n} - \overline{\overline{\sigma}}\cdot \overrightarrow{n}\right] dS = - \iint_{\substack{S_{amont}\cup S_{lat}\\ \cup S_{aval}}} \left[p\overrightarrow{n} + \rho\overrightarrow{V}\left(\overrightarrow{V}\cdot \overrightarrow{n}\right) - \overline{\overline{\sigma}}\cdot \overrightarrow{n}\right] dS \tag{25}$$

Le membre de gauche de l'équation (25) est l'expression de la force exercée par le fluide sur le corps, utilisée pour la méthode champ proche décrite précédemment. Le membre de droite, quant à lui, correspond à une intégration sur les frontières extérieures du domaine de contrôle. La traînée est alors obtenue par projection sur l'axe x et peut être exprimée en fonction des conditions à l'infini V_∞ et p_∞ par l'équation (26). En effet, si le domaine formé par les frontières extérieures est fermé, l'intégration du terme $p_\infty\overrightarrow{n}$ sur son contour est nulle ; sans production interne de masse, celle de $\rho\overrightarrow{V_\infty}\left(\overrightarrow{V_\infty}\cdot \overrightarrow{n}\right)$ l'est également.

$$F_X = - \iint_{\substack{S_{amont}\cup S_{lat}\\ \cup S_{aval}}} \left[(p-p_\infty)\,\overrightarrow{n} + \rho\left(\overrightarrow{V} - \overrightarrow{V_\infty}\right)\left(\overrightarrow{V}\cdot \overrightarrow{n}\right) - \overline{\overline{\sigma}}\cdot \overrightarrow{n}\right]\cdot \overrightarrow{x}\, dS \tag{26}$$

Le concept "champ lointain" consiste à considérer que les surfaces sont assez éloignées du corps pour respecter les conditions suivantes, afin de réduire la formule précédente à une intégration de vitesse et de pression dans un plan aval lointain (équation 27) :

- V=V_∞ et p=p_∞ sur S_{amont} et S_{lat}
- $\overline{\overline{\sigma}} = 0$ sur S_{amont} et S_{lat}
- $\overline{\overline{\sigma}}$ est négligeable sur S_{aval}

$$F_X = - \iint_{S_{aval}} \left[(p-p_\infty)\,\overrightarrow{x} + \rho\left(\overrightarrow{V} - \overrightarrow{V_\infty}\right)\left(\overrightarrow{V}\cdot \overrightarrow{x}\right)\right]\cdot \overrightarrow{x}\, dS \tag{27}$$

Dans le cas de l'étude d'une roue en rotation en contact avec un sol défilant, la surface inférieure du domaine correspond nécessairement au sol et ne peut donc être repoussée pour satisfaire les conditions précédentes. En revanche, la vitesse du sol est fixée à V_∞ et les efforts de pression et de cisaillement ne sont pas pris en compte en raison des projections sur l'axe x parallèle au sol. Par conséquent, la formule (27) est toujours applicable

L'un des apports majeurs de cette technique est de permettre la différenciation des mécanismes à l'origine de la traînée aérodynamique. En effet, l'impact des différents phénomènes sur le fluide varie, chacun d'entre eux modifiant un ou plusieurs paramètres de l'écoulement (enthalpie, entropie, vorticité...). A partir de données en aval de l'objet, il est alors possible de remonter aux mécanismes générateurs de traînée par l'étude de certaines grandeurs convectées par l'écoulement, telles que la pression génératrice, l'entropie ou le rotationnel axial. En outre, la méthode champ lointain permet l'obtention d'une répartition spatiale des différents termes.

L'essentiel du développement théorique est basé sur la séparation des effets réversibles (isentropiques) et irréversibles à l'aide du calcul d'un déficit de vitesse axiale. Le positionnement des sources de traînées est également utile pour différencier les différentes composantes irréversibles à savoir la traînée visqueuse (couches limites, sillage), la traînée d'onde (chocs) et la traînée numérique (non-physique, produite artificiellement par la résolution numérique).

Les méthodes champ lointain font encore l'objet de nombreuses recherches portant notamment sur l'amélioration du traitement des composantes numériques [26] et instationnaires [33] ou encore la prise en compte d'apports d'énergie comme dans le cas d'installations moteur [1].

6.3 Méthode des micro-traînées

La méthode des micro-traînées, très utilisée dans les études expérimentales en soufflerie, correspond à une analyse locale de l'écoulement grâce à certaines quantités utilisées dans la méthode champ lointain décrite précédemment, en particulier les pertes de pression génératrice P_t et de vitesse longitudinale V_X ainsi que la production de vitesse transverse (V_Y,V_Z).

Ces quantités n'étant pas mesurées dans un plan lointain mais dans un plan transverse quelconque généralement proche de l'objet, leur intégration ne permet pas de retrouver des valeurs globales de traînée. Cette méthode se base ainsi sur des approximations afin de mener des analyses purement qualitatives. Elle donne accès à la taille des sillages et à la localisation des structures tourbillonnaires génératrices de traînée et des zones particulièrement visqueuses. En outre, elle facilite la localisation des variations de traînée lors d'études paramétriques.

Des cartographies de traînée locale notée C_{Xloc} peuvent ainsi être obtenues dans divers plans transverses à l'écoulement. Une formule de base exprimée avec le coefficient de pression totale C_{Pt} est définie par :

$$\begin{aligned} C_{Pt} &= \frac{P_t - P_{t\infty}}{\frac{\gamma}{2} P_{t\infty} M_\infty^2} \\ C_{Xloc} &= \underbrace{(1 - C_{Pt}) - \left(1 - \frac{V_X}{V_\infty}\right)^2}_{\substack{\text{traînée visqueuse} \\ \text{irréversible}}} + \underbrace{\frac{V_Y}{V_\infty}^2 + \frac{V_Z}{V_\infty}^2}_{\substack{\text{traînée induite} \\ \text{réversible}}} \end{aligned} \tag{28}$$

Le premier terme fait intervenir les pertes de pression totale et les déficits de vitesse axiale ; il caractérise les *régions de sillage visqueux*. Le second terme est basé sur la composante longitudinale du rotationnel des vitesses (ou vorticité) ; il caractérise les *régions tourbillonnaires*.

Chapitre 1

Choix et adaptation des paramètres numériques

Ce chapitre décrit l'ensemble des éléments numériques choisis, créés ou adaptés pour la simulation numérique de l'écoulement 3D instationnaire se développant autour des roues dans le code de calcul Navier-Stokes *elsA* de l'ONERA, présenté en Section 3.1 des Méthodes. La première étape de la mise en place des calculs a consisté à choisir des géométries adaptées aux objectifs de la thèse et à créer des domaines de calcul associés à ces configurations. Des maillages adaptés aux différents cas ont ensuite été créés et la dernière étape du travail numérique a consisté à sélectionner dans le code *elsA* les modèles les mieux adaptés à la résolution des écoulements étudiés à partir de considérations théoriques et de simulations préliminaires.

1 Elaboration du domaine de calcul

Cinq géométries de roues et une géométrie de véhicule ont été définies en vue des différentes étapes de notre démarche. Les domaines de calculs associés ont ensuite été élaborés incluant le choix, et le cas échéant l'adaptation, des conditions limites.

1.1 Géométries

Géométries des roues

Diverses géométries de roues ont été utilisées afin de répondre d'une part à la stratégie de complexification de la géométrie choisie pour les études physiques et d'autre part à la validation expérimentale des résultats numériques.

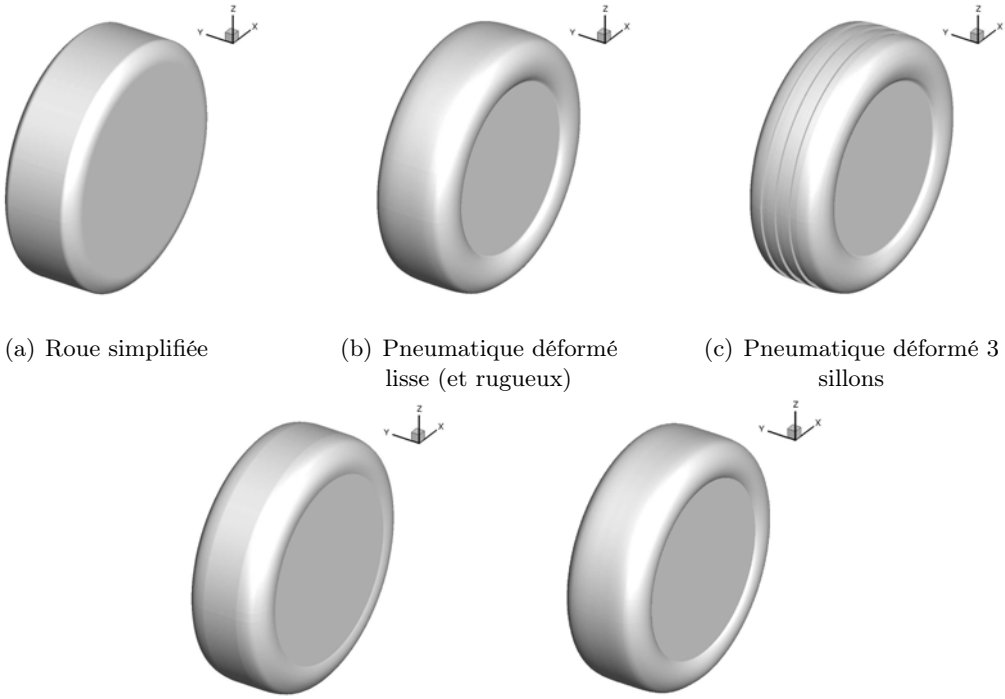
Les premiers calculs consacrés à la mise en place des méthodes numériques se sont appuyés sur un modèle basique constitué d'un cylindre rigide avec des épaules réalistes (Figure 1.1a). La géométrie devait en effet être simplifiée tout en évitant les arêtes vives susceptibles d'impacter les décollements et le sens de rotation des tourbillons.

Les analyses spatio-temporelles de l'écoulement ont ensuite été menées sur deux roues réalistes avec pneumatiques déformés. La majorité des études a été réalisée sur la géométrie de la

Figure 1.1b, utilisée pour les cas de pneumatiques lisse et rugueux. La seconde roue (Figure 1.1c) présente des dimensions, des jantes et des épaules identiques à la première mais comprend 3 sillons longitudinaux sur la bande de roulement ; elle est utilisée dans les Chapitres 4 et 7.

Enfin, les deux dernières géométries sont des reproductions fidèles des roues utilisées lors des essais en soufflerie pour la validation expérimentale des simulations numériques. La première (Figure 1.1d) correspond aux essais sur roue isolée, développés au Chapitre 3. La seconde (Figure 1.1e) reproduit les mini-pneumatiques des essais à échelle 2/5 en configuration véhicule et sont utilisés au Chapitre 8.

L'ensemble des géométries utilise des jantes pleines (disques) et respecte la norme 205/55/R16 avec un diamètre extérieur D=0,631 m et une largeur nominale L=0,205 m, à l'exception des mini-pneumatiques qui présente les mêmes proportions mais à l'échelle 2/5. Les différentes analyses sont ainsi réalisées à iso-dimensions. Cette étude réalisée dans le cadre d'une collaboration avec Michelin est en effet consacrée essentiellement à l'influence de la forme et de l'état de surface des pneumatiques. Dans ce cadre, le travail d'optimisation du pneumatique doit être réalisé à encombrement fixé pour ne pas prendre en compte les paramètres spécifiques aux performances du véhicule telles la géométrie des passages de roue ou l'assiette du véhicule (hauteur du soubassement par rapport au sol). La norme 205/55/R16 choisie ici est l'une des plus représentatives et constitue une référence standard en recherche chez Michelin.

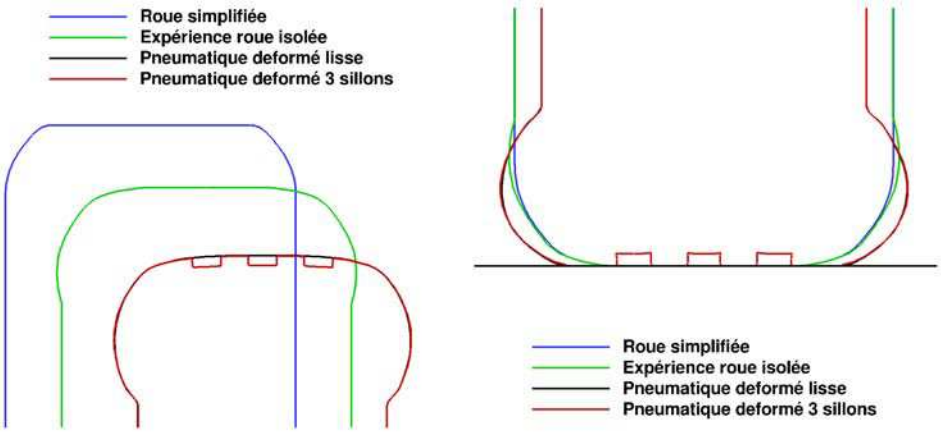


(a) Roue simplifiée (b) Pneumatique déformé lisse (et rugueux) (c) Pneumatique déformé 3 sillons

(d) Essais sur roue isolée (e) Essais sur véhicule

FIGURE 1.1 – Géométries des roues (créées à partir de profils Michelin)

Les géométries de roues ne présentant pas de déformation (Figures 1.1 a et d) sont obtenues par symétrie de révolution à partir d'un profil. Elles permettent l'utilisation de conditions limites simples (voir Section 1.2) mais impliquent cependant une autre difficulté, celle de la reproduction



(a) Profils sur le sommet (b) Profils près du sol

FIGURE 1.2 – Profils des pneumatiques (fournis par Michelin)

d'une aire de contact représentative. En effet, un contact plan est simulé par "enfoncement" de la roue dans le sol, la bande de roulement étant ainsi tronquée. Or la présence d'un rayon de courbure au niveau du contact au sol ne permet pas d'assurer une largeur correcte à moins d'un enfoncement très important. Pour remédier à ce problème, le profil choisi pour ces géométries est "raboté", c'est-à-dire qu'il présente une bande de roulement rectiligne assurant un contact sur toute la largeur de la roue pour un enfoncement minimum. Ce choix permet de maîtriser la dimension du contact transverse à l'écoulement, dont l'importance a été discutée en Section 2.1 de l'ETAT DE L'ART.

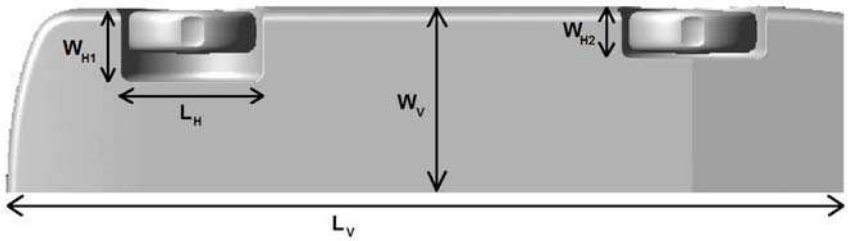
Les géométries de pneumatiques déformés avec ou sans sillons (Figures 1.1 b, c et e) sont créées à partir de calculs de déformation réalisés par Michelin. La surface du pneumatique est interpolée sous ICEM CFD à partir de profils extraits de ces calculs. Cette méthode présente l'avantage de reproduire les dimensions et la forme exactes du pneumatique et de son contact. Les effets de rugosité ne sont pris en compte que lors des calculs via une modélisation spécifique de la turbulence, comme expliqué dans la Section 2.6 des MÉTHODES ; aucune modification géométrique n'est donc requise.

Il est important de noter que la déformée du pneumatique avec sillons donne une zone de contact différente de celle obtenue pour la déformée de la même géométrie lisse. La présence des sillons longitudinaux modifie en effet la déformation du pneumatique, on peut donc obtenir des différences sur les dimensions de la zone de contact, l'épaisseur du boudin dans la zone de déflexion et le rayon supérieur lié aux forces centrifuges. L'impact de l'ajout de sillons comprend ainsi l'influence de la géométrie des sillons mais également de la modification du champ de déformation.

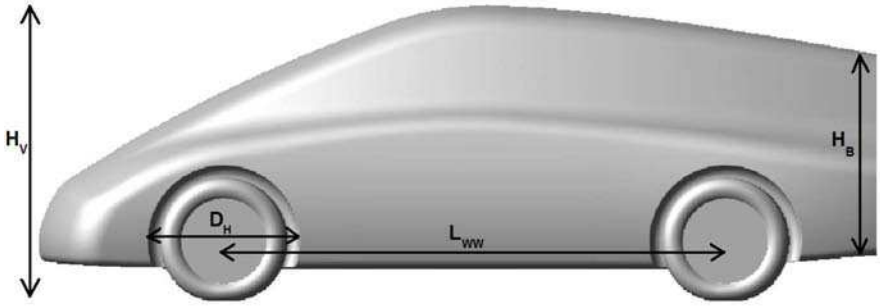
Géométrie du véhicule

Les études de l'écoulement en configuration véhicule ont été réalisées sur un corps simplifié dont la géométrie est présentée en Figure 1.3 et les dimensions principales sont résumées dans le Tableau 1.1. Ce modèle a été conçu par Michelin pour l'étude de l'aérodynamique des roues de voitures par le biais de simulations CFD et d'essais en soufflerie à échelle 2/5.

D'un point de vue physique, l'utilisation de géométries trop complexes multiplie les phé-



(a) Vue de dessous



(b) Vue de côté

FIGURE 1.3 – Géométrie du demi-véhicule simplifié

Longueur du véhicule	L_V	4,170 m
Longueur des passages de roue	L_H	0,706 m
Longueur roue à roue	L_{WW}	2,500 m
Hauteur du véhicule	H_V	1,805 m
Hauteur du culot	H_B	1,000 m
Largeur du demi-véhicule	W_V	0,930 m
Largeur du passage avant	W_{H1}	0,3265 m
Largeur du passage arrière	W_{H2}	0,2255 m
Diamètre des passages de roue	D_H	0,751 m

TABLE 1.1 – Dimensions du véhicule

nomènes aérodynamiques 3D instationnaires et complique l'analyse de l'impact spécifique des roues. Des simplifications s'imposent. Celles-ci sont choisies de manière à limiter les phénomènes instationnaires n'interagissant pas directement avec les roues et leur sillage, tels que ceux générés par les rétroviseurs, l'antenne, les montants des vitres ou les éléments du soubassement. On choisit également de ne pas représenter les liaisons entre les roues et la carrosserie, et de considérer des jantes pleines des deux côtés des roues. L'utilisation d'une moitié de véhicule et d'un plan de symétrie permet de limiter encore le nombre de phénomènes aérodynamiques, en éliminant les oscillations basses-fréquences de l'écoulement de culot. De même, l'utilisation d'arêtes vives autour du culot fixe la position des décollements et supprime une autre composante instationnaire éventuelle. En outre, l'utilisation d'un corps simplifié laisse espérer un comportement plus universel de l'écoulement, ce qui permettrait de généraliser les analyses physiques menées ici et d'étendre les conclusions à un maximum de modèles de véhicule.

L'ensemble de ces choix permet également de simplifier le maillage nécessaire à la résolution de

l'écoulement et de limiter les coûts de calculs et de post-traitement. A l'heure actuelle, le code *elsA* ne résout les écoulements que sur des maillages structurés hexaédriques. Si cette méthode présente des avantages du point de vue de la résolution numérique (précision, robustesse) comparée aux maillages non-structurés, elles restent difficiles à mettre en œuvre sur des géométries complexes. Par ailleurs, les phénomènes non-liés aux roues pourraient nécessiter de plus petits pas de temps et la suppression des basses fréquences du culot permet d'accélérer la convergence des statistiques et donc de diminuer la durée totale des calculs.

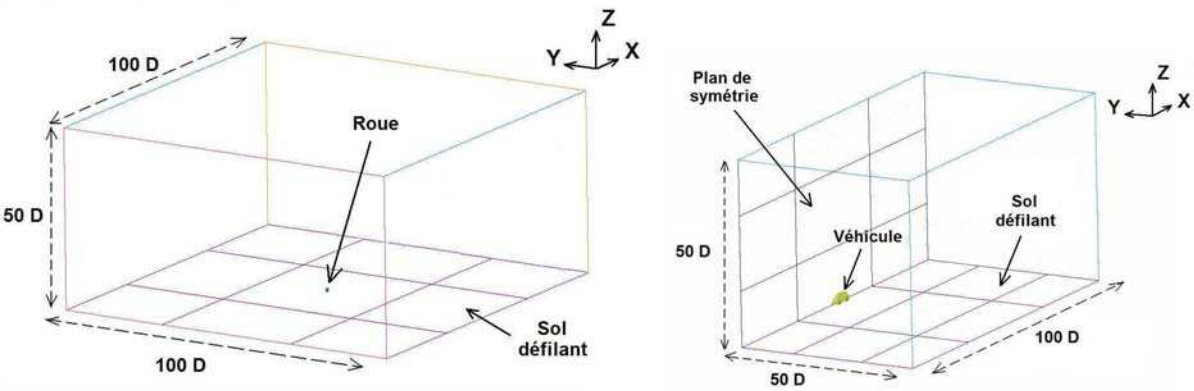
1.2 Conditions aux limites en champ libre

Les conditions aux limites spécifiques aux configurations expérimentales seront décrites dans les Chapitres 3 et 8 dédiés aux cas de validation.

Limites extérieures

Pour la représentation de l'écoulement en champ libre, la taille du domaine de calcul est choisie de manière à limiter l'influence des conditions limites extérieures de vitesse et de pression sur la zone d'intérêt à proximité de la roue, ou du véhicule, et dans son sillage. Dans le domaine de la Figure 1.4, élaboré sur roue isolée, les frontières extérieures autres que le sol sont éloignées de $50D$ dans toutes les directions de l'espace à partir du centre de la roue, origine du repère. L'axe X est orienté dans le sens de l'écoulement, l'axe Z est vertical, dirigé positivement vers le haut, et l'axe Y, aligné avec l'axe de rotation de la roue, complète le repère direct.

Pour la configuration véhicule, le domaine précédent est réduit de moitié par l'utilisation d'un plan de symétrie. Le véhicule est alors positionné de manière à ce que l'origine du repère se situe dans le plan de symétrie du véhicule, alignée en X avec le centre de la roue avant et à la hauteur du soubassement (voir Figure 1.5).



(a) Configuration roue isolée (b) Configuration véhicule

FIGURE 1.4 – Dimensions et orientation du domaine de calcul

La condition d'injection en entrée de domaine assure une vitesse à l'infini amont $V_\infty = 120$ km/h = 33,3 m/s. On obtient ainsi un nombre de Mach M=0,097 et un nombre de Reynolds basé sur le diamètre Re_D=$1,06 \times 10^6$. L'écoulement peut être considéré comme pleinement turbulent ; un taux de turbulence T_u=0,1% et un rapport de viscosité μ_t/μ=0,1 sont définis pour le calcul des variables turbulentes en entrée. La température est fixée à 293,15 K et la pression totale

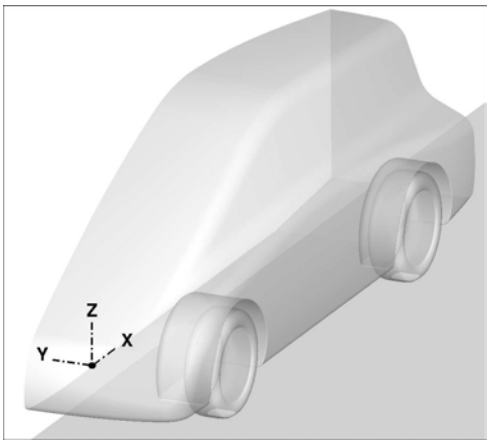


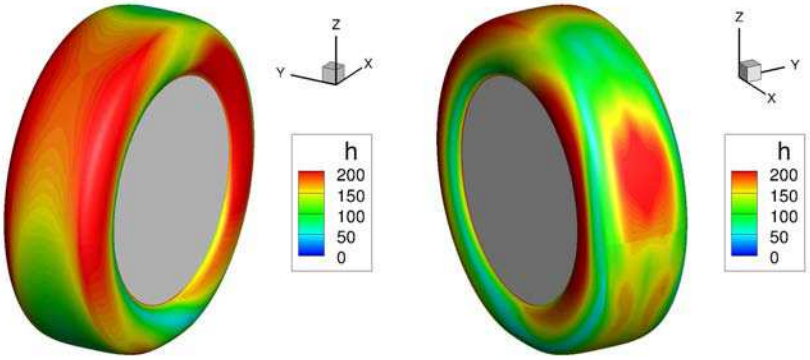
FIGURE 1.5 – Position du repère en configuration véhicule

à 10^5 Pa. La pression statique atmosphérique P_∞ est imposée en sortie et des conditions de non-réflexion sont prescrites sur les limites latérales et supérieure. Enfin, la vitesse du sol est synchronisée avec la vitesse de l'air par une condition de translation à V_∞.

Pour la configuration véhicule, les éléments de carrosserie sont traités comme des parois lisses adiabatiques immobiles sur lesquelles est imposée une condition d'adhérence. Une condition de symétrie est utilisée dans le plan Y=0.

Conditions de rotation des roues

Les jantes et le pneumatique sont traités comme des parois adiabatiques en rotation. Les effets thermiques liés à la température du pneumatique ne sont pas pris en compte car leur impact sur l'écoulement est négligeable devant les effets de convection. Un calcul avec pneumatique isotherme (à une température de 60°C) a permis de justifier ce choix ; les flux de chaleur ont pu être évalués (voir Figure 1.6) mais aucune variation des caractéristiques spatio-temporelles et des efforts aérodynamiques n'a été observée avec le cas adiabatique.

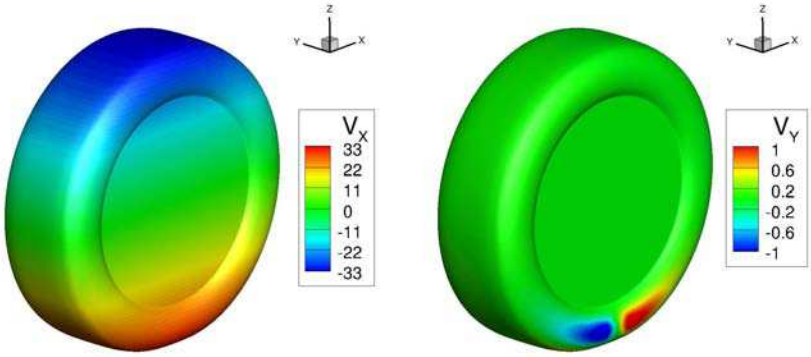


(a) Vue avant (b) Vue arrière

FIGURE 1.6 – Contours du coefficient d'échange thermique h (W.m^{-2}.K^{-}1) sur le pneumatique à 60°C (calculs *elsA* avec jantes adiabatiques)

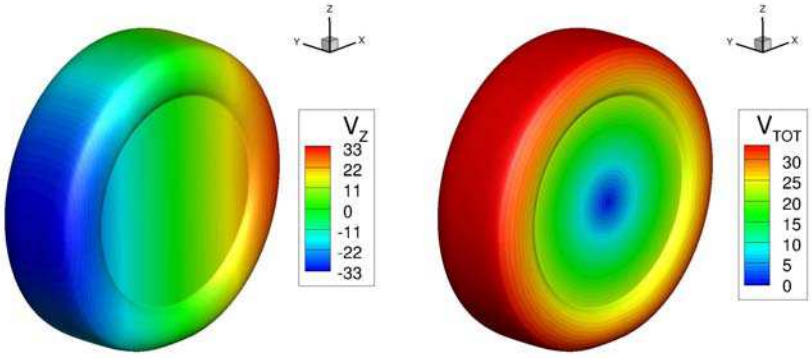
Sans l'utilisation de techniques spéciales comme les maillages tournants [61, 78] ou encore la méthode chimère [11], seules les conditions limites affectées en surface de la roue permettent de prendre en compte leur rotation, dont l'importance a été expliquée en Section 2.2 de l'ETAT DE L'ART. Pour cela, des conditions de vitesses sont prescrites à la paroi. Pour les géométries de révolution (pneumatiques non-déformés), *elsA* dispose d'une condition de rotation solide ; pour la vitesse de référence de 120 km/h, la vitesse angulaire est fixée à $\Omega = 108$ rad/s.

En revanche, pour les pneumatiques déformés, cette rotation solide n'est plus adaptée. Il a ainsi été nécessaire de coder une nouvelle condition aux limites dans *elsA*. Cette nouvelle fonction lit un fichier de données comportant les 3 composantes de vitesse en chaque cellule du maillage de la paroi en rotation. Pour chaque pneumatique, le vecteur vitesse local, correspondant à une vitesse globale de translation de 120 km/h, est extrait des calculs de déformation réalisés par Michelin. Les données de vitesses sont alors interpolées sur le maillage du pneumatique (Figure 1.7) et projetées sur la paroi de manière à imposer une vitesse tangentielle et donc à éviter une composante artificielle de soufflage ou d'aspiration. Les jantes sont quant à elles isolées de manière à leur affecter la condition de rotation solide. Cette méthode est applicable au pneumatique 3 sillons car les sillons choisis pour cette étude sont uniquement longitudinaux, la déformée du pneumatique ne varie donc pas au cours du temps.



(a) Vitesse longitudinale V_X

(b) Vitesse transversale V_Y



(c) Vitesse transversale V_Z

(d) Vitesse totale

FIGURE 1.7 – Vitesses de déplacement (en m/s) interpolées sur le pneumatique déformé lisse en rotation à 120 km/h

2 Maillages

Les maillages structurés hexaédriques sont créés avec le logiciel ICEM CFD. Ce logiciel permet la réalisation de maillages multi-blocs et facilite les études paramétriques en autorisant la projection d'un maillage existant sur différentes géométries. L'objectif a donc été de créer un maillage de référence sur roue isolée et un second sur véhicule présentant tout deux des topologies adaptables aux différentes géométries de notre étude, et donc réutilisables sous réserve de modifications mineures sur les différents cas de calcul.

Pour la qualité des maillages, un rapport d'aspect minimum de 0,4 est respecté autour de la zone de contact (coin avec mailles nécessairement écrasées) ; il ne descend pas en dessous de 0,8 pour le reste du domaine.

Configuration	Pneumatique	Nombre de mailles
Roue isolée	Simplifié rigide	8×10^6
	Déformés lisse et rugueux	8×10^6
	Déformé 3 sillons	15×10^6
	Expérimental	9×10^6
Véhicule	Déformés lisse et rugueux	18×10^6
	Déformé 3 sillons	22×10^6
	Expérimental	20×10^6

Table 1.2 – Taille des maillages

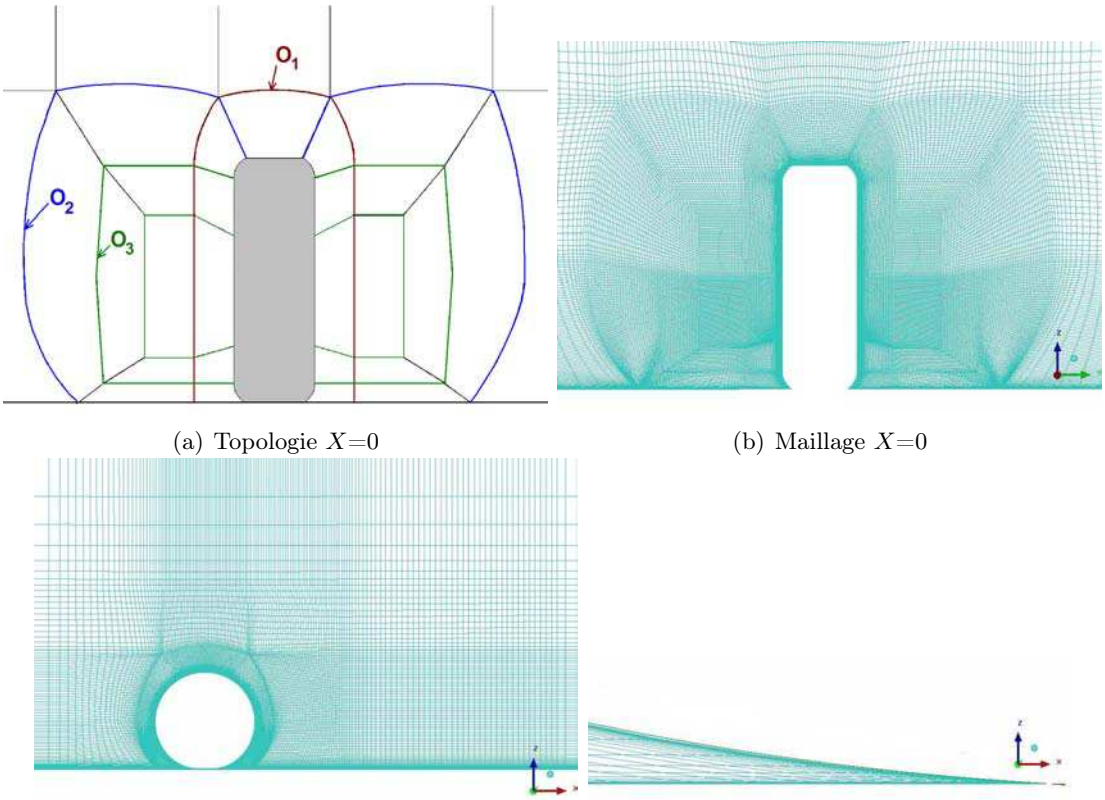
Les spécificités des maillages des configurations expérimentales seront décrites dans les Chapitres 3 et 8 dédiés aux cas de validation.

2.1 Maillage des roues

Le maillage des roues est basé sur la technique des découpes en O qui permet le maillage de surfaces courbes ou circulaires. Que ce soit pour les études sur roue isolées ou celles en configuration véhicule, le maillage des jantes et des pneumatiques utilise toujours la même topologie, dont un schéma est présenté en Figure 1.8. Celle-ci est construite en partant du constat que la résolution des couches limites du sol et du pneumatique est nécessaire à la reproduction des phénomènes caractéristiques, notamment du phénomène de pompage visqueux.

Le découpage d'un premier O, noté O_1, sert à la résolution des couches limites du pneumatique et des jantes jusqu'à la paroi ($y^+ \leq 1$, voir définition page 33 équation 18) sans aucune répercussion du nombre de mailles sur le reste du domaine. Pour le cas de référence du pneumatique déformé lisse à 120 km/h, la première maille est située à 5×10^{-6} m et donne $0,06 \leq y^+ \leq 0,6$ sur les jantes et $0,1 \leq y^+ \leq 1$ sur le pneumatique, les valeurs maximales étant localisées sur la partie amont supérieure, au contournement des épaules. La topologie choisie permet également la gestion de la densité de points à proximité des roues. Des O transverses, notés O_2 et O_3, sont créés afin d'assurer le maillage des jantes de manière circulaire et de pouvoir ainsi dégager la jonction entre les jantes et le pneumatique. Le maillage est également adapté à la résolution de la couche limite du sol et à celle de la zone de contact entre la roue et le sol (pics de pression et zones de *jetting*). Pour finir, la topologie du maillage permet l'utilisation de mailles parallélépipédiques dans le sillage, orientées selon la direction principale de l'écoulement afin d'assurer une résolution correcte de cette zone jusqu'à 3 diamètres de roue en aval.

La densité de cellules autour de la roue et dans son sillage est comparable à celle utilisée par Axerio [7] et semble suffisante à l'obtention de solutions indépendantes en maillage.



(a) Topologie X=0

(b) Maillage X=0

(c) Maillage Y=0

(d) Maillage en amont du contact Y=0

FIGURE 1.8 – Maillage de référence de la roue isolée

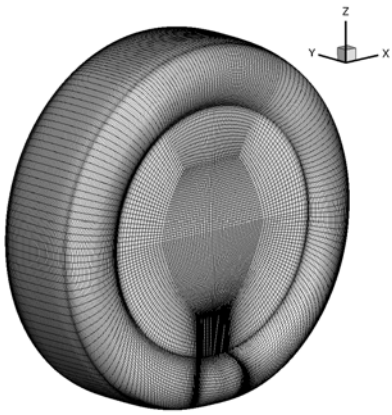
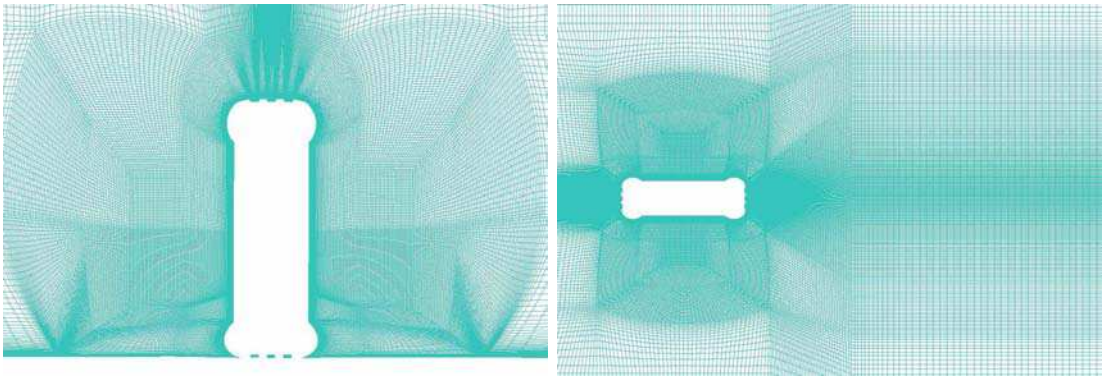


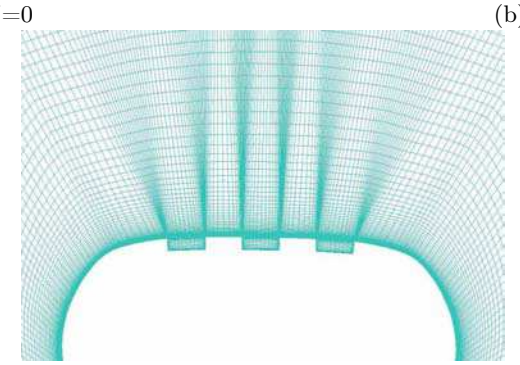
FIGURE 1.9 – Maillage de la surface de la roue isolée avec pneumatique déformé

Pour la prise en compte des sillons, des blocs supplémentaires sont créés, formant un O interne à chaque sillon. Le découpage extérieur n'est donc pas affecté ; seul le nombre de points dans le sens de la largeur des sillons (direction horizontale transverse à l'écoulement) varie afin

de permettre la résolution des couches limites de ces derniers. L'ensemble des couches limites est toujours résolu jusqu'à la paroi, par respect de la condition $y^+ \leq 1$ pour la première maille.



(a) X=0 (b) Z=0



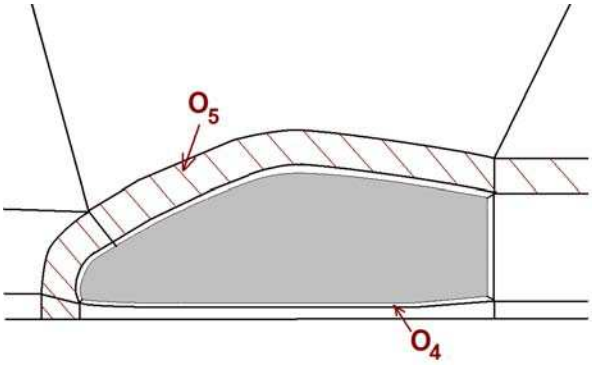
(c) Zoom sur les sillons

FIGURE 1.10 – Adaptation du maillage pour la prise en compte des sillons longitudinaux

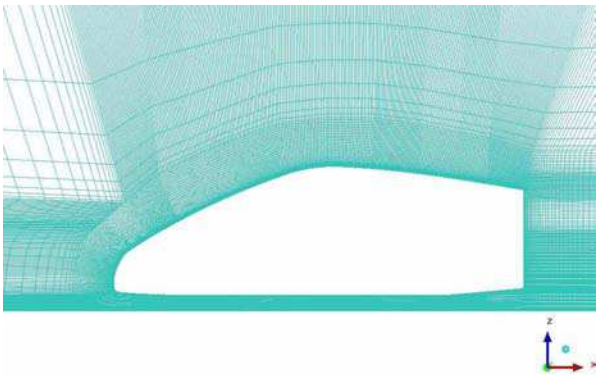
2.2 Maillage du véhicule

La topologie du maillage autour du véhicule est également basée sur des découpes en O, comme présenté sur la Figure 1.11a. La résolution des couches limites du corps du véhicule est assurée par un premier O de faible épaisseur englobant l'ensemble de la carrosserie (O_4). Un second découpage (O_5) permet de définir la zone d'intérêt du calcul incluant le véhicule et son sillage afin d'y maîtriser au mieux la densité de points et d'assurer l'utilisation de mailles parallélépipédiques dans le sillage de la carrosserie, orientées dans la direction dominante de l'écoulement (direction longitudinale). Le maillage à proximité des roues est identique à celui utilisé pour les calculs sur roue isolée, les découpages s'appuyant désormais sur le passage de roue (Figure 1.11b).

La prise en compte des sillons se fait de manière analogue au cas de la roue isolée. L'ajout de points au niveau du pneumatique implique cependant une forte augmentation du nombre total de cellules dans le maillage et donc du coût de calcul. En outre, la répercussion de ces points supplémentaires sur le reste du maillage, et notamment sur le haut du véhicule, implique une modification importante du découpage des blocs afin de respecter l'équilibre et la continuité du maillage. L'utilisation de la méthode de maillage non-coïncident, également choisie pour un cas de validation (voir Chapitre 3), s'avère donc être un choix judicieux dans le sens où il permet à la

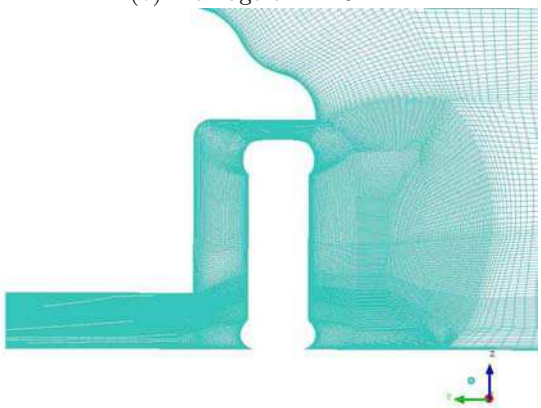


(a) Schéma de la topologie en Y=0



(b) Maillage en Y=0

(c) Maillage en surface de la carrosserie



(d) Maillage autour de la roue avant

FIGURE 1.11 – Maillage du véhicule

fois de réduire le coût des calculs mais également de conserver un maillage strictement identique autour du véhicule en dehors des passages de roues quels que soient les pneumatiques utilisés.

La Figure 1.12 présente les frontières des trois sous-maillages qui ont été définis :

- 2 zones *internes*, l'une à l'avant et l'autre à l'arrière, englobant chacune une roue, l'intérieur du passage de roue associé et les découpages transverses de la roue (O_2 et O_3 sur la Figure 1.9a)
- 1 zone *externe* correspondant au reste du domaine, strictement identique au maillage avec pneumatique lisse

Notons que la résolution des zones internes est assurée par l'ajout de points uniquement dans la direction horizontale et dans le prolongement des sillons. Ainsi, les autres frontières sont traitées comme non-coïncidentes mais présentent un maillage strictement identique de part et d'autre ; il n'y a donc aucune discontinuité et théoriquement aucune perte d'information.

L'analyse des résultats sur roue isolée du Chapitre 4 permet de confirmer que les zones internes sont suffisamment étendues autour des pneumatiques pour permettre la résolution de l'écoulement s'échappant des sillons. En d'autres termes, les interfaces entre les zones internes et la zone externe sont suffisamment éloignées dans le sillage pour limiter la perte d'information :

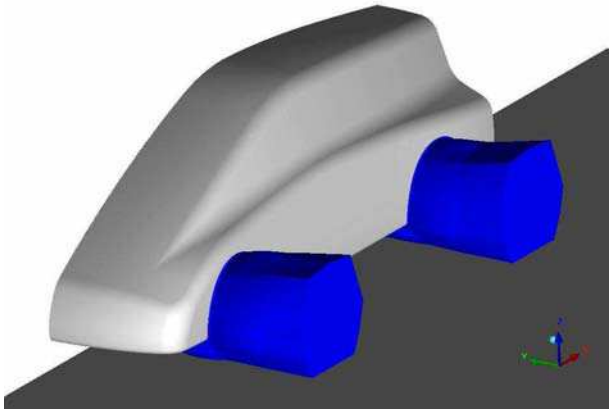


FIGURE 1.12 – Frontières non-coïncidentes délimitant les 3 sous-maillages de la configuration véhicule avec pneumatiques 3 sillons

on retrouve des structures de taille comparable à celles du sillage des pneumatiques lisses mais ayant déjà été soumises aux effets des sillons.

3 Sélection des modèles numériques pour la résolution de l'écoulement

Les choix initiaux, comme celui du type de simulations, sont fondés sur le contexte industriel de l'étude et certaines considérations théoriques. Une présélection des paramètres numériques a ensuite été menée grâce aux premiers calculs sur la géométrie de roue simplifiée puis la sélection du modèle de turbulence et des schémas d'intégration a été définitivement confirmée lors des études sur roues isolées, comprenant notamment la validation expérimentale.

Le but est ici de présenter et justifier l'ensemble des choix numériques avant le développement des analyses physiques des chapitres suivants ; pour un meilleur confort de lecture, les résultats de calcul ayant servi de base à certains de ces choix sont reportés en Annexe C.

3.1 Type de simulations

Le choix du type de simulations utilisées dans le cadre de ce projet s'est porté sur l'approche instationnaire URANS présentée en Section 2 des MÉTHODES. Il se justifie par des raisons à la fois physiques, numériques et économiques.

D'un point de vue physique, le sillage des corps émoussés tels que les roues de voitures est le siège d'une instationnarité naturelle qu'il semble important de caractériser dans un travail dont l'objectif principal est la compréhension de l'écoulement et des phénomènes physiques mis en jeu. La résolution instationnaire apporte ainsi des informations temporelles nécessaires à la description de la dynamique des sillages mais également très utiles pour la compréhension des phénomènes d'interaction entre les tourbillons et avec la carrosserie.

D'un point de vue numérique, l'instationnarité naturelle de l'écoulement requiert l'utilisation de simulations aptes à reproduire les phénomènes instationnaires principaux tels que celui des lâchers tourbillonnaires. L'utilisation de simulations RANS stationnaires se heurte ainsi à des problèmes numériques dans le sens où il est impossible de converger vers une solution moyenne

sans l'ajout artificiel de viscosité numérique via un relâchement du maillage ou l'utilisation de schémas d'intégrations dissipatifs (schéma de Jameson avec une forte dissipation de degré 4, schéma de Roe avec un nombre de Harten élevé...). Dans cette étude, quelques calculs RANS stationnaires ont été tentés sur le cas de la roue simplifiée et seule l'utilisation d'un maillage 1 point sur 2 couplée au schéma de Jameson ou à celui de Roe avec limiteur minmod permet la convergence des résultats. Cette difficulté à obtenir une solution stationnaire a déjà été observée à la fois sur roue isolée fixe [5] ou en rotation [9, 7] et sur des configurations véhicule [8].

En outre, il est établi que pour les écoulements naturellement instationnaires, les méthodes instationnaires fournissent également des résultats moyennés d'une meilleure précision, notamment pour la prévision des efforts aérodynamiques exercés sur l'objet [42].

Enfin, dans un cadre industriel, le coût de simulations de type Direct Navier-Stokes (DNS), Large-Eddy Simulations (LES) ou même hybrides RANS/LES reste encore prohibitif. Les études CFD ont donc été restreintes à des cas de simulations URANS basées sur des modèles de turbulence à 1 ou 2 équations. Pour la configuration véhicule, qui sera étudiée en Partie 2, la méthode URANS avancée SAS (voir Section 2.5 des Méthodes) sera également testée.

Notons également que pour la vitesse de référence des calculs, à 120 km/h, le nombre de Mach à l'infini amont est M=0, 097 ; l'utilisation d'un pré-conditionnement bas-Mach est donc requise pour la résolution des équations URANS du fait des faibles vitesses mises en jeu. Dans *elsA*, le préconditionneur le plus robuste est celui de Weiss-Smith [88], qui s'est montré efficace dans un grand nombre d'applications dans le cadre des activités de l'ONERA.

3.2 Schémas d'intégration

Intégration temporelle

Le choix de la discrétisation temporelle s'est porté sur une résolution explicite avec un pas de temps global de Δt=10^{-5} s, permettant d'assurer la condition de stabilité convective $CFL \leq 1$ dans tout le domaine.

L'utilisation d'un pas de temps global est rendue indispensable par le choix des simulations instationnaires de type URANS afin d'assurer la cohérence temporelle des résultats. Les comparaisons avec sur roue isolée avec des calculs à Δt_{test}=5×10^{-6} ne montrent aucune évolution. La valeur du pas de temps est en fait très inférieure à la valeur maximale nécessaire dans le sillage des roues. Δt est ici dimensionné par la zone de contact avec le sol ; il permet de minimiser le nombre de CFL sur les quelques rangées de cellules où apparaissent les importants pics de pression positifs et négatifs. Ainsi, le nombre de CFL dans le sillage de la roue isolée est inférieur à 0,1, ce qui est cohérent avec les résultats de la littérature qui estiment généralement à 10^{-4} s le pas de temps maximal pour atteindre l'indépendance des résultats à la discrétisation temporelle [7].

Les schémas implicites Dual Time-Step [43] et Gear [34] ont également été testés sur roue isolée. Les résultats obtenus avec un pas de temps physique de 5×10^{-5} et 10 sous-itérations sont semblables à la résolution explicite à Δt_{test}=5×10^{-6} en ce qui concerne à la fois la topologie de l'écoulement et le comportement instationnaire mais l'utilisation de sous-itérations n'a pas permis de réduire les coûts de calculs. On préfère donc procéder à des calculs explicites afin d'être certains de respecter la condition de stabilité convective dans le domaine.

Intégration spatiale

Quatre schémas spatiaux ont été testés pour l'intégration des flux convectifs : le schéma centré de Jameson [44] et le schéma amont décentré de Roe [74] étendu au 2e ordre avec 3 limiteurs plus ou moins dissipatifs (minmod, superbee et van Leer [67]).

Le choix de la discrétisation spatiale s'est porté sur le schéma de Roe au 2e ordre. Si l'évolution globale des coefficients aérodynamiques est généralement semblable à celle obtenue avec le schéma de Roe, le schéma de Jameson s'avère très dissipatif, notamment au niveau du *jetting* (voir Annexe C) et engendre souvent une forte dissymétrie gauche/droite de l'écoulement. En outre, l'association du schéma centré de Jameson à la résolution temporelle explicite (schéma décentré amont d'Euler) donne des résultats instables. Seule la viscosité numérique stabilise alors l'écoulement. Ce schéma a donc été rapidement écarté.

Pour la reconstruction au 2e ordre, les 3 limiteurs produisent des résultats semblables en termes de topologie. Le cas de la roue isolée se révèle cependant relativement sensible à ce paramètre et permet de distinguer nettement les limiteurs – minmod étant le plus dissipatif et superbee le moins dissipatif. Ainsi, moins la dissipation numérique est importante, plus les instabilités peuvent se développer. L'écoulement est alors plus sensible à l'instationnarité (structures plus nombreuses et spectre fréquentiel plus étendu) mais la stabilité des calculs est remise en cause avec une difficulté à converger dans certaines configurations comme par exemple en présence de sillons (voir Annexe C).

Au final, le schéma de Roe avec limiteur minmod s'est révélé le plus robuste sur roue isolée avec pneumatique rigide ou déformé. En outre, il s'est montré apte à reproduire la structure de l'écoulement et son comportement temporel lors de la validation expérimentale présentée au Chapitre 3.

Seul le cas de simulation SAS sur véhicule sera présenté avec un autre schéma d'intégration spatiale, à savoir le schéma AUSM+ [54]. Sur roue isolée, ce schéma donne généralement des résultats semblables à ceux du schéma de Roe avec limiteur Superbee pour les calculs utilisant des modèles de turbulence à 1 ou 2 équations de transport. En revanche, allié aux simulations avancées de type SAS, il favorise le développement des instabilités génératrices de structures tourbillonnaires et donc la résolution d'une plus grande partie du spectre turbulent.

Pour l'intégration des flux diffusifs, c'est la méthode "5 points + correction" (voir Section 3.2 des Méthodes) qui a été préférée pour cette étude dans l'ensemble des configurations. Celle-ci constitue un compromis aux deux autres en termes de coût de calcul et reste compatible avec l'utilisation d'un préconditionnement bas-Mach.

3.3 Modèles de turbulence

Lors des études sur roue isolée, différents modèles de turbulence à viscosité turbulente ont été testés. Le choix de cette modélisation est justifié par le contexte industriel de l'étude qui nécessite l'utilisation de modèles simples, robustes et peu coûteux. Les modèles testés sont le modèle à 1 équation de transport Spalart-Allmaras et les modèles à 2 équations k-kL et k-ω SST, présentés respectivement en Sections 2.2, 2.3 et 2.4 de la partie Méthodes.

Le modèle de Spalart-Allmaras est la formulation à 1 équation de transport la plus utilisée en CFD tandis que le modèle k-ω SST est reconnu pour son efficacité dans les zones soumises à la rotation comme dans le domaine des turbomachines. Ils sont tout deux disponibles dans la plupart des codes industriels. Le modèle k-kL est un modèle à 2 équations développé par

l'ONERA. Sa formulation vise en particulier à prévoir correctement les couches limites en gradient de pression adverse et s'est révélée efficace dans divers types d'écoulements (écoulements décollés, prévision de décrochage statique et dynamique...).

Sur le cas simplifié ayant servi de support aux premières études numériques (voir Annexe C), les trois modèles se sont révélés aptes à reproduire les pics de pression positif et négatif à l'origine du *jetting* ainsi que le décollement supérieur en amont du sommet. Les topologies obtenues sont relativement semblables en ce qui concerne le nombre et l'agencement des tourbillons malgré des variations d'intensité et d'instationnarité. En outre, l'instationnarité est toujours localisée dans la partie inférieure du sillage. En revanche, des différences majeures sont apparues concernant la position angulaire du décollement supérieur, les niveaux de dissipation visqueuse dans le sillage et les fréquences caractéristiques de l'écoulement.

Les informations de la littérature n'étant pas suffisantes pour sélectionner le modèle de turbulence le plus approprié, c'est le cas de validation qui a permis le choix définitif du modèle grâce aux comparaisons entre résultats expérimentaux et numériques. Nous verrons dans le Chapitre 3 que l'un des éléments discriminants pour le choix du modèle de turbulence réside dans la prévision de la zone de recirculation en aval du décollement supérieur.

Au final, le modèle de turbulence k-kL a été choisi pour sa précision et sa robustesse sur les écoulements de roues isolées. Le modèle k-ω SST s'est révélé être inadapté dans plusieurs configurations (pneumatique 3 sillons, cas expérimental dissymétrique), notamment en ce qui concerne la prévision des structures supérieures liées au décollement en point selle sur le sommet de la roue (voir Annexe C). Le modèle de Spalart-Allmaras a été écarté en raison de son caractère dissipatif, qui limite le développement des phénomènes instationnaires dans le sillage et le rend plus sensible au limiteur utilisé. En outre, lors de la validation expérimentale du Chapitre 3, le modèle k-kL s'est montré apte à reproduire les caractéristiques spatio-temporelles de l'écoulement.

L'approche avancée SAS sera aussi testée sur le cas véhicule afin d'évaluer les différences de précision des méthodes URANS pour ce type d'applications et enrichir les analyses, notamment topologiques, de l'écoulement. Ce modèle, seul URANS avancé intégré à *elsA*, permet en effet une résolution spatio-temporelle bien supérieure à celle des modèles à 2 équations tout en conservant un maillage de type industriel. Il capte alors une partie du spectre turbulent en favorisant le développement des structures tourbillonnaires dans les zones décollées et cela sans nécessiter un raffinement du maillage et donc une augmentation des coûts de calculs. Si le modèle SAS utilisé ici est basé sur le modèle $k-\omega$ SST, son comportement le rend peu dépendant au modèle sous-jacent.

Bilan

Des géométries de roues et un modèle de véhicule adaptés aux objectifs de la thèse ont été choisis et une méthodologie de mise en place des calculs a été élaborée du traitement de la géométrie à la création de maillages adaptés aux différentes caractéristiques des configurations traitées. L'ensemble des modèles numériques choisis ensuite pour la résolution des équations URANS, ou intégrés pour l'occasion dans le code *elsA*, est adapté aux caractéristiques physiques de l'écoulement sur roue isolée ainsi qu'aux différents pneumatiques étudiés. Les résultats s'étant montrés particulièrement sensibles à la modélisa-

tion de la turbulence et la résolution spatiale (voir Annexe C), le choix de ces paramètres s'est porté sur des modèles robustes permettant de reproduire au mieux les phénomènes caractéristiques sans porter atteinte à la stabilité des calculs.

Les chapitres suivants sont consacrés à l'analyse physique des résultats sur roues isolées ou montées sur un véhicule. Elles sont illustrées par les simulations réalisées avec le jeu de paramètres numériques jugé le plus satisfaisant et permettant la convergence des calculs vers une solution physique pour l'ensemble des configurations (voir Tableau 1.3).

	Choix	**Option(s)**
Résolution	URANS	Préconditionnement bas-Mach
Modèle de turbulence	k-kL	Version adaptée à la prise en compte de la rugosité
Intégration spatiale	Roe	2e ordre avec limiteur minmod
Intégration temporelle	Explicite	$\Delta t = 10^{-5}$s dans tout le domaine

Table 1.3 – Paramètres numériques choisis pour l'analyse de l'écoulement autour d'une roue isolée ou d'un véhicule

Chapitre 2

Caractérisation de l'écoulement en présence d'un pneumatique lisse

Le premier objectif des analyses physiques a été de fournir une description détaillée de l'ensemble des caractéristiques spatio-temporelles de l'écoulement pour le cas de référence de la roue isolée avec pneumatique lisse déformé. Pour cela, des analyses spatiales ont été menées sur les phénomènes caractéristiques de la roue en rotation ainsi que sur la topologie du sillage, puis complétées par l'étude de la dynamique de l'écoulement (effets d'instationnarité). L'ensemble de ces caractéristiques a également pu être relié aux forces aérodynamiques exercées sur la roue et à leur évolution.

Les simulations présentées ici ont été réalisées avec le modèle de turbulence k-kL et l'ensemble des paramètres numériques choisis au Chapitre 1 et résumés dans le Tableau 1.3 (page 58).

1 Analyses spatiales

Les données sont moyennées sur 2×10^5 pas de temps, soit 2 secondes, ce qui suffit à atteindre la convergence des valeurs moyennes de forces et de vitesse ainsi que la convergence des RMS. La visualisation de données instantanées permet d'obtenir des informations complémentaires sur l'organisation spatiale des structures et une première idée de leur caractère instationnaire en vue des analyses temporelles.

1.1 Phénomènes caractéristiques

La première partie des analyses spatiales a consisté à confirmer la présence des phénomènes spécifiques à la roue en rotation que sont le pompage visqueux et le décollement supérieur, et à vérifier les caractéristiques mentionnées dans la littérature. Les deux phénomènes observés par Fackrell & Harvey [30] puis Mears *et al.* [56] à partir des évolutions du coefficient de pression C_P se retrouvent sur la Figure 2.1.

La géométrie utilisée par ces auteurs est différente de notre géométrie de référence, avec notamment un rapport d'aspect L/D plus élevé de 0,62 contre 0,33 pour nos dimensions. On retrouve néanmoins les caractéristiques de la répartition de C_P incluant les pics de pressions

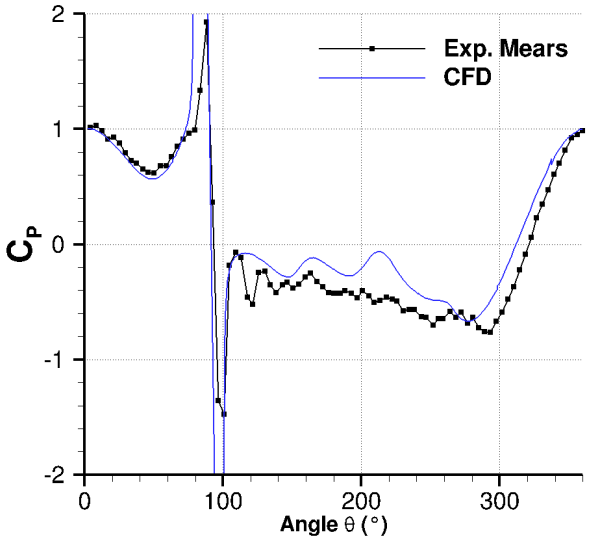


FIGURE 2.1 – Répartition des C_P moyens sur la ligne médiane pour le pneumatique déformé lisse comparée aux résultats expérimentaux de Mears [56]

autour du contact (θ=90°) ainsi que la zone décollée instationnaire entre le contact et le décollement (90< θ <270°). L'accélération entre 0° et 90° est plus marquée pour notre géométrie en raison de son plus faible rapport d'aspect qui accentue les effets tridimensionnels.

Contact au sol

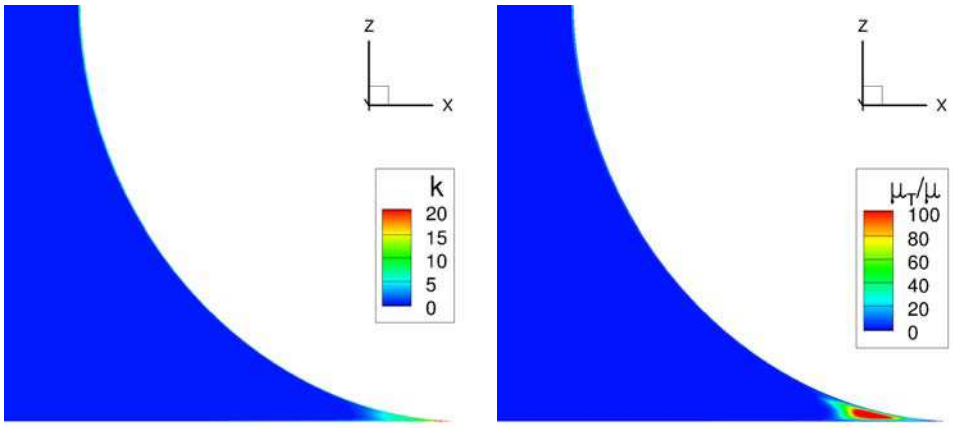
Les courbes de C_P de la Figure 2.1 mettent en évidence les pics de pression C_{Pmax}=9,95 et C_{Pmin}=-7,69 caractéristiques du pompage visqueux en amont et en aval de la zone de contact (θ=90°). La différence d'amplitude avec les pics de pression observés par Mears *et al.* est probablement liée à la différence de géométrie et à la différence de résolution entre le maillage numérique et la chaîne de mesure expérimentale.

Par définition, le pompage visqueux correspond à la domination des efforts visqueux sur les efforts diffusifs. Numériquement, il est ainsi également marqué par une forte viscosité turbulente directement en amont du contact visible sur les champs du rapport de viscosité μ_t/μ et d'énergie cinétique turbulente k présentés sur la Figure 2.2.

Le pompage visqueux s'accompagne d'un phénomène de *jetting* engendré par les effets tridimensionnels. L'écoulement en amont de la zone de contact est alors "rejeté" de part et d'autre du pneumatique comme le montre les lignes de courant 3D de la Figure 2.3. Par interaction avec l'écoulement principal, le *jetting* donne alors naissance à des tourbillons, dont il sera question dans la Section 1.2, et qui peuvent notamment être visualisés par les contours de vitesse longitudinale dans le plan transverse X=0 passant par le centre de la roue.

Décollement supérieur

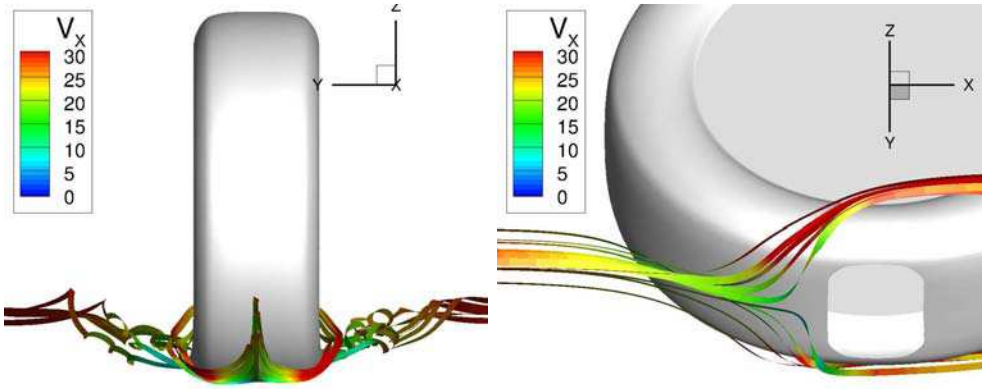
La position du décollement supérieur sur la ligne médiane est l'une des caractéristiques habituellement utilisées pour la validation des résultats numériques des roues en rotation [9, 55, 72, 7].



(a) Contours d'énergie cinétique turbulente k

(b) Contours du rapport des viscosité μ_t/μ

FIGURE 2.2 – Visualisation du pompage visqueux directement en amont du contact dans le plan médian Y=0



(a) (b)

FIGURE 2.3 – Visualisation du phénomène de *jetting* par lignes de courant 3D

Une prévision approximative de ce décollement et de la zone de recirculation se développant en aval de celui-ci peut mener à des différences majeures de vitesse (voire de topologie) sur le haut du sillage [7] et donc de coefficients aérodynamiques.

Dans la littérature, cette position est généralement déduite de la distribution des C_P moyens sur la ligne médiane. Le décollement se situe alors à la fin du "palier" de C_P correspondant à la région décollée instationnaire. Cependant, la précision de ce critère peut être discutée. En effet, dans la plupart des cas, une dépression apparaît en amont du sommet de la roue, appelée *suction peak* ou pic d'aspiration. Son amplitude dépend de plusieurs facteurs tels que le profil du pneumatique [31, 80] et s'avère très sensible au modèle de turbulence utilisé [9, 72]. Par conséquent, les limites de la zone décollée ne sont pas clairement définies. La plupart des auteurs considèrent que le décollement se produit immédiatement en aval de la dépression, pour plus de précision on peut également repérer le minimum local de C_P.

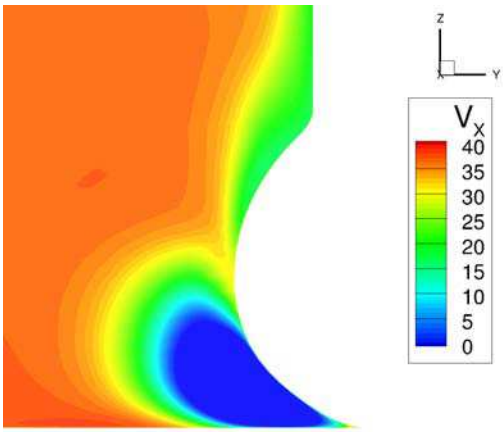


FIGURE 2.4 – Contours moyens de vitesse longitudinale V_X dans le plan X=0

A notre connaissance, le lien entre la répartition de C_P et le décollement n'est pourtant pas établi. En outre, dans les récentes simulations DNS bas-Reynolds de Pirozzoli *et al.* [71], les auteurs détectent le point selle caractéristique du décollement sur roue en rotation à θ=285° indépendamment du nombre de Reynolds tandis que les répartitions de C_P montrent une augmentation croissante de pression entre 270° et 360°.

L'ensemble des résultats sur la roue simplifiée et sur les roues réalistes (pneumatique déformé ou non) confirment la présence d'un point selle en amont du sommet marquant le décollement de couche limite mais aucun lien n'a été établi avec les répartitions de C_P. Pour la roue réaliste avec pneumatique déformé lisse utilisée dans ce chapitre, le point selle dans le plan médian se situe à θ_{SP}=291° et le minimum local de C_P à θ_{C_P}=277°. Ce point selle peut être visualisé sur la Figure 2.5. Les lignes de courant 2D tracées dans ce plan à proximité du point recherché présentent ici des angles non représentatifs qui ne sont dus qu'à une interpolation approximative du logiciel de visualisation car, pour les nombres de Reynolds considérés, le point selle est très "écrasé".

Plusieurs variables ont été analysées autour des deux positions particulières θ_{SP} et θ_{C_P}. Le point selle correspond à un maximum local sur les profils d'énergie cinétique turbulente dans la couche limite tracés en Figure 2.6. Il se situe également 3° en aval d'un point critique dans le champ de frottement pariétal : un maximum local dans la direction longitudinale X et un minimum local dans la direction transverse Y (Figure 2.7).

Le pic d'aspiration, caractérisé par un minimum local de C_P situé 14° en aval du point selle et l'apparition d'une tangente horizontale dans les profils de la Figure 2.6, est quant à lui lié à une accélération locale au-dessus de la couche limite. Il ne peut donc pas être utilisé pour détecter le décollement, bien que sa position et son amplitude soient probablement modifiées par la position de ce dernier. Notons enfin que, contrairement aux suggestions de plusieurs auteurs [31, 72], l'extraction des profils de vitesse autour de la roue ne fait apparaître aucune tangente verticale (direction normale à la paroi). Il n'est donc pas possible d'utiliser le critère de Moore-Rott-Sears (MRS), basé sur une dérivée radiale nulle de la vitesse tangentielle. Il en va également de même pour les épaisseurs intégrales de déplacement (δ_1) et de quantité de mouvement (θ) qui montrent une évolution strictement monotone (voir Annexe D).

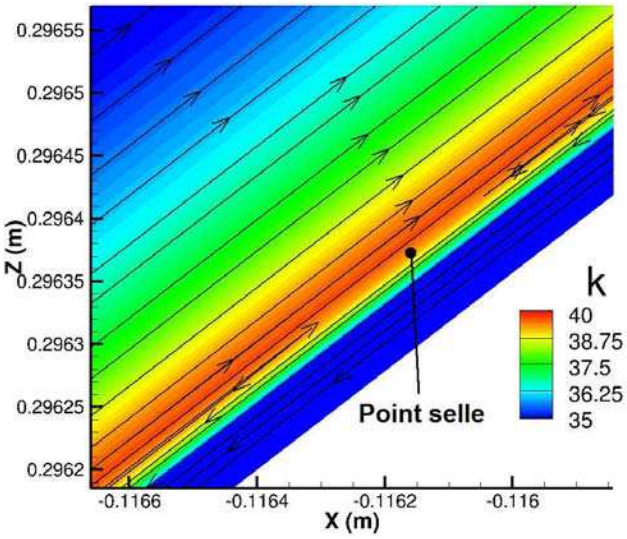


FIGURE 2.5 – Contours d'énergie cinétique turbulente k et lignes de courant 2D dans le plan médian Y=0

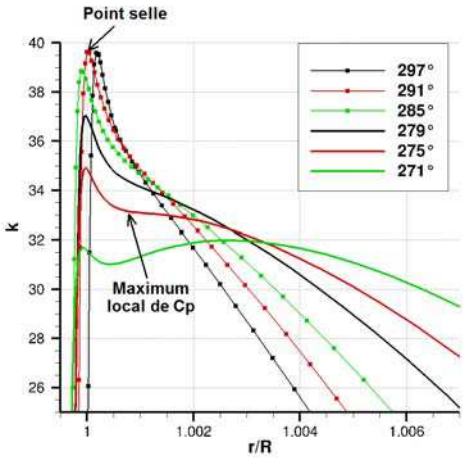


FIGURE 2.6 – Profils d'énergie cinétique turbulente k de la couche limite en différentes positions angulaires dans le plan médian Y=0

1.2 Structures tourbillonnaires

Les analyses spatiales visent essentiellement à identifier la topologie de l'écoulement, et plus particulièrement à décrire le nombre, l'agencement et l'intensité des structures tourbillonnaires se développant autour des roues.

Diverses variables nous renseignent sur les dimensions du sillage, comme sur la Figure 2.8 avec les niveaux de vitesse longitudinale V_X et ceux du coefficient de pression total C_{P_T}. Ces visualisations donnent ainsi une première idée de l'organisation spatiale du sillage : il semble symétrique et présente un déséquilibre haut/bas lié à la présence de structures tourbillonnaires très développées près du sol. Les tracés dans divers plans transverses du sillage ainsi que dans

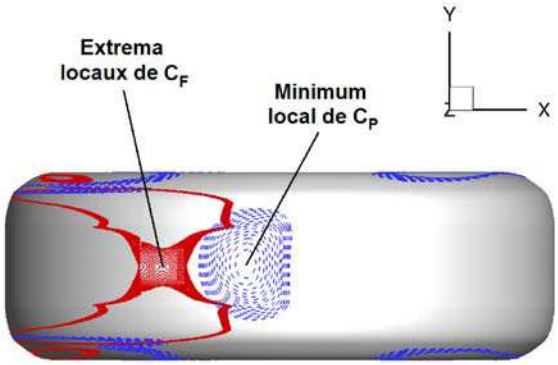
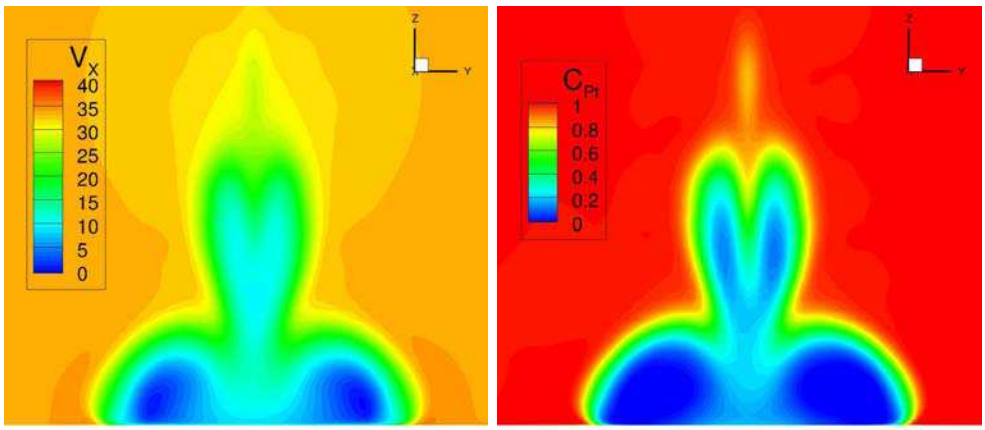


FIGURE 2.7 – Vue de dessus des iso-contours du frottement pariétal et de la pression statique sur la surface du pneumatique

le plan médian Y=0 sur la Figure 2.9 montrent également qu'au passage de la roue, le fluide est rabattu vers le sol, en accord avec les observations expérimentales de Saddington *et al.* [75] sur le phénomène nommé *downwash*.



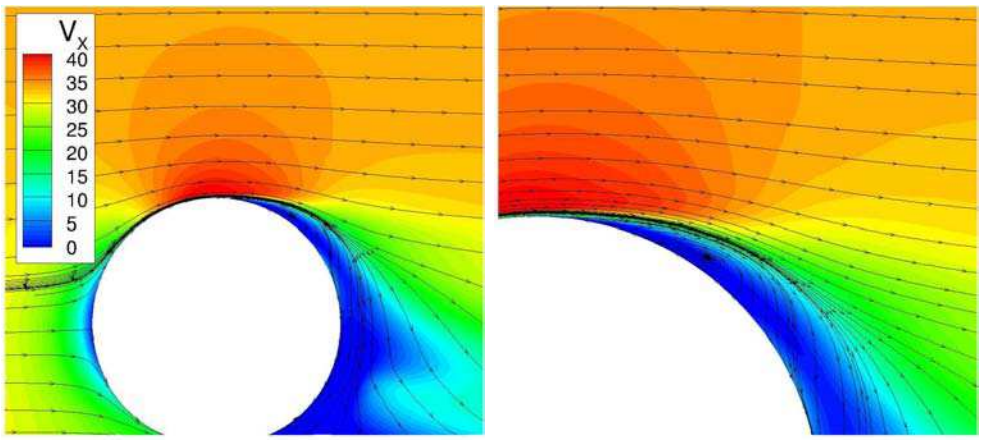
(a) Vitesse longitudinale V_X (m/s) (b) Coefficient de pression totale C_{P_T}

FIGURE 2.8 – Visualisation du sillage dans le plan transverse X=D

Outre les champs de vitesse et de pression, les analyses de topologie s'appuient essentiellement sur des tracés de critère Q [41], critère de détection des structures cohérentes présenté en Section 5 des MÉTHODES. Des iso-surfaces moyenne et instantanée de critère Q sont présentées sur la Figure 2.10.

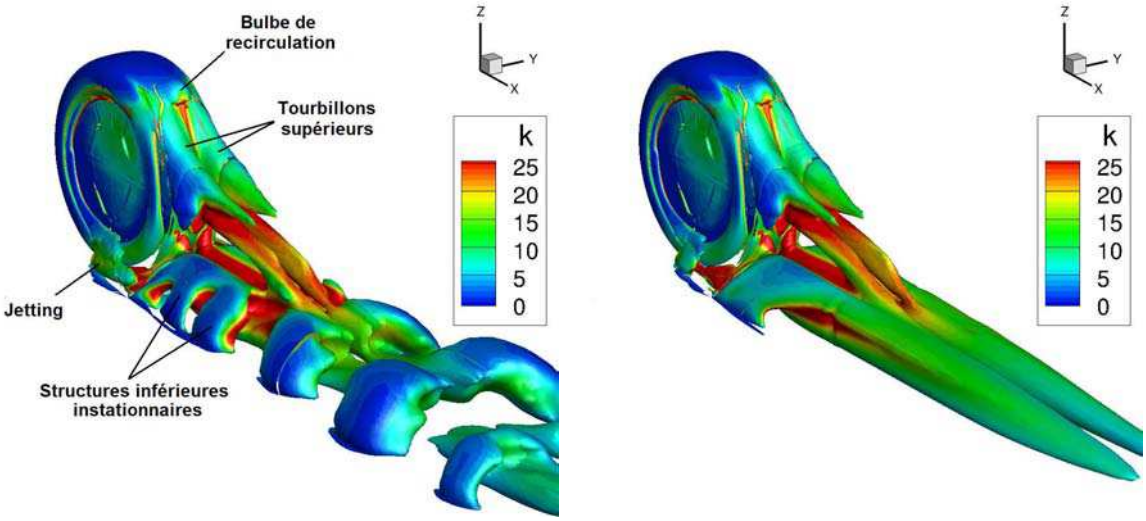
Sur la partie haute du sillage, une paire de tourbillons contrarotatifs supérieure est créée par le décollement au sommet de la roue et les effets 3D sur les épaules. Ces structures sont soumises à un phénomène de *downwash*, c'est-à-dire qu'elles sont attirées vers le bas du sillage et entrent en interaction avec les structures inférieures aux alentours de X=1,3 D, soit $0,8\,D$ en aval de la roue. En outre, cette paire supérieure est associée à un bulbe de recirculation juste en aval du sommet, proche du tourbillon en forme d'arche proposé par McManus & Zhang [55].

Sur la partie basse du sillage, il semble possible de distinguer deux paires de tourbillons : la première naît à l'amont du contact et correspond aux tourbillons de *jetting*, la seconde paraît



(a) (b) Zoom sur le bulbe de recirculation

FIGURE 2.9 – Vitesse longitudinale V_X et lignes de courant 2D dans le plan médian Y=0



(a) Champ instantané (b) Champ moyen

FIGURE 2.10 – Iso-surfaces de critère Q=1000 colorées par l'énergie cinétique k pour le pneumatique déformé lisse

alignée avec la première mais se forme en aval de la roue, dans la zone de recirculation. C'est cette dernière paire qui domine l'ensemble du sillage et non les tourbillons issus du *jetting*. Les différences entre champ moyen et champs instantanés dans cette zone inférieure montrent la formation d'"arches" régulières sur la paire dominante, révélatrices d'un comportement instationnaire de type lâcher tourbillonnaire, qui semble généré par l'interaction entre les tourbillons de *jetting* issus de l'amont du contact et les structures en aval.

La Figure 2.11 présente les contours de critère Q en proche sillage dans un plan transverse à X=$3D/5$ avec le sens de rotation des structures et les centres des tourbillons, déterminés par les maxima locaux de Q. Les tirets permettent de visualiser la position de la roue mais

ne représentent pas sa forme. Cette coupe permet de mettre en évidence une troisième paire contrarotative à une hauteur intermédiaire dont les structures s'appuient sur la surface arrière du pneumatique et qui interagit rapidement avec la paire supérieure en raison du *downwash*. Cette paire additionnelle rappelle les tourbillons observés dans les récentes DNS bas-Reynolds de Pirozzoli *et al.* [71] pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1000.

Enfin, les tourbillons supposés se former au centre des jantes d'après les suggestions théoriques de Cogotti [19] et Mercker & Berneburg [59]. On suppose que ceux-ci sont très rapidement diffusés dans l'écoulement principal.

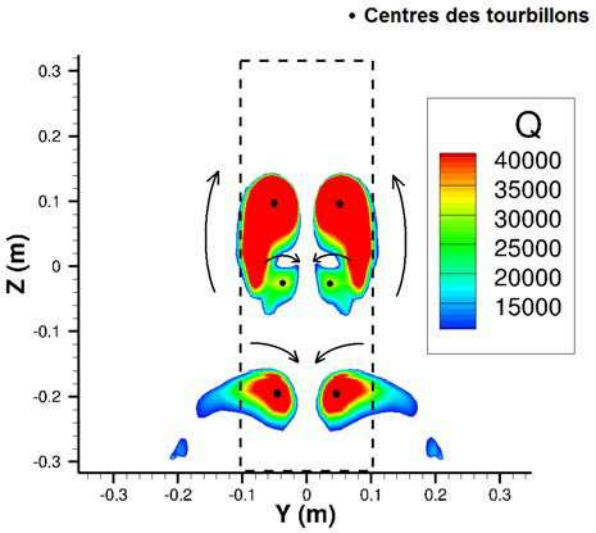


FIGURE 2.11 – Contours instantanés de critère Q dans le plan X=3/5D et centres des tourbillons

Les contours de vorticité ou les lignes de courant 3D permettent de visualiser le sens de rotation des tourbillons (voir Annexe D). Les différentes paires tournent toutes dans le même sens, à savoir que dans le plan de symétrie longitudinal (plan médian), elles ramènent le fluide en direction du sol. En ce qui concerne les tourbillons supérieurs, ce sens de rotation est en accord avec la majorité des études effectuées sur des pneumatiques avec épaules arrondies [31, 59, 75] (voir Section 4.2 de l'ETAT DE L'ART).

2 Efforts aérodynamiques

Pour l'étude des efforts aérodynamiques, les différentes forces sont adimensionnées par $\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 S_{ref}$ où S_{ref} est la surface frontale du pneumatique. L'adimensionnement du moment en Y considère une longueur additionnelle $D/2$ (voir Annexe B sur le moment résistant). Le Tableau 2.1 présente les caractéristiques des coefficients de traînée C_X, de force latérale C_Y, de portance C_Z et de moment en Y noté C_M.

La portance positive est en grande partie liée à la dépression au sommet de la roue (*suction peak*) liée à l'accélération locale du fluide. La moyenne de la force latérale est faible mais non-nulle, ce qui indique une légère dissymétrie de l'écoulement. Celle-ci résulte de l'instationnarité du sillage et s'observe à la fois expérimentalement et numériquement pour les corps émoussés. Malgré la symétrie de la géométrie, l'écoulement se fixe autour d'une position moyenne dissymétrique

	Moyenne	Variance σ	Comp. convective	Comp. diffusive
C_X	0,3746	0,0060 (1,6%)	0,3415 (91,2%)	0,0331 (8,8%)
C_Y	-0,0141	0,0057 (40,4%)	0,0057 (100,0%)	0,0000 (0,0%)
C_Z	0,2510	0,0076 (3,0%)	0,2521 (100,4%)	-0,0011 (-0,4%)
C_M	0,0514	0,00068 (1,3%)	0,0056 (11%)	0,0458 (89%)

Table 2.1 – Coefficients aérodynamiques pour la roue isolée avec pneumatique déformé lisse (cas de référence)

résultant d'imprécisions expérimentales (état de surface, position du montage, veine d'essai) ou numériques (symétrie imparfaite du maillage et erreurs numériques des schémas). Le moment en Y est positif donc résistant au roulement.

Les forces sont essentiellement convectives, c'est-à-dire liées aux efforts de pression, tandis que le moment en Y est majoritairement diffusif, donc engendré par le frottement pariétal.

3 Analyses temporelles

Outre les données spatiales, l'utilisation d'une approche instationnaire URANS fournit des informations temporelles qui caractérisent le comportement des structures tourbillonnaires et facilitent ainsi la compréhension de l'écoulement. Cette question a été peu étudiée dans la littérature. A notre connaissance, seuls quelques auteurs de travaux numériques fournissent une évaluation des fréquences caractéristiques de l'écoulement sur roue fixe [6] et sur véhicule [23, 48]. La compréhension de la dynamique de l'écoulement, en particulier celle du sillage, semble pourtant primordiale dans le sens où l'instationnarité naturelle du sillage de ce corps émoussé agit sur les performances aérodynamiques.

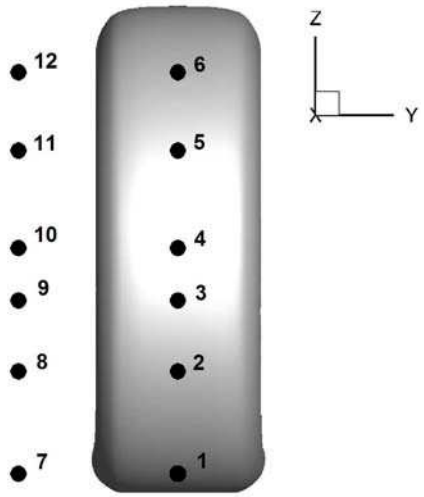
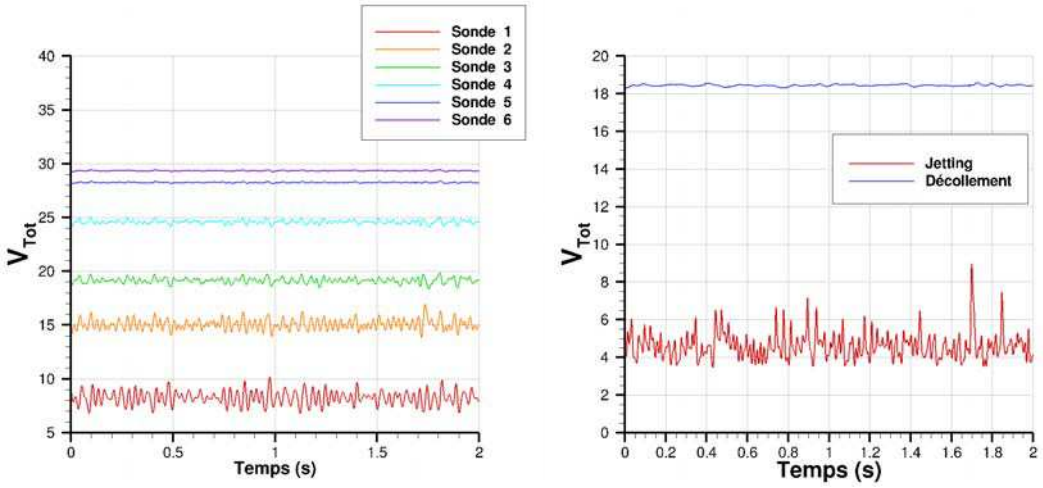


Figure 2.12 – Position des sondes dans le sillage des roues isolées

Les évolutions temporelles de vitesse sont étudiées en divers points du maillage par le positionnement de "capteurs fictifs", c'est-à-dire l'extraction tout au long du calcul des données de vitesse en diverses positions prescrites par l'utilisateur. Dans le sillage, deux lignes verticales sont

explorées à X=D, l'une située dans le plan médian Y=0 et l'autre dans une position latérale à Y=L. Pour chaque ligne de capteurs, 6 hauteurs Z sont considérées entre le sol et le haut du sillage (voir Figure 2.12). En outre, deux capteurs additionnels sont positionnés, l'un juste en aval du *jetting*, à côté de la zone de contact, et l'autre légèrement au-dessus du bulbe de recirculation, afin d'évaluer l'instationnarité des deux phénomènes caractéristiques. La Figure 2.13 présente des évolutions de vitesse totale en diverses positions.



(a) Sondes du sillage en Y=0

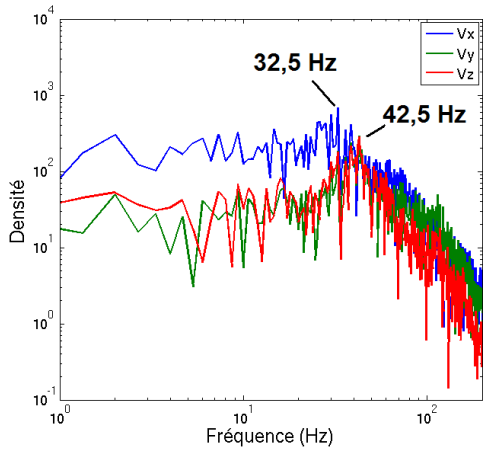
(b) Sondes additionnelles

FIGURE 2.13 – Evolutions temporelles de la vitesse totale V_{tot} autour de la roue isolée

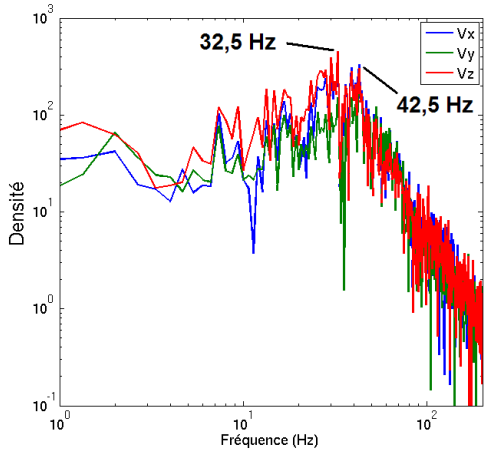
La figure 2.13a montre l'évolution de l'instationnarité des signaux selon la hauteur des sondes. Elle confirme la concentration des phénomènes instationnaires sur le bas du sillage et un comportement quasi-stationnaire sur les 2 plus hautes sondes. Si l'on considère les différentes composantes, l'amplitude des variations de vitesse longitudinale V_X est particulièrement importante dans l'alignement des tourbillons inférieurs et correspond aux lâchers tourbillonnaires ("arches" de la Figure 2.10). Les variations de vitesse transverse V_Y dépendent quant à elles essentiellement de la hauteur des capteurs : elles sont marquées au niveau du sol et s'atténuent vers le haut du sillage. Les deux derniers capteurs confirment la localisation de l'instationnarité sur la partie inférieure avec de fortes variations de vitesse autour de la zone de contact et la stabilité du décollement supérieur (variations de vitesses inférieures à 1%), comme présenté sur la Figure 2.13b.

Les spectres fréquentiels obtenus par transformées de Fourier permettent d'extraire les fréquences caractéristiques du mouvement du sillage. Quelques spectres sont présentés en Figure 2.14. Pour tous les capteurs, les spectres de vitesse indiquent des fréquences principales comprises entre 35 Hz et 45 Hz, correspondant respectivement à des nombres de Strouhal basés sur la largeur du pneumatique non-déformé St_L=fL/V_∞ entre 0,215 et 0,275.

L'évolution des trois efforts aérodynamiques C_X, C_Y et C_Z présentée en Figure 2.15 est pilotée par les mêmes fréquences que les vitesses du sillage et les variances sont du même ordre de grandeur pour les trois efforts. En outre, leurs composantes visqueuses sont quasi-stationnaires ; par conséquent, les variations observées sont uniquement dues aux modifications du champ de pression. La fréquence principale est plus marquée sur la traînée et la portance tandis que les variations de force latérale sont dominées par des basses fréquences de l'ordre de 7 Hz. Une



(a) Sonde près du contact



(b) Sonde 8 à X=D

FIGURE 2.14 – Spectres des évolutions temporelles de vitesse en aval du *jetting*

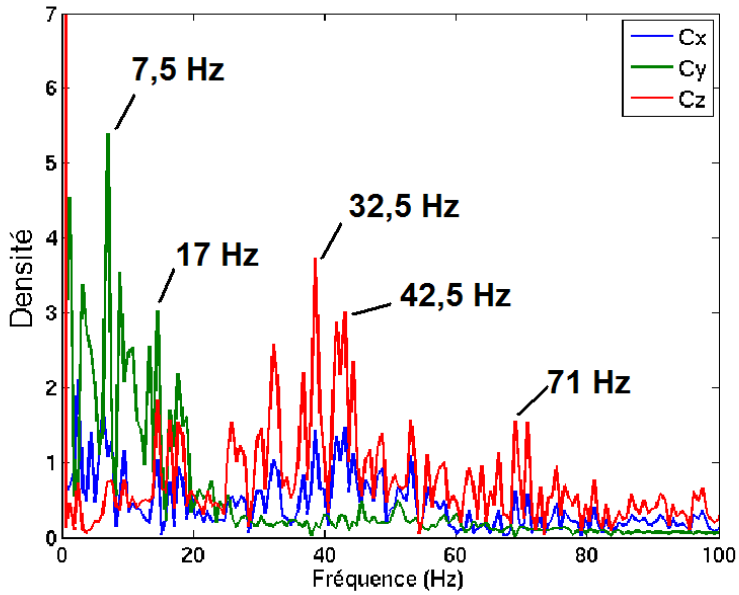


FIGURE 2.15 – Spectres des évolutions temporelles des coefficients de force

dernière fréquence de 17,5 Hz apparaît essentiellement sur la portance.

Afin de mieux comprendre la dynamique du sillage, 100 champs de critère Q ont été extraits sur une période de 2500 pas de temps correspondant à une fréquence de 40 Hz. Les animations obtenues à partir de ces champs 3D ont mis en lumière le mécanisme de génération des arches tourbillonnaires de la partie inférieure du sillage. L'instationnarité de l'écoulement provient de l'instabilité de la zone de recirculation en aval de la roue, marquée par un battement longitudinal des structures tourbillonnaires immédiatement en aval de la zone de contact. Ce battement

peut être assimilé à une accumulation d'énergie relâchée de manière périodique dans le sillage. L'interaction de ce phénomène instationnaire avec les structures tourbillonnaires issues du *jetting* entraîne alors l'apparition des arches tourbillonnaires dominant le sillage.

Ainsi bien que les différents spectres ne présentent pas une fréquence caractéristique unique bien piquée mais plutôt une superposition de fréquences très proches, on suppose que ces fréquences ne correspondent qu'à un seul phénomène, celui du battement longitudinal à l'origine des lâchers tourbillonnaires. Il est possible que l'instabilité basse fréquence sur les efforts latéraux soient à l'origine de cette superposition et complique la convergence des spectres en fréquence. On verra dans le Chapitre 4 que sur d'autres géométries pour lesquelles les variations latérales de force et de vitesse sont soit plus marquées soit quasi-nulles, une fréquence principale parvient à se dégager.

Il est intéressant de noter que pour une roue fixe, Axerio *et al.* [6] estiment d'après des simulations LES que le battement du sillage est caractérisé par un nombre de Strouhal St_L=0,320. La géométrie numérique reproduisant une installation en soufflerie, les auteurs mentionnent qu'en raison des forts effets de blocage, cette mesure doit être ramenée à 0,270 pour une situation de champ libre. Ainsi, la rotation de la roue ne semble pas modifier de manière significative la fréquence caractéristique de l'écoulement. La dynamique du sillage est donc bien fixée par l'instationnarité naturelle du corps émoussé et plus particulièrement de la zone de recirculation en aval. La nature de la partie inférieure du sillage (tourbillon en fer à cheval ou *jetting*) n'a pas d'influence : la dynamique de l'écoulement aval se propage aux structures issues de l'amont du contact.

Les valeurs obtenues sont alors proches des nombres de Strouhal caractéristiques des battements de sillage des cylindres mais, contrairement aux suggestions de Basara [9], les lâchers tourbillonnaires du sillage d'une roue en rotation ne semblent pas s'apparenter directement au phénomène des allées de Von Kármán, qui correspond à une séparation instable de l'écoulement autour d'un corps émoussé (décollement instationnaire), car les structures sont lâchées quasi-simultanément de part et d'autre de la roue.

Notons que, dans la littérature, la longueur caractéristique de la roue utilisée dans l'adimensionnement des fréquences n'est pas clairement définie ; les auteurs utilisent soit le diamètre D soit la largeur L. Cette confusion est probablement liée au fait que la roue soit assimilée à un cylindre de faible rapport d'aspect. Le diamètre est adapté au cas du cylindre infini. Mais, dans le cas des roues, la largeur peut également jouer un rôle important dans le sens où elle conditionne les effets de bords tridimensionnels. Il est ainsi probable que la longueur caractéristique soit une combinaison de L et D. Dans ce document, la largeur L sera utilisée pour le calcul des nombres de Strouhal.

Bilan

Les calculs sur roue isolée avec pneumatique déformé lisse ont fourni une première description détaillée de la topologie des structures tourbillonnaires. Les différents auteurs ne s'accordant pas sur le nombre et l'agencement de ces structures, ces résultats ont ainsi permis de s'affranchir des contradictions de la littérature et d'identifier un cas de référence. En outre, ces simulations URANS ont apporté de nouveaux éléments pour la compréhension de la physique de l'écoulement grâce au comportement temporel du sillage et en particulier à la mise en évidence des mécanismes de production des structures tourbillonnaires

instationnaires. Ces données serviront de référence à la fois pour l'étude de l'impact de la géométrie et pour celle des phénomènes d'interaction sur la configuration véhicule.

Avant de passer à ces études comparatives, et sachant que les comparaisons qualitatives avec les résultats de la bibliographie ne suffisent pas à valider les méthodes numériques choisies, une configuration expérimentale a été mise en place permettant la validation des paramètres présentés au Chapitre 1 via une comparaison directe aux résultats expérimentaux obtenus en soufflerie.

Chapitre 3

Validation expérimentale du modèle numérique

L'objectif de ce chapitre est de valider l'ensemble des paramètres numériques utilisés grâce à des résultats d'essais en soufflerie. Une simulation spécifique reproduisant la géométrie expérimentale a été mise en place et les résultats numériques ont été confrontés aux mesures PIV et fil chaud réalisées en soufflerie afin de confirmer la reproduction de la topologie du sillage de la roue et de sa dynamique instationnaire.

*Ce chapitre a fait l'objet d'une communication en conférence internationale sous le titre "Aerodynamic analysis of an isolated wheel wake" [22], puis d'une parution en version complétée dans l'*International Journal of Heat and Fluid Flow *sous le titre "Aerodynamic characterization of the wake of an isolated rolling wheel" [21].*

1 Description des essais en soufflerie

La campagne d'essais a été réalisée par Michelin en collaboration avec l'Institut Pprime de Poitiers dans la soufflerie d'Aero Concept Engineering (ACE) à Magny-Cours. Des mesures de vélocimétrie par image de particule ou Particle Image Velocimetry (PIV) et des mesures d'anémométrie par fil chaud ont été mises en œuvre afin d'obtenir des informations spatiales et temporelles de vitesses dans le sillage d'une roue isolée en rotation en contact avec un sol défilant. Les essais sont réalisés à échelle 1 (voir Figure 3.1).

La soufflerie à circuit fermé (soufflerie à retour) est équipée d'un tapis roulant permettant la reproduction correcte de l'effet du sol. Ses caractéristiques principales sont les suivantes :

- veine rectangulaire : longueur 4,75 m × largeur 2,3 m × hauteur 2,2 m
- tapis roulant rectangulaire : 3,01 m × 1,5 m
- vitesse d'essais de 0 à 40 m/s
- taux de turbulence T_u=0,2 % à 40 m/s

Les contraintes d'utilisation du tapis roulant liées à l'usure, l'échauffement et le guidage limitent la vitesse des essais. Celle-ci a ainsi été réduite à 22 m/s au lieu des 33 m/s utilisés dans les autres chapitres. Afin de représenter au mieux les conditions réelles, la vitesse du tapis

est synchronisée avec celle de l'écoulement amont. Un système d'aspiration de couche limite est également installé en amont du tapis afin d'éliminer la couche limite se développant sur la paroi inférieure du convergent.

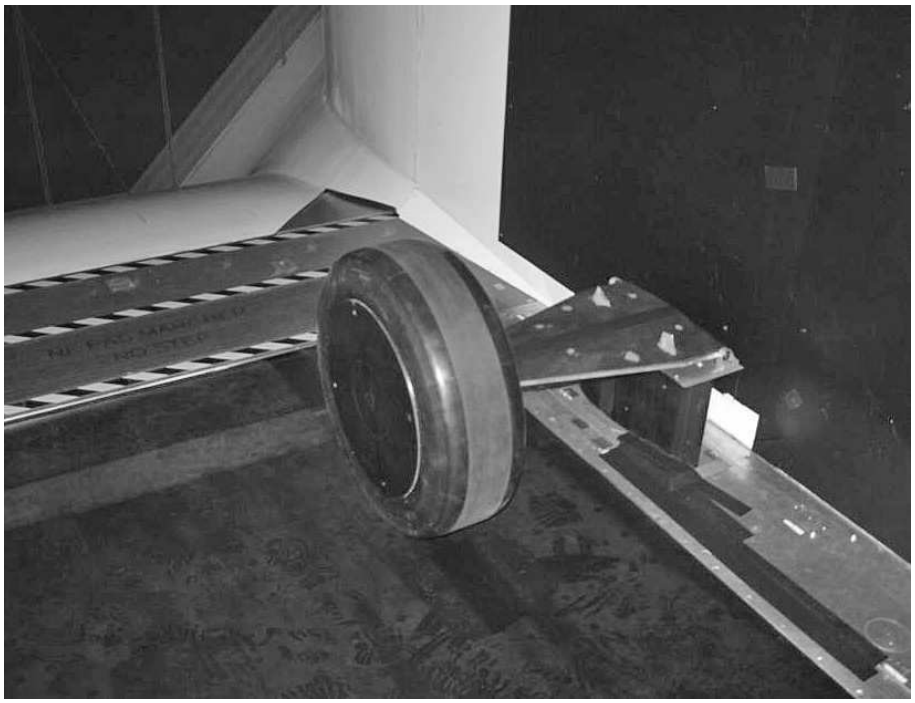


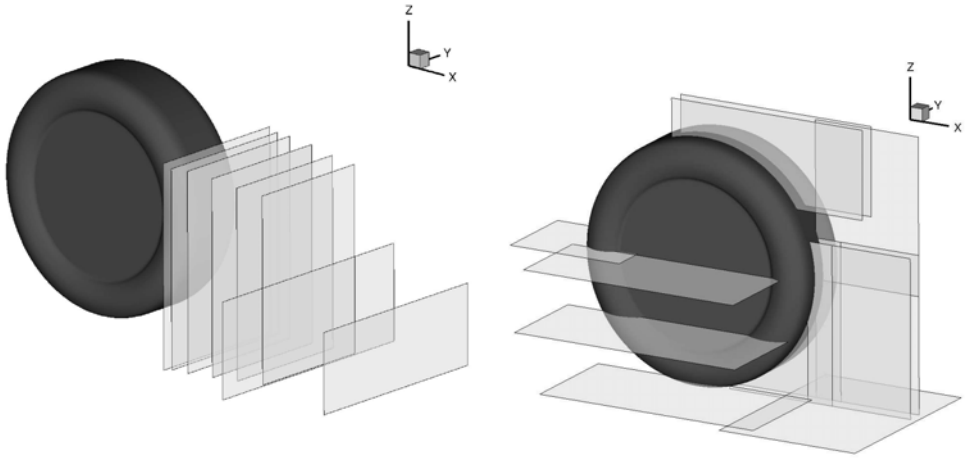
FIGURE 3.1 – Montage expérimental pour la roue isolée

L'ensemble monté est constitué d'une jante 5 trous et d'un pneumatique ; il est recouvert par des enjoliveurs fermés de type "full-cover" légèrement en retrait par rapport à la largeur maximale du pneumatique. Le pneumatique, de norme 205/55/R16, a été spécialement conçu par Michelin pour cette campagne. Son sommet est rectifié afin de présenter une bande de roulement rectiligne sous l'effet de la rotation et d'assurer ainsi un contact complet (i.e. sur tout la largeur du pneumatique) sous faible charge pour ne pas endommager le tapis. La charge utilisée correspond ainsi à la charge minimale pour laquelle le tapis entraîne la roue sans glissement (vitesses identiques entre la roue et le tapis). Au final, la déformation du pneumatique est négligeable mais la largeur du contact reste réaliste, ce qui est essentiel pour le développement d'un sillage représentatif (voir la section 2.1 de l'ETAT DE L'ART).

Le support de la roue, présenté en Figure 3.1, est composé de 2 parties profilées unies par une liaison pivot : un mât vertical et un bras horizontal réglable. La symétrie du dispositif de maintien n'a pas pu être assurée pour des raisons pratiques. En effet, la mise en place d'un deuxième plot aurait limité l'accès optique à certaines zones importantes pour la compréhension de l'écoulement telle que les zones de développement du *jetting*.

Deux types de mesures ont été réalisés : des mesures PIV et des mesures par fils chauds monodimensionnels. Les acquisitions PIV sont effectuées sur 32 plans distincts. Ces plans sont orientés dans les trois directions de l'espace et concentrés essentiellement dans le sillage, zone particulièrement sensible au modèle numérique (voir Figure 3.2). Les moyennes statistiques prennent en compte 2000 champs instantanés. Les mesures par fil chaud se focalisent également sur le

sillage afin de pouvoir caractériser ses propriétés turbulentes et notamment l'existence d'un phénomène instationnaire de type lâcher tourbillonnaire. Toutes les acquisitions et les traitements des mesures ont été réalisés par l'Institut Pprime de Poitiers [65].



(a) (b)

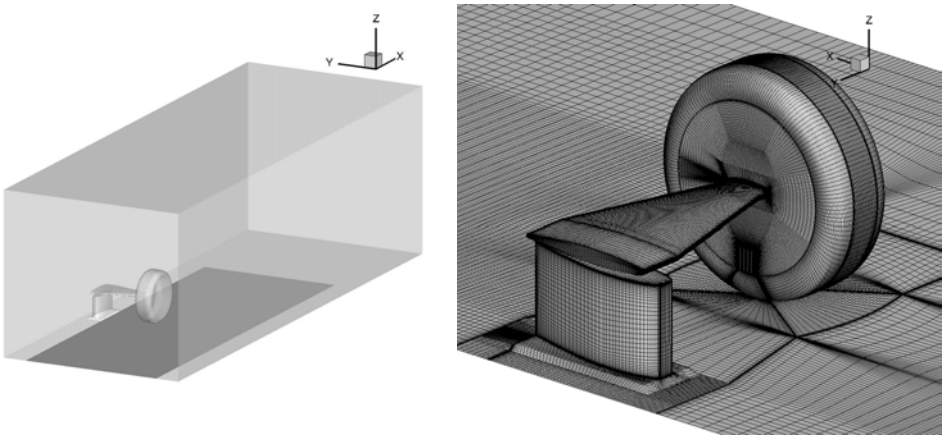
FIGURE 3.2 – Plans PIV à X constant (a), Y constant et Z constant (b)

2 Reproduction numérique des essais en soufflerie

Pour la validation des paramètres numériques choisis au Chapitre 1, une reproduction numérique complète de la soufflerie et du montage a été nécessaire (voir Figure 3.3). En effet, les dimensions de la soufflerie par rapport à la roue ne permettent pas la comparaison directe à des calculs de type atmosphère infinie et le support de la roue est trop intrusif pour être ignoré, du fait de son volume (effet de blocage) et de sa dissymétrie. Seules deux simplifications géométriques sont concédées : les éléments de liaison entre le mât et le support sont supprimés et le tapis roulant est prolongé jusqu'en entrée du domaine de calcul afin de reproduire l'effet du système d'aspiration de couche limite. En outre, la veine est allongée en amont et en aval afin de limiter l'influence des conditions limites en sections d'entrée et de sortie.

La faible charge appliquée sur le pneumatique minimise sa déformation ce qui permet de l'approximer par une géométrie axisymétrique, obtenue par révolution du profil réel du pneumatique lisse utilisé lors des essais. Ce profil, fourni par Michelin, correspond au profil du pneumatique en rotation et prend donc en compte l'effet des forces centrifuges. Les dimensions de la zone de contact, mesurées en soufflerie, sont assurées ici avec un enfoncement minime ($\sim 0,5$ mm) de la roue dans le sol.

La condition d'injection prescrite en entrée de veine à $V_{amont} = 22$ m/s donne un nombre de Mach de 0,064 et un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de $9,1 \times 10^5$ correspondant environ au nombre de Reynolds critique. L'écoulement peut être considéré comme pleinement turbulent ; une intensité turbulente de 0,1% et un rapport de la viscosité turbulente sur la viscosité moléculaire de 0,1 sont définis pour le calcul des variables turbulentes en entrée. La pression statique de l'infini amont est imposée en sortie de veine. Une condition de glissement est associée aux parois latérales et supérieures de la veine afin d'y éviter la résolution des couches limites – sans



(a) (b)

FIGURE 3.3 – Domaine de calcul (a) et maillage des parois (b)

intérêt pour l'étude du sillage de la roue – et de réduire ainsi la taille du maillage. Le sol, le tapis roulant, le pneumatique, les jantes et le support sont traités comme des parois adiabatiques avec condition d'adhérence. Les vitesses de la roue et du tapis roulant sont synchronisées avec la vitesse d'injection V_{amont}, donnant une vitesse angulaire de 69,7 rad/s pour la roue. L'utilisation d'une condition de rotation solide sur le pneumatique est permise ici par sa géométrie axisymétrique.

Pour ce cas de validation, il a été décidé d'opter pour la méthode de maillage non-coïncident. Cette technique consiste à séparer le domaine en plusieurs parties maillées indépendamment les unes des autres. Elle permet ainsi d'isoler les blocs du maillage de référence situés autour du support (hachurés sur la Figure 3.4) et d'en modifier la topologie et la densité. Ce choix s'avère judicieux dans le sens où il présente deux intérêts majeurs. D'une part, il permet d'ajouter des mailles uniquement autour du support afin de résoudre les couches limites en limitant l'augmentation du coût des calculs. D'autre part, conserver le maillage de référence autour du pneumatique et dans le sillage permet la validation de celui-ci (topologie et densité) en plus des autres paramètres numériques comme les schémas d'intégration et le modèle de turbulence. Les simulations sont toujours réalisées avec le modèle de turbulence k-kL et l'ensemble des paramètres numériques choisis au Chapitre 1 et résumés dans le Tableau 1.3 (page 58).

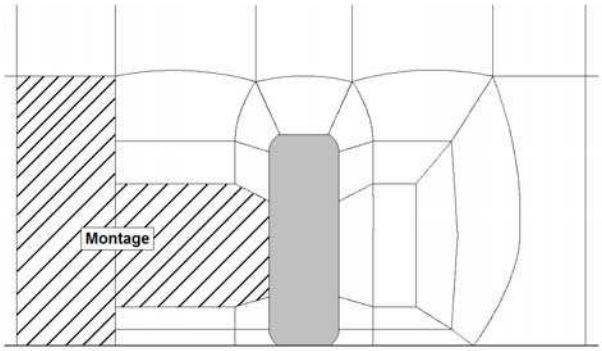


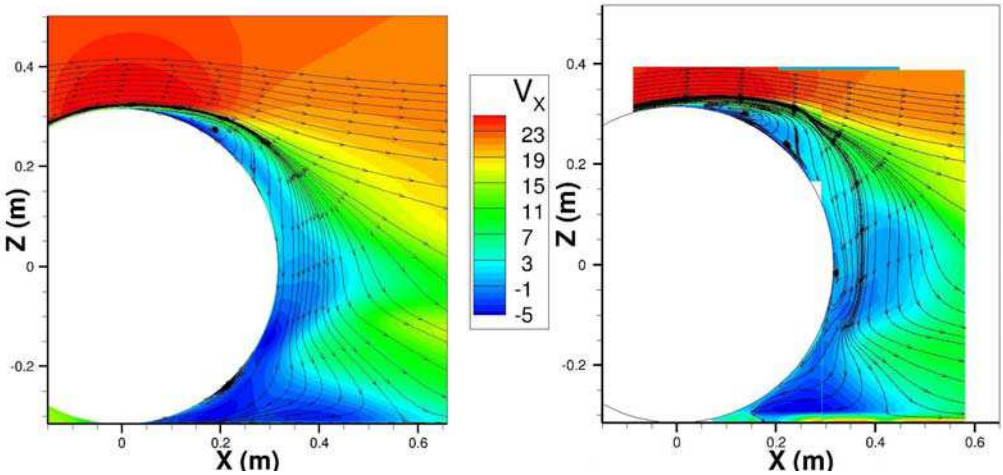
FIGURE 3.4 – Découpage du maillage non-coïncident dans le plan X=0 avec les blocs destinés au maillage du support

3 Validation des données spatiales

Pour la validation des données spatiales, les résultats numériques sont moyennés sur 2×10^5 pas de temps (soit 2 s de temps physique) et comparés aux champs PIV. Les études statistiques menées en différentes positions du sillage confirment la convergence des valeurs moyennes et RMS après 1×10^5 pas de temps.

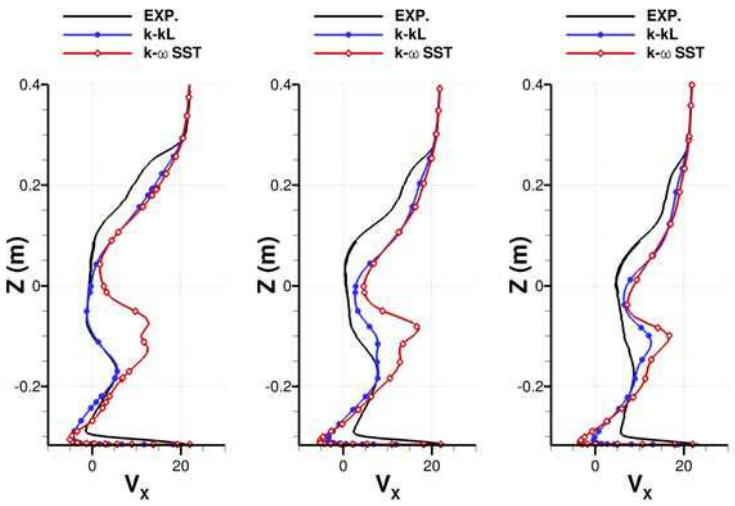
La Figure 3.5 présente les champs moyens de vitesse longitudinale obtenus dans le plan médian Y=0, couplées aux lignes de courant 2D. La topologie de l'écoulement prévue par les résultats URANS semble globalement cohérente avec l'expérience. Les lignes de courant montrent que l'écoulement passant au-dessus de la roue est rabattu vers le bas du sillage sous l'effet de la rotation des tourbillons, eux-mêmes soumis au *downwash*. Dans les deux cas, on observe également un bulbe de recirculation au sommet de la roue. Celui-ci est toutefois légèrement plus en aval dans les résultats CFD.

Bien que la topologie dans le plan médian semble correctement reproduite, on note toutefois des différences de vitesse non-négligeables en certaines zones. Quelques profils de vitesse longitudinale V_X du plan médian sont tracés en Figure 3.6. Le modèle numérique semble surestimer la vitesse dans la partie supérieure du sillage et l'intensité de la zone de recirculation sur la partie basse (vitesses négatives de norme plus élevée près du sol). Pour comparaison, les résultats du modèle de turbulence k-ω SST sont également tracés en Figure 3.6 et montrent des écarts de vitesse encore supérieurs notamment sur la zone centrale du sillage. Cette difficulté à prévoir précisément les niveaux de vitesse dans la zone de *downwash* avec des modèles de turbulence à 2 équations a été mentionnée dans une étude récente d'Axerio [7], avec des erreurs pouvant atteindre ±10 m/s pour une vitesse amont de 18,4 m/s. L'influence importante du modèle de turbulence peut-être liée à la viscosité intrinsèque des modèles ainsi qu'à leur capacité à prévoir le décollement supérieur (point de départ du sillage) et le développement des tourbillons associés, qui déterminent la vitesse du fluide dans le plan médian.



(a) CFD (b) PIV

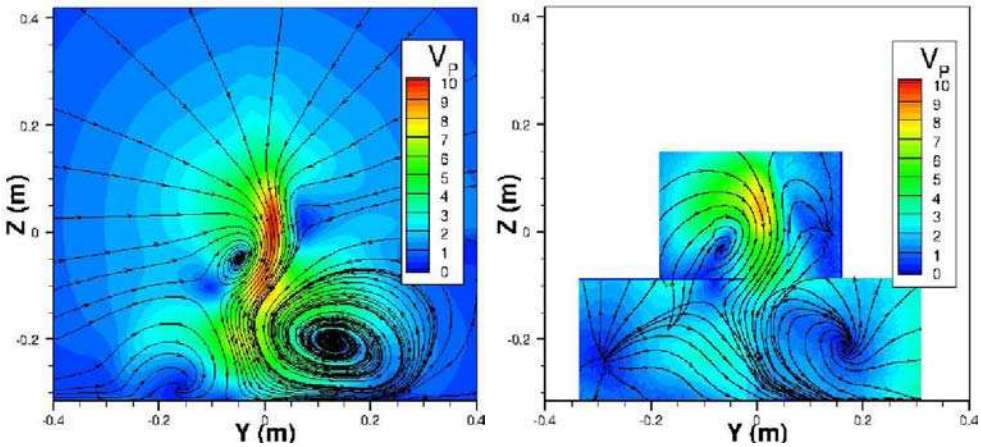
FIGURE 3.5 – Lignes de courant 2D et contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0



(a) $X=\frac{5D}{8}$ (b) $X=\frac{6D}{8}$ (c) $X=\frac{7D}{8}$

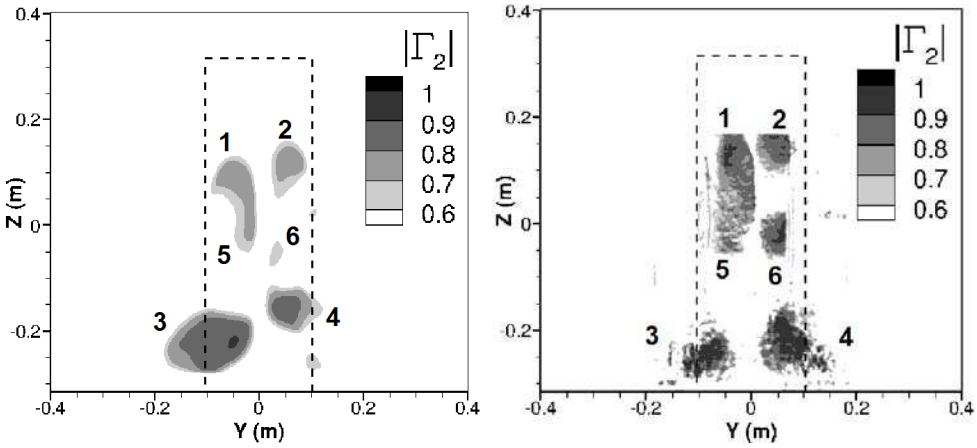
FIGURE 3.6 – Profils de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian $Y=0$

La Figure 3.7 permet de visualiser les dimensions du sillage en un plan transverse à X constant grâce aux contours de vitesse $V_P=\sqrt{V_Y^2+V_Z^2}$ et aux lignes de courant 2D associées. Elle peut être complétée par l'étude de deux critères de détection des structures tourbillonnaires cohérentes, présentés en Section 5 des MÉTHODES : le critère bidimensionnel Γ_2 [37], adapté à l'analyse des mesures PIV à 2 composantes, et le critère Q tridimensionnel [41] pour les résultats numériques uniquement. L'écoulement local est dominé par la rotation lorsque $|\Gamma_2| > 2/\pi$ ou $Q >> 0$. Des contours de Γ_2 extraits des plans PIV et des simulations URANS sont comparés dans la Figure 3.8 dans un plan transverse en sillage proche. Pour les résultats numériques, le critère Q est également tracé dans le même plan sur la Figure 3.9.



(a) CFD (b) PIV

FIGURE 3.7 – Contours de vitesse V_P dans le plan transverse $X=D$ et lignes de courant 2D



(a) CFD (b) Experiments

FIGURE 3.8 – Comparaison des contours de Γ_2 dans le plan X=$2D/3$

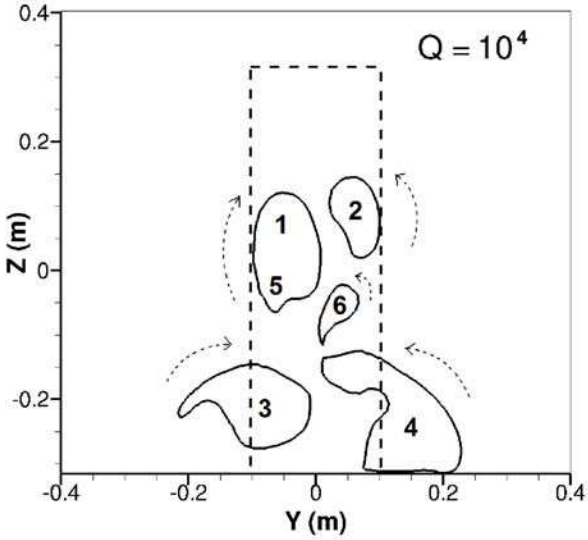


FIGURE 3.9 – Contour de critère Q dans le plan X=$2D/3$ (CFD)

En proche sillage, c'est-à-dire pour $X < D$, les résultats PIV et CFD montrent la paire de tourbillons contrarotatifs supérieure (**1** et **2**) engendrée par le décollement de couche limite sur le sommet de la roue, une paire de tourbillons contrarotatifs près du sol (**3** et **4**) en aval du *jetting*, et la paire intermédiaire moins intense (**5** et **6**) issue de la surface arrière du pneumatique. Dans la configuration expérimentale, les tourbillons **5** et **6** fusionnent l'un avec une structure supérieure (**5** et **1**) et l'autre avec une structure inférieure(**6** et **4**). Ce phénomène résulte de la dissymétrie du montage et se traduit par un fort déséquilibre gauche/droite sur la taille des tourbillons à X=D.

L'iso-surface 3D de critère Q extraite des résultats numériques permet une visualisation globale du sillage sur la Figure 3.10. En outre, il a été possible en isolant les structures proches du sol (Figure 3.11) de détecter la présence d'un tourbillon de sillage en fer à cheval, c'est-à-dire

appuyé sur la partie arrière du pneumatique comme suggéré par Wäschle *et al.* [87] et non pas à l'amont du contact comme pour une roue fixe. Ce tourbillon semble alimenté à la fois par la rotation de la roue et par les tourbillons de *jetting* issus de l'amont du contact. Les résultats confirment ainsi ceux du Chapitre 2 en ce qui concerne les principales structures tourbillonnaires du sillage et donne une information supplémentaire sur la formation de la paire inférieure en aval du *jetting*.

Pour comparaison, l'Annexe C fournit quelques résultats en modèle k-ω SST. En plus des écarts de vitesse importants dans le plan médian, ces résultats mettent en évidence son incapacité à reproduire les caractéristiques générales de l'écoulement. Le sillage, très faiblement instationnaire, semble alors se fixer sur une configuration dissymétrique "inverse" à celle observée sur les résultats PIV, avec l'appariement des tourbillons **2** et **6** et non plus de **1** et **5** (Figures 3.8 et 3.9).

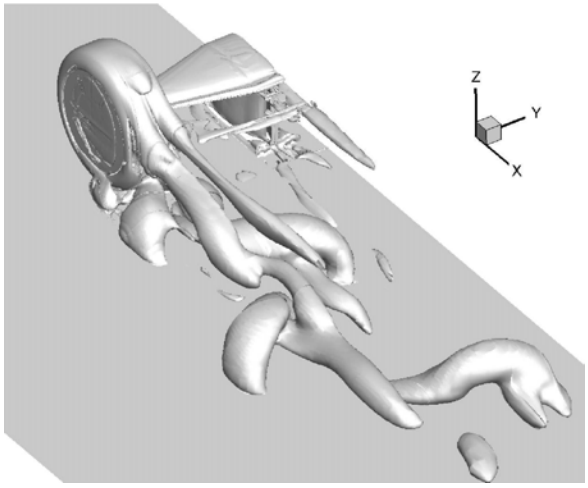


FIGURE 3.10 – Iso-surface $Q = 1000$ dans la configuration expérimentale de roue isolée

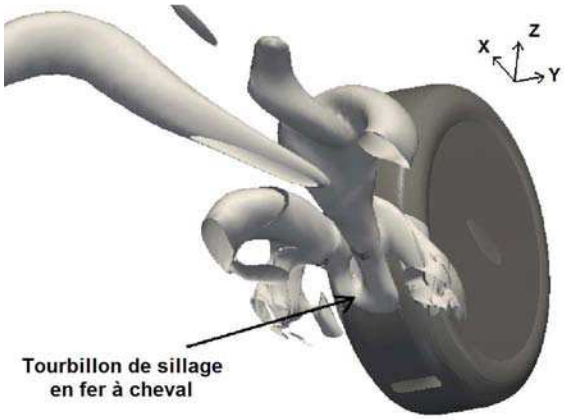


FIGURE 3.11 – Vue de dessous des structures tourbillonnaires principales de la partie basse du sillage ($Q = 10000$)

4 Validation des données temporelles

Quelques données temporelles ont été extraites des résultats PIV. En particulier, la comparaison de plusieurs champs PIV sur le sommet de la roue confirme que la position du décollement et la forme du bulbe de recirculation sont fixes dans le temps.

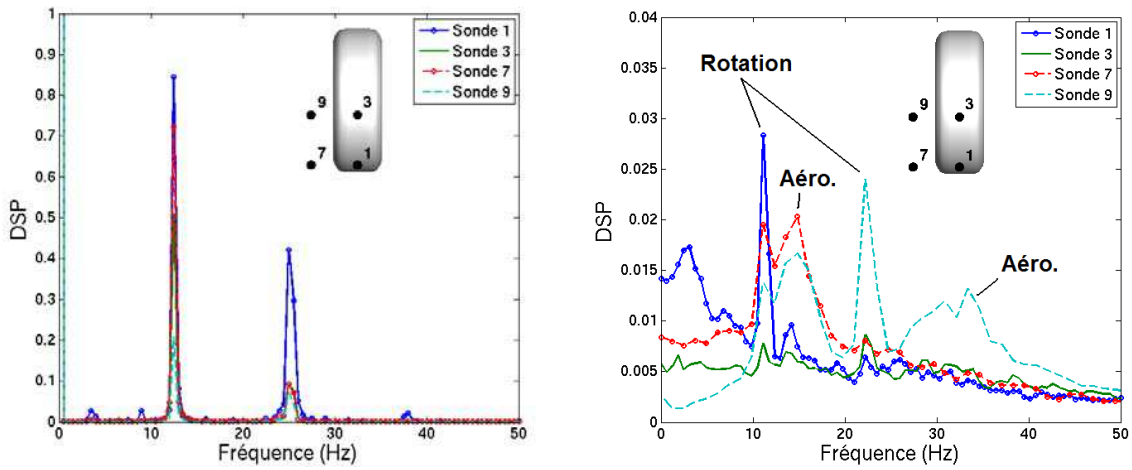
En outre, les corrélations entre les 4 tourbillons principaux **1**, **2**, **3** et **4** ont été calculées par l'Institut Pprime à partir de l'évolution de leur circulation Γ dans le plan $X{=}\frac{3}{4}D$. Le coefficient de corrélation est défini dans l'équation (3.1), où l'opérateur de moyenne est noté $\langle . \rangle$. Les tourbillons supérieurs **1** et **2** sont mieux corrélés entre eux (R_{12} élevé en valeur absolue) que les tourbillons de la partie basse **3** et **4** (R_{34} faible). En outre, le comportement de la première paire semble découplé de celui de la deuxième (R_{13} et R_{24} faibles). La fonction de densité de circulation met également en lumière un comportement complexe présentant des changements de direction de rotation (changements de signe de Γ) pour les structures basses. Ces observations sont cohérentes avec les simulations numériques qui situent l'instationnarité de l'écoulement sur le bas du sillage.

$$R_{ij} = \frac{\langle (\Gamma_i - \langle \Gamma_i \rangle)(\Gamma_j - \langle \Gamma_j \rangle) \rangle}{\sqrt{\langle (\Gamma_i - \langle \Gamma_i \rangle)^2 \rangle \langle (\Gamma_j - \langle \Gamma_j \rangle)^2 \rangle}} \tag{3.1}$$

R_{12}	R_{34}	R_{13}	R_{24}
-0,554	0,075	-0,053	0,162

TABLE 3.1 – Coefficients de corrélation des circulations de tourbillons (source G. Mothay [65])

Les champs PIV fournissent ainsi quelques informations qualitatives sur les aspects instationnaires de l'écoulement mais l'essentiel de la validation des données temporelles repose sur la comparaison des évolutions de vitesse issues des mesures fil chaud et des capteurs fictifs des simulations. Le positionnement des capteurs est le même qu'au Chapitre 2. Quelques spectres de vitesse sont présentés sur la Figure 3.12 par des tracés de Densité Spectrale de Puissance (DSP).



(a) CFD

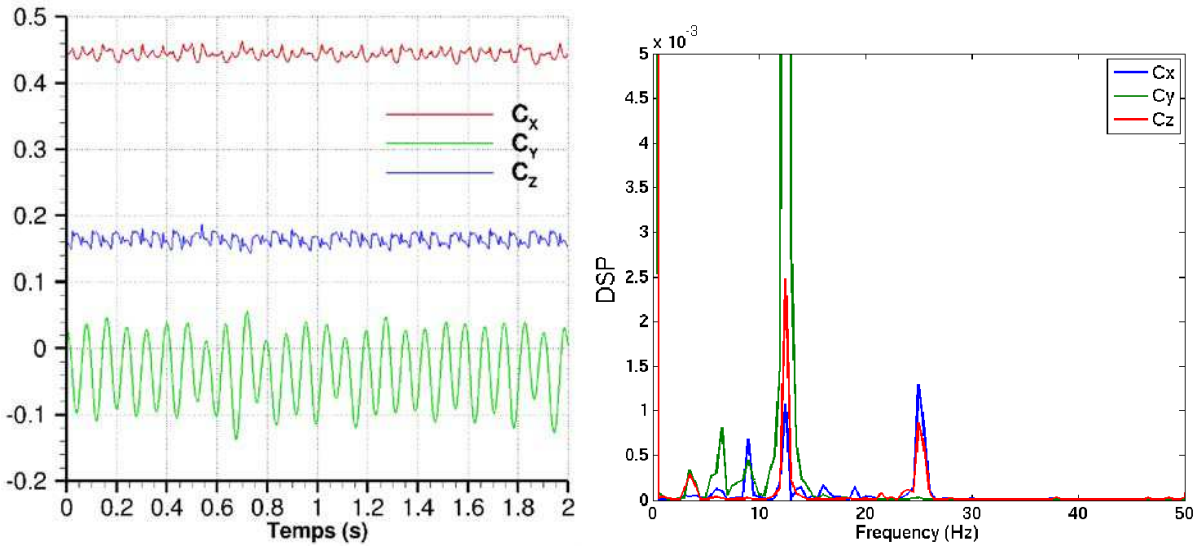
(b) Exp. (Fil chaud)

FIGURE 3.12 – Spectres de vitesse en 4 positions du plan $X{=}D$

En chaque position du sillage et pour chaque composante de vitesse, les fréquences principales détectées par l'anémométrie fil chaud peuvent être séparées en deux groupes : 11,1 Hz et ses harmoniques d'une part, et 14,8 Hz et ses harmoniques de l'autre. La première fréquence correspond à la fréquence de rotation de la roue tandis que la deuxième caractérise la dynamique du sillage.

La faible résolution du spectre turbulent par l'approche URANS fournit des spectres numériques très "piqués" facilitant la détection des fréquences caractéristiques du sillage. Une seule fréquence se détache (avec ses harmoniques) estimée à 12,5 Hz, pouvant être assimilée aux 14,8 Hz expérimentaux. Les nombres de Strouhal associés basés sur la largeur sont St_{Lexp}=0,137 pour l'expérience et St_{Lnum}=0,116 pour la CFD.

En notant f_1 la fréquence principale (14,8 Hz ou 12,5 Hz) et f_2 son premier harmonique, on observe que dans les résultats expérimentaux et numériques f_1 domine l'évolution temporelle des vitesses dans tout le sillage. Comme au Chapitre 2, les variations de vitesse indiquent la présence de lâchers tourbillonnaires mais couplés dans cette configuration à un battement latéral important sur le bas du sillage. Pour les simulations numériques, les capteurs fictifs supplémentaires en aval du *jetting* et près du bulbe de recirculation confirment la stabilité du décollement supérieur, avec des variations de vitesses inférieures à 1 %, tandis que la zone entourant le contact au sol se voit dominée par la fréquence f_2.



(a) Espace temporel

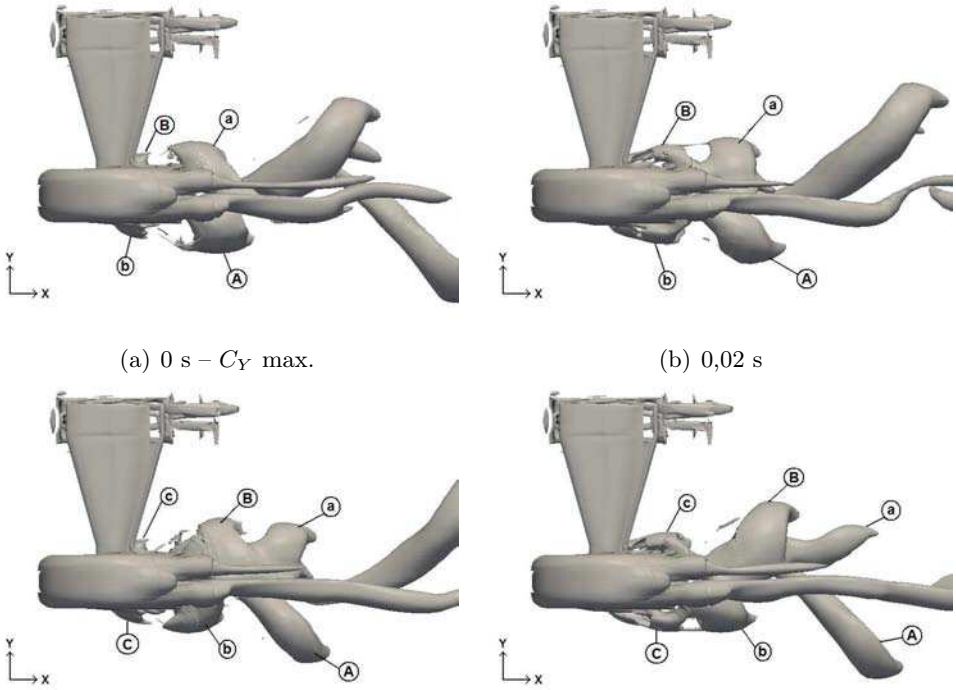
(b) Espace spectral

FIGURE 3.13 – Evolution des coefficients de forces aérodynamiques extraites des simulations numériques en configuration expérimentale de roue isolée

Toujours pour les résultats numériques, les analyses spectrales menées sur les évolutions de forces aérodynamiques donnent également les mêmes fréquences f_1 et f_2. La force latérale présente une valeur moyenne non-nulle du fait de la dissymétrie du montage et est soumise à la fréquence f_1 à de fortes variations d'amplitude par rapport aux autres forces ($\Delta C_Y \approx \pm 0,6$). En revanche, à l'instar de la zone de contact, la fréquence f_2 domine les spectres de traînée et de portance avec des écarts-type respectifs de 2,8 % et 8,8 %.

Les évolutions de C_X et C_Z semblent corrélées entre elles, un maximum local de traînée équivalent à un minimum local de portance. Ce comportement est nécessairement lié à l'écoulement

de proche sillage juste en aval de la zone de contact, c'est-à-dire là où une diminution de pression induit une baisse de portance et une hausse de traînée. Les maxima de traînée coïncident alors avec le passage des structures de *jetting* en aval du contact et leur interaction avec les tourbillons de la zone de recirculation. Ces observations peuvent ainsi être rapprochées des résultats LES de Krajnović *et al.* [49] sur le cas d'une roue incluse dans un passage de roue : le maximum de traînée est marqué par une augmentation de la densité des structures tourbillonnaires dans le sillage du contact. L'évolution du coefficient de force latérale C_Y est quant à elle fixée par le champ de pression des flancs du pneumatique de part et d'autre du contact. Elle détecte donc les dissymétries droite/gauche des lâchers tourbillonnaires au cours du calcul, amplifiées ici par la présence du montage.



(a) 0 s – C_Y max.

(b) 0,02 s

(c) 0,04 s – C_Y min.

(d) 0,06 s

FIGURE 3.14 – Evolution de l'iso-surface $Q = 5000$ sur une période de 0,08 s (vues de haut)

La dissymétrie de l'écoulement et la vitesse réduite de cette configuration facilitent l'analyse de la génération du phénomène instationnaire de la partie basse du sillage car les structures sont moins condensées et la détection de la base du tourbillon en fer à cheval permet de suivre son déplacement sur une période. La Figure 3.14 présente l'évolution temporelle d'une iso-surface de critère Q sur une période de 0,08 s, correspondant à la fréquence f_1=12,5 Hz des simulations numériques. L'utilisation de lettres majuscules indique la structure dominante entre les côtés droit et gauche pour chaque lâcher tourbillonnaire.

A t=0 s, **A** et **a** sont les deux "bras" du tourbillon en fer à cheval attaché à la surface arrière du pneumatique, tandis que le *jetting* produit les structures **B** et **b**. A l'instant suivant, **B** et **b** commencent à interagir avec la zone de recirculation aval très instationnaire, et notamment la

base du fer à cheval. A t=0,04 s, **A** et **a** ont été convectées et **B** et **b** sont alors liées en un nouveau tourbillon en fer à cheval et se sont dissymétrisées. Au même moment, de nouvelles structures **C** et **c** sont produites au niveau du contact. Au final, les imposantes structures 3D du sillage sont créées par l'interaction entre les structures quasi-symétriques engendrées par le *jetting* et le battement instationnaire du tourbillon en fer à cheval en aval de la roue. La dissymétrie du montage induit une déviation globale du sillage dans la direction des $Y > 0$.

Deux mouvements distincts de la base du tourbillon en fer à cheval interviennent ici. Comme au Chapitre 2, elle se déplace selon l'axe X à la fréquence f_2, ce qui engendre les lâchers tourbillonnaires longitudinaux. Mais en présence d'une dissymétrie, elle est soumise en premier lieu à un important battement latéral à la fréquence f_1 qui justifie la dissymétrisation des structures issues du *jetting* lors de l'interaction avec la zone de recirculation aval.

5 Discussion

5.1 Description du sillage

Les analyses spatiales de la configuration expérimentale confirment la majeure partie des observations du Chapitre 2. Les résultats expérimentaux et numériques révèlent une organisation des structures tourbillonnaires similaire au cas de référence à l'exception du caractère dissymétrique du sillage. Ils valident ainsi la présence des trois paires de tourbillons principales dans le sillage. En outre, les résultats numériques reproduisent toujours les phénomènes caractéristiques décrits précédemment à savoir le pompage visqueux, le *jetting* et le décollement supérieur sous forme de point selle dans le plan médian.

Les résultats confirment également les observations précédentes sur le rôle de la zone de recirculation aval dans l'instationnarité du sillage, avec ici l'ajout d'un battement latéral. Cette dynamique du sillage influe alors sur les coefficients de force : la traînée et la portance sont influencées principalement par le passage des structures juste en aval du contact (lié au battement longitudinal) alors que la force latérale varie selon les modifications de pression sur les flancs du pneumatique liées à la dissymétrisation des structures, qui influe également sur l'orientation du sillage. Dans le cas de référence en champ libre, la symétrie de l'écoulement supprime les fortes oscillations du sillage à l'origine de la fréquence f_1, ne conservant que la fréquence des lâchers tourbillonnaire f_2.

La fréquence caractéristique de l'écoulement identifiée au Chapitre 2 sur le cas symétrique en champ libre donnait un Strouhal de référence 0,234$\leq St_{REF} \leq$0,263. Si l'on considère ici que la fréquence f_2 correspond aux lâchers tourbillonnaires, on obtient des nombres de Strouhal du même ordre de grandeur : St_{EXP}= 0,270 et St_{NUM}= 0,233.

5.2 Validation des méthodes numériques

Le point le plus sensible lors des simulations sur roue isolée est la reproduction des caractéristiques du haut du sillage, conséquences du décollement supérieur dont les particularités ont été mises en évidence en Section 1.1 du Chapitre 2. Si la position exacte du décollement ne semblait pas avoir d'impact majeur sur la topologie de l'écoulement en champ libre, la configuration expérimentale a démontré le caractère discriminant de cet élément pour le choix du modèle numérique dans les situations dissymétriques. Les études précédentes [7] et les analyses du cas de validation montrent une grande sensibilité de la zone de recirculation immédiatement en aval aux paramètres numériques et en particulier au modèle de turbulence. La prévision de ces éléments ainsi que du *downwash* est capitale dans le sens où elle peut impacter l'ensemble du sillage et

modifier considérablement la topologie de l'écoulement (voir Annexe C) et par conséquent les coefficients de force.

Dans ce contexte, les résultats du modèle k-kL se montrent très satisfaisants pour des études qualitatives dans le sens où les écarts de vitesse dans le sillage restent limités par rapport aux études numériques antérieures et où la topologie de l'écoulement est bien reproduite, incluant le nombre, l'agencement et les intensités relatives des structures tourbillonnaires, ce qui est essentiel dans notre démarche. En outre, les fréquences caractéristiques du sillage sont bien reproduites si l'on considère la faible résolution temporelle des méthodes URANS classiques. Ainsi, le modèle numérique choisi s'avère un peu trop dissipatif dans le sillage mais son choix est justifié par sa robustesse et sa capacité à reproduire les spécificités spatio-temporelles nécessaires à la description et la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu, objectif principal de cette thèse.

Par ailleurs, outre le modèle de turbulence et les schémas d'intégration, la confrontation des résultats expérimentaux et numériques valide également la capacité du maillage et des conditions limites à capter les phénomènes étudiés.

Bilan

Les simulations sur la configuration expérimentale de roue isolée ont confirmé la validité des méthodes numériques utilisées et leur capacité à reproduire les caractéristiques spatio-temporelles du sillage, à travers la topologie de l'écoulement et les fréquences caractéristiques. Quelques différences quantitatives apparaissent, notamment sur les niveaux exacts de vitesse dans le sillage, mais, en considérant le niveau de complexité réduit des simulations URANS, les résultats semblent suffisamment précis en vue d'une analyse qualitative des phénomènes physiques mis en jeu et de leur interaction. En outre, des explications supplémentaires sur les phénomènes instationnaires et la génération des tourbillons ont été tirées de cette étape de validation.

Maintenant qu'un écoulement de référence a été décrit sur roue isolée et validé expérimentalement, les études vont porter sur la complexification de la géométrie du pneumatique afin de se rapprocher d'un modèle réaliste et de comprendre l'impact de deux caractéristiques essentielles du pneumatique.

Chapitre 4

Impact de deux modifications du pneumatique sur l'écoulement autour de la roue isolée

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer l'effet produit sur l'écoulement par deux des éléments principaux du pneumatique à savoir la rugosité de la gomme et les sillons longitudinaux. Dans ce but, les analyses spatio-temporelles menées dans le Chapitre 2 sur le pneumatique déformé lisse sont reconduites sur un pneumatique déformé rugueux et sur un pneumatique déformé présentant 3 sillons longitudinaux.

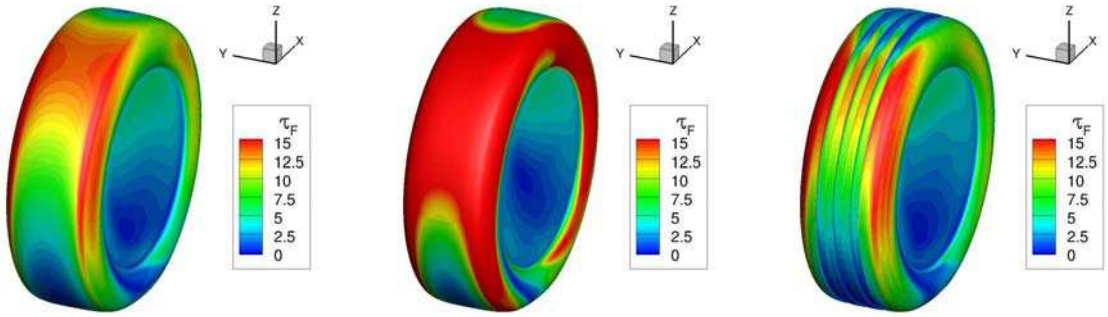
Pour les deux nouveaux pneumatiques, les simulations sont toujours instationnaires et utilisent le modèle de turbulence k-kL et l'ensemble des paramètres numériques choisis au Chapitre 1 et résumés dans le Tableau 1.3 (page 58).

1 Particularité des deux effets

1.1 Rugosité

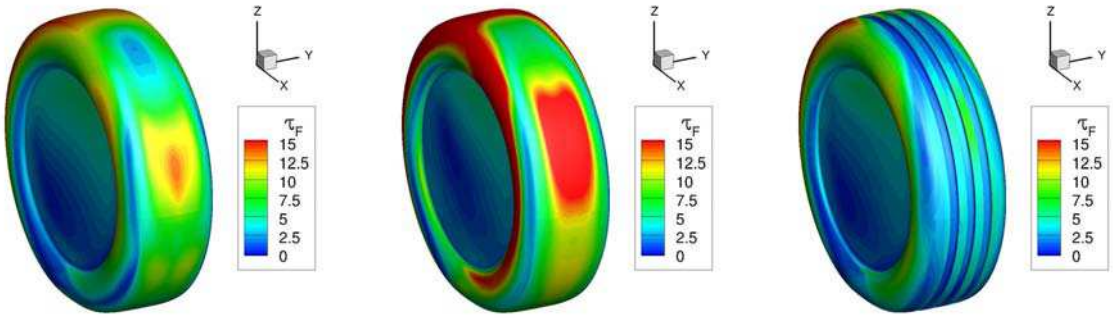
La géométrie de la roue rugueuse est la même que la roue lisse, la rugosité n'étant prise en compte que par le modèle de turbulence, comme expliqué dans la Section 2.6 des Méthodes. La hauteur de rugosité choisie ici est représentative de la hauteur des sculptures du pneumatique les moins profondes. Elle est appliquée sur l'ensemble du pneumatique pour y étudier l'effet global de l'état de surface et est reproduite numériquement par l'augmentation du frottement pariétal. Le frottement représente ainsi la caractéristique essentielle du pneumatique rugueux, à l'origine de toutes les modifications spatiales et temporelles de l'écoulement. Les Figures 4.1 et 4.2 présentent les contours surfaciques de frottement pariétal pour les trois pneumatiques déformés étudiés. Elles permettent de confirmer son augmentation globale par rapport au cas de référence du pneumatique lisse.

Cette augmentation du frottement pariétal se traduit en premier lieu par l'épaississement des couches limites, ce qui le rend le premier plus sensible aux gradients de pression adverse. Ainsi, dans le plan médian par exemple, à 40° en amont du sommet, l'épaisseur de déplacement vaut δ_1=6 mm pour le pneumatique rugueux contre 4 mm pour le pneumatique lisse. Les positions du décollement supérieur et des décollements se produisant sur les flancs du pneumatique sont



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE 4.1 – Contours du frottement pariétal τ sur l'avant des pneumatiques



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE 4.2 – Contours du frottement pariétal τ sur l'arrière des pneumatiques

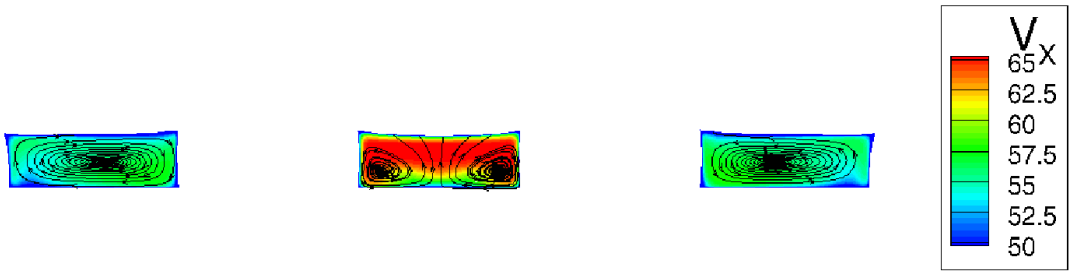
ainsi toutes repoussées vers l'amont. D'une manière plus générale, le frottement engendré par la rugosité du pneumatique modifie les niveaux de vitesse, de viscosité turbulente et d'énergie cinétique à proximité de la paroi et agit ainsi à la source des phénomènes physiques tels que le *jetting* et la naissance des tourbillons.

1.2 Sillons longitudinaux

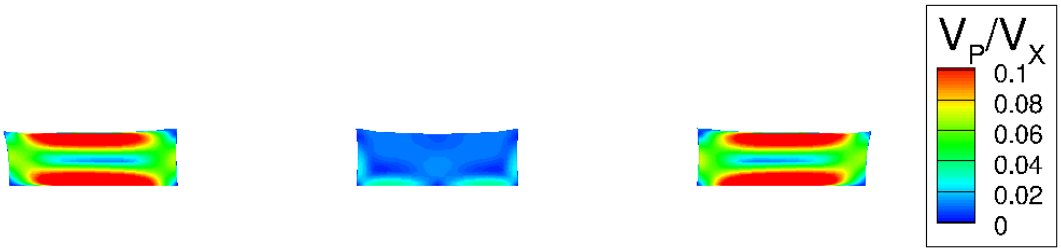
L'étude des sculptures consiste ici en l'ajout de trois larges sillons longitudinaux comme présenté en Figure 1.1d du Chapitre 1 (page 44). La conséquence essentielle de la présence des sillons longitudinaux, celle à l'origine de la majorité des modifications spatiales et temporelles de l'écoulement, est le passage de l'air entre le sol et le pneumatique. Ce phénomène limite le contournement du fluide autour du pneumatique au niveau de la zone de contact et génère une injection de quantité de mouvement dans la zone de recirculation à l'arrière.

L'écoulement à l'intérieur des trois canaux formés par les sillons et le sol peut être caractérisé à l'aide de visualisations telles que celles de la Figure 4.3, qui montrent les contours de vitesse longitudinale, du rapport des vitesses transverses sur la vitesse longitudinale et d'énergie cinétique dans les sillons dans le plan X=0. L'apparition dans ces canaux de fortes accélérations associées à de fortes dépressions peut être assimilée à un effet Venturi, ici accentué par le mouvement du sol et du pneumatique, même si la dépression en aval des sillons peut également jouer un rôle.

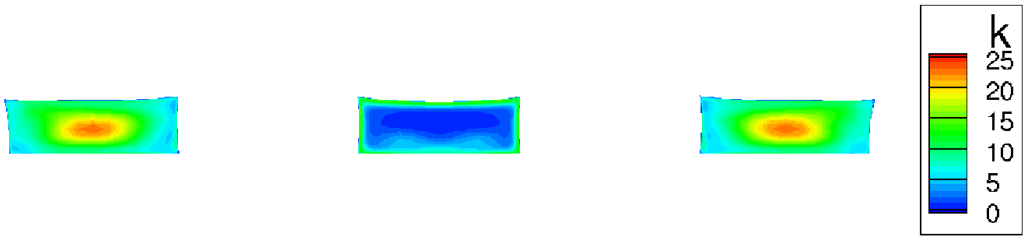
Les vitesses atteignent alors 67 m/s dans le sillon central, soit environ $2V_\infty$, et 58 m/s dans les sillons latéraux. Des tourbillons internes se développent dans les 3 sillons avec un unique tourbillon dans chaque sillon latéral, probablement engendré par la légère incidence de l'écoulement entrant, et deux tourbillons contrarotatifs de faible vorticité dans le sillon central. Dans les sillons latéraux, les forts gradients de vitesse augmentent considérablement la production d'énergie cinétique turbulente. En sortie des canaux formés par le sol et les sillons, les structures tourbillonnaires sont toutefois rapidement diffusées dans la zone décollée aval. L'impact du passage de l'air au niveau du contact sur la zone de recirculation se résume donc à un apport d'énergie via une injection de quantité de mouvement essentiellement longitudinale. De petits tourbillons sont également générés dans les sillons en amont et sur le haut de la roue à partir de leurs arêtes, comme le montre les lignes de courant 2D de la Figure 4.4, mais leur intensité est faible et eux aussi sont très rapidement diffusés. On peut remarquer que les tourbillons, formés de manière symétriques sur l'amont de la roue et au niveau du sol, se déstabilise sur le sommet de la roue en arrivant dans les zones de recirculation, ce qui se traduit par des positions moyennes dissymétriques.



(a) Vitesse longitudinale V_X (m/s) et lignes de courant 2D

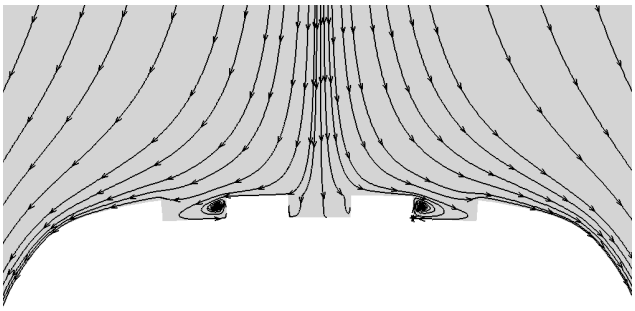


(b) Rapport de la vitesse transverse sur la vitesse longitudinale $\sqrt{V_Y^2 + V_Z^2}/V_X$

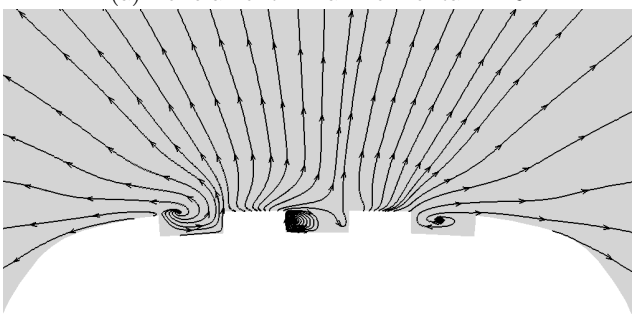


(c) Energie cinétique turbulente k (m^2/s^2)

FIGURE 4.3 – Ecoulement à l'intérieur des sillons au niveau du sol dans le plan X=0



(a) Zone amont - Plan horizontal Z=0



(b) Zone supérieure - Plan vertical X=0

FIGURE 4.4 – Lignes de courant 2D à l'intérieur des sillons en amont et sur le sommet de la roue (champ moyen)

2 Analyses spatiales

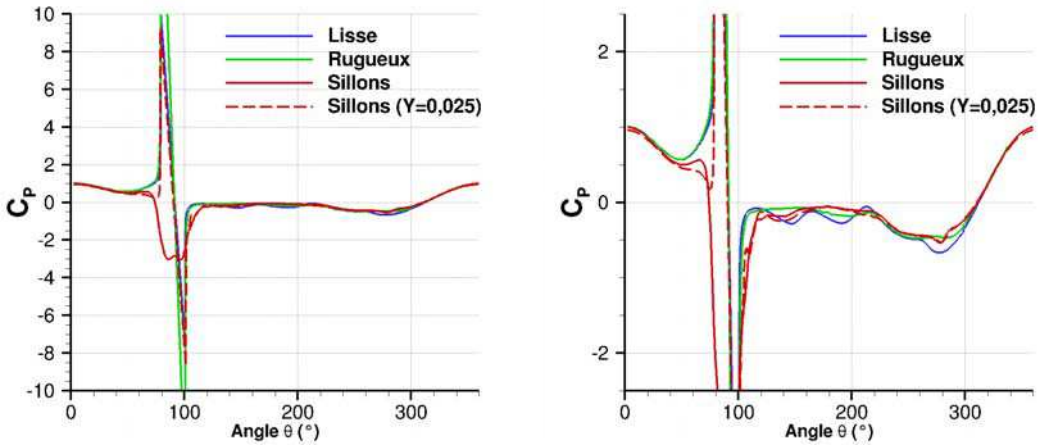
2.1 Phénomènes caractéristiques

Comme pour le cas de référence du pneumatique déformé lisse, les répartitions des coefficients de pression sur la ligne médiane tracées en Figure 4.5, permettent de vérifier la présence des phénomènes caractéristiques principaux que sont le pompage visqueux près de la zone de contact (à l'origine du *jetting*) et le décollement supérieur.

Les géométries considérées ici modifient l'intensité du pompage visqueux en amont du contact ainsi que les pics de pression positif et négatif qui lui sont liés. En augmentant le frottement pariétal et en épaississant les couches limites, la rugosité renforce les effets visqueux et donc le phénomène de pompage ; les pics de pression atteignent ainsi C_{Pmin}=-14,8 et C_{Pmax}=18,5 dans le plan médian Y=0 contre -7,69 et 9,95 pour le cas lisse. La présence de sillons diminue quant à elle l'aire de contact entre le pneumatique et le sol ce qui limite le pompage visqueux aux portions situées entre les sillons. Les pics de pression ne se retrouvent donc pas sur la ligne médiane mais en d'autres positions Y (voir Figure 4.5). Pour Y=0,025 m, les pressions positives en amont du contact sont de même intensité que sur le pneumatique lisse sans sillon à C_{Pmax}=9,05. En revanche, les valeurs négatives en aval sont accentuées par l'accélération du fluide liée au passage de l'air dans les sillons : le C_{Pmin} en cette position passe de -7,14 pour le pneumatique lisse à -8,69 avec les sillons. Dans le plan médian, la répartition de pression est marquée par la forte accélération du fluide dans les sillons avec des C_P de l'ordre de -3 à θ=90°.

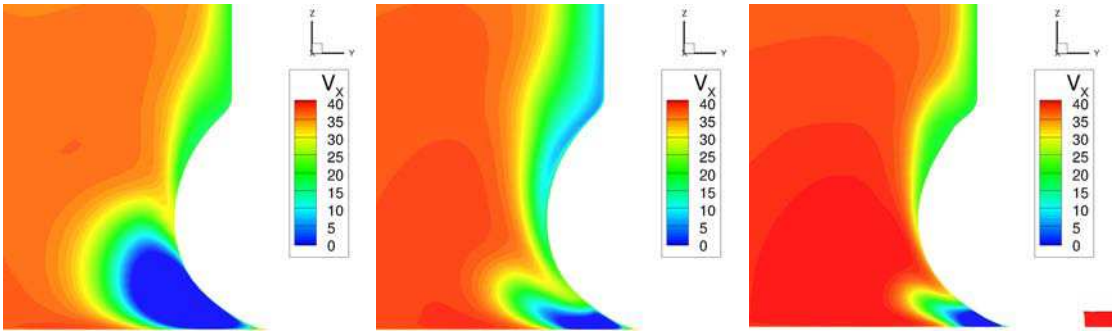
Le *jetting* et les structures qu'il génère par interaction avec l'écoulement extérieur sont également affectés par la géométrie du pneumatique. La Figure 4.6 présente les contours de vitesse

longitudinale V_X près de la zone de contact dans le plan X=0. D'autres visualisations sont reportées en Annexe D. La quantité réduite de fluide contrainte à contourner la roue entraîne un très fort affaiblissement du *jetting* pour le pneumatique 3 sillons. L'effet de la rugosité est plus complexe. Ainsi, le pompage visqueux est renforcé mais l'augmentation du frottement sur les flancs stabilise le *jetting* et affaiblit les tourbillons associés.



(a) (b) Zoom

FIGURE 4.5 – Répartitions de C_P moyens dans le plan médian Y=0

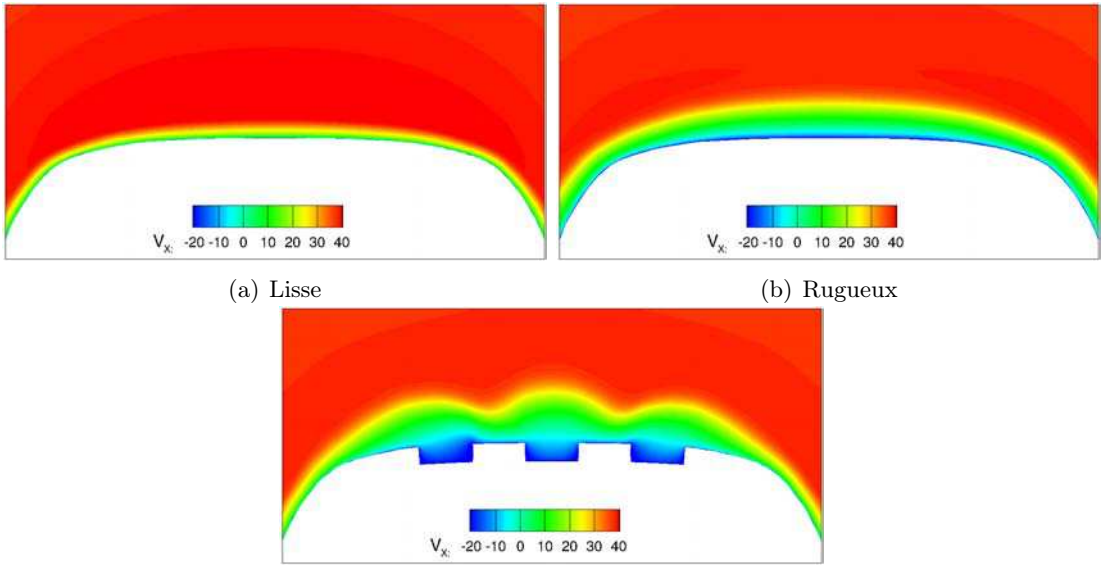


(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE 4.6 – Contours de vitesse longitudinale V_X en aval du *jetting* à X=0

L'effet de la rugosité modifie sensiblement la position du décollement. Sous l'effet de l'épaississement des couches limites, celui-ci est repoussé en amont avec, pour la hauteur de rugosité considérée, θ_{SP}=300° et θ_{C_P}=283° contre θ_{SP}=291° et θ_{C_P}=277° pour le pneumatique lisse. A contrario, la position angulaire du décollement supérieur est peu affectée par la présence des sillons. Cependant, ces derniers modifient considérablement le développement du bulbe de recirculation en aval dont la hauteur augmente.

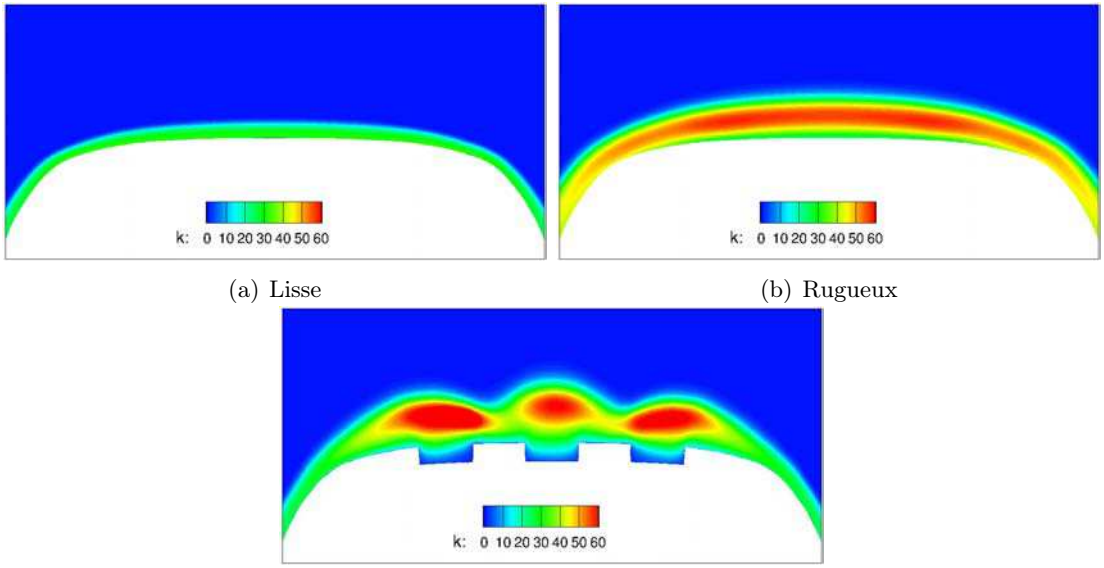
Les deux effets se traduisent alors par un épaississement des couches limites et une augmentation du taux de turbulence sur le sommet de la roue, représentés sur les Figures 4.7 et 4.8 par les contours de vitesse longitudinale V_X et d'énergie cinétique turbulente k dans le plan X=0.



(a) Lisse (b) Rugueux

(c) Sillons

FIGURE 4.7 – Contours de vitesse longitudinale V_X sur le sommet de la roue dans le plan X=0



(a) Lisse (b) Rugueux

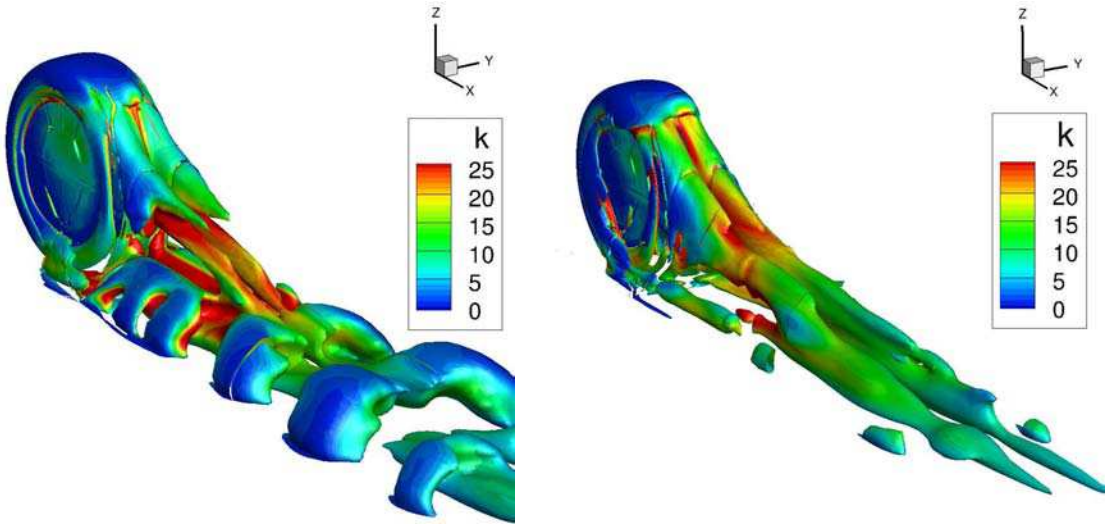
(c) Sillons

FIGURE 4.8 – Contours d'énergie cinétique turbulente k sur le sommet de la roue dans le plan X=0

2.2 Agencement des structures tourbillonnaires

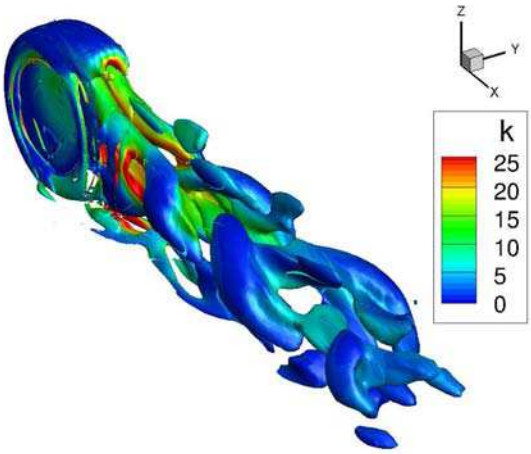
Les iso-surfaces de critère Q présentées sur la Figure 4.9 montrent les différences de topologie du sillage de la roue selon le pneumatique. Outre les effets sur le *jetting* et le décollement supérieur présentés en section précédente, des écarts importants apparaissent sur l'agencement et l'intensité

des structures tourbillonnaires qui se traduisent par une modification importante de l'allure du sillage et de ses dimensions, comme le montre les contours de vitesses et lignes de courant 2D des Figures 4.10 et 4.11 un diamètre en aval du centre de la roue. Par ailleurs, la disparition des "arches" tourbillonnaires dans le sillage du pneumatique rugueux et leur repositionnement sur le centre du sillage en présence de sillons longitudinaux indiquent une modification de la dynamique instationnaire des structures qui sera développée en Section 4.



(a) Lisse

(b) Rugueux

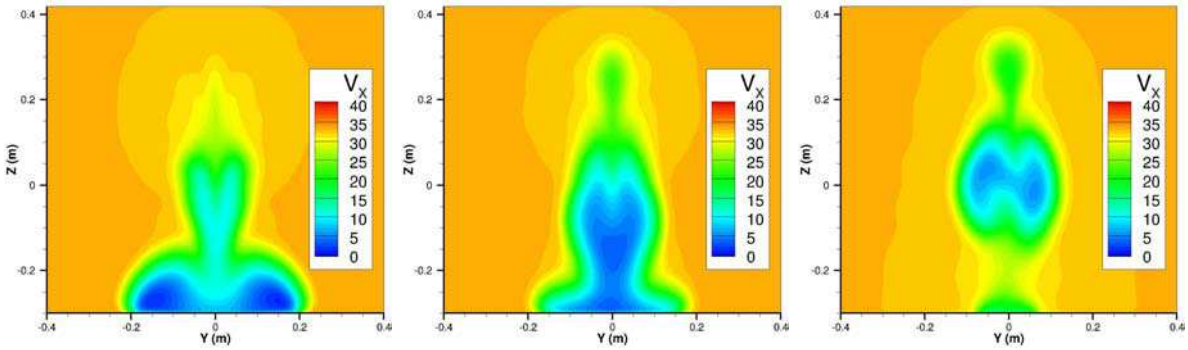


(c) Sillons

FIGURE 4.9 – Iso-surfaces instantanées de critère Q=1000 colorées par l'énergie cinétique k pour les différentes géométries de pneumatiques déformés

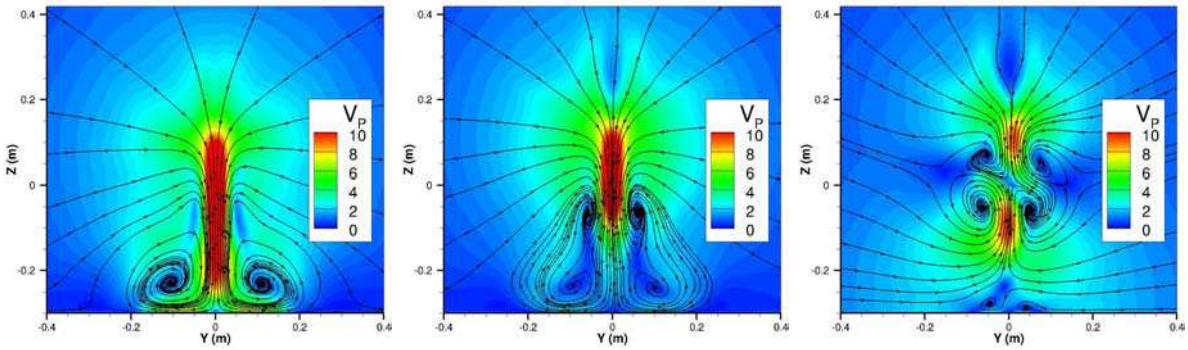
Le pneumatique rugueux et le pneumatique à 3 sillons génèrent les mêmes paires de tourbillons contrarotatifs que le cas de référence avec le même sens de rotation, à savoir :

- une paire supérieure liée au décollement supérieur et associée à un bulbe de recirculation
- une paire inférieure en aval des tourbillons de *jetting*
- une paire intermédiaire appuyée sur la face arrière du pneumatique



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE 4.10 – Contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan $X{=}D$ pour les différentes géométries de pneumatiques déformés



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE 4.11 – Contours de vitesse transverse V_P et lignes de courant 2D associées dans le plan $X{=}D$ pour les différentes géométries de pneumatiques déformés

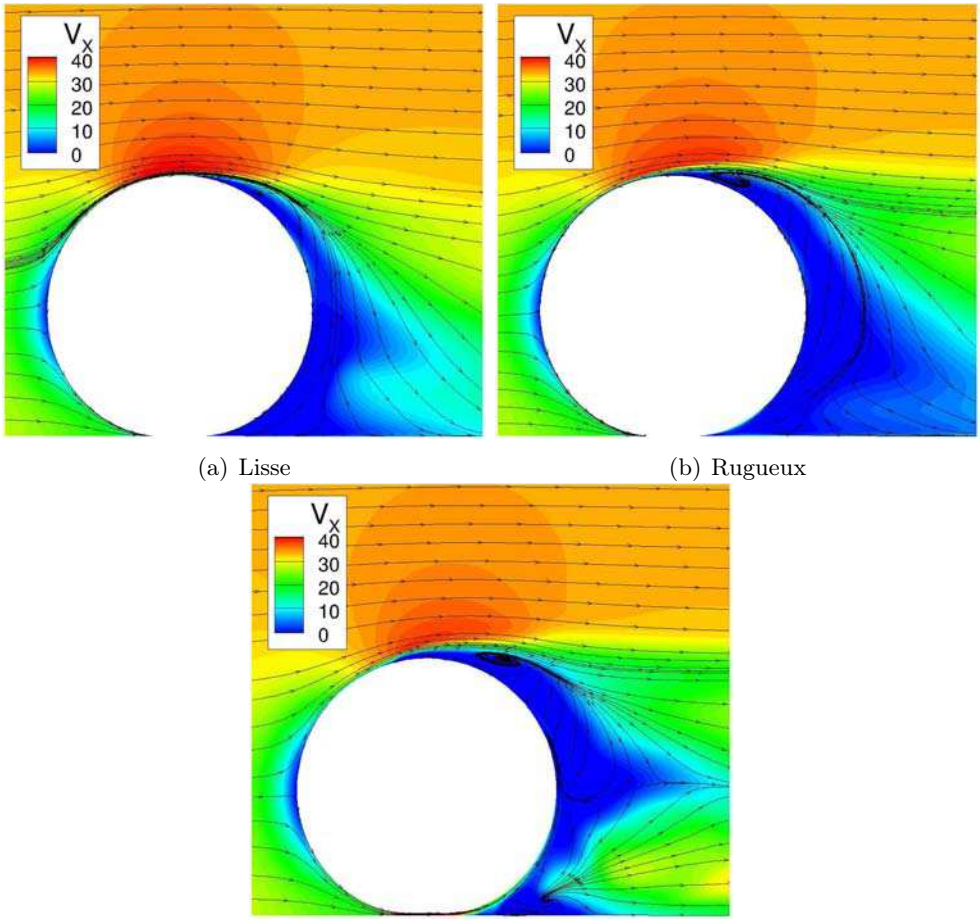
Aucun nouveau phénomène n'a donc été observé mais l'altération des divers phénomènes en présence suffit à modifier significativement les efforts aérodynamiques exercés sur la roue ainsi que les caractéristiques spatio-temporelles du sillage. Les différences s'expliquent alors uniquement par des variations d'intensité et d'orientation. Dans ces nouvelles topologies, on observe un renforcement des tourbillons centraux et supérieurs tandis que les structures inférieures sont considérablement affaiblies à l'instar du *jetting*. Les sillages se trouvent alors plus hauts et plus étroits que sur le cas de référence et leurs formes sont bien différentes. Pour le cas des sillons, une autre modification majeure réside dans le sens de rotation de la paire intermédiaire.

La Figure 4.12 met en évidence les premières causes de ces modifications topologiques. Cette figure montrent les contours de vitesse longitudinale associés aux lignes de courant 2D dans le plan médian $Y{=}0$ et explique en partie les différences de hauteur des sillages des trois roues.

Pour le cas rugueux, les lignes de courant sont très similaires à celles de la configuration lisse : elles indiquent la présence du bulbe de recirculation sur le haut de la roue et montrent

qu'en aval le fluide est toujours dévié vers le sol sous l'effet combiné de la rotation des tourbillons supérieurs et du *downwash* (descente de ces tourbillons). Le bulbe de recirculation est toutefois situé plus haut en raison du décollement précoce sur la bande de roulement rugueuse ce qui semble expliquer le sillage légèrement plus haut lui aussi.

En présence de sillons, les lignes de courant 2D mettent en évidence la disparition du *downwash* et la séparation des paires de tourbillons contrarotatives dans la direction verticale. Le sillage apparaît ainsi bien plus haut bien que le décollement supérieur ne soit pas modifié.

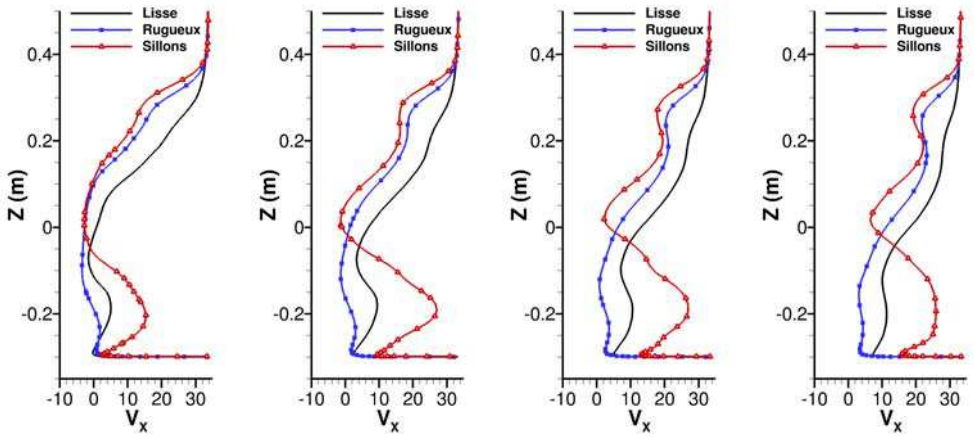


(a) Lisse (b) Rugueux

(c) Sillons

FIGURE 4.12 – Contours de V_X et lignes de courant 2D dans le plan médian Y=0 pour les différentes géométries de pneumatiques déformés

Des profils de vitesse longitudinale V_X dans le plan Y=0 sont tracés sur la Figure 4.13 à quatre distances X du centre de la roue pour les trois pneumatiques. De forts écarts de vitesse apparaissent dans le sillage à la fois sur la partie supérieure et sur la partie basse du sillage. La rugosité engendre un déficit de vitesse axiale sur toute la hauteur du sillage. Si les profils du cas 3 sillons montrent la même tendance sur la partie supérieure, ils se différencient complètement sur la partie inférieure où l'injection de quantité de mouvement dans la zone de recirculation par les sillons est particulièrement visible. L'impact combiné de l'affaiblissement du *jetting* et de cette accélération est significatif : les tourbillons de *jetting* sont beaucoup moins énergétiques et les structures inférieures du sillage sont bien moins développées. Notons que les profils rugueux se

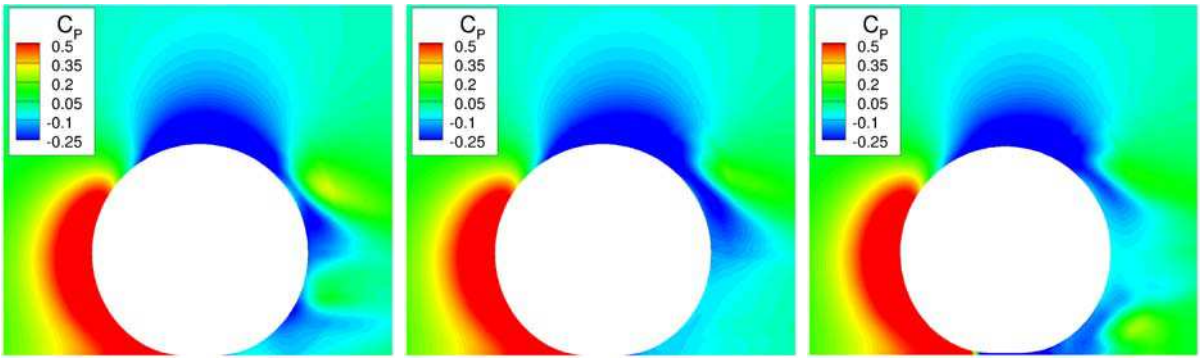


(a) X=5D/8 (b) X=3D/4 (c) X=7D/8 (d) X=D

FIGURE 4.13 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 pour les différentes géométries de pneumatiques déformés

rapprochent des résultats expérimentaux du Chapitre 3 se qui pourrait suggérer une différence d'état de surface entre le pneumatique lisse utilisé dans l'expérience et sa reproduction numérique.

La Figure 4.14, qui présente les niveaux de coefficient de pression dans le plan médian, révèle une autre modification importante en aval du pneumatique rugueux. Outre son action sur les décollements, l'augmentation du frottement agit aussi sur la zone de recirculation en aval de la roue. En effet, la rugosité de la bande de roulement accentue l'entraînement du fluide par la paroi en sillage proche. La dynamique engendrée dans cette zone tend alors à s'opposer au phénomène de *downwash*. Couplé à l'affaiblissement des structures basses du sillage, qui comme les autres paires de tourbillons ont tendance à ramener le fluide vers le sol dans le plan médian, cet effet d'entraînement supprime une partie de la dépression aval, ce qui est bénéfique en termes de traînée aérodynamique. L'altération du frottement pariétal due à la rugosité se traduit ainsi par une modification des efforts diffusifs mais également des efforts convectifs. Ces points seront plus amplement détaillés dans la Section 3.



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

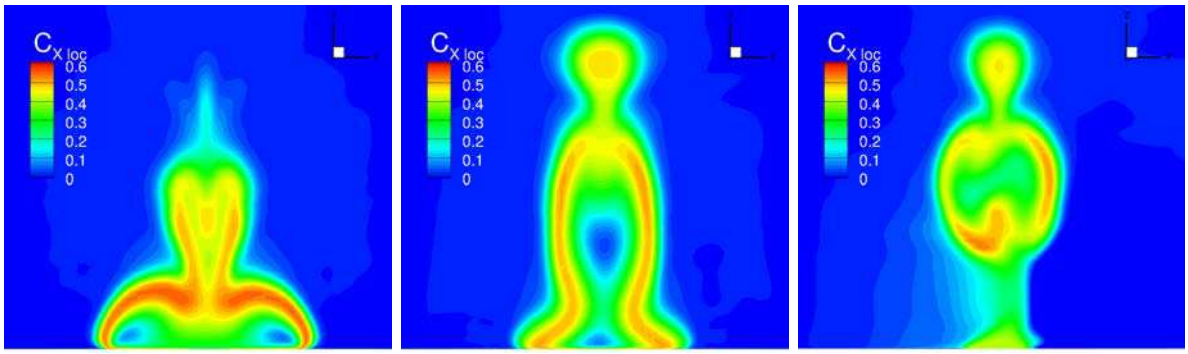
FIGURE 4.14 – Contours de coefficient de pression C_P dans le plan médian Y=0 pour les différentes géométries de pneumatiques déformés

Un rapide bilan permet ainsi de mettre en lumière les mécanismes à l'origine des changements de topologie pour les deux effets étudiés. Par rapport au cas de référence, le sillage du pneumatique rugueux montre un fort affaiblissement des structures inférieures, une légère atténuation du *downwash*, et des structures supérieures développées mais moins énergétiques (déficit de vitesse, baisse de vorticité et de critère Q). L'effet principal de la rugosité du pneumatique ne se situe pas au niveau de l'organisation des structures tourbillonnaires mais agit plutôt sur leur intensité. Pour le pneumatique avec sillons, le passage de l'air entre le sol et le pneumatique agit comme une injection de quantité de mouvement sur le bas de la zone de recirculation et engendre une réorganisation complète des structures du sillage avec une redistribution verticale des trois paires contra-rotatives.

3 Efforts aérodynamiques

Les contours de micro-traînée $C_{X\,loc}$ sont tracés sur la Figure 4.15 d'après l'équation (28) présentée en Section 6.3 des Méthodes. L'obtention de sillages très différents, tant au niveau de l'organisation des structures que de leur intensité, influe sur les mécanismes de production de traînée et constitue par conséquent un élément important à prendre en compte pour une future optimisation.

Pour les géométries étudiées ici, la traînée est essentiellement irréversible, c'est-à-dire liée aux pertes de pression totale et de vitesse longitudinale dans le sillage (traînée visqueuse). La contribution réversible est évaluée à environ 10% de la traînée irréversible pour les trois cas (voir les visualisations de l'Annexe D). Les zones principales de génération et propagation de traînée se situent autour des tourbillons. Les cartographies de micro-traînée permettent alors de retrouver les variations de dimension du sillage, l'affaiblissement des structures inférieures pour les pneumatiques rugueux et 3 sillons et le renforcement des structures supérieures et intermédiaires en présence de sillons longitudinaux.



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

Figure 4.15 – Contours de micro-traînée $C_{X\,loc}$ dans le plan transverse $X{=}D$ pour les différentes géométries de pneumatiques déformés (champs instantanés)

Le Tableau 4.1 dresse un bilan des coefficients de force C_X, C_Y, C_Z et du coefficient de moment C_M, incluant les écarts-types σ_X, σ_Y, σ_Z, σ_M observés sur leurs évolutions temporelles ainsi que leurs parts convectives (pression) et diffusives (frottement).

	Lisse	**Rugueux**	**Sillons**
$\mathbf{C_X}$	**0,3746**	**0,3828**	**0,3077**
σ_X	0,0060 (1,6%)	0,0018 (0,5%)	0,0034 (1,1%)
$C_{X\ pression}$	0,3415 (91,2%)	0,3332 (87,1%)	0,2754 (89,5%)
$C_{X\ frottement}$	0,0331 (8,8%)	0,0496 (12,9%)	0,0323 (10,5%)
$\mathbf{C_Y}$	**-0,0141**	**-0,0014**	**-0,0137**
σ_Y	0,0057 (–)	0,0024 (–)	0,0303 (–)
$C_{Y\ pression}$	-0,0141 (100,0%)	-0,0014 (100,0%)	-0,0137 (100,0%)
$C_{Y\ frottement}$	0,0000 (0,0%)	0,0000 (0,0%)	0,0000 (0,0%)
$\mathbf{C_Z}$	**0,2510**	**0,1771**	**-0,1551**
σ_Z	0,0076 (3,0%)	0,0054 (3,1%)	0,0107 (6,9%)
$C_{Z\ pression}$	0,2521 (100,4%)	0,1762 (99,5%)	-0,1526 (101,6%)
$C_{Z\ frottement}$	-0,0011 (-0,4%)	0,0009 (0,5%)	0,0025 (-1,6%)
$\mathbf{C_M}$	**0,0514**	**0,0902**	**0,0408**
σ_M	0,0007 (1,3%)	0,0009 (1,0%)	0,0004 (1,0%)
$C_{M\ pression}$	0,0056 (10,9%)	0,0094 (10,4%)	0,0042 (10,3%)
$C_{M\ frottement}$	0,0458 (89,1%)	0,0808 (89,6%)	0,0366 (89,7%)

Table 4.1 – Bilan des coefficients aérodynamiques sur roue isolée

3.1 Pneumatique rugueux

Pour le pneumatique rugueux, l'évolution des coefficients de forces montre une augmentation de traînée et de moment résistant en Y et une diminution de portance.

Les efforts de traînée et de portance étant essentiellement convectifs, leurs variations s'expliquent essentiellement par l'évolution de la position des décollements sur les épaules et au sommet du pneumatique. L'évolution des C_P sur la ligne médiane (Figure 4.5) a montré que, sur le sommet de la roue, la rugosité entraîne un déplacement du point de décollement mais aussi un affaiblissement notable de la zone d'accélération (*suction peak*), ce qui représente la cause majeure de la diminution de C_Z et contribue à l'augmentation de C_X.

Comme expliqué en Section 2.2, au niveau de la composante convective, la rugosité agit sur le C_X essentiellement par la position des décollements (effet pénalisant) et les niveaux de pression à l'arrière (effet bénéfique). L'effet d'entraînement sur l'écoulement aval semble dominer puisqu'on observe une diminution de la traînée convective. Cependant l'augmentation de la composante diffusive se traduit au final par une augmentation du C_X.

Le moment en Y est quant à lui essentiellement diffusif. Son augmentation est donc liée à l'augmentation du frottement pariétal sur l'ensemble du pneumatique. L'évolution du frottement est également à l'origine de l'augmentation des contributions diffusives de chaque force et moment. Notons ici que la composante convective du moment (de l'ordre de 10%) n'est due qu'à la déformation du pneumatique. En effet, sur une roue axisymétrique les efforts de pression coupent l'axe de rotation et ne contribuent donc pas au moment suivant l'axe de rotation.

3.2 Pneumatique 3 sillons

Pour le pneumatique avec sillons, les variations de coefficients aérodynamiques s'expliquent essentiellement par les fortes survitesses (jusqu'à $2V_\infty$) dans les sillons au niveau du contact au sol. Le premier effet de ces survitesses est l'apparition d'une déportance ($C_Z \leq 0$). Le coefficient

de portance est ainsi fortement diminué par rapport à la roue lisse et devient négatif. L'ajout des sillons induit également une diminution de moment résistant d'environ 21%. En effet, bien que sur la partie amont du pneumatique ce moment augmente du fait d'une surface exposée plus importante, ce phénomène est compensé par le comportement de l'écoulement en aval, où le frottement diminue fortement du fait de la réorganisation des structures (voir Figure 4.1), et au niveau du sol, où le frottement à l'intérieur des sillons correspond à un effet moteur. Enfin, l'écoulement secondaire entre la roue et le sol impacte la force de traînée par redynamisation de la zone de recirculation à l'arrière de la roue. Le coefficient de traînée C_X est ainsi réduit d'environ 18%.

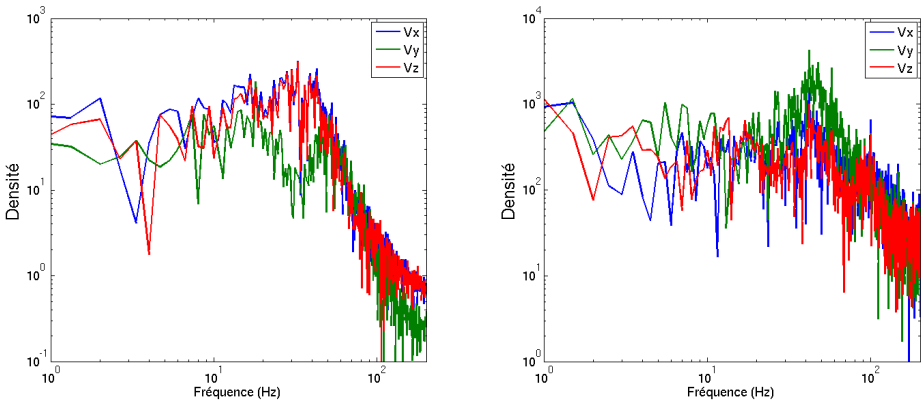
L'évolution de la traînée est également liée à la réorganisation importante des structures tourbillonnaires et notamment l'absence du *downwash*. Le fait que les tourbillons supérieurs – minima locaux de pression – ne longent plus la paroi du pneumatique explique ainsi en partie les variations de pression à l'arrière de la roue.

4 Analyses temporelles

Les comparaisons temporelles portent ici sur 3 points particuliers :

- les fréquences caractéristiques issues des analyses spectrales
- l'amplitude des variations de vitesses et de forces marquant l'intensité des phénomènes
- la localisation de l'instationnarité et les structures tourbillonnaires affectées

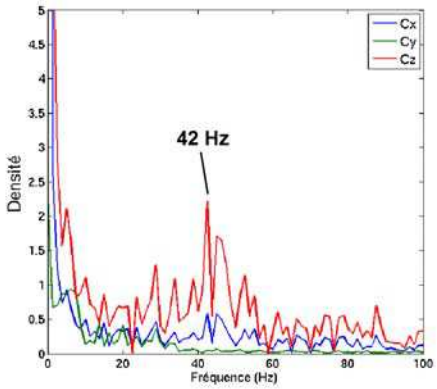
Si sur le cas lisse il avait été difficile de déterminer une fréquence principale précise dans la gamme 38 Hz – 42 Hz, la modification de l'écoulement par les deux autres géométries de pneumatique permet d'affiner les estimations, comme le montrent les spectres de vitesse de la Figure 4.16, calculés dans le plan médian, à $X{=}D$ et à la hauteur des tourbillons inférieurs ($D/8$ au-dessus du sol). Pour les trois géométries de pneumatique, les fréquences caractéristiques détectées sur les spectres des évolutions de force (voir Figure 4.17) et de vitesse sont alors comparables, avec des pics à 42,5 Hz pour le cas rugueux et 42 Hz pour la géométrie 3 sillons.



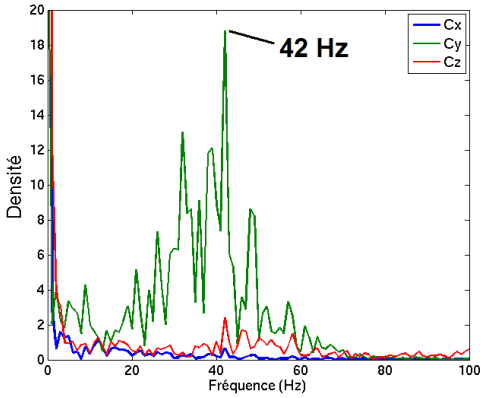
(a) Pneumatique lisse

(b) Pneumatique 3 sillons

FIGURE 4.16 – Spectres de vitesse dans le sillage des pneumatiques lisse et 3 sillons



(a) Pneumatique rugueux



(b) Pneumatique 3 sillons

FIGURE 4.17 – Spectres des coefficients de forces aérodynamiques pour les pneumatiques rugueux et 3 sillons

La rugosité affaiblit notablement l'instationnarité de l'écoulement notamment par l'augmentation de la viscosité turbulente dans le sillage. Ceci ne semble pas altérer la valeur de la fréquence principale mais se traduit par de faibles variations de vitesse dans le sillage et la diminution des écart-types sur les coefficients de forces aérodynamiques (voir Tableau 4.1).

La présence des sillons ne modifie pas non plus la fréquence principale mais elle amplifie certaines composantes instationnaires (augmentation des écarts-types de C_Y et C_Z dans le Tableau 4.1) et déplace l'instationnarité sur les structures intermédiaires et supérieures. Une autre conséquence importante est que la force latérale n'est plus soumise à des battements irréguliers basses fréquences mais est marquée par la fréquence dominante de 42 Hz. Une explication possible est que ce changement est lié à l'affaiblissement du *jetting* et à la localisation des effets instationnaires. Lorsque la zone instationnaire est située près du sol, les faibles variations latérales sont encore atténuées par les tourbillons énergétiques de part et d'autre du contact. En présence de sillons, les structures dominantes se situent environ à mi-hauteur de la roue. Le battement longitudinal à l'origine des lâchers à 42 Hz est toujours présent mais se trouve couplé à des oscillations latérales qui ne sont plus contraintes par les tourbillons de *jetting*.

5 Discussion

5.1 Phénomènes mis en évidence

Au niveau de la topologie, les deux modifications géométriques affaiblissent alors les structures inférieures du sillage et modifient les structures supérieures (intensité, direction, stabilité), altérant ainsi la forme du sillage, dans les deux cas plus haut et plus étroit que pour un pneumatique lisse.

Les deux géométries nous renseignent également sur les caractéristiques instationnaires du sillage. La fréquence principale ne semble pas affectée par ces modifications du pneumatique. La rugosité ne fait qu'atténuer l'amplitude des variations temporelles et la présence de sillons reporte l'instationnarité sur les tourbillons intermédiaires et supérieurs. Ceci semble confirmer les remarques des chapitres précédents, à savoir que le comportement fréquentiel est essentiellement

dicté par les dimensions du corps émoussé et ne prend que très peu en compte les caractéristiques susceptibles de modifier la nature du sillage, telles que la mise en rotation, le profil du pneumatique ou son état de surface.

Les phénomènes instationnaires de lâchers tourbillonnaires et, pour les cas dissymétriques, de battement du sillage ne dépendent donc pas directement du *jetting* puisqu'ils se produisent de manière relativement intense y compris quand celui-ci est très faible. L'instationnarité peut en outre se déplacer sur le haut du sillage dans le cas de sillons, confirmant ainsi la zone de recirculation arrière comme origine des effets de battements. Néanmoins le *jetting* pourrait agir sur l'intensité des phénomènes instationnaires et donc sur l'amplitude des variations de vitesse, de pression et de coefficients de force.

Enfin, l'analyse de l'évolution des forces et du moment résistant a permis d'évaluer l'impact des géométries sur les performances aérodynamiques de la roue isolée. Les sillons longitudinaux semblent très favorables dans cette configuration puisqu'ils diminuent à la fois la traînée et le moment en Y, sources de la dissipation d'énergie. A contrario, la rugosité pénalise les performances aérodynamiques par l'augmentation de la traînée et celle, très importante, du moment résistant.

L'impact de la rugosité du pneumatique et de la présence de sillons longitudinaux symétriques a ainsi été identifié sur roue isolée mais il est encore impossible de prévoir l'effet de ces modifications sur une configuration véhicule. On peut en effet penser que la rugosité aura un effet semblable, c'est-à-dire qu'elle modifiera l'intensité des phénomènes, et que le passage de l'air dans les sillons au niveau du contact au sol agira toujours sur le *jetting* et l'accélération du fluide en aval. En revanche, les modifications topologiques engendrées par les sillons seront probablement altérées car les structures dominantes se situent sur la partie supérieure du sillage et seront donc fortement impactées par la présence des passages de roue. En outre, les effets d'interaction avec la carrosserie du véhicule peuvent être altérés par ces modifications topologiques ; une diminution de la traînée des roues ne signifie donc pas automatiquement un gain sur la traînée totale du véhicule.

5.2 Autres effets géométriques

Certains effets géométriques ont été laissés de côté volontairement dans ce travail, en particulier les effets dimensionnels (diamètre, largeur, rapport d'aspect) et les variations dues à la charge appliquée (déformation et zone de contact). Les effets dimensionnels ont été suffisamment étudiés numériquement et expérimentalement pour en connaître l'impact sur l'écoulement, avec notamment une hausse de la traînée avec l'augmentation des dimensions et l'intensification des effets 3D avec la diminution du rapport d'aspect. Comme expliqué en Section 1.1 du Chapitre 1, on cherche à améliorer les performances aérodynamiques des pneumatiques à iso-dimensions.

En ce qui concerne la charge appliquée, et donc la déformation, la comparaison des résultats sur pneumatique déformé lisse avec les pneumatiques non déformés (roue simplifiée et roue expérimentale) montre que la topologie est inchangée ; comme le suggérait Mlinaric & Sebben [61], les différences semblent provenir uniquement de la largeur de la zone de contact qui modifie notamment l'intensité des structures et leur fréquence d'émission via le nombre de Strouhal caractéristique. La comparaison avec le pneumatique expérimental non-déformé du Chapitre 3 n'est pas directe puisque certaines caractéristiques (notamment l'enfoncement des jantes) diffèrent. Les résultats semblent tout de même converger vers une diminution nette de traînée de l'ordre de 15 à 18% avec la déformation (20% pour Mlinaric & Sebben [61] sur la roue avant). La déformation agit également sur le moment puisqu'elle permet l'apparition d'une composante

convective de l'ordre de 10% tandis que sur une roue axisymétrique les efforts de pression sont coplanaires avec l'axe de rotation et ne participent donc pas au moment.

Par ailleurs, l'effet des sillons longitudinaux n'est pas traité de manière exhaustive. Dans la géométrie proposée, les sillons présentent une largeur et une profondeur importantes. L'impact sur les performances aérodynamiques pourrait varier en fonction de leurs dimensions (taux d'entaillement). En outre, l'effet des sculptures transverses n'est pas considéré. L'utilisation d'une condition de rugosité à la surface du pneumatique n'est pas adaptée à la reproduction de toutes les sculptures mais peut reproduire l'effet de certaines d'entre elles, de faibles dimensions par rapport à la couche limite (entailles de type "lamelle" par exemple) ainsi que l'état de surface de la gomme du pneumatique. Pour les sculptures relativement profondes qui peuvent notamment agir sur l'orientation du fluide, leur géométrie doit impérativement être prise en compte.

Notons enfin que le classement des trois géométries déformées considérées ici en fonction de la traînée et le même que celui obtenu pour les moments en Y. Il est ainsi possible d'affirmer avec certitude que le pneumatique 3 sillons est celui qui dissipe le moins d'énergie et le pneumatique rugueux celui qui en dissipe le plus et peut conduire à la plus forte consommation de carburant. Certaines géométries peuvent cependant mener à des évolutions inverses des deux grandeurs. Dans ce cas, l'évolution de consommation est évaluée par la somme des deux coefficients C_X et C_M (voir Annexe B).

Bilan

Les simulations sur pneumatiques rugueux et 3 sillons ont permis de dresser un bilan des évolutions de l'écoulement engendrées par ces deux effets. La rugosité et les sillons longitudinaux ont des impacts bien différents sur l'évolution des forces aérodynamiques, des phénomènes caractéristiques et de la topologie. Le premier agit essentiellement par la modification de l'intensité des phénomènes tandis que le second induit un bouleversement de l'organisation spatiale du sillage par l'effet du passage de l'air entre le pneumatique et le sol.

Avant de passer à l'étude des configurations véhicule, le dernier élément étudié sur roue isolée sera celui de la mise en incidence, complétant ainsi l'identification des phénomènes aérodynamiques qui ne sont pas directement liés aux interactions avec la carrosserie.

Chapitre 5

Impact de l'incidence amont sur l'écoulement autour de la roue isolée

Dans le cas de roues installées sur un véhicule, l'écoulement incident impacte les roues avant selon un angle dépendant essentiellement des caractéristiques du véhicule (voir Section 3.2 de l'Etat de l'art). On considère ici un écoulement amont impactant le pneumatique déformé lisse avec un angle de 10° par rapport à la direction X dans le but d'identifier et d'évaluer l'impact de l'incidence du fluide sur les caractéristiques de l'écoulement, indépendamment des effets de la carrosserie.

La géométrie et le maillage sont identiques à ceux utilisés au Chapitre 2 pour l'étude à incidence nulle. La seule modification du domaine de calcul concerne la condition limite au niveau du sol. Pour ne pas créer une couche limite 3D de hauteur excessive en amont par interaction entre l'écoulement à 10° et le sol défilant dans la direction longitudinale, une condition de glissement est imposée sur le sol jusqu'à une distance D en amont de la roue.

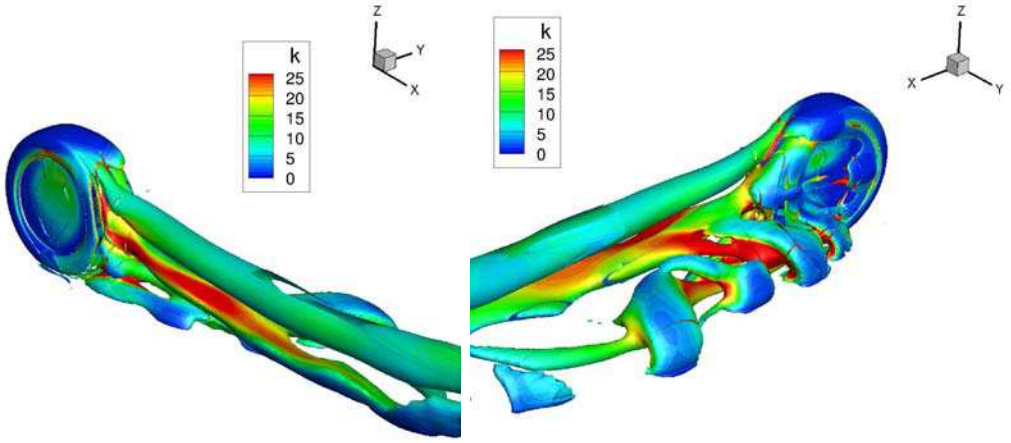
Les simulations sont toujours réalisées avec le modèle de turbulence k-kL et l'ensemble des paramètres numériques choisis au Chapitre 1 et résumés dans le Tableau 1.3 (page 58).

1 Analyses spatiales

L'écoulement arrive du côté $Y \leq 0$, dit côté intérieur. La mise en incidence d'une roue isolée entraîne des modifications topologiques importantes. Les iso-surfaces de critère Q de la Figure 5.1 révèlent les structures tourbillonnaires développées dans ces conditions dissymétriques.

Les répartitions des coefficients de pression sur la ligne médiane en Figure 5.2 confirment que les phénomènes caractéristiques sont toujours présents mais altérés par la dissymétrie. L'interaction de l'écoulement en incidence et du pompage visqueux (C_{Pmin}=-7,8 et C_{Pmax}=9,8) engendre un tourbillon de *jetting* très faible du côté intérieur et un lâcher de grosses structures tourbillonnaires instationnaires vers l'extérieur sous forme d'arches. Un décollement apparaît également sur le sommet de la roue, toujours localisé au-dessus de la surface en raison de la rotation, mais son orientation est modifiée. Si l'on se base sur le champ de frottement pariétal, sa position semble assez stable, repoussée de seulement de 1° vers l'aval.

Du côté intérieur, le sillage est étendu vers le haut (*downwash* très faible) et les structures sont bien distinctes les unes des autres avec la prédominance des structures supérieures et in-



(a) Côté intérieur (b) Côté extérieur

FIGURE 5.1 – Iso-surface de critère Q=1000 colorée par l'énergie cinétique k pour le pneumatique lisse à l'incidence de 10°

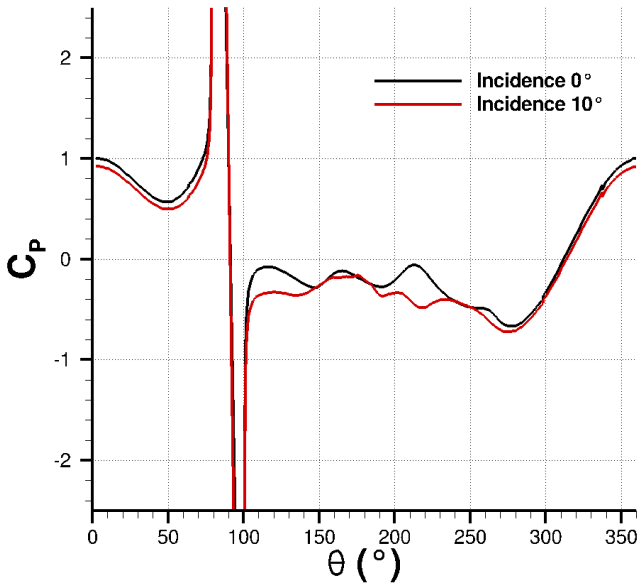
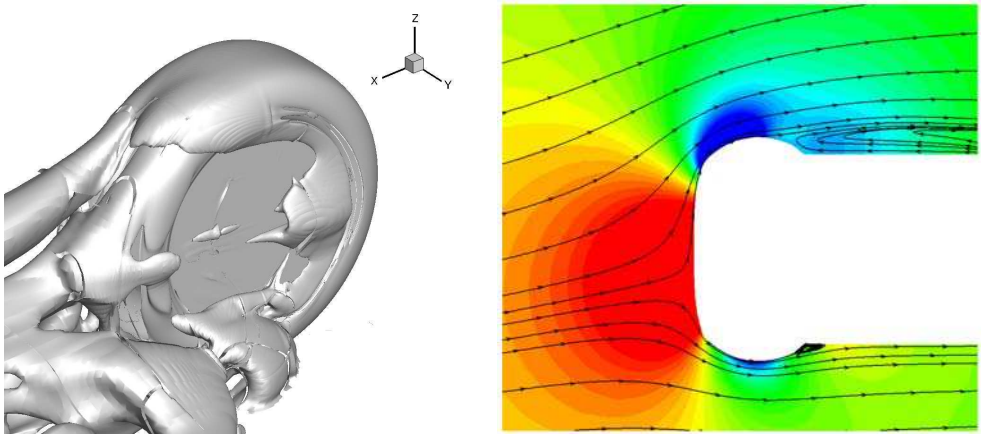


FIGURE 5.2 – Répartition des C_P moyens sur la ligne médiane pour le pneumatique déformé lisse à l'incidence nulle et à 10°

termédiaires. A l'extérieur en revanche, les structures supérieures sont toujours rabattues vers le sol et les tourbillons inférieurs très instationnaires dominent. D'un premier abord, on peut donc dire que l'organisation des structures du côté intérieur se rapproche de celle observée avec le pneumatique 3 sillons tandis que celle du côté extérieur reste similaire à la topologie de référence sur pneumatique lisse.

Une observation plus approfondie révèle d'autres particularités. Tout d'abord, autour de la roue, d'importantes modifications se manifestent à proximité de la jante extérieure (Figure 5.3). L'incidence du fluide modifie en effet les décollements au contournement des épaules amont du pneumatique, laissant apparaître une zone de recirculation plus importante et de nouvelles structures. Le déséquilibre intérieur/extérieur dans l'organisation des structures et l'affaiblissement considérable des structures basses sur le côté intérieur ne permet pas l'apparition d'un tourbillon de sillage en fer à cheval.



(a) Iso-surface de critère Q=1000

(b) Contours de V_X et lignes de courant 2D dans le plan Z=0 (vue de dessus)

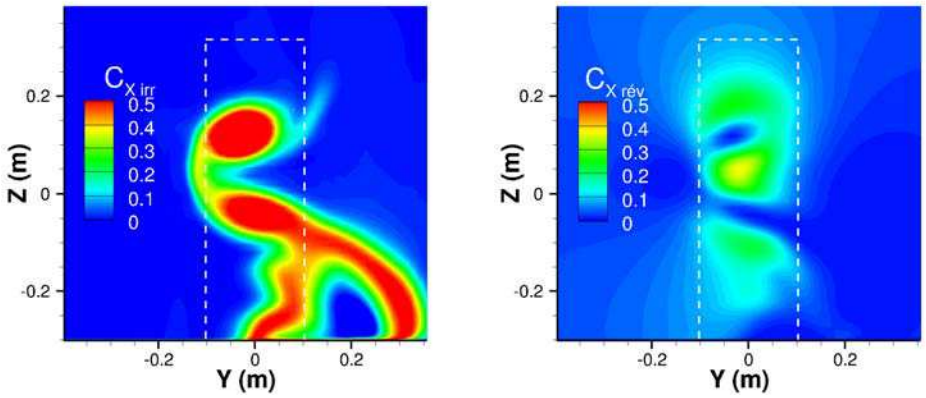
FIGURE 5.3 – Ecoulement à proximité de la jante extérieure

Au final, malgré la présence des structures tourbillonnaires principales de la roue isolée avec des sens de rotation identiques, l'allure du sillage est totalement modifiée par la forte dissymétrie causée par l'incidence amont, comme le montre la Figure 5.4 qui présente les composantes irréversibles et réversibles de la traînée locale dans un plan transverse situé un diamètre en aval du centre de la roue. Dans ce plan transverse, un seul tourbillon massif apparaît sur la partie basse du sillage, associé à deux autres structures. Celles-ci correspondent à la paire supérieure identifiée sur le cas de référence à incidence nulle, générées par l'interaction du décollement supérieur et des effets 3D sur les épaules du pneumatique. A incidence 10°, le tourbillon développé côté extérieur subit toujours le *downwash* et interagit avec le bas du sillage tandis que le tourbillon développé côté intérieur se maintient plus haut.

2 Efforts aérodynamiques

Pour la configuration en incidence, l'adimensionnement des forces et du moment n'est pas modifié, il se base toujours sur la surface de référence de la roue à incidence nulle. On considère donc une vision de "type véhicule". En effet, pour un véhicule en translation selon l'axe X, la surface de référence de la roue est la surface frontale par rapport à l'axe X même si localement la roue est soumise à un écoulement en incidence. Pour l'étude de l'impact de l'incidence sur roue isolée à iso-géométrie, ce choix revient à comparer les forces et moment.

Le Tableau 5.1 présente l'évolution des C_X, C_Y, C_Z et C_M avec la mise en incidence. Comme l'on pouvait s'y attendre, en raison de la dissymétrie de l'écoulement, la mise en incidence de la roue provoque l'apparition d'une force latérale importante orientée vers les Y positifs. En ce qui



(a) Composante irréversible C_{Xirr} (b) Composante réversible C_{Xrev}

FIGURE 5.4 – Contours de micro-traînée en aval de la roue isolée en incidence à X=D

concerne les autres forces, on obtient une augmentation de traînée de 11% et une diminution de portance de 7,5%. Il est intéressant de noter que le moment en Y n'est pas modifié mais se voit seulement soumis à une redistribution des contributions convectives et diffusives. Les évolutions de traînée, portance et force latérale sont encore une fois engendrées essentiellement par les efforts de pression. Enfin, on observe une augmentation générale des écarts-type des forces et du moment.

	INCIDENCE NULLE	INCIDENCE 10°
C_X	**0,3746**	**0,4100**
σ_X	0,0060 (1,6%)	0,0143 (3,5%)
$C_{X\ pression}$	0,3415 (91,2%)	0,3759 (91,7%)
$C_{X\ frottement}$	0,0331 (8,8%)	0,0341 (8,3%)
C_Y	**-0,0141**	**0,6508**
σ_Y	0,0057 (–)	0,0269 (4,1%)
$C_{Y\ pression}$	0,0057 (100,0%)	0,6459 (99,2%)
$C_{Y\ frottement}$	0,0000 (0,0%)	0,0049 (0,8%)
C_Z	**0,2510**	**0,2271**
σ_Z	0,0076 (3,0%)	0,0085 (3,8%)
$C_{Z\ pression}$	0,2521 (100,4%)	0,2256 (99,3%)
$C_{Z\ frottement}$	-0,0011 (-0,4%)	0,0015 (0,7%)
C_M	**0,0514**	**0,0514**
σ_M	0,0007 (1,3%)	0,0011 (2,1%)
$C_{M\ pression}$	0,0056 (10,9%)	0,0082 (16,0%)
$C_{M\ frottement}$	0,0458 (89,1%)	0,0432 (84,0%)

TABLE 5.1 – Evolution des coefficients aérodynamiques sur roue isolée avec la mise en incidence

3 Analyses temporelles

Le positionnement des capteurs fictifs est similaire à celui des chapitres précédents mais ici les mesures latérales sont prises à la fois en Y positifs et négatifs du fait de la forte dissymétrie de l'écoulement.

A l'instar de la configuration de pneumatique déformé lisse à incidence nulle, l'instationnarité de l'écoulement est localisée sur la partie basse du sillage mais elle se limite ici au côté extérieur de l'écoulement. Dans cette configuration, les lâchers tourbillonnaires sont très importants et cela dès l'amont du contact. Les variations de vitesse les plus importantes se situent ainsi dans l'alignement de ce phénomène. Le *jetting* est toujours très instationnaire, surtout du côté extérieur, tandis que le décollement supérieur reste stable. L'instationnarité des structures supérieures n'apparaît ainsi que lors de leur interaction avec le bas du sillage.

Les spectres de vitesse dans le sillage et ceux des coefficients de force de la roue font apparaître les mêmes fréquences dominantes, à savoir 5,5 Hz, 14 Hz et 34,5 Hz (voir Figure 5.5). Les fréquences 34,5 Hz et 14 Hz peuvent alors être comparées aux fréquences estimées à incidence nulle de 42,5 Hz et 17,5 Hz. Il est probable que cette diminution de fréquence d'environ 19% soit en grande partie liée à l'augmentation de la surface frontale causée par l'incidence de l'écoulement. En considérant que le nombre de Strouhal se conserve ($St_L \approx$0,263), cela correspondrait à une augmentation d'environ 25% de la longueur de référence. La fréquence de 5,5 Hz serait quant à elle propre à la mise en incidence et donc à la dissymétrie de l'écoulement. Notons, que la durée du calcul est trop réduite pour résoudre correctement la faible fréquence de 5,5 Hz.

Les fréquences n'interviennent pas sur toutes les forces de la même manière. Ainsi, la fréquence de 34,5 Hz n'apparaît pas sur le spectre de traînée et le pic à 14 Hz est particulièrement marqué sur la force latérale. Ces observations, couplées aux évolutions de vitesse dans le sillage, permettent de proposer une interprétation du comportement instationnaire de l'écoulement en reliant les fréquences à différents phénomènes. L'apparition de la fréquence 34,5 Hz sur les efforts en Y et Z laisse supposer un lien avec la fréquence d'émission des structures tourbillonnaires du côté extérieur. L'absence de cette fréquence sur les variations de traînée serait ainsi liée à la rapide déviation du sillage vers les $Y > 0$ empêchant le passage de ces structures sur la face arrière de la roue.

L'importance de la fréquence 14 Hz sur l'évolution des vitesses V_Y et sur les efforts, notamment la force latérale, montre que l'écoulement n'est pas seulement dominé par la fréquence d'émission des arches tourbillonnaires. Ce deuxième phénomène plus basse fréquence pourrait alors être lié aux importants décollements sur le pneumatique, en particulier le décollement supérieur et le décollement sur la jante extérieure.

4 Discussion

La topologie de l'écoulement autour de la roue isolée est significativement modifiée par la mise en incidence à 10°. Les phénomènes identifiés à incidence nulle aux Chapitres 2, 3 et 4 se retrouvent mais la forte dissymétrie induite par l'incidence engendre de forts déséquilibres gauche/droite sur l'intensité des structures qui se traduit par une réorganisation importante du sillage et des sources de traînée. L'instationnarité est quant à elle toujours présente sur le bas du sillage mais localisée essentiellement sur les structures extérieures. Les résultats à incidence 10° appuient l'hypothèse selon laquelle la fréquence des lâchers et le battement latéral ne sont conditionnés que par la fréquence naturelle de la zone décollée en aval du corps.

Si cette configuration permet de mettre en évidence les caractéristiques de la mise en incidence

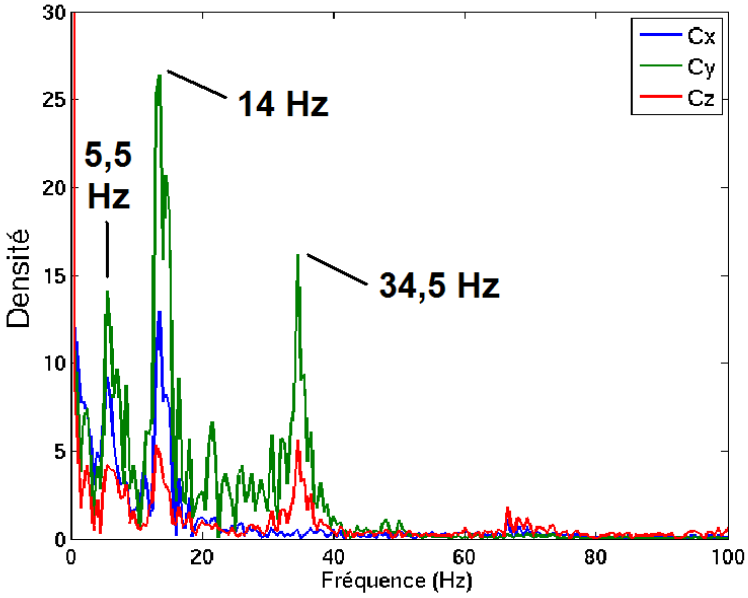


FIGURE 5.5 – Spectres des coefficients de force pour la roue isolée en incidence

de la roue isolée, elle ne permet cependant que des comparaisons limitées avec des configurations véhicules. En effet, si une grande partie des observations restent potentiellement valables pour des véhicules présentant des roues exposées, seules quelques remarques sur la partie basse du sillage et le côté extérieur de la roue pourront être utilisées dans les analyses topologiques des chapitres suivants sur la géométrie simplifiée de véhicule de tourisme.

Bilan

L'analyse des conséquences de la mise en incidence de l'écoulement impactant la roue isolée a montré d'importantes variations spatiales de l'écoulement, modifiant notablement les forces aérodynamiques, mais une très faible évolution de ses propriétés fréquentielles.

L'ensemble des effets propres aux caractéristiques de la roue en rotation a été étudié et les différents phénomènes physiques associés ont été identifiés et décrits. Les analyses spatio-temporelles vont maintenant pouvoir être étendues au cas d'un véhicule en s'appuyant sur les mêmes paramètres numériques, présentés au Tableau 1.3 du Chapitre 1.

Chapitre 6

Caractérisation spatio-temporelle de l'écoulement dans un cas de véhicule simplifié équipé de pneumatiques lisses

L'objectif de ce chapitre est d'identifier les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement se développant autour d'un véhicule simplifié afin d'analyser l'influence des roues. Pour cela, on s'attarde essentiellement sur la description de la topologie de l'écoulement, de son comportement instationnaire et des évolutions de forces aérodynamiques en distinguant 3 zones d'intérêt principales : le passage de roue avant, le passage de roue arrière et l'écoulement de culot. Afin d'améliorer la précision de l'analyse des structures tourbillonnaires et des fréquences caractéristiques, les résultats du modèle k-kL sont mis en parallèle avec ceux de la modélisation SAS.

Les résultats de ce chapitre ont fait l'objet d'une proposition de publication dans le Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics *intitulée "Aerodynamic characterization of the flow around a simplified vehicle using URANS simulations" [20].*

Pour ce cas de référence sur véhicule, les paramètres numériques utilisés pour les études sur roue isolée ont été repris. Les simulations sont donc toujours instationnaires et utilisent le modèle de turbulence k-kL ainsi que l'ensemble des paramètres numériques choisis au Chapitre 1 et résumés dans le Tableau 1.3 (page 58).

1 Environnement des roues

Comme expliqué dans la section 3 de l'Etude Bibliographique, les roues avant et arrière sont soumises à des environnements différents, sièges de phénomènes aérodynamiques distincts. Ces environnements, également bien différents de celui d'une roue isolée, se caractérisent par 3 éléments principaux :

1. les passages de roue limitent la surface des pneumatiques exposée à l'écoulement amont
2. la roue avant est soumise à un écoulement en incidence
3. la roue arrière se situe dans le sillage de la roue avant et subit par conséquent des variations de conditions amont (direction et norme de vitesse)

Ils peuvent être mis en évidence par les distributions des coefficients moyens de pression statique C_P dans le plan médian, présentées sur la Figure 6.1 et également comparées à celle de la roue isolée du Chapitre 2.

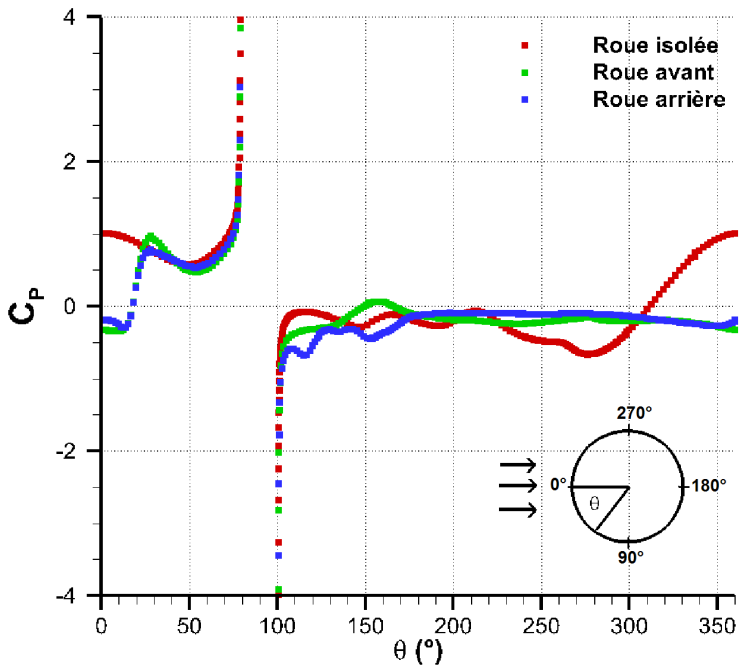


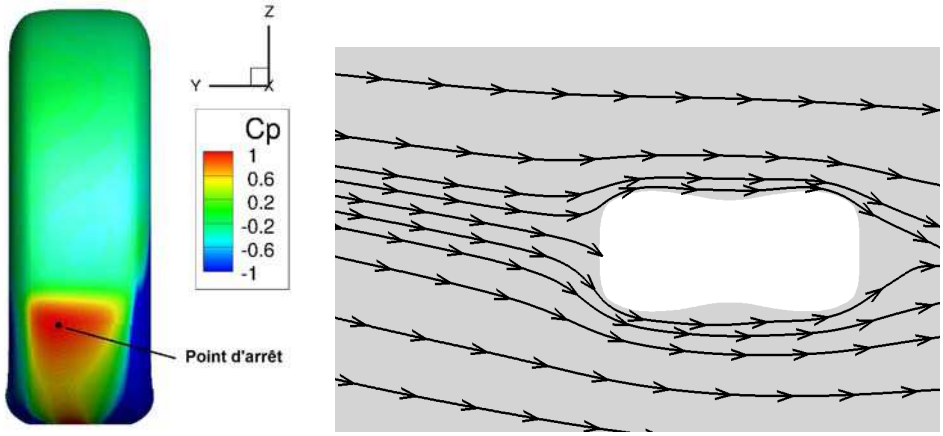
FIGURE 6.1 – Distribution de C_P pariétaux sur la ligne médiane des roues

Les points d'arrêt de l'écoulement amont sur les roues avant et arrière, qui marquent l'impact de l'écoulement amont, sont décalés vers le bas (θ=30°) à cause de la présence des passages de roue. En outre, la valeur de C_P au point d'arrêt de la roue arrière n'atteint pas 1 en raison de la perte de pression totale dans le sillage de la roue avant.

Pour 30°$\leq \theta \leq$ 60°, la baisse de C_P correspond à une accélération de l'écoulement et dépend des conditions de vitesse amont et de la géométrie de la roue. En particulier, le rapport d'aspect du pneumatique et le rayon de courbure de ses épaules influe sur l'intensité des effets 3D (effets de bords). Les différences sur cette portion de courbe sont dans le cas présent uniquement dues aux conditions de vitesse amont, c'est-à-dire aux points **2** et **3**.

Les courbes montrent que le phénomène de *jetting* est bien reproduit avec l'apparition des pics de pression positifs C_{Pmax}= 12,5 et négatifs C_{Pmin}= -10,8 en amont et en aval de la zone de contact (θ=90°), conséquence du phénomène de pompage visqueux décrit par Fackrell & Harvey.

La différence principale avec la roue isolée est l'apparition d'une section à C_P quasi-constant entre 0° et 10° et au-delà de 170° environ, ce qui correspond à la position des passages de roue (point **1**). Les passages de roue suppriment la zone d'accélération au-dessus des pneumatiques et limitent l'instationnarité de la zone décollée en aval. L'instationnarité de l'écoulement entre 100° et 270° observée sur roue isolée se concentre désormais sur une portion restreinte entre 100° et 170°, c'est-à-dire en aval en-dessous du passage de roue.



(a) Vue de devant (b) Plan horizontal à $D/3$ au-dessus du sol

FIGURE 6.2 – Visualisation de l'incidence de l'écoulement sur la roue avant par contours de C_P (a) et lignes de courant 2D

Le tracé des contours de C_P sur la roue avant et des lignes de courant dans plan horizontal révèle également sur la Figure 6.2 la forte dissymétrie résultant de l'incidence de l'écoulement amont (point **2**). La valeur de l'angle d'incidence a été évaluée entre 10° et 15° par rapport à la direction longitudinale X selon la position dans l'espace des lignes de courant.

2 Efforts aérodynamiques

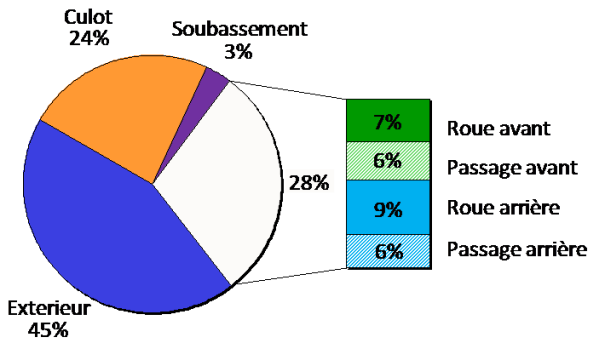
La Figure 6.3 résume la contribution de chaque partie du véhicule à la traînée totale pour les simulations k-kL et SAS. Sur les surfaces de la carrosserie, 5 parties ont été isolées : le culot, le soubassement, les deux passages de roue et les surfaces restantes (latérales et supérieures) regroupées sous la dénomination "surfaces extérieures". La traînée totale du demi-véhicule atteint 153,2 N en k-kL et 144,4 N en SAS.

La contribution totale des roues et des passages de roue atteint 29% en k-kL et 28% en SAS, confirmant ainsi les estimations de la littérature (voir Section 3 de l'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE). En outre, ces valeurs ne prennent en compte que la traînée propre des éléments et omettent par conséquent la composante indirecte que constitue l'effet des sillages sur le soubassement et le culot du véhicule. La part de la traînée liée aux roues et aux passages de roue est donc probablement supérieure à 30% et supérieure à celle des voitures du commerce en raison de la simplicité de la géométrie considérée ici.

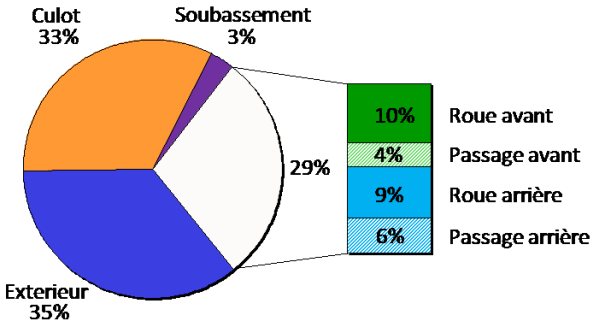
Bien que les simulations donnent des estimations semblables pour l'ensemble roues et passages de roues, le modèle SAS indique une contribution plus importante pour la roue avant. Il est intéressant de noter la compensation exacte entre l'augmentation sur la roue avant et la diminution sur le passage correspondant. Ceci indique que les différences sont localisées à l'intérieur du passage de roue, là où les normales de ces surfaces sont opposées. Les Sections 3 et 4 montreront que ces écarts ne sont pas la conséquence de topologies différentes dans l'écoulement mais découlent uniquement des variations d'intensité tourbillonnaire et de niveau d'instationnarité.

L'autre différence majeure entre k-kL et SAS concerne les contributions du culot et des surfaces extérieures, avec là encore une stricte compensation des contributions qui ne s'explique

cependant pas par des considérations géométriques comme précédemment. Cette différence est liée essentiellement à une modification des traînées de pression. Nous verrons dans les sections suivantes que le modèle SAS capte de plus nombreuses structures et de nombreux mouvements instationnaires dans l'écoulement de culot ce qui engendre un sillage moyen plus épais avec une recirculation plus intense. Ceci pourrait justifier une contribution plus forte du culot à la traînée et également celle plus faible des surfaces extérieures par la modification de la recompression sur l'arrière du véhicule.



(a) k-kL



(b) SAS

FIGURE 6.3 – Contribution des différentes parois à la traînée totale du véhicule

La traînée, la portance et la force latérale exercées sur chaque roue sont résumées dans les Tableaux 6.1 et 6.2, où σ représente l'écart-type (donné en pourcentage).

Les variances des forces sont bien plus importantes sur les résultats SAS du fait de la résolution d'une partie du spectre turbulent et donc de nombreuses structures tourbillonnaires sièges de l'instationnarité. L'écart le plus important sur les données moyennes concerne la force latérale de la roue arrière, négative en k-kL et positive en SAS. Cette valeur est probablement fortement dépendante de la direction du sillage de la roue avant. Pour les autres données, la méthode SAS donne des C_Y et C_Z plus faibles mais des C_X plus forts.

Les deux modèles s'accordent sur les différences entre roues avant et arrière. Les fortes variations de traînée et de portance sur la roue avant sont dues à l'apparition d'un phénomène spécifique à l'avant expliqué plus loin en Section 4. L'incidence de l'écoulement induit une force latérale importante sur la roue avant, toujours dirigée vers l'extérieur du véhicule (Y négatifs).

A l'arrière, la valeur moyenne de cette force est bien moindre mais l'amplitude des variations est considérable, avec une force latérale alternativement positive ou négative liée aux variations de direction du sillage avant.

Effort		k-kL	SAS
Traînée	Moyenne (N)	11,5	14,4
	σ	8,2%	12%
Portance	Moyenne (N)	-13,4	-4,19
	σ	6,2%	25%
Force latérale	Moyenne (N)	-41,8	-23,1
	σ	8,6%	21%
Moment résistant	Moyenne (N.m)	0,892	0,860
	σ	1,7 %	3,4 %

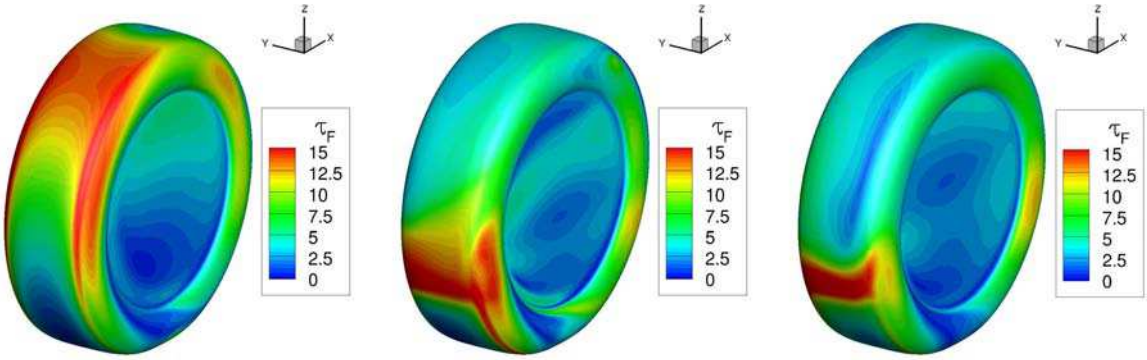
Table 6.1 – Moyennes et écarts-types des forces et moment aérodynamiques s'exerçant sur la roue avant

Effort		k-kL	SAS
Traînée	Moyenne (N)	14,4	12,5
	σ_X	5,1%	26%
Portance	Moyenne (N)	-19,6	-12,0
	σ_Y	3,6%	18%
Force latérale	Moyenne (N)	-8,55	4,05
	σ_Z	111%	275%
Moment résistant	Moyenne (N.m)	1,088	0,900
	σ_M	0,9 %	4,18 %

Table 6.2 – Moyennes et écarts-types des forces et moment aérodynamiques s'exerçant sur la roue arrière

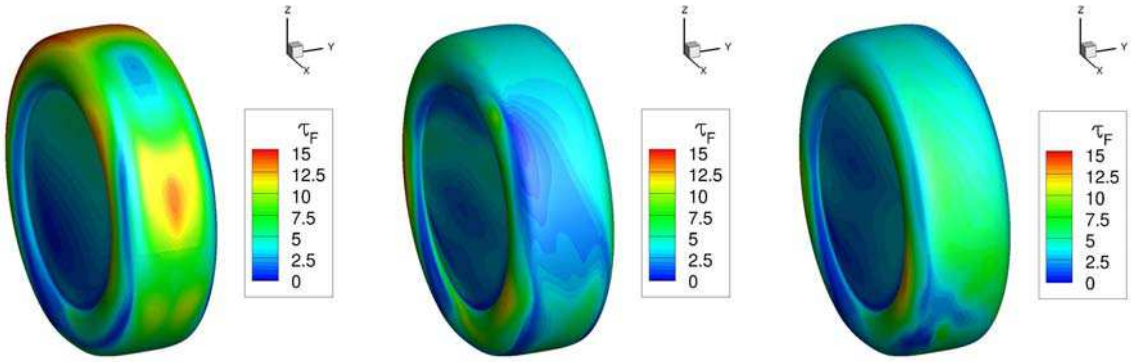
Avec le modèle k-kL, on observe une chute de traînée propre de 64% pour la roue avant et 55% pour la roue arrière par rapport aux résultats sur roue isolée C_X=0,3746 soit F_X=32 N (voir Chapitre 2). Celle-ci s'explique en grande partie par la forte diminution de la surface exposée à l'écoulement. La suppression de l'accélération sur le sommet de la roue (*suction peak*) en présence des passages de roue conduit à une chute de portance. Sur véhicule, les roues avant et arrière sont alors soumises à une déportance avec F_Z=-13,6 N à l'avant et F_Z=-19,5 N à l'arrière, soit des C_Z respectifs de -0,160 à l'avant et -0,228 à l'arrière en se ramenant à la surface de référence sur roue isolée. Les estimations de forces latérales sur la roue avant confirment l'incidence de l'écoulement amont déjà mentionnée en Section 1. Pour la roue arrière, les simulations k-kL et SAS ne s'accordent pas sur le signe de F_Y mais les deux modèles donnent des valeurs moyennes faibles par rapport à l'amplitude des variations σ_Y.

Enfin, les interactions avec la carrosserie se traduisent par une diminution du moment résistant qui valait 1,384 N.m sur roue isolée. Les Figures 6.4 et 6.5 présentent les contours de frottement pariétal sur la roue isolée et les roues avant et arrière du véhicule et permettent d'expliquer ces variations de moment, et plus généralement des efforts diffusifs. La présence du passage de roue supprime la forte accélération du fluide sur la partie supérieure de la roue isolée. Celle-ci engendrait un frottement important en s'opposant au sens de rotation de la roue. La différence entre les roues avant et arrière s'explique quant à elle par les effets de cisaillement entre les roues et les passages de roue. Le frottement est ainsi plus élevé sur la roue arrière dont le passage est le plus étroit.



(a) Roue isolée (b) Roue avant (c) Roue arrière

FIGURE 6.4 – Contours du frottement pariétal τ des pneumatiques (vue avant extérieure)



(a) Roue isolée (b) Roue avant (c) Roue arrière

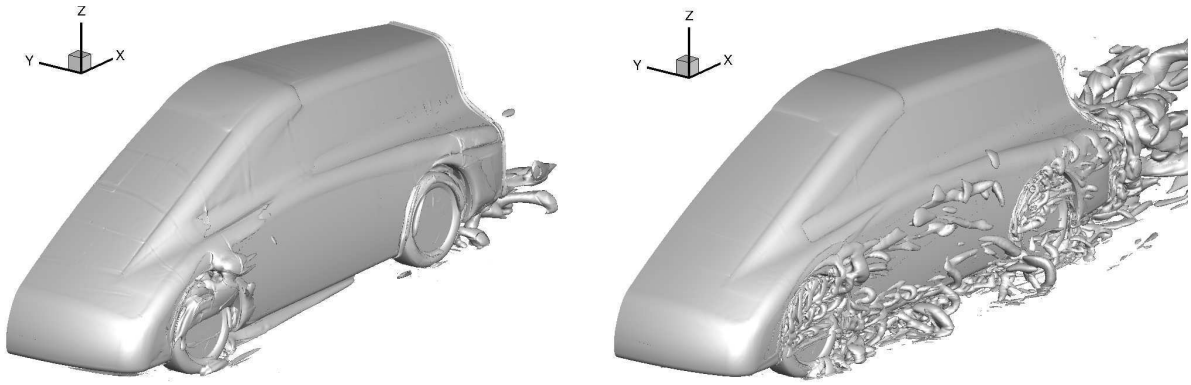
FIGURE 6.5 – Contours du frottement pariétal τ des pneumatiques (vue arrière intérieure)

3 Analyses spatiales

La Figure 6.6 présente l'iso-surface instantanée de critère Q=5000 pour les deux modèles de turbulence utilisés dans ce chapitre.

La construction du modèle SAS (voir Section 2.5) permet la résolution d'une partie du spectre de la turbulence grâce au développement et à la convection des instabilités. Cette approche détecte beaucoup plus de structures tourbillonnaires que les modèles URANS classiques comme le k-kL, dont l'intensité peut en outre varier par rapport aux autres modèles. Dans notre configuration, la Figure 6.6b révèle de très nombreuses structures de tailles variables dans les passages de roues, les sillages des roues et le sillage du véhicule. On peut citer en particulier le développement d'instabilités de Kelvin-Helmholtz sur plusieurs arêtes de la carrosserie ou l'apparition d'"arches" dans le sillage des deux roues, particulièrement visibles à l'avant, et qui n'apparaissent qu'à l'arrière avec le modèle k-kL. D'autres structures sont présentes dans les deux cas mais avec des niveaux de Q différents ce qui complique les comparaisons. Ainsi, les structures issues du

sommet du passage de roue avant sur l'iso-surface Q=5000 en SAS apparaît bien sur les résultats k-kL mais pas au même niveau de critère Q.



(a) k-kL (b) SAS

FIGURE 6.6 – Iso-surfaces Q=5000 sur les champs instantanés

Le nombre, la taille et l'intensité des structures tourbillonnaires résolues par les simulations k-kL et SAS sont alors trop différent pour autoriser une comparaison directe des résultats instantanés. Les analyses spatiales ci-dessous visant à isoler les structures principales sont donc essentiellement basées sur la comparaison des résultats moyennés sur 2×10^5 pas de temps (2 secondes). Ce nombre de pas de temps suffit à atteindre la convergence des valeurs moyennes et RMS pour les deux types de modélisation mais nous verrons lors des analyses temporelles qu'elle reste insuffisante pour la résolution des phénomènes basse fréquence captés par la méthode SAS. Quelques visualisations instantanées des résultats SAS seront également utilisées pour illustrer la nature des structures tourbillonnaires.

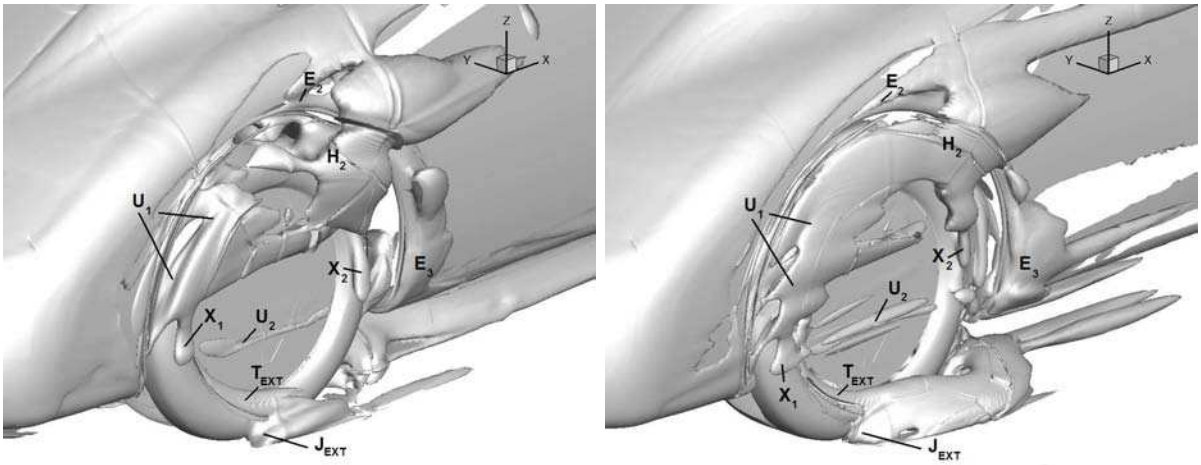
3.1 Passage de roue avant

Les deux spécificités de la roue avant sont d'être soumise à un écoulement en incidence (entre 10° et 15°) et d'être montée dans un passage de roue plus profond que celui de la roue arrière. En effet, la taille du passage avant doit permettre la rotation des roues selon l'axe Z afin d'assurer le guidage du véhicule.

Les Figures 6.7 et 6.8 montrent des iso-surfaces de critère Q de l'écoulement moyen autour de la roue avant. Malgré le faible degré de résolution des échelles turbulentes du k-kL comparé à l'approche SAS, les deux écoulements moyens sont très similaires. Des tourbillons liés aux différentes parties de la roue et de son passage ont été identifiés dans les deux cas :

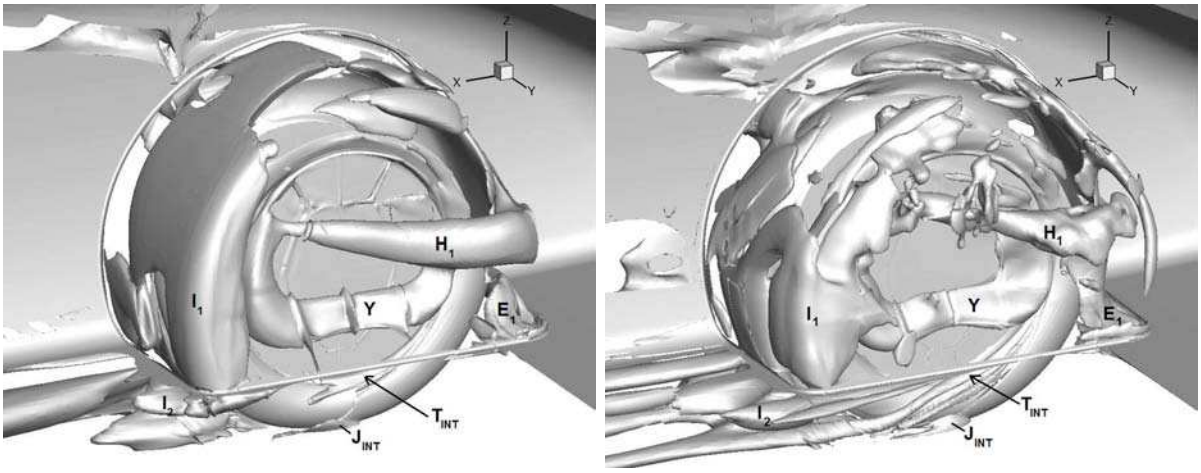
- tourbillons de *jetting* : J_{INT}, J_{EXT}
- tourbillons générés par les décollements autour du pneumatique : T_{INT}, T_{EXT}
- tourbillons générés par l'incidence de l'écoulement : Y
- tourbillons horizontaux situés entre le pneumatique et le passage de roue : H_1, H_2

- tourbillons générés sur la partie amont du passage de roue : U_1, U_2
- tourbillons situés sur l'épaule extérieure du pneumatique : X_1, X_2
- tourbillons générés dans le coin intérieur du passage de roue : I_1, I_2
- tourbillons générés sur les arêtes du passage de roue : E_1,E_2,E_3



(a) *k-kL* (b) SAS

FIGURE 6.7 – Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue avant (vue extérieure)



(a) *k-kL* (b) SAS

FIGURE 6.8 – Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue avant (vue intérieure)

Sur la Figure 6.7, l'une des différences principales entre k-kL et SAS réside dans la taille du tourbillon de *jetting* extérieur J_{EXT}. Celui-ci semble plus gros sur les simulations SAS. Cela vient probablement du fait que cette structure, qui apparaît comme un tourbillon unique sur les résultats k-kL, correspond à un lâcher de tourbillons (toriques) sur les résultats SAS instantanés de la Figure 6.9, tout comme sur les résultats LES de Krajnović [49]. Ainsi les données moyennes de ce phénomène instationnaire donnent une structure très développée.

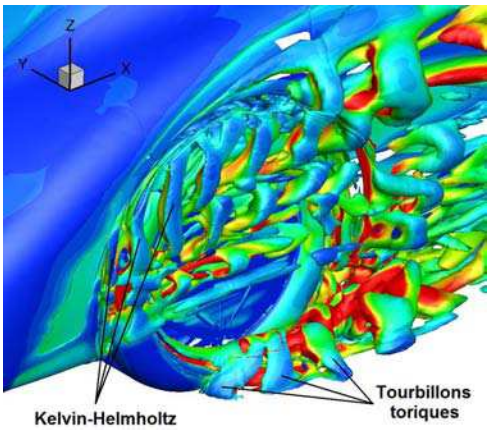


FIGURE 6.9 – Iso-surface instantanée de critère Q=5000 colorées par l'énergie cinétique turbulente à l'extérieur de la roue avant

Dans les deux simulations, l'incidence de l'écoulement amont entraîne une dissymétrie des tourbillons développés sur la partie inférieure de la roue, J_{EXT} et T_{EXT} étant plus développés que J_{INT} et T_{INT}. Notons par ailleurs que les tourbillons T_{INT} et T_{EXT} sont générés par des décollements à la jonction du pneumatique et des jantes. Ils ont par conséquent été observés par Wäschle [86], qui utilisait des pneumatiques réalistes, mais pas par les auteurs utilisant des cylindres comme géométrie simplifiée de roue [73, 49].

Sur le haut du passage de roue, les tourbillons U_1 et X_1 interagissent avec H_2 pour former une structure imposante qui se propage en aval le long de la paroi latérale du véhicule.

U_1 correspond au tourbillon C de Régert & Lajos [73] et Krajnović [49] (Figure 15 de l'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE). La confrontation des champs moyens k-kL et SAS et de la visualisation instantanée de la Figure 6.9 semble indiquer que ce tourbillon est formé par la prolongation du tourbillon E_1 développé sur l'arête inférieure et par les instabilités de type Kelvin-Helmholtz développées sur l'arête latérale du passage de roue. Les structures X_1 et X_2 sont situées sur la moitié supérieure du pneumatique, le long de l'épaule (là où la largeur est maximale). Leur localisation juste au-dessus de l'axe de la roue, là où les mouvements du pneumatique et de l'écoulement principal sont opposés, laisse penser qu'ils sont probablement liés à la rotation de la roue. Le tourbillon H_2 lui aussi est supposé être en partie généré par la rotation de la roue. Cela confirmerait les observations de Li *et al.* [53], qui détectent deux tourbillons s'échappant du sommet du passage de roue dont un induit par la rotation et l'autre par un simple décollement (respectivement H_2 et E_2 dans la notation proposée ici). En revanche, contrairement à la structure B de Régert & Lajos et Krajnović, H_2 ne provient pas de l'espace intérieur entre la roue et le passage ; il s'appuie ici sur le sommet de l'épaule extérieure du pneumatique.

U_2 est également observé dans les résultats de Krajnović [49] et Wäschle [86] mais seul ce

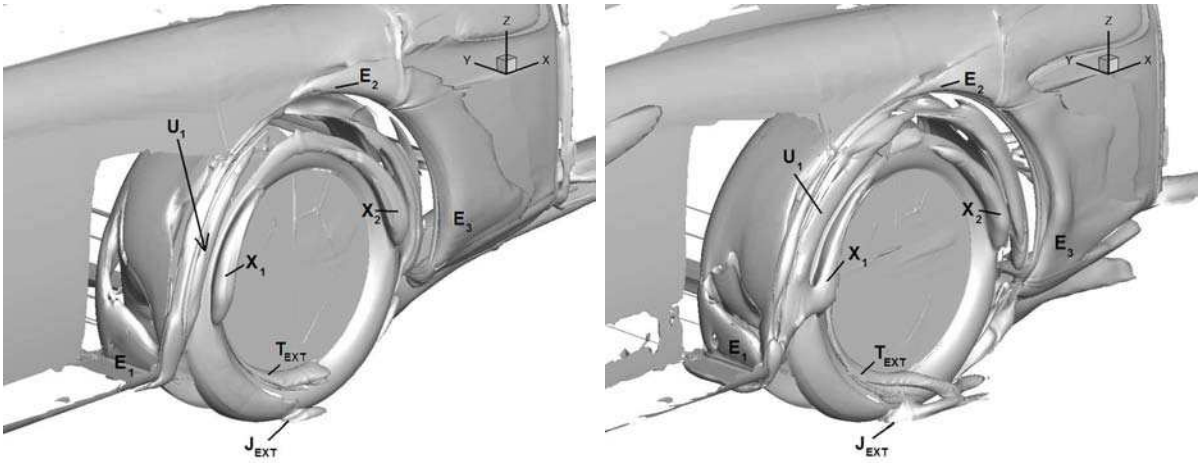
dernier le cite dans son schéma de topologie comme un tourbillon latéral (*side vortex*) qui serait créé par la rotation. Nous verrons cependant que cette hypothèse est remise en cause par le fait qu'U_2 n'apparaisse pas sur la topologie de l'écoulement autour du passage de roue arrière (voir Section 3.2).

D'autres tourbillons peuvent être décrits sur la vue intérieure en Figure 6.8. La structure H_1 est elle aussi liée à la rotation. Elle serait générée par l'interaction de l'écoulement amont, qui pénètre le passage vers le haut, et du fluide à l'intérieur du passage, entraîné vers le bas par la rotation de la roue. Elle se prolonge sur le côté intérieur de la roue. Le tourbillon I_1 est engendré par la forte recirculation à l'intérieur du passage de roue et semble dépendre des dimensions de celui-ci, plus particulièrement sa profondeur. I_2 prolonge I_1 vers le soubassement du véhicule, là où l'écoulement s'échappe du passage de roue.

Enfin les tourbillons notés E sont générés par les décollements de couche limite sur les arêtes du passage de roue ; ils sont également mentionnés dans la littérature [73, 86, 49].

3.2 Passage de roue arrière

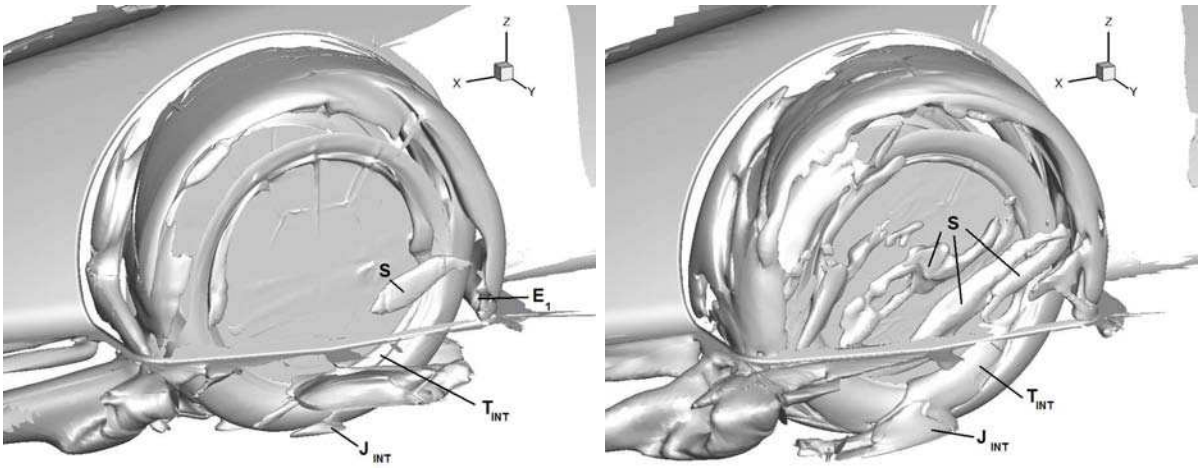
Contrairement à la roue avant, l'écoulement arrive sur la roue arrière avec de petits angles d'incidence mais les conditions amont locales sont affectées par le sillage de la roue avant et sont par conséquent particulièrement instationnaires. En outre, en l'absence de contrainte liée au guidage du véhicule, le volume du passage de roue arrière peut être minimisé afin de diminuer la traînée du véhicule (voir [29, 73, 83] pour le rapport entre volume du passage de roue et traînée totale).



(a) k-kL (b) SAS

FIGURE 6.10 – Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue arrière (vue extérieure)

Les Figures 6.10 et 6.11 présentent des iso-surfaces de critère Q de l'écoulement moyen autour de la roue arrière. Les simulations k-kL et SAS donnent là encore des résultats très similaires en termes de topologie. La comparaison des structures tourbillonnaires se développant autour des roues avant et arrière révèle de nombreuses structures en commun liées à la partie inférieure



(a) *k-kL* (b) SAS

FIGURE 6.11 – Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue arrière (vue intérieure)

de la roue ainsi qu'au passage de roue. Ces structures diffèrent néanmoins par leur taille et leur intensité.

La dissymétrie des tourbillons de *jetting* J_{INT} et J_{EXT} ainsi que de T_{INT} et T_{EXT} est beaucoup moins marquée en raison de l'incidence réduite de l'écoulement amont. Ils sont d'autre part moins intenses du fait de l'influence du sillage de la roue avant qui entraîne une perte de pression totale et une réduction de vitesse.

Tous les tourbillons E liés à la géométrie du passage de roue sont reproduits à l'arrière, ainsi que U_1, X_1 et X_2. Cela confirme l'analyse de la Section 3.1 qui suggère que U_1 n'est pas lié à l'incidence de l'écoulement mais est simplement créé par un décollement de couche limite sur l'arête extérieure amont du passage, dans la prolongation de E_1. Son orientation peut quant à elle être affectée par les niveaux de vitesse extérieure et la rotation de la roue. Pour la roue arrière, X_1 et U_1 interagissent peu et X_2 est plus développé.

D'autres structures tourbillonnaires sont spécifiques à chaque roue.

Certains tourbillons observés sur la roue avant, dans la section précédente, n'apparaissent pas à l'arrière : H_2, I_1, I_2, Y, U_2. Ceux-ci peuvent donc être dus au volume du passage de roue et/ou à l'angle d'incidence de l'écoulement amont. Parmi eux, Y, situé sur le côté intérieur, est supposé être lié à l'effet combiné du volume et de l'angle d'incidence. Il est formé par la remontée dans l'espace intérieur de l'écoulement incident après avoir impacté la jante. I_1 et sa prolongation I_2 sont plutôt liés au volume du passage qui permet le développement de la recirculation. U_2 serait quant à lui l'extension de X_1 dans le cas d'un écoulement à incidence non-nulle. Enfin, la disparition du tourbillon H_2 sur la roue arrière démontre que cette structure n'est pas seulement générée par la rotation du pneumatique mais aussi par les spécificités de la roue avant.

Les tourbillons spécifiques à la roue arrière sont situés dans l'espace intérieur formé par la paroi latérale du passage de roue et la roue elle-même. Ils sont particulièrement visibles dans les résultats SAS sous forme d'un lâcher de structures allongées notées S. Ce phénomène est probablement engendré par le volume restreint du passage arrière qui empêche le développement d'une forte zone de recirculation et accentue le cisaillement du fluide dans cette région.

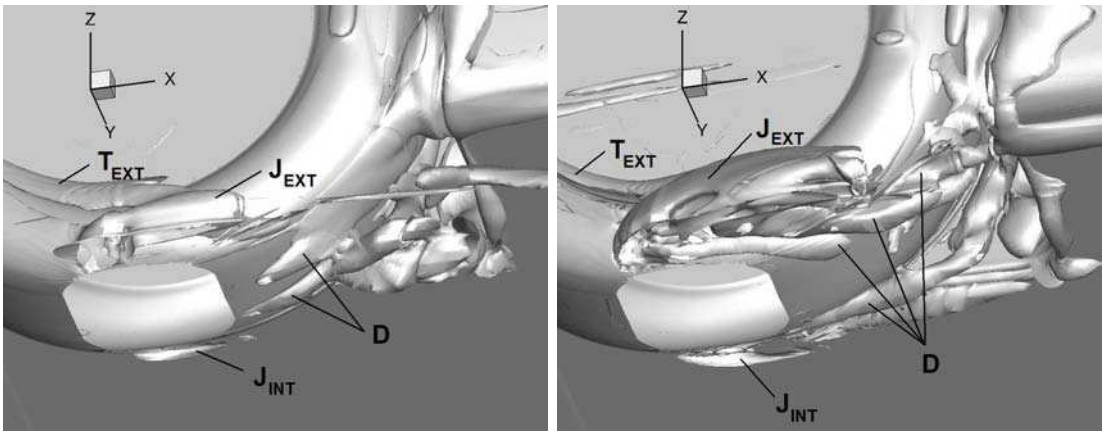
Les structures importantes en aval du passage de roue sur la Figure 6.11 ne sont pas formellement identifiées. Elles résultent probablement des interactions entre les structures développées en aval du contact, décrites dans la partie suivante (Section 3.3), et les tourbillons développés entre le pneumatique et les parois du passage de roue. La partie intérieure de cette grosse structure, celle attachée au coin du passage de roue, pourrait correspondre au tourbillon I_2 observé sur la roue avant.

3.3 Sillage des roues

On entend ici par "sillage direct" le sillage de la partie exposée des roues et les structures s'échappant du passage de roue vers le soubassement, qui entrent ainsi en interaction avec les premières. Il est ainsi constitué des structures J_{INT}, J_{EXT}, T_{INT}, T_{EXT} et I_2 observées précédemment mais également d'autres structures générées directement en aval du contact. Dans cette zone, il est difficile d'identifier clairement des structures pour des niveaux de critère Q comparables aux figures précédentes du fait des nombreux mouvements tourbillonnaires en présence. Les Figures 6.12 et 6.13 utilisent ainsi de très forts niveaux de critère Q afin d'extraire les structures les plus énergétiques en aval des roues avant et arrière.

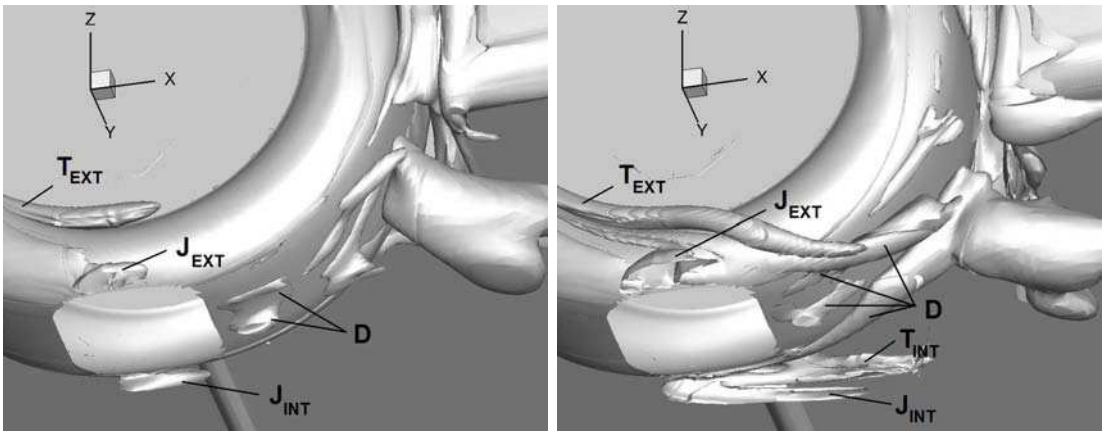
Les résultats k-kL ne semblent détecter aucun tourbillon de sillage en fer à cheval mais révèlent la présence d'une paire tourbillonnaire, que nous noterons D, qui s'étend le long du pneumatique, de la zone de contact à l'intérieur du passage. Celle-ci est associée à des lâchers tourbillonnaires près du sol, plutôt sur l'extérieur du pneumatique au niveau des interactions avec les tourbillons J_{EXT} et T_{EXT}. La modélisation SAS détecte un phénomène similaire mais la paire D remontant dans le passage de roue avant est remplacée par l'association de plusieurs tourbillons allongés. Les structures supplémentaires identifiées ici peuvent rappeler celles observées par Krajnović entre les tourbillons de *jetting* [49].

Au final, le sillage de chaque roue entre le sol et le soubassement est conditionné par les structures développées sur le bas de la roue (J, T et D) ainsi que par des structures s'échappant du passage de roue au niveau de l'arête inférieure.



(a) k-kL (b) SAS

FIGURE 6.12 – Structures tourbillonnaires en aval de la roue avant (Q=40000)



(a) k-kL (b) SAS

FIGURE 6.13 – Structures tourbillonnaires en aval de la roue arrière (Q=30000)

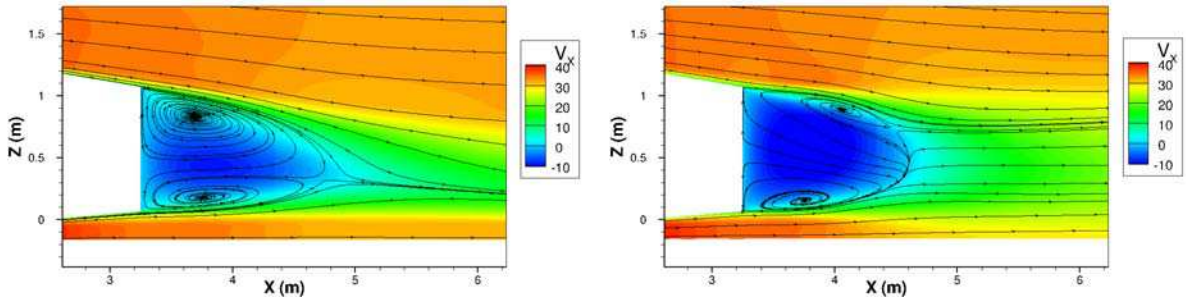
3.4 Corps du véhicule et interactions

Pour les deux types de simulations, la zone de recirculation à l'arrière de la carrosserie présente les propriétés caractéristiques des écoulements de sillage en automobile [35, 38] avec notamment une imposante structure tourbillonnaire annulaire au culot visualisée sur la Figure 6.14 par les contours de vitesse longitudinale et les lignes de courant. Dans les simulations k-kL, ce tourbillon est très stable dans le temps et semble se maintenir dans un plan quasi-vertical à X constant. A contrario, les simulations SAS révèlent un comportement très instationnaire de l'écoulement de culot particulièrement visibles sur les contours instantanés de V_X sur la Figure 6.15. Nous verrons dans la section suivante que ce phénomène semble se produire à très basse fréquence et nécessiterait par conséquent un très long calcul pour en analyser correctement l'évolution temporelle. Le champ moyen dans cette zone peut ainsi être approximatif mais il semble que les simulations SAS prévoient une position moyenne oblique du tourbillon, la partie supérieure étant repoussée en aval par rapport aux résultats k-kL (voir Figure 6.14). La modélisation SAS permet également de détecter des instabilités de Kelvin-Helmholtz le long de l'arête vive du culot qui interagissent avec le tourbillon principal (voir l'iso-surface instantanée de critère Q de la Figure 6.16).

Par ailleurs, l'utilisation d'un plan de symétrie empêche ici le développement d'allées tourbillonnaires de type Von Kármán dans le sillage du culot. Ce phénomène induit des oscillations latérales très basses fréquences qui n'influent probablement ni sur l'organisation des structures identifiées précédemment dans les passages de roue ni sur leurs fréquences caractéristiques ; il devrait en revanche complexifier le comportement de l'écoulement de culot en amplifiant considérablement le battement en Y.

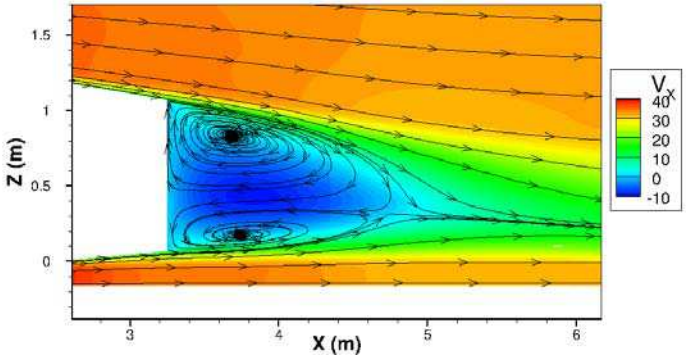
Les structures tourbillonnaires générées autour des roues avant et arrière interagissent avec la carrosserie par différentes voies :

- le sillage de la partie basse de la roue avant interagit avec le soubassement puis impacte la roue arrière
- le sillage de la partie basse de la roue arrière interagit avec le soubassement puis avec la zone de recirculation en aval du culot
- les tourbillons issus du sommet du passage de roue avant se propagent sur la paroi latérale

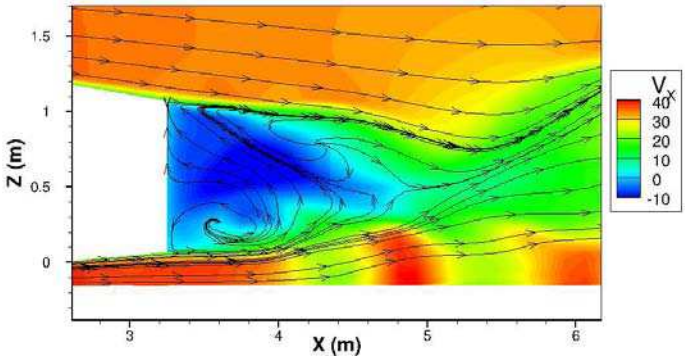


(a) *k-kL* (b) SAS

FIGURE 6.14 – Contours de vitesse longitudinale V_X et lignes de courant 2D dans le plan de symétrie Y=0 en champs moyens



(a) *k-kL*



(b) SAS

FIGURE 6.15 – Contours de vitesse longitudinale V_X et lignes de courant 2D dans le plan de symétrie Y=0 en champs instantanés

de la carrosserie jusqu'à la courbure concave du culot

Comme pour les analyses précédentes, ces interactions peuvent être visualisées via les iso-surfaces de critère Q, dont l'une a été présentée sur la Figure 6.6. L'interaction entre la roue arrière et le culot est également mis en évidence par le tracé de diverses variables dans des plans transverses du sillage. On choisit ici, et pour la suite des études sur véhicule, le plan situé à 25%

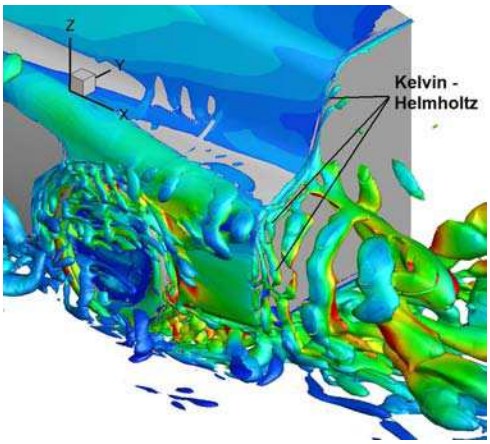
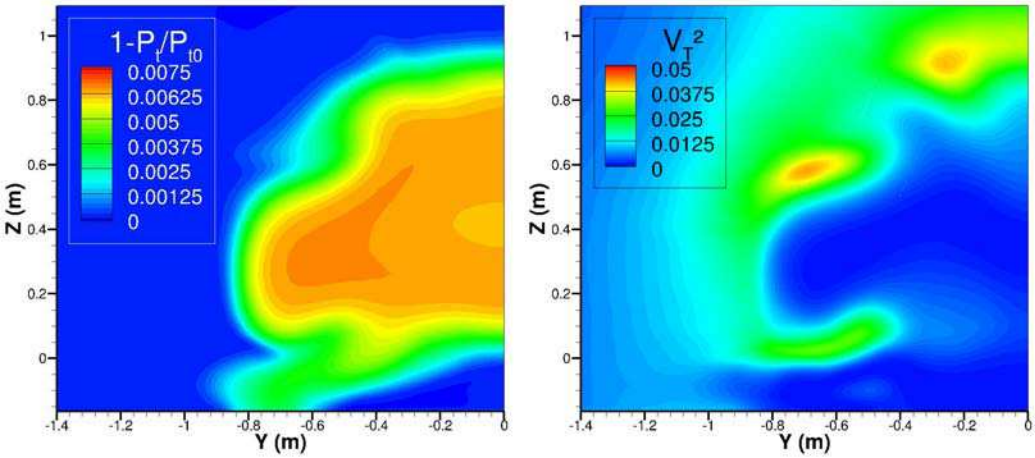


FIGURE 6.16 – Iso-surface instantanée de critère Q=5000 colorées par l'énergie cinétique turbulente à l'arrière du véhicule

de la longueur du véhicule ($L_V/4$) en aval du culot. La Figure 6.17 présente ainsi des contours de perte de pression totale $1 - \dfrac{P_t}{P_{t0}}$ et de la vitesse transverse adimensionnée V_T^2=$(V_Y^2 + V_Z^2)/V_\infty^2$ en ce plan pour les simulations k-kL, qui peuvent être comparés aux résultats expérimentaux et numériques de la littérature [86, 50, 78]. Ces visualisations révèlent également que le tourbillon généré par les structures supérieures du passage de roue avant (U_1,H_2,E_2), et qui se propage le long de la paroi latérale du véhicule, est très persistant (peu diffusé) et interagit avec le sillage via les effets de vorticité (traînée induite). La troisième zone qui apparaît en haut de la Figure 6.17b révèle le fort rotationnel créé au coin supérieur du culot.



(a) $1 - \dfrac{P_t}{P_{t0}}$ (b) V_T^2=$(V_Y^2 + V_Z^2)/V_\infty^2$

FIGURE 6.17 – Contours de perte de pression totale et de vitesse transverse dans le plan transverse situé à $L_V/4$ en aval du culot

4 Analyses temporelles

Maintenant que les principales structures cohérentes de l'écoulement ont été dégagées, leur comportement instationnaire est étudié afin de détecter les échelles de temps mises en jeu, de localiser l'origine des différents phénomènes instationnaires et d'améliorer la compréhension des interactions entre ces structures et la carrosserie.

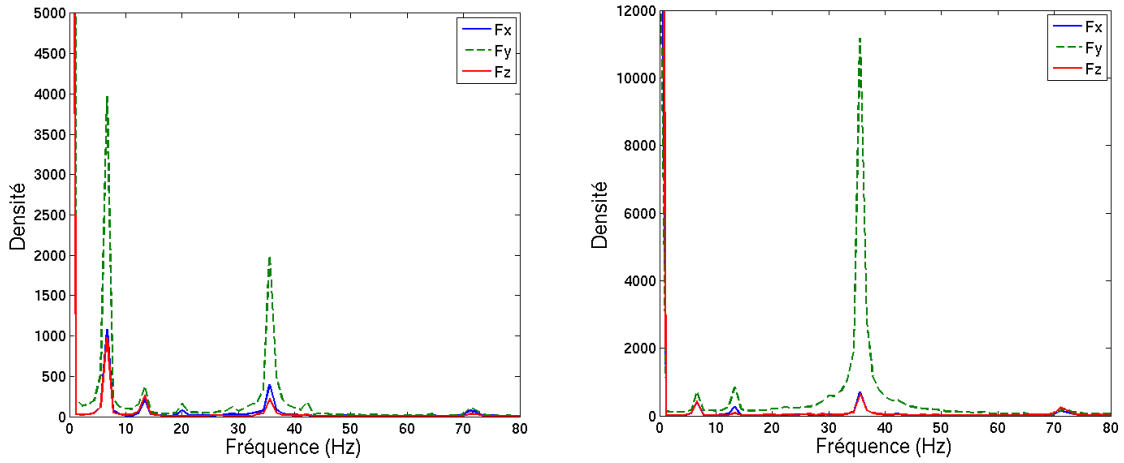
Comme expliqué au Chapitre 1 en section 1.1, la géométrie simplifiée de véhicule utilisée ici limite l'instationnarité de l'écoulement aux sillages des roues et du culot. En outre, l'utilisation d'un plan de symétrie supprime les oscillations basse-fréquence du sillage de la carrosserie. Ainsi, les niveaux élevés d'énergie cinétique turbulente apparaîssent uniquement dans les passages de roues, les sillages de roues et l'écoulement de culot. Le développement de nombreuses structures avec l'approche SAS (voir Figure 6.6b) confirme la forte instationnarité de l'écoulement dans ces zones d'instabilités.

A l'instar des études sur roues isolées, les aspects instationnaires sont étudiés grâce aux évolutions temporelles des coefficients de forces aérodynamiques et aux extractions des évolutions de vitesse en différentes positions, dans le sillage des roues. Les spectres de tous ces signaux numériques sont obtenus par transformée de Fourier discrète. La Figure 6.18 présente les spectres des forces de traînée F_X, force latérale F_Y et portance F_Z obtenus avec les simulations k-kL. Pour chaque variable étudiée et en chaque position, les fréquences principales sont les mêmes. Elles peuvent se regrouper en 2 groupes : 7 Hz et ses harmoniques et 35 Hz et ses harmoniques. Si l'on considère la largeur de la roue comme échelle de longueur de référence, ces deux fréquences donnent des nombres de Strouhal respectifs St_{L1}=0,043 et St_{L2}=0,215.

La première fréquence domine l'évolution de vitesse uniquement aux alentours de la partie supérieure du passage de roue avant tandis que la seconde fréquence se retrouve pour tous les autres capteurs, tout autour du véhicule. Cette tendance est également confirmée par les évolutions de forces aérodynamiques sur les différentes parties du véhicule. La basse fréquence de 7 Hz sera par conséquent notée f_{avant}. La seconde fréquence est proche de la fréquence caractéristique du sillage des roues isolées observée dans les Chapitres 2, 3 et 4 ; elle sera donc notée f_{roue}.

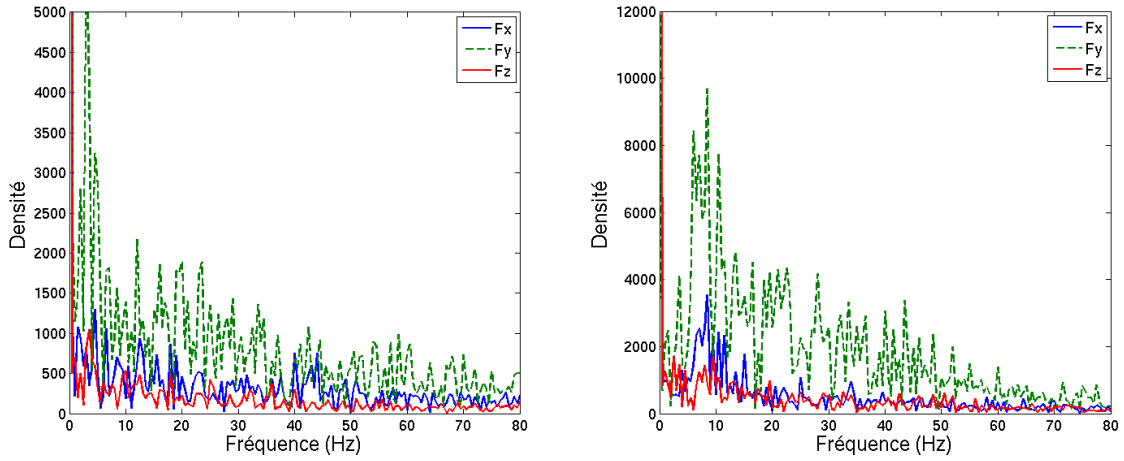
Contrairement aux simulations k-kL, les calculs SAS donnent des spectres large-bande du fait des nombreuses structures tourbillonnaires résolues par cette méthode. La Figure 6.19 montre les spectres de traînée F_X, de force latérale F_Y et de portance F_Z pour les roues avant et arrière. Quelques pics de fréquence semblent émerger de ces spectres mais ceux-ci sont bien plus nombreux qu'en modélisation URANS classique et leurs positions diffèrent d'un signal à l'autre. Ces observations sont cohérentes avec les résultats LES de Krajnović [49] à savoir des spectres larges bandes présentant de nombreux pics dont les nombres de Strouhal basés sur le diamètre sont inférieurs à 1 (équivalent à f <50 Hz dans notre cas). Les spectres extraits des simulations SAS semblent en effet confirmer que la majorité de l'énergie est concentrée sur des phénomènes de fréquence inférieure à 50 Hz.

Les deux phénomènes observés précédemment n'apparaissent donc pas sur les spectres SAS. Cependant, ceci ne remet pas en cause leur existence. Si l'on considère la grande similarité des champs moyens obtenus par les deux méthodes, on peut penser qu'ils sont toujours présents mais couverts ici par les nombreux effets instationnaires captés par cette résolution URANS améliorée. La seule observation nette issue des spectres SAS est l'apparition de très basses fréquences, notamment sur l'arrière du véhicule (culot, roue arrière, passage de roue arrière). Celles-ci seraient liées à un phénomène de lâchers tourbillonnaires dans la zone de recirculation principale en aval du culot, qui se répercuterait sur le sillage de la roue arrière. Notons que ce phénomène pourrait



(a) Roue avant (b) Roue arrière

FIGURE 6.18 – Spectres fréquentiels des évolutions de traînée (F_X), force latérale (F_Y) et portance (F_Z) sur les roues pour les simulations k-kL



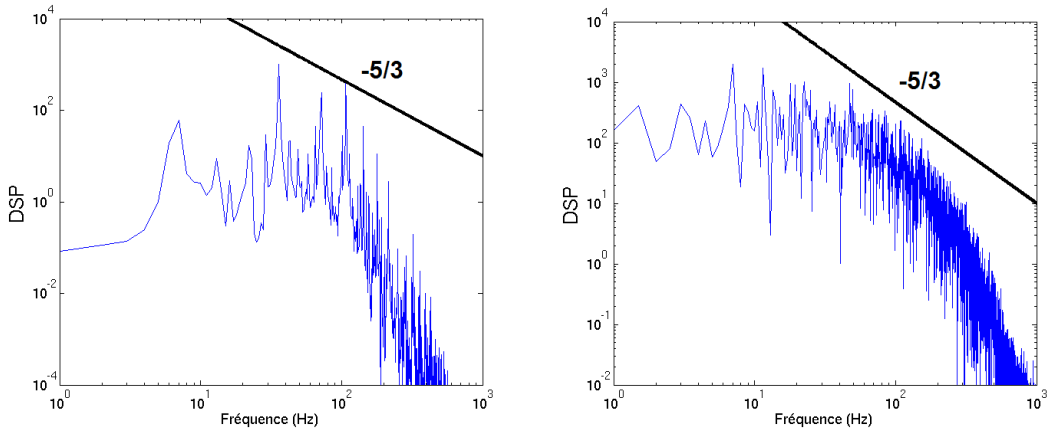
(a) Roue avant (b) Roue arrière

FIGURE 6.19 – Spectres fréquentiels des évolutions de traînée (F_X), force latérale (F_Y) et portance (F_Z) sur les roues pour les simulations SAS

également correspondre aux battements longitudinaux très basse fréquence détectés dans le sillage d'un corps d'Ahmed (*bubble pumping*) [46] ou d'un disque [13, 10]. L'absence de ce battement du sillage sur les résultats k-kL pourrait alors être due à la faible instationnarité et aux forts niveaux de viscosité turbulente qui stabilisent l'écoulement, notamment en présence d'un plan de symétrie.

Les densités spectrales de puissance obtenues dans le sillage confirment que l'instationnarité de l'écoulement est ici nettement plus développée en SAS qu'en modèle k-kL, comme le montre la Figure 6.20, marquée par l'apparition d'une partie du spectre turbulent suivant la pente en

-5/3 de Kolmogorov en SAS, à opposer au spectre harmonique du modèle k-kL.

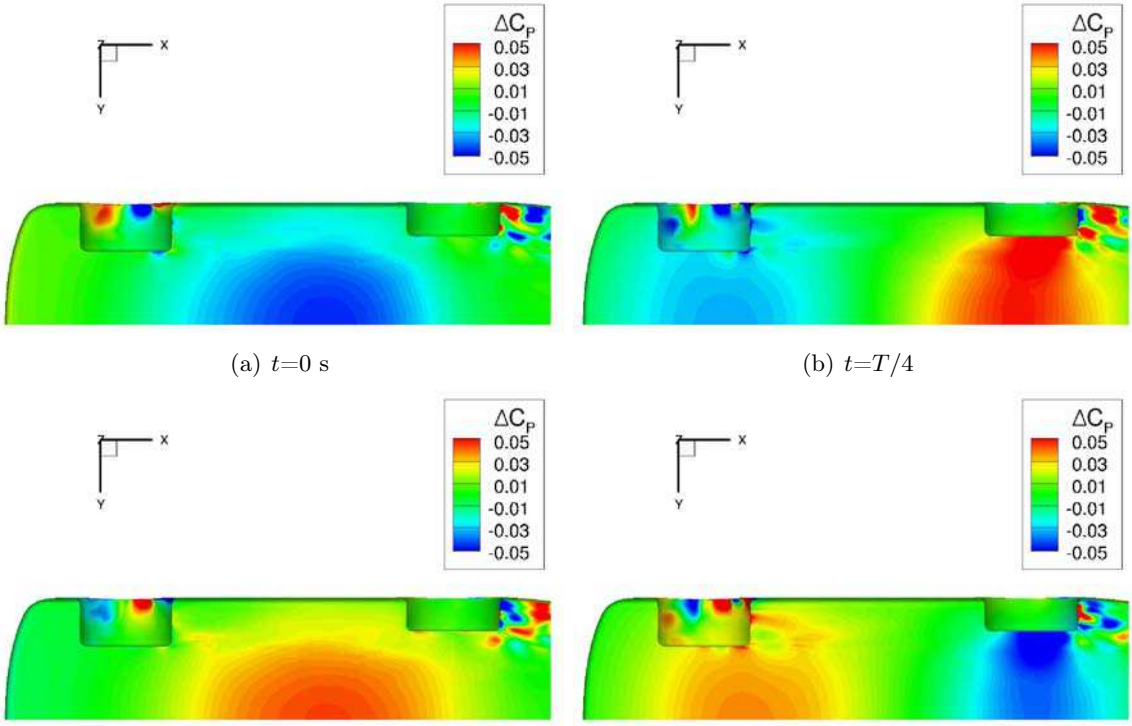


(a) k-kL (b) SAS

FIGURE 6.20 – Spectre fréquentiel de vitesse extrait du sillage de la roue arrière

En l'état, il est ainsi difficile de décrire les mouvements instationnaires principaux d'après les résultats SAS. En revanche, les deux phénomènes détectés par le modèle k-kL sont plus facilement analysables. Afin d'obtenir de plus amples informations sur l'origine, la direction de propagation et la zone d'influence des fréquences f_{avant} et f_{roue}, 200 champs pariétaux de C_P ont été extraits des simulations k-kL sur une période de $1,4 \times 10^4$ pas de temps, soit T=0,14 s (f_{avant}=7 Hz). Quelques uns de ces champs sont présentés sur les Figures 6.21 et 6.23.

Ces extractions permettent de localiser précisément la fréquence f_{avant} sur le sommet de la roue avant. Elle correspond au mouvement d'une zone de dépression sur l'épaule du pneumatique, marquant la base du tourbillon H_2 (voir Figure 6.22). La fréquence f_{avant} n'affecte alors que le passage de roue avant et les structures tourbillonnaires s'échappant du sommet de celui-ci. Ce phénomène explique entre autres les importantes variations de traînée et portance sur la roue avant comparé à la roue arrière (voir Tableaux 6.1 et 6.2). Les animations de C_P montrent également que la fréquence f_{roue} est générée par le sillage de la roue arrière puis se propage à la fois en aval vers le culot et en amont par le soubassement (voir Figure 6.21). Les variations significatives de traînée sur le culot (Figure 6.23) et sur le reste du véhicule à la fréquence f_{roue} souligne ainsi l'ampleur des interactions entre la roue arrière et la carrosserie. En outre, des données de frottement ont également été extraites sur les parois du véhicule. Elles montrent que f_{roue} se propage vers l'amont en modifiant les niveaux de vitesse et non pas la direction de l'écoulement puisque, au cours du temps, les lignes de frottement restent identiques à celles tracées sur la Figure 6.24, à l'exception du sillage de la roue arrière.



(a) t=0 s (b) t=$T/4$

(c) t=$T/2$ (d) t=$3T/4$

FIGURE 6.21 – Contours des variations de pression statique ΔC_P sur le soubassement (modèle k-kL)

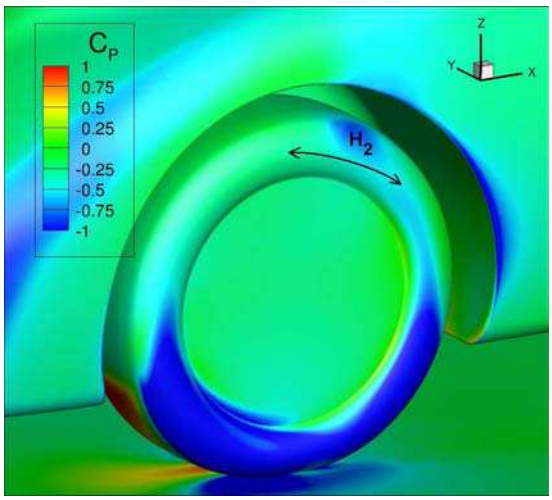
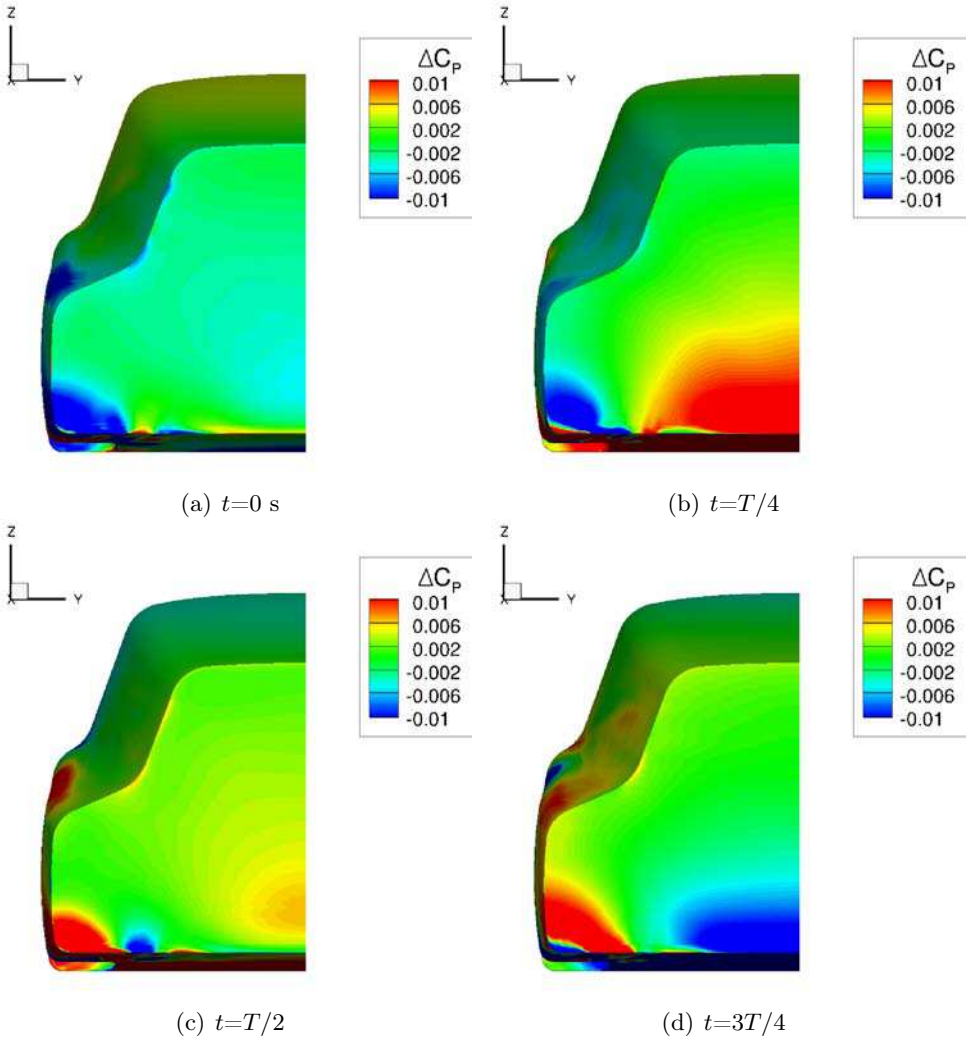


FIGURE 6.22 – Contours des coefficients de pression statique instantanés C_P autour de la roue avant et origine du tourbillon H_2 (modèle k-kL)



(a) t=0 s (b) t=$T/4$

(c) t=$T/2$ (d) t=$3T/4$

FIGURE 6.23 – Contours des variations de pression statique ΔC_P sur le culot (modèle k-kL)

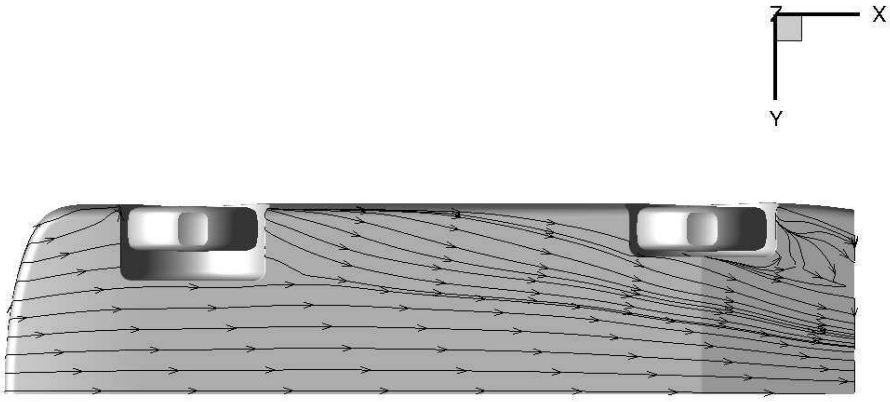


FIGURE 6.24 – Lignes de frottement instantanées sur le soubassement (modèle k-kL)

5 Discussion

5.1 Evolution de l'écoulement en présence de la carrosserie

Les deux types de simulations mis en œuvre sur la configuration véhicule de référence avec pneumatiques lisses fournissent des champs moyens très similaires et mettent en évidence des structures tourbillonnaires principales identiques, en particulier dans les passages de roue. Les comparaisons avec les résultats sur roue isolée du Chapitre 2 ont ainsi permis d'identifier les effets d'installation, ou en d'autres termes l'évolution de l'écoulement en présence de la carrosserie.

La modification de l'environnement des roues entraîne des variations importantes sur la topologie des tourbillons ainsi que les forces et moment exercés sur les roues. Les structures développées à proximité du sol se retrouvent mais de manière dissymétrique sur la roue avant et la présence des passages de roues bouleverse l'organisation des structures supérieures. Outre la disparition du décollement supérieur, on observe l'apparition de nombreuses structures conditionnées par la rotation de la roue et les dimensions du passage de roue. Les niveaux de pression et de frottement autour du pneumatique sont ainsi notablement modifiés avec une diminution de la traînée propre et l'apparition d'une déportance.

D'un point de vue véhicule, les roues jouent alors un rôle important sur les performances globales via leur traînée propre et l'effet des structures tourbillonnaires de leurs sillages sur l'écoulement extérieur. Ces structures s'échappent des passages de roue au niveau du soubassement ou, dans le cas de la roue avant, de la partie supérieure du passage. Elles impactent alors la traînée totale du véhicule en modifiant les niveaux de pression et de frottement du soubassement et de la paroi latérale mais également par interaction avec la zone de recirculation en aval du culot.

L'installation des roues sur une configuration véhicule a également un effet important sur la fréquence caractéristique de leurs sillages qui passe de 42 Hz à 35 Hz pour le même modèle de roues. Les conditions amont sur les roues à la fois avant et arrière tendent à diminuer la fréquence car la roue avant est en incidence et la roue arrière est soumise à une vitesse amont plus faible à cause du sillage de la roue arrière. Ces modifications semblent cependant insuffisantes à justifier un tel écart, la présence de la carrosserie, qui diminue les surfaces exposées des pneumatiques

mais aussi le volume disponible au développement des sillages, pourrait donc également justifier cette réduction de fréquence.

5.2 Instationnarité de l'écoulement

Deux fréquences caractéristiques ont été détectées sur les résultats des simulations k-kL, toutes deux liées aux roues.

La fréquence f_{avant} provient du mouvement du tourbillon H_2, qui s'appuie sur le sommet de la roue avant et qui est lié à la fois à la rotation et aux caractéristiques de la roue avant. f_{avant} serait ainsi générée par l'écoulement en incidence qui pénètre à l'intérieur du passage par le soubassement et s'échappe par l'espace situé entre le sommet de la roue en rotation et le passage de roue. Par conséquent, on peut supposer que la fréquence f_{avant} dépend à la fois des géométries de la roue et du passage de roue.

La seconde fréquence, notée f_{roue}, caractérise le comportement instationnaire des sillages de roue et dépend donc probablement essentiellement de la géométrie des roues. Il a été démontré en Section 4 que f_{roue} se propage à partir la roue arrière sur tout le soubassement. Une explication est proposée à cette propagation dans la direction opposée à l'écoulement. Sous le véhicule, le sol, le soubassement, les roues et leurs sillages se comportent comme un conduit muni d'un convergent en sortie et guidant l'écoulement du nez du véhicule jusqu'au culot. Dans ces conditions, l'instationnarité du sillage de la roue arrière agit comme une modification de la section de sortie du conduit et engendre des variations de vitesse sous le véhicule. La fréquence caractéristique f_{roue} se propagerait ainsi vers l'amont via des variations de la norme de la vitesse sans toutefois altérer la direction de l'écoulement. L'importance du comportement instationnaire du sillage de la roue arrière est amplifié dans notre configuration à cause de l'absence d'autres phénomènes instationnaires mais l'amplitude des variations de vitesse, pression et forces (écart type de l'ordre de 4% sur la traînée culot et 2% sur la traînée totale) suggère que ce phénomène reste significatif dans le cas de géométries réelles de carrosserie.

Les simulations SAS ont confirmé la capacité de ce modèle à résoudre une partie du spectre turbulent, et ce y compris sur des maillages de type RANS. Il permet ainsi de capter de nombreuses structures tourbillonnaires en champ instantané liées à une large gamme d'échelles de temps. Les spectres larges bandes sont cependant peu exploitables en l'état. Ils nécessiteraient en effet un temps de calcul beaucoup plus long – pour la résolution des phénomènes très basses fréquences – et des méthodes de post-traitement additionnelles permettant d'analyser les différents effets instationnaires.

Une information importante tirée de l'analyse spectrale des résultats est l'apparition de très basses fréquences dominant l'ensemble de l'écoulement. Ce phénomène est probablement lié à un battement du sillage essentiellement dans les directions longitudinale et verticale, qui doit par ailleurs être couplé à de fortes oscillations latérales en l'absence de plan de symétrie. Des remontées de pression le long du soubassement ont également été observées dans les résultats SAS.

Les comparaisons spatiales entre les deux modèles ont démontré la précision du modèle k-kL pour la résolution de l'écoulement moyen et laissent donc penser que ce modèle est adapté à la reproduction de la physique de l'écoulement. Dans ce cas, les deux phénomènes instationnaires décrits précédemment seraient bien présents mais invisibles sur les spectres SAS uniquement en raison de la faible part de l'énergie qu'ils représentent. Ils sont ici "cachés" par les phénomènes hautes fréquences correspondant aux nombreuses structures tourbillonnaires développées par l'approche SAS mais aussi par les phénomènes basses fréquences résultants de la déstabilisation

de la zone de recirculation arrière. L'utilisation de méthodes de décomposition modale telle que la Proper Orthogonal Decomposition (POD) pourrait éventuellement permettre de retrouver les deux phénomènes par "filtrage" des différents mouvements.

5.3 Impact des roues avant et arrière

Les simulations sur véhicule montrent l'influence importante des roues sur les caractéristiques à la fois spatiales et temporelles de l'écoulement global, due essentiellement à la propagation des nombreuses structures tourbillonnaires instationnaires générées dans les passages de roue. Mais un autre élément important à souligner dans cette étude est la confirmation de la différence d'impact des roues avant et arrière, déjà mise en évidence dans des études précédentes (voir Section 3.2 des MÉTHODES).

Les résultats de cette analyse confirment que les roues avant et arrière impactent toute deux les performances du véhicule mais de manières bien différentes. La roue avant peut agir sur la largeur du sillage global du véhicule via la direction et la taille de son sillage. Ces caractéristiques peuvent varier avec le véhicule, qui fixe notamment l'incidence amont du fluide, et les jantes qui permettent ou non le passage de l'air à travers la roue. L'impact de la roue arrière dépend quant à lui essentiellement de la géométrie du pneumatique qui influence le développement de son sillage (taille et intensité) et donc des interactions avec l'écoulement de culot.

L'optimisation des roues, qui doit tenir compte notamment des dimensions du sillage, de l'intensité des tourbillons et de l'amplitude des effets instationnaires, peut ainsi nécessiter l'utilisation de géométries différentes à l'avant et à l'arrière.

5.4 Modélisation

Les simulations k-kL et SAS convergent vers des champs moyens très similaires et s'accordent en particulier sur la topologie des structures tourbillonnaires générées dans les passages de roue. L'utilisation de la méthode avancée SAS permet donc seulement d'obtenir des visualisations plus détaillées de l'écoulement en champ instantané, apportant des informations supplémentaires sur la nature des tourbillons. Le modèle à 2 équations de transport semble donc perdre très peu d'informations sur les données moyennes et détecte les structures principales nécessaires aux analyses qualitatives utilisées pour la compréhension physique de l'écoulement.

En revanche, des différences majeures apparaissent sur la caractérisation temporelle de l'écoulement. Les analyses spectrales suggèrent une perte d'information sur l'instationnarité de l'écoulement par la méthode URANS classique basée sur le modèle à 2 équations. Les résultats k-kL mettent en lumière deux phénomènes instationnaires tandis que les simulations SAS révèlent des spectres large bande. L'avantage du premier modèle est donc de simplifier l'analyse de l'interaction entre les sillages de roues et la carrosserie mais il masque probablement d'autres caractéristiques significatives de l'évolution temporelle de l'écoulement.

Par ailleurs, la comparaison avec des résultats LES de la littérature démontre la capacité de la méthode SAS à détecter l'essentiel des phénomènes instationnaires par la résolution d'une partie du spectre turbulent. L'utilisation de méthodes complexes coûteuses comme la DNS, la LES ou les méthodes hybrides ne semble par conséquent pas nécessaires pour l'obtention des caractéristiques principales de l'écoulement instationnaire.

Dans le contexte de cette étude, le modèle k-kL paraît ainsi satisfaisant pour les études paramétriques sur la géométrie des roues. Pour un coût de calcul et de post-traitement faible, il identifie en effet les structures cohérentes autour de la roue et les modifications éventuelles

d'intensité. Les simulations SAS impliquent de plus long temps de calcul et nécessitent des post-traitements additionnels mais elles peuvent s'avérer nécessaires pour obtenir des évolutions temporelles plus précises et des renseignements supplémentaires sur la nature des structures. En outre, parmi les approches instationnaires résolvant une partie du spectre turbulent, la méthode SAS est la plus adaptée pour des études paramétriques car elle peut être utilisée sur des maillages plus grossiers. Précisons que pour les simulations présentées dans ce chapitre sur configuration véhicule à échelle 1, le surcoût en temps de calcul des simulations SAS n'est estimé qu'à +10% par rapport à la modélisation k-kL pour un nombre équivalent de pas de temps, ce qui reste faible par rapport au gain d'informations sur l'écoulement instantané. La limitation principale réside plutôt dans l'augmentation de la durée totale du calcul nécessaire à la convergence complète, notamment des phénomènes très basse fréquence. Ainsi, la plus faible fréquence observée en SAS dans ces calculs est estimée à 3 Hz et les phénomènes aérodynamiques correspondants (battement de l'écoulement de culot) ne sont pas correctement résolus.

Notons enfin que dans la configuration véhicule, les calculs ont été restreints à un seul type de simulations correspondant aux modèles les plus efficaces sur roue isolée, avec en particulier un seul modèle à viscosité turbulente. Ce choix peut être discutable dans le sens où la partie supérieure du sillage semble jouer un rôle déterminant dans la précision du modèle de turbulence sur roue isolée. La présence du passage de roue bouleverse l'organisation de l'écoulement dans cette zone et supprime en particulier le décollement supérieur. Il est cependant possible que le k-kL reste le plus efficace des modèles testés et que cette différence ne fasse qu'atténuer les écarts de précision.

Bilan

Comme au Chapitre 2 pour la roue isolée, les calculs sur pneumatiques déformés lisses ont permis de fournir une description détaillée de la topologie de base avec en outre dans le cas véhicule la mise en évidence des différences entre roues avant et arrière ainsi que des interactions avec la carrosserie. L'utilisation de deux niveaux de modélisation de la turbulence a ici renforcé les analyses spatiales et mis en lumière la complexité du comportement instationnaire de l'écoulement autour d'un véhicule, même simplifié. Deux phénomènes instationnaires ont pu être expliqués à partir des résultats du modèle k-kL mais la méthode SAS démontre la multitude de mouvements instationnaires mis en jeu.

Ces calculs sur pneumatiques déformés lisses servent là encore de référence pour l'étude, au chapitre suivant, de la complexification de la géométrie du pneumatique par la prise en compte de la rugosité et de sillons longitudinaux.

Chapitre 7

Impact de 2 modifications géométriques du pneumatique sur l'écoulement autour véhicule

L'objectif de ce chapitre est d'évaluer l'impact de deux caractéristiques géométriques incontournables du pneumatique sur les caractéristiques de l'écoulement, mises en lumière dans le chapitre précédent. Ce chapitre est ainsi le pendant pour la configuration véhicule du Chapitre 4 sur roue isolée. L'influence des sillons longitudinaux et de la rugosité du pneumatique est étudiée par la comparaison des caractéristiques spatio-temporelles et comparée aux résultats sur roue isolée.

Les simulations du véhicule avec pneumatiques 3 sillons sont basées sur le maillage non-coïncident décrit au Chapitre 1 en Section 2.2.

1 Effets des sculptures du pneumatique dans la littérature

Les sculptures du pneumatique ont été étudiées par quelques auteurs et se sont révélées avoir un impact non-négligeable sur la traînée totale du véhicule, bien que les causes physiques ne soient pas expliqués. Récemment, Wittmeier *et al.* [92] ont par exemple évalué les évolutions de traînée entre 7 pneumatiques du commerce pour 5 modèles de véhicule.

Les premières études s'accordaient sur une augmentation de la traînée des deux roues ainsi que de celle du véhicule avec la prise en compte des sillons [60, 62]. Cependant, les dernières analyses, en particulier celles de Sebben & Landström [78], mettent en lumière l'impact variable des sculptures sur la traînée totale. En effet, Sebben & Landström concluent également sur le fait que les pneumatiques les plus détaillées (comprenant le plus de sculptures) donnent la traînée la plus forte mais ils distinguent l'effet des sillons longitudinaux. Pour des pneumatiques présentant 4 sillons longitudinaux, la traînée du véhicule est réduite en l'absence de système de circuit de refroidissement (injection d'air à l'intérieur des passages de roue) mais augmente quand ces derniers sont présents. Les auteurs précisent également que l'évolution de traînée sur les surfaces extérieures se trouve être dépendante des jantes utilisées tandis que l'augmentation de la traînée des roues et la diminution de celle du soubassement sont toujours observées.

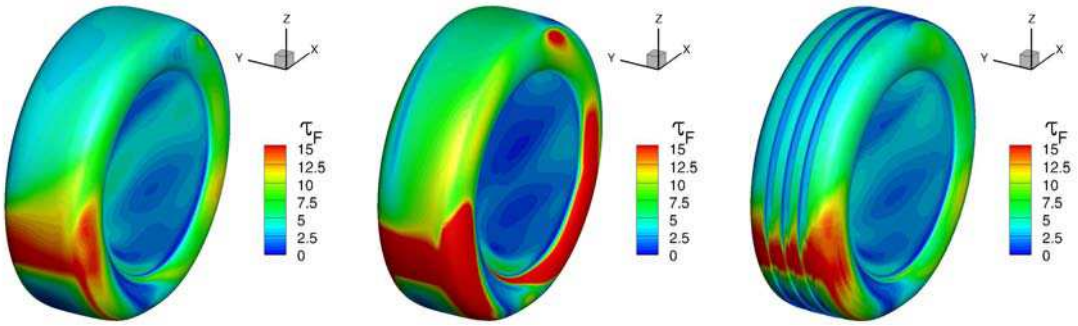
Un parallèle pourra ainsi être réalisé entre les observations de Sebben & Landström [78] sur les sillons longitudinaux avec les résultats des pneumatiques 3 sillons et celles sur les autres sculptures avec l'effet des pneumatiques rugueux pouvant représenter une partie de ces dernières.

2 Particularités des deux effets

Les particularités principales du pneumatique rugueux et du pneumatique 3 sillons sont les mêmes que sur roue isolée à savoir que la rugosité augmente le frottement pariétal et les sillons laissent passer le fluide entre le sol et le pneumatique (voir Chapitre 4 Section 1). La présence de la carrosserie a toutefois quelques conséquences sur ces caractéristiques.

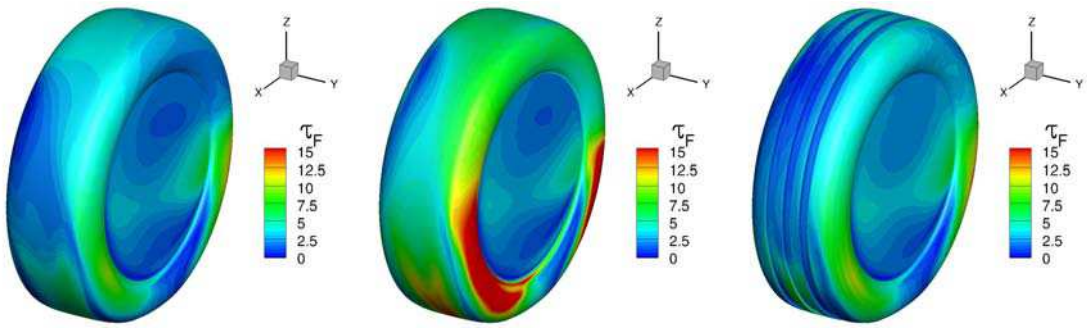
2.1 Rugosité

Les contours du frottement pariétal sur la roue avant sont représentés en Figures 7.1 et 7.2. Comme pour la roue isolée, la rugosité de surface induit toujours une augmentation significative des niveaux de frottement tandis que la présence des sillons n'a quasiment pas d'effet par rapport au cas lisse. Dans le cas présent, la rugosité du pneumatique induit également une modification de la forme des contours sur la face arrière et sur les jantes du côté extérieur (où les vitesses sont les plus fortes).



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE 7.1 – Frottement pariétal τ des pneumatiques avant (vue avant)

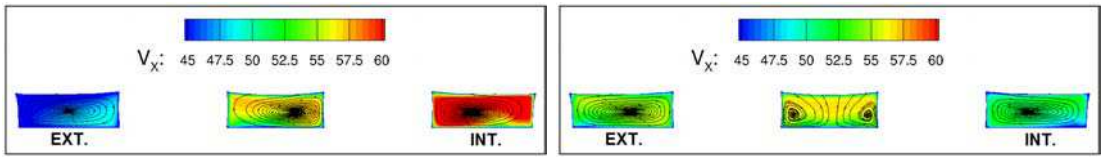


(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE 7.2 – Frottement pariétal τ des pneumatiques avant (vue arrière)

2.2 Sillons longitudinaux

L'analyse de l'écoulement à l'intérieur des sillons au niveau du contact au sol est intéressante car les tracés de vitesse, pression et énergie cinétique ainsi que les calculs de débit montrent de fortes différences entre les 3 sillons du pneumatique avant. La Figure 7.3 illustre la forte dissymétrie de l'écoulement à l'avant grâce aux contours de vitesse longitudinale V_X et aux lignes de courant 2D dans des plans verticaux passant par le centre des roues (X=0 et X=2,5 m). Cette dissymétrie se traduit notamment par des différences marquées de débit entre les 3 sillons (+ 29 % entre sillons extérieur et intérieur). L'écoulement interne aux sillons du pneumatique arrière est semblable aux observations sur roue isolée. Pour les deux roues, de petits tourbillons se forment toujours à l'entrée des sillons, comme illustré par les lignes de courant 2D de la Figure 7.3. Ils sont cependant là encore rapidement dissipés en sortie, lorsqu'ils interagissent avec la zone de recirculation aval. L'effet des sillons se résume donc essentiellement à une redynamisation du sillage par un apport local de quantité de mouvement.



(a) Roue avant (b) Roue arrière

FIGURE 7.3 – Ecoulement à l'intérieur des sillons dans l'alignement du centre des roues

3 Efforts aérodynamiques

Les simulations avec pneumatiques 3 sillons sur maillage non-coïncident ont nécessité l'usage d'une viscosité numérique supplémentaire – via le nombre de Harten – afin de ne pas diverger. En effet, le maillage des trois sillons implique une augmentation significative du nombre de mailles dans la zone de contact. Or cette zone du maillage est la plus sensible pour la convergence des simulations en raison de la taille des mailles, de leur déformation et de la présence des pics de pression liés au pompage visqueux (voir les cas de divergences de l'Annexe C). En outre, les sillons induisent l'apparition d'un fort cisaillement qui facilite l'apparition d'instabilités dans les petites mailles écrasées de cette zone.

D'après des tests sur le cas de référence avec pneumatiques lisses, cette augmentation du nombre de Harten n'influe pas sur la topologie et sur les fréquences caractéristiques. Elle modifie en revanche sensiblement les coefficients aérodynamiques, en particulier sur le soubassement et les surfaces extérieures avec l'augmentation des composantes diffusives. Les analyses spatiales et temporelles peuvent ainsi être comparées directement tandis que les comparaisons de forces et de moment nécessitent l'usage d'un nombre de Harten unique. La configuration avec pneumatiques lisses a donc été calculée avec les deux valeurs du nombre de Harten : les données avec pneumatiques rugueux sont comparées au cas des pneumatiques lisses avec le Harten de référence (10^{-6}), tandis que les résultats du cas avec sillons sont comparés au cas des pneumatiques lisse avec le nouveau nombre de Harten (10^{-2}). Afin de comparer les trois modifications du pneumatique, nous ne donnerons ici que les évolutions relatives par rapport au cas lisse, en indiquant les valeurs de référence du Chapitre 6 pour ce dernier. Le Tableau 7.1 dresse ainsi un bilan des évolutions

de traînée sur chaque élément du véhicule en fonction de la modification géométrique considérée.

	Lisse	**Rugosité**	**Sillons**
Roue avant	11,5 N	+ 42,6 %	+ 1,8 %
Roue arrière	14,3 N	+ 18,2 %	+ 6,7 %
Passage avant	9,9 N	- 21,2 %	+ 4,2 %
Passage arrière	8,9 N	- 49,4 %	-16,3 %
Culot	36,0 N	+ 0,7 %	+ 3,0 %
Soubassement	5,2 N	- 5,8 %	- 15,2 %
Extérieur	67,4 N	- 0,9 %	- 0,9 %
Total	**153,28 N**	**+ 0,3 %**	**- 0,1 %**

Table 7.1 – Bilan des traînées aérodynamiques moyennes de chaque élément du véhicule

La rugosité des pneumatiques modifie notablement les efforts exercés sur les roues et passages de roues avec une augmentation de la traînée des roues et une diminution de celle des passages. L'ajout des sillons augmente également la traînée des roues mais entraîne des évolutions différentes sur les passages. L'effet des sillons longitudinaux sur les roues est donc inverse à celui produit sur roue isolée.

Dans les deux cas, les variations de forces suggèrent une modification des tourbillons situés à l'intérieur des passages de roues. Néanmoins, les fortes différences d'évolution de traînée entre les roues et leurs passages respectifs montrent que les modifications portent aussi sur la partie exposée des roues, près du sol. Notons également qu'en additionnant les traînées des roues et des passages, on remarque que l'effet des deux géométries étudiées ici semblent pénalisant à l'avant mais positif à l'arrière par rapport au cas des pneumatiques lisses.

Les évolutions de la traînée du culot proviennent essentiellement de l'influence du sillage de la roue arrière tandis que la traînée des surfaces extérieures est altérée par la modification des structures s'échappant sur la paroi latérale. Les deux géométries causent aussi une diminution significative de la traînée du soubassement, révélatrice de la modification du sillage des roues et de leur interaction avec le bas de la carrosserie. Au final, la géométrie des pneumatiques modifie considérablement l'écoulement de manière locale mais l'évolution des efforts totaux est minime pour le modèle de véhicule considéré ici. La rugosité augmente notablement la traînée des roues mais peu la traînée totale ; les sillons longitudinaux augmentent modérément la traînée des roues et diminuent très légèrement la traînée totale.

Les résultats du Tableau 7.1 sont ainsi cohérents avec l'étude de Sebben & Landström [78] dans le sens où :

- la traînée des roues augmente dans les deux cas
- la traînée du soubassement diminue dans les deux cas
- les sillons diminuent la traînée totale dans notre géométrie sans système de refroidissement

On peut également ajouter que les sculptures transverses de faibles dimensions (et donc assimilables à une rugosité) devraient augmenter la traînée du véhicule, ce qui serait en accord avec les observations sur pneumatiques très détaillés. L'effet des sillons longitudinaux serait quant à lui dépendant de leur géométrie.

L'évolution des moments M_Y des roues avant et arrière, présentée dans le Tableau 7.2, est similaire à celle observée sur roue isolée au Chapitre 4 à savoir que la rugosité augmente notablement les moments, car ceux-ci sont essentiellement diffusifs, alors que les sillons longitudinaux les diminuent, grâce notamment à la contribution positive du passage de l'air dans les sillons au niveau du sol.

	Lisse	Rugosité	Sillons
Roue avant	1,09 N.m	+ 87,7 %	- 6,1 %
Roue arrière	0,90 N.m	+ 75,8 %	- 12,5 %

Table 7.2 – Bilan des moments aérodynamiques moyen selon l'axe Y

Dans tous les cas, la puissance dissipée par l'aérodynamique du véhicule est due majoritairement à la traînée. Cependant, pour notre géométrie simplifiée, les différences de traînées totales sont très faibles. L'augmentation de la puissance totale dissipée par l'aérodynamique est alors due majoritairement aux moments (ΔP_{M_Y}) et non aux efforts de traînée (ΔP_{F_X}). En effet, par rapport au cas lisse, on obtient $\|\Delta P_{M_Y}\| \approx 12\|\Delta P_{F_X}\|$ avec les pneumatiques rugueux et $\|\Delta P_{M_Y}\| \approx 4\|\Delta P_{F_X}\|$ pour les pneumatiques 3 sillons.

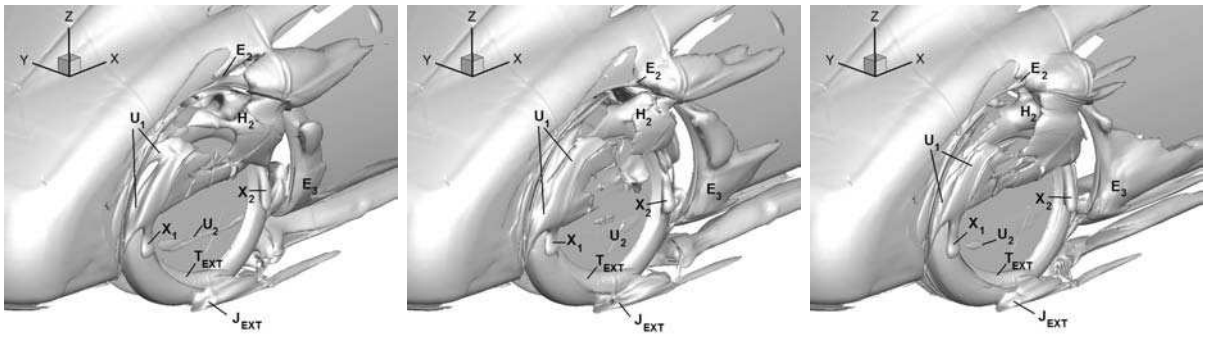
4 Analyses spatiales

4.1 Passages de roue

La majorité des structures observées précédemment autour des roues avant et arrière se retrouvent en présence de rugosité ou de sillons longitudinaux (voir Figures 7.4 et 7.6). Comme pour l'étude du Chapitre 4 sur roue isolée, la rugosité agit essentiellement par l'épaississement des couches limites tandis que l'effet principal des sillons est lié au passage de l'air au niveau de la zone de contact.

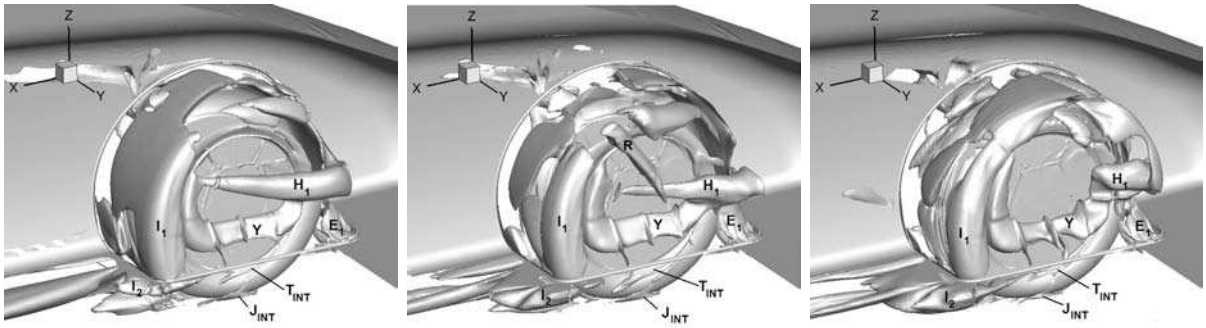
Sur le cas rugueux, les structures T_{INT}, T_{EXT}, X_1 et X_2 semblent plus développées, en particulier sur la roue arrière, alors que H_1 et U_2 sont affaiblis et S n'apparaît plus (voir Figure 7.6). On peut ainsi supposer que les premières, toutes situées à l'extérieur des passages de roue, sont renforcées par les couches limites épaissies et les décollements qui interviennent plus en amont sur le pneumatique. Les autres sont affaiblies par effet de diffusion. En particulier, H_1 et S, situés à l'intérieur des passages de roue, subissent l'augmentation du cisaillement et de l'énergie cinétique entre le pneumatique et la paroi. Enfin, une structure supplémentaire, notée R apparaît dans le passage avant.

Une différence majeure entre pneumatiques avec ou sans sillon est la modification de la structure H_1 (voir Figure 7.4) qui ne présente plus la même forme. L'évolution de la topologie est donc très limitée en ce qui concerne les structures identifiées précédemment mais des différences plus importantes pourraient apparaître entre la bande de roulement et la paroi, zone où les visualisations de critère Q restent difficiles.



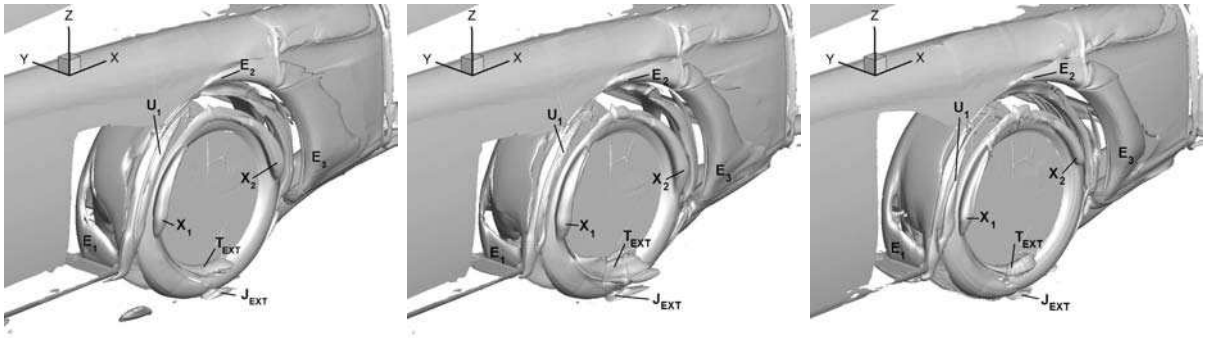
(a) Pneumatique lisse (b) Pneumatique rugueux (c) Pneumatique 3 sillons

FIGURE 7.4 – Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue avant (vue extérieure)



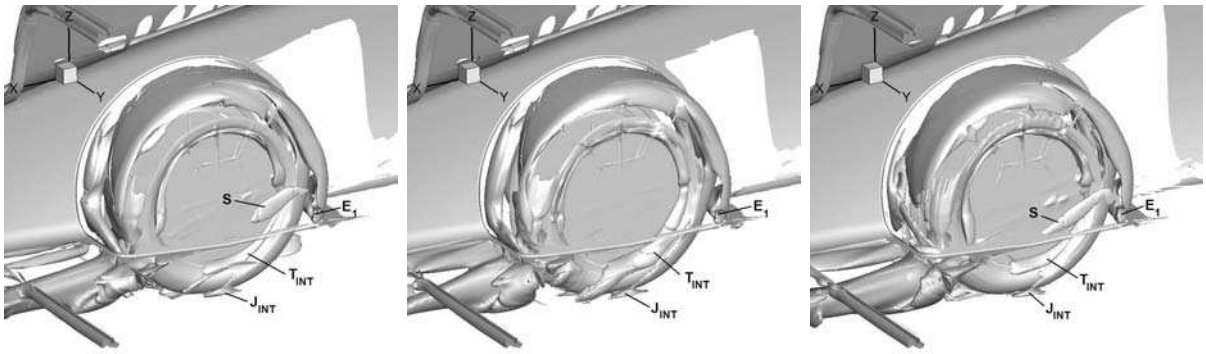
(a) Pneumatique lisse (b) Pneumatique rugueux (c) Pneumatique 3 sillons

FIGURE 7.5 – Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue avant (vue intérieure)



(a) Pneumatique lisse (b) Pneumatique rugueux (c) Pneumatique 3 sillons

FIGURE 7.6 – Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue arrière (vue extérieure)

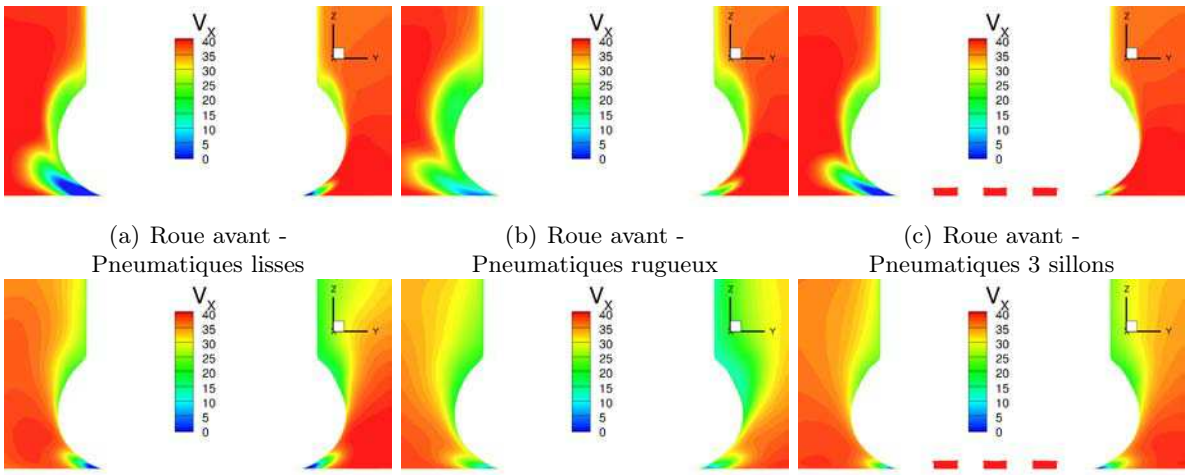


(a) Pneumatique lisse (b) Pneumatique rugueux (c) Pneumatique 3 sillons

FIGURE 7.7 – Iso-surfaces moyennes de critère Q=5000 autour de la roue arrière (vue intérieure)

4.2 Sillage des roues

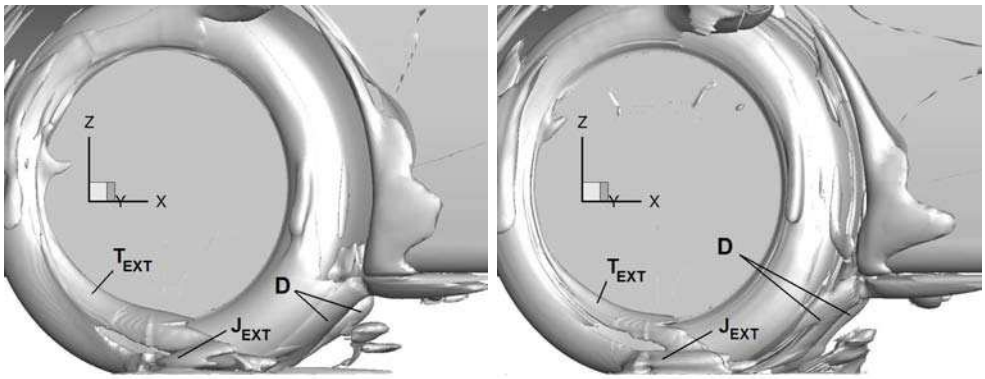
Sur la partie exposée à l'écoulement amont, les effets de la rugosité et des sillons longitudinaux sont comparables à ceux observés sur roue isolée au Chapitre 4. La Figure 7.8 présente une visualisation du *jetting* sur les roues avant et arrière dans les plans transverses passant par le centre des roues. La rugosité accentue le pompage visqueux, avec des pics de pression positif et négatif de plus forte amplitude, et stabilise le *jetting* du fait de l'épaississement des couches limites. Les sillons longitudinaux affaiblissent quant à eux le *jetting* car l'air n'est plus contraint de contourner la zone de contact. En outre, la configuration véhicule est toujours marquée par la forte incidence sur la roue avant et l'effet du sillage avant sur les conditions amont de la roue arrière (perte de pression totale...), qui tendent aussi à affaiblir le *jetting*. Les structures D en aval des roues sous formes de tourbillons remontant vers le passage de roues se retrouvent également avec la rugosité et les sillons, comme le prouve la Figure 7.9 pour la roue avant.



(a) Roue avant - Pneumatiques lisses (b) Roue avant - Pneumatiques rugueux (c) Roue avant - Pneumatiques 3 sillons

(d) Roue arrière - Pneumatiques lisses (e) Roue arrière - Pneumatiques rugueux (f) Roue arrière - Pneumatiques 3 sillons

FIGURE 7.8 – Visualisation du *jetting* par les contours moyens de V_X



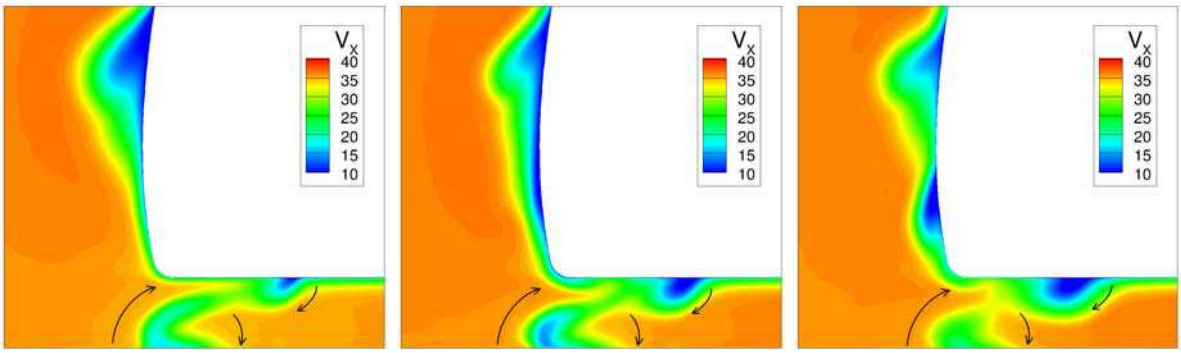
(a) Pneumatique rugueux (b) Pneumatique 3 sillons

FIGURE 7.9 – Visualisation des structures en aval de la roue avant (Q=40000)

Le sillage des roues est alors composé des structures tourbillonnaires instationnaires créées par l'interaction entre les tourbillons de *jetting*, les tourbillons T_{INT} et T_{EXT} et les structures aval D. A cela s'ajoute les structures s'échappant du bas des passages de roues comme la structure I_2 et, pour la roue avant, les structures longeant la paroi latérale résultant de l'interaction de E_2, U_1 et H_2. Les Figures 7.10 et 7.11 permettent ainsi de visualiser le sillage des roues avant et arrière à une distance D du centre de chacune d'elle.

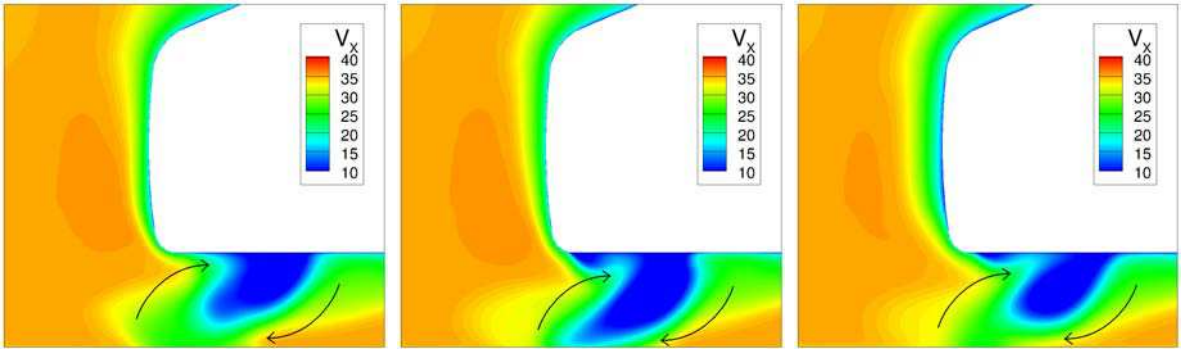
Sur la roue avant, les résultats sur pneumatiques lisse et rugueux présentent une topologie semblable avec toutefois des niveaux de vitesse différents correspondant à des variations de taille et d'intensité tourbillonnaire. Dans les trois cas, en raison de leur dissymétrie, les tourbillons en aval de la zone de contact s'associent en une structure en forme de C soumise à une rotation générale unique dans le sens des structures extérieures. Cette structure interagit alors avec la structure I_2 issue du coin du passage de roue et longeant le soubassement. Pour le pneumatique 3 sillons, on observe une poche supplémentaire de vitesses faibles ou négatives sur la paroi latérale. Celle-ci indique la présence de nouvelles structures tourbillonnaires issues du passage de roue et probablement créées entre la bande de roulement et la surface arrière du passage.

Les résultats en aval de la roue arrière traduisent également des différences de taille, de forme et de niveaux de vitesse entre les sillages des trois types de pneumatiques. Une zone supplémentaire de V_X faible apparaît dans le cas des pneumatiques rugueux et 3 sillons près du coin inférieur de la carrosserie. On suppose que cette perte de vitesse correspond à une structure présente dans les trois configurations mais moins persistante avec les pneumatiques lisses. Celle-ci proviendrait de l'interaction entre l'écoulement issu du passage de roues et les structures D qui remontent le long de la bande de roulement et qui sont moins développées dans le cas lisse. Néanmoins, comme sur la roue avant, une forme "typique" de sillage semble se dégager à l'arrière avec le même sens de rotation global. Cette fois-ci, cette forme particulière est probablement influencée par la présence du divergent (à l'arrière du soubassement) qui crée une dépression et "attire" les structures vers l'intérieur (voir les lignes de frottement sur le soubassement, Figure 6.24 Chapitre 6).



(a) Pneumatiques lisses (b) Pneumatiques rugueux (c) Pneumatiques 3 sillons

FIGURE 7.10 – Contours moyens de vitesse longitudinale V_X à une distance D derrière le centre de la roue avant



(a) Pneumatiques lisses (b) Pneumatiques rugueux (c) Pneumatiques 3 sillons

FIGURE 7.11 – Contours moyens de vitesse longitudinale V_X à une distance D derrière le centre de la roue arrière

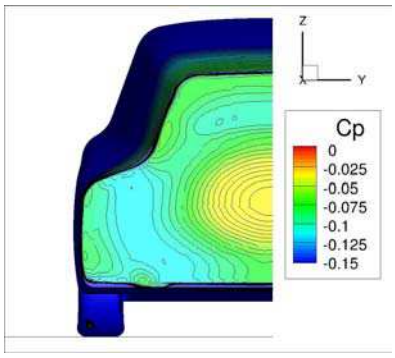
4.3 Corps du véhicule et interactions

La topologie de la zone de recirculation à l'arrière de la carrosserie est toujours la même avec une imposante structure tourbillonnaire annulaire au culot stable dans le temps avec laquelle interagissent les tourbillons du sillage de la roue arrière et le tourbillon issu du sommet du passage de roue avant. Les modifications d'intensité de ces structures se traduisent alors par des variations locales de vitesse et de pression moyenne dans l'écoulement de sillage, qui induisent entre autres des modifications de C_P sur le culot mises en évidence sur la Figure 7.12.

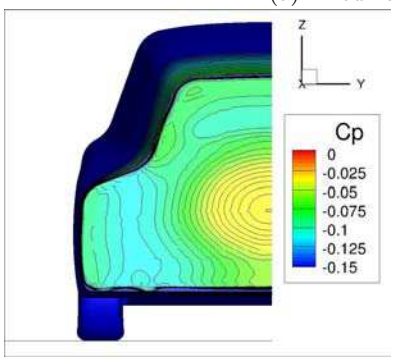
Les tracés de micro-traînée (Figure 7.13), perte de pression totale (Figure 7.14) et vitesse transverse (Figure 7.15) dans le sillage du véhicule montrent que les interactions entre les roues et l'écoulement de culot sont toujours importantes avec une augmentation de traînée locale en aval des pneumatiques rugueux et une diminution en aval des pneumatiques 3 sillons.

La perte de pression totale dans le sillage représente la composante irréversible de la traînée, source majeure de traînée. Son intégration dans un plan transverse au sillage montre une augmentation de traînée irréversible avec les pneumatiques rugueux et une diminution avec les pneumatiques 3 sillons. Dans le cas des sillons, on remarque en particulier une augmentation de pression au culot juste au-dessus du sillage de la roue arrière (flèche sur la Figure 7.14).

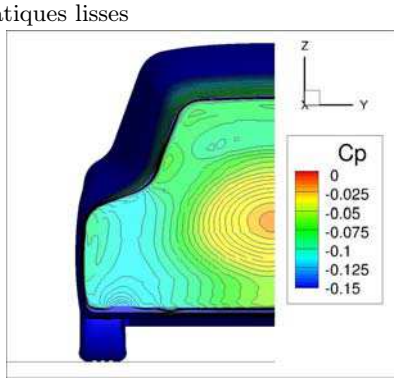
Concernant la composante réversible de la traînée (traînée induite), la modification des pneumatiques affaiblit les structures provenant du haut du passage de roue (*zone 2* sur la Figure 7.15) mais augmente la contribution du sillage de la roue arrière via la vorticité (*zone 1* sur la Figure 7.15). L'intégration de cette composante dans le plan montre une inversion du classement des pneumatiques, à savoir que les pneumatiques avec sillons induisent une augmentation de V_T^2 et les pneumatiques rugueux une diminution.



(a) Pneumatiques lisses

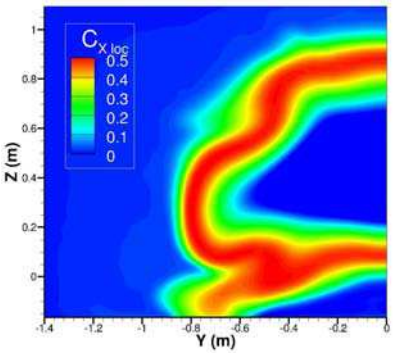


(b) Pneumatiques rugueux

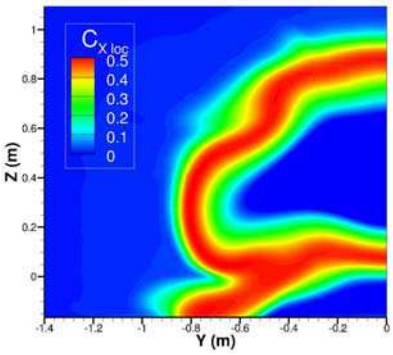


(c) Pneumatiques 3 sillons

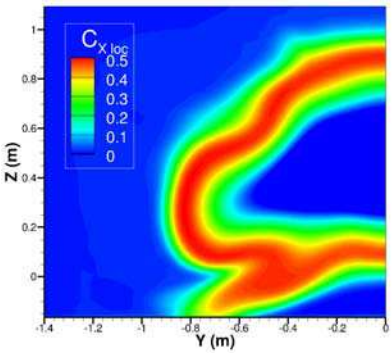
FIGURE 7.12 – Contours du coefficient de pression C_P sur le culot



(a) Pneumatiques lisses

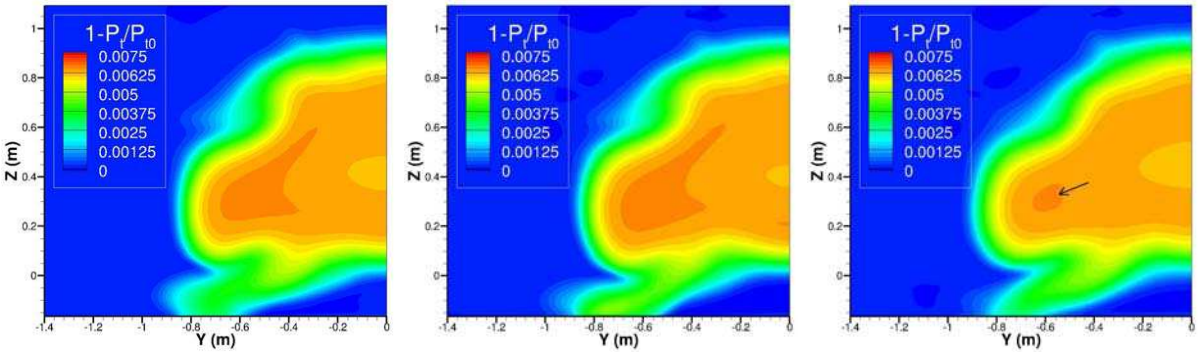


(b) Pneumatiques rugueux



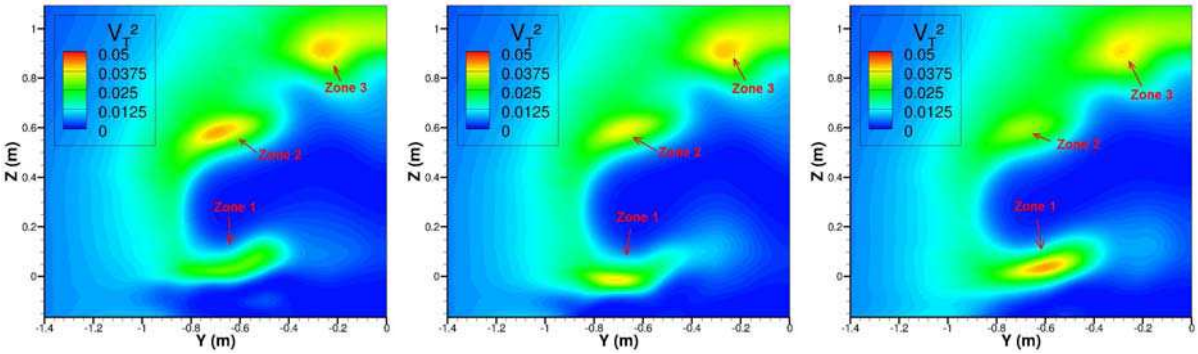
(c) Pneumatiques 3 sillons

FIGURE 7.13 – Contours de micro-traînée $C_{X\,loc}$ à $L_V/4$ en aval du culot



(a) Pneumatiques lisses (b) Pneumatiques rugueux (c) Pneumatiques 3 sillons

FIGURE 7.14 – Contours de perte de pression totale à $L_V/4$ (traînée irréversible) en aval du culot



(a) Pneumatiques lisses (b) Pneumatiques rugueux (c) Pneumatiques 3 sillons

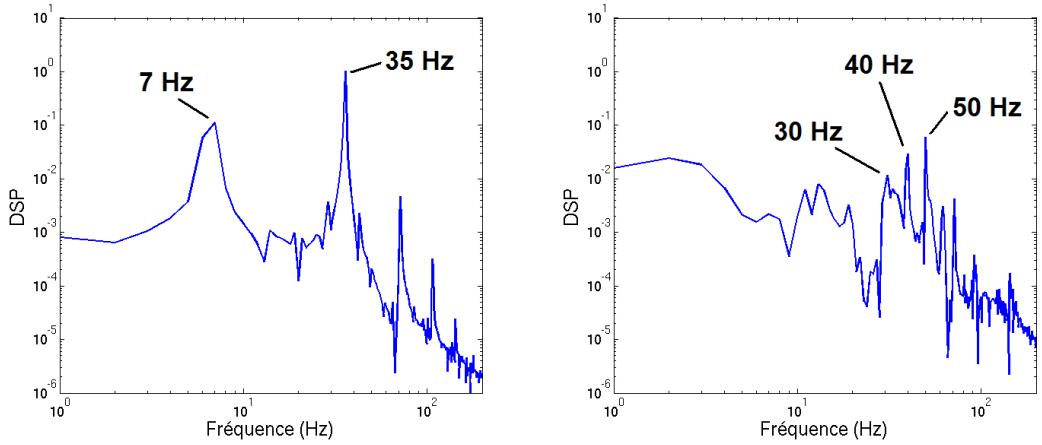
FIGURE 7.15 – Contours de vitesse transverse adimensionnée V_T^2 (traînée induite) à $L_V/4$ en aval du culot

5 Analyses temporelles

Les Figures 7.16 et 7.17a permettent de comparer les spectres de traînée totale du véhicule pour les trois géométries de pneumatiques. Les configurations incluant les pneumatiques lisses et 3 sillons affichent des spectres harmoniques piqués tandis que la rugosité donne un spectre plus large bande.

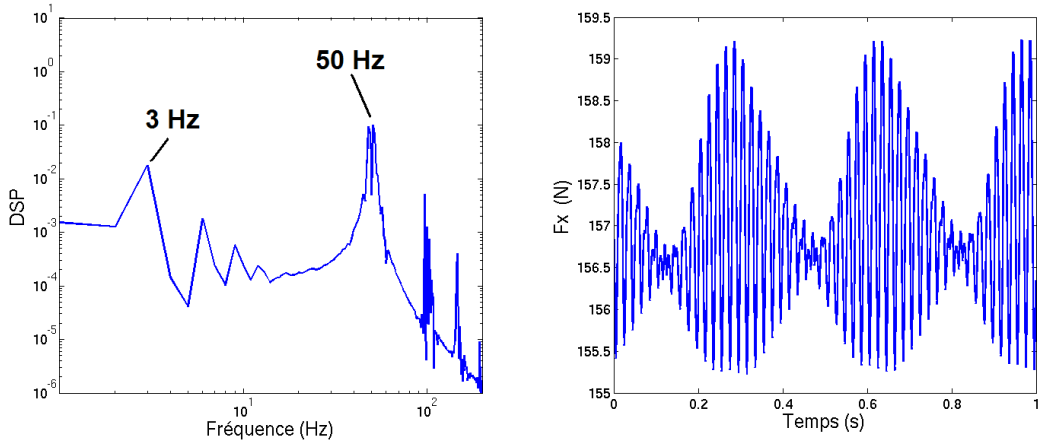
Pour le pneumatique rugueux, les spectres font apparaître différentes fréquences à 30, 40 et 50 Hz. La fréquence de 50 Hz domine légèrement les évolutions de vitesse et de force autour de la roue avant tandis que la fréquence de 30 Hz domine sur l'arrière. L'affaiblissement des phénomènes instationnaires (amplitude des variations de vitesse et de force) est ici couplé à un élargissement des spectres.

Pour le cas des sillons, les fréquences principales sont les mêmes dans tout l'écoulement et se retrouvent sur les évolutions de forces. On observe alors un pic important autour de 50 Hz constitué de deux pics à 48,5 Hz et 51,5 Hz, comme le montre le spectre fréquentiel de la Figure 7.17a. Cette superposition de deux fréquences très proches de même amplitude fait apparaître une troisième fréquence à 3 Hz correspondant à un phénomène de battement, particulièrement



(a) Pneumatiques lisses (b) pneumatiques rugueux

FIGURE 7.16 – Comparaison des spectres fréquentiels de la traînée totale du véhicule pour les pneumatiques lisses et rugueux



(a) Spectre fréquentiel (b) Evolution temporelle (σ_X=2,5%)

FIGURE 7.17 – Spectre fréquentiel et évolution temporelle de la traînée totale du véhicule pour les pneumatiques sillons

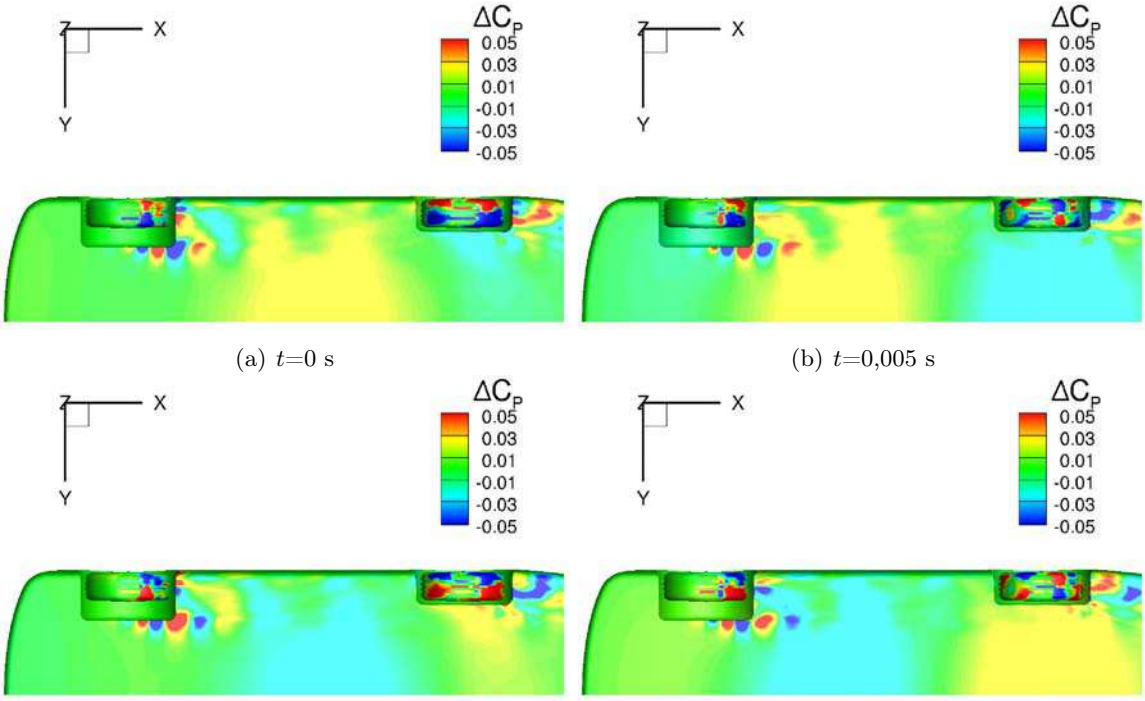
visible sur les évolutions temporelles comme celle présentée en Figure 7.17b. En notant $f_1 = 48{,}5$ Hz et $f_2 = 51{,}5$ Hz, le signal obtenu semble ainsi correspondre à une fréquence $f_m = \frac{f_1+f_2}{2} = 50$ Hz modulée par $f_2 - f_1 = 3$ Hz.

On remarque en particulier que la fréquence f_{avant}=7 Hz bien visible en présence de pneumatiques lisses disparaît pour les autres géométries. Le tourbillon H_2 se développant sur le pneumatique avant semble donc se stabiliser ; il n'est plus soumis aux oscillations observées dans la partie précédente sur le pneumatique lisse.

A contrario, le deuxième phénomène instationnaire identifié dans le chapitre précédent par le modèle k-kL subsiste. La Figure 7.18 regroupe les visualisations des variations de coefficient

de pression ΔC_P sur le soubassement du véhicule équipé des pneumatiques avec sillons pour 4 instants de la période de 0,02 s équivalente à une fréquence de 50 Hz. L'extraction de champs de pression surfacique montre que la fréquence de 50 Hz correspond bien aux lâchers tourbillonnaires en aval des roues et se propage depuis le sillage de la roue arrière à la fois en aval vers le culot et en amont le long du soubassement. La configuration avec sillons est ainsi marquée par l'accélération du phénomène principal observé à la fréquence f_{roue} au Chapitre 6, à savoir les lâchers tourbillonnaires dans le sillage des roues qui pilote également les remontée de pression du culot. Contrairement au cas de la roue isolée, la géométrie semble ici pouvoir influencer significativement les fréquences caractéristiques, en plus de l'amplitude des phénomènes instationnaires.

En présence de sillons, un autre phénomène est mis en évidence sur la Figure 7.18 : des variations de pression importantes apparaissent en aval de la face intérieure du passage de roue avant. Ces variations marquent la forte instationnarité du tourbillon I_2, déjà présente sur la configuration de référence avec pneumatiques lisses mais accentuée ici par les pneumatiques 3 sillons.



(a) t=0 s (b) t=0,005 s

(c) t=0,010 s (d) t=0,015 s

FIGURE 7.18 – Contours de l'écart-type de pression statique ΔC_P sur le soubassement pour le véhicule avec pneumatique 3 sillons

6 Discussion

6.1 Ecoulement

Les analyses spatiales menées dans les trois configurations montrent des topologies très proches en présence de pneumatiques lisse, rugueux ou présentant trois larges sillons longitudinaux. La grande majorité des structures tourbillonnaires identifiées dans les passages de roue

sont communes aux trois cas et l'écoulement de culot est également très similaire. Les différences essentielles portent ainsi non pas sur l'organisation de l'écoulement mais plutôt sur les niveaux de vitesse locale et l'intensité des phénomènes tourbillonnaires. Des différences sont également observées sur les structures s'échappant des passages de roues vers le soubassement. Celles-ci proviennent probablement de structures tourbillonnaires localisées entre les bandes de roulement et les parois arrière des passages de roue.

L'ensemble de ces modifications influe alors significativement sur l'écoulement local et les performances aérodynamiques de chaque élément, notamment des roues, mais la superposition des différents effets résulte ici en une modification relativement faible de la traînée totale pour notre géométrie de demi-véhicule simplifié.

Les évolutions les plus importantes concernent alors les fréquences caractéristiques de l'écoulement. La rugosité affaiblit notablement l'instationnarité en termes d'amplitude des variations temporelles tandis que les sillons l'accentuent et augmentent de plus la fréquence caractéristique. Contrairement aux résultats du Chapitre 4 sur roue isolée, les fréquences caractéristiques peuvent ainsi être modifiées par la géométrie du pneumatique sur une configuration de type véhicule. La carrosserie impacte donc le comportement instationnaire, peut-être par un effet de blocage lié à la hauteur du soubassement, la taille des passages de roues et l'importance des structures qui s'en échappent.

6.2 Evolution de l'écoulement en présence de la carrosserie

Sur roue isolée (voir Chapitre 4) comme en configuration véhicule, les deux effets technologiques étudiés sur le pneumatique impactent les caractéristiques spatio-temporelles de l'écoulement à partir de leur spécificité première : l'augmentation du frottement pariétal pour le pneumatique rugueux et le passage de l'air entre le sol et le pneumatique pour le cas 3 sillons.

Une partie des conséquences observées sur roue isolée se retrouve par conséquent sur véhicule. La rugosité génère toujours l'augmentation des efforts diffusifs, l'épaississement des couches limites et des décollements de couche limite plus amont. La présence des sillons longitudinaux agit quant à elle comme une injection de quantité de mouvement dans la zone de recirculation directement en aval du contact et crée un effort de déportance sur les deux roues.

Les effets d'installation sont cependant importants. Les différences qui apparaissent entre roue isolée et véhicule sont liés en particulier à la présence des passages de roues qui par exemple :

- réduisent la surface exposée
- réduisent l'espace dans lequel le sillage des roues se développe (entre le sol et le soubassement)
- font disparaître le décollement supérieur observé sur roue isolée

Ainsi, contrairement à l'étude sur roue isolée, l'analyse de l'impact de la rugosité et des sillons des pneumatiques sur l'écoulement révèle une organisation des structures tourbillonnaires très similaires (seule l'intensité des tourbillons est altérée par les caractéristiques du pneumatique) mais des différences importantes sur les fréquences caractéristiques. Par ailleurs, les efforts exercés sur les roues évoluent toujours de manière significative avec les différents pneumatiques mais les variations restent locales et les résultantes sur les efforts véhicule présente des écarts faibles pour les géométries considérées. Le cas des sillons traduit bien l'impact de la carrosserie dans le sens où leur présence sur les pneumatiques se traduit par une augmentation de fréquence non-observée sur roue isolée et une augmentation de traînée propre des roues (contraire aux résultats du Chapitre 4) alliée à une diminution de traînée totale.

Bilan

L'analyse de l'évolution de l'écoulement autour du véhicule avec la rugosité et la présence de sillons a confirmé l'impact du pneumatique sur les grandeurs spatio-temporelles avec une nouvelle fois de fortes interactions des sillages des roues avec la carrosserie et l'écoulement de culot. Les topologies obtenues sont très proches mais l'intensité des tourbillons et les fréquences caractéristiques peuvent être sensiblement modifiées.

Les phénomènes aérodynamiques principaux en lien avec les roues ont ainsi été identifiés avec des pneumatiques lisses et confirmés sur deux autres configurations. Pour achever notre étude, un dernier cas de validation a été mis en place de manière similaire au Chapitre 3 afin de valider les résultats sur une configuration expérimentale.

Chapitre 8

Validation expérimentale des simulations numériques sur véhicule

L'objectif de ce dernier chapitre est de confirmer la validité des méthodes numériques sur la configuration véhicule. Pour cela, comme pour le Chapitre 3, des essais en soufflerie ont été reproduits numériquement afin de confronter les résultats CFD aux résultats expérimentaux sur les données pariétales, les champs de vitesses et les propriétés fréquentielles de l'écoulement.

1 Description des essais en soufflerie

A l'instar des essais sur roue isolée, les essais en soufflerie sur configuration véhicule ont été réalisés par Michelin en collaboration avec l'Institut Pprime dans la soufflerie ACE de Magny-Cours. Les caractéristiques de cette soufflerie ont été présentées au Chapitre 3.

Les essais sont effectués à échelle 2/5. La géométrie du véhicule correspond à celle des simulations présentées aux Chapitres 6 et 7 ; elle a été détaillée au Chapitre 1. La Figure 8.1 montre le montage de la maquette. Celle-ci est tenue par un mât central profilé positionné sur le haut de la carrosserie. Les roues sont quant à elles découplées du reste du véhicule et fixées par 4 systèmes de maintien profilés situés à l'extérieur du véhicule (voir Figure 8.2). Chacun de ces systèmes est constitué d'un bras horizontal et d'un support fixé au sol que nous appellerons *supports extérieurs*, comprenant notamment un système de mise en charge. Les bras horizontaux sont fixes jusqu'au voisinage de la roue (roulement interne).

Les mini-pneumatiques utilisés pour ces essais à échelle 2/5, toujours associés à des jantes pleines, ont été spécialement conçus par Michelin pour cette expérience. Leur architecture interne répond à 2 exigences principales liées à leur déformation en conditions de roulement. Afin de minimiser l'échauffement et l'usure du tapis, la déformation à l'écrasement au niveau du contact au sol sous faible charge (10 daN) doit être comparable à celle d'un pneumatique réel chargé à 450 daN. Mais en parallèle, la déformation consécutive aux forces centrifuges (tenue à la rotation) doit être limitée afin de conserver des dimensions sous l'effet des fortes vitesses de rotation mises en jeu à échelle 2/5.

L'utilisation de ces pneumatiques spécifiques a permis d'augmenter la vitesse du tapis roulant par rapport aux essais sur roue isolée, qui induisaient une augmentation de température du tapis au delà de 25 m/s. Les essais sur véhicule ont ainsi pu être réalisés à 30 m/s à échelle 2/5. Cette configuration dite "soufflerie" sera comparée dans la suite du chapitre aux configurations "champ libre" des Chapitres 6 et 7, c'est-à-dire aux configurations à échelle 1 et à 33 m/s.

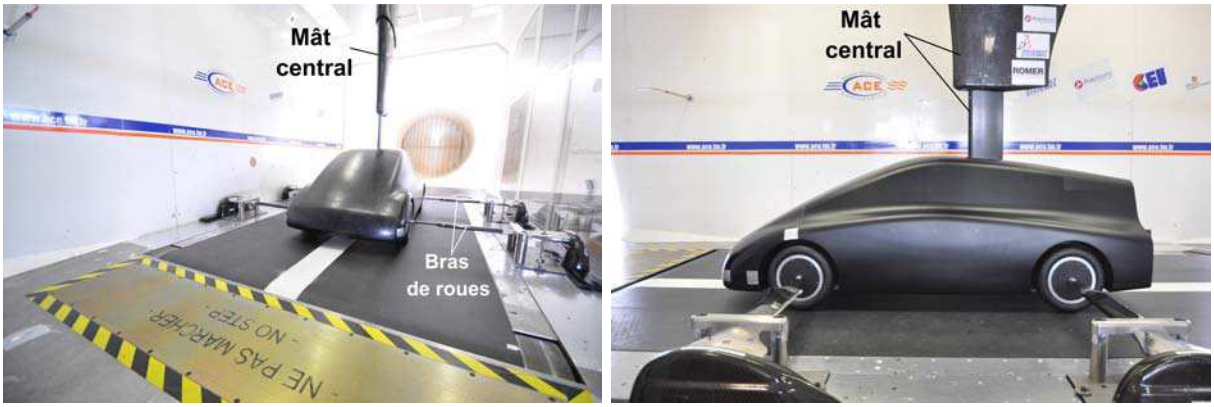


FIGURE 8.1 – Montage expérimental du véhicule à échelle 2/5 (Photos ACE)

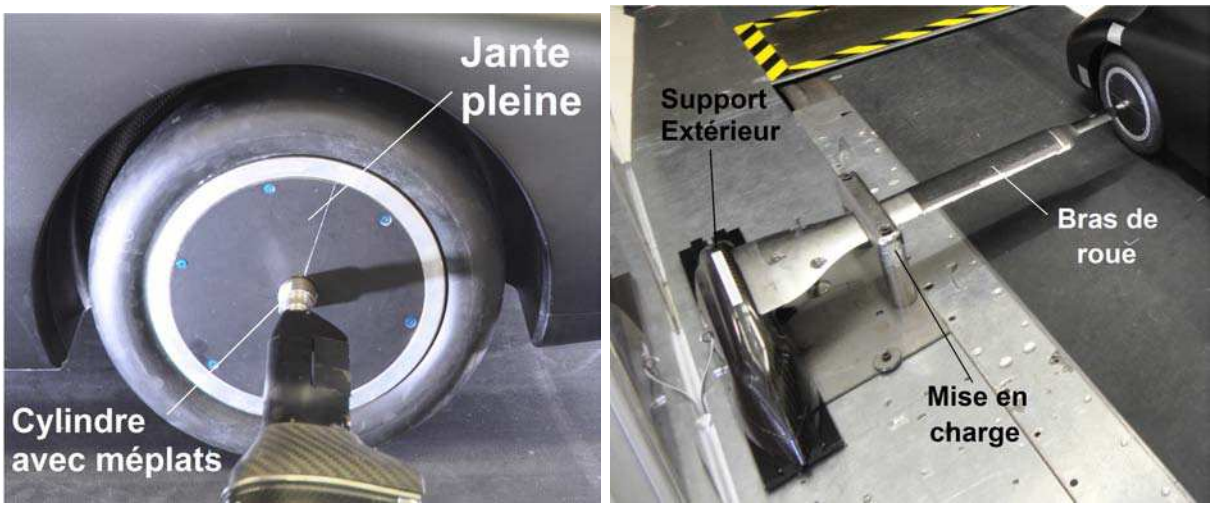


FIGURE 8.2 – Montage expérimental des roues (Photos ACE)

L'analyse de l'écoulement repose sur des mesures stationnaires et instationnaires de pression pariétale sur le corps du véhicule, des mesures de vitesse par PIV dans quelques plans en X constant et en Z constant ainsi que des visualisations pariétales par enduit visqueux.

2 Reproduction numérique des essais

Afin de valider la méthodologie utilisée pour les simulations numériques sur cas véhicule, on procède de manière similaire au Chapitre 3 qui traitait de la validation des calculs sur roue isolée. L'objectif est de représenter le plus d'éléments possibles (véhicule, veine d'essai, supports) pour prendre en compte un maximum de phénomènes aérodynamiques puis de réaliser des simulations URANS utilisant les mêmes méthodes numériques que sur les autres configurations (maillage, modèle de turbulence, schémas d'intégration).

La comparaison des résultats expérimentaux et numériques vise ainsi à valider les simulations numériques réalisées jusqu'à présent, en particulier le modèle et les schémas d'intégration, et d'étendre ainsi les observations du Chapitre 3 à la configuration véhicule.

La géométrie de la veine d'essai est présentée sur la Figure 8.3. A l'instar des Chapitres 6 et 7, seule la demi-veine d'essai est prise en compte et le centre du repère est situé dans le plan de symétrie, aligné en X avec le centre de la roue avant et en Z avec le soubassement. L'utilisation d'un plan de symétrie permet de réduire les coûts de calculs mais élimine le phénomène de battement basse fréquence dans l'écoulement de culot (oscillations latérales du sillage véhicule). Les parois latérales (non représentées sur la Figure 8.3), le sol et le tapis sont identiques à la géométrie du Chapitre 3. La veine est donc allongée et le tapis (zone sombre) prolongé jusqu'en entrée.

Les bras de roues et le mât sont créés à partir des versions CAO utilisées par ACE. La simplification majeure concerne les supports extérieurs. Les systèmes de mise en charge sont supprimés et les supports extérieurs sont agrandis de manière à reproduire l'effet de blocage global du montage réel. Cette simplification suppose que l'impact des systèmes de mise en charge sur le véhicule est négligeable, c'est-à-dire que ceux-ci sont assez éloignés de la maquette pour que leurs sillages, notamment ceux des cylindres verticaux, n'altèrent pas les caractéristiques spatio-temporelles de l'écoulement principal. La deuxième simplification concédée est l'utilisation d'une forme cylindrique à la jonction entre les bras supports et les jantes alors que la forme réelle contient deux tailles de cylindre dont le plus gros avec méplats (voir Figure 8.2).

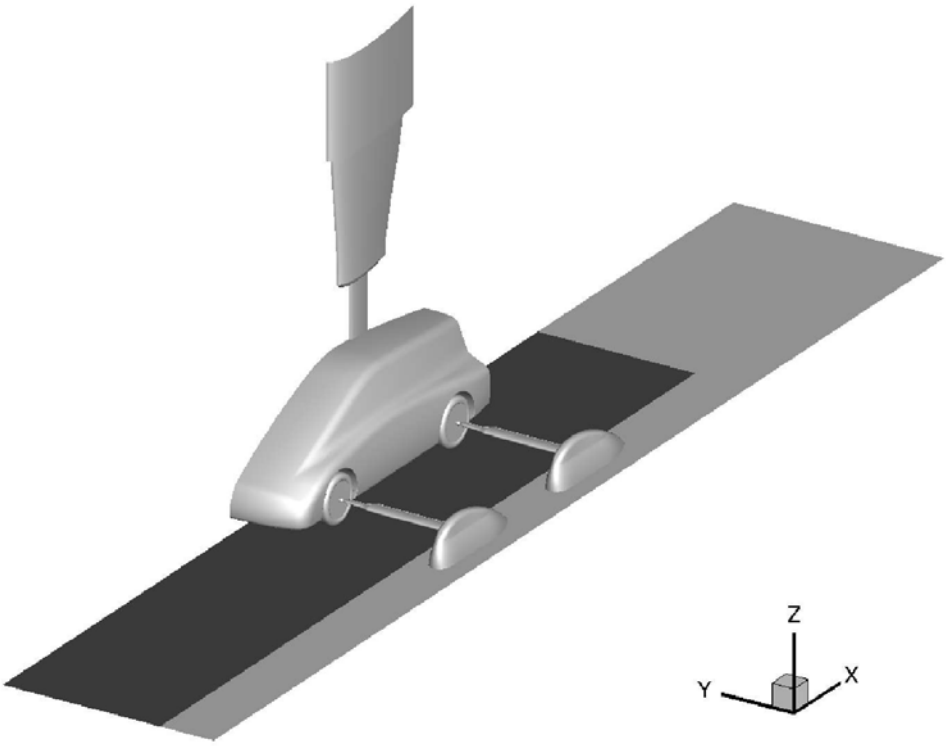
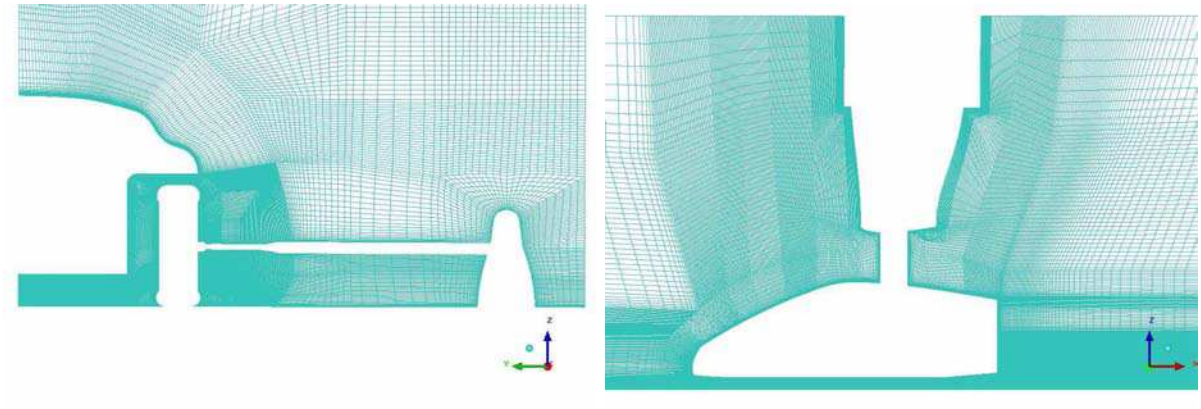


FIGURE 8.3 – Géométrie numérique de la configuration expérimentale

La géométrie du montage et le choix de ne pas résoudre les couches limites sur les supports (conditions de glissement) a permis dans le cas présent d'éviter l'utilisation d'un maillage non-coïncident, contrairement au cas de validation sur roue isolée. Le maillage de la configuration

expérimentale est créé à partir du maillage champ libre pour modifier au minimum les paramètres du calcul et assurer une réelle validation du modèle numérique. Les seules modifications apportées sont une mise à échelle 2/5 et l'ajout de découpe en O autour du mât, des bras de roues et des supports extérieurs.



(a) Section transverse à X=0 (b) Plan de symétrie Y=0

FIGURE 8.4 – Vues du maillage

Les conditions limites en entrée de veine correspondent à une injection à V_I=30 m/s avec :

- Pression totale : $P_{tI} = 10^5$ Pa
- Température : $T_I = 293{,}15$ K
- Taux de turbulence : $Tu = 0{,}1\%$
- Rapport des viscosités : $\frac{\mu_t}{\mu} = 0{,}1$

Les conditions en sortie sont quant à elles modifiées par rapport à l'ensemble des autres configurations. En effet, la taille réduite de la veine par rapport au véhicule, au montage et à leurs sillages respectifs rend le couplage de conditions de pression en entrée et en sortie trop contraignant. Une condition de débit est donc prescrite en sortie qui permet de ne pas affecter le sillage du véhicule et de respecter les conditions de vitesse et de pression en entrée de domaine.

En ce qui concerne les parois, l'adhérence n'est prise en compte que pour le véhicule, les jantes, les pneumatiques, le sol fixe et le tapis roulant. Afin de simplifier le maillage et de limiter sa taille, une condition de glissement est utilisée sur les autres parois de la veine (plafond et parois latérales) ainsi que sur les éléments du montage à savoir le mât, les bras de roues et les supports extérieurs. Les couches limites de ces éléments ne sont donc pas résolues, l'objectif essentiel de leur représentation n'étant que de reproduire les effets de blocage (hors couches limites) et d'assurer ainsi des conditions de pression correctes autour du véhicule. Toutes les parois sont considérées comme lisses et adiabatiques.

Le tapis roulant est en translation uniforme à la vitesse V_I. La rotation des jantes et des pneumatiques correspond à une vitesse identique de translation : une rotation solide à Ω=238 rad/s est imposée sur les jantes tandis que les conditions limites des pneumatiques sont calculées à partir du champ de déformation comme expliqué en section 1.2 du Chapitre 1.

Les paramètres numériques sont identiques aux chapitres précédents (voir Tableau 1.3 page 58). Les études statistiques menées en différentes positions du sillage confirment la convergence

des valeurs moyennes et RMS après 10^5 pas de temps. Les résultats des simulations sont ici moyennés sur 2×10^5 pas de temps. Notons que dans cette configuration, le nombre de Reynolds basé sur le diamètre des roues atteint Re_D=$3,8 \times 10^5$ ($1,1 \times 10^6$ en champ libre) et celui basé sur la longueur du véhicule Re_L=$2,5 \times 10^6$ ($7,0 \times 10^6$ en champ libre).

3 Validation des données pariétales

3.1 Coefficient de pression

Des mesures de pression pariétale moyenne ont été mises en œuvre à l'aide d'un réseau de capteurs stationnaires de pression statique disposé sur la carrosserie, essentiellement dans les zones d'intérêt que représentent le soubassement, la paroi latérale et le culot. Quelques capteurs ont également été positionnés sur la ligne médiane véhicule et à l'intérieur des passages de roue. Toutes ces mesures sont localisées sur une moitié du véhicule. Afin de vérifier la symétrie de l'écoulement, une ligne de capteurs a également été installée horizontalement sur toute la largeur du culot. La Figure 8.5 présente une vue générale du champ pariétal moyen des coefficients de pression numériques (résultats symétrisés) combinée aux résultats des sondes expérimentales.

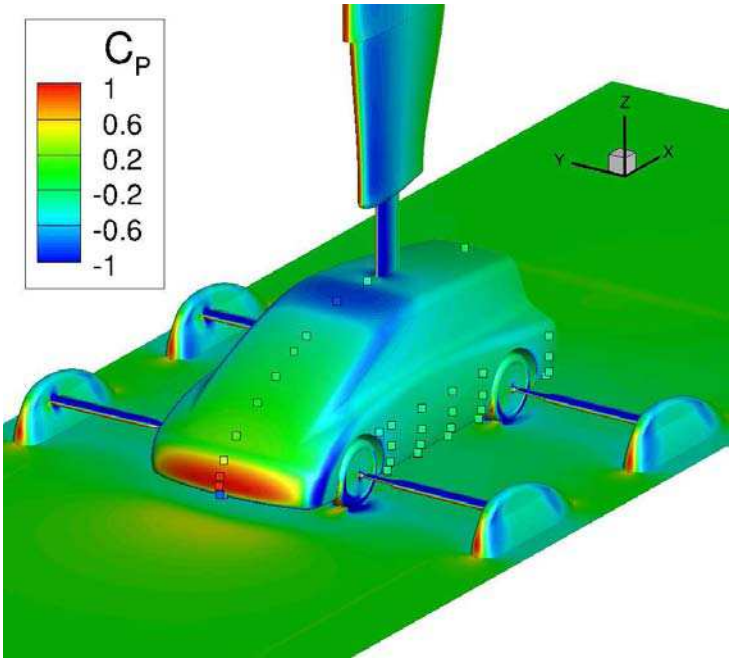
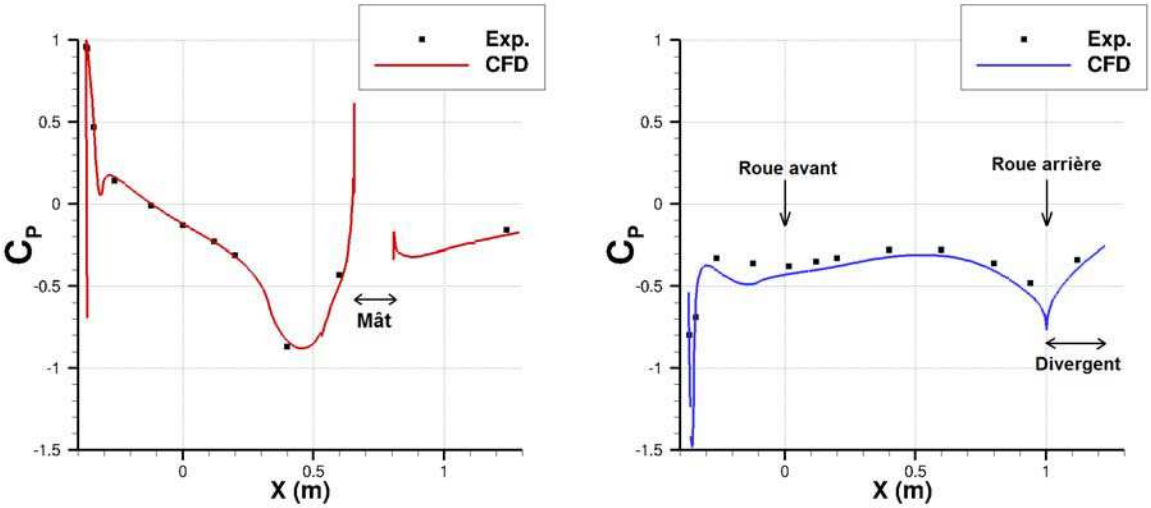


FIGURE 8.5 – Vue générale des coefficients moyens de pression pariétale pour les résultats numériques (contours) et expérimentaux (sondes)

Le premier point de validation a alors consisté à comparer les données numériques et expérimentales de la ligne médiane sur les parties supérieures et inférieures de la carrosserie grâce aux coefficients moyens de pression pariétale C_P tracés sur la Figure 8.6. Les niveaux de pression sur la partie supérieure sont bien reproduits avec des écarts inférieurs à 0,01 sur le C_P. Pour la partie inférieure (soubassement), la courbe numérique de la Figure 8.6b semble présenter la même évolution mais à des valeurs légèrement inférieures ($C_{Pexp} - C_{Pnum} \approx 0,05$), ce qui indique des vitesses légèrement plus élevées entre le sol et le soubassement dans le cas numérique. Le

plus gros écart se situe juste en amont de l'axe des roues avant et atteint 0,12.

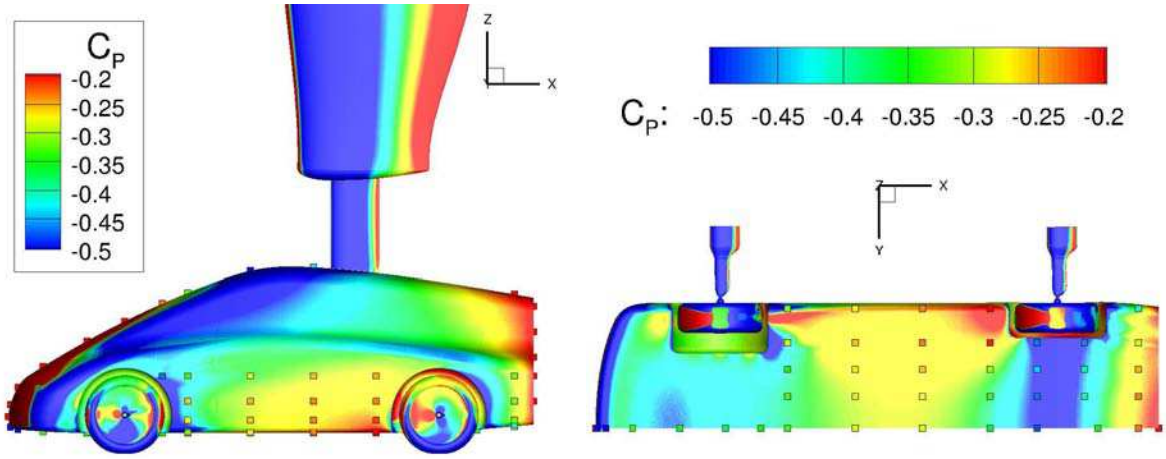


(a) Ligne médiane - Partie supérieure

(b) Ligne médiane - Partie inférieure

FIGURE 8.6 – Comparaisons des coefficients moyens de pression pariétale pour les résultats numériques (contours) et expérimentaux (sondes)

La Figure 8.7 présente la superposition du champ moyen de pression pariétale extrait de la simulation numérique et des pressions locales données par les capteurs expérimentaux pour la paroi latérale et le soubassement. Sur ces deux surfaces, les simulations numériques semblent cohérentes avec les mesures expérimentales avec toutefois un léger décalage sur les trois capteurs immédiatement en aval du passage de roue avant.



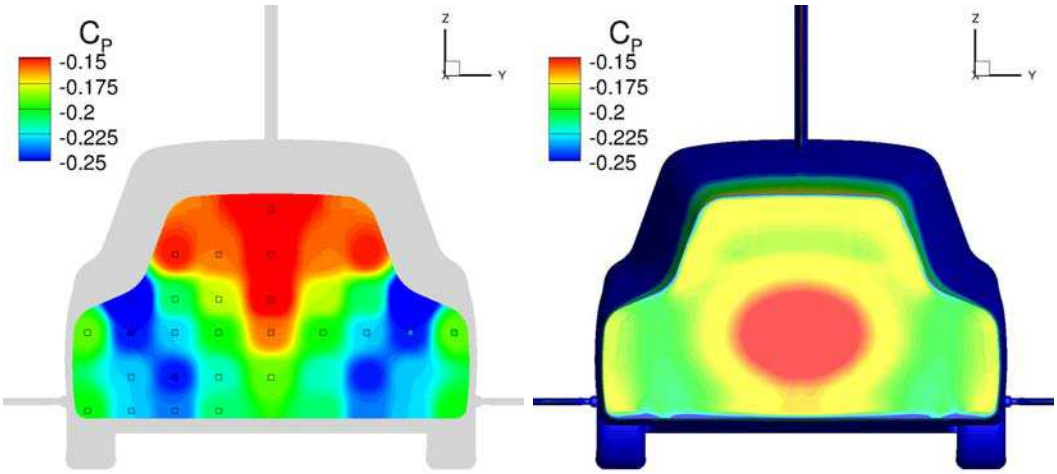
(a) Paroi latérale

(b) Soubassement

FIGURE 8.7 – Comparaisons des coefficients moyens de pression pariétale pour les résultats numériques (contours) et expérimentaux (sondes)

Les variations de pression sur le culot sont de l'ordre de 0,1 et sont donc beaucoup moins élevées que sur les autres surfaces, comme le montrent les niveaux de C_P choisis pour la Figure 8.8, qui présente les contours de pression pariétale obtenus par interpolation des résultats expérimentaux et ceux extraits de la simulation numérique. Les niveaux obtenus avec les simulations k-kL semblent encore une fois cohérents avec les mesures expérimentales avec des différences de C_P inférieures à 0,07. Cependant, en soufflerie, les maxima locaux de pression ne sont pas situés au centre du culot mais sur la partie supérieure de celui-ci

Les données expérimentales de pression moyenne sur les parois semblent donc valider les résultats numériques à l'exception de l'organisation des contours de pression sur le culot, probablement liés à la légère survitesse sous le véhicule. Ce phénomène pourrait provenir de différences de conditions aux limites entre le montage en soufflerie et le domaine numérique. Ce point sera plus amplement abordé dans les discussions de la section 6.



(a) Expérience – Sondes et contours interpolés

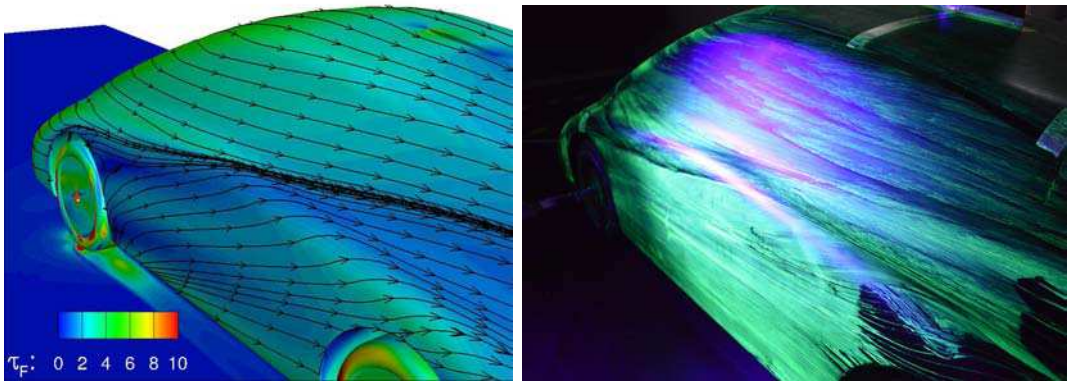
(b) CFD – Contours

FIGURE 8.8 – Coefficients moyens de pression pariétale sur le culot

3.2 Lignes de frottement

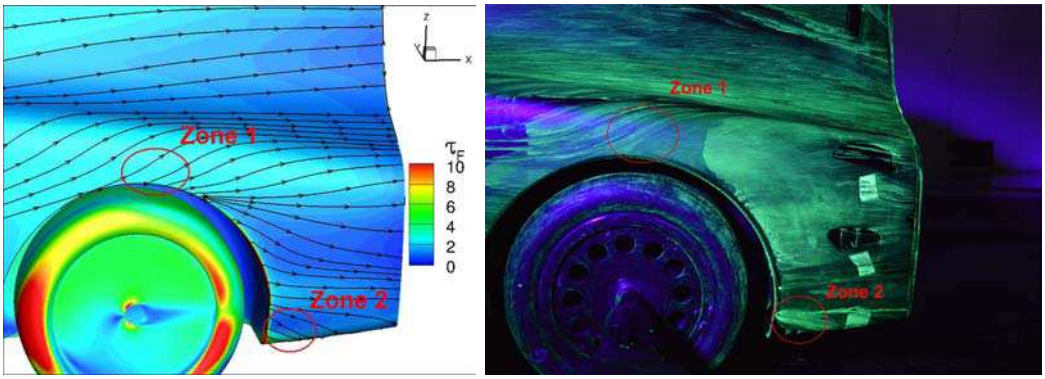
Outre les mesures de pression statique, l'écoulement pariétal a également fait l'objet de visualisations par enduit visqueux qui permettent d'évaluer l'orientation des lignes de frottement sur la carrosserie. L'une des premières vérifications a été de s'assurer expérimentalement qu'aucun décollement ne se produisait en amont des roues avant ou sur le haut du véhicule. Les zones de recirculation sont donc bien localisées uniquement autour des roues et au culot.

Quelques comparaisons entre ces visualisations par enduit et les lignes de frottement calculées sur le champ moyen numérique ont ensuite été menées. Les Figures 8.9, 8.10 et 8.11 présentent les lignes de frottement obtenues numériquement et expérimentalement en quelques zones de la carrosserie. La Figure 8.9 valide l'échappement de structures par le haut du passage de roue avant, qui se propagent sur le côté du véhicule jusqu'au coin supérieur du culot. La Figure 8.10 montre que de l'air s'échappe également du haut du passage de roue arrière (*zone 1*). D'autres particularités ont aussi été repérées : l'orientation du fluide vers le soubassement en aval de la roue arrière (*zone 2*, Figure 8.10) et sa déviation autour du mât principal (*zone 3*, Figure 8.11) et le point source sur la face interne amont du passage de roue arrière (Figure 8.12).



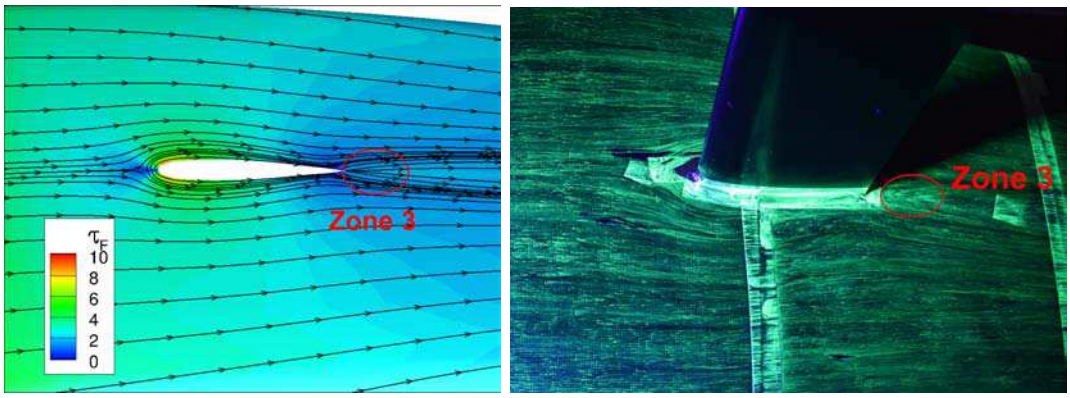
(a) CFD - Lignes et contours (b) Enduit visqueux

FIGURE 8.9 – Frottement pariétal sur la paroi latérale



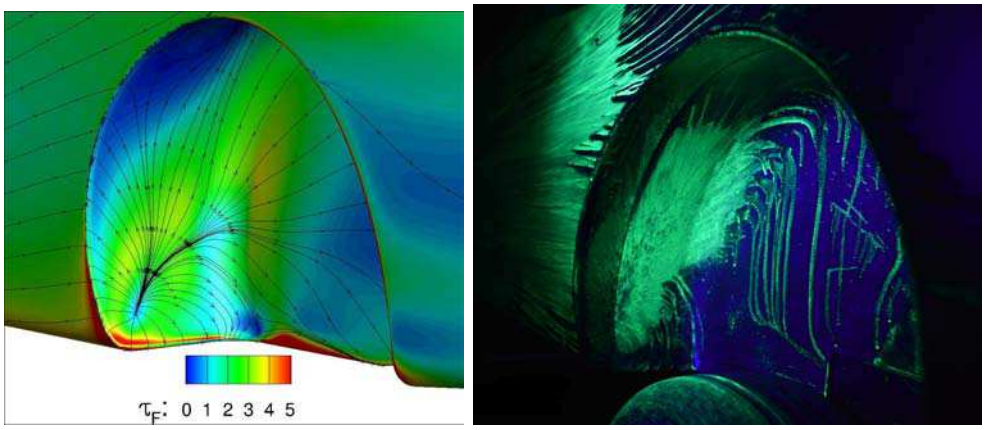
(a) CFD - Lignes et contours (b) Enduit visqueux

FIGURE 8.10 – Frottement pariétal autour du passage de roue arrière



(a) CFD - Lignes et contours (b) Enduit visqueux

FIGURE 8.11 – Frottement pariétal à la jonction mât/véhicule



(a) CFD - Lignes et contours (b) Enduit visqueux

FIGURE 8.12 – Frottement pariétal sur la face avant du passage de roue arrière

4 Validation du champ de vitesse

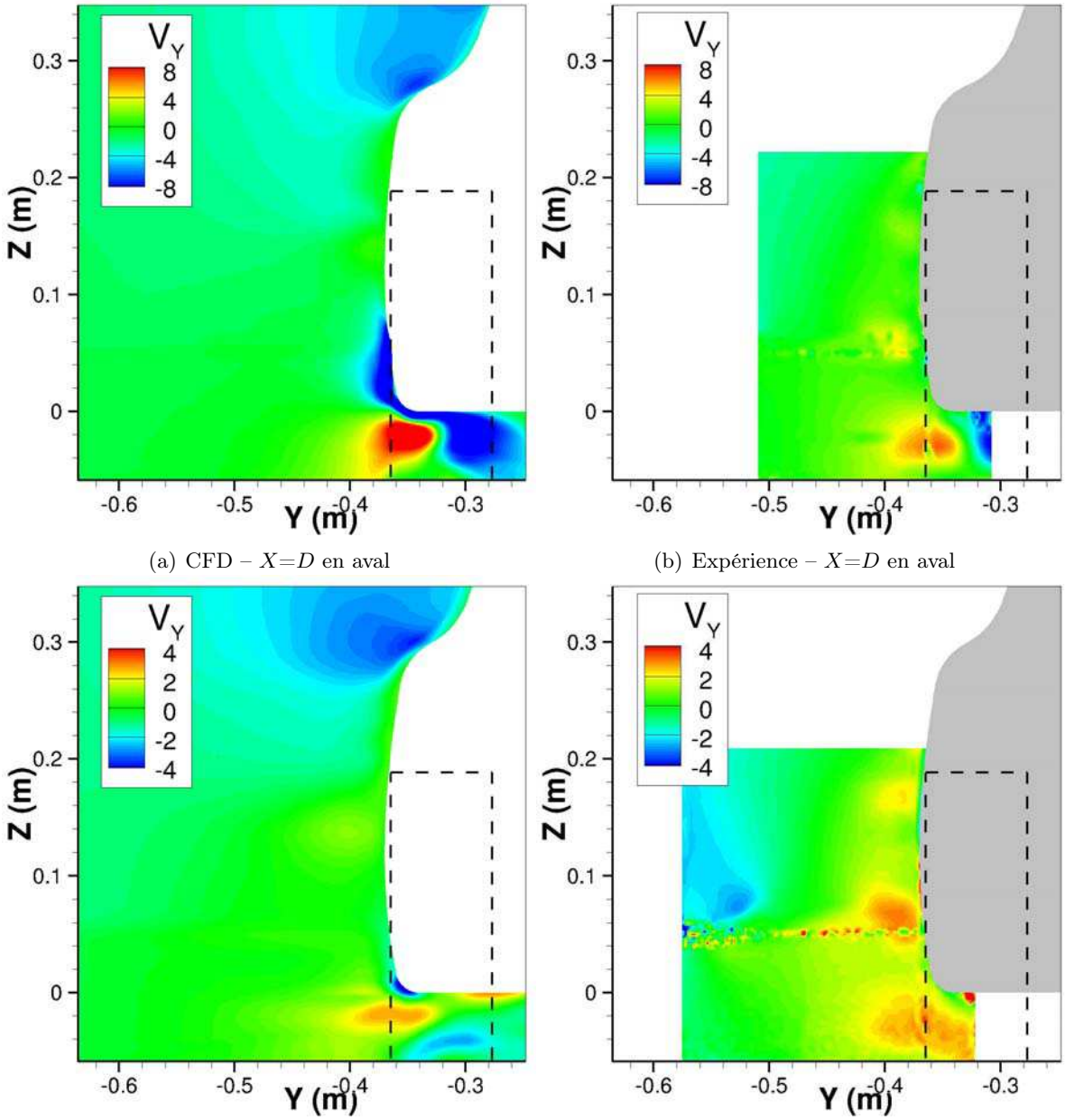
Des mesures PIV 2D 2C ont été réalisées autour du véhicule, limitées toutefois par les accès optiques. Les résultats disponibles comprennent 4 plans transverses à X constants dans le sillage des roues et un plan horizontal à Z constant sur le côté du véhicule.

Les Figures 8.13 et 8.14 présentent des comparaisons entre les champs de vitesse moyenne obtenus en expérience et en simulation numérique dans le sillage des roues avant et arrière. Pour chaque roue, on considère un plan transverse juste en aval, à la fin du passage de roue associé, et un plan plus éloigné dans le sillage. Pour rappel, les mini-pneumatiques créés pour les essais à échelle 2/5 ont un diamètre de 0,250 m, l'origine du repère est alignée en X et en Y avec le centre de la roue avant et la distance entre les centres de roues est de 1 m. La vitesse représentée ici est V_Y car ses variations spatiales sont plus importantes que celles de V_Z et contrairement à V_P elle nous renseigne sur la direction de l'écoulement.

Dans le sillage de la roue avant, les mesures PIV détectent trois zones tourbillonnaires distinctes : une première sur le sommet du passage de roue ($Z \approx$0,150 m), une seconde au niveau du bras support de la roue ($Z \approx$0,050 m) et une troisième dans l'alignement des roues entre le sol et le soubassement. Les plans CFD montrent quand à eux la présence de structures intenses dans la troisième zone.

Le tourbillon sur le sommet du passage de roue est bien détecté mais présente des vitesses transverses moins importantes et est plus rapidement diffusé du fait de la viscosité numérique importante des modèles RANS à deux équations. La disparition de la zone centrale liée au support indique ici un problème de reproduction numérique du bras horizontal et de sa jonction avec la jante. En réalité, le tourbillon est bien produit au niveau du support mais l'utilisation d'une condition de glissement sur les bras des roues limite la formation du sillage et le développement du tourbillon en aval du cylindre de la jonction (qui est ensuite rapidement diffusé). Ce tourbillon se forme par interaction du sillage du cylindre (fixe) avec la couche limite de la jante en rotation. Un structure similaire à un tourbillon en fer à cheval est créé mais la rotation dissipe le bras supérieur et renforce le bras inférieur en l'entraînant vers le haut. La simplification de la partie cylindrique, qui présente en réalité des méplats, contribue également à la différence d'intensité

observée entre numérique et expérimental.



(a) CFD – X=D en aval

(b) Expérience – X=D en aval

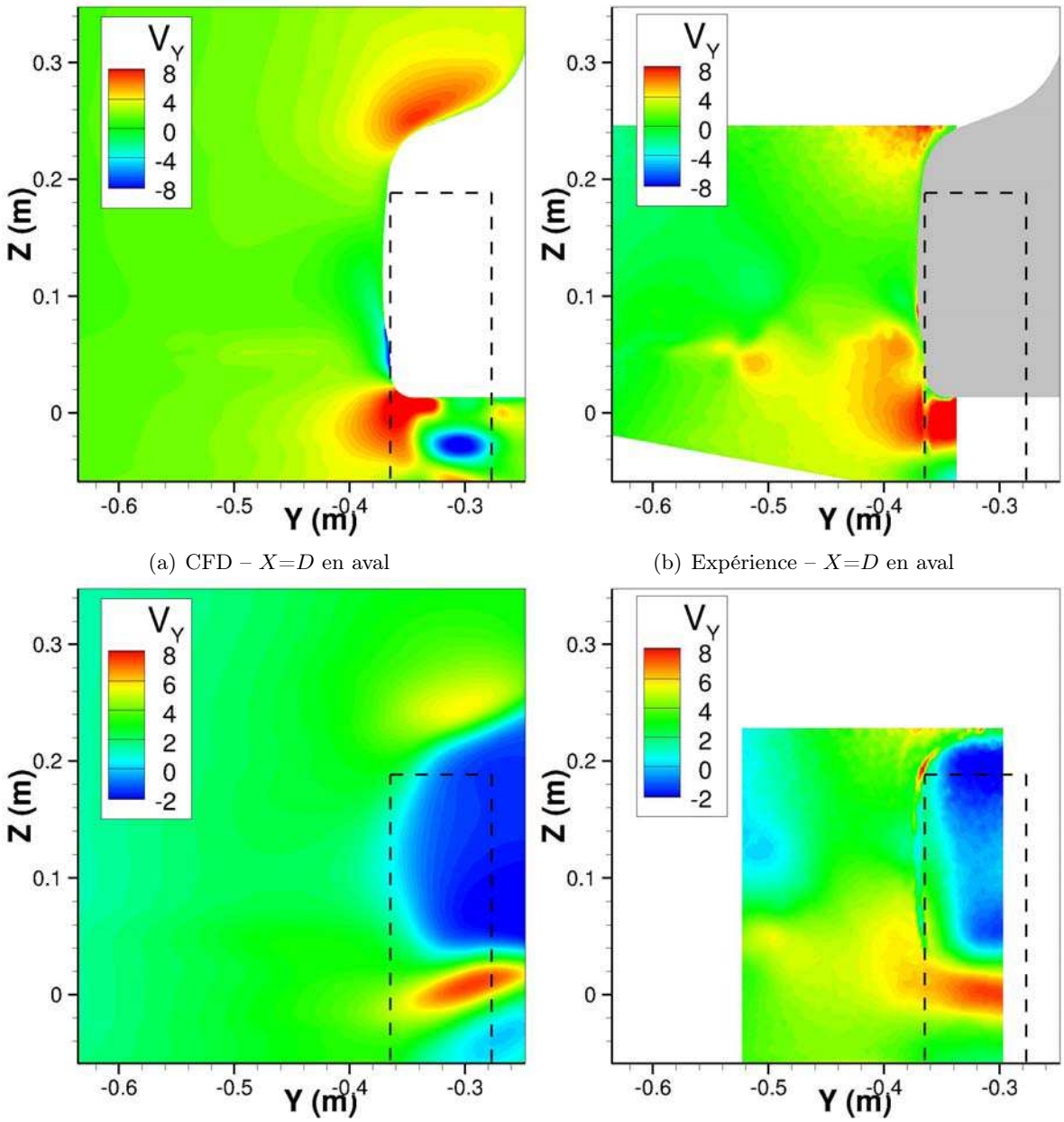
(c) CFD – X=1,3D en aval

(d) Expérience – X=1,3D en aval

FIGURE 8.13 – Contours de vitesse V_Y dans le sillage de la roue avant

Dans le sillage de la roue arrière présenté sur la Figure 8.14, l'influence des supports de roues sur les champs de vitesse PIV semble encore plus importante que pour la roue avant. Celle-ci se manifeste par l'apparition de deux tourbillons. Le premier se situe à la jonction avec la jante, comme pour la roue avant, et semble agir sur l'orientation des structures du sillage des roues. Le second se situe tout à gauche des Figures 8.14b et 8.14d, en aval d'un changement de section des bras de support, situé autour de Y=-0,5 m.

Ainsi, si les simulations numériques reproduisent les structures tourbillonnaires liées aux roues, les résultats des plans transverses révèlent des divergences significatives avec l'expérience en termes d'intensité et d'orientation. Ceci pourrait être lié au traitement des supports de roues qui influent sur l'écoulement pas seulement par effet de blocage mais également par la production de structures tourbillonnaires qui modifient le champ moyen. Ce point sera discuté en section 6.



(a) CFD – X=D en aval

(b) Expérience – X=D en aval

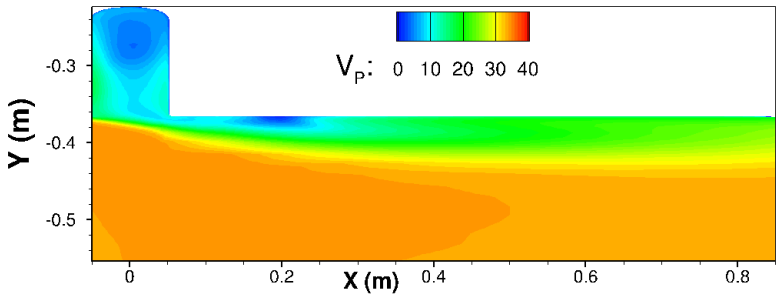
(c) CFD – X=1,6D en aval

(d) Expérience – X=1,6D en aval

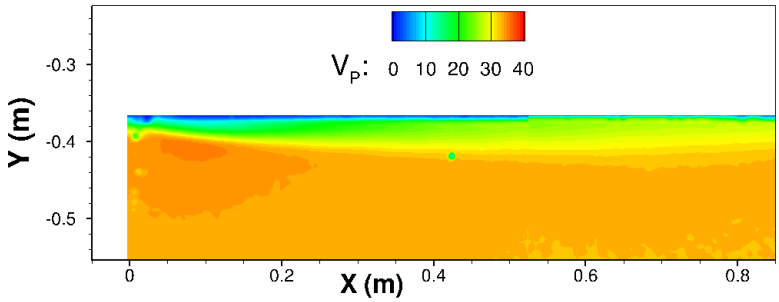
FIGURE 8.14 – Contours de vitesse V_Y dans le sillage de la roue arrière

Les plans horizontaux sont peu exploitables car dans le cas de jantes fermées l'écoulement se détache très peu du véhicule : les sillages des roues passent en grande partie sous la carrosserie et sont donc cachés par la paroi et les effets de réflexion près de celle-ci.

Le seul plan horizontal utilisé ici est un plan coupant les structures tourbillonnaires s'échappant du sommet du passage de roue avant. Les comparaisons entre expérience et CFD de la vitesse V_P dans le plan Z=0,195m sont présentées sur la Figure 8.15. Elles permettent la visualisation du décollement au niveau du passage de roue avant, induit par l'éjection de structures tourbillonnaires. Les différences d'épaisseur du décollement proviennent soit d'une différence de taille des structures soit d'un léger décalage de la position en Z du tourbillon.



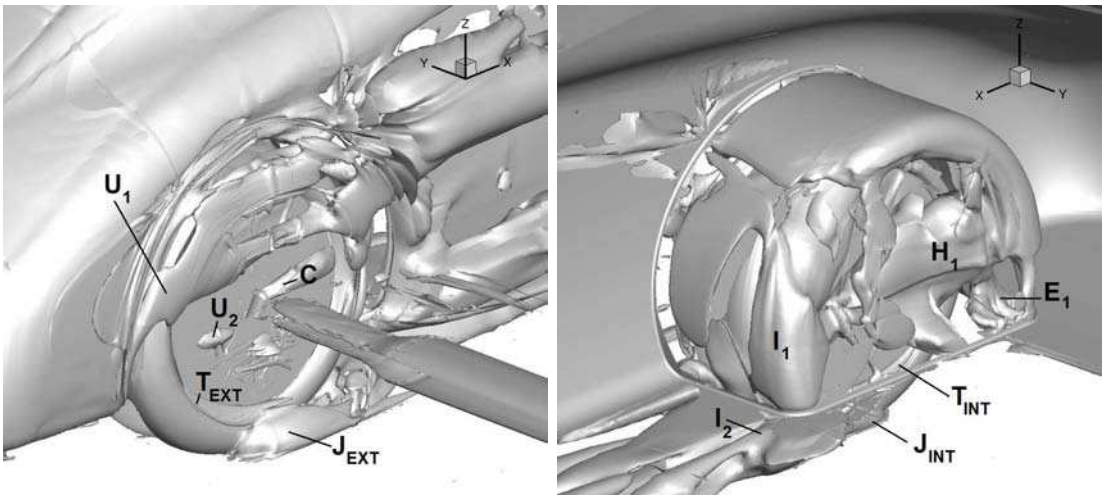
(a) CFD



(b) Expérience

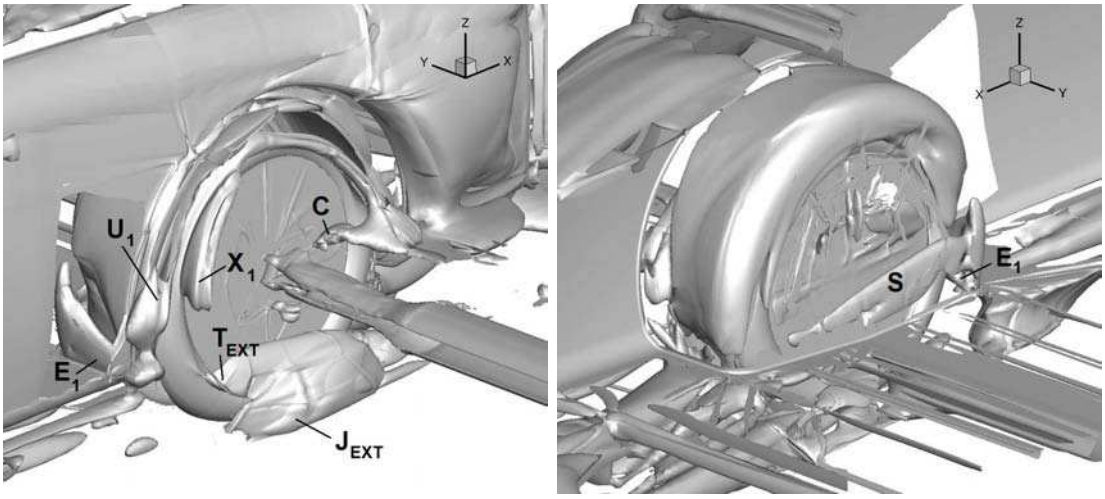
FIGURE 8.15 – Contours de vitesse V_P dans le plan horizontal Z=0,195 m

Pour finir les analyses spatiales, les Figures 8.16 et 8.17 présentent des iso-surfaces de critères Q autour des roues avant et arrière pour les résultats numériques. L'ensemble des structures tourbillonnaires identifiées sur le cas de référence au Chapitre 6 est reproduit dans la configuration expérimentale, c'est-à-dire à un Reynolds 2,8 fois plus faible et en présence de la soufflerie et des supports. Seules les structures les plus visibles ont été repérées sur les figures. On remarque par ailleurs l'apparition de structures tourbillonnaires supplémentaires liées au bras de roues et plus précisément à leurs embouts en cylindre, notées C sur les Figures 8.16 et 8.17. Sur la Figure 8.17b, les nombreux traits horizontaux de critère Q sur le soubassement ne sont dus qu'à l'extrapolation de l'outil de visualisation au raccord des blocs du maillage.



(a) Vue extérieure (b) Vue intérieure

FIGURE 8.16 – Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue avant (vue extérieure)



(a) Vue extérieure (b) Vue intérieure

FIGURE 8.17 – Iso-surfaces de critère Q=5000 sur le champ moyen autour de la roue arrière (vue extérieure)

5 Validation des données temporelles

Les données temporelles mesurées lors des essais en soufflerie proviennent de capteurs instationnaires de pression pariétale installés en quelques unes des positions déjà utilisées pour les mesures de pression moyenne présentées en Section 3.1. Les positions choisies sont représentées sur la Figure 8.18 et sont au nombre de 17 : 5 sur le soubassement, 4 sur la paroi latérale, 4 sur le culot et 2 dans chaque passage de roue. Les calculs ayant commencé avant de connaître l'emplacement des sondes instationnaires, les capteurs fictifs utilisés lors des simulations numériques n'ont pas pu être localisés en ces mêmes positions. C'est pourquoi les signaux expérimentaux de pression pariétale seront comparés ici aux évolutions de forces sur la partie correspondante de la carrosserie et, le cas échéant, aux signaux de pression extraits à l'intérieur du champ dans les positions utilisées lors des autres études sur véhicule (présentées sur la Figure 8.19). Ces comparaisons sont justifiées dans le sens où les perturbations de pression dans le champ se répercutent sur la pression pariétale qui représente la majeure partie des efforts exercés sur la paroi ($F_{X\,pression} \approx 0,9F_X$). En outre, comme l'ont prouvé les chapitres précédents, les simulations k-kL fournissent des spectres très piqués avec les mêmes fréquences sur l'ensemble du domaine.

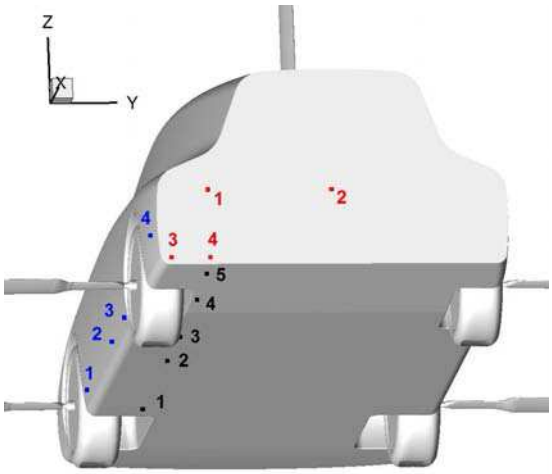
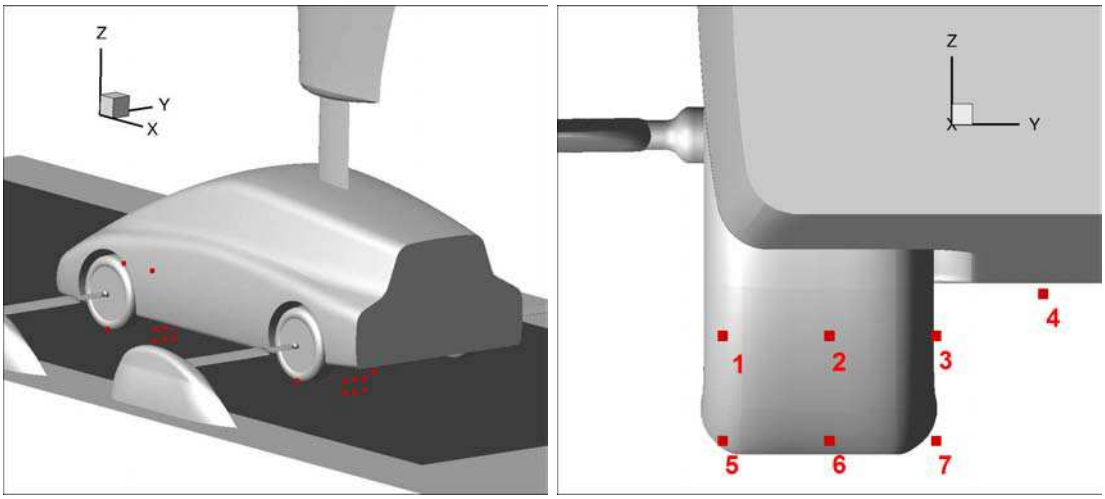


FIGURE 8.18 – Positions des capteurs instationnaires de pression lors des essais

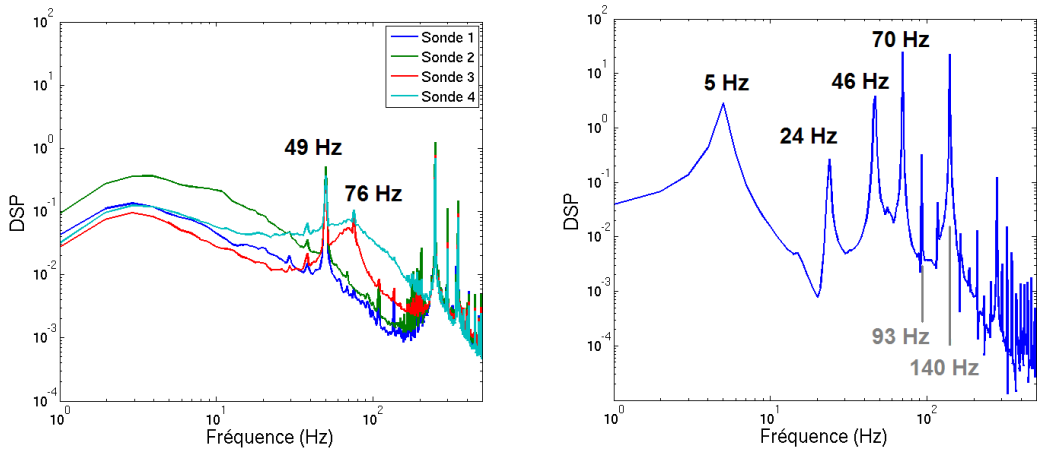
Les Figures 8.20, 8.21, 8.22 et 8.23 présentent des spectres de pression p et d'effort total $F=\sqrt{F_X^2+F_Y^2+F_Z^2}$ en diverses zones de l'écoulement, respectivement le culot, la paroi latérale, le soubassement et le passage de roue arrière.

Les signaux expérimentaux font apparaître une "bosse" basse-fréquence probablement liée aux battements de l'écoulement de culot dans les trois directions de l'espace. L'ensemble des basses fréquences n'est pas détecté par les simulations CFD mais les spectres numériques révèlent un pic à 5 Hz, par exemple sur le spectre de force totale appliquée sur le culot en Figure 8.20b. Comme expliqué au Chapitre 6 lors de la comparaison entre k-kL et SAS, le plan de symétrie restreint les battements latéraux et l'utilisation du modèle à 2 équations k-kL ne permet pas la détection de l'ensemble des oscillations longitudinales et verticales. Dans cette configuration, un phénomène basse fréquence arrive néanmoins à se développer dans l'écoulement de culot. La présence de la soufflerie, assimilable à un canal, facilite la propagation des ondes de pression à l'ensemble du véhicule (phénomène de guide d'onde).



(a) (b) Zoom sillage des roues

FIGURE 8.19 – Positions des capteurs fictifs pour les simulations numériques



(a) Sondes expérimentales (b) CFD - Effort sur le culot

FIGURE 8.20 – Spectres fréquentiels dans la zone du culot

En dehors des basses fréquences, les différents spectres de pression et de force autour du véhicule font apparaître deux séries de fréquences principales :

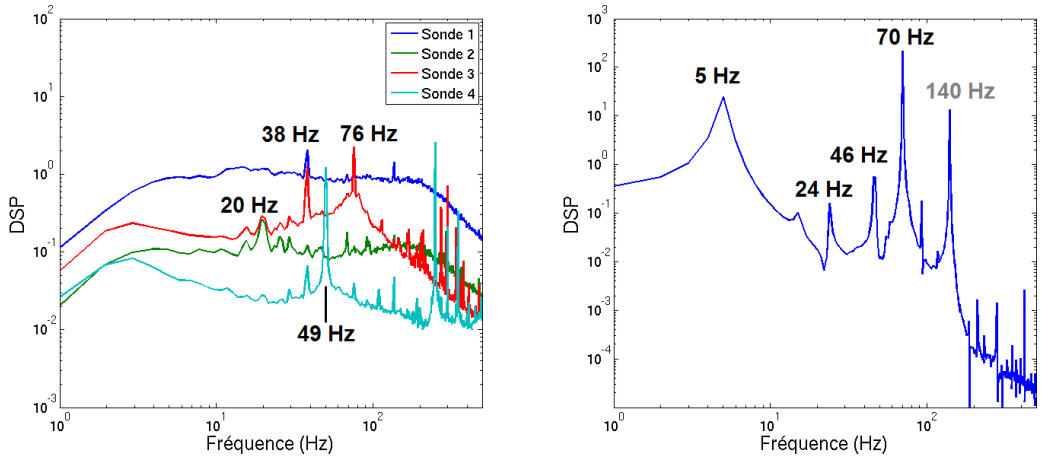
- 20, 38, 49 et 76 Hz sur les données expérimentales
- 24, 46 et 70 Hz sur les données numériques

Les amplitudes relatives des pics de fréquence ainsi que la présence marquée ou non d'harmoniques dépend ensuite des positions considérées. La fréquence expérimentale de 38 Hz correspond à la fréquence de rotation des roues ; elle a ainsi une origine non pas aérodynamique mais purement mécanique et ne sera pas considérée pour la suite des analyses. Notons néanmoins qu'elle est d'autant plus marquée que la fréquence à 49 Hz est faible, comme si ce dernier phénomène recouvrait le premier.

Pour le culot, les spectres expérimentaux de pression pariétale sont comparés au spectre numérique de force sur la Figure 8.20. Les fréquences principales dans cette zone de l'écoulement semblent démontrer une bonne correspondance entre les résultats des essais et des simulations avec l'apparition dans les deux cas de deux pics principaux à 49 Hz et 76 Hz en expérience et 46 Hz et 70 Hz pour la CFD, associés à leurs harmoniques. A l'exception des basses fréquences, le comportement temporel de l'écoulement de culot semble ainsi bien reproduit, ce qui validerait la possibilité d'utiliser un plan de symétrie pour l'étude spécifique de l'impact des roues. Pour les données expérimentale, il est également intéressant de noter ici que la fréquence estimée à 76 Hz est en fait la superposition de deux éléments : une "bosse" entre 70 et 76 Hz correspondant à un phénomène aérodynamique et un pic très marqué à 76 Hz marquant l'apport de l'harmonique de la fréquence de rotation des roues de 38 Hz. Pour la suite de l'analyse, la référence à la fréquence 76 Hz traduira uniquement la composante aérodynamique.

Sur les autres zones que sont la paroi latérale, le soubassement et les passages de roues, la fréquence de 70 Hz obtenue en CFD, correspondant aux 76 Hz expérimentaux, semble toujours dominer le comportement instationnaire de l'écoulement. Le premier harmonique à 140 Hz peut également être très marqué sur les résultats CFD.

La Figure 8.21 compare les données de pression expérimentales sur les 4 capteurs de la paroi latérale à l'évolution numérique de la force exercée sur cette même paroi. L'ensemble des fréquences caractéristiques apparaissent ici, à savoir 24 Hz, 46 Hz et 70 Hz en numérique contre 20 Hz, 49 Hz et 76 Hz en expérimental. Les spectres expérimentaux de la Figure 8.21a révèlent en particulier que les fréquences sont plus ou moins marquées selon la position le long de la carrosserie. La fréquence de 49 Hz est ainsi plus marquée en aval du passage de roue arrière.

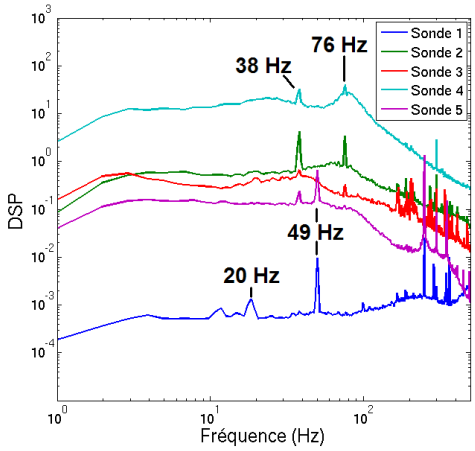


(a) Sondes expérimentales

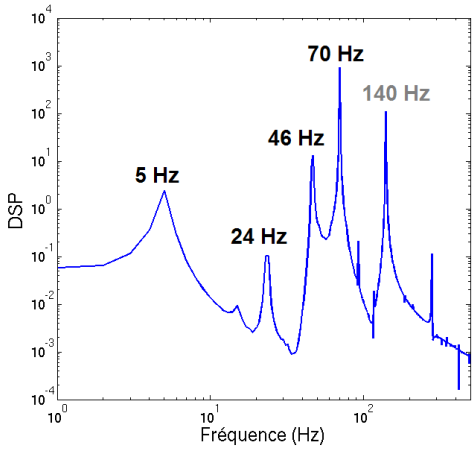
(b) CFD - Effort sur la paroi latérale

FIGURE 8.21 – Spectres fréquentiels dans la zone de paroi latérale

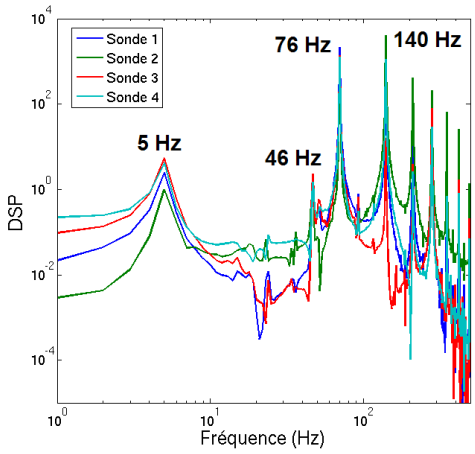
Pour le soubassement, la Figure 8.22 compare les spectres expérimentaux de pression pariétale au spectre numérique de force totale et aux spectres de pression statique des capteurs numériques proches de la paroi (1, 2, 3 et 4 dans le sillage de chaque roue sur la Figure 8.19b). Les résultats expérimentaux montrent toujours les mêmes fréquences, seules les sondes 1 et 5 positionnées juste en aval des passages de roues respectivement avant et arrière sont dominées par la fréquence 49 Hz. Sur les résultats numériques, seul le sillage arrière montre une fréquence dominante à 46 Hz (Figure 8.22d).



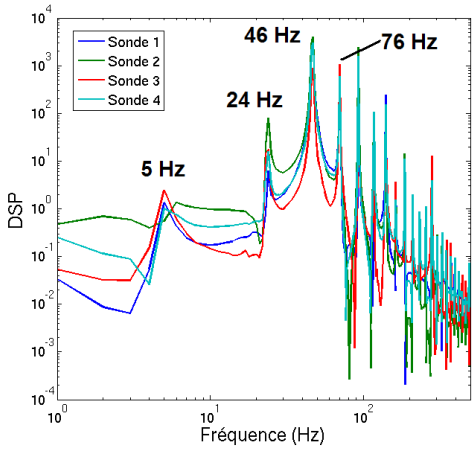
(a) Sondes expérimentales



(b) CFD - Effort sur le soubassement

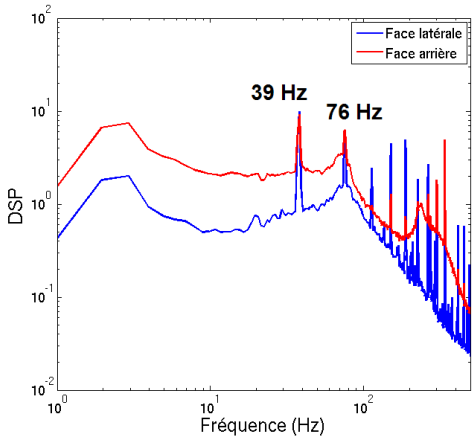


(c) CFD - Sondes du sillage avant

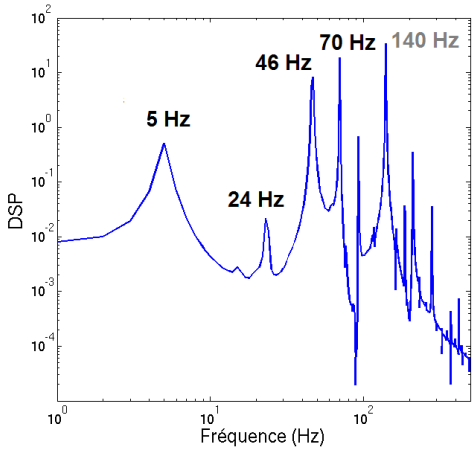


(d) CFD - Sondes du sillage arrière

FIGURE 8.22 – Spectres fréquentiels dans la zone du soubassement



(a) Sondes expérimentales



(b) CFD - Effort sur le passage arrière

FIGURE 8.23 – Spectres fréquentiels dans le passage de roue arrière

Enfin, outre la fréquence de rotation des roues pour les spectres expérimentaux, les signaux temporels relatifs aux passages de roues font essentiellement apparaître la fréquence de 76 Hz en soufflerie et 71 Hz en CFD, comme le montre la Figure 8.23 avec les spectres expérimentaux de pression sur le passage de roue arrière et le spectre numérique de la force exercée sur cette paroi.

A l'instar des configurations "champ libre" des Chapitres 6 et 7, des animations de champs de pression pariétale ont été créées afin de faciliter la compréhension du comportement instationnaire de la configuration expérimentale. L'extraction de 200 champs pariétaux de C_P sur une période de 5×10^3 pas de temps, soit T=0,05 s (f=20 Hz), a ainsi permis d'obtenir de plus amples informations sur l'origine, la direction de propagation et la zone d'influence des différentes fréquences pour les simulations numériques. Les Figures 8.24, 8.25 et 8.26 présentent des champs instantanés de variations ΔC_P par rapport à la moyenne pour le soubassement, la paroi latérale et le culot.

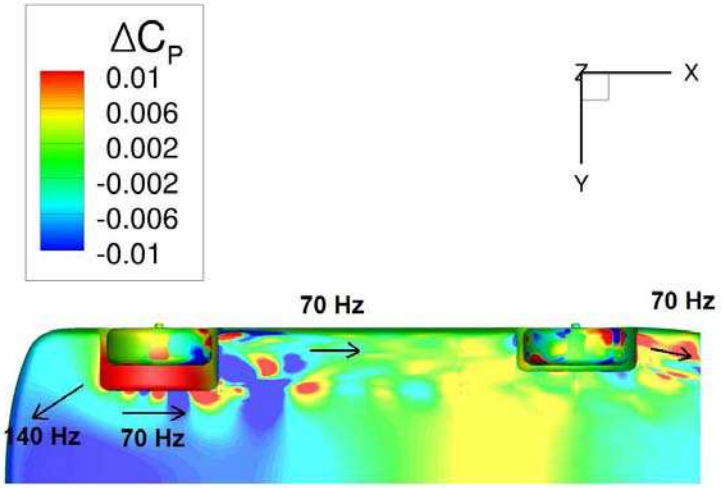


FIGURE 8.24 – Contours instantanés des variations de pression statique ΔC_P sur le soubassement

Pour la configuration expérimentale du véhicule installé en soufflerie, la difficulté dans l'analyse du comportement temporel de l'écoulement réside dans la superposition d'un plus grand nombre de fréquences. En outre, la présence de la veine d'essai permet à celles-ci de se propager plus facilement vers l'amont.

La période d'extraction ne permet pas de résoudre la fréquence 5 Hz mais aux vues des spectres précédents et des connaissances sur l'écoulement de culot consignées dans la littérature, on peut raisonnablement supposer que cette fréquence est liée à des battements de la zone de recirculation en aval, tout comme les basses fréquences obtenues au Chapitre 6 avec le modèle SAS.

La fréquence d'émission des structures au niveau de la zone de contact des roues correspondrait aux pics à 71 Hz en numérique et 76 Hz en expérimental, donnant ainsi des nombres de

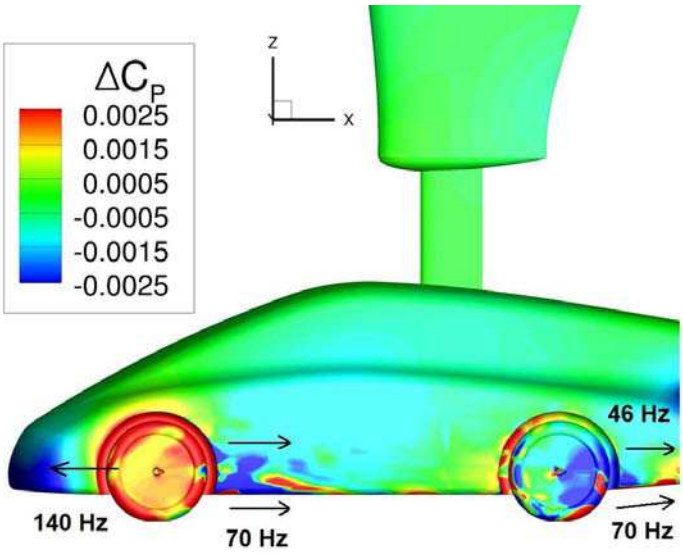


FIGURE 8.25 – Contours instantanés des variations de pression statique ΔC_P sur la paroi latérale

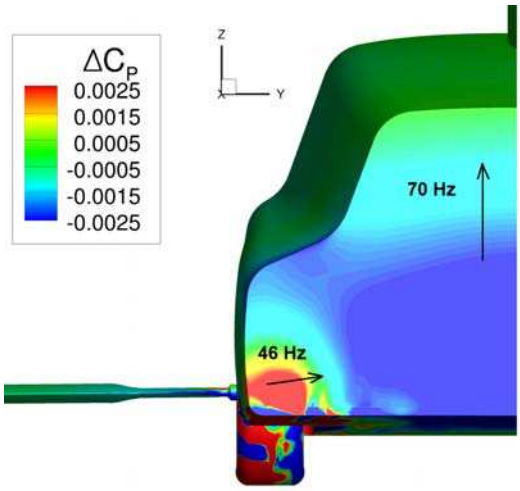


FIGURE 8.26 – Contours instantanés des variations de pression statique ΔC_P sur le culot

Strouhal respectifs basés sur la largeur du pneumatique St_{num}=0,205 et St_{exp}=0,223 en accord avec les valeurs estimées sur les autres configurations. Celle-ci est particulièrement marquée sur les roues, dans leur sillage au niveau du soubassement et en aval du passage de roue avant sur la paroi latérale. Comme dans les Chapitres 6 et 7, cette fréquence se propage à la fois vers l'aval et vers l'amont par l'action du sillage de la roue arrière. Dans cette configuration, elle se propage également en amont par l'action d'une masse tourbillonnaire instationnaire (assimilée à la structure I_2) s'échappant du coin amont du passage de roue avant (voir Figure 8.24).

Les fréquences de 46 Hz et 49 Hz pourraient provenir du passage de roue arrière. Les animations confirment par exemple que sur la paroi latérale, le phénomène à 46 Hz est plus marqué en aval du passage de roue arrière, comme observé de manière expérimentale (voir Figure 8.21a). Cette fréquence se propagerait ainsi le long de la paroi latérale pour atteindre la partie extérieure basse du culot, dans l'alignement de la roue.

L'amplitude de la fréquence de 140 Hz est très importante sur les résultats numériques, en particulier dans le passage de roue avant et sur l'avant de la carrosserie, avec une propagation rapide d'ondes de pression de la roue avant vers le pare-choc. Outre le fait qu'elle corresponde au premier harmonique de 70 Hz, son amplification dans cette région pourrait provenir d'un phénomène lié à la cavité formée par le passage de roue avant.

Enfin, les fréquences aux alentours de 20 Hz apparaissant sur les spectres expérimentaux et numériques avec des densités plus faibles n'ont pas été localisées sur les animations des résultats numériques. Il est possible que cette fréquence résulte d'une modulation créée par l'interaction des autres fréquences.

6 Discussion

6.1 Validation

L'objectif de ce chapitre était de pouvoir confirmer les résultats et analyses des chapitres précédents sur configurations véhicules par la validation expérimentale des données topologiques et instationnaires obtenues avec les mêmes méthodes numériques (maillage, modèle de turbulence...) sur un cas de véhicule en soufflerie équipé de pneumatiques lisses et de jantes pleines.

En ce qui concerne le comportement temporel de l'écoulement, l'objectif semble atteint dans le sens où, malgré le faible degré de résolution des échelles de la turbulence, le modèle à 2 équations k-kL reproduit les trois fréquences principales détectées sur les signaux expérimentaux. Ce résultat appuierait ainsi l'hypothèse du Chapitre 6 selon laquelle les phénomènes instationnaires observés sur les simulations k-kL seraient bien présents sur les simulations de l'approche SAS mais "couverts" par d'autres phénomènes énergétiques.

La validation des données spatiales est quant à elle plus délicate. En effet, si les visualisations du frottement pariétal sur la carrosserie et les niveaux de pression sur le soubassement et les parois latérale et supérieure semblent correspondre, de fortes différences apparaissent sur les 4 plans PIV et le champ pariétal de pressions au culot semble décalé vers le haut.

Il peut ainsi paraître étonnant de reproduire la majeure partie des aspects instationnaires de l'écoulement sans parvenir à résoudre les données spatiales moyennes. Une explication plausible consisterait à considérer que les méthodes numériques sont bien adaptées aux particularités de l'écoulement – notamment autour des roues – mais que les simulations numériques mises en place ne reproduisent pas tous les éléments de l'expérience.

Les résultats PIV appuient cette hypothèse dans le sens où ils montrent l'apparition de phénomènes liés aux supports des roues (bras horizontaux) non-reproduits par les calculs. La condition de glissement prescrite sur les parois des supports de roues affecte par exemple le développement des tourbillons à la jonction avec les jantes. La production de tourbillons persistants au niveau des changements de section du bras (donc loin du véhicule) peut également suggérer l'existence d'un angle d'incidence qui n'aurait pas été pris en compte dans la simulation.

D'autres phénomènes liés aux conditions aux limites pourraient alors expliquer les écarts sur le champ de pression moyen au culot. Le décalage du maximum de pression vers le haut du culot, associé à une légère accélération sous le véhicule, pourrait avoir plusieurs origines :

- l'utilisation d'un plan de symétrie pour la simulation numérique
- l'inclinaison ou la hauteur du véhicule
- l'aspiration de couche limite en amont du tapis roulant

D'un point de vue numérique, l'approximation majeure des simulations était de considérer seulement un demi-véhicule ce qui limite les mouvements 3D instationnaires de l'écoulement de culot et pourrait se traduire par de possibles écarts sur le champ moyen.

D'un point de vue expérimental, le décalage des pressions pourrait être lié à une imprécision sur le positionnement de la carrosserie ou éventuellement à un défaut d'aspiration de couche limite en amont du tapis roulant. De telles imprécisions, non-reproduites dans le domaine numérique, pourraient entraîner une variation de vitesse sous le véhicule et modifier ainsi l'orientation du sillage et donc le champ de pression pariétal.

6.2 Comparaisons au cas "champ libre"

Les simulations numériques ont ici montré une organisation spatiale proche de celle observée dans les cas "champ libre" des chapitres précédents (échelle 1, 120 km/h, sans soufflerie ni montage). Ces résultats semblent en ce sens indiquer des structures tourbillonnaires communes dans le cas d'essais en soufflerie à échelle 2/5. Cependant, les divergences entre mesures PIV et champs de vitesse numériques suppose l'apparition d'éléments supplémentaires liés à la modélisation du montage et de la soufflerie. On peut néanmoins supposer que l'influence du montage se limite à l'écoulement extérieur et que seule l'intensité des tourbillons internes aux passages de roue et des sillages "directs" sous le véhicule sont modifiés.

L'installation du véhicule en soufflerie modifie également le comportement instationnaire de l'écoulement de manière significative. En effet, si la fréquence principale de 70 Hz, correspondant au phénomène de lâchers tourbillonnaires dans le sillage des roues, semble cohérente avec les résultats précédents (nombres de Strouhal comparables), cette configuration induit l'apparition d'autres phénomènes liés à la présence du montage et des parois de la soufflerie (remontées de pression plus importantes par exemple) et éventuellement au plus faible nombre de Reynolds. La multiplication du nombre des fréquences caractéristiques complique alors les analyses temporelles. Comme pour les résultats SAS, le recours à des analyses modales pourraient ici simplifier les analyses et la compréhension des interactions en isolant chacun des phénomènes. La disparition de la fréquence f_{avant}=7 Hz observée au Chapitre 6 pourrait provenir soit des interactions avec le montage soit de l'augmentation du nombre de Reynolds.

Notons enfin que ces phénomènes additionnels apparus lors d'essais en soufflerie (tourbillons des bras, fréquences supplémentaires) dépendent probablement de l'installation expérimentale et plus particulièrement des effets de blocage et des élements de montage extérieurs au véhicule (soufflerie échelle 1, montage 5 tapis, absence de support externe pour les roues...).

Bilan

Les résultats de la configuration expérimentale du véhicule installé en soufflerie ne permettent pas de conclure avec certitude sur la reproduction des caractéristiques spatiales en raison d'un manque de fidélité du domaine numérique par rapport aux caractéristiques des essais en soufflerie. Cependant les bons résultats en termes de champs de vitesse (en dehors des zones d'influence des supports de bras) et de données pariétales laissent penser que les méthodes numériques employées sont capables de prévoir la topologie de l'écoulement, en particulier des structures générées autour des roues et passages de roues. La résolution des fréquences caractéristiques de ces mêmes zones est quant à elle bien validées par les résultats expérimentaux appuyant ainsi les analyses menées sur le comportement instationnaire de l'écoulement.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était de mettre en évidence numériquement les phénomènes physiques générés autour des ensembles roulants et d'identifier leur influence sur les performances aérodynamiques du véhicule en vue de l'optimisation future des pneumatiques. Pour cela, les travaux se sont organisés autour de trois axes principaux : les études numériques, les analyses physiques sur roues isolées et les analyses physiques sur des configurations de type véhicule.

Apports sur la modélisation numérique

Si l'étude des paramètres numériques n'a pas été exhaustive, elle a néanmoins mis en évidence la capacité des méthodes numériques disponibles dans le code *elsA*, et en particulier ici l'approche URANS, à reproduire les phénomènes 3D instationnaires, nécessaires à la compréhension physique de l'écoulement.

Un ensemble de paramètres numériques a été choisi selon deux critères :

- la reproduction des caractéristiques spatio-temporelles de l'écoulement sur roue isolée et sur véhicule
- la robustesse des méthodes vis-à-vis des différents pneumatiques étudiés

Les simulations sur la configuration expérimentale de roue isolée ont confirmé la validité des méthodes numériques utilisées et leur capacité à reproduire les caractéristiques spatio-temporelles du sillage, à travers la topologie de l'écoulement et les fréquences caractéristiques. Le cas du véhicule monté en soufflerie a également confirmé la validité de la modélisation URANS classique à détecter les fréquences caractéristiques principales. Dans ce cas du véhicule, les structures tourbillonnaires développées autour des roues semblent également bien détectées mais la précision des méthodes numériques en ce qui concerne leur intensité et leur position n'a pas pu être évaluée précisément avec la configuration expérimentale en raison de différences spatiales significatives liées à des écarts de conditions aux limites.

Ainsi les méthodes employées, basées sur la résolution URANS et l'utilisation d'un modèle de turbulence à 2 équations, peuvent manquer de précision en ce qui concerne l'intensité des tourbillons et les niveaux de vitesse mais, en prévoyant une topologie correcte et des fréquences caractéristiques représentatives, elles restent suffisamment précises en vue d'une analyse qualitative des phénomènes physiques mis en jeu et de leur interaction, ce qui était le but de cette thèse. Il a en outre été montré sur une configuration de type véhicule que les simulations basées sur le modèle à 2 équations k-kL donnent le même écoulement moyen que celui obtenu par des méthodes avancées de type SAS. La modélisation URANS classique semble ainsi la plus adaptée en termes de coût de calcul pour l'analyse de l'écoulement moyen.

D'un point de vue numérique, l'étape de mise en place des simulations et les résultats sur différentes configurations ont mis en évidence les points sensibles suivants :

- le traitement de la zone de contact
- la prise en compte de la rotation des roues selon leur géométrie
- la sensibilité au modèle de turbulence et au schéma d'intégration spatiale
- la nécessité d'utiliser des résolutions instationnaires
- la difficulté de résolution du décollement supérieur sur roue isolée

L'étude numérique complète n'était pas le but de cette thèse mais les roues de voitures, isolées ou en configuration complète, se sont révélées représenter un cas d'étude particulier pour l'aérodynamique en raison des phénomènes mis en jeu (décollement sur une paroi en rotation, $C_P > 1$ en amont du contact, instationnarité naturelle...). Ces configurations mériteraient ainsi de faire l'objet d'analyses numériques plus poussées afin de sélectionner les paramètres optimum et de mettre en évidence l'ensemble des spécificités de l'écoulement se développant autour des roues de voitures (formes quasi-cylindriques de faibles rapport d'aspect, en rotation et en contact avec un plan en translation). Le cas de la roue isolée pourrait par exemple constituer un cas d'étude pour les modèles de turbulence du fait de la grande sensibilité de la zone supérieure du sillage au modèle utilisé.

Apports sur la compréhension de l'écoulement

Le principal apport de cette thèse est d'avoir amélioré la compréhension de l'écoulement par des analyses spatiales et temporelles sur des configurations de roue isolée et de véhicule. Les calculs avec pneumatiques déformés lisses ont fourni une première description détaillée de topologie de référence des structures tourbillonnaires et de leur évolution temporelle sur ces deux types de configurations.

Sur roue isolée, les différents auteurs ne s'accordant pas sur le nombre et l'agencement des structures, ces résultats ont permis de s'affranchir des contradictions de la littérature et d'identifier un cas de référence. En outre, les simulations URANS ont apporté de nouveaux éléments pour la compréhension de la physique de l'écoulement grâce au comportement temporel du sillage et en particulier à la mise en évidence des mécanismes de production des structures tourbillonnaires instationnaires.

Dans le cas véhicule, les apports principaux se situent dans la description d'une topologie moyenne de référence à l'intérieur des passages de roues, la mise en évidence des différences entre roues avant et arrière ainsi que dans la caractérisation des phénomènes d'interaction avec la carrosserie. L'utilisation de deux niveaux de modélisation de la turbulence a ici renforcé les analyses spatiales et mis en lumière la complexité du comportement instationnaire de l'écoulement autour d'un véhicule, même simplifié. Deux phénomènes instationnaires ont pu être expliqués à partir des résultats du modèle k-kL mais la méthode SAS démontre la multitude de mouvements instationnaires mis en jeu, en particulier dans le sillage, et l'installation du véhicule dans une soufflerie multiplie également les phénomènes instationnaires.

Les simulations sur pneumatiques rugueux et 3 sillons ont ensuite permis de dresser un bilan des évolutions de l'écoulement engendrées par ces deux effets et de mettre en évidence l'effet des pneumatiques sur l'écoulement global.

La rugosité de surface et la présence de sillons longitudinaux ont des impacts bien différents sur l'évolution des forces aérodynamiques, des phénomènes caractéristiques et de la topologie.

Sur roue isolée, la rugosité agit essentiellement par la modification de l'intensité des phénomènes tandis que le second induit un bouleversement de l'organisation spatiale du sillage par l'effet du passage de l'air entre le pneumatique et le sol. Les fréquences caractéristiques semblent quant à elles essentiellement conditionnées par les dimensions des roues mais la géométrie peut modifier notablement l'amplitude des phénomènes et leur localisation.

Sur véhicule, les spécificités du pneumatique agissent beaucoup moins sur l'agencement des structures que dans le cas de la roue isolée mais elles modifient l'intensité des tourbillons et par conséquent les niveaux de vitesse et de pression locales. Contrairement au cas de la roue isolée, la géométrie du pneumatique affecte à la fois l'amplitude de l'instationnarité (écarts-types) et les fréquences caractéristiques associées.

Enfin, les analyses sur véhicule ont confirmé l'importance des roues sur les performances aérodynamiques des véhicules et ont mis en lumière leur impact sur les caractéristiques à la fois spatiales et temporelles du véhicule. Les structures tourbillonnaires produites autour des pneumatiques sont en effet convectées jusqu'au culot le long du soubassement et des parois latérales, affectant ainsi les dimensions du sillage global, son orientation et son comportement instationnaire.

Perspectives

Si cette thèse a apporté de nouveaux éléments de compréhension sur la physique de l'écoulement, deux axes de recherche restent encore à approfondir pour de futures simulations numériques : la prise en compte de nouvelles caractéristiques des roues (pneumatiques et jantes) et l'approfondissement des études de traînée aérodynamique.

L'étude de nouvelles géométries de pneumatiques, incluant par exemple différents types de sculptures transverses, nécessitera l'utilisation d'autres moyens numériques en termes de maillage et de conditions aux limites afin de prendre en compte la rotation et la déformation des éléments. L'objectif sera alors d'évaluer précisément les contributions de ces différents éléments à la traînée des roues et du véhicule. La complexification de la géométrie des jantes avec la prise en compte de leur ouverture côté intérieur, susceptible d'agir sur l'écoulement interne au passage de roue, ajouterait un degré de réalisme aux simulations et augmenterait leur précision. Les analyses de traînée devront également être approfondies afin de préparer le travail d'optimisation en ciblant les caractéristiques à modifier (intensité des tourbillons, orientation de sillages...). Compléter la caractérisation du sillage du véhicule permettrait par exemple de lier les modifications spatio-temporelles du sillage des roues à leur impact sur le sillage global et aux variations de traînée totale.

Un deuxième type d'étude consisterait à mettre en place des analyses de traînée champ lointain afin de localiser les sources principales de traînée et distinguer les contributions de chaque phénomène. Cette étude nécessiterait néanmoins un travail théorique en amont afin de traiter correctement les spécificités de l'écoulement telles que le mouvement des surfaces et les pics de pression autour des zones de contact entre le sol et les pneumatiques. L'application d'une telle méthode impliquerait également l'utilisation de maillages adaptés et le choix de décompositions volumiques avancées, comme par exemple celle proposée par Gariépy *et al.* [33] qui prend notamment en compte la composante de traînée instationnaire. En outre, la traînée n'étant pas la seule source aérodynamique de dissipation d'énergie et donc de consommation de carburant, les analyses de performances devront également se pencher sur la question de la contribution du moment aérodynamique résistant à la rotation des roues.

A partir des observations sur la physique de l'écoulement, l'un des enjeux de l'aérodynamique des roues consistera à optimiser les pneumatiques en trouvant des solutions les plus universelles possibles, c'est-à-dire s'adaptant à une grande variété de modèles de véhicule et de jantes. Quatre points principaux devront ainsi être pris en compte :

1. la dépendance des performances des pneumatiques à la géométrie du véhicule et des jantes
2. la dépendance des performances d'un pneumatique à sa position sur la roue avant ou arrière
3. la nécessité de prendre en compte le véhicule dans son ensemble et pas seulement l'évolution autour des roues
4. la nécessité de tenir compte l'instationnarité de l'écoulement

En ce qui concerne le premier point, des études paramétriques incluant divers modèles de jantes et de pneumatiques installés sur plusieurs types de véhicules été menées récemment. Wittmeier *et al.* [92] ont ainsi montré que les variations de traînée totale induites par différents pneumatiques du commerce varient selon le véhicule considéré mais qu'à quelques exceptions près un classement général peut être extrait des études si l'on considère des voitures de tourisme.

A notre connaissance, le point 2 n'a pas encore été abordé dans la littérature. L'utilisation de pneumatiques différents à l'avant et à l'arrière complexifierait les études d'optimisation en ajoutant un degré de liberté et peut paraître difficile à mettre en œuvre d'un point de vue pratique et commercial. Il semble néanmoins important de considérer les caractéristiques spécifiques aux deux positions pour de futures études.

De même, pour le point 3, les résultats de cette thèse insistent sur la nécessité de mener des études sur l'ensemble du véhicule. Les simulations ont en effet confirmé l'importance des phénomènes d'interaction entre le sillage des roues et la carrosserie. En outre, l'intérêt de modifier le champ de pression dans les passages de roues est discutable puisque dans ces zones une diminution de traînée convective sur la roue engendre une augmentation comparable de la traînée sur le passage associé. L'attention doit donc se porter sur la modification de l'écoulement sur le bas de la roue, la modification des tourbillons qui sortent des passages de roue pour interagir avec la carrosserie ou enfin la diminution du moment résistant à la rotation des roues qui constitue une source de dissipation d'énergie.

Le dernier point découle de l'un des apports principaux de la thèse. Si l'instationnarité naturelle du sillage des roues était déjà connu, les simulations numériques et leur confrontation aux résultats expérimentaux ont mis en évidence la propagation de ces effets instationnaires à l'ensemble du véhicule et notamment au culot. Cette observation confirme l'importance des interactions entre les roues et la carrosserie qui s'expriment à la fois sur les caractéristiques spatiales de l'écoulement mais également sur son évolution temporelle. La prise en compte de l'instationnarité n'est donc pas seulement nécessaire dans le sens où des simulations numériques stationnaires convergent difficilement et vers un état moyen possiblement non-représentatif. La compréhension du comportement instationnaire facilite également celle des interactions entre roues et carrosserie. En outre, les variations temporelles de traînée totale sont en partie due aux phénomènes développés autour des roues qui génèrent ainsi une composante de traînée instationnaire et contribuent à la dissipation d'énergie et donc à la consommation de carburant.

Bibliographie

[1] S. Amant. *Calcul et décomposition de la traînée aérodynamique des avions de transport à partir de calculs numériques et d'essais en soufflerie.* PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, Toulouse, France, 2002.

[2] B. Aupoix. A general strategy to extend turbulence models to rough surfaces : Application to Smith's k-l model. *Journal of Fluids Engineering*, 129 :1245–1254, october 2007.

[3] B. Aupoix. PHYSICE D1.2 – Prise en compte des effets de rugosité dans les modèles de type k-ω. Rapport technique RT 1/21242, ONERA, Juillet 2013.

[4] B. Aupoix and P.R. Spalart. Extensions of the Spalart-Allmaras turbulence model ro account for wall roughness. *International Journal of Heat and Fluid Flows*, 24 :454–462, 2003.

[5] J. Axerio, G. Iaccarino, E. Issakhanian, K. Lo, C. Elkins, and J. Eaton. Computational and experimental investigation of the flow structure and vortex dynamics in the wake of a Formula 1 tire. Technical Report 2009-01-0775, SAE, 2009.

[6] J. Axerio, G. Iaccarino, E. Issakhanian, K. Lo, C. Elkins, and J. Eaton. Computational and experimental investigation of the flow structure and vortex dynamics in the wake of a Formula 1 tire. *SAE Paper*, (2009-01-0775), 2009.

[7] J. Axerio-Cilies and G. Iaccarino. An aerodynamic investigation of an isolated rotating Formula 1 wheel assembly. *Journal of Fluids Engineering*, 134(121101), 2012.

[8] L. Axon, K. Garry, and J. Howell. The influence of ground condition on the flow around a wheel located within a wheelhouse cavity. *SAE Paper*, 1999-01-0806 :149–158, 1999.

[9] B. Basara, D. Beader, and V. Przulj. Numerical simulation of the air flow around a rotating wheel. In *3rd MIRA International Vehicle Aerodynamics Conference*, Rugby, UK, October 2000.

[10] P.W. Bearman. Near wake flows behind two- and three-dimensional bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 69-71 :33–54, 1997.

[11] C. Benoit, G. Jeanfaivre, and E. Canonne. Synthesis of ONERA Chimera method developed in the frame of CHANCE program. Florence, Italy, Septembre 2005.

[12] F. Benyoucef, H. Bézard, B. Aupoix, and B. Michel. SAS-SST model assessment and improvement. In *15th International Conference on Fluid Flow Technologies*, Budapest, Hungary, September 2012. Conference on Modelling Fluid Flow.

[13] E. Berger, D. Scholz, and M. Schumm. Coherent vortex structures in the wake of a sphere and a circular disk at rest and under forced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 4(3) :231–257, 1990.

[14] H. Bézard and T. Daris. Calibrating the length-scale equation with an explicit algebraic Reynolds stress model. In W. Rodi and ELSEVIER M. Mulas Editors, editors, *ERCOFTAC*

International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Experiments – ETMM6, Sardinia, Italy, May 23-25 2005.

[15] L. Cambier, S. Heib, and S. Plot. The onera *elsA* CFD software : input from research and feedback from industry. *Mechanics and Industry*, 14(03) :159–174, 2013.

[16] L. Cambier, Gazaix M., S. Heib, S. Plot, M. Poinot, J.P. Veuillot, J.F. Boussuge, and M. Montagnac. An overview of the multi-purpose *elsA* flow solver. *Journal Aerospace Lab*, 2 :1–15, 2011.

[17] F. Chauveau. *Aérodynamique de l'avant corps d'une Formule 1 : Approche numérique.* PhD thesis, Université de Lille 1, France, 2002.

[18] Y. Choi and C. Merkle. The application of preconditioning in viscous flows. *Journal of Comp. Physics*, 105 :207–223, 1993.

[19] A. Cogotti. Aerodynamics characteristics of car wheels. *Int. J. of Vehicle Design*, pages 173–196, 1983. Special Publication SP3.

[20] E. Croner, H. Bézard, and B. Gardarin. Aerodynamic characterization of the flow around a simplified vehicle using URANS simulations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, submitted for publication, 2014.

[21] E. Croner, H. Bézard, C. Sicot, and G. Mothay. Aerodynamic characterization of the wake of an isolated rolling wheel. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 43 :233–243, 2013.

[22] E. Croner, G. Mothay, C. Sicot, and H. Bézard. Aerodynamic analysis of an isolated wheel wake. In *15th International Conference on Fluid Flow Technologies*, Budapest, Hungary, September 2012. Conference on Modelling Fluid Flow.

[23] F. Damiani, G. Iaccarino, G. Kalitzin, and B. Khalighi. Unsteady flow simulations of wheel-wheelhouse configurations. *AIAA Paper*, 2004–2344, 2004.

[24] F. Delcayre. *Etude par simulation des grandes échelles d'un écoulement décollé : la marche descendante.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1999.

[25] D. Destarac. Drag extraction from numerical solutions to the equations of fluid dynamics : the far-field "Philosophy". *43ème Congrès de l'AAAF, Maîtrise de la traînée et de l'impact sur l'environnement*, March 2008.

[26] D. Destarac and J Van der Vooren. Drag/thrust analysis of jet-propelled transonic transport aircraft : definition of physical drag components. *Aerospace Science and Technology*, 8 :545–556, 2004.

[27] R.B. Dirling. A method for computing rough wall heat transfer rates on reentry nosetips. *AIAA 8th Thermophysics Conference*, (AIAA paper 73-763), 1973.

[28] P. Elofsson and M. Bannister. Drag reduction mechanisms due to moving ground and wheel rotation in passenger cars. *SAE Paper*, 2002-01-0531, 2002.

[29] J. Fabijanic. An experimental investigation of wheel-well flows. Technical Report 960901, SAE, 1996.

[30] J.E. Fackrell and J.K. Harvey. The flow field and pressure distribution of an isolated road wheel. *Advances in Road Vehicle Aerodynamics*, pages 155–164, 1973.

[31] J.E. Fackrell and J.K. Harvey. The aerodynamics of an isolated wheel. In *Proceedings of the 2nd AIAA Symposium on the aerodynamics of Sport and Competition Automobiles*, volume 16, pages 119–125, 1974.

[32] Q. Gallas. From reverse engineering for tire shape to numerical modelling issues – Tire & wheel modelling : influence on drag and lift. In *Futur Automotive Aerodynamics*, Berlin, Germany, november 2012. IQPC.

[33] M. Gariépy, J.Y. Trépanier, and B. Malouin. Far-field drag prediction and decomposition method for unsteady flows. Number AIAA 2011-3519, Honolulu, USA, June 2011.

[34] C.W. Gear. Algorithm 407–DIFSUB for the solution of ordinary differential equations. *Commun. ACM*, 14(3) :185–190, 1971.

[35] P. Gilliéron and A. Kourta. *Aérodynamique automobile pour l'environnement, le design et la sécurité.* 2011.

[36] S.S. Girimaji. Partially-Averaged Navier-Stokes model for turbulence : A Reynolds-Averaged Navier-Sokes to Direct Numerical Simulation bridging method. *Journal of Applied Mechanics*, 73 :413–421, 2006.

[37] L. Graftieaux, M. Michard, and N. Grosjean. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*, (12) :1422–1429, 2011.

[38] P.M. Grandemange, A. Mary, M. Gohlke, and O. Cadot. Effect on drag of the flow orientation at the base separation of a simplified blunt road vehicle. *Experiments in Fluids*, (1529) :54, 2013.

[39] C. Grigson. Drag losses of new ships caused by hull finish. *Journal of Ship Research*, 36(2) :182–196, 1973.

[40] W. Hucho and G. Sovran. Aerodynamics of road vehicles. *Annual review of fluid mechanics*, 25(1) :485–537, 1993.

[41] J.C.R. Hunt, A.A. Wray, and P. Moin. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. Technical Report CTR-S88, Center for Turbulence Research, 1988.

[42] G. Iaccarino and P. Durbin. Unsteady 3D RANS simulations using the v2-f model. *Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research*, pages 263–269, 2000.

[43] A. Jameson. Time-dependent calculations using multigrid with application to unsteady flows past airfoils and wings. In *10th Computational Fluid Dynamics Conference*, number 91–1259, 1991.

[44] A. Jameson, W. Schmidt, and E. Turkel. Numerical solutions of the Euler equations by finite volume methods using Runge-Kutta time-stepping. In *14th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, number AIAA paper 1981–1259, june 1981.

[45] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2) :301–314, 1972.

[46] B. Khalighi, S. Zhang, C. Koromilas, S.R. Balkanyi, L.P. Bernal, G. Iaccarino, and P. Moin. Experimental and computational study of unsteady wake flow behind a bluff body with a drag reduction device. *SAE Paper*, (2001-01B-207), 2001.

[47] L. Kolář, M. Michard, and N. Grosjean. Vortex identification : New requirements and limitations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28 :638–652, 2007.

[48] S. Krajnović, S. Sarmast, and B. Basara. LES of the flow around a generic wheel in a wheelhouse. In *Proceedings of the ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting*, 2010.

[49] S. Krajnović, S. Sarmast, and B. Basara. Numerical investigation of the flow around a simplified wheel in a wheelhouse. *Journal of Fluids Engineering*, 133(111001), November 2011.

[50] C. Landström. *Passenger Car Wheel Aerodynamics*. PhD thesis, Chalmers University of Technologie, Gothenburg, Sweden, 2011.

[51] C. Landström, L. Josefsson, T. Walker, and L. Löfdahl. Aerodynamic effect of different tyre models on a sedan type passenger car. *SAE Technical Paper*, (2012-01-0169), April 2012.

[52] G.M. Le Good, J.P. Howell, M.A. Passmore, and A. Cogotti. A comparison of on-road aerodynamic drag measurements with wind tunnel data from Pininfarina and MIRA. *SAE Paper*, 980394, 1998.

[53] T. Li, Q. Jia, and Z. Yang. The influence of rotating wheels on vehicle aerodynamics. *Journal of Applied Mechanics and Materials*, 246-247 :543–547, 2013.

[54] M.S. Liou. A sequel to AUSM, Part II : AUSM(+)-up for all speeds. *J. Computational Physics*, 214 :137–170, 2006.

[55] J. McManus and X. Zhang. A computational study of the flow around an isolated wheel in contact with the ground. *Journal of Fluids Engineering*, 128(3) :520–530, 2006.

[56] A.P. Mears, R.G. Dominy, and D.B. Sims-Williams. The airflow about an exposed racing wheel. *SAE Paper*, 2002-01-3290, 2002.

[57] F.R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.

[58] F.R. Menter and Y. Egorov. The Scale-Adaptive Simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 1 : Theory and model description. *Flow Turbulence Combust*, 85 :113–138, 2010.

[59] E. Mercker and H. Berneburg. On the simulation of road driving of a passenger car in a wind tunnel using a moving belt and rotating wheels. In *3rd International Conference Innovation and Reliability*, Florence, Italy, April 1992.

[60] E. Mercker, N. Breuer, and H.J. Emmelmann. On the aerodynamic interference due to rolling wheels of passenger cars. *SAE Paper*, 910311, 1991.

[61] P. Mlinaric and S. Sebben. Investigation of the influence of tyre deflection and tyre contact patch on CFD predictions of aerodynamic forces on a passenger car. In *7th MIRA International Vehicle Conference*, PN 116–022, 2008.

[62] F. Modlinger, R. Demuth, and N. Adams. Investigations on the realistic modelling of the flow around wheels and wheel arches by CFD. *JSAE Paper*, 20075195, 2007.

[63] F. Modlinger, R. Demuth, and N. Adams. New directions in the optimisation of the flow around wheels and wheel arches. In *7th MIRA International Vehicle Conference*, PN 116–025, 2008.

[64] A. Morelli. A new aerodynamic approach to advanced automobile basic shapes. *SAE Paper*, 2000-01-0491, 2000.

[65] G. Mothay. Etude expérimentale de l'écoulement autour d'une roue en rotation. Master's thesis, ENSMA, Chasseneuil-du-Poitou, France, 2011.

[66] J. Nikuradse. Laws of flows in rough pipes. Technical Report 1292, NACA, Washington, 1937.

[67] ONERA. ***elsA*** *theoretical manual*, February 2010. Version 2.1.

[68] L.J. Oswald and A.L. Browne. The airflow field around an operating tire and its effect on power loss. *SAE Paper*, 810166, 1981.

[69] R. Palin. Aerodynamic development of electric vehicles. In *Futur Automotive Aerodynamics*, Berlin, Germany, november 2012. IQPC.

[70] M. Pfadenhauer, G. Wickern, and K. Zwicker. On the influence of wheels and tyres on the aerodynamic drag of vehicles. In *Proceedings of the MIRA International Conference on Vehicle Aerodynamics*, PN 96–114, 1996.

[71] S. Pirozzoli, P. Orlandi, and M. Bernardini. The fluid dynamics of rolling wheels at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 706 :496–533, Sept. 2012.

[72] T. Régert and T. Lajos. Numerical simulation of flow field past road vehicle wheel. In *Proceedings of Gépészet 2002 Conference*, pages 244–248, 2002.

[73] T. Régert and T. Lajos. Description of flow field in the wheelhouses of cars. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(4) :616–629, 2007.

[74] P.L. Roe. Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes. *Journal of Computational Physics*, 43(2) :357–372, 1981.

[75] A.J. Saddington, R.D. Knowles, and K. Knowles. Laser Doppler anemometry measurements in the near-wake of an isolated Formula One wheel. *Experiments in Fluid*, 42(5) :671–681, 2007.

[76] R. Schiestel and A. Dejoan. Towards a new Partially Integrated Transport Model for coarse grid and unsteady turbulent flow simulations. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 18 :443–468, 2005.

[77] S. Sebben. Some aspects of tyre design and its influence in the aerodynamic forces of passenger vehicles. In *Futur Automotive Aerodynamics*, Berlin, Germany, november 2012. IQPC.

[78] S. Sebben and C. Landström. Prediction of aerodynamic drag for different rim designs using varied wheel modelling in CFD. In *8th FKFS Conference Progress in Vehicle Aerodynamics and Thermal management*, Stuttgart, Germany, 2011.

[79] D. Sims-Williams, A. Sprot, and R. Dominy. Aerodynamic effects of race tyre deformation. In *Futur Automotive Aerodynamics*, Berlin, Germany, november 2012. IQPC.

[80] A.F. Skea, P.B. Bullen, and J. Qiao. CFD simulations and experimental measurements of the flow over a rotating wheel in a wheel arch. *SAE Paper*, 2000-01-0487 :115–123, 2000.

[81] P.R. Spalart and S.R. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In W. Rodi and ELSEVIER M. Mulas Editors, editors, *AIAA 30th aerospace sciences meeting and exhibit*, number AIAA 92-439, Reno, Nevada, January 6-9 1992.

[82] W.R. Stapleford and G.W. Carr. Aerodynamic characteristics of exposed rotating wheels. Technical Report No. 1970/2, The Motor Industry Research Association, 1969.

[83] E. Thivolle-Cazat and P. Gilliéron. Flow analysis around a rotating wheel. In *13th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, June 2006.

[84] B. van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme II : Monotonicity and conservation combined in a second order scheme. *Journal of Computational Physics*, 14 :361–370, 1974.

[85] A. Vdovin, S. Bonitz, C. Landström, and L. Lofdahl. Investigation of wheel ventilation-drag using a modular wheel design concept. *SAE Paper*, (2013-01-0953), 2013.

[86] A. Wäschle. The influence of rotating wheels on vehicle aerodynamics - Numerical and experimental investigations. *SAE Paper*, 2007-01-0107, 2007.

[87] A. Wäschle, S. Cyr, T. Khutada, and J. Wiedemann. Flow around an isolated wheel - Experimental and numerical comparison of two CFD codes. *SAE Paper*, 2004-01-0445, 2004.

[88] J.M. Weiss and W.A. Smith. Preconditioning applied to variable and constant density flows. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, 33(11) :2050–2057, 1995.

[89] G. Wickern, K. Zwicker, and M. Pfadenhauer. Rotating wheels – Their impact on wind tunnel test techniques and on vehicle drag results. *SAE Paper*, 970133, 1997.

[90] J. Wiedemann. The influence of ground simulation and wheel rotation on aerodynamic drag optimization : Potential for reducing fuel consumption. *SAE Paper*, 960672, 1996.

[91] D.R. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11) :1299–1310, 1988.

[92] F. Wittmeier, N. Widdecke, J. Wiedemann, N. Lindener, and R. Armbruster. Reifenentwicklung unter aerodynamischen aspekten. *ATZ - Automobiltechnische Zeitschrift*, pages 144–150, 2012.

Annexes

Annexe A

Validation de la modélisation de la rugosité avec le modèle k-kL sous *elsA*

La validation des développements théoriques et de l'intégration sous *elsA* est réalisée en deux temps sur un cas de plaque plane 2D. D'une part, les résultats du modèle k-kL pour 4 rugosités sont comparés entre eux ainsi qu'au calcul lisse pour vérifier l'évolution des différentes variables dans la couche limite. D'autre part, les résultats du modèle k-kL sont comparés à ceux d'autres modèles de turbulence incluant la rugosité de paroi.

Description des simulations

Le cas de validation choisi est la configuration de plaque plane 2D adiabatique de longueur L=1 m, alignée avec un écoulement turbulent caractérisé par un nombre de Mach de 0,3, un nombre de Reynolds de 5×10^6 et un taux de turbulence de 0,1%. L'origine du repère est positionnée en paroi au début de la plaque, la direction longitudinale est notée X et orientée dans le sens de l'écoulement, la direction verticale ascendante est Y.

Le maillage utilisé comporte 13200 cellules, dont 100 dans la direction X et 132 dans la direction Y. Il assure la résolution de la couche limite jusqu'à la paroi avec en bout de plaque un total de 100 cellules dans la couche limite dont le premier point est situé à $y^+ = 0,18$. Les simulations sont de type RANS stationnaires avec une résolution temporelle explicite à pas de temps local respectant la condition CFL=100. La résolution spatiale est réalisée avec le schéma décentré amont de Roe associé à un limiteur du troisième ordre.

Les résultats seront exprimés en variables de paroi :

$$\begin{aligned}
y^+ &= \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad \text{avec} \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_P}{\rho}} \\
&\qquad\qquad\quad \text{et} \quad \tau_P = \mu \frac{\partial U}{\partial y}_{(y=0)} \\
u^+ &= \frac{u}{u_\tau} \\
k^+ &= \frac{k}{u_\tau^2} \\
kL^+ &= \frac{\rho k L}{\mu u_\tau}
\end{aligned} \tag{A.1}$$

L'épaisseur de quantité de mouvement est notée θ et le nombre de Reynolds associé $R_\theta = \dfrac{\rho U_e \theta}{\mu}$

où U_e est la vitesse extérieure.

Evolution de la couche limite avec la rugosité

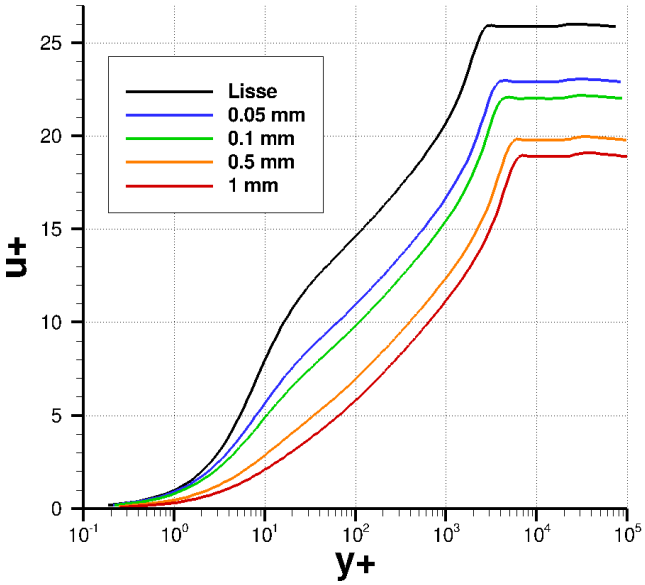


FIGURE A.1 – Profils de u^+ pour différentes hauteurs de rugosité

La Figure A.1 montre l'évolution des profils de vitesse en variables de paroi $u^+=f(y^+)$ pour différentes hauteurs de rugosité h. On observe ainsi une diminution de u^+ à l'extérieur de la couche limite correspondant à une augmentation progressive du frottement. Pour les fortes rugosités on remarque également la disparition de la sous-couche visqueuse. Les évolutions de k^+ et kL^+ sont représentées sur la Figure A.2 qui montre notamment l'augmentation des valeurs en paroi avec la hauteur de rugosité. La Figure A.3 présente l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds R_θ pour les 4 hauteurs de rugosité. Elle permet ainsi de vérifier l'augmentation de frottement obtenue par la modification des profils de vitesse.

L'évolution qualitative de la couche limite a donc été validée : la prescription d'une hauteur de rugosité entraîne bien le décalage des valeurs de k et kL en paroi ce qui résulte en une modification du profil de vitesse qui engendre une augmentation du frottement.

Comportement du modèle k-kL

Les résultats obtenus sont ensuite comparés à ceux fournis par les modèles k-ω de Wilcox et k-ω SST de Menter. La Figure A.4 présente les profils de vitesse adimensionnée u^+ et de coefficient de frottement C_F pour les différents modèles avec une hauteur de rugosité de 0,5 mm sur la plaque plane.

Les formes des profils de vitesse en présence d'une rugosité de paroi sont similaires avec pour chaque modèle la disparition de la sous-couche visqueuse. Les différences, en particulier de

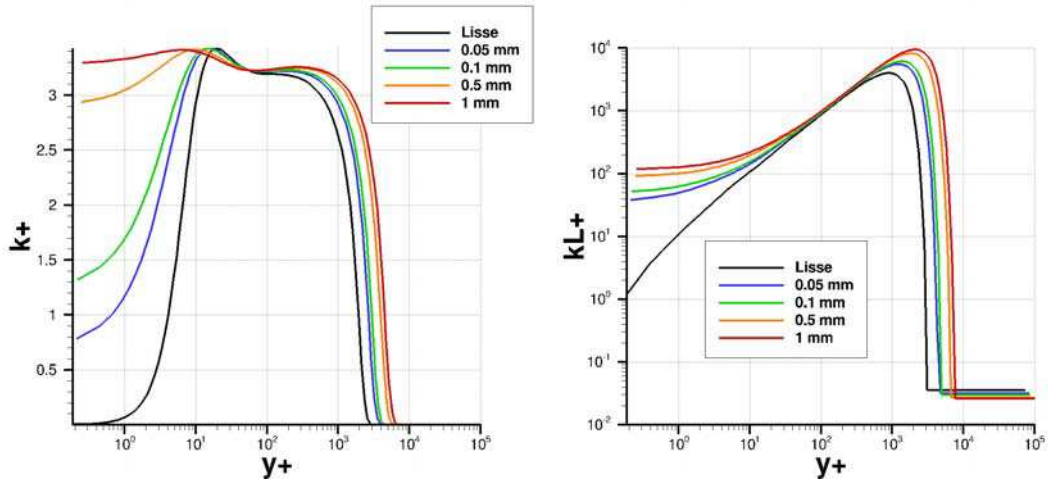


FIGURE A.2 – Profils de k^+ (a) et kL^+ (b) pour différentes hauteurs de rugosité

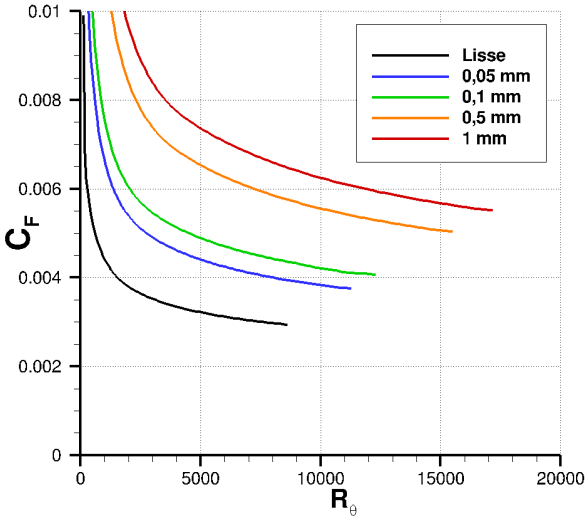
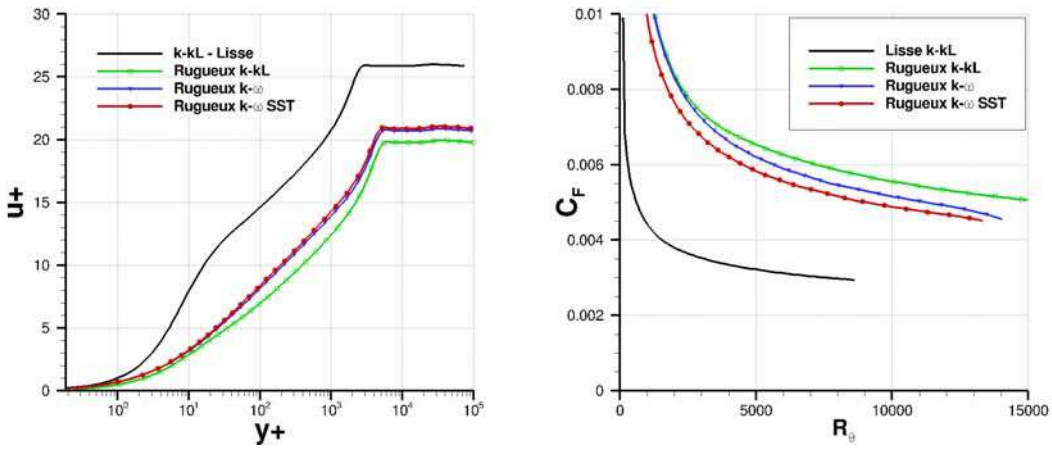


FIGURE A.3 – Evolution du coefficient de frottement C_F en fonction de R_θ le long de la plaque pour différentes hauteurs de rugosité

vitesse extérieure, s'expliquent essentiellement par le fait que, pour une rugosité donnée, les trois modèles ne prévoient pas exactement la même valeur du frottement.

Ces écarts ne sont pas dus à des erreurs d'interpolation ou à l'intégration dans le code *elsA* mais proviennent des différences de couches limites entre les modèles et de la fonction choisie comme point de départ de la modélisation de la rugosité. En effet, diverses lois de comportement ont été proposées pour évaluer le coefficient de frottement (fournissant l'écart de vitesse extérieur) en fonction de la hauteur de rugosité. Ces relations sont optimisées pour différents types de rugosité peuvent présenter des écarts significatifs pour certaines plages de h_S^+ (voir l'étude d'Aupoix [3]). Dans notre développement sur le modèle k-kL, la formule de Grigson [39] a été



(a) Profil de vitesse u^+

(b) Coefficient de frottement C_F le long de la plaque

FIGURE A.4 – Comparaison de l'effet d'une rugosité de 0,5 mm pour les modèles k-kL, k-ω et k-ω SST

choisie comme référence pour la modélisation de la rugosité (voir la Section 2.6 MÉTHODES page 34) tandis que les formules utilisées pour les modèles k-ω sont proches de celle de Nikuradse [66]. La Figure A.5 illustre ce point en comparant la relation entre h_S^+ et ΔU^+ donnée par notre développement théorique sur le modèle k-kL avec les formules de Nikuradse et Grigson. La rugosité de 0,5 mm donne alors des valeurs h_S^+ légèrement différentes selon les modèles (u_τ différents) qui donnent elles-mêmes des valeurs variables de ΔU^+ selon la loi choisie.

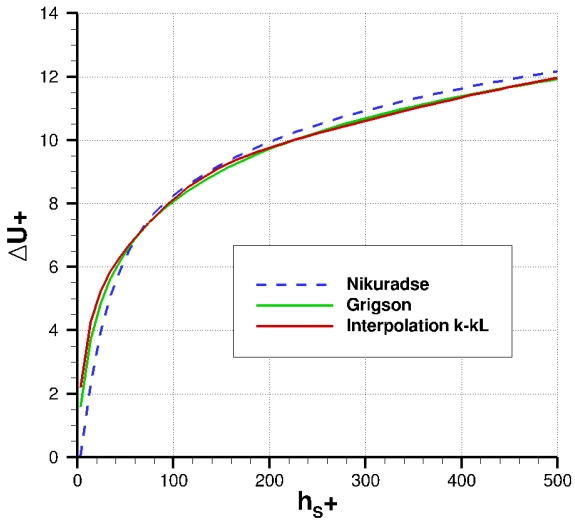


FIGURE A.5 – Augmentation de vitesse extérieure ΔU^+ en fonction de la rugosité adimensionnée h_S^+

Annexe B

Moment résistant à la rotation

Les travaux présentés dans l'ETAT DE L'ART ont montré que la traînée aérodynamique des roues de voitures joue un rôle important dans les performances d'un véhicule. Pour autant, celle-ci ne constitue pas une grandeur suffisante pour décrire l'impact aérodynamique du pneumatique sur la consommation de carburant du véhicule. Une composante additionnelle, liée à l'existence d'un moment aérodynamique résistant, est en effet occultée.

Si la traînée, la portance et la force latérale correspondent à des forces motrices ou résistantes aux translations selon les axes X, Y et Z, les moments correspondent quant à eux aux couples moteurs ou résistants à la rotation. Pour le cas de la roue en rotation, et en s'appuyant sur les notations du manuscrit, le moment le plus révélateur est le moment en Y, noté M_Y, qui s'oppose à la rotation de la roue et dissipe donc l'énergie fournie par les axes de transmission des roues.

Pour mettre en évidence cette composante, rappelons que le mouvement d'un système S en mouvement par rapport à un repère R est caractérisé par son torseur cinématique :

$$\{V_{S/R}\} = \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega_{S/R}} \\ \overrightarrow{V_{A\in S/R}} \end{array} \right\}_A$$

et que le torseur statique résultant des actions f sur S réduit au point A s'écrit :

$$\{F_{f\to S}\} = \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{R_{f\to S}} = \int_S \overrightarrow{f(M)} \cdot dS \\ \overrightarrow{M_{A,f\to S/R}} = \int_S \overrightarrow{AM} \wedge \overrightarrow{f(M)} \cdot dS \end{array} \right\}_A$$

La puissance mécanique développée par les efforts extérieurs agissant sur un solide S au cours de son mouvement par rapport à un repère R est alors égale au comoment du torseur cinématique et du torseur des actions mécaniques agissant sur S. Le comoment des torseurs ne dépend pas du point A choisi mais les deux torseurs doivent être réduit en un même point avant d'effectuer le calcul.

$$P_{f(M)\to S/R} = \int_S \overrightarrow{V_{M\in S/R}} \cdot \overrightarrow{f(M)} dS = \{V_{S/R}\} \otimes \{F_{f\to S}\}$$

La particularité des véhicules automobiles est que leur mouvement de translation par rapport au repère terrestre est assuré par un mouvement de rotation des roues. Ainsi, la puissance fournie par le moteur dépend à la fois de la puissance dissipée par la translation de l'ensemble du véhicule

et de celle dissipée par la rotation des roues. En d'autres termes, la consommation de carburant liée à l'aérodynamique du véhicule dépend à la fois de la traînée totale et du moment en Y au niveau des roues. En effet, les seules les composantes non-nulles du torseur cinématique sont la translation V_X et la rotation Ω_Y donc

$$P_{aero} = V_X F_X + \Omega_Y M_Y$$

Afin d'évaluer les contributions relatives de F_X et M_Y à la consommation de carburant, il est possible de réécrire la puissance dissipée par l'aérodynamique en considérant le rayon $R{=}D/2$ de la roue :

$$P_{aero} = V_X \left(F_X + \frac{M_Y}{R} \right) = V_X \left(F_X + F_{M\,eq} \right)$$

On définit ainsi artificiellement une force équivalente au moment en terme de dissipation pouvant être directement comparée à la traînée. Si l'on choisit la distance R (et non D) comme longueur de référence pour le coefficient de moment C_M, il est alors possible de comparer directement les coefficients de traînée et de moment en Y pour évaluer l'évolution de la puissance dissipée par les efforts aérodynamiques :

$$\begin{cases} F_X &= \frac{1}{2}\rho V^2 S_{ref} C_X \\ M_Y &= \frac{1}{2}\rho V^2 S_{ref} R C_M \end{cases} \qquad \Longrightarrow F_{M\,eq} = \frac{M_Y}{R} = \frac{1}{2}\rho V^2 S_{ref} \times C_M$$

avec ρ la masse volumique et S_{ref} la surface de référence.

Annexe C

Etudes numériques

Cette annexe constitue un complément au Chapitre 1. Elle regroupe les résultats de diverses études qui ont servi de base au choix des paramètres numériques les plus sensibles. En effet, si les résultats des simulations numériques s'avèrent peu dépendants aux méthodes d'intégration temporelle, ils peuvent a contrario fortement dépendre de l'intégration spatiale et du modèle de turbulence en fonction de la géométrie étudiée.

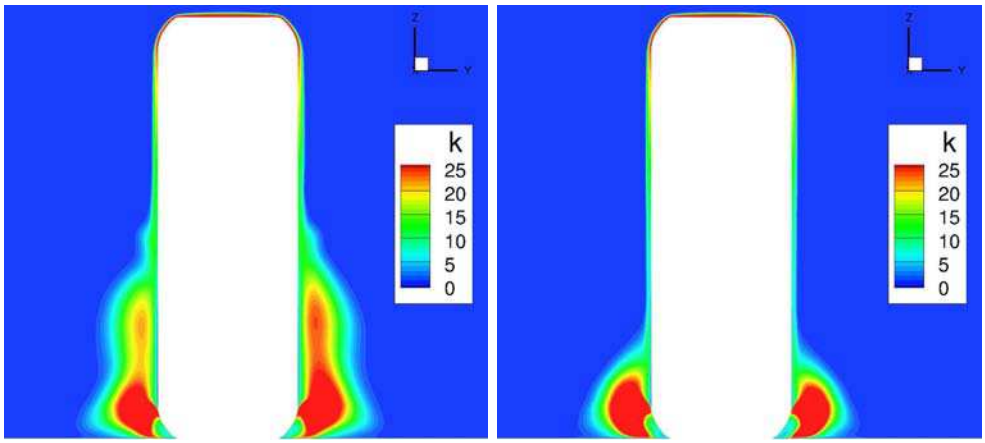
Cas de roue simplifiée

La géométrie de roue simplifiée utilisée pour la mise en place des calculs a été présentée en Figure 1.1 du Chapitre 1 section 1.1 (page 43). Cette géométrie lisse et non-déformée ne nécessitant aucune adaptation du code de calcul a notamment servi de base pour la création du maillage des roues isolées et pour les premières études numériques utiles à la présélection de schémas d'intégration spatiale et de modèles de turbulence.

Les schémas centrés sont inconditionnellement instables, c'est pourquoi ces derniers sont toujours couplés à l'ajout d'une viscosité artificielle. Ainsi, si les simulations basées sur le schéma de Jameson présentent un intérêt en termes de convergence, elles restent cependant très dissipatives du fait de la viscosité numérique introduite pour stabiliser le schéma. Ce dernier est ainsi plus dissipatif que celui de Roe quel que soit le limiteur utilisé comme le montre la Figure C.1 qui compare les contours d'énergie cinétique turbulente dans le plan transverse X=0 pour le schéma de Jameson et le schéma de Roe (ici utilisé avec le limiteur superbee).

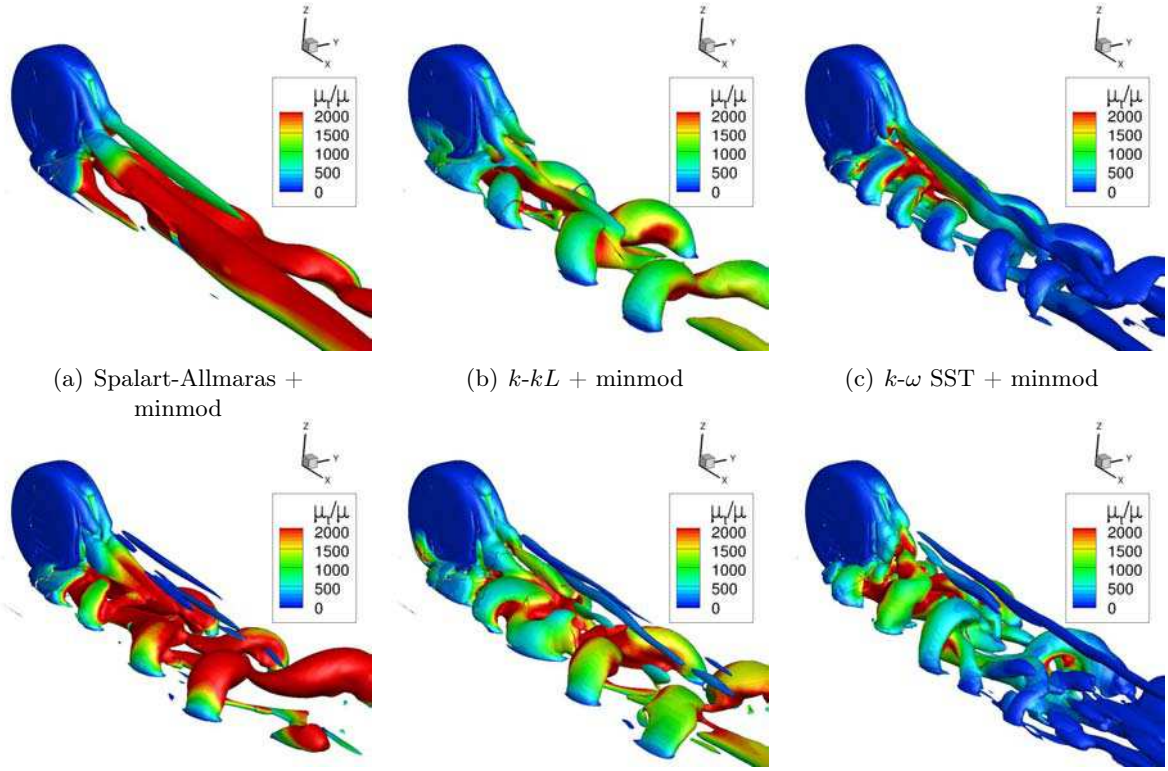
C'est donc le schéma décentré de Roe qui a été choisi pour la suite des calculs. Les trois limiteurs ont été testés avec trois modèles de turbulence à viscosité turbulente présentés dans la partie MÉTHODES : Spalart-Allmaras [81], k-kL [14] et k-ω SST [57]. La Figure C.2 présente des iso-surfaces de critère Q obtenues pour les trois modèles avec le schéma de Roe associé aux limiteurs minmod et superbee.

Les topologies obtenues sont relativement semblables en ce qui concerne le nombre et l'agencement des tourbillons malgré des variations d'intensité. En outre, l'instationnarité est toujours localisée dans la partie inférieure du sillage. En revanche, des différences sont apparues concernant la position angulaire du décollement supérieur, les niveaux de dissipation visqueuse et les fréquences caractéristiques. La Figure C.3 compare les répartitions de coefficient de pression sur la ligne médiane. Les caractéristiques sont bien reproduites avec l'apparition de pics de pression et d'un décollement sur la partie supérieure avec ici θ_{C_P}=274° en Spalart-Allmaras, 276° en k-ω SST et 277° en k-kL. Le modèle de Spalart-Allmaras s'est notamment révélé être particulière-



(a) Jameson (b) Roe + Superbee

FIGURE C.1 – Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan X=0



(a) Spalart-Allmaras + minmod (b) k-kL + minmod (c) k-ω SST + minmod

(d) Spalart-Allmaras + superbee (e) k-kL + superbee (f) k-ω SST + superbee

FIGURE C.2 – Comparaison des iso-surfaces de critère Q=1000 colorées par le rapport des viscosités μ_t/μ

ment dissipatif dans la zone de sillage (voir les niveaux de μ_t/μ sur la Figure C.2), ce qui nous a mené à préférer les modèles k-kL et k-ω SST pour la suite des études.

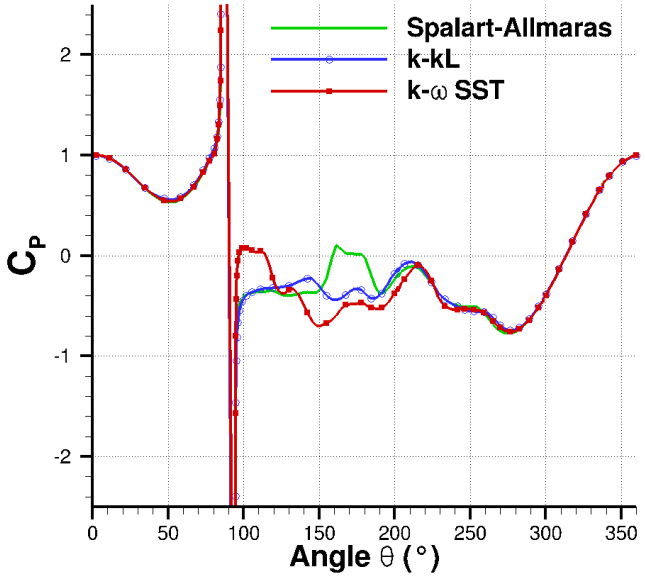


FIGURE C.3 – Répartitions instantanées du coefficient de pression C_P sur la ligne médiane de la roue simplifiée pour 3 modèles de turbulence

Les résultats sont également sensibles au limiteur. La formule superbee semble moins dissipative et donne des résultats plus instationnaire (écarts-types plus importants) mais plus instables et donc plus enclin à diverger tandis que le limiteur minmod stabilise les structures. Le limiteur de Van Leer donne quant à lui des résultats intermédiaires, en termes de dissipation et de stabilité.

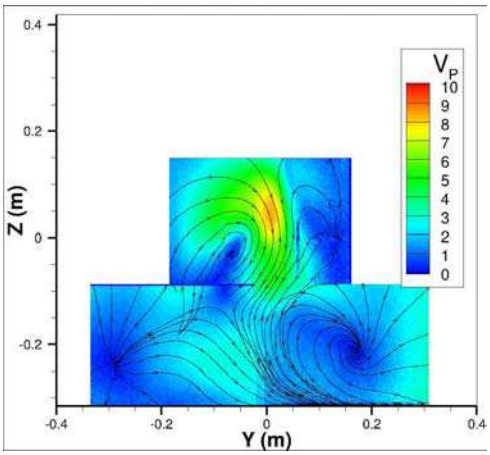
Cas de validation

La configuration utilisée pour la validation des paramètres numériques par comparaisons aux résultats expérimentaux est présentée au Chapitre 3. Seuls les modèles k-kL et k-ω SST associés au schéma de Roe ont été testés sur cette géométrie.

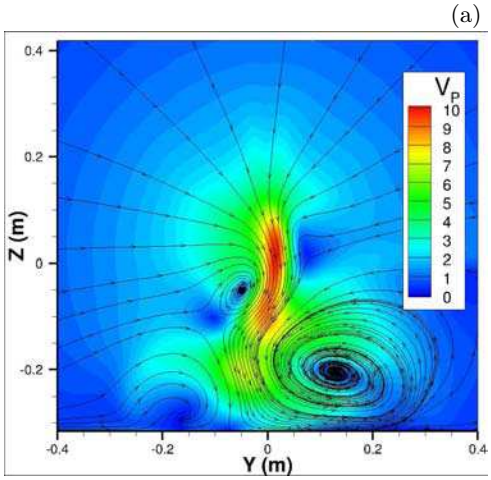
La première observation importante est que sur cette configuration plus complexe (incluant la géométrie du montage et la présence de frontières non-coïncidente) seules les simulations menées avec le limiteur minmod convergent. L'origine de la divergence à plus ou moins long terme des autres simulations semblent provenir des coins de la zone de contact. Une instabilité apparaît qui semble se propager et s'amplifier en présence du limiteur superbee. Le choix du limiteur minmod pour les analyses physiques menées sur l'ensemble des configurations est ainsi en partie justifié par sa robustesse.

Des comparaisons spatiales basées sur les mesures PIV et les comparaisons temporelles basées sur les mesures par anémométrie fil chaud ont ainsi été menées pour les modèles k-kL et k-ω SST avec le schéma de Roe associé au limiteur minmod. Les Figures C.4 et C.5 représentent respectivement les contours de V_X dans le plan médian et les contours de V_P (V_P=$\sqrt{V_Y^2 + V_Z^2}$) dans le plan transverse X=D avec dans les deux cas les lignes de courant 2D. Elles montrent que

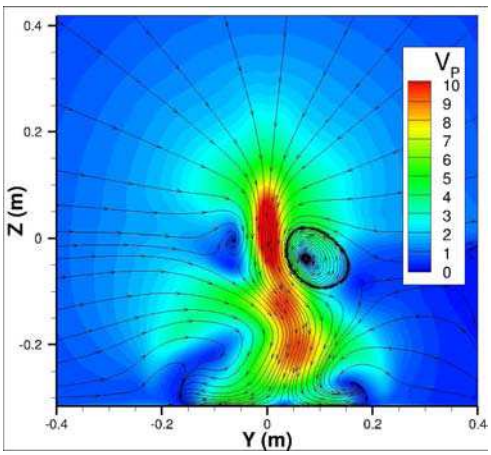
le modèle k-ω SST reproduit mal la topologie de l'écoulement dans le sens où elle se fixe sur une organisation "inverse" des structures avec la domination des tourbillons supérieur droit et inférieur gauche. En outre, ce modèle est celui qui surestime le plus les vitesses dans le sillage, comme présenté dans la Figure 3.6 en page 78. Par ailleurs, le comportement temporel est également moins bien reproduit qu'en k-kL avec une sous-estimation des fréquences caractéristiques (voir Tableau C.1). Nous verrons dans la section suivante, que dans la majorité des configurations de roues isolées le modèle k-ω SST donne également des écarts-types plus faibles et parfois des résultats quasi-stationnaires qui limitent les analyses temporelles.



(a) PIV



(b) CFD - k-kL



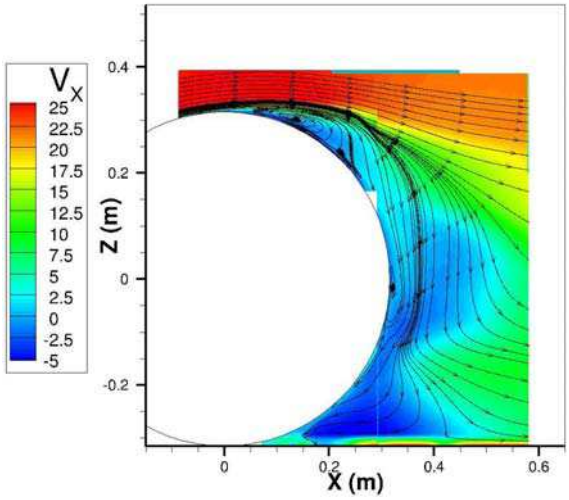
(c) CFD - k-ω SST

FIGURE C.4 – Contours de vitesse longitudinale moyenne V_X et lignes de courant associées en X=D

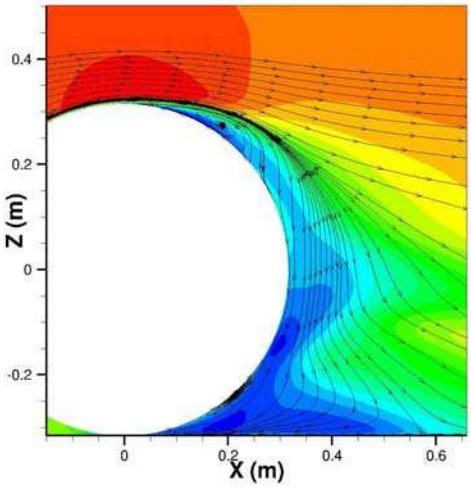
EXP.		14,8	29,5
CFD	k-kL	12,5	25
	k-ω SST	10	18

TABLE C.1 – Fréquences caractéristiques (Hz) obtenues sur la configuration expérimentale de roue isolée

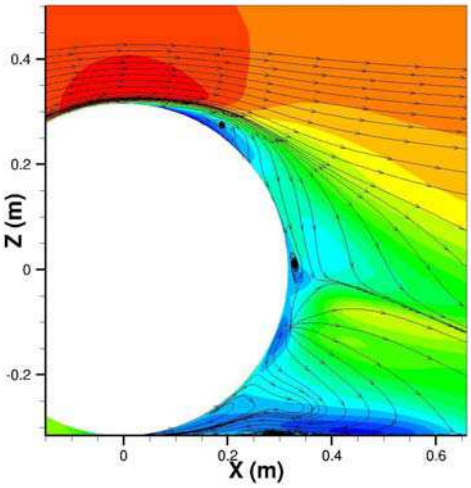
En résumé, et en se rappelant que l'objectif premier de la thèse est de fournir une description



(a) PIV



(b) CFD - k-kL



(c) CFD - k-ω SST

FIGURE C.5 – Contours de vitesse moyenne dans le plan V_P et lignes de courant associées en Y=0

de la topologie de l'écoulement (nombre, agencement, intensité relative des structures) et de son comportement instationnaire pour des configurations génériques, le modèle k-kL est choisi car :

- il reproduit la topologie de l'écoulement malgré des différences d'intensité
- il reproduit le comportement instationnaire malgré des fréquences légèrement plus faibles
- il fournit toujours des résultats instationnaires y compris pour des limiteurs assez dissipatifs comme le limiteur minmod

Cas de divergence

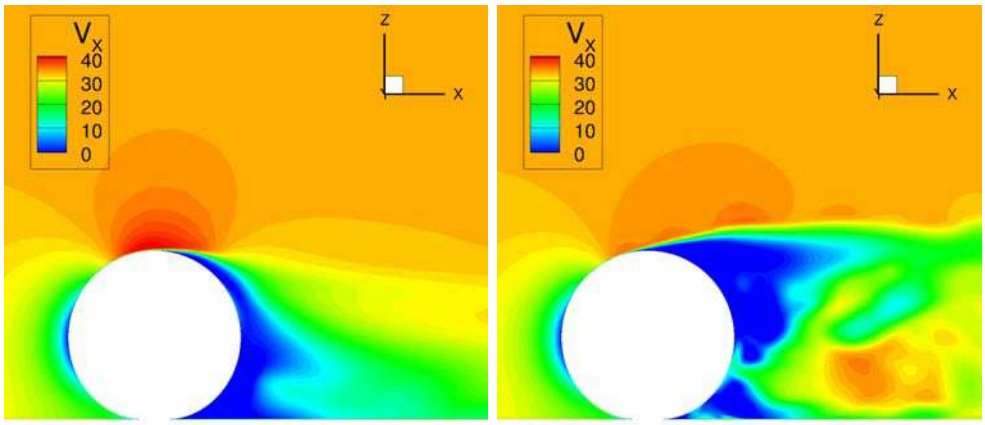
La divergence des calculs URANS apparaît souvent au niveau du contact au sol. Ceci est lié à l'écoulement particulier se développant dans cette zone ainsi qu'à sa géométrie. Le maillage de la zone de contact est délicat dans le sens où les cellules sont nécessairement écrasées du fait des

faibles angles entre la surface du pneumatique et le sol. La rencontre des couches limites de ces deux surfaces imposent par ailleurs de très faibles tailles de mailles dans cette zone marquée par des pics de pression positifs et négatifs importants (pompage visqueux qui fait apparaître des nombres CFL supérieurs à 1 sur quelques rangées de cellules) et, dans le cas des pneumatiques avec sillons, des zones de fort cisaillement. Les conditions sont ainsi réunies pour favoriser la propagation et l'amplification d'instabilités numériques.

Si aucun cas de divergence n'avait été observé sur roue simplifiée, de nombreux cas sont apparus avec le passage aux pneumatiques déformés, qui diminuent encore l'angle entre le sol et le pneumatique au niveau du contact :

- pneumatique lisse avec limiteur superbee (tous les modèles de turbulence)
- pneumatique 3 sillons avec Spalart-Allmaras et k-ω SST (tous les schémas d'intégration)

En outre, si sur la configuration expérimentale (section précédente) la divergence se traduit par l'impossibilité d'obtenir un résultat convergé (sens strict du terme), les cas cités ci-dessus correspondent à une *bifurcation* vers une deuxième solution que nous appellerons solution de type "sillage haut" et qui sera opposée aux cas de convergence vers une solution "sillage bas". Les contours de vitesse V_X dans le plan médian Y=0 des Figures C.6 et C.7 montrent les deux types de solution sur pneumatiques déformés lisse ou 3 sillons.

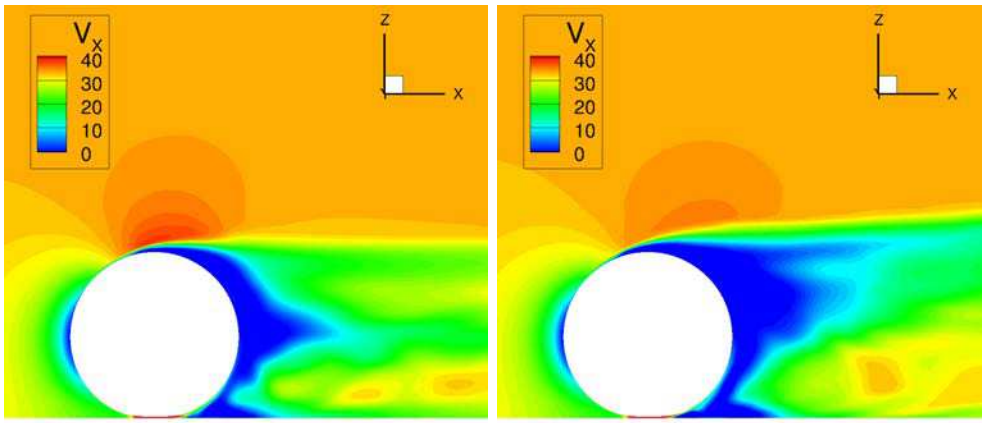


(a) $k - kL$ + Roe + Minmod (b) $k - kL$ + Roe + Superbee

FIGURE C.6 – Contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 pour le pneumatique déformé lisse

Les résultats sur pneumatique lisse ont montré une grande sensibilité au limiteur utilisé. Le limiteur superbee rend l'écoulement très instationnaire et le calcul tend alors rapidement vers une solution de type "sillage haut" (Figure C.6b). Les calculs avec limiteurs minmod et van Leer convergent vers une solution de type "sillage bas" mais les résultats sont plus instables en van Leer et l'écoulement se trouve globalement dissymétrique avec un fort coefficient de force latérale.

Les calculs sur pneumatique avec sillons ont quant à eux révélé une dépendance accrue au modèle de turbulence. Pour cette configuration, les simulations $k - kL$ convergent vers une solution globalement satisfaisante par rapport aux résultats précédents et aux données de la littérature. En revanche, le modèle $k-\omega$ SST réagit très différemment avec une augmentation de



(a) $k - kL$ + Roe + Minmod (b) $k - \omega\, SST$ + Roe + Minmod

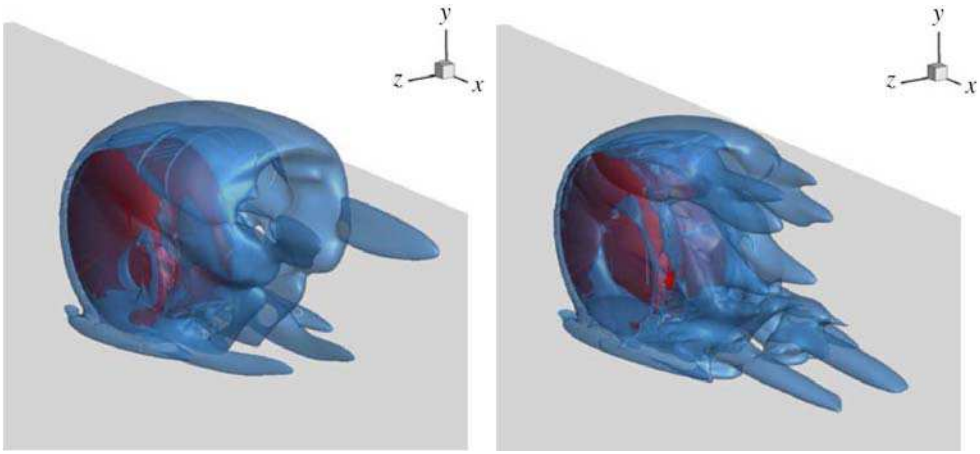
FIGURE C.7 – Contours de vitesse longitudinale V_X dans le plan médian Y=0 pour le pneumatique déformé 3 sillons

traînée et un sillage haut caractéristique de la deuxième solution. La source du problème semble être liée à un décollement rapide associé à une surproduction de viscosité turbulente près de la paroi, et ceci malgré un frottement pariétal plus faible qu'en $k-kL$. Le modèle Spalart-Allmaras donne des résultats intermédiaires : la traînée reste longtemps égale à celle du modèle $k - kL$ pendant que la portance met du temps à s'établir, un seuil semble alors être franchi qui se traduit par une forte augmentation de C_X jusqu'à obtenir les résultats du $k - \omega$ SST. Le modèle k-kL semble donc le seul à ne pas prévoir de sillage haut sur le cas avec sillons

Ainsi, les résultats sur pneumatiques déformés, notamment en présence de sillons longitudinaux, semblent confirmer l'existence d'une deuxième solution. Celle-ci est considérée comme un cas de divergence dans le sens où l'on suppose d'un premier abord qu'elle correspond à une solution purement numérique. Aucun résultat expérimental de la littérature ne semble en effet avoir produit un tel sillage. Les observations sur pneumatiques 3 sillons confirmeraient ainsi le choix du modèle k-kL comme le plus adapté aux caractéristiques aérodynamiques des roues de voitures parmi les trois modèles testés.

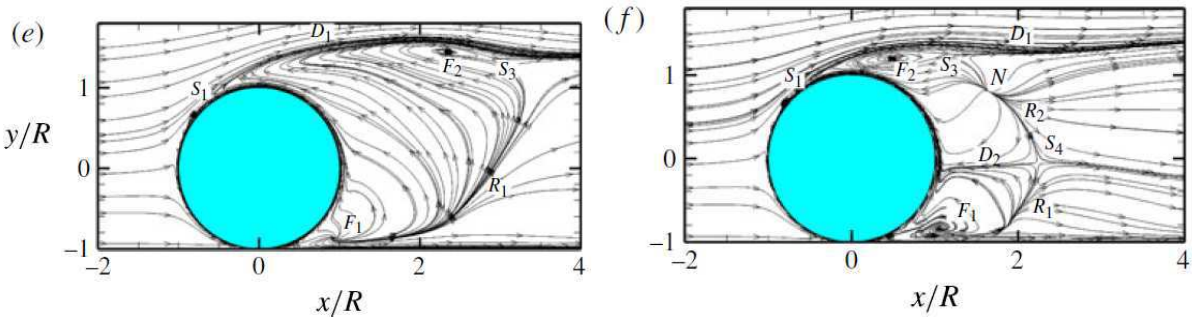
Notons toutefois qu'aucune explication n'a encore été trouvée à cette bifurcation vers une seconde topologie d'écoulement. Il est ainsi impossible de savoir s'il s'agit d'une difficulté de certains modèles à fournir des résultats cohérents avec la physique de l'écoulement (mauvaise prévision du décollement ou des pressions en aval par exemple) ou si cette solution correspond réellement à une deuxième solution physique.

Le seul élément à notre disposition pouvant constituer un début de recherche à ce phénomène et la proximité de la topologie "sillage haut" avec celle observée dans les DNS de Pirozzoli *et al.* [71] à très faible nombre de Reynolds. Cette topologie est présentée sur les Figures C.8 et C.9 par des iso-surfaces de critère λ_2 et des lignes de courant 2D dans le plan médian.



(a) Re=500 (b) Re=1000

FIGURE C.8 – Structure tourbillonnaires autour d'un cylindre de faible rapport d'aspect en rotation et en contact avec un sol défilant d'après Pirozzoli *et al.* [71]

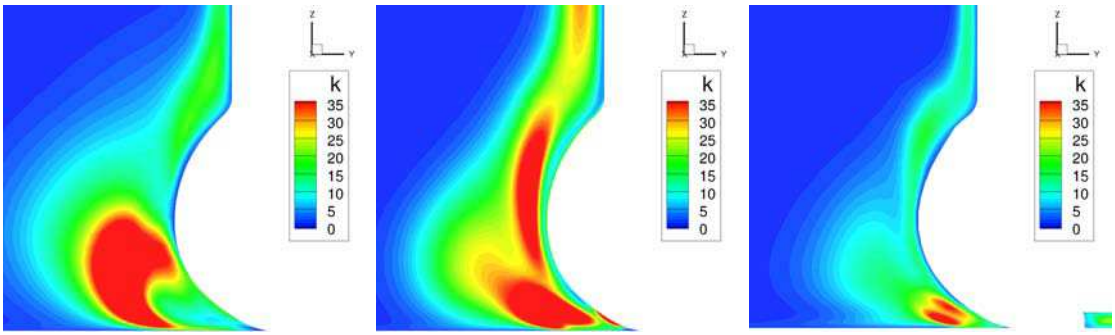


(a) Re=500 (b) Re=1000

FIGURE C.9 – Lignes de courant 2D dans le plan médian d'un cylindre de faible rapport d'aspect en rotation et en contact avec un sol défilant d'après Pirozzoli *et al.* [71]

Annexe D

Résultats supplémentaires sur les cas de roues isolées



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE D.1 – Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan X=0

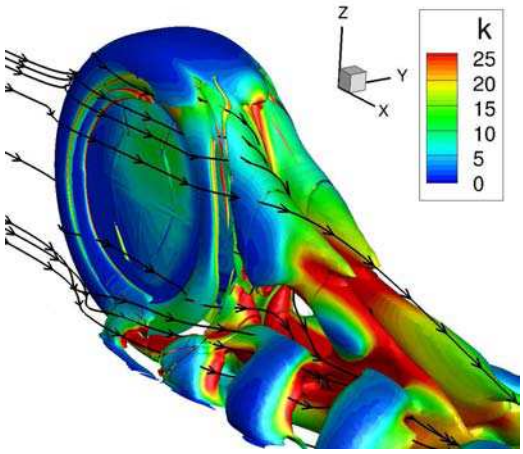
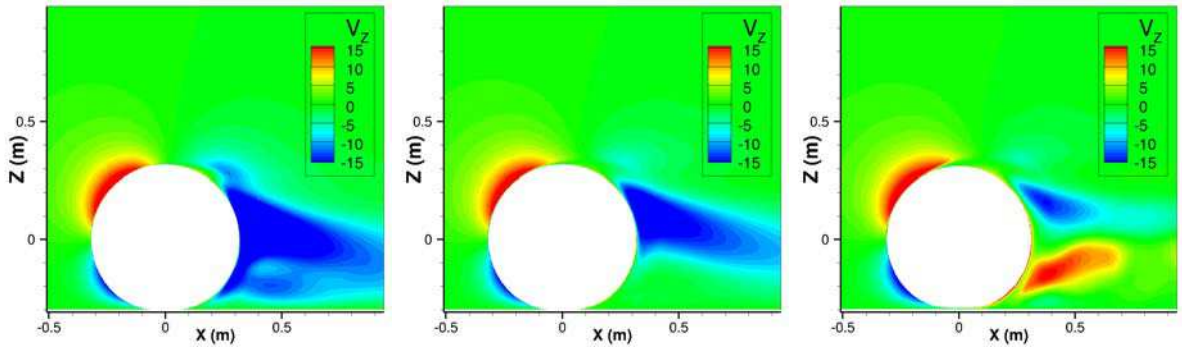
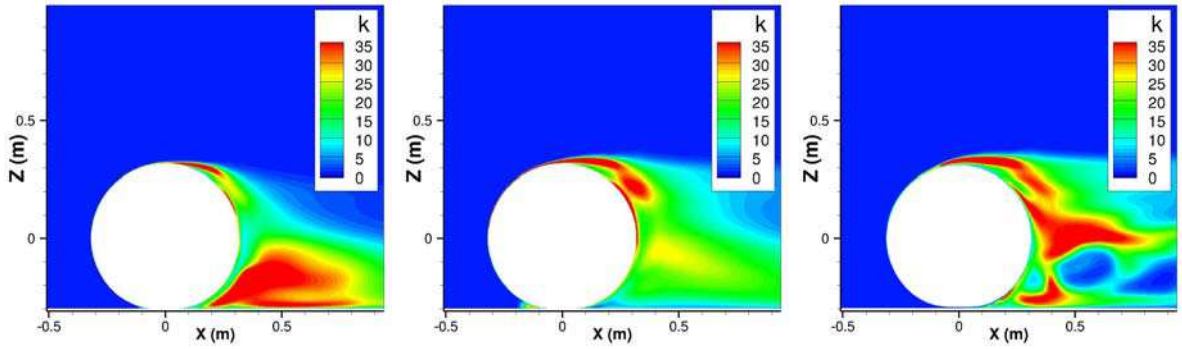


FIGURE D.2 – Iso-critère Q=1000 instantanée colorée par l'énergie cinétique turbulente k et lignes de courant 3D pour le pneumatique déformé lisse



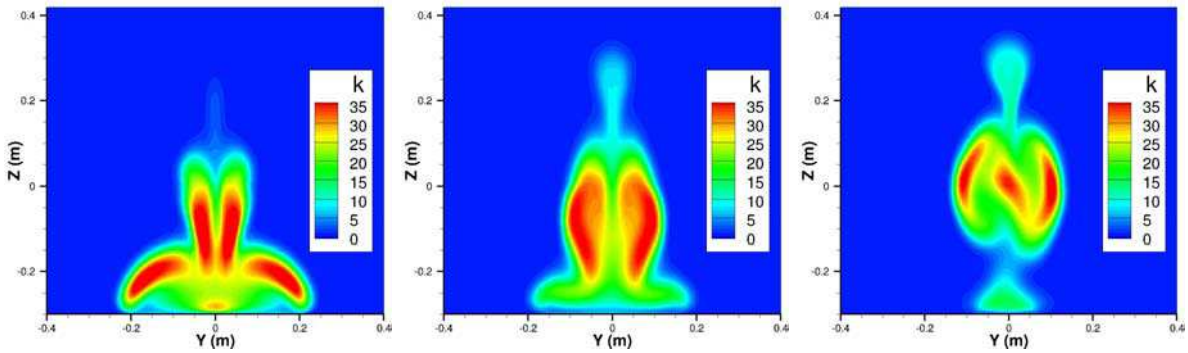
(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE D.3 – Contours de vitesse verticale V_Z dans le plan médian Y=0



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE D.4 – Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan médian Y=0



(a) Lisse (b) Rugueux (c) Sillons

FIGURE D.5 – Contours d'énergie cinétique turbulente k dans le plan transverse X=D

ÉTUDE DE L'ECOULEMENT AUTOUR DES ENSEMBLES ROULANTS D'UN VÉHICULE EN VUE DE L'OPTIMISATION AÉRODYNAMIQUE DU PNEUMATIQUE

Cette thèse, collaboration entre Michelin et l'ONERA, propose de mettre en œuvre des simulations instationnaires URANS grâce au code Navier-Stokes *elsA* de l'ONERA en vue d'analyser l'écoulement complexe 3D instationnaire se développant au voisinage des roues d'un véhicule et d'identifier les mécanismes à l'origine de la production de traînée.

En effet, les roues (jantes et pneumatiques) constituent un nouvel axe de recherche prometteur en aérodynamique automobile car on estime de 20% à 40% la contribution des roues et passages de roues à la traînée totale. Cependant, leur optimisation nécessite en premier lieu une compréhension complète des phénomènes aérodynamiques mis en jeu.

Les analyses spatio-temporelles menées sur roue isolée et sur véhicule pour trois types de pneumatiques (lisse, rugueux, avec sillons) apportent de nouveaux éléments de compréhension sur la physique de l'écoulement. Ce travail répond notamment aux limites principales des études précédentes grâce à la description de l'écoulement sur des géométries de référence incluant des pneumatiques déformés lisses et grâce à l'étude de l'instationnarité. Les analyses spatiales permettent de décrire l'organisation des structures tourbillonnaires sur roue isolée puis autour des roues avant et arrière d'un véhicule simplifié. Les analyses temporelles facilitent quant à elles la compréhension de la dynamique de l'écoulement par la mise en évidence de la génération des tourbillons et des mécanismes d'interaction avec la carrosserie. Des validations expérimentales sont effectuées à la fois sur roue isolée et sur véhicule en soufflerie. Enfin, l'utilisation de plusieurs types de pneumatiques démontre leur capacité à modifier les caractéristiques spatio-temporelles de l'ensemble de l'écoulement et à jouer ainsi sur la puissance dissipée par le véhicule via la traînée et le moment de rotation des roues.

MOTS-CLES : *roue, pneumatique, automobile, aérodynamique, turbulence, instationnaire, CFD, elsA, RANS, URANS*

CHARACTERISATION OF THE FLOW AROUND CAR WHEELS FOR A FUTURE OPTIMISATION OF TYRES

As a collaborative task between Michelin and ONERA, this thesis aims to investigate the complex unsteady 3D flow around car wheels and to identify the mechanisms of drag production linked to this part of the car thanks to URANS unsteady numerical simulations using ONERA's Navier-Stokes code *elsA*.

The wheels (i.e. rims and tyres) are indeed a promising research topic in the field of car aerodynamics. The part of the total drag due to the wheels and wheelhouses is indeed estimated between 20% and 40%. The first step towards wheel optimisation is to achieve full understanding of the aerodynamic phenomena produced around them.

The analysis of the flow for three types of tyres (smooth, rough, grooved), both around isolated wheels and around a simplified vehicle, brings further understanding of the flow physics. This work completes previous studies in this field thanks to the description of basic flows around smooth wheels and the study of unsteady effects. It describes the arrangement of vortical structures around an isolated wheel and around the front and rear wheels of a simplified vehicle. Moreover, the analysis of the flow unsteadiness facilitates understanding of the flow dynamics by highlighting the generation of the main vortices and the interaction phenomena with the car body. The validation of numerical models is performed with specific experiments by Michelin on both an isolated wheel and a vehicle configuration. Finally, the use of different tyres shows their ability to modify both space and time characteristics of the whole flow, thus modifying the power dissipated by the car drag and the rotation moment of the wheels.

KEYWORDS : *wheel, tyre, car, aerodynamics, turbulence, unsteady, CFD, elsA, RANS, URANS*