

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMERRI DE TIZI-OUZOU



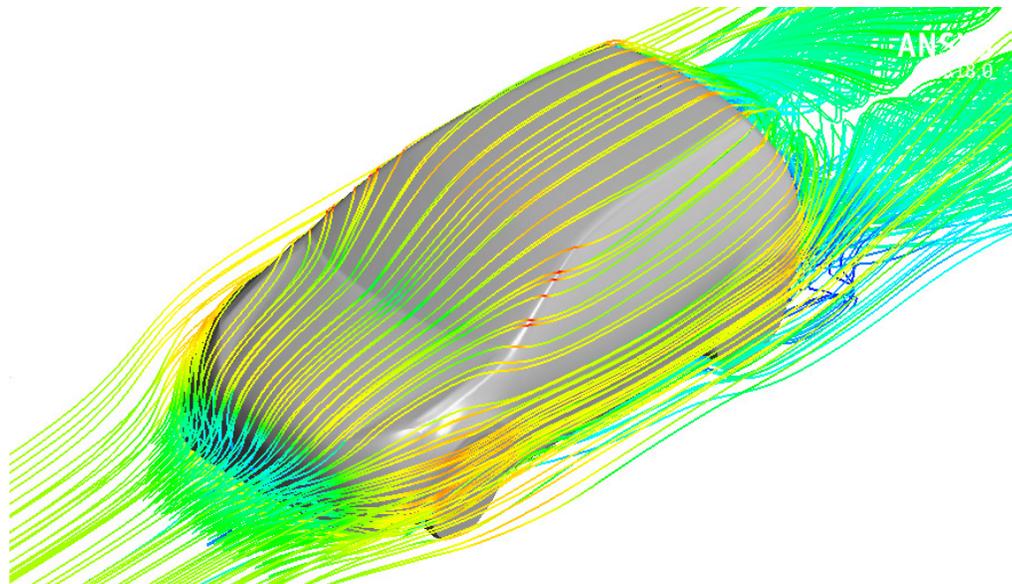
Faculté du Génie de la Construction
Département de Génie Mécanique



Mémoire de fin d'étude en vue de l'obtention du diplôme

'MASTER ACADÉMIQUE'
En **Génie Mécanique**
Option **Énergétique**

**Simulation et analyse de l'écoulement de l'air
dans le sillage de voitures de type bicorps**



Proposé et dirigé par :

M. Ghanem MEDJKANE.

Présenté par:

- M. Amir MERABET.
- Mlle Nabila LANANI.

Année universitaire 2016-2017



Remerciements

Nous remercions tout d'abord DIEU qui nous a donné le courage et la force pour achever ce travail. Nous tenons à remercier les membres de nos familles pour leur soutien le long de nos études.

Toutes nos infinies gratitudee et hautes considérations au promoteur Monsieur G. MEDJKA NE pour toutes ses contributions et son aide précieuse.

Nous remercions aussi les membres du jury qui nous feront l'honneur d'accepter d'examiner notre travail.

En fin tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail, trouvent ici l'expression de notre haute considération.

Dédicaces

Ce travail est dédié à l'être le plus considéré de ma vie ma mère qui a été la clé de mon chemin vers la réussite, qui m'a tout donné, sur tous ses sacrifices pour que nous puissions être heureux, que DIEU l'accueille dans son vaste paradis.

À mon père.

Qui m'a tout donné, pour que je puisse suivre mes études dans de bonnes conditions et qui ne cesse de m'encourager et de veiller pour mon bien.

À mon frère.

En témoignage de mon profond amour et respect, auquel je souhaite le succès et le bonheur.

À ma sœur.

À laquelle je souhaite toutes les réussites et le bien-être.

À ma grand-mère, mes oncles et toute ma famille, amis et collègues.

À toute la promotion de Génie Mécanique Option Énergétique (2016-2017).

A. MERABET

Je dédie ce travail à mes parents en signe de reconnaissances pour tout ce qu'ils ont consenti comme efforts, rien que pour me voir réussir,

À mes frères et mes sœurs et à toute la famille sans exception.

À tous mes amis sans exception

N. LANANI

NOMENCLATURE

Lettres latins :

c :	La célérité du son 340,29 [m.s ⁻¹].
$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, σ_k et σ_s :	Constantes introduites par le modèle K- ε réalisable.
C_D et σ_k :	Constantes introduites par le modèle Prandtl-Kolmogorov.
C_p :	Coefficient de perte de pression statique
C_{pi} :	Coefficient de perte de pression totale.
C_x :	Coefficient de traînée.
C_y :	Coefficient de dérive.
C_z :	Coefficient de portance.
$C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, C_μ , σ_k et σ_ε :	Constantes introduites par le modèle K- ε standard.
dS :	Surface élémentaire [m ²].
dt :	La variation du temps [s].
E :	Constante empirique (= 9.793).
E' :	Constante de la fonction de la paroi modifiée.
\bar{f} :	La valeur moyenne d'une grandeur « f ».
f et g :	Une grandeur quelconque.
$\sum \vec{F}$:	La résultante de toutes les forces [N].
\vec{f} :	Accélération [m.s ⁻²].
f' :	La fluctuation d'une grandeur « f ».
\vec{F}_{ext} :	Forces [N].
\vec{F}_m :	Somme de toutes les forces internes (Les forces massiques) [N].
f_r :	Fonction de rugosité.
F_s :	Les forces de surfaces [N].
F_x :	La force de traînée [N].
G_b :	La génération de l'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité.

G_k :	La génération de l'énergie cinétique due aux gradients de vitesse moyenne.
h :	Hauteur du véhicule [m].
h' :	La hauteur du domaine d'étude [m].
k :	Energie cinétique turbulente.
K :	Constante de Von-Karman ($\approx 0,4187$).
K_p :	Énergie cinétique de la turbulence au centre de la cellule adjacente à la paroi [J].
K_p :	Énergie cinétique turbulente.
l :	Largeur du véhicule [m].
L' :	La longueur du domaine d'étude [m].
l' :	La largeur du domaine d'étude [m].
l_m :	Langueur de mélange.
m :	La masse du fluide [kg].
Ma :	Le nombre de mach.
\vec{n} :	Le vecteur unitaire normal.
P :	Pression hydrostatique [Pa].
P_0 :	Pression statique au loin [Pa].
P_g :	Pression Motrice [Pa].
P_i :	Pression d'arrêt locale [Pa].
P_{i0} :	Pression d'arrêt [Pa].
Pr :	Nombre moléculaire de Prandtl.
Pr_t :	Nombre de Prandtl turbulent.
q :	Pression dynamique [Pa].
R_{ij} :	Le tenseur de Reynolds.
S :	La surface [m ²].
$ S $:	Module du tenseur de déformation.
Sc et Sc_t :	Nombres de Schmidt.
SC_x :	Coefficient de traînée multiplier par le maître couple [m ²].
S_{ij} :	L'inverse de l'échelle des temps.
S_k et S_ϵ :	Termes sources du modèle RNG K- ϵ défini par l'utilisateur.
T :	Tenseur des contraintes [N.m ⁻²].
U :	La vitesse [m.s ⁻¹].
U^* :	Vitesse adimensionnée.
U_1 :	La vitesse selon \vec{i} [m.s ⁻¹].
U_∞ :	La vitesse au loin [m.s ⁻¹].

U_c :	Vitesse moyenne quand $y^* = y_T^*$.
U_p :	Vitesse moyenne du fluide au centre de la cellule adjacente à la paroi [$m.s^{-1}$].
V :	Volume de contrôle [m^3].
y^* :	Distance sans dimension de la paroi
Y_M :	La contribution de la dilatation fluctuante en turbulence.
y_p :	Distance du centre de la cellule adjacente à la paroi P [m].
y_v :	Épaisseur de la sous-couche visqueuse physique [m].

Lettres grecs :

α_k et α_ε :	Nombres de Prandtl effectifs inverse.
δ_{ij} :	Le symbole de Kronecker.
ε :	Dissipation visqueuse.
μ :	Viscosité dynamique [$kg.m^{-1}.s^{-1}$].
μ_t :	Viscosité turbulente.
ν :	Viscosité cinématique [$m^2.s^{-1}$].
ρ :	Masse volumique [$kg.m^{-3}$].
σ :	Taux de cisaillement adimensionnel.
σ_ε :	Le nombre de Prandtl.
$\sigma_\varepsilon, \sigma_{\varepsilon t}, \sigma_k, \sigma_{kt}, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \phi, \sigma_0, \beta$:	Constantes introduites par le modèle RNG K- ε .
τ :	Tenseur de viscosité [$kg.m^{-1}.s^{-1}$].
τ_p :	Contrainte de cisaillement [Pa].
ω :	Dissipation spécifique.
Ω :	Taux de rotation.
$\overline{\Omega_{ij}}$:	Tenseur moyen de taux de rotation.
ω_k :	Vitesse angulaire [$Rad.s^{-1}$].

TABLE DES FIGURES

Figure 1 :	(a) Concentration en CO ₂ et (b) Réchauffement de la planète au cours du XX ^{ème} siècle et projection dès le XXI ^{ème} siècle suivant différents scénarios, 3 ^{ème} rapport du GIEC.	16
Figure 2 :	La première voiture au biocarburant date du début du XX ^{ème} siècle : La Ford T (1903 et 1926).	17
Figure I.1 :	Déplacement de la masse du fluide m_v hors de son volume.	21
Figure I.2 :	Lignes de courant d'un écoulement dans le cas où \vec{U} et $\vec{\text{grad}}\rho$ sont orthogonaux.	23
Figure I.3 :	Schéma des forces appliquées à un corps en mouvement.	27
Figure I.4 :	La surface frontale S_x d'une géométrie simple.	27
Figure II.1 :	Profil de la vitesse proche de la paroi.	42
Figure II.2 :	Subdivision de la région proche-paroi.	43
Figure III.1 :	Essais dans une soufflerie, les lignes de courants sont visibles grâce à la fumée opaque.	50
Figure III.2 :	Définition des efforts et moments aérodynamiques dans le repère lié au véhicule.	51
Figure III.3 :	Le coefficient de traînée de quelques formes géométriques simples.	52
Figure III.4 :	L'IAA concept réduit les traînées de turbulence grâce à la partie arrière qui s'allonge en roulant.	52
Figure III.5 :	Importance de la résistance aérodynamique [24].	53
Figure III.6 :	Historique des coefficients de traînée dans l'automobile [26].	54
Figure III.7 :	Écoulement autour de l'automobile : (a) Identification des sources de traînée aérodynamique [29] et (b) Évaluation de leur contribution [30].	55

Figure III.8 :	Schéma illustrant la méthode de mesure de la force de traînée dans une soufflerie.	56
Figure III.9 :	Images représentant la Mazda CX-5 (a) et la Ferrari Modena (b)..	56
Figure III.10 :	Accident de Mark Webber durant les essais au 24h du mans (1999).	58
Figure III.11 :	Influence de l'aile arrière sur l'écoulement.	59
Figure III.12 :	Distribution de la pression le long de la ligne médiane d'une voiture.	60
Figure III.13 :	Portance et traînée aérodynamique sur des véhicules différents.	60
Figure III.14 :	Système de tourbillons autour d'un véhicule.	61
Figure III.15 :	Sillage d'un arrière break.	62
Figure III.16 :	Sillage et tourbillons d'un arrière bicorps.	62
Figure III.17 :	Sillage et tourbillons d'un arrière tri-corps.	62
Figure III.18 :	Conception d'aération en facilitant l'écoulement du fluide à travers le moteur.63	
Figure IV.1 :	Maillage du domaine d'étude.	65
Figure IV.2 :	Boîte de raffinage local autour du véhicule.	65
Figure IV.3 :	Modèle de viscosité.	66
Figure IV.4 :	Réglage de l'entrée de l'air.	66
Figure IV.5 :	Géométrie simplifiée d'une voiture de type bicorps. L'angle α indique l'inclinaison de la lunette arrière.	67
Figure IV.6 :	Volkswagen Golf VI.	67
Figure IV.7 :	Lignes de courant dans la partie arrière du véhicule simplifié avec $\alpha=25^\circ$. (a) Vue de profil, (b) vue en perspective.	68
Figure IV.8 :	Lignes de courant dans la partie arrière du véhicule simplifié avec un angle $\alpha=40^\circ$	68
Figure IV.9 :	Lignes de courant et structure de l'écoulement dans la partie arrière d'un véhicule automobile simplifié [Cédric Leclerc] [23].	68
Figure IV.10 :	Visualisation des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2	69

Figure IV.11 :	Visualisation des lignes de courants à la paroi de culot.	70
Figure IV.12 :	Visualisation des lignes de courants à la paroi de culot d'après Cedric Leclerc.....	70
Figure IV.13 :	Visualisation des tourbillons longitudinaux dans la partie arrière du véhicule. (a) Dans notre cas. (b) d'après Lasse Christoffer Sen [37].....	71
Figure IV.14 :	Visualisation du champ des vecteurs vitesse en proche paroi du culot d'un bicorps	71
Figure IV.15 :	Plans de référence.	72
Figure IV.16 :	Profils de vitesse longitudinale réduite $-U_1/U_\infty$ dans le plan longitudinal à $x/h=-2.6, -2.8$ et -3	72
Figure IV.17 :	Profils de vitesse réduite $ U /U_\infty$ dans le plan longitudinal médian à $x/h=-2.6, -2.8$ et -3	73
Figure IV.18 :	Contours de pression statique (a) et totale (b).....	74
Figure IV.19 :	Plans de référence.	74
Figure IV.20 :	Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans le plan transversal situé à $x/h=-2,3$ sur la lunette arrière.....	75
Figure IV.21 :	Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-2,7$ sur le culot.....	75
Figure IV.22 :	Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-4$	75
Figure IV.23 :	Coefficient de perte de pression totale relevé dans le plan longitudinal médian à $x/h=-2.6,-2.8$ et -3	75
Figure IV.24 :	Coefficient de perte de pression totale relevé suivant la droite $y/h=-0.27$ passant par le cœur des tourbillons transversaux dans le plan d'abscisse $x/h=-2,7$ (Moitié droite du véhicule).	76
Figure IV.25 :	Coefficient de perte de pression totale relevé suivant la droite $z/h=-0.27$ passant par le cœur des tourbillons longitudinaux dans le plan d'abscisse $x/h=-3.3$ (Moitié droite du véhicule).	76
Figure IV.26 :	Contour du coefficient de pression statique dans le plan transversal d'abscisse réduite $x/h=-2,3$ (sur la lunette arrière).	77
Figure IV.27 :	Profil transversal de coefficient de pression statique (la ligne $z/h=-0.27$ passe	

	par le tourbillon droit dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-3.3$).....	77
Figure IV.28 :	Vue de profile des véhicules simplifiés avec différentes valeurs de α	78
Figure IV.29 :	Visualisation des lignes de courants dans la partie arrière des véhicules simplifiés avec différents angle α	79
Figure IV.30 :	Contours du coefficient de perte de pression totale relevé sur le plan de symétrie des véhicules simplifiés avec différents angles α	80
Figure IV.31 :	Variation de la valeur maximale du coefficient de perte de pression totale dans le culot du véhicule en fonction de l'angle α	80
Figure IV.32 :	Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-4$ sur les véhicules simplifiés avec différentes valeurs de l'angle α	81
Figure IV.33 :	Variation du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de la modification de l'angle de la lunette arrière du véhicule simplifié.	82
Figure IV.34 :	Variation du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de la modification de l'angle de la lunette arrière du corps d'Ahmed selon P. Gilliéron et F. Chometon [31].	83
Figure IV.35 :	Variation du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de la modification de l'angle de la lunette arrière du corps d'Ahmed (a) et d'un véhicule (b) selon Hucho et Sovran [39].....	83
Figure IV.36 :	Lignes de courant dans la partie arrière du véhicule. (a)Vue de profil, (b) vue en perspective.	84
Figure IV.37 :	Comparaison entre les tourbillons longitudinaux dans la partie arrière de (a) la géométrie simplifiée et (b) la Volkswagen Golf VI.....	85
Figure IV.38 :	Plans de référence.	85
Figure IV.39 :	Profils de vitesse longitudinale réduite $-U_1/U_\infty$ dans le plan longitudinal à $x/h=-2.98, -3$ et -3.11	86
Figure IV.40 :	Profils de vitesse réduite $ U /U_\infty$ dans le plan longitudinal médian à $x/h=-2.97, -3$ et -3.11	86
Figure IV.41 :	Contours de pression statique (a) et totale (b).....	87
Figure IV.42 :	Contour du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-2,9$ sur le culot.....	88

Figure IV.43 :	Contour du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-4.7$ sur le culot.....	88
Figure IV.44 :	Coefficient de perte de pression totale relevé dans le plan longitudinal médian à $x/h=-2.98,-3$ et -3.11	88
Figure IV.45 :	Véhicule bicorps avec déflecteur.....	89
Figure IV.46 :	Décollement dans la partie arrière du véhicule bicorps, (a)sans déflecteur et (b) avec déflecteur.....	89
Figure IV.47 :	Contour de coefficient de pression totale dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-4.7$	90
Figure IV.48 :	Contour de coefficient de pression totale dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-2,6$	90
Figure IV.49 :	Description schématique de l'écoulement sans contrôle (gauche) et avec déflecteur (droite) [41].....	90
Figure IV.50 :	Véhicule avec rétroviseurs.....	91
Figure IV.51 :	Visualisation des turbulences dans le sillage du rétroviseur.....	91
Figure IV.52 :	Profil de vitesse dans le sillage du rétroviseur. (a) Présente étude. (b) D'après Jeong-Hyun Kim [45].	92
Figure IV.53 :	Profil de vitesse longitudinale réduite $-U_1/U$ dans le sillage du rétroviseur suivant la droite verticale $y/h=0.64$ d'abscisse $x/h=-1.2$	93
Figure IV.54 :	Profil de coefficient de pression totale dans le sillage du rétroviseur suivant la droite verticale $y/h=0.64$ d'abscisse $x/h=-1.2$	93
Figure A.1 :	Dimensions de la Volkswagen Golf VI.....	97
Figure A.2 :	Dimensions du véhicule simplifié.....	98
Figure A.3 :	Dimensions du déflecteur.....	98
Figure A.4 :	Dimensions des rétroviseurs.....	98

TABLE DES TABLEAUX

Tableau II.1 :	Les constantes usuelles du modèle à une équation.	35
Tableau II.2 :	Les constantes usuelles du modèle standard.	36
Tableau II.3 :	Données des coefficients introduits par le modèle de turbulence. Comparaison entre le modèle original (Launder) et le modèle modifié (Yakhot).	38
Tableau III.1 :	Consommation de gazole (l/100km) d'un Touareg.	53
Tableau III.2 :	Évolution du coefficient de traînée de véhicules automobiles	54
Tableau III.3 :	Différentes sources de traînée d'un véhicule [27].	55
Tableau IV.1 :	C_x et SC_x des différentes géométries.	94
Tableau A.1 :	Dimensions des véhicules (mm).	99
Tableau A.2 :	Dimensions des accessoires (mm).	99

SOMMAIRE

Remerciements	1
Dédicaces	2
Nomenclature	3
Table des figures	6
Table des tableaux	11
Sommaire	12
Introduction générale	16
Chapitre I : Rappels de la mécanique des fluides et de l'aérodynamique ...	19
I.1.Introduction :	19
I.2.Rappels de la mécanique des fluides :	19
I.2.1.Dérivée particulière d'un champ :	20
I.2.1.1.Définition :	20
I.2.2.Équation de conservation de la masse :	20
I.2.3.Équation de conservation de la quantité de mouvement :	23
I.3.Rappels de l'aérodynamique :	26
I.3.1.Forces et coefficients :	26
I.3.2.La traînée :	27
I.3.3.La portance :	28
I.4.Conclusion :	28
Chapitre II : Modélisation mathématique de la turbulence	29
II.1.Introduction :	29
II.2.La théorie de la turbulence :	29
II.3.La décomposition de Reynolds [05] :	30
II.4.Les équations du mouvement moyen :	30

II.4.1.Équation de continuité :	30
II.4.2.Équations de Navier-Stokes moyennées :	30
II.5.Fermeture du système d'équations :	31
II.6.Le concept de viscosité turbulente :	32
II.7.Les modèles de turbulences :	32
II.7.1.Modèle à zéro équation (modèle de longueur de mélange de Prandtl) : . . .	33
II.7.2.Modèle à une équation de transport (Prandtl-Kolmogorov) :	33
II.7.3.Modèle à deux équations de transport (k - ϵ) :	35
II.7.4.Le modèle RNG k - ϵ :	37
II.7.5.Modèle réalisable k - ϵ :	38
II.7.5.1.Équations de transport pour le modèle k - ϵ réalisable :	40
II.7.5.2.Modélisation de la viscosité turbulente :	40
II.7.5.3.Constantes du modèle :	41
II.8.Modèle de paroi [17] :	41
II.8.1.Couche interne :	42
II.8.1.1.Sous couche visqueuse :	42
II.8.1.2.Couche tampon :	43
II.8.1.3.Couche de la loi logarithmique :	43
II.8.2.Couche externe :	44
II.9.Modèles de paroi standard :	44
II.9.1.Quantité de mouvement :	44
II.9.2.Turbulence :	45
II.9.3.Fonctions de paroi évolutives :	46
II.10.Fonction de paroi sans équilibre :	46
II.10.1.Fonctions de paroi standard contre fonctions de paroi sans équilibre : . . .	48
II.10.2.Limites de l'approche des fonctions de paroi :	48
II.11.Conclusion :	49

Chapitre III : L'aérodynamique automobile.....	50
III.1.Introduction :	50
III.2.Quelques rappels et définitions :	50
III.2.1.Les forces s'exerçant sur une automobile :	51
III.2.1.1.La traînée :	51
III.2.1.2.Le coefficient de traînée C_x :	51
III.2.1.3.L'importance du coefficient de traînée C_x :	52
III.2.2.Évolution du coefficient de traînée :	53
III.2.2.1.Les origines de la traînée aérodynamique :	54
III.2.2.2.Comment se mesure le C_x ?	55
III.2.2.3.Différence entre C_x et SC_x :	56
III.3.La portance :	57
III.4.Influence de la géométrie d'une automobile sur son aérodynamique :	58
III.4.1.Profil de la partie arrière :	58
III.4.2.Contribution de la partie avant :	58
III.4.3.Contribution de l'aileron à la traînée :	59
III.5.Distribution de pression autour d'un véhicule :	59
III.6.Réduction de la traînée d'un véhicule :	60
III.6.1.Réduction de la traînée de pression :	61
III.6.1.1.La partie avant :	61
III.6.1.2.La partie arrière :	61
III.6.2.Réduction de la traînée due au soubassement et aux accessoires :	63
III.6.3.Réduction de traînée interne :	63
III.7.Conclusion :	63
Chapitre IV : Simulation et discussions des résultats.....	64
IV.1.Introduction :	64

IV.2.Mise en place de la simulation :	64
IV.2.1.La modélisation 3D :	64
IV.2.2.Maillage :	64
IV.2.3.Configuration du solveur :	66
IV.2.4.Présentation des géométries étudiées :	67
IV.3.Les résultats de la simulation et discussion :	68
IV.3.1.Identification des structures tourbillonnaires dans le sillage :	68
IV.3.2.Analyse de l'écoulement dans le sillage du véhicule automobile bicorps simplifié :	69
IV.3.2.1.Topologie de l'écoulement :	69
IV.3.2.2.Profils de vitesse :	71
IV.3.2.3.Caractérisation des pertes énergétiques dans le sillage du véhicule : . . .	73
IV.3.2.4.Influence de la modification de l'angle α sur l'écoulement dans le sillage du véhicule :	78
IV.3.3.Analyse de l'écoulement dans le sillage de la Volkswagen Golf VI :	84
IV.3.3.1.Topologie de l'écoulement :	84
IV.3.3.2.Profils de vitesse :	85
IV.3.3.3.Caractérisation des pertes énergétiques dans le sillage du véhicule : . . .	87
IV.3.3.4.Influence d'un déflecteur placé sur l'arrête arrière du pavillon du véhicule :	89
IV.3.3.5.Influence des rétroviseurs placés sur le véhicule :	91
IV.4.Récapitulatif des résultats :	94
IV.5.Conclusion :	94
Conclusion générale	95
Perspectives	96
Annexe A : Dimensions des géométries	97
Annexe B : Coefficient de traînée de quelques modèles de voitures	100
Bibliographie	101

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Il y a quelques années, lorsque la crise du carburant n'était pas un problème, les voitures étaient principalement conçues pour la manœuvrabilité à grande vitesse, le confort et la sécurité. Cependant, depuis 2002, avec l'impact récent de l'augmentation des prix du carburant, la baisse des ventes d'automobiles a paralysé l'industrie partout dans le monde. Ceci a été immédiatement suivi de nombreuses questions posées concernant l'effet de la pénurie d'approvisionnement en pétrole sur l'avenir de cette industrie. De nombreuses solutions ont certainement été suggérées et de nombreuses solutions considérées comme infaillibles ont été considérées sérieusement. En plus du développement de voitures électriques et de piles à combustible, d'autres approches proposées comprennent l'intégration de systèmes de climatisation avec des dispositifs électroniques pour réduire la consommation d'énergie, la refonte des châssis et des corps de voiture pour réduire le poids total et la modification des corps automobiles pour améliorer les caractéristiques aérodynamiques globales pour des conditions de croisière améliorées, fiabilité de navigation et une consommation d'énergie plus faible. Ces améliorations sont également liées à la pollution sonore et à l'environnement.

Le réchauffement de la planète est aujourd'hui une évidence. Un nombre croissant d'observations indique que la planète se réchauffe [01] : Au cours du XX^{ème} siècle, la température à la surface de la terre a augmenté d'environ 0.6°, la couverture neigeuse et les étendues glaciaires se sont réduites d'environ 10%, le niveau moyen global de la mer s'est élevé de plusieurs dizaines de centimètres.

Selon les conclusions du 3^{ème} rapport du Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution

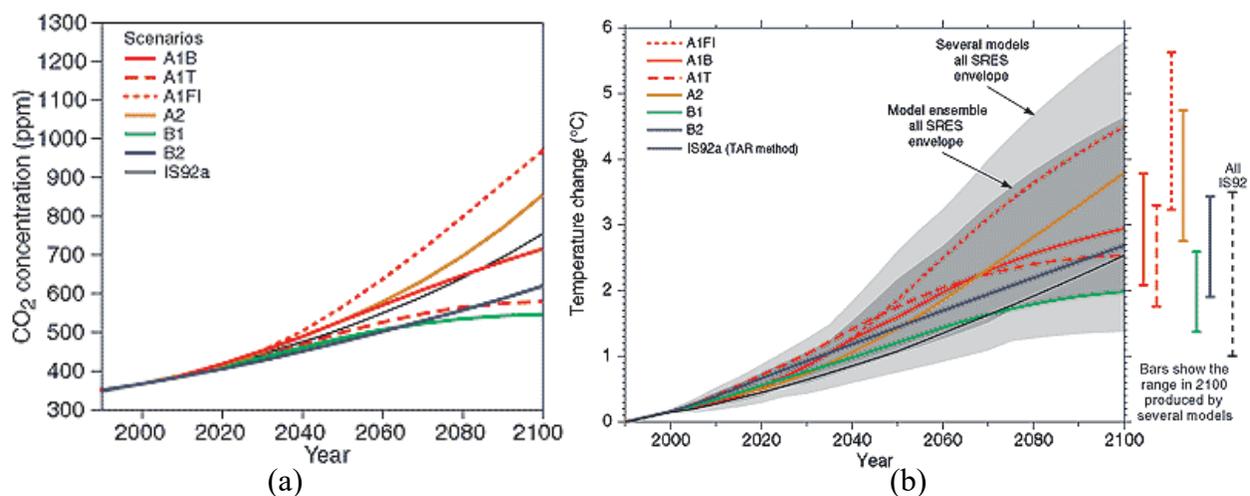


Figure 1 : (a) Concentration en CO₂ et (b) Réchauffement de la planète au cours du XX^{ème} siècle et projection dès le XXI^{ème} siècle suivant différents scénarios, 3^{ème} rapport du GIEC.

du Climat de 2001 [01], l'activité humaine est dans la seconde moitié du XX^{ème} siècle très vraisemblablement la première cause de l'accroissement des concentrations des gaz à effet de serre dans l'atmosphère et de l'augmentation de la température moyenne globale (Figure 1.a).

De plus, en absence de mesures écologiques, il est prévu que le réchauffement planétaire se poursuit et s'accélère au cours du XXI^{ème} siècle. L'amplitude du réchauffement planétaire est encore sujette à débats, mais en fonction des hypothèses et des modèles retenus, les prévisions pour les 50 années à venir sont comprises entre +1.8°C et +4° (Figure 1.b). Les conséquences seront alors considérables. Sur l'environnement, l'appauvrissement de la biodiversité et des phénomènes climatiques destructifs plus fréquents sont à envisager. Sur l'homme, les suites seraient tout aussi sombres avec entre autre la diminution des ressources en eau dans la plupart des régions sèches tropicales et subtropicales ou encore la propagation des zones infestées par certaines maladies, tel que le choléra.

Les études montrent qu'une réduction ambitieuse dite d'un «facteur 4» des émissions de gaz à effet de serre doit concerner tous les secteurs d'activité : bâtiment, transports, matériaux, ... pour limiter le réchauffement planétaire.

Pour un constructeur automobile, les moyens de résolution des problèmes liés à l'environnement sont multiples. Une solution dans «l'air du temps» repose sur l'utilisation des biocarburants. Dès le début du XX^{ème} siècle, des voitures telles que la Ford T roulaient déjà à l'éthanol (Figure 2).

Une autre solution consiste à minimiser les efforts qui s'exercent sur le véhicule et qui s'opposent à son déplacement, ce qui permet de réduire la puissance nécessaire des moteurs, et donc leur consommation.



Figure 2 : La première voiture au biocarburant date du début du XX^{ème} siècle : La Ford T (1903 et 1926).

Les principaux effets qui s'opposent au déplacement du véhicule sont : le poids, les frottements et la résistance de l'air : la résistance de l'air est communément nommée «traînée aérodynamique» et caractérisée par son coefficient, le « C_x ». Les effets sur la consommation dus réduction du C_x peut représenter ont été évalués par le Comité des Constructeurs Français d'Automobiles (CCFA). Selon les estimations du CCFA, une réduction de 10% du C_x réduirait la consommation des véhicules d'environ 0.2 l/100km à une vitesse stabilisée de 90 km/h et d'environ 0.3 l/100km pour un trajet autoroutier. En ce sens, l'optimisation de l'aérodynamique peut apporter une contribution non négligeable aux émissions de gaz à effet de serre.

L'objectif du présent travail consiste d'une part à simuler, en utilisant le logiciel de calcul Fluent l'écoulement de l'air autour de véhicules de différentes formes géométriques et de calculer leur coefficients de traînée C_x . D'autre part, de quantifier la contribution des protubérances (rétroviseurs, déflecteur) dans la traînée aérodynamique.

L'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de ce travail est fourni dans le présent document qui s'organise autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre intitulé «Rappels de la mécanique des fluides et de l'aérodynamique».

Le deuxième chapitre «Modélisation mathématique de la turbulence» dans lequel quelques modèles de turbulences sont rappelés.

Le troisième chapitre «L'aérodynamique automobile» constitue un pré-requis sur l'aérodynamique automobile.

Enfin, le chapitre quatre «Simulation et discussions des résultats» est lié à l'identification des différentes structures tourbillonnaires qui sont la source de la traînée ainsi qu'à la détermination des coefficients de traînée des véhicules de différentes formes et l'influence des appendices (déflecteur et rétroviseurs).

CHAPITRE I

RAPPELS DE LA MÉCANIQUE DES FLUIDES ET DE L'AÉRODYNAMIQUE

I.1.Introduction :

Pour résoudre un problème d'écoulement des fluides autour des structures nous devons faire appel à des notions de mécanique des fluides et d'aérodynamique.

La mécanique des fluides est la science des lois de l'écoulement des fluides et aussi la base de toute étude de dimensionnement des conduites, des fluides et de mécanisme de leur transfert. C'est une branche de la physique qui étudie les écoulements des fluides, liquides et gaz, lorsqu'ils subissent des forces ou des contraintes. Cette science a été très longtemps associée à la seule aérodynamique qui reste certes un domaine important, mais dont les véritables enjeux évoluent en fonction de la conjoncture internationale qui est sensible plutôt aux coûts qu'aux performances techniques. L'avenir et l'évolution de cette science seront de plus en plus liés à d'autres domaines comme l'environnement, la géophysique, la science des matériaux, etc. Le déferlement d'une vague est un exemple d'un phénomène physique dont la complexité est largement plus grande que l'écoulement de l'air autour d'un véhicule. Même si l'on sait simuler à l'heure actuelle l'écoulement autour d'un avion complet, on est loin de savoir faire déferler une vague virtuelle.

Par contre, l'aérodynamique est la science qui étudie les phénomènes accompagnants tout mouvement relatif entre un corps et l'air qui l'entoure.

Il existe deux branches de l'aérodynamique, l'aérodynamique compressible et l'aérodynamique incompressible, que l'on sépare selon le nombre de mach.

Le nombre de mach en mécanique des fluides est le rapport de la vitesse d'un objet mobile (qu'on notera U) et la vitesse du son du fluide environnant.

$$Ma = \frac{U}{c} \quad (I-1)$$

Ou c=célérité du son =340,29 m/s (célérité : vitesse de propagation d'une onde dans un milieu donné, la plus connue est celle de la lumière dans le vide c=3.10⁸ m/s)

Nous utilisons dans cette partie la notion de fluide, qui est un corps dont les molécules sont peu liées et peuvent bouger indépendamment les unes des autres. Cela se traduit par le fait qu'un fluide prend la forme de son contenant. On regroupe sous ce nom les liquides et les gaz (comme l'air).

I.2.Rappels de la mécanique des fluides :

I.2.1. Dérivée particulaire d'un champ :

I.2.1.1. Définition :

La dérivée particulaire d'une grandeur physique g associée à une particule fluide est la dérivée par rapport au temps, calculée par un opérateur fixé à cette particule fluide, cette dérivée est notée $\frac{Dg}{Dt}$.

En effet, pour dériver $g(\vec{r}, t)$, il faut tenir compte du fait que le champ peut varier au cours du temps en chaque point de l'espace et du fait que la particule voit une variation du champ à cause de son déplacement propre pendant une période dt :

$$\frac{Dg}{Dt} = \frac{g(\vec{r} + d\vec{r}.t + dt) - g(\vec{r}.t)}{dt} \quad \text{avec } d\vec{r} = \vec{U}(M.t)dt \quad (I-2)$$

La dérivée particulaire ou dérivée total est la somme d'une dérivée locale et d'une dérivée convective :

$$\frac{Dg}{Dt} = \frac{\partial g}{\partial t} + (\vec{U} \text{grad})g \quad (I-3)$$

I.2.2. Équation de conservation de la masse :

L'équation de continuité traduit le principe de conservation de la masse. L'augmentation de la masse du fluide contenue dans un volume donné pendant un certain temps doit être égale à la somme des masses du fluide qui y entre diminuée de celle qui en sorte [02]. Souvent il n'y a ni création ni destruction de la masse du fluide au cours du mouvement (l'écoulement est dit conservatif).

Pour démontrer l'équation de continuité, on considère un volume V (Figure I.1), où \vec{U} représente la vitesse, \vec{n} le vecteur unitaire normal à la surface élémentaire dS orienté vers l'extérieur du volume [03].

Le volume arbitraire V , appelé volume de contrôle et dont la forme dans un système cartésien dépend des variables x , y et z , est indépendant du temps t . Il est immobile dans l'espace.

La masse du fluide à l'intérieur du volume V au temps t est :

$$m_v(t) = \int_V \rho dV \quad (I-4)$$

Où ρ représente la densité du fluide et dV le volume élémentaire à l'intérieur de V .

Analysons l'écoulement non permanent du fluide compressible dans lequel on considère le volume V entouré par la surface S .

À l'instant dt , la masse du fluide a été déplacée hors du volume V de sorte que le nouveau volume $\tilde{V}(t + \Delta t)$ contient la masse $m_v(t + \Delta t)$.

La conservation de masse du fluide suppose que le taux de variation temporelle globale de m_v est nul. Compte tenu de la dérivée particulaire on peut écrire :

$$\frac{dm_v}{dt} = 0 \quad \left(\frac{Dm_v}{Dt} = 0 \right)$$

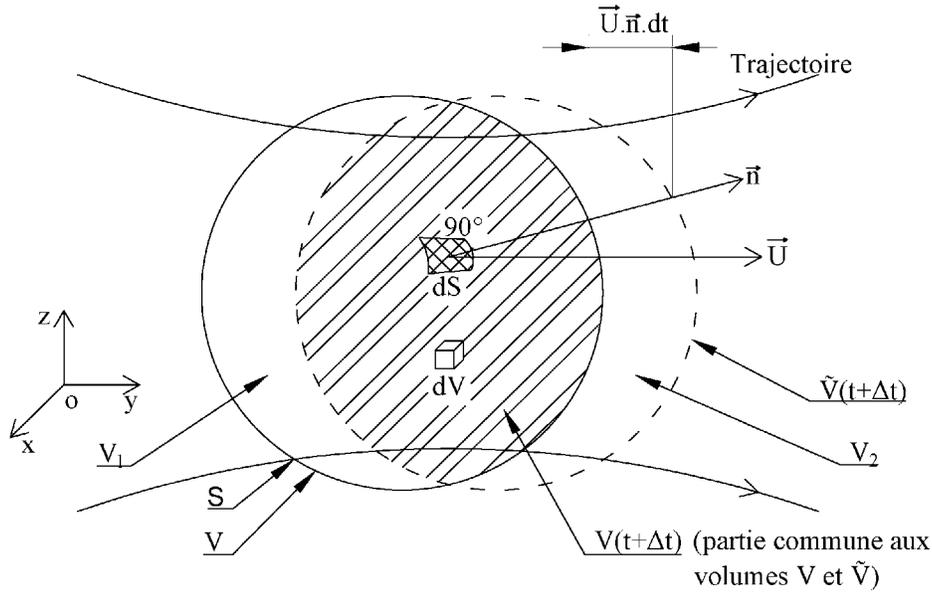


Figure I.1 : Déplacement de la masse du fluide m_v hors de son volume.

$$\text{C.à.d. : } \frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho dV = 0 \quad (\text{I-5})$$

La masse du nouveau volume $\tilde{V}(t + \Delta t)$ (bien que conservée) se compose de deux termes :

Le 1^{er} terme $m_v(t + \Delta t)$ représente la masse dans le volume V fixe (partie commune aux volumes V et \tilde{V}) à l'instant $(t + \Delta t)$. Pour l'écoulement non-permanent compressible, cette augmentation de masse dans le volume V est provoquée seulement par l'augmentation locale de la densité ρ , cet accroissement est donc :

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV dt \quad (\text{I-6})$$

Le 2^{ème} terme est la masse nette du fluide représentant la différence entre la quantité du fluide qui sort et celle qui entre, correspondant aux volumes V_2 et V_1 (c'est l'augmentation de la masse du domaine V pendant dt). Autrement dit, le 2^{ème} terme représente le débit massique net à travers la surface S .

$$\dot{m}_s = q_s = \int_S \rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n} dt dS \quad (\text{I-7})$$

L'accroissement total est :

$$dm = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV dt + \int_S \rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n} dt dS \quad (\text{I-8})$$

La dérivée totale de m (dérivée particulière) est obtenue en divisant par dt , donc :

$$\frac{dm}{dt} = \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n} \cdot dS \quad (I-9)$$

Selon le principe de conservation de la masse $\frac{dm}{dt} = 0$, alors :

$$\underbrace{\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV}_{\text{accumulation}} + \underbrace{\int_S \rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n} \cdot dS}_{\text{flux massique}} = 0 \quad (I-10)$$

Qui représente la forme intégrale de l'équation de continuité.

Si on applique la formule de Gauss, ou encore le théorème de divergence d'Ostrogradsky (pour transformer l'intégrale de surface en intégrale de volume), on obtient :

$$\int_S \rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n} \cdot dS = \int_V \text{div}(\rho \vec{U}) dV = \int_V \nabla \cdot (\rho \vec{U}) dV$$

L'équation de continuité s'écrit donc :

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) \right] dV = 0 \quad (I-11)$$

Cette relation doit être vérifiée pour tout élément de volume V, d'où en supprimant le signe de somme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0 \quad (I-12)$$

À partir de la relation :

$$\text{div}(\rho \vec{U}) = \rho \text{div} \vec{U} + \vec{U} \text{grad} \rho \quad (I-13)$$

Si on substitue l'expression de l'équation (I-13) dans l'équation (I-12), on aura :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \text{div} \vec{U} = 0 \quad (I-14)$$

Ainsi, on obtient l'équation de continuité sous sa forme différentielle :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial y} + \rho \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) &= 0 \end{aligned} \quad (I-15)$$

Pour un écoulement permanent : $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$.

De l'équation (I-12) on aura :

$$\text{div}(\rho \vec{U}) = 0 \quad (I-16)$$

Pour un écoulement permanent d'un fluide incompressible homogène :

$$\text{div} \vec{U} = 0$$

Ou bien :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (I-17)$$

Cas particuliers [02] :

$$\overrightarrow{\text{grad}}\rho = 0 \quad (\rho \text{ ne dépend pas de } (x, y, z)).$$

L'équation de continuité nous conduit à $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, donc ρ ne dépend pas non plus de t .

Par suite :

$$\rho = C^{te} \text{ dans tout le fluide.}$$

Il s'agit donc d'écoulements de fluides homogènes incompressibles.

$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ (en un point fixe ρ ne dépend pas de t). L'équation de continuité nous donne :

$$\overrightarrow{U} \overrightarrow{\text{grad}}\rho = 0$$

3 cas sont possibles :

a) $\overrightarrow{U} = 0$ et $\overrightarrow{\text{grad}}\rho$ quelconque. L'équation est valable pour un fluide au repos, homogène ou non (statique des fluides).

b) $\overrightarrow{U} \neq 0$ et $\overrightarrow{\text{grad}}\rho = 0$. ρ est constante dans l'espace et dans le temps, on retrouve le cas précédent d'un écoulement à masse volumique constante: $\rho = C^{te}$.

c) \overrightarrow{U} et $\overrightarrow{\text{grad}}\rho$ sont orthogonaux en tous points de l'écoulement (Figure I.2).

Le fluide n'est pas homogène, mais les lignes de courant et les lignes isochores (où ρ est constante) sont confondues. C'est ce qui se passe par exemple avec un écoulement stratifié horizontal dans le champ de pesanteur.

I.2.3.Équation de conservation de la quantité de mouvement :

La quantité de mouvement d'une particule fluide $\overrightarrow{I}_v(t)$ est définie par le produit de la masse de la particule $m_v(t)$ et de son vecteur vitesse \overrightarrow{U} . Dans le cas général d'un volume de contrôle V à un temps t on détermine la quantité de mouvement grâce à l'équation [03] :

$$\overrightarrow{I}_v(t) = m_v(t)\overrightarrow{U} = \int_V \rho \overrightarrow{U} dv \quad (I-18)$$

Quelque soit le domaine V du fluide que l'on suit dans son mouvement, la dérivée par rapport au temps des quantités de mouvement est égale aux forces extérieures appliquées au domaine (c'est la deuxième loi de Newton).

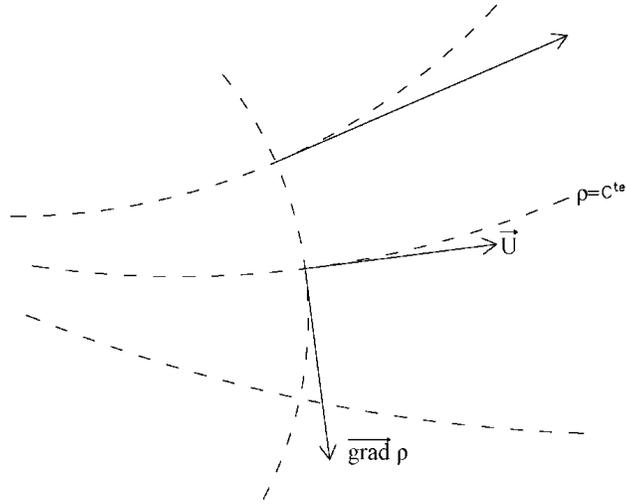


Figure I.2 : Lignes de courant d'un écoulement dans le cas où \overrightarrow{U} et $\overrightarrow{\text{grad}}\rho$ sont orthogonaux.

$$\frac{d\vec{I}_v}{dt} = \sum \vec{F}_{\text{ext}} \quad (\text{I-19})$$

\vec{F}_{ext} forces agissantes sur la masse m_v , à la surface S, et à l'intérieur de celle-ci.

Démonstration :

$$\ll \vec{I} = m \cdot \vec{v} \text{ , on a } \frac{d\vec{I}}{dt} = \sum \vec{F}_{\text{ext}} = \frac{d}{dt}(m \cdot \vec{U}) = \frac{dm}{dt} \vec{U} + m \frac{d\vec{U}}{dt}$$

$$\text{À masse constante : } \frac{d\vec{I}}{dt} = m \frac{d\vec{U}}{dt} = \sum \vec{F}_{\text{ext}} \gg$$

Dans l'intervalle de temps Δt , la masse m_v se ment avec le fluide et par définition la dérivée particulaire devient :

$$\frac{d\vec{I}_v}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\vec{I}_v(t + \Delta t) - \vec{I}_v(t)}{\Delta t} \quad (\text{I-20})$$

Où la quantité de mouvement du fluide se trouvant dans le volume mobile \tilde{V} à $(t + \Delta t)$ (Figure I.1) obéit à la formule :

$$\vec{I}_v(t + \Delta t) = \vec{I}_v(t + dt) + (\vec{I}_2 - \vec{I}_1) \quad (\text{I-21})$$

Où $(\vec{I}_2 - \vec{I}_1)$ représente la différence nette des quantités de mouvement qui entrent dans le volume et qui en sortent pendant l'intervalle de temps Δt , on l'exprime par l'intégrale :

$$\vec{I}_2 - \vec{I}_1 = \int_s (\rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n}) \vec{U} \Delta t dS \quad (\text{I-22})$$

La substitution de l'expression (I-21) dans (I-20) donne :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{I}_v}{dt} &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\frac{\vec{I}_v(t + \Delta t) - \vec{I}_v(t)}{\Delta t} + \frac{\vec{I}_2 - \vec{I}_1}{\Delta t} \right] = \sum \vec{F} \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \underbrace{\frac{\vec{I}_v(t + \Delta t) - \vec{I}_v(t)}{\Delta t}}_{\frac{\partial \vec{I}_v}{\partial t}} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \underbrace{\frac{\vec{I}_2 - \vec{I}_1}{\Delta t}}_{\int_s (\rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n}) \vec{U} dS} = \sum \vec{F} \end{aligned}$$

Donc :

$$\frac{\partial \vec{I}_v}{\partial t} + \int_s (\rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n}) \vec{U} dS = \sum \vec{F}$$

Or, d'après (I-18):

$$\frac{\partial \vec{I}_v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \vec{U} dV$$

Après remplacement on aura :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \vec{U} dV}_{\text{accumulation}} + \underbrace{\int_s (\rho \cdot \vec{U} \cdot \vec{n}) \vec{U} dS}_{\text{flux de } q^{\text{és}} \text{ de } m^{\text{és}}} = \sum \vec{F} \quad (\text{I-23})$$

Conclusion : Le principe de conservation de la quantité de mouvement indique que la somme des forces est égale à l'accumulation de la quantité de mouvement dans un volume de contrôle plus la somme des flux de quantité de mouvement qui traversent les frontières du volume.

La résultante de toutes les forces $\sum \vec{F}$ agissant sur la masse, m_v de volume de contrôle V se compose des forces massiques et des forces de surface :

$$\sum \vec{F} = \vec{F}_m + \vec{F}_s \quad (\text{I-24})$$

Les forces massiques \vec{F}_m , représentent la somme de toutes les forces internes telles que les forces gravitationnelles et les forces électromagnétiques (s'il y a lieu). On peut les exprimer sous la forme :

$$\vec{F}_m = \int_v \rho \vec{f} dV \quad (\text{I-25})$$

Où \vec{f} , ayant la signification d'une accélération qui représente la force interne par unité de masse.

Les forces de surfaces dans le cas de fluide réel sont composées de forces de pression et de viscosité (effet des contraintes visqueuses) contenues dans le tenseur des contraintes T ayant neuf composantes en un point du fluide en mouvement :

Les forces de surfaces, sous forme d'intégrale deviennent :

$$\vec{F}_s = \int_s \vec{n} T dS = \int_v \nabla \cdot T dV \quad (\text{I-26})$$

D'après les relations (I-23) à (I-26), on peut écrire la forme intégrale du théorème de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \vec{U} dV + \int_s (\rho \vec{U} \cdot \vec{n}) \vec{U} dS = \int_v \rho \vec{f} dV + \int_s \vec{n} T dS \quad (\text{I-27})$$

L'intégrale $\int_s \vec{n} T dS$ exprime le produit scalaire du vecteur unitaire de la normale \vec{n} à la surface élémentaire dS et du tenseur des contraintes tangentielles et normales :

$$T = -P\bar{I} + \bar{\tau} \quad (\text{I-28})$$

Où P est la pression hydrostatique dirigée en sens contraire à la contrainte normale à une surface imaginaire définie dans le fluide, et I le tenseur unitaire tel que :

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Et où τ représente le tenseur de viscosité :

$$\tau = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} + P & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} + P & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} + P \end{pmatrix}$$

En transformant les intégrales de surfaces en intégrale de volume (par la formule de Gauss) dans la relation (I-27), on obtient l'équation de la quantité de mouvement d'un fluide visqueux sous sa forme différentielle :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{U}) + \overrightarrow{\text{grad}} \rho \vec{U} \cdot \vec{U} = \rho \vec{f} + \text{div} T = -\overrightarrow{\text{grad}} P + \rho \vec{f} + \text{div} \vec{\tau} \quad (\text{I-29})$$

Il est possible de simplifier cette relation dans le cas de l'écoulement incompressible ($\rho = C^{\text{te}}$) et à viscosité dynamique ($\mu = C^{\text{te}}$), à partir de la dérivée particulaire, on obtient :

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} + \overrightarrow{\text{grad}} \rho \vec{U} \cdot \vec{U} = -\overrightarrow{\text{grad}} P + \rho \vec{f} + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (\text{I-30})$$

Ou bien

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_g}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{I-31})$$

Dans le système de coordonnées cartésiennes, on obtient les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible d'un fluide réel, avec P_g pression motrice.

Dans le concept du fluide parfait (dépourvu de viscosité, $\mu = 0$) l'équation (I-30) prend la forme :

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = -\overrightarrow{\text{grad}} P + \rho \vec{f} \quad (\text{I-32})$$

L'équation (I-32) représente l'équation d'Euler.

I.3. Rappels de l'aérodynamique :

I.3.1. Forces et coefficients :

On peut considérer quatre forces :

- Une force de traînée F_x parallèle à la direction moyenne de l'écoulement.
- Une force de dérive F_y perpendiculaire à la direction moyenne de l'écoulement, dans le plan horizontal.
- Une force de portance F_z perpendiculaire à la direction moyenne de l'écoulement, dans le plan vertical.
- La force de gravité, perpendiculaire à la direction moyenne de l'écoulement, dans la direction verticale.

L'expression de la force est :

$$F = q.S.C \quad (\text{I-33})$$

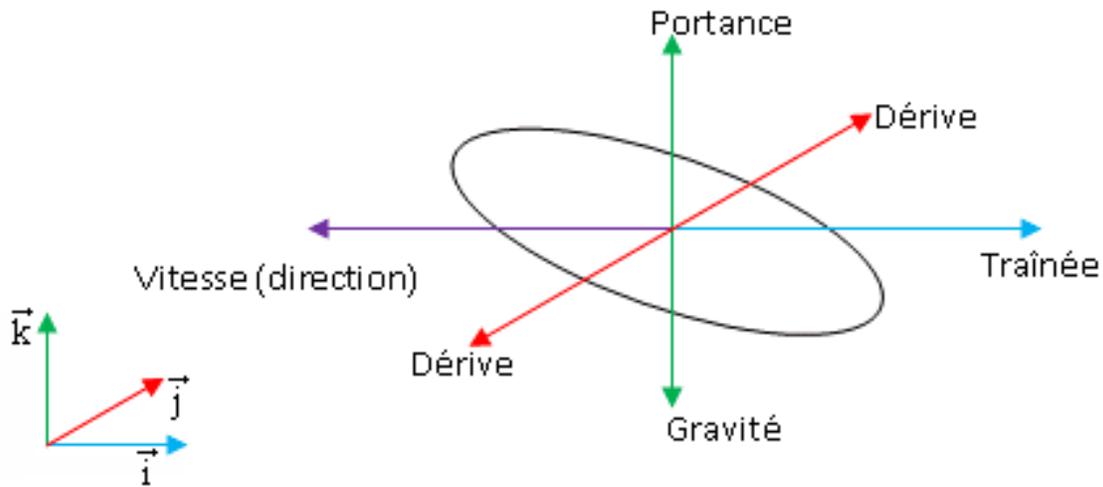


Figure I.3 : Schéma des forces appliquées à un corps en mouvement.

Avec q pression dynamique : $q = \frac{1}{2}\rho U^2$ (ρ est la masse volumique).

S = surface de référence.

C =coefficient aérodynamique.

Les coefficients aérodynamiques sont des coefficients sans unité.

- C_x = coefficient de traînée.
- C_y = coefficient de dérive.
- C_z = coefficient de portance.

Dans la littérature anglo-saxonne le coefficient C_x est désigné par C_d (drag) et C_z par C_l (lift) la portance.

On mesure les forces d'une manière expérimentale, à l'aide de souffleries. La formule de calcul des coefficients est donc :

$$C_{x,y,z} = \frac{F_{x,y,z}}{\frac{1}{2} \cdot \rho_{\text{air}} \cdot U^2 \cdot S} \quad (\text{I-34})$$

S est la surface frontale.

I.3.2.La traînée :

Le coefficient de traînée est le rapport de la traînée de l'objet étudié à celui d'un corps de même surface avec un C_x de 1.

En aviation, on désigne la résistance par la traînée.

En automobile, il faut inclure la surface frontale du véhicule.

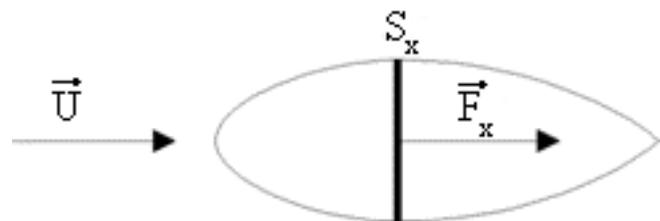


Figure I.4 : La surface frontale S_x d'une géométrie simple.

$$F_x = \frac{1}{2} \rho_{\text{air}} \cdot S \cdot C_x \cdot U^2 \quad (\text{I-35})$$

ρ_{air} : la masse volumique de l'air (1,225 kg/m³ à 15°C au niveau de la mer).

U : la vitesse de déplacement (en m/s).

S : surface frontale du véhicule (maître couple).

C_x : coefficient de traînée.

I.3.3. La portance :

On utilise la même équation en remplaçant C_x par C_z ou bien C_y pour une portance latérale.

I.4. Conclusion :

La mécanique des fluides et l'aérodynamique sont deux domaines très fascinants qui n'ont pas encore terminé de nous livrer leurs secrets. De nombreuses recherches sont menées afin de nous permettre de mieux comprendre et prédire l'écoulement des fluides, notamment le phénomène de la turbulence, et pour y parvenir, l'une des clés essentielles pour la modélisation des écoulements réside dans la résolution de l'équation de Navier-Stokes, qui bien qu'elle fut établie au XIX^{ème} siècle, elle demeure insoluble explicitement. Ce problème mathématique de taille a été sélectionné parmi les sept défis du millénaire par l'institut de mathématiques Clay en 2000, et un prix d'un million de dollars est offert à celui qui percerait un jour leur mystère.

CHAPITRE II

MODÉLISATION MATHÉMATIQUE DE LA TURBULENCE

II.1.Introduction :

Les écoulements de fluides sont gouvernés par les équations de Navier-Stokes. Ces équations relient la vitesse et la pression en chaque point de l'écoulement, donc quatre inconnues doivent être déterminées. Les trois composantes du vecteur vitesse et la pression. Les équations de Navier-Stokes sont des équations non linéaires, pour lesquelles une solution analytique n'est pas connue, surtout pour les écoulements tridimensionnels (qui se rapprochent le plus de la réalité physique).

Dans la simulation numérique d'un écoulement fluide on résout, au moyen d'un ordinateur, les équations de Navier-Stokes discrétisées avec un schéma numérique. Cela consiste à calculer en chaque point de l'espace de calcul et pour certaines valeurs du temps la vitesse et la pression du fluide. On définit donc un pas d'espace qui représente la taille des mailles du maillage et un pas de temps qui représente l'intervalle de temps entre deux instants de calcul de la solution. La difficulté de la simulation est liée à la physique du problème traité c.à.d. à la turbulence.

L'écoulement étant irrégulier en temps et en espace (turbulence forte), cela nécessite des pas d'espace et de temps très petits. À la contrainte sur le pas de temps qui est liée à la physique du problème s'ajoute une autre contrainte liée au schéma numérique retenu pour discrétiser les équations de Navier-Stokes. C'est la contrainte de la stabilité numérique de type CFL (Courant Friedrichs Lewy). Le but de cette contrainte est d'éviter l'amplification des erreurs introduites dans le calcul au cours du temps.

Toutes ces contraintes font que la DNS (simulation numérique directe) de la turbulence reste limitée à des écoulements de géométrie simple et à des nombres de Reynolds faibles comparés aux nombres de Reynolds couramment rencontrés dans la réalité. La complexité et les limites de la simulation numérique directe de la turbulence soulèvent le problème de la modélisation de la turbulence. Le but de la modélisation est de lever les contraintes sur le maillage, le pas de temps et la précision des schémas, de façon à pouvoir réduire la mémoire et le temps de calcul nécessaire et aussi aborder des écoulements plus complexes que ceux traités par la DNS [03].

II.2.La théorie de la turbulence :

La turbulence est une propriété d'un écoulement, non du fluide utilisé.

Un écoulement turbulent peut être caractérisé par quelques propriétés : c'est un écoulement

tridimensionnel, irrégulier dans l'espace et le temps, rotationnel, diffusant fortement toute quantité transportée, et dissipant de façon importante l'énergie cinétique en chaleur. Il n'est plus possible de prédire la vitesse et la température d'un élément de fluide à un instant donné, seules leurs valeurs moyennes peuvent être connues [04].

Afin de pouvoir simuler les écoulements turbulents, nous nous intéressons aux équations de bilans régissant le mouvement moyen du fluide. La présence de la turbulence au sein d'un écoulement est indiquée par des fluctuations des composantes de vitesse. La turbulence est difficilement prévisible car une faible variation des conditions aux limites de l'écoulement peut provoquer des modifications importantes du champ des diverses grandeurs. La difficulté de calculer directement les fluctuations de vitesse nécessite le recours à des hypothèses simplificatrices. Pour ces raisons, on est donc amené à emprunter une approche statistique qui nous conduit à la décomposition de Reynolds.

II.3. La décomposition de Reynolds [05] :

Une grandeur f peut être décomposée en une valeur moyenne \bar{f} et une fluctuation f' autour de cette valeur moyenne.

$$f = \bar{f} + f' \quad (\text{II-1})$$

Avec ;

$$\bar{f} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} f dt \quad (\text{II-2})$$

Remarque :

La partie fluctuante est centrée $\bar{f}' = 0$

La moyenne d'ensemble d'un produit peut se décomposer en deux termes :

$$\overline{f \cdot g} = \bar{f} \bar{g} + \overline{f' \cdot g'} \quad (\text{II-3})$$

II.4. Les équations du mouvement moyen :

Les équations moyennées s'obtiennent en introduisant la décomposition de Reynolds dans les équations instantanées, puis en prenant la moyenne, on obtient en définitive les équations de Reynolds dans lesquelles apparaissent les tenseurs de Reynolds [06].

II.4.1. Équation de continuité :

En introduisant la décomposition de Reynolds dans l'équation de continuité (I-17), on obtient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II-4})$$

II.4.2. Équations de Navier-Stokes moyennées :

Pour un écoulement incompressible $\rho = C^{te}$:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{II-5})$$

Avec

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \text{et} \quad \tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

On introduit $U = \bar{U} + u'$ dans l'équation (II-10) on aura :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{U}_i + u'_i) + (\bar{U}_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i + u'_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i + u'_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_j + u'_j) \right]$$

En moyenne :

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial}{\partial t} (\bar{U}_i + u'_i) + (\bar{U}_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i + u'_i)} &= \overline{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_i + u'_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{U}_j + u'_j) \right]} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{U}_i + \overline{u'_i}) + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned}$$

On a : $\overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j}$

L'équation de Navier-Stokes moyennée devient :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u'_i u'_j}) \quad (\text{II-6})$$

On définit alors le tenseur de Reynolds par $R_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$, qui est dû à la turbulence et ses composantes sont appelées contraintes de Reynolds ou tensions de Reynolds. Elles sont analogues à des contraintes supplémentaires issues du mouvement d'agitation.

L'équation de Navier-Stokes moyennée s'écrit finalement :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\tau_{ij}} + R_{ij} \right) \quad (\text{II-7})$$

Remarque :

La forme (II-7) de l'équation de Navier-Stokes moyennée diffère de l'équation de Navier-Stokes instantanée par la présence d'un terme supplémentaire représentant l'effet du champ fluctuant sur le champ moyen.

II.5. Fermeture du système d'équations :

Si le problème des écoulements laminaires est relativement simple à résoudre, le calcul des écoulements des fluides turbulents par les équations de Navier-Stokes et celles des tensions de Reynolds fait encore l'objet de nombreuses recherches.

Depuis 1970, on trouve plusieurs applications de divers modèles de turbulence dans la littérature.

Pour calculer les tensions de Reynolds, deux possibilités sont envisageables:

D'une part, les corrélations doubles peuvent être calculées à partir des valeurs moyennes de

l'écoulement en faisant appel au concept de viscosité turbulente. Cette première approche est chronologiquement la plus ancienne (Prandtl, 1925).

D'autre part, on peut obtenir des équations de transport des tensions de Reynolds mais dans ces nouvelles équations, interviennent des termes de corrélations triples qu'il faut à nouveau modéliser. L'introduction des équations de transport permet de suivre l'évolution de certaines grandeurs caractéristiques de la turbulence (énergie cinétique, dissipation, ...) [07].

II.6. Le concept de viscosité turbulente :

La plupart des modèles de turbulence utilisés à l'heure actuelle font appel au **concept de viscosité turbulente** qui a été proposée par Boussinesq (1877) et qui permet d'exprimer les contraintes de Reynolds en fonction des gradients de vitesse moyenne de l'écoulement [08].

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (\text{II-8})$$

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II-9})$$

μ_t : Viscosité turbulente.

Pour éviter le problème d'énergie cinétique turbulente nulle, on retranche $\frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$ [09].

II) On aura

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{II-10})$$

k est l'énergie cinétique turbulente : $k = \frac{\overline{(u'_i)^2}}{2}$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker : $\delta_{ij}=1$ si $i=j$ et $\delta_{ij}=0$ si $i \neq j$

L'objectif de la modélisation de la turbulence dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq est d'obtenir une relation entre μ_t et les autres inconnues du problème afin de fermer le système d'équations à résoudre.

II.7. Les modèles de turbulences :

Il n'y a pas de représentation unique des contraintes de Reynolds en fonction de l'écoulement moyen et les hypothèses de fermeture utilisées en pratique sont très variées. Les modèles de turbulence se présentent en général sous la forme d'un ensemble d'équations dans lesquelles apparaissent les contraintes turbulentes. Cet ensemble d'équations complète les équations dynamiques moyennes et doit permettre la résolution simultanée de toutes les équations du mouvement.

On distingue deux catégories de modélisation :

- **Modèles à viscosité turbulente (modèles du 1^{er} ordre)** : basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide de la

viscosité turbulente μ_t . Relativement facile à utiliser mais la qualité de modélisation de μ_t influe directement sur la qualité de l'écoulement moyen.

- **Modèles du 2nd ordre** : les tensions de Reynolds sont calculées directement, la modélisation se porte alors sur des moments d'ordre supérieur. La mise en œuvre est plus délicate mais les résultats sont de meilleures qualités.

Les modèles utilisant la notion de viscosité turbulente reposent sur l'hypothèse d'existence d'une région d'équilibre énergétique. L'énergie cinétique des fluctuations est transférée en cascade des structures les plus grosses vers les structures les plus fines pour être dissipée à ce niveau par les contraintes visqueuses.

En dehors de la région d'équilibre, tout devient compliqué ! non seulement la possibilité de calculer simplement la valeur de μ_t disparaît, mais aussi la notion même d'une viscosité turbulente μ_t scalaire est perdue. Pour cela, les modélisations au second ordre sont développées.

Nous nous limitons ici à des modèles de fermeture plus usuels qui tendent à remplacer les termes supplémentaires par des termes de diffusion. On introduit alors une viscosité turbulente, dont le but est de modéliser l'action des fluctuations sur l'écoulement moyen. Ils sont très utilisés pour les problèmes industriels dans des codes de simulation d'écoulements fluides en géométries complexes utilisant les éléments finis ou les volumes finis comme schéma de discrétisation des équations. Ils donnent de bons résultats loin des parois [10].

II.7.1. Modèle à zéro équation (modèle de longueur de mélange de Prandtl) :

Dans ce modèle proposé par Prandtl en 1925 aucune équation complémentaire n'est introduite, μ_t est directement reliée au gradient de vitesse moyenne par l'intermédiaire d'une longueur l_m , appelée **longueur de mélange**.

Suivant un raisonnement inspiré de la théorie cinétique des gaz, Prandtl a proposé la formulation suivante [11] :

$$\mu_t = \rho \cdot l_m^2 \cdot \frac{\partial \bar{U}}{\partial \vec{n}} \quad (\text{II-11})$$

Où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la paroi.

Il faut alors préciser le paramètre l_m .

Dans le cas des couches limites turbulentes au voisinage de la paroi l_m est proportionnelle à la distance y de la paroi : $l_m = K \cdot y$ où $K \approx 0,41$ la constante de Von Karman.

Le choix de la longueur de mélange l_m dépend du type d'écoulement envisagé et, de ce fait, les modèles de turbulence basés sur cette notion ont un faible degré de généralité [08].

II.7.2. Modèle à une équation de transport (Prandtl-Kolmogorov) :

Pour ce modèle on garde toujours la notion de la viscosité turbulente μ_t , mais dans ce cas μ_t est construite non seulement avec le paramètre extérieur, longueur de mélange, mais aussi avec des inconnues supplémentaires, soit l'énergie cinétique turbulente.

Alors $\mu_t = f(k, l)$.

L'analyse dimensionnelle indique que μ_t est de la forme :

$$\mu_t = \rho l_m \sqrt{k} \quad (\text{II-12})$$

Donc, on cherche à trouver l'équation différentielle de l'énergie cinétique puis on la modélise, ensuite on trouve l_m .

L'équation de l'énergie cinétique s'obtient en multipliant l'équation de Navier-Stokes par la vitesse :

Après développement on aboutit à l'équation suivante :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i u'_j} - \overline{p' u'_j} \right] \quad (\text{II-13})$$

Où :

$\rho \frac{\partial k}{\partial t}$: Terme instationnaire.

$\rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}$: Terme convectif.

$-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}$: Production d'énergie cinétique turbulente (à modéliser).

$\rho \varepsilon$: Dissipation d'énergie cinétique.

$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i u'_j} - \overline{p' u'_j} \right]$: Terme de diffusion (à modéliser).

Pour fermer ce modèle à une équation, on a recours à la modélisation de ses termes et à une nouvelle équation de transport portant sur le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε . Ce taux de dissipation est relié par l'intermédiaire de l'hypothèse de l'unicité de l'échelle des temps, à l'échelle de longueur l :

$$\begin{aligned} -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} &= \left[\nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right] \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \\ \left[\frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i u'_j} - \overline{p' u'_j} \right] &= -\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \\ \varepsilon &= \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \approx C_D \frac{k^{3/2}}{l} \text{ où } C_D \text{ est une constante empirique.} \end{aligned}$$

Finalement, l'équation de bilan pour l'énergie cinétique turbulente modélisée à l'aide des expressions s'écrit :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_D \rho \frac{k^{3/2}}{l} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II-14})$$

Avec : $\mu_t = \rho \cdot l_m \cdot \sqrt{k}$.

Cette relation utilisée en association avec la relation de Boussinesq permet la détermination de μ_t . Les constantes empiriques utilisées couramment sont présentées dans le tableau suivant [08] :

C_D	σ_k
0,08	1

Tableau II.1 : Les constantes usuelles du modèle à une équation.

II.7.3. Modèle à deux équations de transport (k-ε) :

L'utilisation d'une seule équation de transport ne permet pas la détermination de l'échelle caractéristique l . Comme la distribution de cette échelle n'est pas connue a priori, la spécification empirique de l s'avère difficile. Dans le but d'éliminer cette difficulté, le modèle à deux équations emploie une autre équation de transport.

Dans l'hypothèse de Boussinesq, on a :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{II-15})$$

On peut considérer que le terme S_{ij} représente l'inverse de l'échelle des temps (soit $\frac{k^{1/2}}{l}$).

D'autre part, on admet que le terme de fluctuation double représente le carré de l'échelle de vitesse (soit k). On peut déduire une relation liant la viscosité turbulente à l'énergie cinétique turbulente et à son taux de dissipation [11] :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II-16})$$

Où C_μ est un coefficient sans dimension qui doit être évalué expérimentalement.

Remarque :

La viscosité turbulente est reliée directement aux inconnues.

Après la relation (II-22), il est nécessaire d'utiliser deux équations supplémentaires vérifiées par l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation visqueuse ε .

Dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente (II-17) apparaît un terme que l'on assimile au taux de dissipation :

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \quad (\text{II-17})$$

Cette modélisation, appelée "modèle k-ε" établi en 1974 par **Launder** et **Spalding**, reprend l'équation réduite de conservation de l'énergie cinétique turbulente (II-17). La deuxième équation est l'équation de conservation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε [12].

En multipliant l'équation de Navier-Stokes (I-31) par $\frac{\partial}{\partial x_j}$ puis en dérivant par rapport à x_j et en multipliant de nouveau par la fluctuation de Reynolds $\frac{\partial u'_i}{\partial x_j}$, enfin en appliquant la moyenne, on aura l'équation modèle la plus utilisée :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = P_\varepsilon + D_\varepsilon + \nu \nabla^2 \varepsilon - \varphi_\varepsilon \quad (\text{II-18})$$

Avec ;

$$P_\varepsilon = \left[-2\nu \frac{\overline{\partial u'_i \partial u'_k}}{\partial x_j \partial x_j} - 2\nu \frac{\overline{\partial u'_j \partial u'_j}}{\partial x_i \partial x_k} \right] \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} - 2\nu \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_k} \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_j} \frac{\overline{\partial u'_k}}{\partial x_j} - 2\nu \overline{u'_k} \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial^2 \overline{U}_i}{\partial x_j \partial x_k}$$

► Production de la dissipation.

$$D_\varepsilon = -2\nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial P'}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(u'_j \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_j} \frac{\overline{\partial u'_i}}{\partial x_j} \right)$$

► Diffusion de la dissipation.

$$\varphi_\varepsilon = 2\nu^2 \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_k} \cdot \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_k}$$

► Destruction de la dissipation.

La modélisation de ces termes donne :

$$P_\varepsilon = C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} P$$

$$P = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = \left[\nu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right] \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j}$$

$$D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right), \sigma_\varepsilon \text{ est le nombre de Prandtl.}$$

$$\varphi_\varepsilon = C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$

Finalement, l'équation modèle la plus utilisée est de la forme [04] :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon_1} P \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II-19})$$

Les valeurs des cinq constantes empiriques ($C_\mu, C_{\varepsilon_1}, C_{\varepsilon_2}, \sigma_k$ et σ_ε) ont été fixées par **Jones et Launder (1972)** :

C_{ε_1}	C_{ε_2}	C_μ	σ_k	σ_ε
1,44	1,92	0,09	1	1.3

Tableau II.2 : Les constantes usuelles du modèle standard.

En conclusion de la schématisation k-ε, nous pourrions retenir :

- Modèle largement répandu.
- Relative simplicité de mise en œuvre.
- Modèle qui est généralement très utilisé dans des codes de simulation d'écoulements fluides.

- Le plus utilisé pour les applications industrielles.

Néanmoins, le modèle k-ε permet d'étudier de façon satisfaisante un certain nombre d'écoulements mais n'est applicable qu'assez loin des parois. C'est pourquoi, il est souvent associé à une "loi de paroi" qui permet de ne pas mener la résolution des équations de bilan jusqu'à cette paroi.

II.7.4. Le modèle RNG k-ε :

Le modèle RNG k-ε, développé par Yakhot et Orszag 1986, est également un modèle de turbulence à deux équations, et constitue une version améliorée du modèle k-ε standard. Il a en effet l'avantage d'éviter une modélisation particulière pour le voisinage des parois en particulier par le biais de lois des parois puisqu'il s'étend aux régions dites à bas nombre de Reynolds. Ce modèle s'appuie sur la méthode mathématique dite de renormalisation qui utilise une description spectrale et statistique de la turbulence. Les relations qui décrivent ce modèle sont très proches de celles du modèle k-ε standard. La principale différence vient des constantes qui ne sont plus déterminées expérimentalement mais calculées théoriquement.

Les équations de transport du modèle RNG k-ε sont :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (\text{II-20})$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + G_{3\varepsilon} + G_b) \\ &- C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \end{aligned} \quad (\text{II-21})$$

Dans ces équations, G_k représente la génération d'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de vitesse moyens, G_b est la génération d'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité, Y_M représente la contribution de la dilatation fluctuante en turbulence compressible à la vitesse de dissipation globale. Les quantités α_k et α_ε sont les nombres de Prandtl effectifs inverses pour k et ε respectivement. S_k et S_ε sont des termes sources définis par l'utilisateur.

Les relations présentées ci-dessous sont celles d'une version développée par Yakhot et Orszag [13].

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_0}{\sigma_k} + \frac{\mu_t}{\sigma_{kt}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (\text{II-22})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \rho \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_0}{\sigma_\varepsilon} + \frac{\nu_t}{\sigma_{\varepsilon t}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \left[C_{\varepsilon 2} + C_\mu \varphi \frac{\tilde{\sigma}^3 \left(1 - \frac{\tilde{\sigma}}{\sigma_0} \right)}{1 + \beta \sigma^3} \right] \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II-23})$$

Avec ; $\sigma_\varepsilon, \sigma_{\varepsilon t}, \sigma_k, \sigma_{kt}, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \varphi, \sigma_0$ et β des constantes numériques introduites par le modèle. En particulier, le coefficient φ est nul dans le modèle développé par Launder et égale à 1 dans le

modèle de Yakhot. Dans le modèle initialement développé par Yakhot, le terme $\tilde{\sigma}$ représente le taux de cisaillement adimensionnel, donné par :

$$\tilde{\sigma} = \frac{|S|k}{\varepsilon}$$

Où $|S|$ représente le module du tenseur de déformation.

Les valeurs des différents coefficients numériques introduits par le modèle dans les équations (II-22) et (II-23) sont données par Yakhot (à comparer aux valeurs données par Launder dans les premiers développements du modèle k- ε) et reportées dans le Tableau II.3 :

Coefficients	Launder	Yakhot
C_μ	0.09	0.085
$C_{\varepsilon 1}$	1.44	1.42
$C_{\varepsilon 2}$	1.92	1.68
σ_k	1	0.719
σ_ε	1	0.719
σ_{kt}	1	0.719
$\sigma_{\varepsilon t}$	1.3	0.719
β	X	0.012
σ_0	X	4.38

Tableau II.3 : Données des coefficients introduits par le modèle de turbulence. Comparaison entre le modèle original (Launder) et le modèle modifié (Yakhot).

II.7.5. Modèle réalisable k- ε :

Le modèle réalisable k- ε [14] diffère du modèle k- ε standard en deux points importants :

- Il contient une formulation alternative de la viscosité turbulente.
- Une équation de transport modifiée pour le taux de dissipation ε a été dérivée d'une équation exacte pour le transport de la fluctuation du carré moyen des tourbillons.

Le terme « réalisable » signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, en accord avec la physique des flux turbulents. Ni le Modèle k- ε standard ni le modèle RNG k- ε n'est réalisable.

Pour comprendre les mathématiques derrière le modèle k- ε réalisable, on combine la relation de Boussinesq (II-8) et la définition de la viscosité turbulente (II-28) pour obtenir l'expression suivante pour la contrainte normale de Reynolds dans un flux moyen incompressible tendu :

$$\overline{u^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \quad (\text{II-24})$$

En utilisant l'équation (II-28) pour $\nu \equiv \mu_t / \rho$ On obtient le résultat du stress normal $\overline{u^2}$, qui par définition est une quantité positive, devient négatif, c'est-à-dire «non réalisable», lorsque la souche

est suffisamment grande pour satisfaire

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial x} > \frac{1}{3C_\mu} \approx 3,7 \quad (\text{II-25})$$

De même, on peut également montrer que l'inégalité de Schwarz pour les contraintes de cisaillement ($\overline{U_\alpha U_\beta}^2 \leq \overline{U_\alpha^2 U_\beta^2}$, pas de sommation sur α et β) n'est pas respectée lorsque le taux de déformation moyen est important. Le moyen le plus simple d'assurer la réalisation (positivité des contraintes normales et inégalité de Schwarz pour les contraintes de cisaillement) est de rendre C_μ variable en le sensibilisant au flux moyen (déformation moyenne) et à la turbulence (k- ε). La notion de variable C_μ est suggérée par de nombreux modélisateurs dont Reynolds [15] et est bien étayée par des preuves expérimentales. Par exemple, C_μ se situe autour de 0,09 dans la couche logarithmique des couches limites d'équilibre et 0,05 dans un fort écoulement homogène de cisaillement.

À la fois le modèle réalisable et RNG k- ε ont montré des améliorations substantielles par rapport au Modèle k- ε standard où les caractéristiques d'écoulement incluent une forte courbure, des vortex et rotations. Étant donné que le modèle est encore relativement nouveau, il n'est pas clair dans quelles circonstances le modèle réalisable est constamment supérieur au modèle RNG k- ε . Cependant, des études initiales ont montré que le modèle réalisable offre la meilleure performance de toutes les versions des modèles k- ε pour plusieurs validations de flux et de flux séparés avec des fonctionnalités de flux secondaires complexes.

Une des faiblesses du Modèle k- ε standard ou autre modèles k- ε traditionnels est qu'ils n'offrent pas une équation modélisée pour le taux de dissipation (ε) qui donne des résultats précis. L'anomalie bien connue du jet rond (basée sur la constatation que le taux d'étalement dans les jets planaires est bien raisonnable, mais la prédiction du taux d'étalement pour les jets axisymétriques est inopinément pauvre) est principalement due à l'équation de dissipation modélisée.

Le Modèle réalisable k- ε proposé par **Shih et al.** [14] visait à remédier à ces lacunes des modèles k- ε traditionnelles en adoptant ce qui suit :

Une nouvelle formule de viscosité de Foucault impliquant une variable C_μ initialement proposée par Reynolds [15].

Une nouvelle équation de modèle pour la dissipation (ε) en fonction de l'équation dynamique du carré moyen de la fluctuation de vorticité.

Une limitation du modèle k- ε réalisable est que ce dernier produit des viscosités turbulentes non physiques dans des situations où le domaine de calcul contient à la fois des zones de fluide rotatives et stationnaires (par exemple, des référentielles multiples, des maillages rotatifs et glissants). Cela est dû au fait que le modèle k- ε réalisable inclut les effets de rotation moyenne dans la définition de la viscosité turbulente (voir l'équation (II-28) et (II-30)). Cet effet de rotation supplémentaire a été testé sur des systèmes de coordonnées uniques mobiles et a montré un comportement supérieur par rapport au modèle k- ε standard. Cependant, en raison de la nature de cette modification, son application à plusieurs systèmes de références doit être prise avec précaution (Voir Modélisation de la viscosité turbulente pour plus d'informations sur la façon d'inclure ou d'exclure ce terme du modèle).

II.7.5.1.Équations de transport pour le modèle k-ε réalisable :

Les équations de transport modélisées pour k et ε dans le modèle k-ε réalisable sont :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (\text{II-26})$$

et

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v \varepsilon}} + C_1 \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (\text{II-27})$$

$$\text{où } C_1 = \max \left[0.43; \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}.$$

Dans ces équations, G_k représente la génération de la turbulence de l'énergie cinétique due à des gradients de vitesse moyenne, G_b est la génération de la turbulence de l'énergie cinétique due à la flottabilité, Y_M représente la contribution de la dilatation fluctuant en turbulence compressible pour le taux global de dissipation, C_2 et $C_{1\varepsilon}$ sont des constantes, σ_k et σ_ε sont les nombres turbulents de Prandtl pour k et ε respectivement et enfin, S_k et S_ε sont des termes sources définis par l'utilisateur.

Notez que l'équation de k (II-26) est la même pour les modèles k-ε standard et RNG k-ε (II-20), sauf pour les constantes du modèle k-ε standard. Cependant, la forme de l'équation de ε est très différente de celle du modèle standard et du modèle RNG k-ε. L'une des caractéristiques remarquables est que le terme de production dans l'équation de ε (le second terme du côté droit de l'équation II-27) ne concerne pas la production de k, c'est-à-dire qu'il ne contient pas le même terme G_k que les autres modèles k-ε. On croit que la forme actuelle représente mieux le transfert d'énergie spectrale. Une autre caractéristique souhaitable est que le terme de destruction (le troisième terme du côté droit de l'équation II-27) n'a pas de singularité, c'est-à-dire que son dénominateur ne s'annule jamais, même si k s'annule ou devient plus petit que zéro. Cette caractéristique est contrastée avec les modèles k-ε traditionnels qui ont une singularité due à la présence de k dans le dénominateur.

Ce modèle a été largement utilisé pour une large gamme de débits [16], [14], y compris les écoulements rotationnels à cisaillement homogène, les écoulements libres incluant des jets et couches de mélanges, les écoulements dans les canaux et couches limites et les écoulements séparés. Pour tous ces cas, les performances du modèle se sont avérées être nettement supérieure à celles du modèle k-ε standard. Il est particulièrement remarquable que le modèle réalisable k-ε résout l'anomalie du jet rond, c'est-à-dire qu'il prédit le taux d'étalement pour les jets axisymétriques ainsi que pour les jets planaires.

II.7.5.2.Modélisation de la viscosité turbulente :

Comme dans les autres Modèles k-ε, la viscosité de Foucault est calculée à partir de

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II-28})$$

La différence entre le modèle k-ε réalisable et les deux modèles standard et RNG k-ε est que C_μ n'est plus constant. Il est calculé à partir de :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (\text{II-29})$$

$$\text{Où } U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \overline{\Omega_{ij}\Omega_{ij}}} \quad (\text{II-30})$$

$$\text{Et } \Omega_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k$$

$$\overline{\Omega_{ij}} = \overline{\Omega_{ij}} - \varepsilon_{ijk}\overline{\Omega_k}$$

Où $\overline{\Omega_{ij}}$ est le tenseur moyen de taux de rotation dans un référentiel mobile avec une vitesse angulaire ω_k . Les constantes du modèle A_0 et A_s sont données par :

$$A_0 = 4,04, \quad A_s = \sqrt{6} \cos \varphi \quad (\text{II-31})$$

$$\text{Où } \varphi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{II-32})$$

On peut voir que C_μ est fonction de la tension moyenne, des taux de rotation, de la vitesse angulaire, de la rotation du système et des champs de turbulence (k et ε). C_μ dans l'équation (II-28) peut être montré pour récupérer la valeur standard de 0,09 pour une sous-couche d'inertie dans une couche limite d'équilibre.

II.7.5.3. Constantes du modèle :

Les constantes du modèle $C_{2\varepsilon}$, σ_k et σ_ε ont été établies pour s'assurer que le modèle fonctionne bien pour certains flux canoniques. Les constantes du modèle sont :

$$C_{1\varepsilon}=1,44, \quad C_{2\varepsilon}=1,9, \quad \sigma_k = 1,9 \quad \text{et} \quad \sigma_\varepsilon = 1,2.$$

II.8. Modèle de paroi [17] :

Les écoulements turbulents sont très affectés par la présence des parois, aussi le champ des vitesses moyennes est affecté par les conditions de non glissement qui doivent être satisfaites aux parois.

Le modèle k-ε est principalement valable au cœur turbulent c.à.d l'écoulement loin des parois. Donc la considération doit être donnée quant à la façon de rendre ce modèle approprié aux écoulements paroi-limites. Par contre le modèle k-ε comme exemple est conçu pour être appliqué dans toute la couche limite, à condition que la résolution de maille de proche-paroi soit suffisante.

Considérons le nombre sans dimension de Reynolds R_{eY} basé sur la distance Y à la paroi qui est le rapport des forces d'inertie aux forces de viscosité.

L'expérience montre que la région de proche-paroi peut être subdivisée en trois couches (Figure II.1). Pour une valeur importante de Y (loin de la paroi) les forces d'inertie sont prédominantes (couche externe), alors qu'en s'approchant de la paroi et avant d'atteindre une valeur nulle, R_{eY} sera égale à l'unité et ce pour une certaine valeur de Y (couche tampon). C'est dans cette région

que les forces visqueuses et les forces d'inertie sont en équilibre. La région qui reste en dessous (sous couche visqueuse) est le siège de fortes contraintes visqueuses, où les forces d'inertie sont pratiquement sans effet.

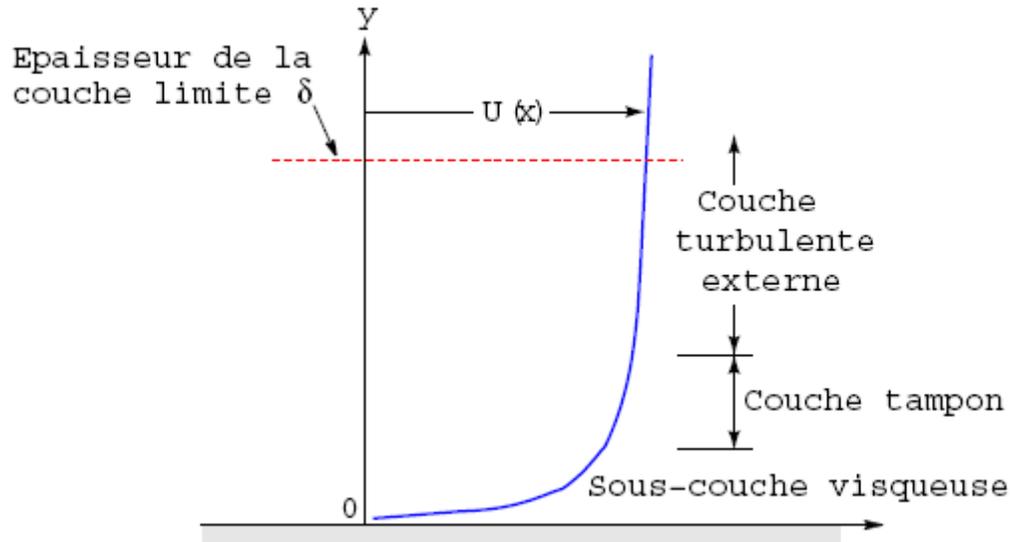


Figure II.1 : Profil de la vitesse proche de la paroi.

II.8.1.Couche interne :

II.8.1.1.Sous couche visqueuse :

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

$$U^+ = \frac{U}{U_\tau} = f\left(\frac{yU_\tau}{\nu}\right) = f(y^+) \quad (\text{II-33})$$

Où :

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (\text{II-34})$$

Avec τ_p : contrainte de cisaillement à la paroi définie par :

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (\text{II-35})$$

La relation (II-29) est applicable jusqu'à une distance adimensionnée de la paroi $y^+ = 30$.

À travers une couche très mince proche de la paroi ($0 \leq y^+ \leq 5$), la contrainte de cisaillement τ est à peu près égale à la contrainte pariétale τ_p , donc à partir des équations (II-33) et (II-34) nous aurons :

$$U^+ = y^+ \quad (\text{II-36})$$

II.8.1.2. Couche tampon :

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

II.8.1.3. Couche de la loi logarithmique :

Dans cette zone, la vitesse de l'écoulement suit une loi logarithmique, d'où le nom de « couche logarithmique ».

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln y^+ + B \quad (\text{II-37})$$

Où $K = 0,41$ (constante de Von-Karman) et $B=5,5$ sont des constantes universelles déterminées expérimentalement pour les écoulements turbulents limités par des parois lisses. En présence de parois rugueuses la valeur de B diminue jusqu'à 5. La loi logarithmique est valable pour $30 \leq y^+ \leq 500$.

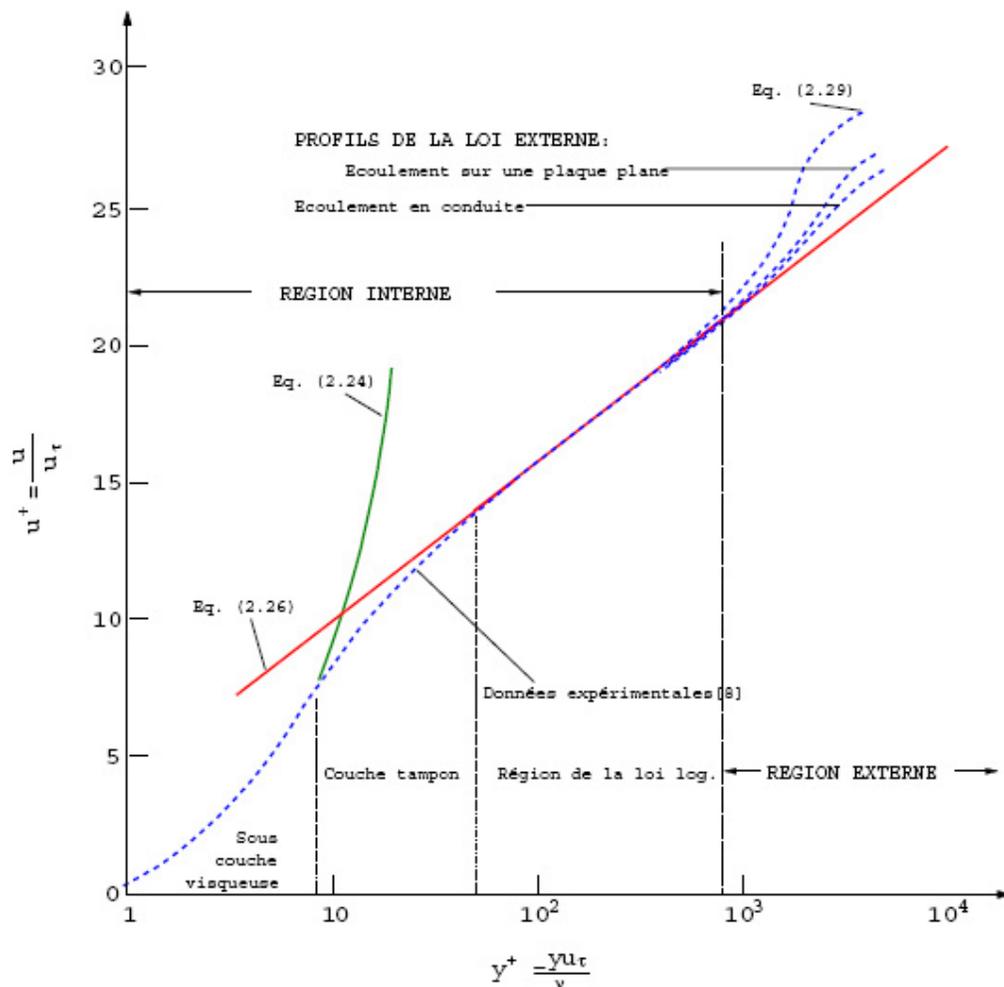


Figure II.2 : Subdivision de la région proche-paroi.

II.8.2. Couche externe :

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

$$\frac{U_{\max} - U(y)}{U_{\tau}} = \frac{1}{K} \left(\frac{y}{\delta} \right) + A \quad (\text{II-38})$$

A étant une constante, δ l'épaisseur de la couche limite.

Cette dernière équation est appelée loi déficitaire ou encore loi de sillage. Elle est valable à partir de $y^+ = 500$.

II.9. Modèles de paroi standard :

Les fonctions de paroi standards sont basées sur les travaux de **Lauder et Spalding** [18], et ont été le plus largement utilisées dans les écoulements industriels.

II.9.1. Quantité de mouvement :

La loi de la paroi pour les rendements moyens de vitesse

$$U^* = \frac{1}{K} \ln(Ey^*) \quad (\text{II-39})$$

où

$$U^* \equiv \frac{U_p C_{\mu}^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (\text{II-40})$$

est la vitesse adimensionnée.

$$y^* \equiv \frac{\rho C_{\mu}^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (\text{II-41})$$

est la distance sans dimension de la paroi.

et

K = Constante de Von Kármán (= 0,4187).

E = Constante empirique (= 9.793).

U_p = Vitesse moyenne du fluide au centre de la cellule adjacente à la paroi P.

k_p = Énergie cinétique de la turbulence au centre de la cellule adjacente à la paroi P.

y_p = Distance du centre de la cellule adjacente à la paroi P.

μ = Viscosité dynamique du fluide.

L'éventail des valeurs de y^* pour lesquelles les fonctions de la paroi sont adaptées dépend du nombre global de Reynolds de l'écoulement. La limite inférieure est toujours dans l'ordre de $y^* \sim 15$. En dessous de cette limite, les fonctions de la paroi seront typiquement détériorées et la précision des solutions ne peut pas être maintenues (pour les exceptions, voir Fonctions de paroi évolutive). La limite supérieure dépend fortement du nombre de Reynolds. Pour les nombres très

élevés de Reynolds (par exemple, les navires, les avions), la couche logarithmique peut s'étendre à des valeurs aussi élevées que plusieurs milliers, alors que pour les écoulements à nombres de Reynolds faibles (par exemple, les aubes de turbine, etc.), la limite supérieure peut être aussi petite que 100. Pour ces écoulements à nombre de Reynolds peu élevés, l'ensemble de la couche limite n'est souvent que de l'ordre de quelques centaines d'unités de y^* . L'application des fonctions de paroi pour de tels écoulements devrait donc être évitée car elles limitent le nombre total de nœuds que l'on peut placer de façon judicieuse dans la couche limite. En général, il est plus important de veiller à ce que la couche limite soit couverte d'un nombre suffisant de cellules structurées que d'assurer une certaine valeur de y^* .

La loi de la paroi est utilisée lorsque $y^*=11.225$. Lorsque le maillage est tel que $y^*<11.225$ aux cellules adjacentes aux parois, on applique la relation de contrainte laminaire (stress-strain) qui peut s'écrire :

$$U^*=y^* \quad (\text{II-42})$$

Il convient de noter que la loi de la paroi pour la vitesse moyenne ainsi que la température moyenne est basée sur l'unité de la paroi y^* plutôt que y^+ ($\equiv \rho u_\tau y / \mu$). Ces quantités sont approximativement égales dans des couches limites turbulentes à l'équilibre.

II.9.2. Turbulence :

Dans les modèles k- ϵ et RSM, l'équation de k est résolue dans tout le domaine, y compris les cellules adjacentes à la paroi. Les conditions aux limites pour k imposé à la paroi sont :

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 \quad (\text{II-43})$$

Où n est la coordonnée locale normale à la paroi.

La production de l'énergie cinétique G_k et son taux de dissipation ϵ aux cellules adjacentes à la paroi, qui sont les termes sources dans l'équation de k, sont calculés sur la base de l'hypothèse d'équilibre local. Selon cette hypothèse, la production de k et son taux de dissipation sont supposés être égaux dans le volume de contrôle adjacent à la paroi.

Ainsi, la production de k est basée sur la loi logarithmique et est calculé à partir de :

$$G_k \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{K\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (\text{II-44})$$

et ϵ est calculé à partir de :

$$\epsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{K y_p} \quad (\text{II-45})$$

L'équation de ϵ n'est pas résolue dans les cellules adjacentes à la paroi, mais à la place elle est calculée en utilisant l'équation (II-45).

Notez que les conditions aux limites de la paroi pour les variables de la solution, y compris la vitesse moyenne, la température, la concentration des espèces, k et ϵ sont tous pris en charge par les fonctions de la paroi.

Les fonctions de paroi standard fonctionnent raisonnablement bien pour une large gamme de flux délimités par des parois. Cependant, ils ont tendance à devenir moins fiables lorsque les situations d'écoulement partent des conditions idéales qui sont supposées dans leur dérivation. Entre autres, les hypothèses d'équilibre constant et d'équilibre local sont celles qui limitent le plus l'universalité des fonctions de paroi standard. En conséquence, lorsque les écoulements proches de la paroi sont soumis à des gradients de pression sévères et lorsque les flux sont en forte absence d'équilibre, la qualité des prédictions est susceptible d'être compromise.

Les fonctions de la paroi non équilibrées sont proposées comme une option supplémentaire, ce qui peut potentiellement améliorer les résultats dans de telles situations.

Important : les fonctions de la paroi standard sont disponibles avec les modèles visqueux suivants :

- Les modèles k-ε.
- Les modèles Reynolds Stress (RMS).

II.9.3. Fonctions de paroi évolutives :

Les fonctions de paroi évolutives évitent la détérioration des fonctions de paroi standard quand $y^* < 11$. Ces fonctions produisent des résultats cohérents pour les maillages de raffinement arbitraire. Pour les maillages qui sont plus grossiers que tel que $y^* > 11$, les fonctions de paroi standard sont identiques.

Le but des fonctions murales évolutives est de forcer l'utilisation de la loi de la paroi en conjonction avec l'approche des fonctions de la paroi standard. Ceci est obtenu en introduisant un limiteur dans les calculs y^* tels que :

$$\widetilde{y}^* = \text{MAX}(y^*, y_{\text{limit}}^*) \quad (\text{II-46})$$

Où $y_{\text{limit}}^* = 11.225$. L'utilisation de l'équation (II-46) dans le cadre des fonctions de paroi évolutives est simple, à savoir, la formulation y^* utilisée pour toute formule de fonction de paroi standard est remplacé par \widetilde{y}^* .

II.10. Fonction de paroi sans équilibre :

En plus de la fonction de paroi standard décrite ci-dessus basée sur deux couches, la fonction de paroi sans équilibre [21] est également disponible. Les éléments clés dans les fonctions de paroi non équilibrées sont les suivants :

Basée sur deux couches, la fonction de paroi de non-équilibre [21] est également disponible. Les éléments clés dans les fonctions de paroi non équilibrées sont les suivants :

La loi de la paroi de « **Launder and Spalding** » pour la vitesse moyenne est sensibilisée aux effets à gradient de pression.

Le concept basé sur deux couches est adopté pour calculer le budget de l'énergie cinétique des turbulences (\overline{G}_k , $\overline{\epsilon}$) dans les cellules voisines de la paroi.

La loi de la paroi pour la température moyenne ou la fraction de masse des espèces reste la

même que dans les fonctions de paroi standard décrites ci-dessus.

La loi de bord de la vitesse moyenne sensibilisée aux gradients de pression est :

$$\frac{\tilde{U} C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{K} \ln \left(E \frac{\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} y}{\mu} \right) \quad (\text{II-47})$$

où

$$\tilde{U} = U - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \left[\frac{y}{\rho K \sqrt{k}} \ln \left(\frac{y}{y_v} \right) + \frac{y - y_v}{\rho K \sqrt{k}} + \frac{y_v^2}{\mu} \right] \quad (\text{II-48})$$

dont y_v est l'épaisseur de la sous-couche visqueuse physique qui est calculée à partir de

$$y_v \equiv \frac{\mu y_v^*}{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}} \quad (\text{II-49})$$

où

$$y_v^* = 11,225.$$

La fonction de la paroi sans équilibre utilise le concept à deux couches dans le calcul du budget de l'énergie cinétique de la turbulence aux cellules adjacentes à la paroi, ce qui est nécessaire pour résoudre l'équation de k aux cellules voisines de la paroi. En supposant que les cellules adjacentes aux parois consistent en une sous-couche visqueuse et en une couche complètement turbulente, les hypothèses de profil suivantes pour les quantités de turbulences sont :

$$\tau_t = \begin{cases} 0, & y < y_v \\ \tau_w, & y > y_v \end{cases}, \quad k = \begin{cases} \left(\frac{y}{y_v} \right)^2 k_p, & y < y_v \\ k_p, & y > y_v \end{cases}, \quad \varepsilon = \begin{cases} \frac{2\nu k}{y^2}, & y < y_v \\ \frac{k^{3/2}}{C_1^* y}, & y > y_v \end{cases} \quad (\text{II-50})$$

Où $C_1^* = KC_\mu^{-3/4}$ et y_v est l'épaisseur dimensionnelle de la sous-couche visqueuse définie dans l'équation (II-49).

En utilisant ces profils, la production de k , $\overline{G_k}$ et le taux de dissipation moyen de la cellule $\bar{\mu}$, peuvent être calculés à partir du volume moyen de G_k et ε des cellules adjacentes aux parois. Pour les cellules quadrilatérales et hexaédriques pour lesquelles la moyenne du volume peut être approchée avec

$$\overline{G_k} \equiv \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} \tau_t \frac{\partial U}{\partial y} dy = \frac{1}{K y_n} \frac{\tau_w^2}{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}} \ln \left(\frac{y_n}{y_v} \right) \quad (\text{II-51})$$

et

$$\bar{\varepsilon} \equiv \frac{1}{y_n} \int_0^{y_n} \varepsilon dy = \frac{1}{y_n} \left[\frac{2\nu}{y_v} + \frac{k_p^{1/2}}{C_1^*} \ln \left(\frac{y_n}{y_v} \right) \right] k_p \quad (\text{II-52})$$

Où y_n est la hauteur de la cellule ($y_n = 2y_p$). Pour les cellules avec d'autres formes (par exemple, les maillages triangulaires et tétraédriques), les moyennes de volume appropriées sont utilisées.

Dans les équations (II-51) et (II-52), le budget de l'énergie cinétique de la turbulence pour les

cellules de la paroi voisine dépend effectivement de la proportion de la sous-couche visqueuse et la couche turbulente entière, ce qui est très variable d'une cellule à l'autre en écoulement hautement non-équilibré. Les fonctions de paroi sans équilibre tiennent compte de l'effet des gradients de pression sur la distorsion des profils de vitesse. Dans de tels cas, l'hypothèse d'un équilibre local, lorsque la production de l'énergie cinétique turbulente est égale au taux de destruction, n'est plus valide. Par conséquent, les fonctions de paroi sans équilibre, en vigueur, expliquent en partie les effets de non-équilibre qui sont négligés dans les fonctions de paroi standard.

II.10.1. Fonctions de paroi standard contre fonctions de paroi sans équilibre :

En raison de la capacité à expliquer en partie les effets des gradients de pression, les fonctions de paroi sans équilibre sont recommandées pour une utilisation dans des flux complexes impliquant la séparation, le rattachement et les collisions où le flux moyen et la turbulence sont soumis à des gradients de pression et des changements rapides. Dans de tels flux, des améliorations peuvent être obtenues, en particulier dans la prédiction du cisaillement de la paroi (coefficient de frottement) et du transfert de chaleur (Nusselt ou nombre de Stanton).

Important : les fonctions de paroi non-équilibré sont disponibles avec les modèles de turbulence suivants :

- Les modèles $k-\varepsilon$.
- Les modèles Reynolds Stress.

II.10.2. Limites de l'approche des fonctions de paroi :

Les fonctions de paroi standard donnent des prédictions raisonnables pour la majorité des écoulements à nombre de Reynolds élevé. Les fonctions de paroi non équilibrée étendent encore l'applicabilité de l'approche de la fonction de paroi en incluant les effets du gradient de pression. Cependant, les fonctions de paroi ci-dessus deviennent moins fiables lorsque les conditions d'écoulement s'écartent trop des conditions idéales sous-jacentes aux fonctions de la paroi. Les exemples sont les suivants :

- Faible nombre de Reynolds ou aux voisinages des parois (par exemple, écoulement dans un petit espace ou écoulement de fluide très visqueux et à faible vitesse).
- Transpiration massive à travers la paroi (soufflage / aspiration).
- Des gradients de pression sévères conduisant à des séparations de couches limites.
- D'importantes forces (par exemple, écoulement proche des disques rotatifs, écoulements entraînés par la poussée).
- Haute tridimensionnalité dans la région proche de la paroi (par exemple, écoulement en spirale Ekman, couches limites 3D fortement inclinées).

Si l'une des fonctionnalités énumérées ci-dessus prévaut dans l'écoulement qu'on modélise et s'il est considéré comme important pour le succès de la simulation, on doit utiliser l'approche de modélisation proche de la paroi combinée à la résolution de maillage adéquate dans la région proche de la paroi. Pour de telles situations, d'autres fonctions de paroi améliorées peuvent être utilisées (disponible pour les modèles $k-\varepsilon$ et les modèles RSM), ainsi que la fonction de la paroi de

Menter-Lechner (disponible pour le modèle $k-\epsilon$).

II.11.Conclusion :

Le développement des superordinateurs et des méthodes de modélisation permettent maintenant d'étudier des problèmes qui étaient jusqu'à récemment trop complexes pour les ressources disponibles. La modélisation de la turbulence demeure néanmoins un défi de taille. Heureusement, les avantages indéniables de la CFD pour des domaines d'ingénierie tels que l'aviation, l'automobile et les énergies renouvelables continuent de motiver le développement de nouvelles méthodes plus efficaces.

CHAPITRE III

L'AÉRODYNAMIQUE AUTOMOBILE

III.1.Introduction :

Depuis les chocs pétroliers des années 1970, des efforts importants ont été réalisés pour réduire la traînée aérodynamique des véhicules afin de diminuer la consommation en carburant. En effet, réduire la traînée aérodynamique d'un véhicule automobile nécessite la maîtrise de son aérodynamique qui est souvent une tâche particulièrement complexe. En outre, les formes qui présentent un coefficient de pénétration dans l'air C_x optimal, comme celle d'une goutte d'eau allongée ($C_x = 0,15$), ne sont pas forcément applicables à la carrosserie d'une voiture. De plus, toute excroissance, même minime, comme un joint de pare-brise, est susceptible de perturber l'écoulement de l'air et de dégrader le C_x .

III.2.Quelques rappels et définitions :

L'aérodynamique automobile est l'étude des phénomènes aérodynamiques induits par l'écoulement de l'air autour d'un véhicule automobile en mouvement. La connaissance de ces phénomènes permet entre autres, de réduire la consommation des véhicules en diminuant leur traînée, d'améliorer leur comportement routier en influant sur leur portance (ou leur déportance) et de diminuer les phénomènes aéroacoustiques ainsi que les turbulences à haute vitesse.



Figure III.1 : Essais dans une soufflerie, les lignes de courants sont visibles grâce à la fumée opaque.

III.2.1. Les forces s'exerçant sur une automobile :

Le principe de l'aérodynamique est de donner à un véhicule une forme afin de réduire le plus possible les efforts exercés par l'air qu'il rencontre lors de son déplacement. Les constructeurs jouent donc entre une aérodynamique performante afin d'atteindre leurs objectifs (performances et faible consommation) mais également limitée afin que la tenue de route du véhicule n'en soit pas affectée.

Les forces s'exerçant sur une voiture sont :

- La traînée.
- La portance.
- La poussée.
- Le poids.

Les efforts et les moments aérodynamiques peuvent être exprimés sous forme de coefficients aérodynamiques par :

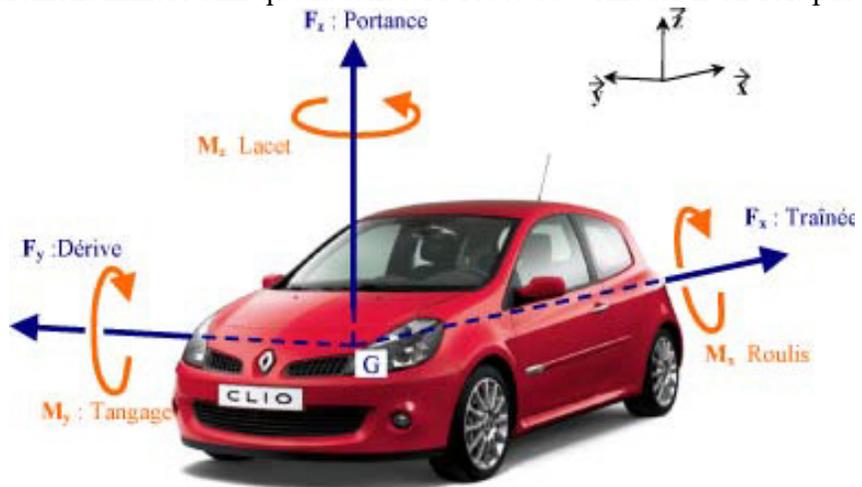


Figure III.2 : Définition des efforts et moments aérodynamiques dans le repère lié au véhicule.

$$\left\{ \begin{array}{l} C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \\ C_1 = \frac{M_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 LS} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} C_y = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \\ C_m = \frac{M_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 LS} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \\ C_n = \frac{M_z}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 LS} \end{array} \right. \quad (III-1)$$

Ces coefficients permettent de disposer d'éléments de comparaison adimensionnels entre les différents modèles.

III.2.1.1. La traînée :

La traînée aérodynamique est le résultat des forces qui s'opposent au mouvement d'un corps mobile dans un gaz, c'est la résistance à l'avancement. Elle s'exerce dans la direction opposée à la vitesse du corps et s'accroît avec le carré de la vitesse. De plus, ici c'est avec la portance, l'une des deux grandeurs fondamentales que la traînée est exprimée. Le rapport entre portance et traînée s'appelle la finesse. En plus différents types de phénomènes concourent à la traînée totale, ainsi que dans le cas d'un mouvement accéléré, il faut également prendre en compte la masse ajoutée.

La traînée se calcule avec la formule (I-35).

III.2.1.2. Le coefficient de traînée C_x :

Le C_x , coefficient de traînée ou de pénétration dans l'air est le rapport de la traînée d'un objet par rapport à celle d'un objet de même surface de référence qui aurait un coefficient de 1. Ce nombre adimensionnel caractérise ainsi le profilage aérodynamique d'un objet vis-à-vis de l'écoulement de

l'air dans l'axe longitudinal du véhicule.

Le maître couple S (surface de traînée frontale maximale du véhicule) peut être obtenu par calcul sur plan ou estimé par exemple, par la formule dite de Paul Frère :

$$S = k.h.l \quad (III-2)$$

Où h est la hauteur, l la largeur et k une constante égale à 0.85 [22]. En ce qui concerne les véhicules particuliers, le maître couple varie entre 1.5m² et 2.5m² [23].

Voici le C_x de trois formes différentes. Notez au passage que c'est la goutte d'eau qui est la forme la plus aérodynamique, c'est d'ailleurs pour cela que l'eau prend cette forme en tombant.

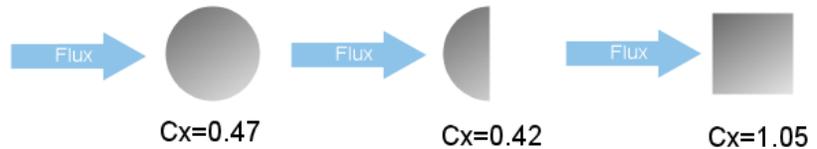


Figure III.3 : Le coefficient de traînée de quelques formes géométriques simples.

La traînée se manifeste de quatre manières :

Traînée de forme : air qui vient percuter frontalement une forme.

Traînée de turbulence : les remous chaotiques (tourbillons) qui se forment aux abords de certaines formes freinent encore un peu plus le tout.

Traînée de surface : le frottement de l'air contre la carrosserie provoque aussi une résistance. La texture même de la carrosserie peut donc influencer sur la résistance.

Traînée interne : résistance liée à l'air qui circule dans la voiture : air récupéré pour l'aération de l'habitacle, l'air pour refroidir les radiateurs (clim et LDR), pour alimenter le moteur en carburant.

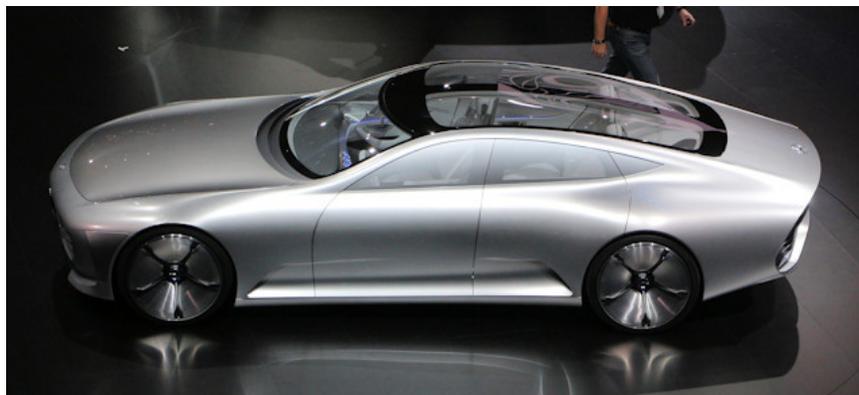


Figure III.4 : L'IAA concept réduit les traînées de turbulence grâce à la partie arrière qui s'allonge en roulant.

III.2.1.3.L'importance du coefficient de traînée C_x :

Sachant que dès qu'un véhicule roule à une vitesse supérieure à 80 km/h (Figure III.5), l'essentiel de l'énergie que délivre son moteur est consacré à vaincre la résistance de l'air

(traînée aérodynamique) [24]. Les constructeurs automobiles cherchent sans cesse à diminuer les deux seuls paramètres liés intrinsèquement à l'automobile (le C_x et le maître couple S). L'évolution des standards en terme de confort et d'habitabilité étant incompatible avec une réduction du maître couple, c'est essentiellement le C_x qui a évolué. En diminuant de 15% un C_x initialement à 0.40, un véhicule roulant à 120 km/h économise un litre de carburant par 100km [25].

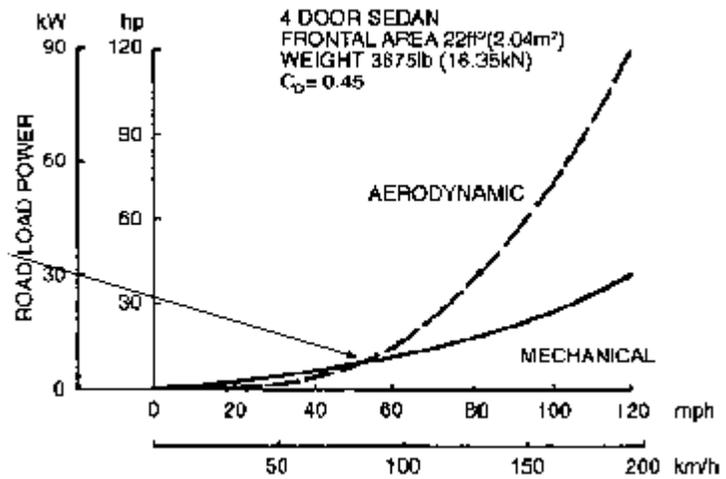


Figure III.5 : Importance de la résistance aérodynamique [24].

Prenons l'exemple d'un véhicule de marque Volkswagen Touareg ($C_x = 0.38$ et $S = 2.70 \text{ m}^2$) à moteur Diesel roulant à 130 km/h sur 100km :

$$F_x = 0.5 \times 1.200 \times (36.11)^2 \times 2.70 \times 0.38 = 802,8 \text{ N}$$

$$\text{Travail} = \text{force} \times \text{déplacement, soit } 802,8 \times 100.10^3 \approx 80.3 \text{ MJ}$$

En considérant que le pouvoir calorifique inférieur (PCI) du gazole est de 36 MJ/l et que le rendement du moteur est de 40%, on obtient une consommation de : $80.3 \times 100 / (36 \times 40) = 5.57$ litre de gazole uniquement pour vaincre la résistance aérodynamique à l'avancement. En faisant les mêmes calculs avec un C_x de seulement 0.30, la consommation n'est plus que de 4.40 litres. Ci-dessous se trouve un tableau récapitulatif des consommations de gazole du Touareg, en fonction de sa vitesse pour lutter contre le F_x .

Consommation de gazole (en l/100 km) d'un VW Touareg Diesel					
	50 km/h	70 km/h	90 km/h	110 km/h	130 km/h
$C_x = 0.38$	0,82	1,62	2,67	3,99	5,57
$C_x = 0.30$	0,65	1,28	2,11	3,15	4,40

Tableau III.1 : Consommation de gazole (l/100km) d'un véhicule Touareg.

III.2.2.Évolution du coefficient de traînée :

Les performances aérodynamiques d'un véhicule en mouvement dans l'air sont essentiellement données par sa forme générale. Celle-ci conditionne l'écoulement de l'air et les répartitions de pression sur les parois. La modification de la forme globale extérieure du véhicule avec notamment le profilage a dans un premier temps permis de réduire la traînée aérodynamique en se rapprochant d'une géométrie de profil d'aile. Ces modifications ont permis de faire chuter le coefficient de

traînée C_x de 0.45 à 0.30 en moyenne entre 1970 et 1990. Dans les années 70, les véhicules ont généralement une forme anguleuse comme c'est le cas pour la Renault R16 ou la Peugeot 404 (Figure III.6).

Le coefficient de traînée résultant est de 0,40 à 0,45 en moyenne. Il gagne 5 points ($C_x = 0,35$) durant les années 80 avec des lignes beaucoup plus arrondies comme la Peugeot 205 ou la Honda Civic. La barre des 0,30 est dépassée à la fin des années 80, mais les C_x se stabilisent autour de 0,32 à 0,35 dans les années 90. Depuis une décennie, la tendance s'est inversée et le coefficient moyen de traînée ne cesse de croître. Cette remontée est due à l'intégration de nouveaux équipements (climatisation, rétroviseurs extérieurs, raccords entre parties fixes et mobiles...) et l'augmentation du poids du véhicule.

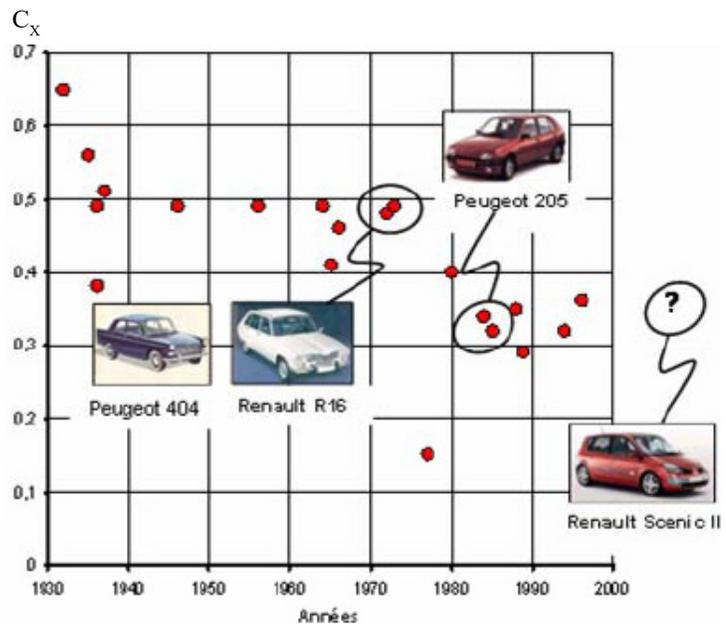


Figure III.6 : Historique des coefficients de traînée dans l'automobile [26].

La tendance actuelle qui fait la part belle aux véhicules spacieux type monospace augmente le maître couple des automobiles et donc la traînée. Le tableau suivant (Tableau III.2) présente un exemple de l'évolution du coefficient de traînée C_x et de la consommation en carburant pour les véhicules Renault [27]:

Année	Véhicule	C_x	Consommation pour 100Km à 100 Km/h
1927	P6 15cv	0.60	17
1951	Frégate	0.54	12
1976	Renault 20 TS	0.41	7.6
1984	Renault 25 TS	0.28	5.9

Tableau III.2 : Évolution du coefficient de traînée de véhicules automobiles.

III.2.2.1. Les origines de la traînée aérodynamique :

Autour d'un véhicule automobile, les zones de décollement d'air sont nombreuses (Figure III.7). Les ruptures de pentes au niveau de la calandre (zone 1), sur le bas et les montants latéraux du pare-brise (zone 2 et 3), dans le soubassement (zone 4), au niveau des roues (zone 5) ou des parois latérales (zone 6) provoquent l'apparition de structures tourbillonnaires qui viennent alimenter le sillage du véhicule. Des écoulements secondaires internes au niveau du compartiment moteur et du soubassement (zone 1 et 4) participent également à l'augmentation de la traînée. L'écoulement qui se développe en aval du culot est directement responsable du sillage et participe très largement à la traînée de la voiture [28]. Enfin, la rotation des roues provoque l'apparition de vortex latéraux qui interagissent aussi avec l'écoulement du culot.

La quantification de l'influence de chacune de ces sources de traînée (Figure III.7.b) montre que les pressions statiques sur l'arrière du véhicule contribuent majoritairement à hauteur de 30%, à la traînée totale du véhicule, à égalité avec la contribution de l'écoulement de sous plancher. La contribution des roues est aussi significative, de l'ordre de 15%.

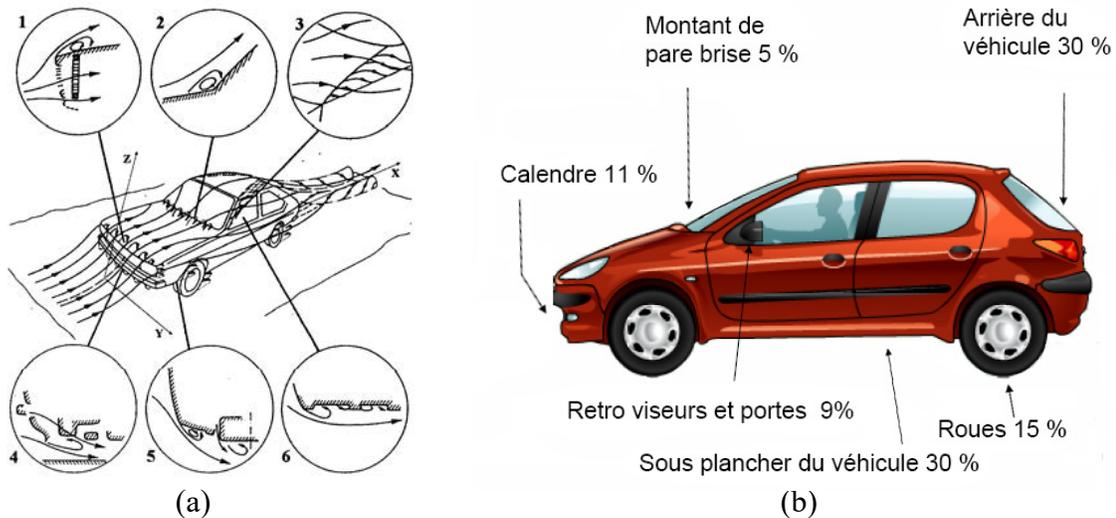


Figure III.7 : Écoulement autour de l'automobile : (a) Identification des sources de traînée aérodynamique [29] et (b) Évaluation de leur contribution [30].

En résumé les sources de traînée aérodynamique sont de deux sortes :

- Les sources externes, liées à l'écoulement sur la carrosserie.
- Les sources internes, liées aux écoulements internes.

Le tableau ci-dessous récapitule ces deux sources de traînée.

Externe	90%	Interne	10%
Traînée de pression	60%	Traînée de refroidissement	7%
Traînée de frottement	5%	Traînée due à la ventilation	3%
Traînée due aux accessoires	25%		

Tableau III.3 : Différentes sources de traînée d'un véhicule [27].

III.2.2.2. Comment se mesure le C_x ?

C'est tout simple mais il faut quand même avoir un équipement onéreux. En effet, il suffit de placer une voiture dans une soufflerie sous laquelle on place un chariot qui va se déplacer plus ou moins vers l'arrière (selon le C_x / résistance à l'air de l'auto). La force de recul est mesurée et le C_x est déduit (Figure III.8).

La force est mesurée par un dynamomètre.



Figure III.8 : Schéma illustrant la méthode de mesure de la force de traînée dans une soufflerie.

III.2.2.3. Différence entre C_x et SC_x :

Le SC_x est tout simplement le coefficient de traînée multiplié par la surface frontale exposée à l'air (en mètre carré). Il a toute son importance car il permet de comparer deux modèles contrairement au C_x seul.

Comparons deux voitures qui ont le même C_x : la Mazda CX-5 et la Ferrari Modena.



Figure III.9 : Images représentant la Mazda CX-5 (a) et la Ferrari Modena (b).

Le C_x est ici totalement identique malgré leurs gabarits bien différents.

La différence de surface entre ces deux modèles va complètement changer la donne.

Les CX-5 et Modena ont le même C_x , c'est à dire que leur forme de carrosserie provoque la même résistance à l'air à surface égale. Et comme on sait bien qu'un CX-5 a plus de surface qu'une Ferrari, il ne faut pas s'arrêter au «simple» C_x .

En utilisant la formule de Paul Frère (III-2), calculons la surface des deux véhicules :

$$\text{Surface CX-5 : } 1.84 \times 1.67 \times 0.85 = 2.61 \text{ m}^2.$$

$$\text{Surface Modena : } 1.92 \times 1.21 \times 0.85 = 1.97 \text{ m}^2.$$

Pour connaître la résistance réelle de chaque voiture, il faut alors multiplier le C_x par la surface trouvée, soit :

$$CX-5 : 2.61 \times 0.33 = 0.86.$$

$$Modena : 1.97 \times 0.33 = 0.65.$$

On voit donc clairement ici que la CX-5 a une résistance plus importante à l'air que la Modena. Donc même avec un C_x identique, deux voitures n'auront pas la même traînée et donc la même consommation. Notez aussi que si on ajoute un aileron à la Modena pour gagner en appui on va faire grimper le SC_x (dépendra de l'inclinaison de celui-ci). Un SC_x élevé peut donc aussi être le signe d'une bonne performance puisque sans appui les hautes vitesses deviennent périlleuses.

Pour réduire cette force les constructeurs automobiles peuvent seulement réduire la section transversale, mais c'est souvent difficile pour des questions de confort et de sécurité, donc ils essaient essentiellement de réduire le C_x .

Les voitures courantes, elles, sont dites «tronquées» à l'arrière et, à cet endroit, l'écoulement de l'air se détache de la trajectoire normale et provoque des turbulences qui sont responsables de 20% de la résistance à l'avancement lorsque le véhicule se déplace à 90 km/h.

III.3.La portance :

La portance est une force perpendiculaire à la direction du véhicule, c'est-à-dire vers le haut. Cette force a tendance à faire élever le véhicule. C'est aussi elle qui permet aux avions de planer.

La portance se calcule avec cette formule :

$$F_z = \frac{1}{2} \rho_{\text{air}} \cdot S \cdot U^2 \cdot C_z \quad (\text{III-3})$$

Où :

ρ_{air} : masse volumique du fluide.

U : vitesse du véhicule en m/s.

S : surface de référence en m².

C_z : coefficient de portance.

La portance ne doit pas forcément être évitée sur une voiture commune car elle permet de limiter l'usure des pneus ainsi que la consommation d'essence. Donc, pour ce genre de voitures, on cherche plus à la faire planer que la plaquer au sol car le but des constructeurs est de réduire la consommation d'essence ainsi que l'émission de CO₂ et l'usure des pneus. La portance est donc très importante et doit être bien dosée. En effet, si celle-ci est trop élevée, l'adhérence à la route sera très faible et cela peut engendrer des accidents de la route. Mais, si la portance est trop faible elle réduira la vitesse du véhicule.

Un exemple qui illustre l'importance du dosage du C_z est celui de la Mercedes CLR, bâtie autour d'une monocoque carbone ultra légère. Elle est le fruit d'une étude aérodynamique poussée à son paroxysme. Ce qui lui vaudra des déboires dramatiques durant les essais aux «24H du Mans» en 1999. En pleine ligne droite, la voiture n°4 de Mark Webber s'envole pour retomber le long d'un

rail de sécurité, comme le montre la figure suivante.



Figure III.10 : Accident de Mark Webber durant les essais au 24h du Mans (1999).

III.4. Influence de la géométrie d'une automobile sur son aérodynamique :

III.4.1. Profil de la partie arrière :

Le dessin de la poupe d'un véhicule influence fortement sa résistance aérodynamique, en raison des turbulences générées dans cette partie. Le phénomène de décollement de la couche limite, source majeure de traînée, est notamment mis en jeu. Ce phénomène intervient lorsque les flux d'air laminaires ne suivent plus la carrosserie. Plus la zone de décollement est faible et plus la traînée sera réduite, d'où l'importance du lieu du décollement. En théorie, la forme idéale pour la poupe du véhicule (connue sous le nom de « arrière de Kamm ») est un cône se rétrécissant avec un angle inférieur à 15° .

Le dessin de la descente de toit est particulièrement important pour l'aérodynamique. Généralement en automobile, les descentes de toit « aérodynamiques » adoptent un profil dit **fastback** caractérisé par une pente douce du toit au coffre. Plus concrètement, des études ont démontré que la traînée est minimale pour une inclinaison de la lunette arrière de 12° , et maximale pour 30° [31].

Hormis l'intérêt de diminuer la traînée, repousser la zone de décollement permet de limiter le dépôt de crasses sur la vitre arrière dû aux particules éjectées de la route par les roues et ramenées par les turbulences sur la plage arrière.

Par ailleurs, les flux d'air latéraux du véhicule peuvent être aspirés dans la dépression arrière et générer par conséquent des systèmes tourbillonnaires appelés vortex, nuisibles à l'aérodynamique générale. Outre le dessin du coffre et de la descente de toit, celui des arêtes latérales de la carrosserie doit également être pris en compte pour réduire ce phénomène.

III.4.2. Contribution de la partie avant :

La partie avant d'un véhicule particulier représente en général près de 11 % du SC_x dont 8% sont

dus uniquement au refroidissement du moteur. En effet, l'air entrant par la calandre du véhicule exerce une pression aérodynamique importante sur les parois du radiateur, du moteur et des conduits permettant d'acheminer l'air vers l'extérieur du compartiment moteur. L'écoulement de l'air dans la partie avant y est donc très chaotique.

Les 3 % restants, dus au profil de la proue du véhicule, sont induits par la rupture de pente au niveau de la calandre provoquant l'apparition de structures tourbillonnaires. La hauteur Z_s du point de stagnation, lieu sur la surface de la calandre où la vitesse locale de l'air est nulle, est par ailleurs particulièrement importante pour diminuer le C_x . Ce dernier est minimal pour un rapport Z_s/Z_v (Z_v , hauteur du véhicule) proche de 0,06 et maximal pour 0,2.

III.4.3. Contribution de l'aileron à la traînée :

Une autre source de traînée qui mérite une attention particulière peut alimenter la traînée globale. Ce sont les ailerons arrière (Figure III.11) utilisés pour créer une force verticale (déportance) dans le but d'améliorer l'adhérence du véhicule au sol [32].

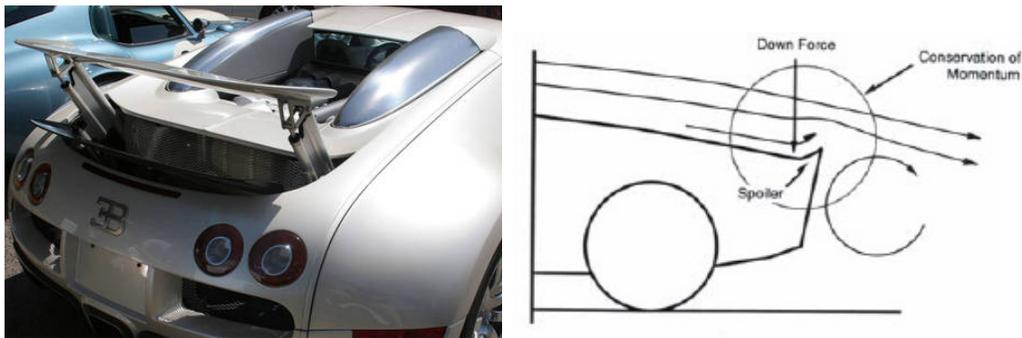


Figure III.11 : Influence de l'aileron arrière sur l'écoulement.

III.5. Distribution de pression autour d'un véhicule :

Du tableau précédent, on voit que la traînée de pression est la source principale de la traînée globale du véhicule. Pour une automobile de type berline, cette pression se répartie sur la carrosserie comme indiqué sur la figure III.12 [32]:

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (\text{III-4})$$

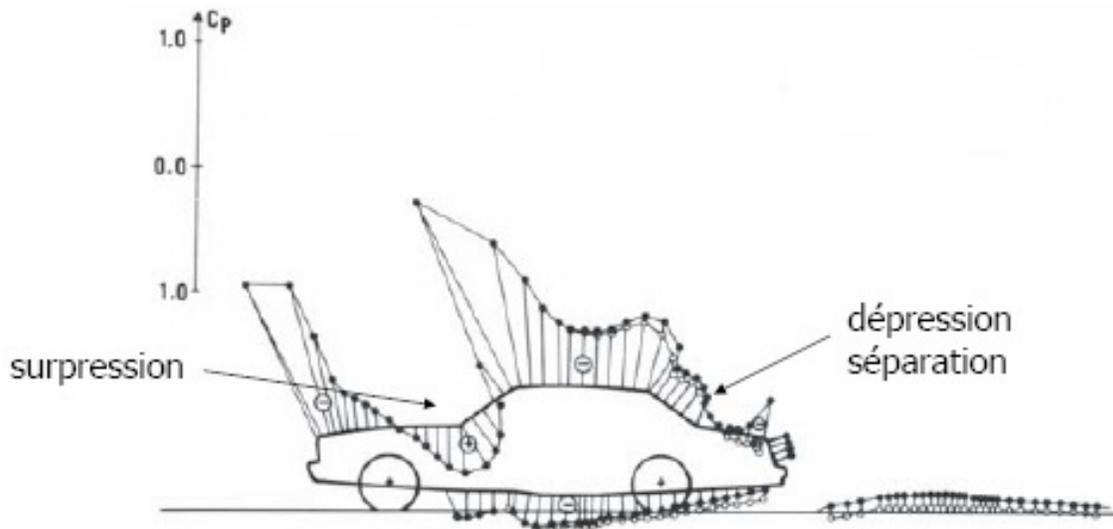


Figure III.12 : Distribution de la pression le long de la ligne médiane d'une voiture.

Le dessin de la partie arrière d'un véhicule peut changer radicalement la distribution de pression dans cette zone.

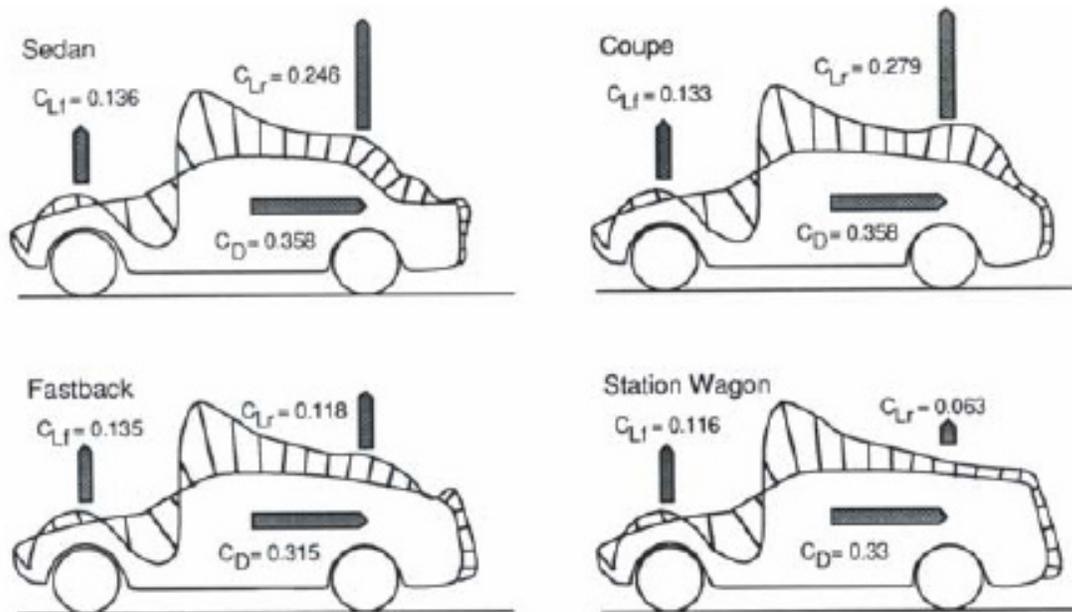


Figure III.13 : Portance et traînée aérodynamique sur des véhicules différents.

III.6. Réduction de la traînée d'un véhicule :

La réduction de la traînée globale d'un véhicule résulte de compromis au niveau de la conception du dessin du véhicule. Par ailleurs, l'obtention d'une traînée minimale ne signifie pas seulement un coefficient de traînée C_x minimum, mais aussi un maître couple S minimum, puisque :

$$C_x = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho.U_\infty^2.S} \quad (\text{III-5})$$

III.6.1. Réduction de la traînée de pression :

Nous avons vu précédemment que la forme aérodynamique idéale est celle de la goutte d'eau allongée, mais cette forme est peu pratique au niveau de l'habitabilité et de l'encombrement. En effet il faut chercher des solutions qui peuvent améliorer l'aérodynamique d'un véhicule de forme traditionnelle. Pour cela, on cherche à éviter les décollements sur la carrosserie.

III.6.1.1. La partie avant :

La partie avant du véhicule doit être la plus profilée possible, dans ce cas la traînée peut être diminuée en facilitant l'écoulement sur les faces latérales tout en évitant les arêtes vives. Pour faciliter l'écoulement, il faut aussi éliminer tout obstacle tel que les gouttières de pluie.

III.6.1.2. La partie arrière :

La partie arrière d'une automobile doit théoriquement présenter une forme fuselée pour éviter le décollement de la couche limite. Mais cette forme est peu pratique du fait de son encombrement. En effet, des décollements et tourbillons peuvent se produire.

Selon la forme de l'arrière on distingue trois types de décollements [27]:

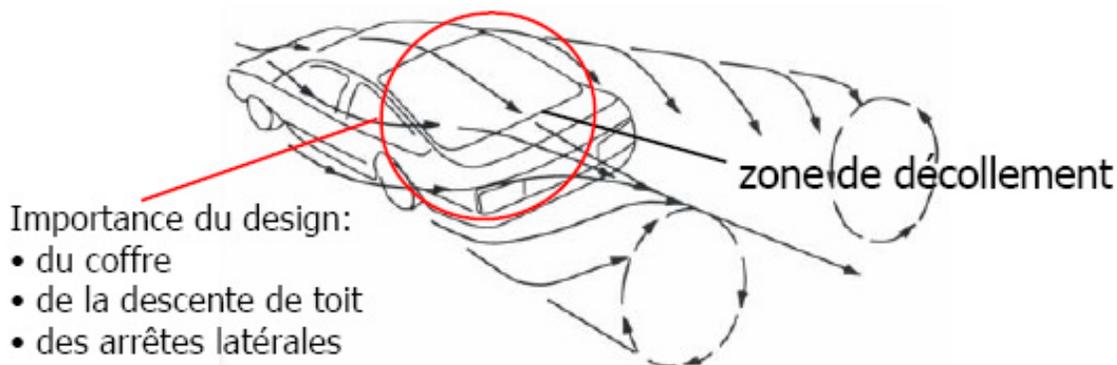


Figure III.14 : Système de tourbillons autour d'un véhicule.

a. Partie arrière non profilée (break) : la variation brusque de la courbure du pavillon provoque un décollement de la couche limite localisée le long de cette ligne de rupture. Il y a création de tourbillons d'axe perpendiculaire à la direction de l'écoulement incident dont l'énergie est rapidement dissipée en chaleur. Dans le sillage, la vitesse du fluide est faible et la pression presque constante. La dissipation locale de l'énergie entraîne une forte traînée de pression.

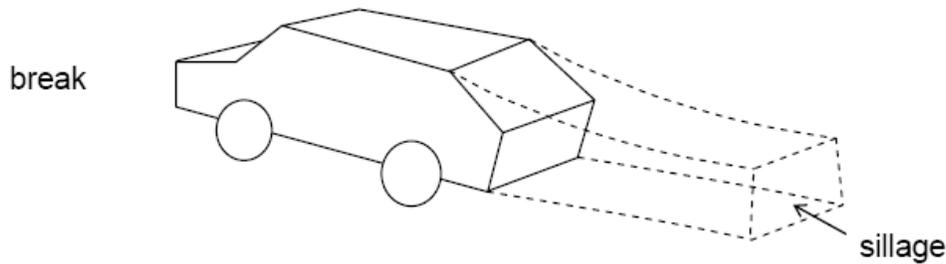


Figure III.15 : Sillage d'un arrière break.

b. Partie arrière profilée (bicorps) : La différence de pression entre le bas et le pavillon provoque un écoulement secondaire qui interagit avec l'écoulement principal et génère deux tourbillons longitudinaux. Ces tourbillons sont de même type que ceux mis en évidence sur les ailes élancées. Cependant l'écoulement reste attaché sur la surface arrière du véhicule.

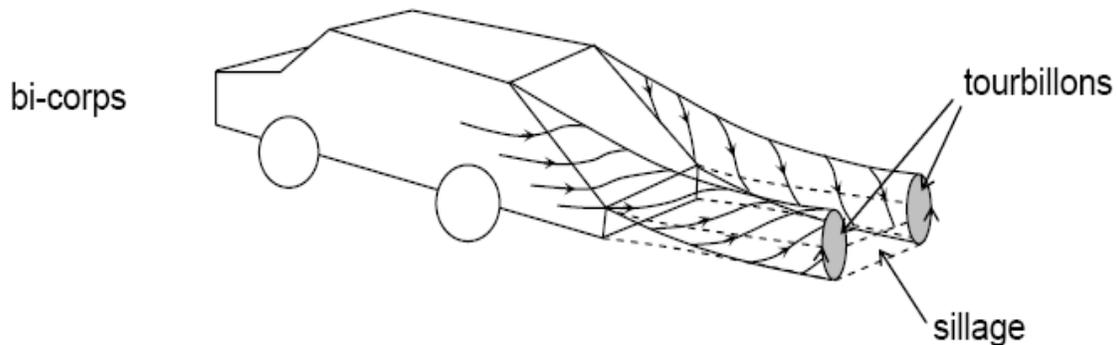


Figure III.16 : Sillage et tourbillons d'un arrière bicorps.

c. Partie arrière de berline (tri-corps) : Les deux types précédents de décollements peuvent avoir lieu simultanément. L'écoulement est essentiellement tridimensionnel et il n'y a pas de théorie actuelle satisfaisante. La Peugeot 605 est un exemple de véhicule tri-corps.

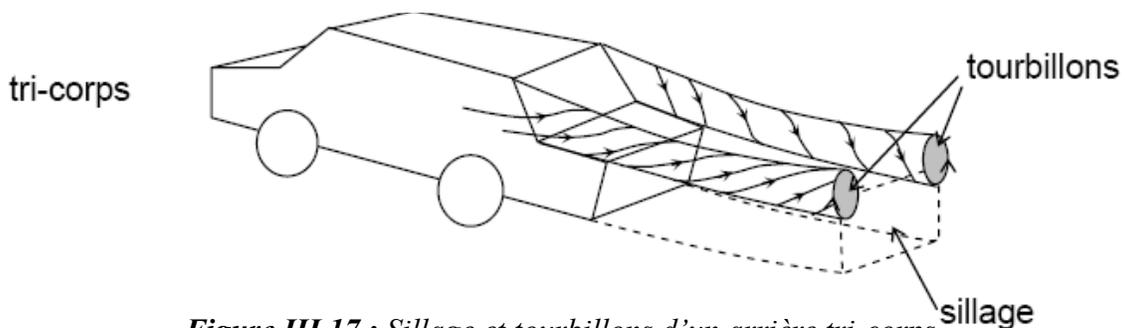


Figure III.17 : Sillage et tourbillons d'un arrière tri-corps.

Ainsi il faut, dans la phase de conception d'une automobile, favoriser l'écoulement sur les côtés afin de faciliter la formation des tourbillons latéraux.

Ces tourbillons ont un effet stabilisant sur le sillage qui se développe en aval du véhicule, en enserrant ce fluide dans une zone appelée « écoulement de culot ».

Le dessin de la partie aval d'un véhicule est donc essentiel pour réduire la traînée du véhicule.

III.6.2. Réduction de la traînée due au soubassement et aux accessoires :

On a vu que 25% de traînée sont dus aux accessoires du véhicule (système d'échappement, suspensions, réservoir ...). En effet, un fond lisse permet une réduction du coefficient de traînée $\delta C_x \sim 0,1$ à $0,3$ [27]. Une autre source de traînée est l'ensemble des accessoires montés sur le véhicule (rétroviseurs, antenne, pare-chocs, ...). Des gains de traînée ont pu être obtenus ces dernières années en procédant à une meilleure intégration de ces éléments dans la carrosserie.

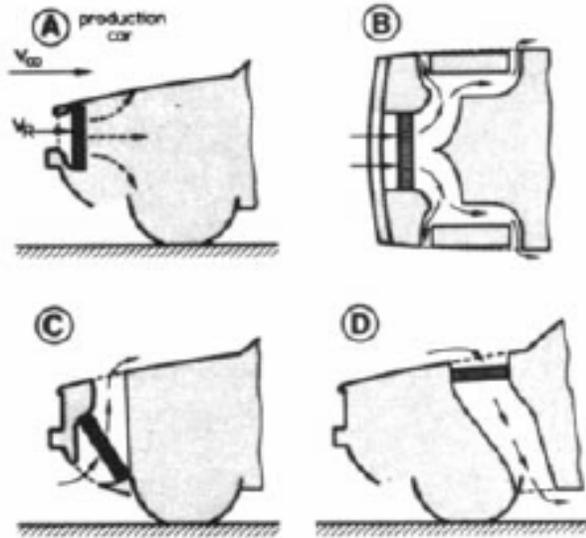


Figure III.18 : Conception d'aération en facilitant l'écoulement du fluide à travers le moteur.

III.6.3. Réduction de traînée interne :

Les systèmes de refroidissement et de ventilation du moteur et de l'habitacle nécessitent un apport d'air extérieur, ce qui constitue une source de traînée supplémentaire. Le design et la position de ces entrées d'air doivent être optimisés pour créer une traînée minimale. Ainsi, elles sont en général placées dans les zones en surpression, à l'avant du véhicule pour faciliter la pénétration de l'écoulement.

III.7. Conclusion :

Nous avons vu que l'aérodynamique n'a pas toujours été un élément très important pour les constructeurs automobiles. Cette science a vraiment été prise en compte au début du XX^{ème} siècle et reste aujourd'hui très importante, que ce soit dans le but d'améliorer les performances de vitesse, notamment en Formule 1 ou de faire des économies de carburant pour les véhicules de tous les jours. Pour ce faire les ingénieurs ont appris à maîtriser les mouvements de l'air notamment grâce à différents appendices qui peuvent se trouver sur toute la voiture. La voiture d'aujourd'hui, surtout les voitures sportives, elles sont équipées de nombreux appendices afin de diminuer les forces aérodynamiques s'exerçant sur elles, notamment la portance.

L'aérodynamique se révèle donc extrêmement importante pour les constructeurs automobiles, cependant, le progrès de cette science est limité du fait d'obligations concernant la sécurité.

Réussira-t-on à créer une voiture avec la forme parfaite ?

CHAPITRE IV

SIMULATION ET DISCUSSIONS DES RÉSULTATS

IV.1.Introduction :

Ce chapitre est consacré à la mise en place de la simulation de l'écoulement de l'air autour des véhicules terrestres (voitures) de type bicorps de formes géométriques différentes et la présentation des résultats obtenus de cette dernière.

IV.2.Mise en place de la simulation :

Les géométries utilisées dans cette simulation numérique 3D représentent des véhicules automobiles du type bicorps de dimensions réelles.

Le maillage et la simulation ont été paramétrés conformément aux recommandations d'ANSYS [33] et de Fluent Deutschland GmbH [34].

IV.2.1.La modélisation 3D :

Les modèles étudiés dans la présente étude ont été modélisés dans le logiciel de CAO (Conception Assistée par Ordinateur) CATIA dans sa version P3 V5-6R2016 développé par Dassault Systemes.

Les géométries ont ensuite été chargées dans la suite de logiciels ANSYS Workbench dans sa version 18.0 développé par ANSYS dans une Toolbox « Fluid Flow (Fluent) ».

À l'aide du logiciel DisignModeler, les modèles ont été placés à 2h de l'entrée d'air dans une veine d'air numérique de forme parallélépipède dont la longueur L' , la hauteur h' et la largeur l' sont respectivement : $8 h$, $4 h$ et $4 h$. h représente la hauteur du véhicule.

Ces dimensions importantes permettent de s'affranchir des éventuelles interactions entre les conditions imposées à l'écoulement aux limites du domaine de simulation et l'écoulement principal (au voisinage de la géométrie) et d'éviter en particulier toute remontée de pression.

Le domaine de calcul a été réduit grâce à la symétrie de la géométrie par rapport au plan longitudinal ($y = 0$).

IV.2.2.Maillage :

Nous avons opté pour un maillage hybride afin de mieux l'adapter aux géométries.

Des boîtes de raffinage local autour des véhicules ont été créées (Figure IV.2) selon les recommandations de Fluent Deutschland GmbH afin de s'assurer que le maillage soit suffisamment

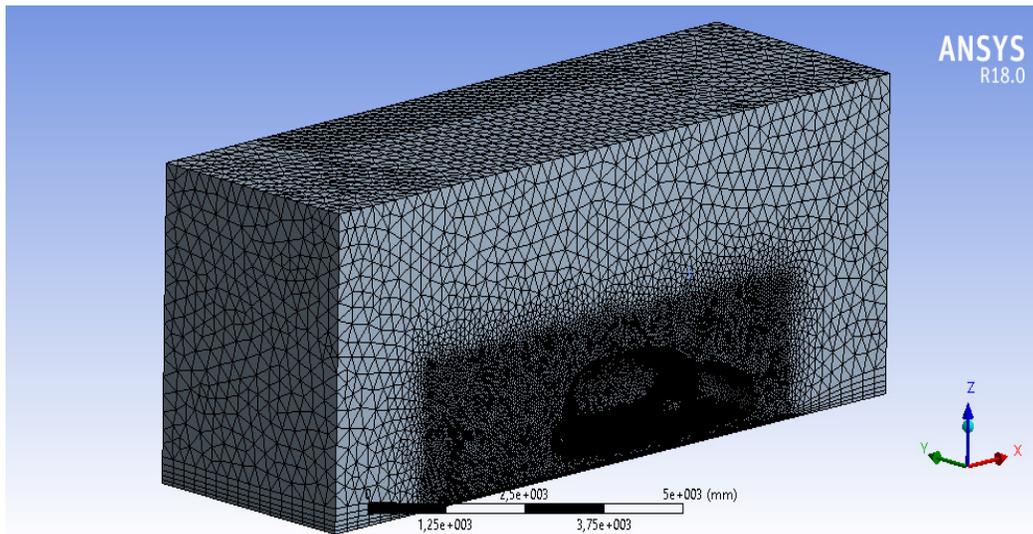


Figure IV.1 : Maillage du domaine d'étude.

fin pour une meilleure adaptation aux géométries et dans les zones où se concentrent les structures tourbillonnaires pour une précision de calcul optimale. Ces boîtes permettent de réduire le nombre de maille. Ce qui réduit le temps de calcul d'une façon significative.

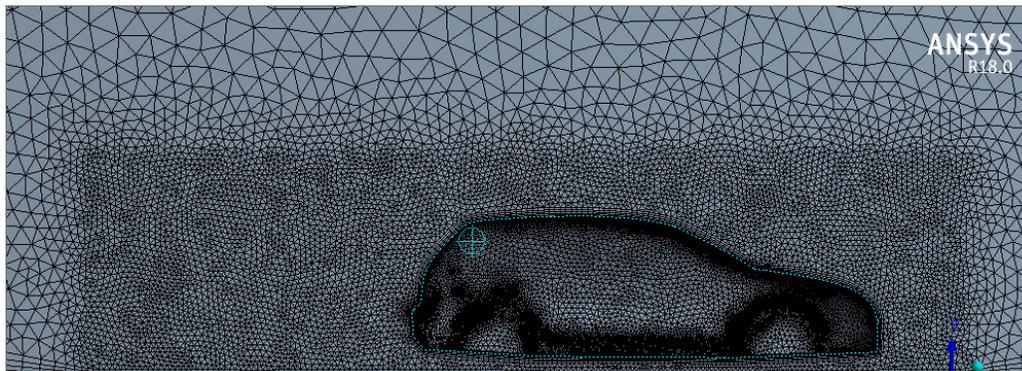


Figure IV.2 : Boite de raffinement local autour du véhicule.

Une couche de mailles prismatiques a été créée près des parois (véhicule et route), comme le recommande Fluent Deutschland GmbH, afin de permettre un bon alignement des éléments (mailles) avec l'écoulement. Ce qui permet la réduction de la diffusion numérique.

Six sélections nommées (Named Selections) ont été créées et nommées comme suite :

- Velocity-inlet : représente l'entrée d'air du domaine d'étude.
- Pressure-outlet : représente la sortie d'air du domaine d'étude.
- Symmetry : représente le plan de symétrie $y=0$.
- Symmetry-side : représente la paroi supérieure et latérale du domaine d'étude, ces parois étant des plans virtuels qui coupent l'ambiance pour délimiter le domaine de calcul. Nous avons fait le choix de les déclarer comme étant un plan de symétrie afin de permettre aux

particules d'air de glisser sans frottement sur ces parois. Ce qui supprime totalement la couche limite et l'application de la fonction de la paroi. Cela aide à l'optimisation du calcul.

- Road : représente la paroi inférieure du domaine d'étude (route virtuelle).
- Carbody : représente la surface extérieure de la voiture.

Ces surfaces ont été nommées ainsi pour que Fluent 18.0 les reconnait automatiquement.

Le maillage hybride opté pour le domaine d'étude du véhicule simplifié comprend près de 1900000 éléments et 410000 nœuds. Quant au domaine d'étude de la Volkswagen Golf VI, il comprend près de **2590000** éléments et **555000** nœuds.

IV.2.3. Configuration du solveur :

Après la fermeture de ANSYS Meshing, le maillage est chargé automatiquement dans Fluent par ANSYS Workbench.

Selon les recommandations d'ANSYS [33] de Fluent Deutschland GmbH [34], le modèle « realizable k-ε » a été adopté, avec comme fonction de paroi « non-equilibrium wall fonctions », comme le montre la figure IV.3.

Le domaine de calcul a été défini comme étant de l'air, avec comme valeurs constantes, une densité de 1.225 kg/m³ et une viscosité de 1.7894 X 10⁻⁵ kg/(m.s).

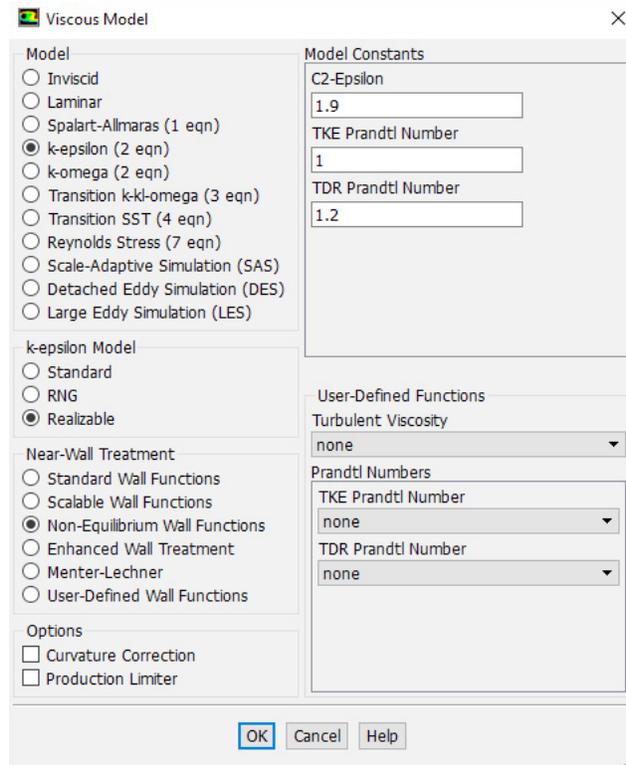


Figure IV.3 : Modèle de viscosité.

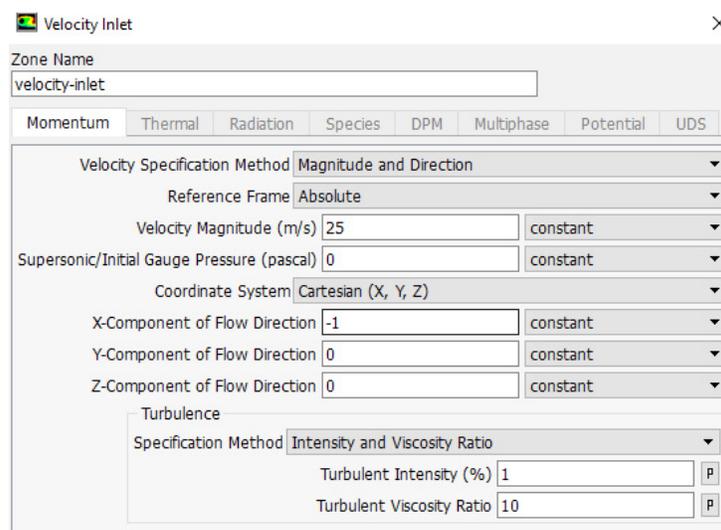


Figure IV.4 : Réglage de l'entrée de l'air.

La vitesse d'entrée de l'air a été réglé à 25 m/s (Figure IV.4).

Nous avons opté pour la résolution couplée des équations de vitesse et de pression (Coupled).

Afin d'accélérer le calcul de la solution, la quantité de mouvement, l'énergie cinétique de turbulence et le taux de dissipation de la turbulence ont été discrétisés au premier degré durant les 100 1^{ères} itérations, et pour une meilleure précision de calcul, à partir de la 100^{ème} itération, ils ont été discrétisés au second degré.

IV.2.4. Présentation des géométries étudiées :

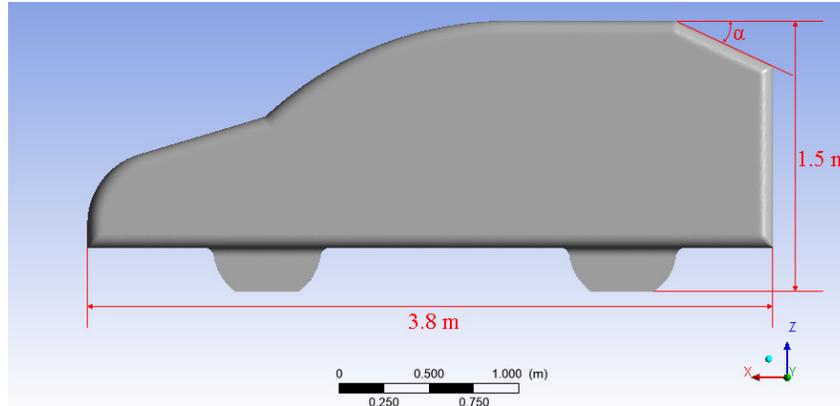


Figure IV.5 : Géométrie simplifiée d'une voiture de type bicorps. L'angle α indique l'inclinaison de la lunette arrière.

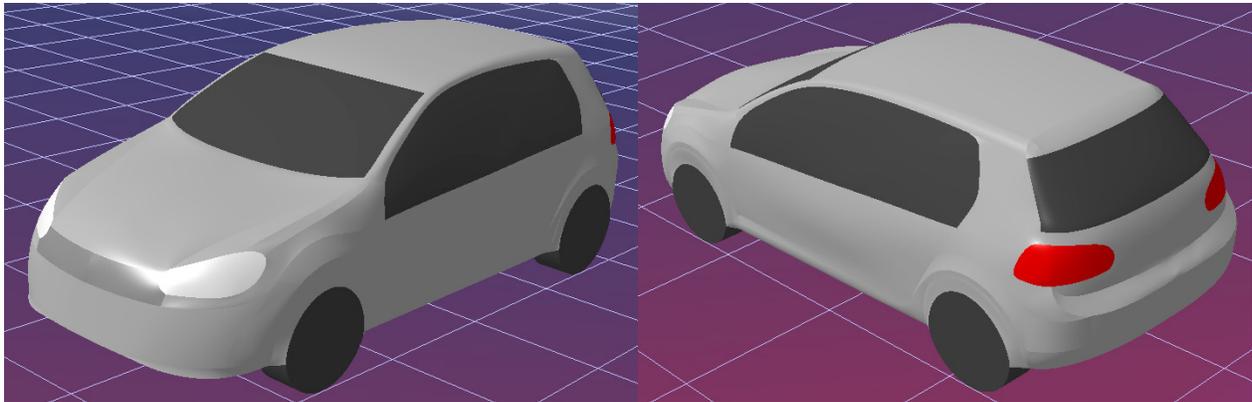


Figure IV.6 : Volkswagen Golf VI.

Deux géométries de voitures de type bicorps ont été étudiées, une géométrie simplifiée de dimensions 3.8x1.4x1.5 m, avec un angle (α) d'inclinaison de la lunette arrière variable (Figure IV.5) et une géométrie plus proche de la réalité, de dimensions 4.199x1.786x1.512 m, inspirée de la Volkswagen Golf VI (Figure IV.6). Les dimensions détaillées des géométries sont données en annexe A.

Ces véhicules ont été placés dans une veine d'air dont la vitesse d'entrée est de 25 m/s. Ce qui donne un nombre de Reynolds de 6.5×10^6 pour la géométrie simplifiée et 7.2×10^6 pour la Golf VI.

IV.3. Les résultats de la simulation et discussion :

IV.3.1. Identification des structures tourbillonnaires dans le sillage :

À partir de l'analyse des résultats obtenus, on remarque que la topologie de l'écoulement change le fait de modifier la forme de l'arrière du véhicule.

D'une manière globale, les résultats obtenus de la simulation de l'écoulement 3D autour des véhicules automobiles étudiés permettent d'identifier trois types de structures tourbillonnaires qui se développent dans la partie arrière de ces derniers :

Région décollée (décollement naturel dû à la rupture de pente) à la fin de la lunette arrière **D**, ou à la fin du pavillon (Figure IV.7-a et Figure IV.8), selon l'angle d'inclinaison de la lunette arrière.

Formation de structures tourbillonnaires longitudinales sur les arrêtes latérales de la lunette arrière **T₁** et **T₂**.

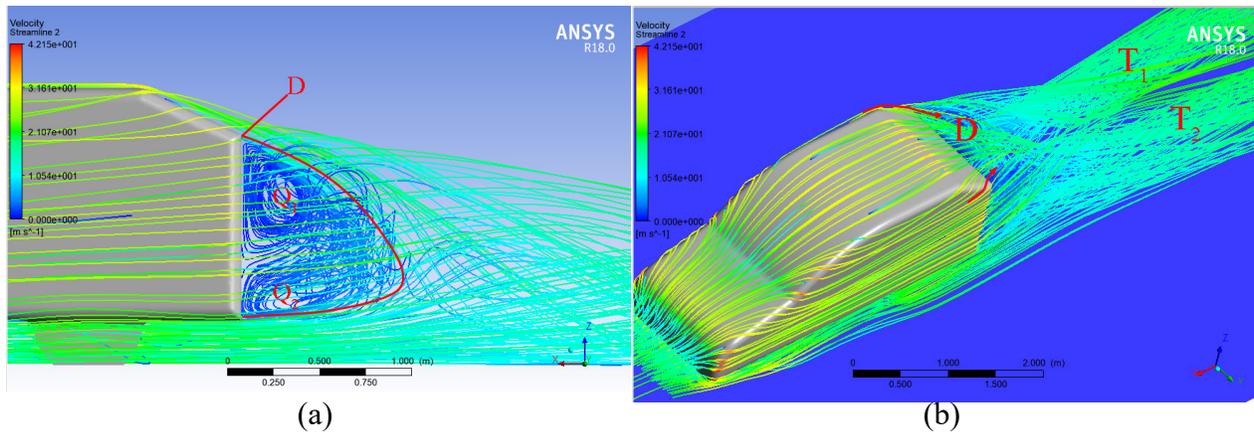


Figure IV.7 : Lignes de courant dans la partie arrière du véhicule simplifié avec $\alpha=25^\circ$. (a) Vue de profil, (b) vue en perspective.

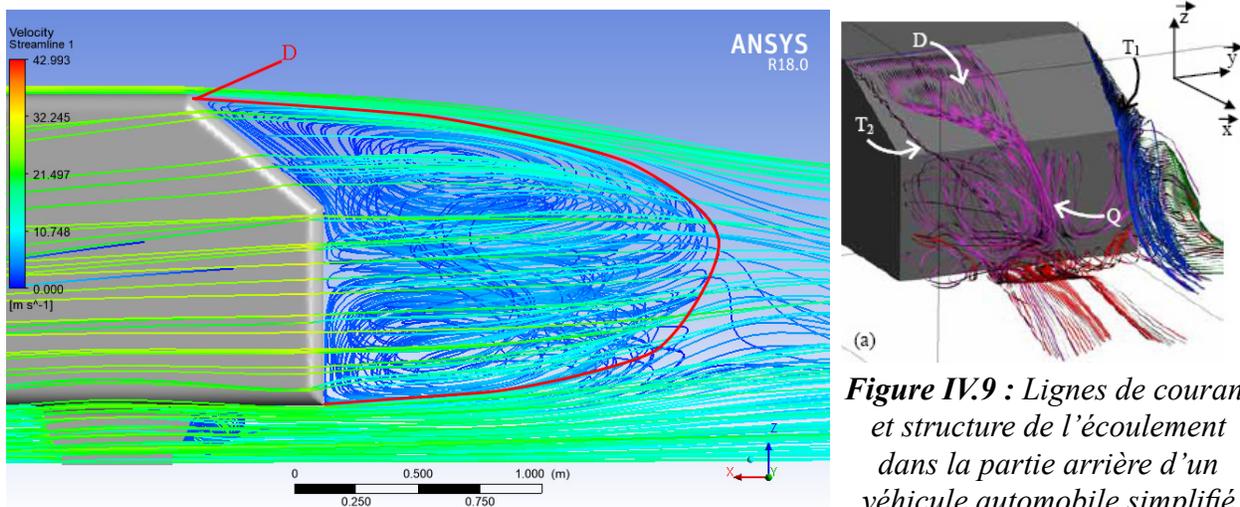


Figure IV.8 : Lignes de courant dans la partie arrière du véhicule simplifié avec un angle $\alpha=40^\circ$.

Figure IV.9 : Lignes de courant et structure de l'écoulement dans la partie arrière d'un véhicule automobile simplifié [Cédric Leclerc] [23].

Formation des structures toriques de culot Q_1 et Q_2 .

La complexité de l'écoulement réside dans le fait que ces structures interagissent pour former un écoulement complètement tridimensionnel (Figure IV.7).

Ces résultats qualitatifs sont en accord avec les résultats bibliographiques montrés par : Rouméas Mathieu [26], Cédric Leclerc [23] qui ont travaillé sur un véhicule automobile simplifié (corps de Ahmed), (Figure IV.9) :

IV.3.2. Analyse de l'écoulement dans le sillage du véhicule automobile bicorps simplifié :

IV.3.2.1. Topologie de l'écoulement :

L'analyse des lignes de courant relevées sur les parties latérales en amont de la fin du pavillon de la géométrie simplifiée avec un angle $\alpha=25^\circ$ montre que l'écoulement pariétal latéral remonte vers le pavillon en amont de l'arrête arrière, flèches en rouge (Figure IV.7). Cet écoulement alimente d'une part les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 en cornet issues du décollement latéral de la lunette arrière et d'autre part le mouvement tourbillonnaire associé à la région décollée centrale D.

Cette forme de l'écoulement est mise en évidence par Patrick Gilliéron [35].

- **La région décollée D :**

Elle est exclusivement alimentée par l'écoulement issu du pavillon. Les filets fluides décollent au bout de la lunette arrière pour former les structures tourbillonnaires toriques Q_1 et Q_2 (Figure IV.7-a).

- **La région décollée Q (Figure IV.8) :**

Elle a une forme torique. Les lignes de courant issues du pavillon s'enroulent pour former la structure tourbillonnaire transversale qui compose le haut du tore Q_1 .

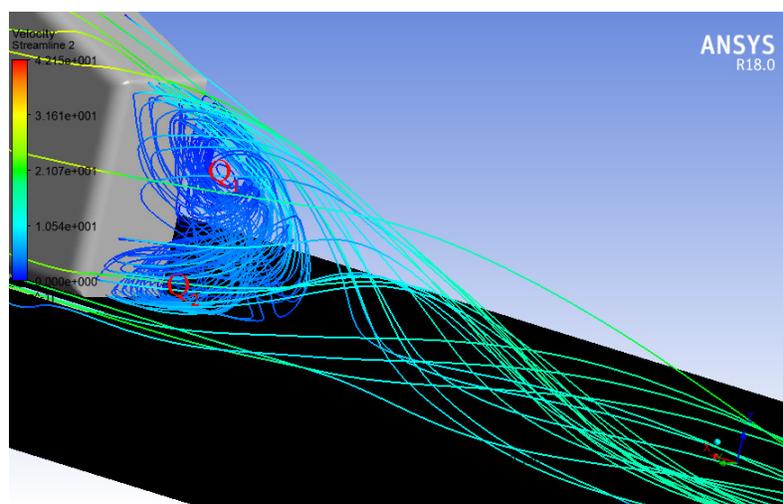


Figure IV.10 : Visualisation des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 .

La structure tourbillonnaire Q_2 qui compose le bas du tore est quant à elle alimentée par les filets fluides issus du soubassement. Les trajectoires des particules fluides suivent les arrêtes du culot et les deux structures tourbillonnaires transversales coalescent pour fermer le tore.

Les lignes de courant relevées à proximité de la paroi du culot permettent de caractériser la topologie de la structure tourbillonnaire Q

L'orientation des lignes de courant sur la paroi du culot coïncide avec la forme torique Q et permet de distinguer quatre régions distinctes dont l'intersection est le point singulier N_c qui délimite le développement des structures Q_1 et Q_2 :

- Les régions situées au-dessus et en dessous du point N_c sont liées à l'enroulement des structures tourbillonnaires Q_1 et Q_2 .
- Les régions Q_g et Q_d situées de part et d'autre du point N_c ont des lignes de courant orientées vers les arrêtes latérales du culot (Figure IV.11).
- **Les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 (Figure IV.13) :**

Elles résultent du décollement et de l'enroulement des filets fluides le long des arrêtes latérales de la lunette arrière. L'enveloppe des structures tourbillonnaires T_1 et T_2 est définie à hauteur de la lunette arrière.

Les structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatifs sont fortement énergétiques et engendrent une diminution importante des valeurs de pression dont la contribution peut atteindre 15% du C_x total [36].

L'analyse du champ des vecteurs de vitesse relevé dans un plan transversal en proche paroi du culot permet de visualiser ces deux tourbillons longitudinaux contrarotatifs (Figure IV.14).

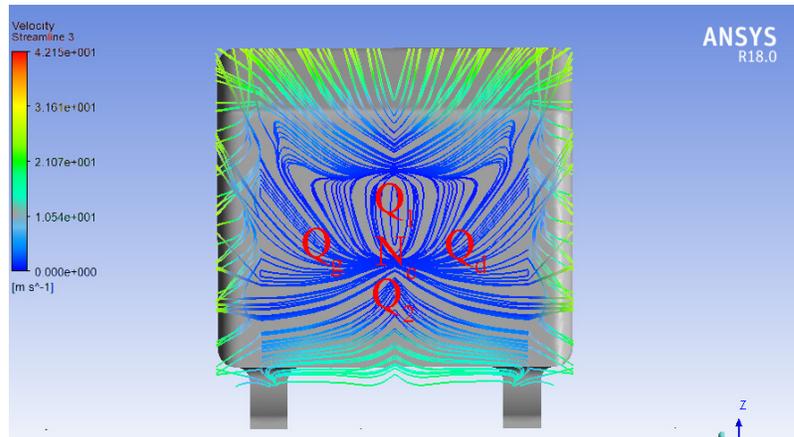


Figure IV.11 : Visualisation des lignes de courants à la paroi de culot.

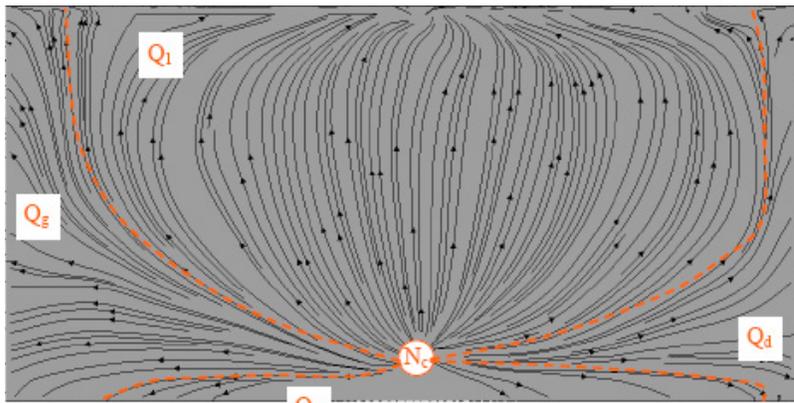


Figure IV.12 : Visualisation des lignes de courants à la paroi de culot d'après Cedric Leclerc.

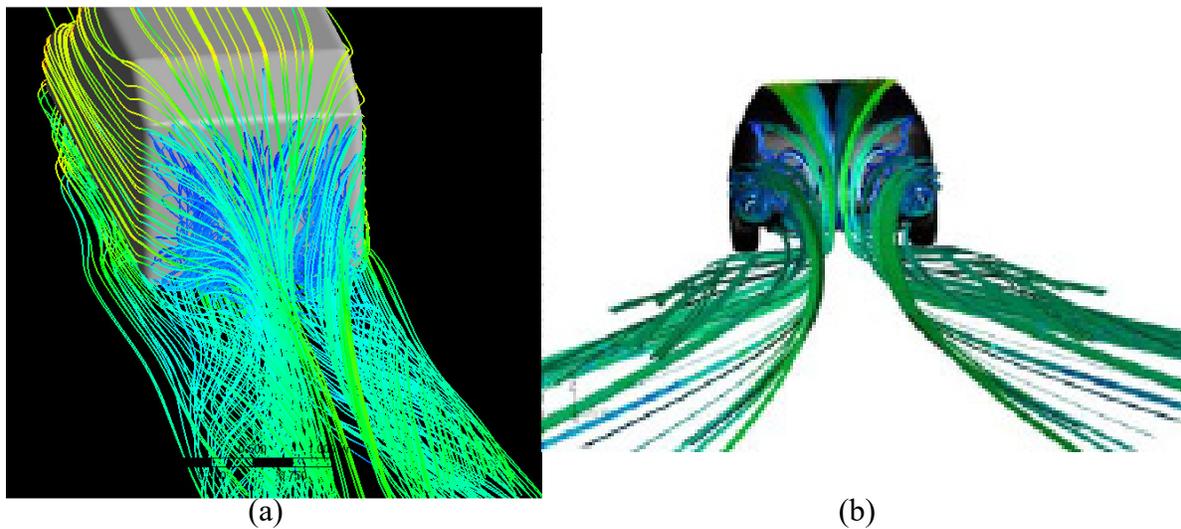


Figure IV.13 : Visualisation des tourbillons longitudinaux dans la partie arrière du véhicule (a) Dans notre cas et (b) d'après Lasse Christoffer Sen [37].

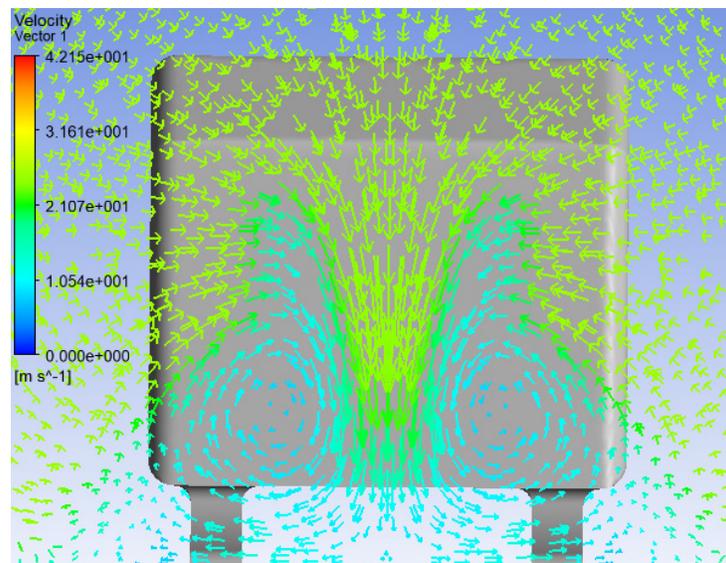


Figure IV.14 : Visualisation du champ des vecteurs vitesse en proche paroi du culot d'un bicorps.

IV.3.2.2. Profils de vitesse :

Les courbes de la figure IV.16 présentent les profils de vitesse longitudinale réduite $-U_1/U_\infty$ en aval du véhicule dans le plan longitudinal médian aux abscisses réduites $x/h = -2.6$ (sur la paroi de culot), $x/h = -2.8$ et $x/h = -3$, avec x la distance entre l'origine du repère et le plan de mesure et h la hauteur du véhicule (Figure IV.15), on remarque trois zones distinctes :

- Zone où z/h est compris entre 0 (sur le sol) et 0.1 coté inférieur de culot. Cet intervalle correspond au soubassement où la vitesse augmente de 0 sur le sol jusqu'à 68% (droite $x/h = -3$) voir 80% (droite $x/h = -2.6$) de U_∞ .

- Zone z/h compris entre 0.1 et 0.33. Dans cette zone la vitesse longitudinale diminue et forme un pic négatif dont sa valeur peut atteindre 14% de U_∞ c.à.d. -3.5m/s dans le plan d'abscisse réduite $x/h=-2.6$. Cette zone est considérée comme zone de recirculation du fluide où les vecteurs vitesse sont dirigés dans le sens opposé de l'écoulement principal.
- Zone où la vitesse de l'écoulement augmente progressivement et tend vers la valeur de la vitesse de l'écoulement principale où $-U_1=U_\infty$.

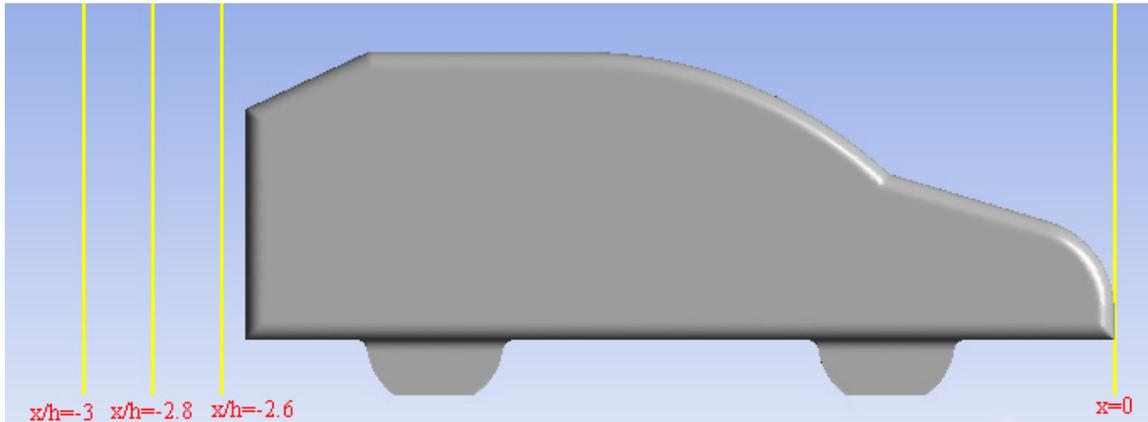


Figure IV.15 : Plans de référence.

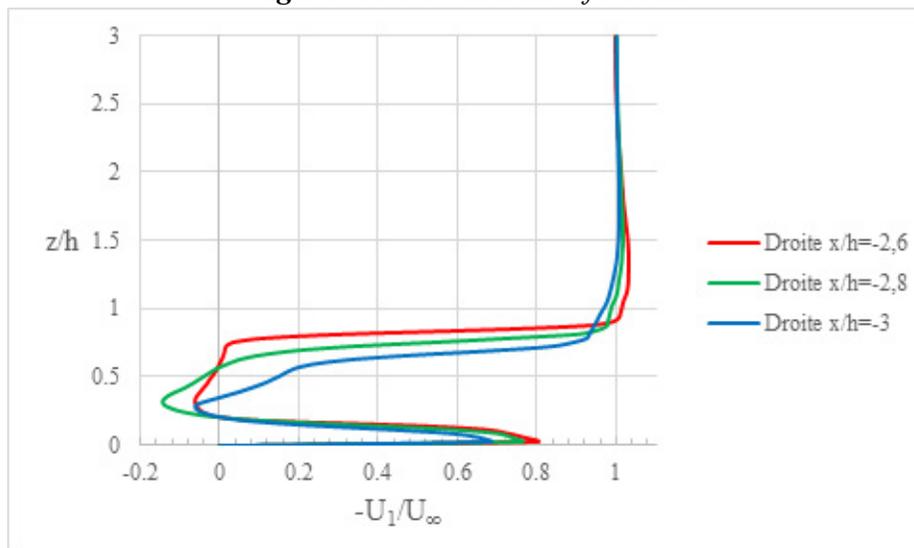


Figure IV.16 : Profils de vitesse longitudinale réduite $-U_1/U_\infty$ dans le plan longitudinal à $x/h=-2.6$, -2.8 et -3 .

Des observations similaires pour les variations de la vitesse $|U|/U_\infty$ dans le plan longitudinal médian aux abscisses réduites $x/h=-2.6$, -2.8 et -3 . La vitesse de l'écoulement augmente en fonction de la hauteur réduite z/h dans le soubassement où elle peut rejoindre à 80% la valeur de la vitesse U_∞ (pour l'abscisse $x/h=-2.6$) puis elle diminue brusquement, atteignant la valeur de 1.2% de U_∞ (pour l'abscisse $x/h=-2.8$), puis elle augmente de nouveau pour atteindre la valeur de la vitesse de l'écoulement principal U_∞ , (Figure IV.17).

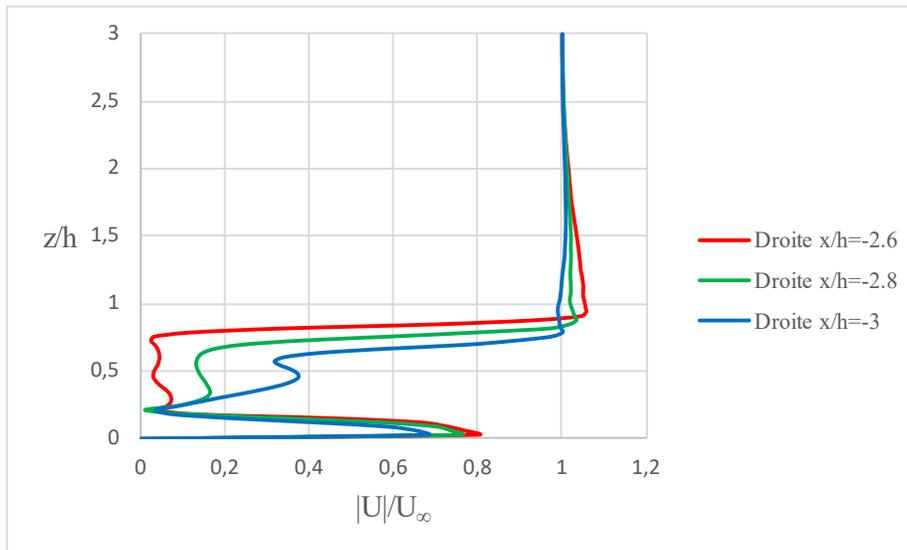


Figure IV.17 : Profils de vitesse réduite $|U|/U_{\infty}$ dans le plan longitudinal médian à $x/h=-2.6$, -2.8 et -3 .

Ces diminutions importantes de vitesse dans le sillage du véhicule se traduisent par les pertes d'énergie cinétique qui contribuent aux pertes d'énergie volumique et par conséquent l'augmentation du coefficient de traînée.

IV.3.2.3. Caractérisation des pertes énergétiques dans le sillage du véhicule :

L'analyse des contours de pression statique et totale (Figure IV.18) relevés dans le plan longitudinal médian montre des différences de pression importantes entre l'amont et l'aval du véhicule, 409 Pa en amont contre -60 Pa en aval pour la pression statique et 480 Pa en amont contre -55 Pa en aval pour la pression totale. Ce qui induit à l'aspiration de ce dernier dans le sens opposé à son mouvement. Cette dépression est une source importante de traînée aérodynamique.

En plus de cette différence de pression entre l'amont et l'aval du véhicule, l'analyse des contours de coefficient de perte de pression totale (perte d'énergie volumique) relevées dans un plan transversal situé dans le sillage du véhicule, aux abscisses réduites $x/h=-2.3$ (sur la lunette arrière), $x/h=-2.7$ (près du culot) et $x/h=-4$ (loin du culot), (Figure IV.19), montre que chacune des structures tourbillonnaires identifiées précédemment est le siège de perte de pression totale importante. Ces structures entretiennent ainsi la traînée aérodynamique du véhicule.

À l'abscisse réduite $x/h=-2,3$ (Figure IV.20), les valeurs des coefficients de pression totale dans les structures tourbillonnaires longitudinales T et dans le décollement D est de l'ordre de $C_{pi}=1.183$. À l'abscisse réduite $x/h=-2.7$ (Figure IV.21), le coefficient de pression totale à l'intérieur de la zone de décollement D atteint la valeur de **1.174**.

Les structures ont ensuite tendance à se dissiper par effet visqueux et turbulent, et les pertes de pression totale décroissent lorsque le plan de mesure se déplace vers l'aval.

En effet, dans le plan situé à l'abscisse réduite $x/h=-4$, (2.2 m de la paroi de culot), (Figure IV.22), seules les structures longitudinales les plus énergétiques apparaissent encore avec un coefficient de

perte de pression totale de l'ordre de $C_{pi}=0.87$.

Les coefficients de pression totale et statique sont donnés par les équations (III-4) et (IV-1) :

$$C_{pi} = \frac{P_{i0} - P_i}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2} \quad (IV-1)$$

Où: P_{i0} est la pression d'arrêt de l'écoulement amont, P_i la pression d'arrêt locale et P_0 la pression statique de l'écoulement amont.

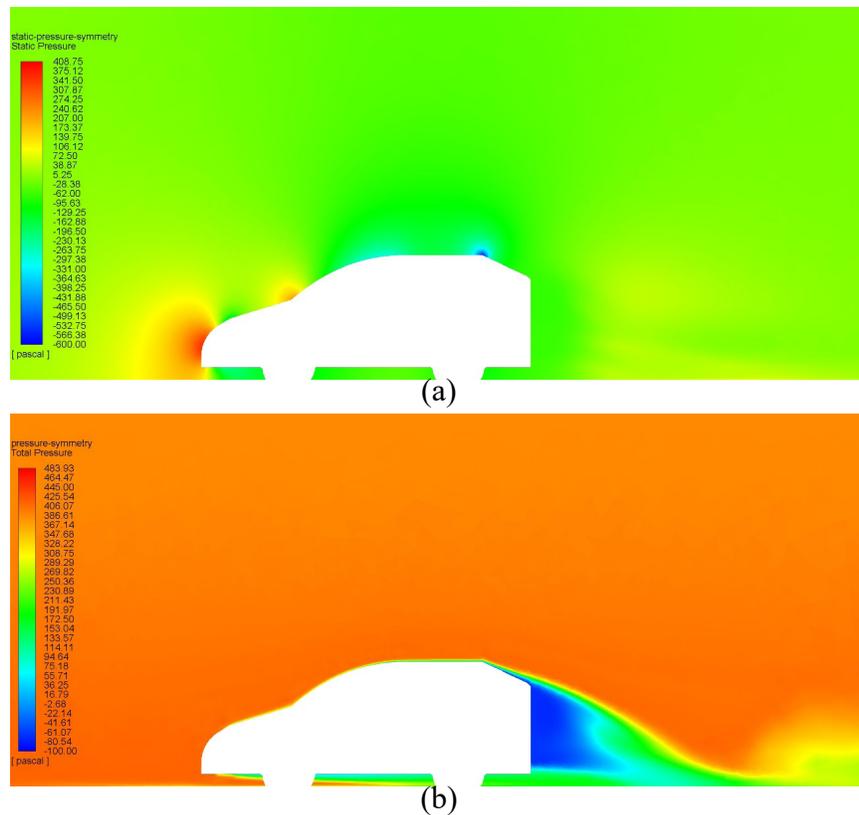


Figure IV.18 : Contours de pression statique (a) et totale (b).

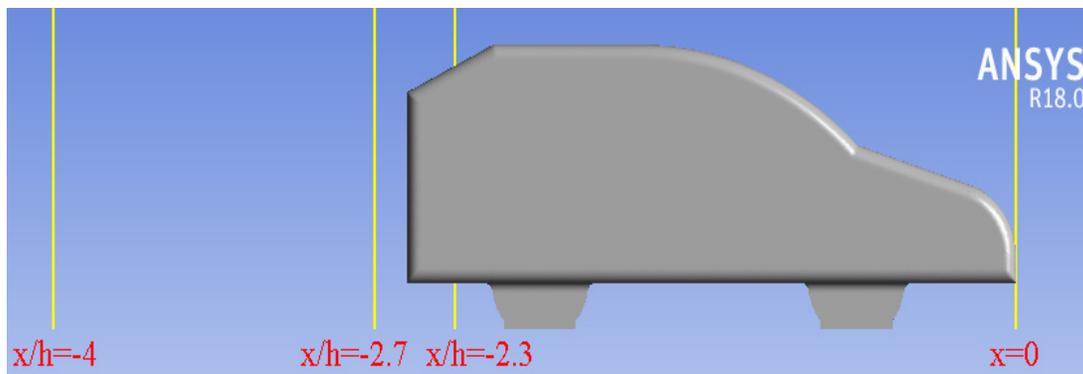


Figure IV.19 : Plans de référence.

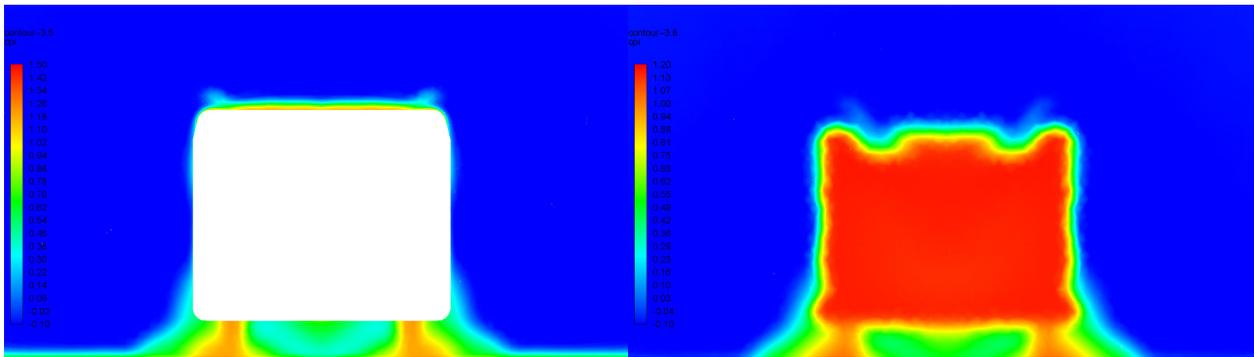


Figure IV.20 : Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans le plan transversal situé à $x/h=-2,3$ sur la lunette arrière.

Figure IV.21 : Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-2,7$ sur le culot.

Les profils du coefficient de perte de pression totale représentés sur la figure IV.23 montrent des pertes d'énergie volumiques importantes en se rapprochant du culot et représentent un pic dont le C_{pi} atteint la valeur **1.167** pour l'abscisse $x/h=-2.6$. Cette valeur importante de perte d'énergie est imputable aux structures toriques qui se produisent près du culot.

Ces pertes sont relevées aussi suivant la droite transversale $y/h=-0.27$ qui passe par le cœur des tourbillons transversaux à l'abscisse $x/h=-2.7$ (Figure IV.24).

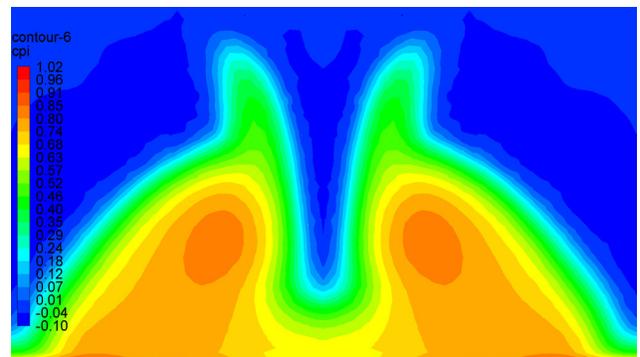


Figure IV.22 : Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-4$.

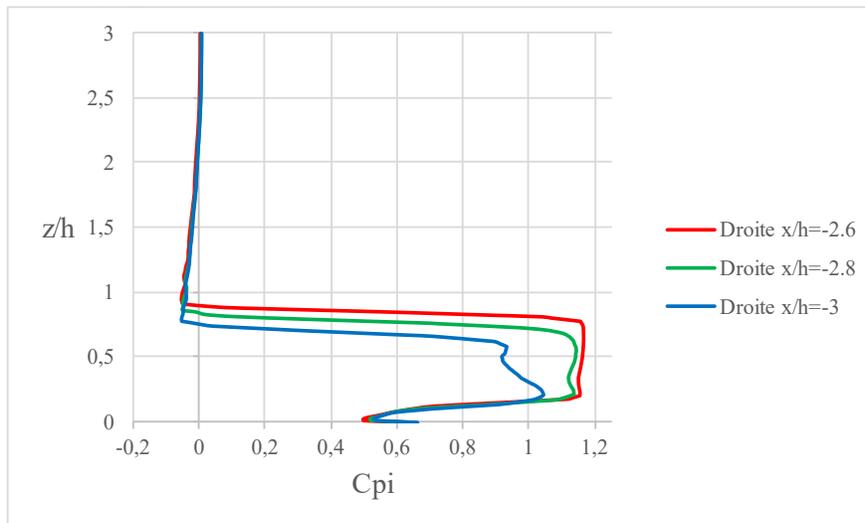


Figure IV.23 : Coefficient de perte de pression totale relevé dans le plan longitudinal médian à $x/h=-2.6,-2.8$ et -3 .

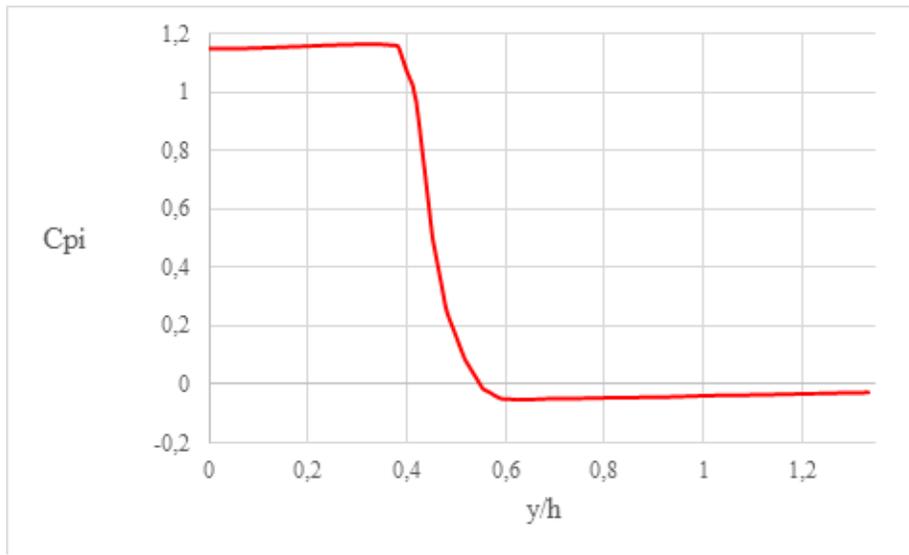


Figure IV.24 : Coefficient de perte de pression totale relevé suivant la droite $y/h=-0.27$ passant par le cœur des tourbillons transversaux dans le plan d'abscisse $x/h=-2,7$ (Moitié droite du véhicule).

De la figure IV.25 qui montre les variations du coefficient de perte de pression totale suivant une droite verticale $y/h=-0.27$ dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-3.3$, on remarque que C_{pi} présente un pic à la hauteur réduite $y/h=0.7$ dont sa valeur est de **1.173** (ce pic correspond au tourbillon longitudinal du côté droit du véhicule).

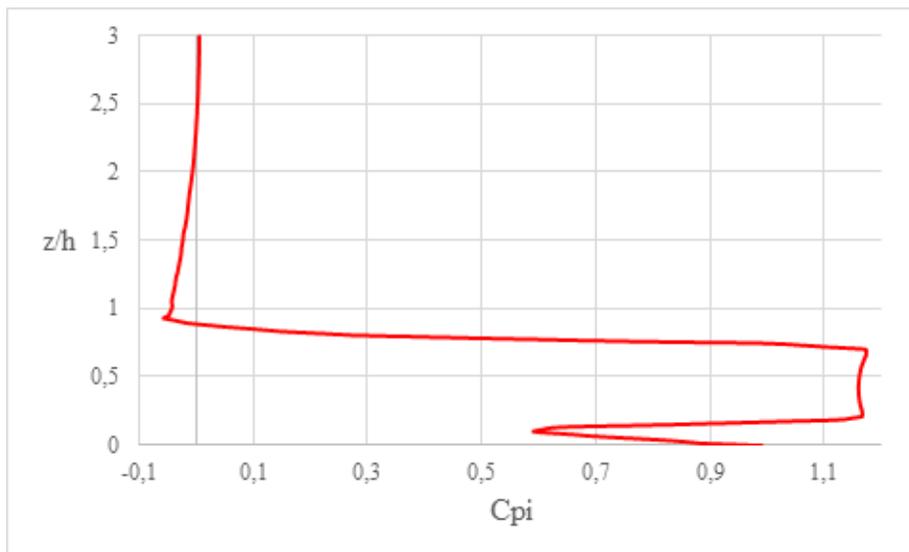


Figure IV.25 : Coefficient de perte de pression totale relevé suivant la droite $y/h=-0.27$ passant par le cœur des tourbillons longitudinaux dans le plan d'abscisse $x/h=-3.3$ (Moitié droite du véhicule).

Les pertes d'énergie volumique relevées précédemment dans le sillage du véhicule, en particulier dans les tourbillons longitudinaux les plus énergétiques, ne reviennent pas aux pertes d'énergie cinétique (diminution de la vitesse dans le sillage) mais aussi aux pertes d'énergie potentielle de pression (pertes de pression statique). Ce qui signifie que l'énergie cinétique n'est pas convertie totalement en énergie potentielle.

La figure IV.26, qui représente le contour de coefficient de pression statique dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-2,3$) montre que la valeur de C_p est de l'ordre de **-1.046** en moyenne. Ce qui montre que les tourbillons longitudinaux sont une source de perte de pression statique.

Par la suite les tourbillons se dissipent et le coefficient de pression statique augmente tel que sa valeur ne dépasse pas -0.148 au cœur de tourbillon longitudinal droit, relevé suivant la droite transversale $z/h=-0.27$ d'abscisse $x/h=-3.3$ (Figure IV.27).

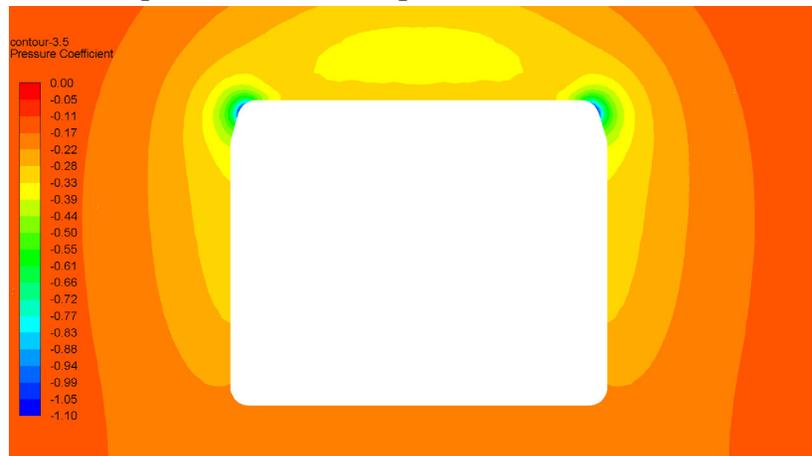


Figure IV.26 : Contour du coefficient de pression statique dans le plan transversal d'abscisse réduite $x/h=-2,3$ (sur la lunette arrière).

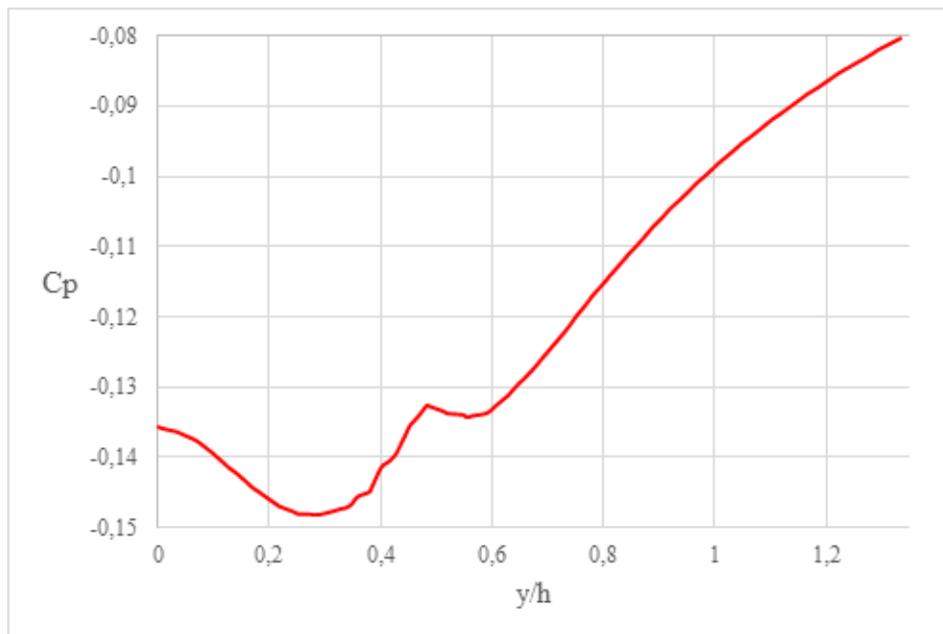


Figure IV.27 : Profil transversal de coefficient de pression statique (la ligne $z/h=-0.27$ passe par le tourbillon droit dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-3.3$).

IV.3.2.4. Influence de la modification de l'angle α sur l'écoulement dans le sillage du véhicule :

Des simulations ont été menées sur 12 valeurs différentes de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière α du véhicule simplifié afin d'étudier l'influence de sa variation sur la topologie de l'écoulement.

Sur les figure IV.28 et IV.29, on peut voir que la topologie des lignes de courants dans le sillage du véhicule est fortement influencée par la modification de cet angle, en effet, on peut voir sur la

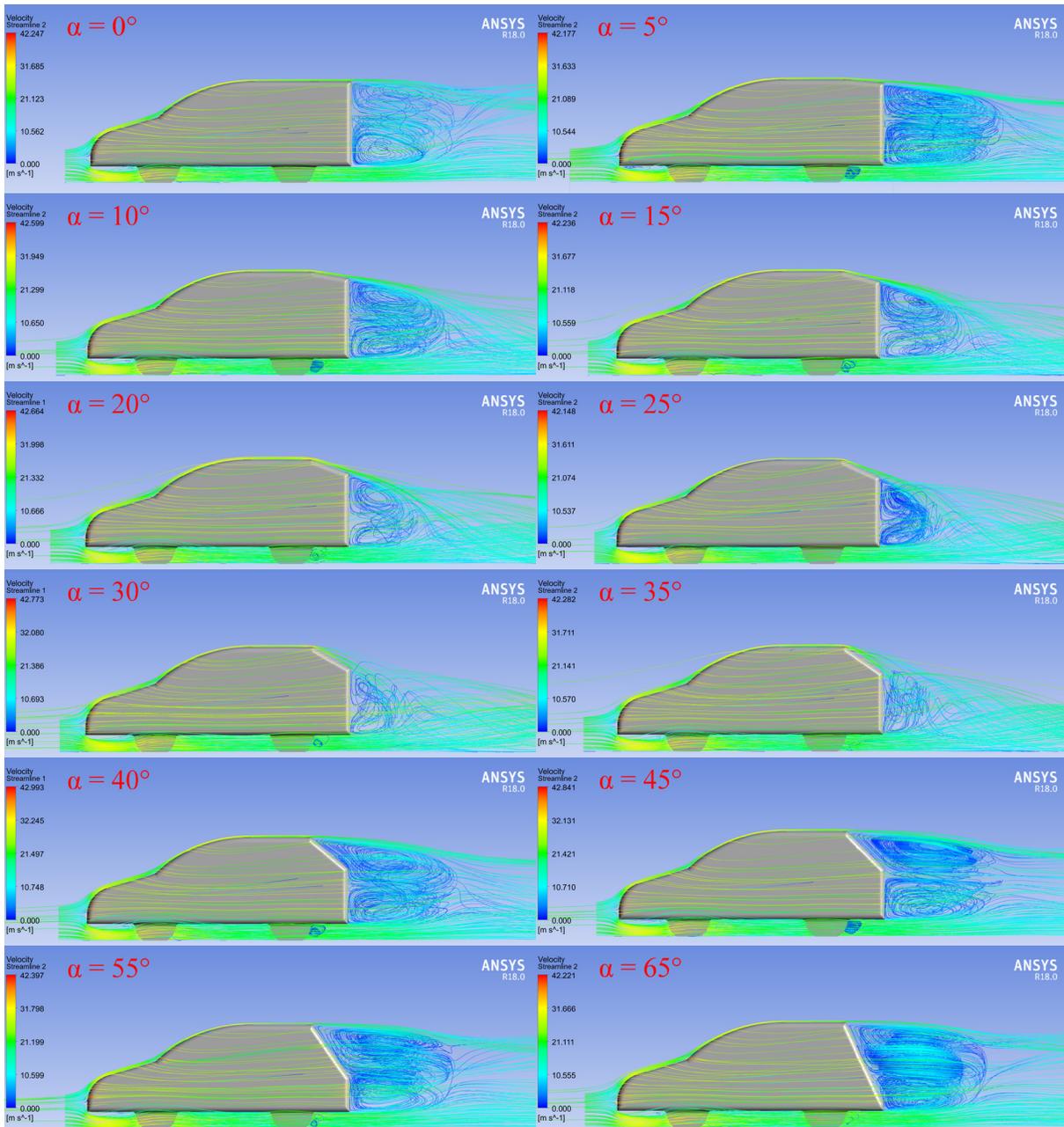


Figure IV.28 : Vue de profile des véhicules simplifiés avec différentes valeurs de α .

figure IV.28 que pour un angle α compris entre 0° et 25° , le décollement se produit à la fin de la lunette arrière et la zone de décollement rétrécit à mesure que l'angle α augmente. À partir de 30° le décollement se fait à la rupture de pente entre la fin du pavillon et la lunette arrière. La taille de la zone de décollement évolue proportionnellement avec l'angle α .

On peut voir également sur la figure IV.29 que quand $\alpha=0^\circ$, on distingue l'apparition de structures tourbillonnaires longitudinales sur la partie supérieure du culot. Pour un angle α compris entre 5° et 35° , les structures tourbillonnaires convergent vers la route et leur intensité augmente progressivement avec l'augmentation de l'angle α . Une chute drastique de l'intensité de ces tourbillons se produit pour un angle $\alpha=40^\circ$ et à partir de cette valeur, leur intensité continue de décroître jusqu'à presque disparaître pour un angle $\alpha=65^\circ$.

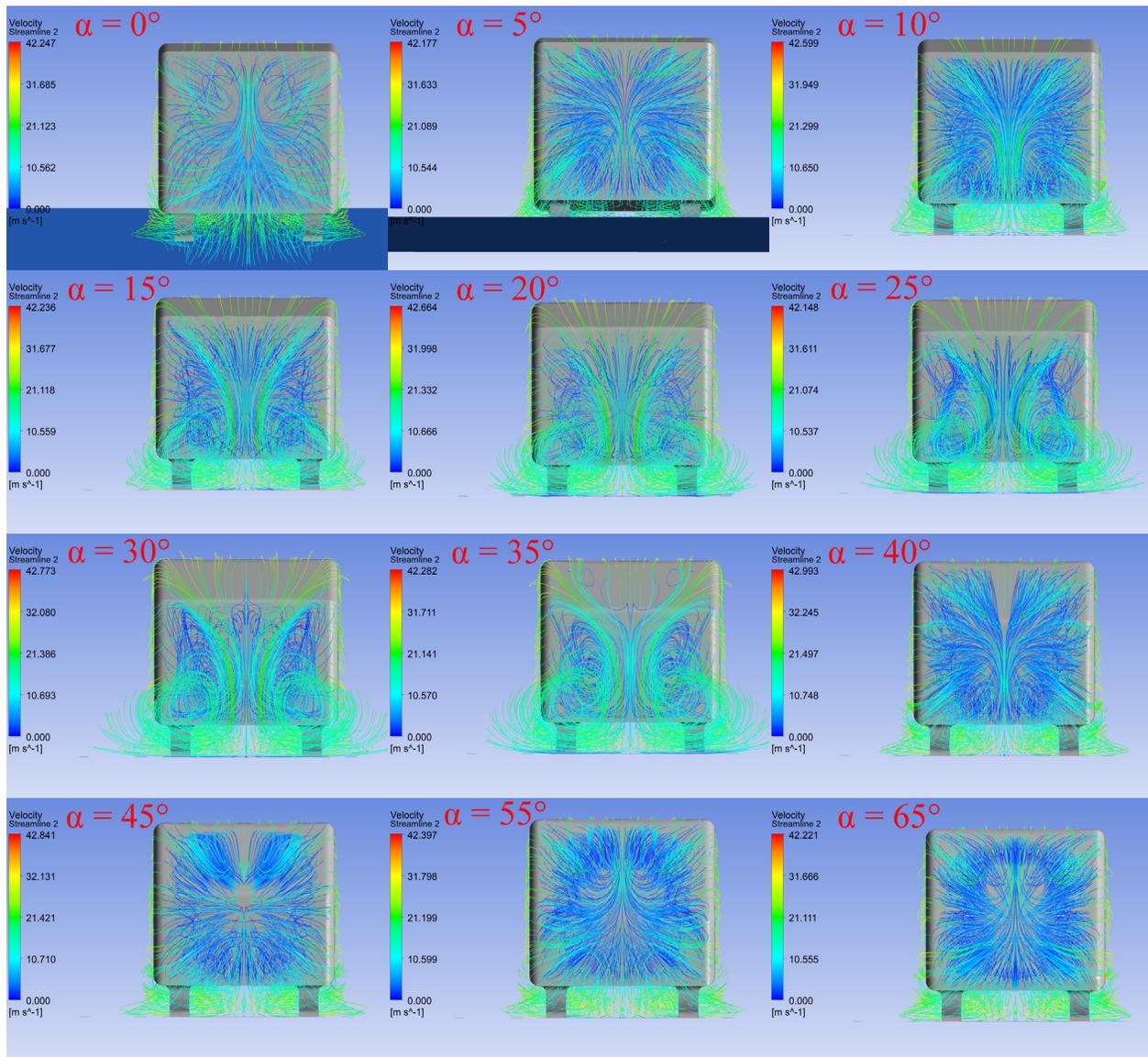


Figure IV.29 : Visualisation des lignes de courant dans la partie arrière des véhicules simplifiés avec différents angle α .

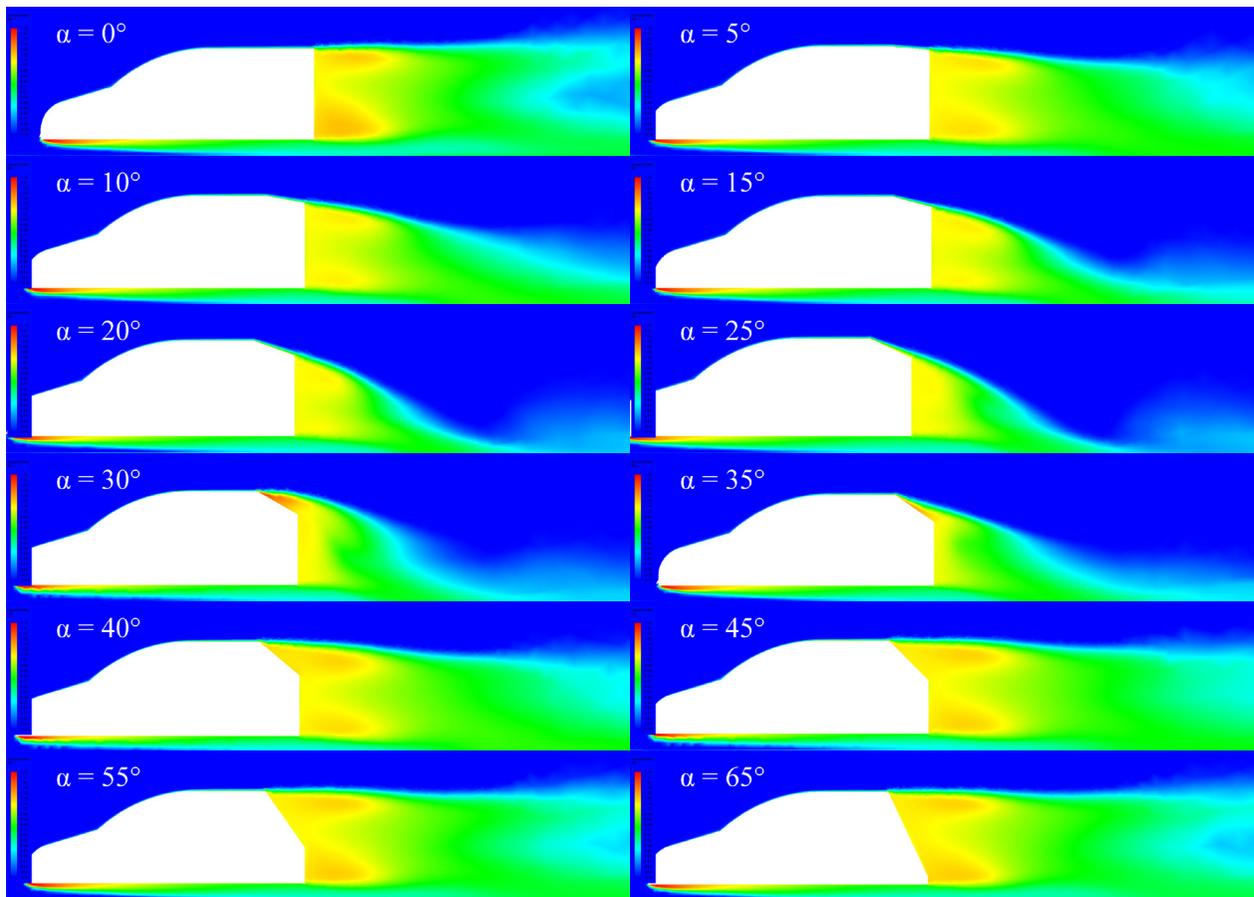


Figure IV.30 : Contours du coefficient de perte de pression totale relevé sur le plan de symétrie des véhicules simplifiés avec différents angles α .

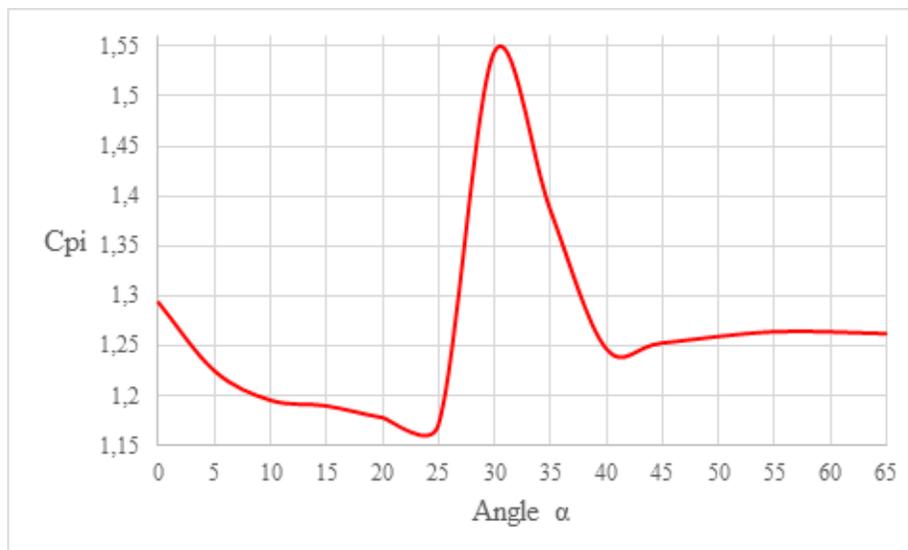


Figure IV.31 : Variation de la valeur maximale du coefficient de perte de pression totale dans le culot du véhicule en fonction de l'angle α .

Ces phénomènes s’accompagnent par une perte d’énergie volumique (Figure IV.30 et IV.32), ce qui provoque la dégradation des performances aérodynamiques du véhicule.

À mesure que l’angle α augmente, la zone de sillage est réduite et les structures tourbillonnaires toriques Q se rapprochent. Il en résulte une moindre énergie cinétique dissipée en raison de ces petits tourbillons et une pression plus élevée appliquée à la surface arrière du corps, donc moins de traînée de forme, par conséquent moins de puissance de compensation requise par le moteur pour propulser le véhicule vers l’avant. Cependant, un décollement se produit à 30° , ce dernier engendre de fortes turbulences près de la lunette arrière, ce qui se traduit par un pic d’augmentation du coefficient de perte de pression totale qui atteint une valeur de 1.545, visible sur la figure IV.31.

La perte d’énergie volumique est atténuée, ce qui engendre la baisse du C_{pi} jusqu’à une valeur de 1.24 pour $\alpha=40^\circ$. Pour une valeur de α supérieure, l’intensité des structures tourbillonnaires toriques Q visibles sur la figure IV.28 augmente légèrement jusqu’à se stabiliser.

La figure IV.32 illustre la perte d’énergie volumique engendrée par les structures tourbillonnaires longitudinales décrites plus haut.

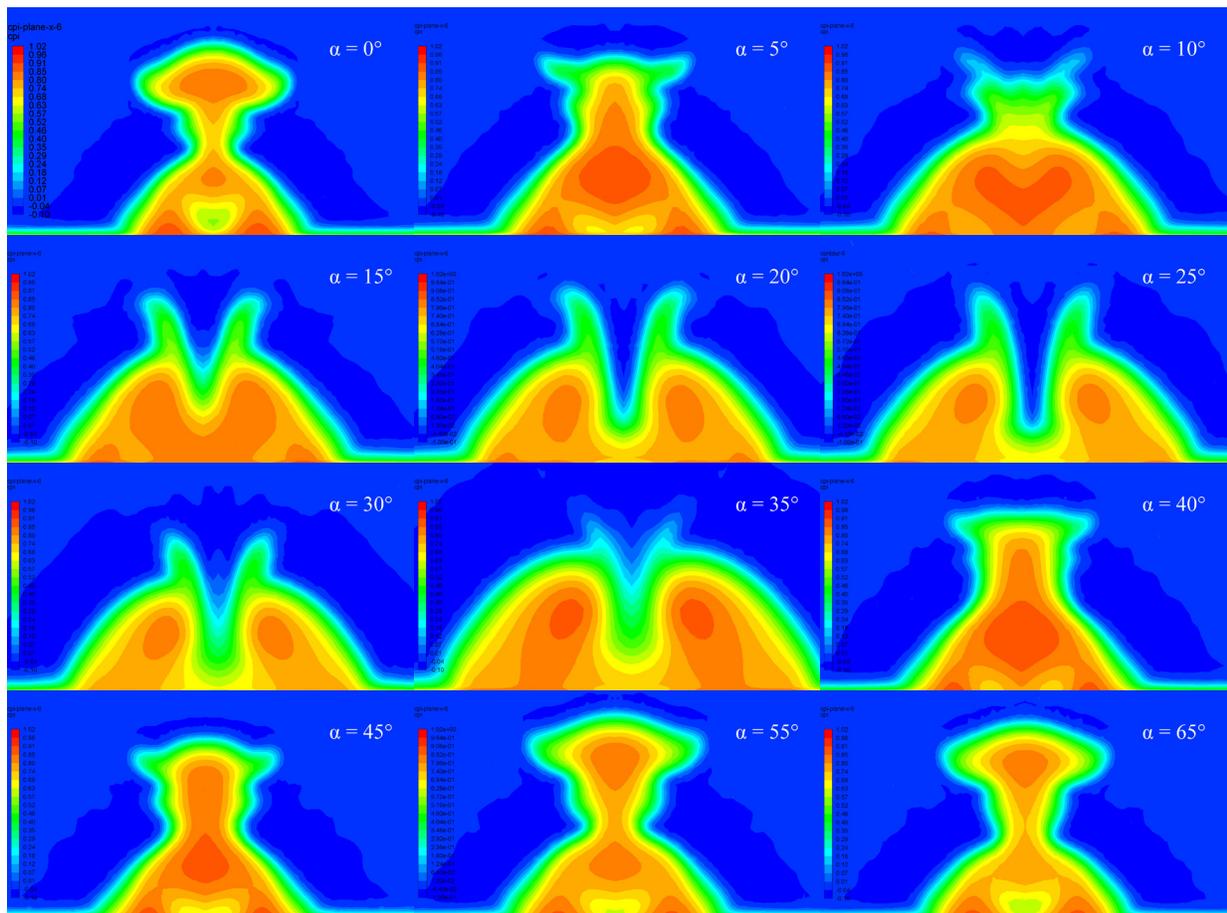


Figure IV.32 : Contours du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-4$ sur les véhicules simplifiés avec différentes valeurs de l’angle α .

Comme le montre la figure IV.33, l'évolution du C_x comprend 4 différentes phases.

On peut voir que pour α compris entre 0° et 25° , l'évolution de l'intensité des structures tourbillonnaires toriques Q et des structures longitudinales T très énergétiques est inversement proportionnelle, ce qui suppose la présence d'un angle α optimal pour lequel la perte d'énergie volumique est minimale. En effet on peut voir sur la figure IV.33 que pour notre géométrie. Cet angle est de 10° . On observe une diminution du C_x entre $\alpha=0^\circ$ et 10° jusqu'à une valeur de 0.308, puis une augmentation jusqu'à l'atteinte d'une valeur critique de 0.391 pour $\alpha=35^\circ$. Ce pic est expliqué par à la fois la forte intensité des structures tourbillonnaires longitudinales qui atteint sa valeur maximale pour $\alpha=35^\circ$ et l'apparition des turbulences dans la zone près de la lunette arrière du véhicule pour $\alpha=30^\circ$ et 35° . La chute de l'intensité des structures tourbillonnaires longitudinales et l'atténuation des turbulences près de la lunette arrière s'accompagnent par une baisse brutale du C_x jusqu'à 0.325 entre une valeur de α comprise entre 35° et 40° , à partir de 40° , l'évolution du C_x est proportionnelle à l'évolution de l'intensité des structures tourbillonnaires toriques dans le sillage du véhicule, sa valeur augmente progressivement puis se stabilise autour de 0.34 à partir de 55° .

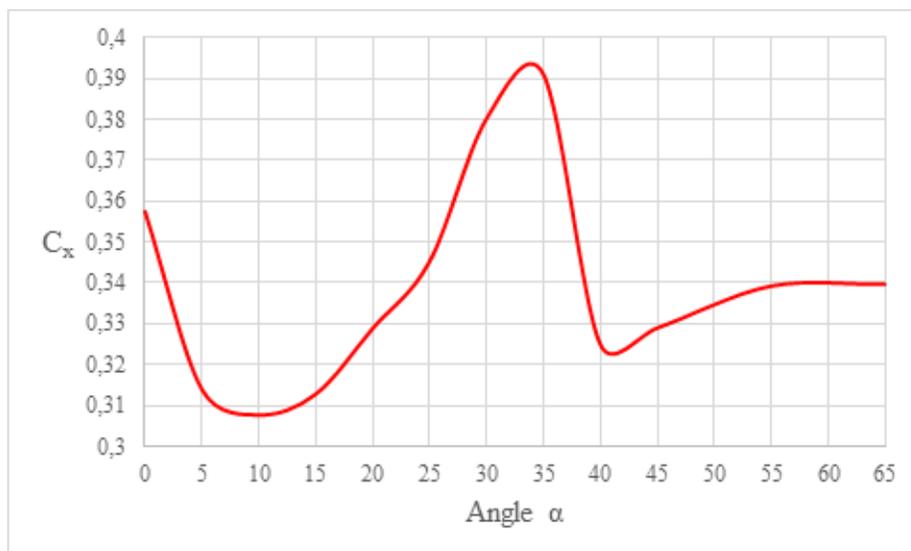


Figure IV.33 : Variation du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de la modification de l'angle de la lunette arrière du véhicule simplifié.

Ces résultats sont conformes à ceux obtenus antérieurement [31] [38-40].

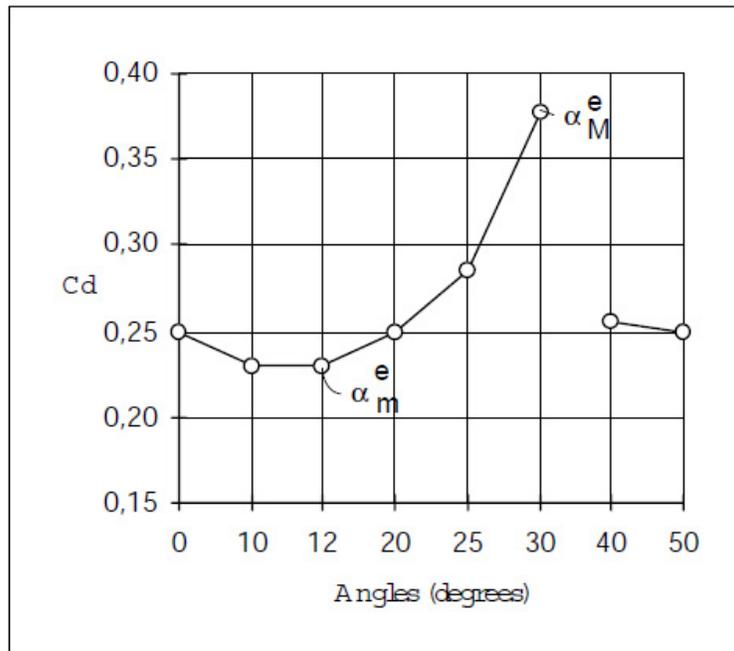


Figure IV.34 : Variation du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de la modification de l'angle de la lunette arrière du corps d'Ahmed selon P. Gilliéron et F. Chometon [31].

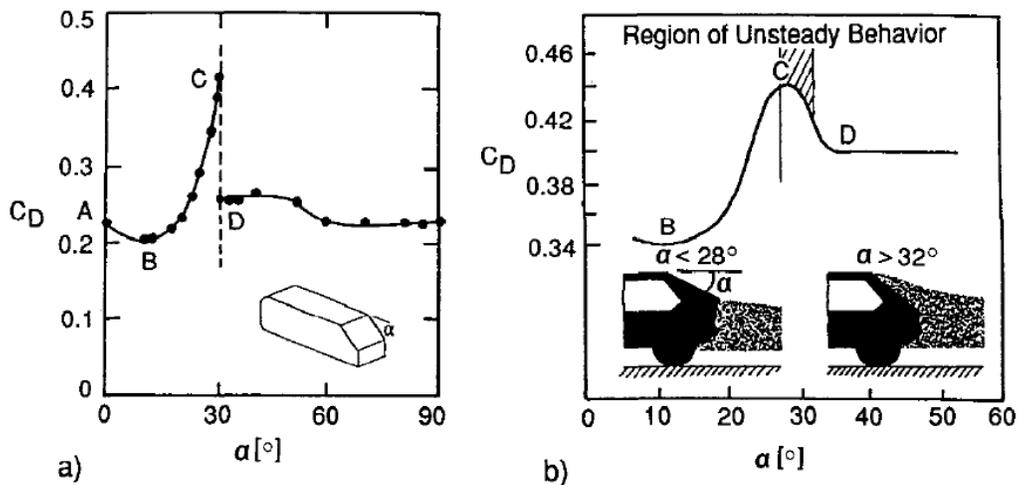


Figure IV.35 : Variation du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de la modification de l'angle de la lunette arrière du corps d'Ahmed (a) et d'un véhicule (b) selon Hucho et Sovran [39].

IV.3.3. Analyse de l'écoulement dans le sillage de la Volkswagen Golf VI :

Dans le but de se rapprocher le plus d'un écoulement autour d'une voiture de circulation, nous avons modélisé une seconde géométrie, inspirée de la Volkswagen Golf VI. Cette dernière reprend fidèlement les dimensions et les courbures de la voiture contrairement à la géométrie simplifiée qui contient des arêtes et des simplifications. Ces différences influencent la topologie de l'écoulement.

IV.3.3.1. Topologie de l'écoulement :

L'analyse de l'écoulement autour du véhicule révèle quelques différences avec l'écoulement autour de la géométrie simplifiée.

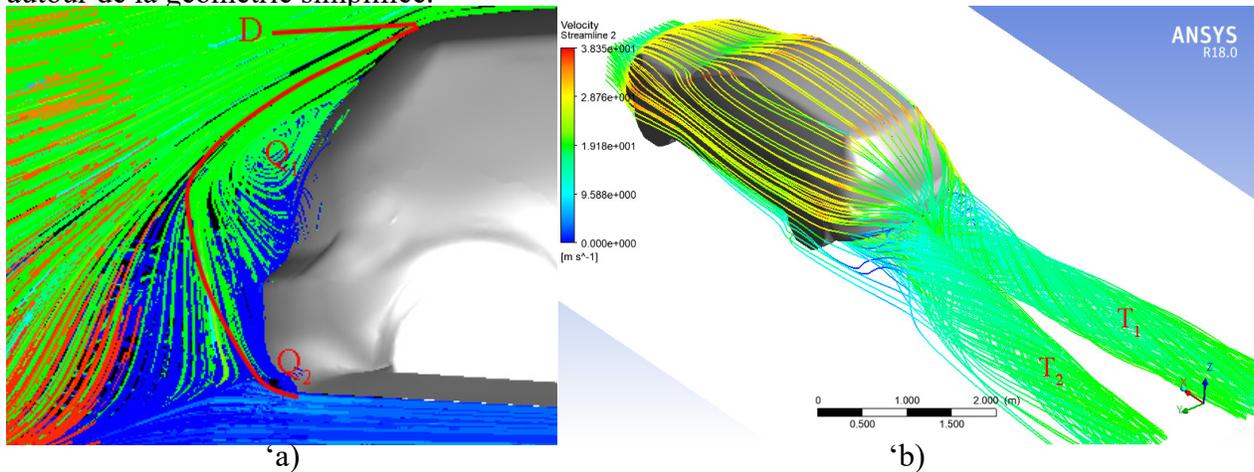


Figure IV.36 : Lignes de courant dans la partie arrière du véhicule. (a) Vue de profil, (b) vue en perspective.

- **La région décollée D :**

Elle est exclusivement alimentée par l'écoulement issu du pavillon. Les filets fluides décollent au niveau de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière pour former la région Q.

Le décollement est moins prononcé que sur la géométrie simplifiée.

- **La région décollée Q :**

Les lignes de courant issues du pavillon s'enroulent pour former la structure tourbillonnaire transversale qui compose le haut du tore Q_1 .

La structure tourbillonnaire Q_2 , alimentée par les filets fluides issus du soubassement est beaucoup moins importante (minuscule) par rapport à la géométrie simplifiée.

Les filets fluides s'enroulent le long du par-chocs arrière dans sa partie inférieure puis se mélangent avec les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 .

- **Les structures tourbillonnaires longitudinales T_1 et T_2 :**

Elles sont issues du décollement et de l'enroulement des filets fluides le long des arêtes latérales de la lunette arrière tout comme sur la géométrie simplifiée. Ces structures divergent à mesure qu'on s'éloigne du culot contrairement aux structures longitudinales de la géométrie simplifiée (Figure IV.37).

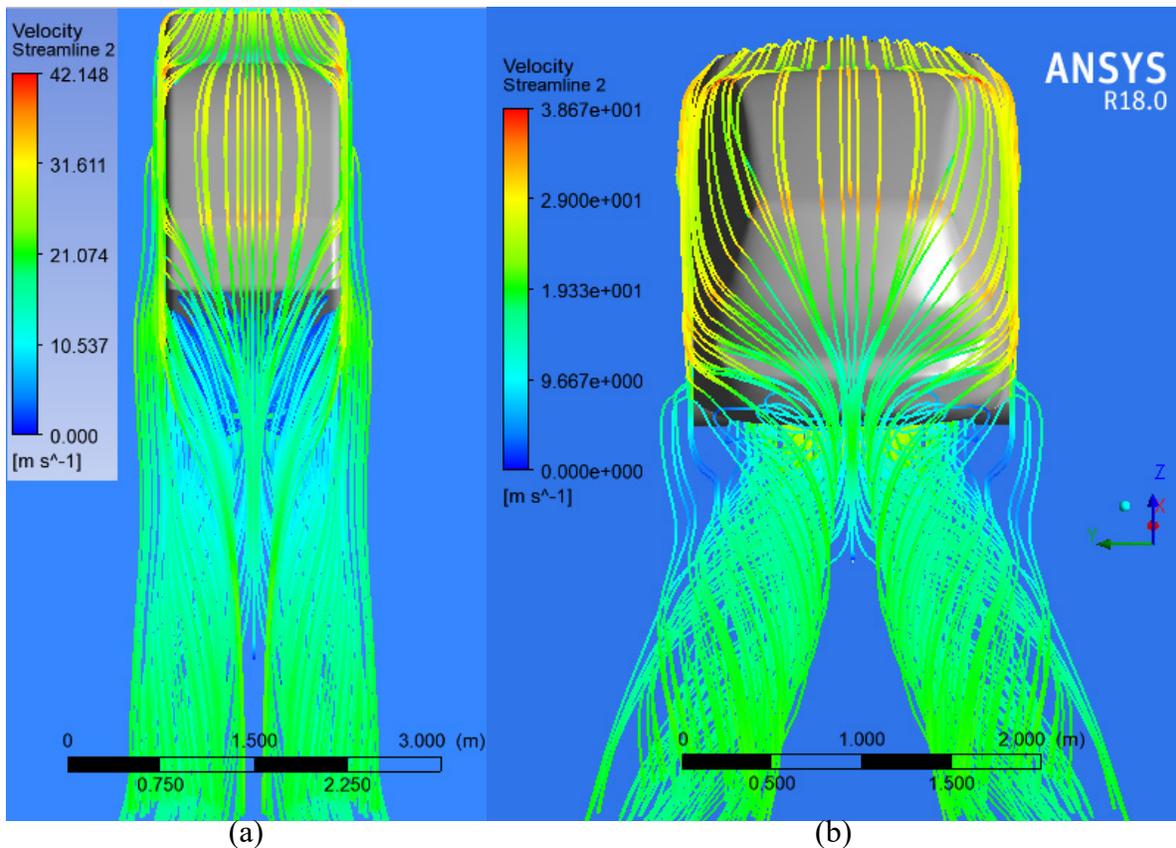


Figure IV.37 : Comparaison entre les tourbillons longitudinaux dans la partie arrière de (a) la géométrie simplifiée et (b) la Volkswagen Golf VI.

IV.3.3.2. Profils de vitesse :

Les profils de vitesse longitudinale réduite représentés sur la figure IV.39 présentent les mêmes zones identifiées sur la géométrie simplifiée. Toutefois, la diminution de la vitesse est moins importante que sur cette dernière à mesure qu'on s'éloigne du culot. En effet, on passe d'une valeur négative de 12% sur le plan longitudinal médian aux abscisses réduites $x/h = -2.98$ à une valeur positive de 11.5% de la valeur de la vitesse au loin sur le plan $x/h = -3.11$.

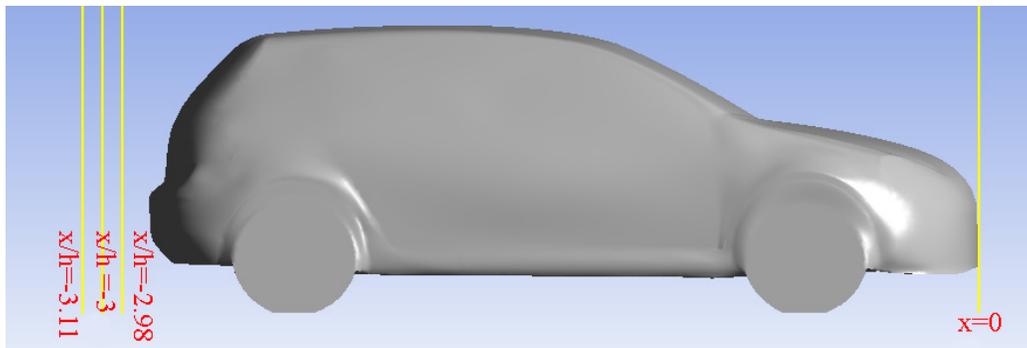


Figure IV.38 : Plans de référence.

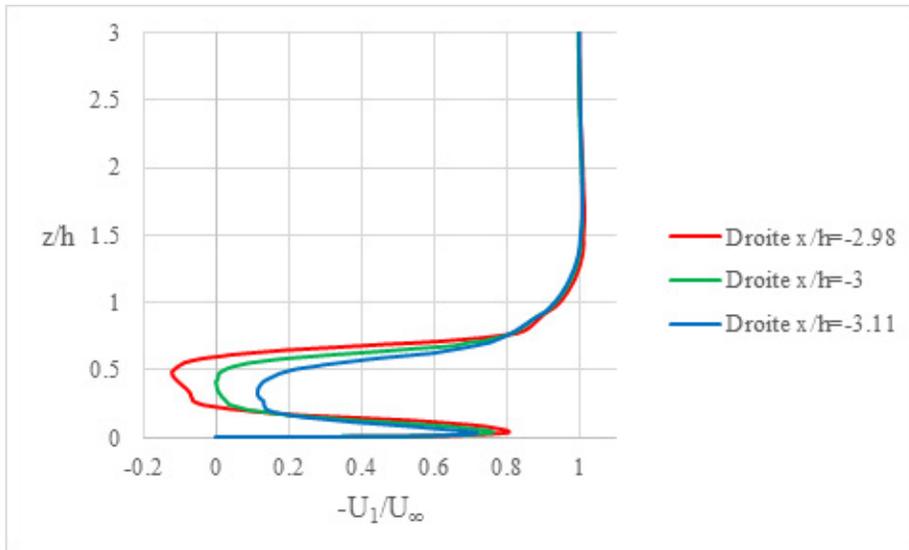


Figure IV.39 : Profils de vitesse longitudinale réduite $-U_1/U_\infty$ dans le plan longitudinal à $x/h = -2.98, -3$ et -3.11 .

Les mêmes observations sont constatées pour les variations de la vitesse $|U|/U_\infty$ dans le plan longitudinal médian aux abscisses réduites $x/h = -2.98, -3$ et -3.11 présentées sur la figure IV.40.

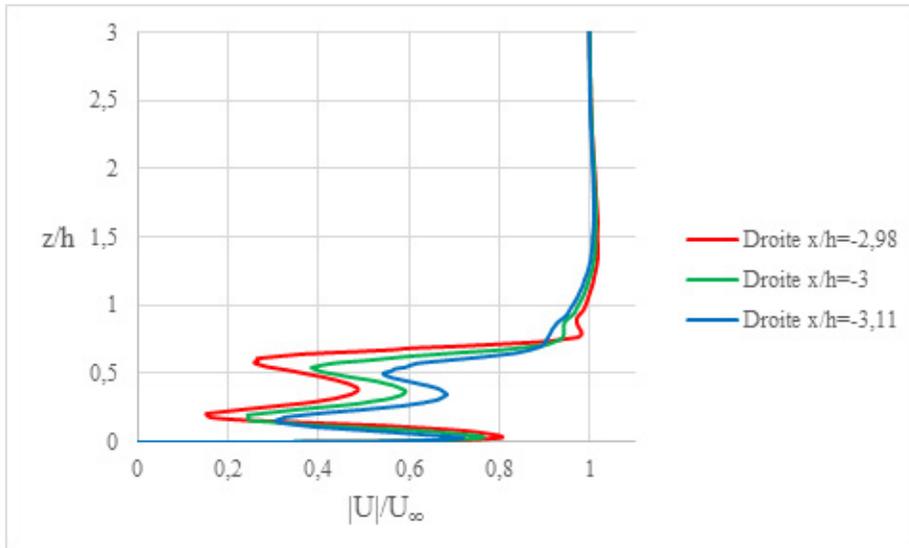


Figure IV.40 : Profils de vitesse réduite $|U|/U_\infty$ dans le plan longitudinal médian à $x/h = -2.97, -3$ et -3.11 .

Cette différence entre les 2 géométries est due à la différence de la taille de la zone de décollement D qui est moins importante sur la Volkswagen Golf VI que sur la géométrie simplifiée et aussi à la divergence des tourbillons longitudinaux dans la partie arrière de la Golf VI (Figure IV.37).

IV.3.3.3. Caractérisation des pertes énergétiques dans le sillage du véhicule :

Des différences de pression statique et totale importantes entre l'amont et l'aval du véhicule sont observées sur le plan longitudinal médian (Figure IV.41), 418 Pa en amont contre -80 Pa en aval pour la pression statique et 425 Pa en amont contre -53 Pa en aval pour la pression totale. Ce qui, tout comme dans la géométrie simplifiée, induit à l'aspiration du véhicule dans le sens opposé de l'écoulement.

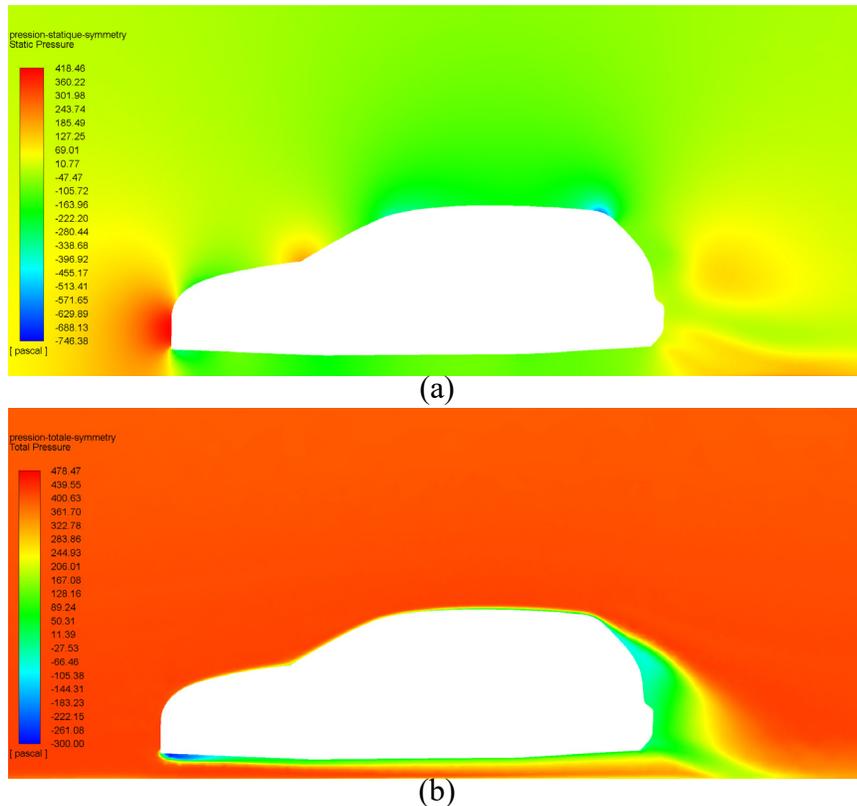


Figure IV.41 : Contours de pression statique (a) et totale (b).

Les valeurs du coefficient de pression totale dans les structures tourbillonnaires longitudinales T et dans les structures transversales Q sur le plan transversal situé à $x/h=-2.9$, présenté dans la figure IV.42 sont respectivement de $C_{pi}= 1.18$ et $C_{pi}= 1.06$. Cette figure nous montre également que les structures longitudinales se forment plus proche du culot sur la Volkswagen Golf VI comparé à la géométrie simplifiée (Figure IV.21).

À mesure qu'on s'éloigne du culot, les structures se dissipent par effet visqueux et turbulent, et les pertes de pression totale décroissent. À 2.8m du culot, sur le plan de mesure transversal situé à $x/h=-4.7$ (Figure IV.43), il ne reste plus que les structures longitudinales avec un coefficient de perte de pression totale $C_{pi}=0.78$.

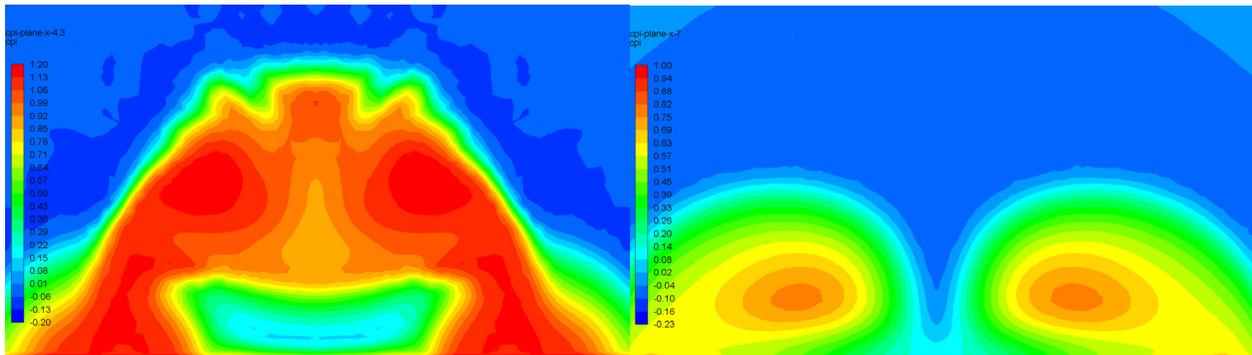


Figure IV.42 : Contour du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-2,9$ sur le culot.

Figure IV.43 : Contour du coefficient de perte de pression totale relevé dans un plan transversal situé à $x/h=-4.7$ sur le culot.

Les profils du coefficient de perte de pression totale représentés sur la figure IV.44 montrent des pertes d'énergie volumique importantes en se rapprochant du culot et représentent ainsi un pic dont le C_{pi} atteint la valeur 0.89 pour l'abscisse $x/h=-2.98$. Cette valeur importante de perte d'énergie est imputable aux structures toriques qui se produisent près du culot.

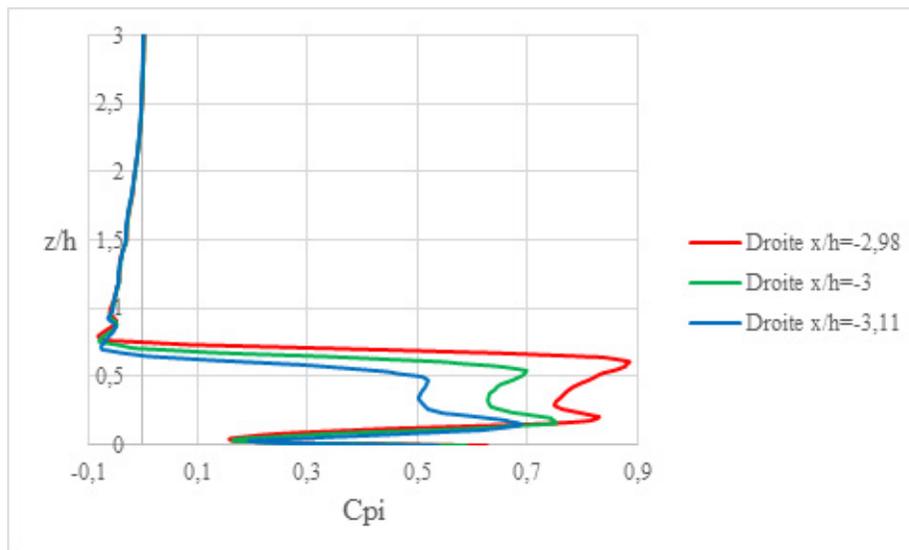


Figure IV.44 : Coefficient de perte de pression totale relevé dans le plan longitudinal médian à $x/h=-2.98,-3$ et -3.11 .

IV.3.3.4. Influence d'un déflecteur placé sur l'arrête arrière du pavillon du véhicule :

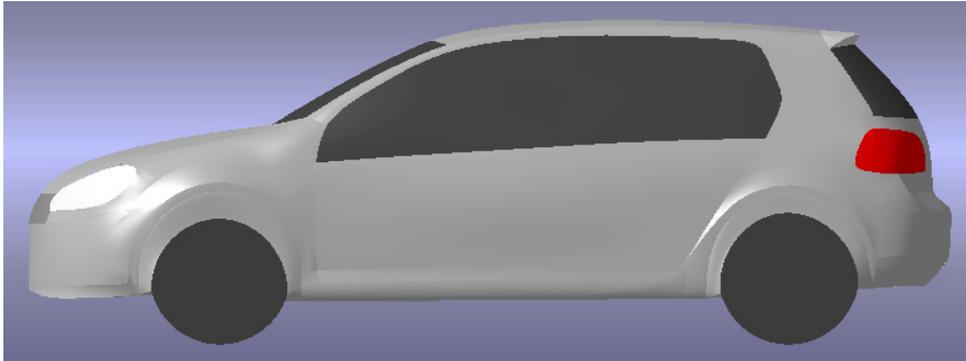


Figure IV.45 : Véhicule avec déflecteur.

Dans cette partie on s'intéresse à la réalisation d'un contrôle passif simple sur le véhicule automobile et à son influence sur le coefficient de traînée aérodynamique. Ce contrôle consiste en un déflecteur placé sur l'arête haute du hayon arrière du véhicule. Il s'agit ici de mettre en évidence les mécanismes physiques pouvant conduire à une réduction de la traînée globale du corps, notamment en ce qui concerne les interactions entre les différentes structures de l'écoulement.

L'augmentation du décollement provoquée par la présence du déflecteur (Figure IV.46) nous donne l'impression à première vue qu'elle a engendré une augmentation de la résistance à l'avancement, alors qu'en réalité elle a entraîné une diminution de celle-ci (traînée). En effet, lorsque le décollement s'avère suffisant, il vient contrecarrer le développement des structures tourbillonnaires longitudinales les plus énergétiques, réduisant ainsi leur influence sur la traînée.

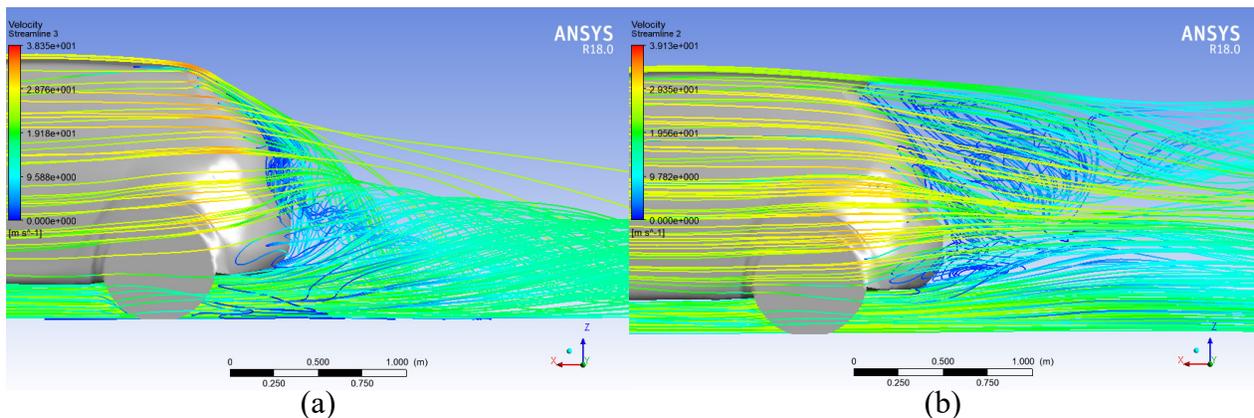


Figure IV.46 : Décollement dans la partie arrière du véhicule bicorps, (a) sans déflecteur. et (b) avec déflecteur.

Le contour du coefficient de perte de pression totale relevé dans le plan transversal à l'abscisse réduite $x/h = -4.7$ montre que les tourbillons longitudinaux sont quasi éliminés (Figure IV.47) et comme le montre la figure IV.48, le décollement présente un coefficient de perte d'énergie volumique C_{pi} de l'ordre de **1,184** en moyenne.

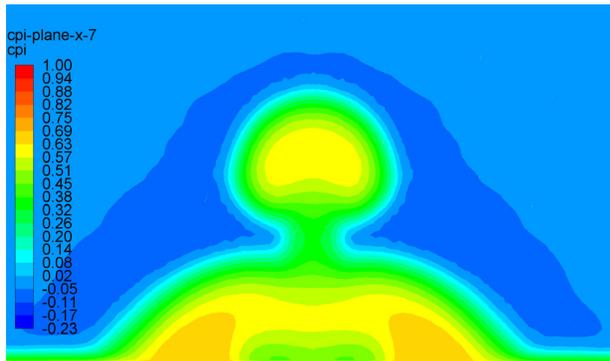


Figure IV.47 : Contour de coefficient de pression totale dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-4.7$.

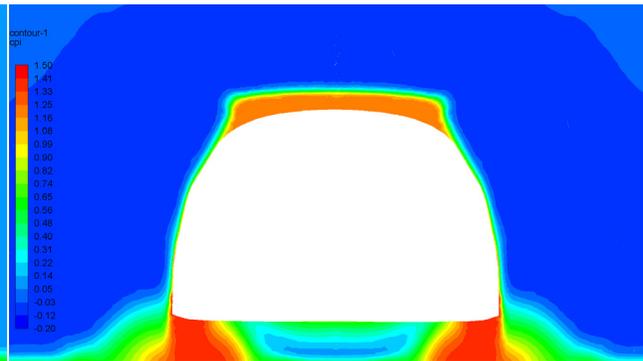


Figure IV.48 : Contour de coefficient de pression totale dans le plan transversal d'abscisse $x/h=-2.6$.

La figure IV.49, schématise la topologie de l'écoulement sur la partie arrière d'un véhicule bicorps avec et sans déflecteur.

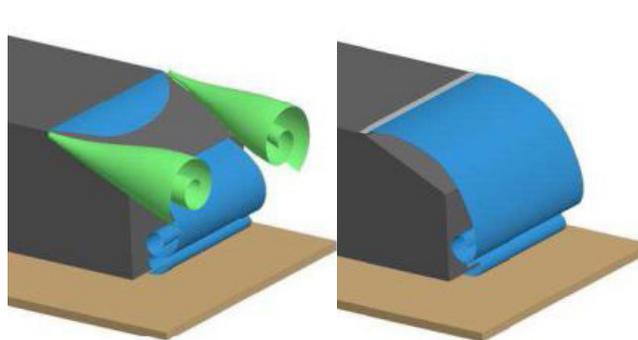


Figure IV.49 : Description schématique de l'écoulement sans contrôle (gauche) et avec déflecteur (droite) [41].

En conclusion, l'intégration du déflecteur a contrecarré le développement des tourbillons longitudinaux les plus énergétiques et permet de réduire le coefficient de traînée aérodynamique du véhicule de 3 points c.à.d. le C_x décroît de 0.36 dans le cas sans déflecteur à 0.33 avec déflecteur.

Le résultat de la présente étude est en accord avec ceux obtenus antérieurement [41-44] et met en évidence le couplage existant entre les structures tourbillonnaires longitudinales et l'écoulement décollé.

IV.3.3.5. Influence des rétroviseurs placés sur le véhicule :

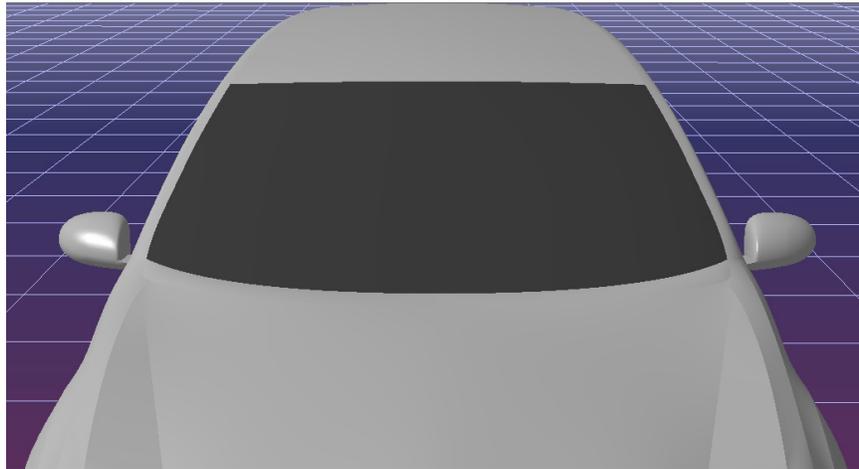


Figure IV.50 : Véhicule avec rétroviseurs.

Le sillage du rétroviseur du véhicule met en évidence l'importance de l'étude de celui-ci. En effet, il contribue de façon non négligeable à la traînée du véhicule.

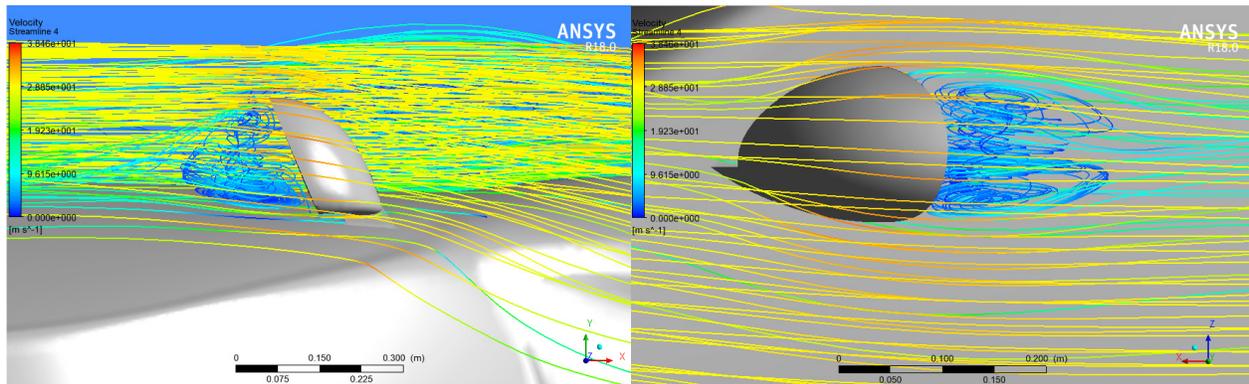


Figure IV.51 : Visualisation des turbulences dans le sillage du rétroviseur.

Sur la figure IV.52 qui représente le profil de vitesse, relevé suivant la droite verticale $y/h=0.64$ d'abscisse $x/h=-1.2$ passant par le sillage du rétroviseur, on remarque une diminution importante de la vitesse de l'écoulement qui atteint 20% de la valeur de la vitesse de l'écoulement principal $|U|/U_\infty = 0.2$ ($U=5\text{m/s}$) et la vitesse longitudinale $-U_1$ atteint 15% de U_∞ (Figure IV.53). Ces valeurs de la vitesse indiquent la recirculation dans le sillage et par conséquent des pertes d'énergie volumique importantes.

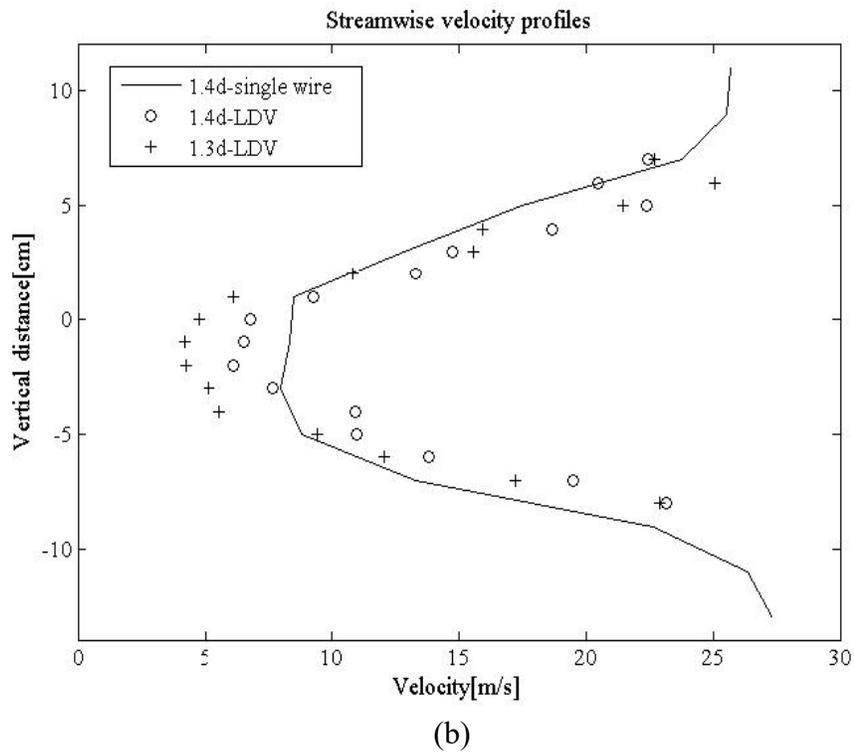
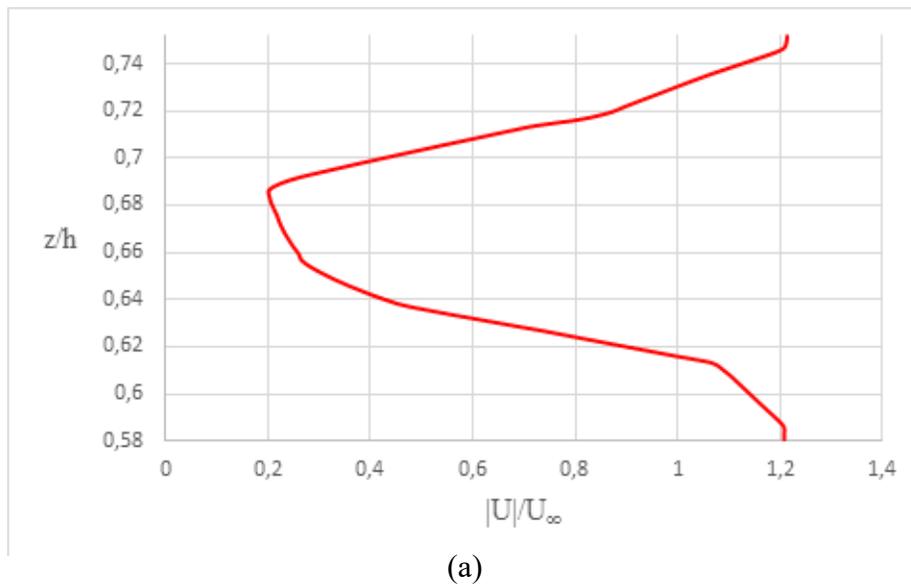


Figure IV.52 : Profil de vitesse dans le sillage du rétroviseur. (a) Présente étude. (b) D'après Jeong-Hyun Kim [45].

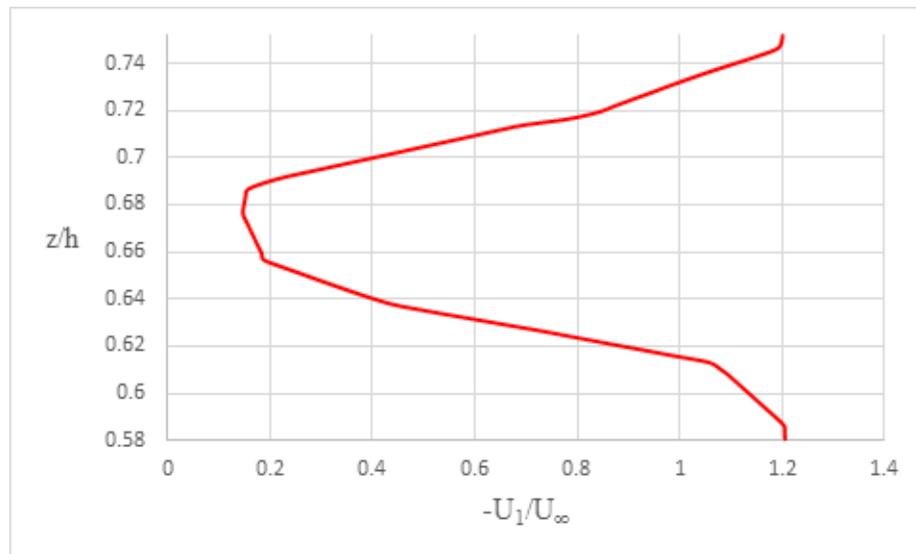


Figure IV.53 : Profil de vitesse longitudinale réduite $-U_1/U_\infty$ dans le sillage du rétroviseur suivant la droite verticale $y/h=0.64$ d'abscisse $x/h=-1.2$.

Les pertes d'énergie volumique relevées dans le sillage sont représentées sur la figure IV.54 où les valeurs du coefficient de pression totale sont très élevées et atteignent la valeur de 1,317.

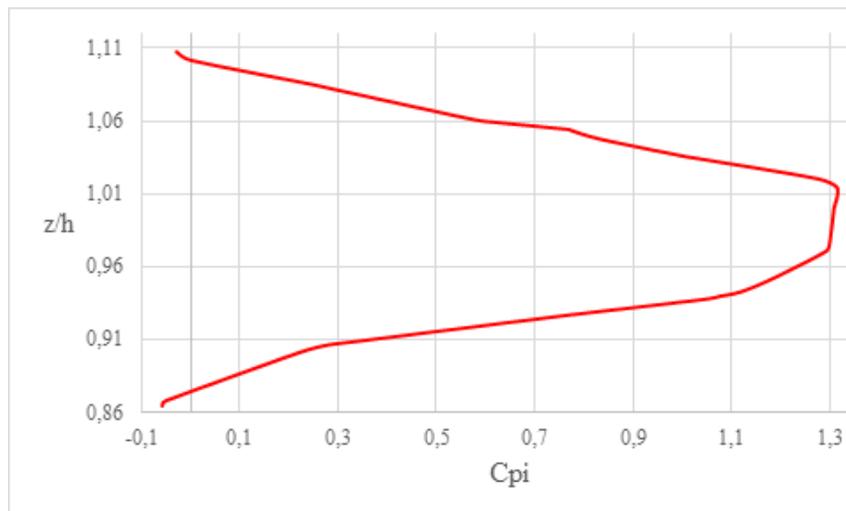


Figure IV.54 : Profil de coefficient de pression totale dans le sillage du rétroviseur suivant la droite verticale $y/h=0.64$ d'abscisse $x/h=-1.2$.

En conclusion, la valeur du coefficient de traînée aérodynamique du véhicule avec intégration des rétroviseurs obtenue dans la présente étude est de 0.38 dont deux points sont imputables aux rétroviseurs.

Les études expérimentales ont montré que le rétroviseur peut contribuer d'environ 9% dans la traînée aérodynamique [30].

IV.4.Récapitulatif des résultats :

Le tableau suivant présente les valeurs du coefficient de traînée aérodynamique et du SC_x obtenues dans la présente étude :

Véhicule simplifié		
α	C_x	SC_x
0	0,357	0,654
5	0,314	0,575
10	0,308	0,563
15	0,313	0,573
20	0,329	0,602
25	0,345	0,632
30	0,380	0,696
35	0,391	0,716
40	0,325	0,595
45	0,329	0,602
55	0,339	0,621
65	0,340	0,622
Volkswagen Golf VI		
Golf VI	0,362	0,783
Golf VI avec déflecteur	0,334	0,720
Golf VI avec rétroviseurs	0,377	0,833

Tableau IV.1 : C_x et SC_x des différentes géométries.

IV.5.Conclusion :

Dans ce chapitre, on a identifié les différentes structures tourbillonnaires qui se développent dans la partie arrière et estimé la valeur du coefficient de traînée aérodynamique C_x de véhicules de géométries différentes :

Une géométrie simplifiée et une géométrie détaillée. Ces résultats ont été ensuite comparés et validés par des études antérieures.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Nous avons abordé au cours de ce travail l'étude des performances aérodynamiques de deux géométries différentes de véhicule terrestres de type bicorps :

Un véhicule de géométrie simplifiée doté d'une lunette arrière avec un angle α d'inclinaison variable et un autre de géométrie inspirée de la Volkswagen Golf VI auxquels nous avons procédé à des simulations à l'aide d'un code basé sur un schéma de discrétisation aux volumes finies des équations qui régissent l'écoulement. La turbulence a été modélisée à l'aide du modèle $k.\epsilon$ réalisable.

Ces simulations nous ont permis d'une part, de voir la complexité de la structure de l'écoulement en aérodynamique automobile, écoulement décollé (à l'arrière du véhicule), sillage tridimensionnel, compétition entre les tourbillons longitudinaux (issus des montants de baie, des montants de lunette ou de soubassement) et les structures tourbillonnaires toriques transversales ainsi que la turbulence dans les sillages des rétroviseurs, etc. et d'autre part, de quantifier la contribution de ces différentes structures dans la traînée aérodynamique.

La présente étude nous a permis aussi de voir que les décollements et les structures tourbillonnaires développées dans le sillage du véhicule sont le siège de pertes d'énergie volumique importante.

La connaissance de cette structure de l'écoulement est d'une importance capitale pour l'amélioration de la géométrie du véhicule et par conséquent ses performances aérodynamiques.

À travers cette étude, nous avons montré que la modification de la partie arrière du véhicule a grandement changé la topologie de l'écoulement et a induit à une variation importante de la valeur du coefficient de traînée aérodynamique. Nous avons constaté que pour notre géométrie simplifiée, l'angle α qui offre les meilleurs performances aérodynamiques est de 10° , et celui qui augmente le plus la traînée est de 35° .

Enfin cette étude permet de mettre en évidence l'influence des accessoires même de faibles dimensions (déflecteur et rétroviseurs) sur la topologie de l'écoulement et la performance aérodynamique du véhicule.

PERSPECTIVES

Les résultats issus de ce travail de mémoire mettent en évidence les différentes structures tourbillonnaires qui se développent dans le sillage d'un véhicule automobile et l'influence des protubérances sur la topologie de l'écoulement ainsi que sur les performances aérodynamiques du véhicule. L'étude doit cependant se poursuivre pour identifier encore les différents sillages (derrière les roues, vitres ouvertes, toit ouvrant...) et les interactions des écoulements secondaires avec l'écoulement global (rotation des roues) en tenant compte des différentes positions du véhicule tels que position dans un virage, dépassement de véhicule, véhicule dans un tunnel. Par la suite il faut passer à la recherche des solutions de contrôle qui peuvent être passives ou actives.

ANNEXE A

DIMENSIONS DES GÉOMÉTRIES

Ci-dessous les dimensions des véhicules et des accessoires (déflecteur et rétroviseurs) utilisés dans la présente étude :

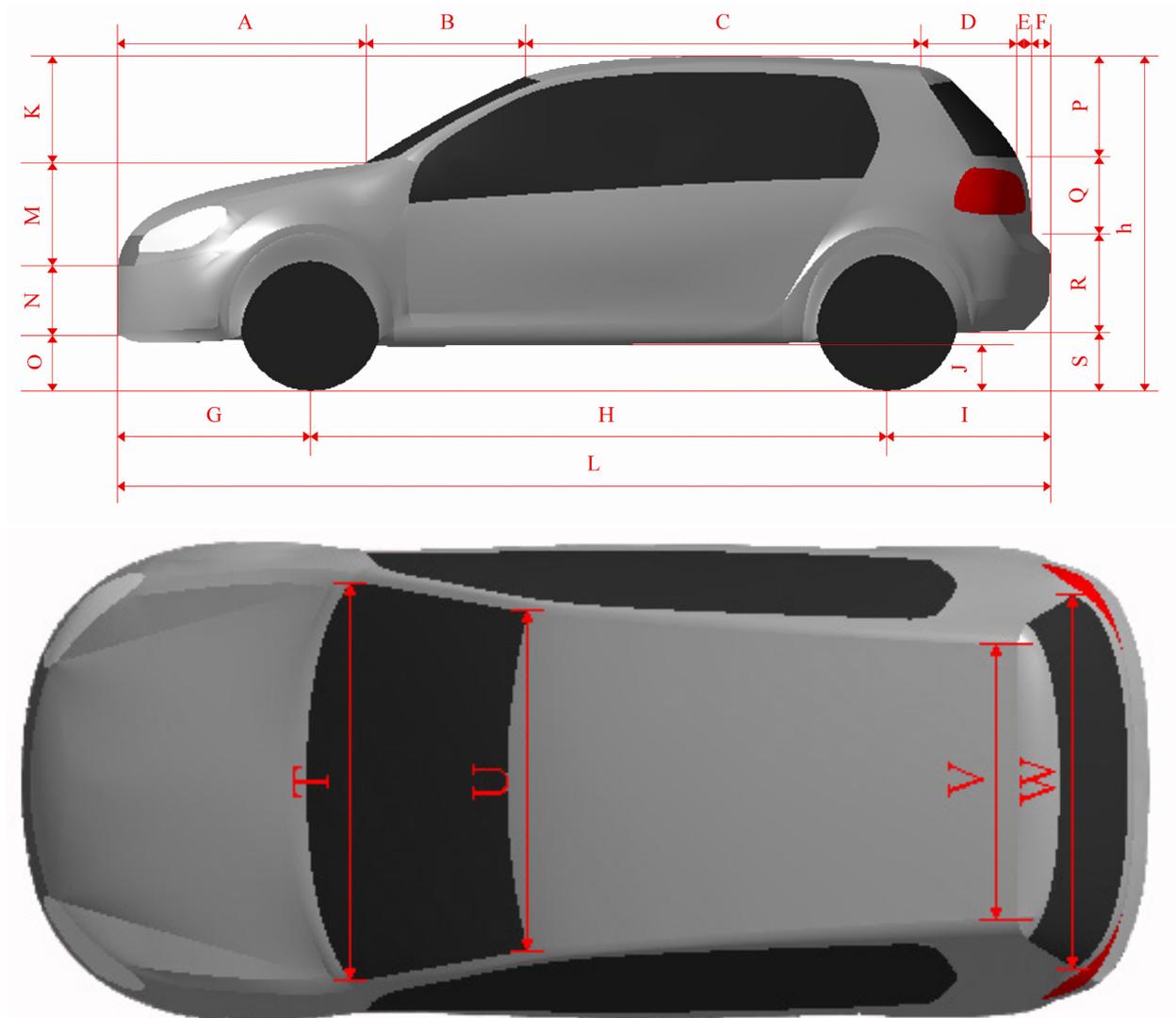


Figure A.1 : Dimensions de la Volkswagen Golf VI.

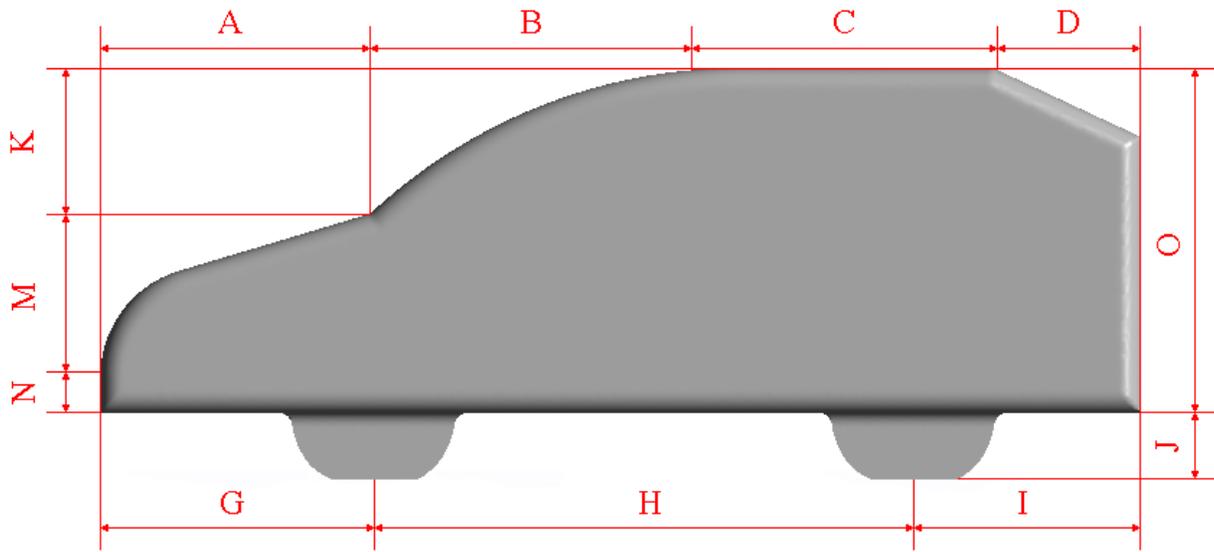


Figure A.2 : Dimensions du véhicule simplifié.

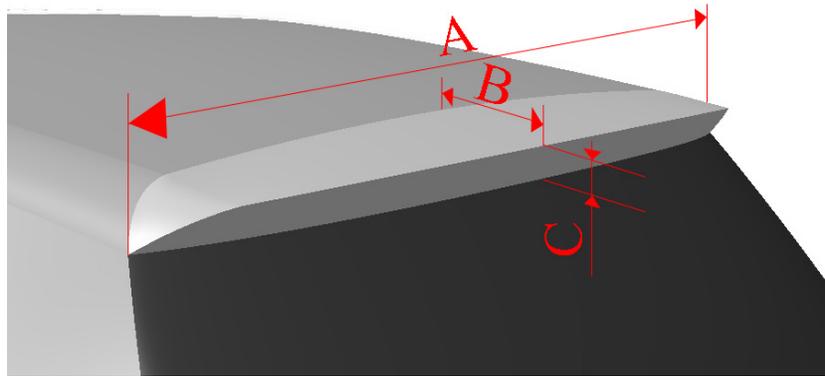


Figure A.3 : Dimensions du déflecteur.

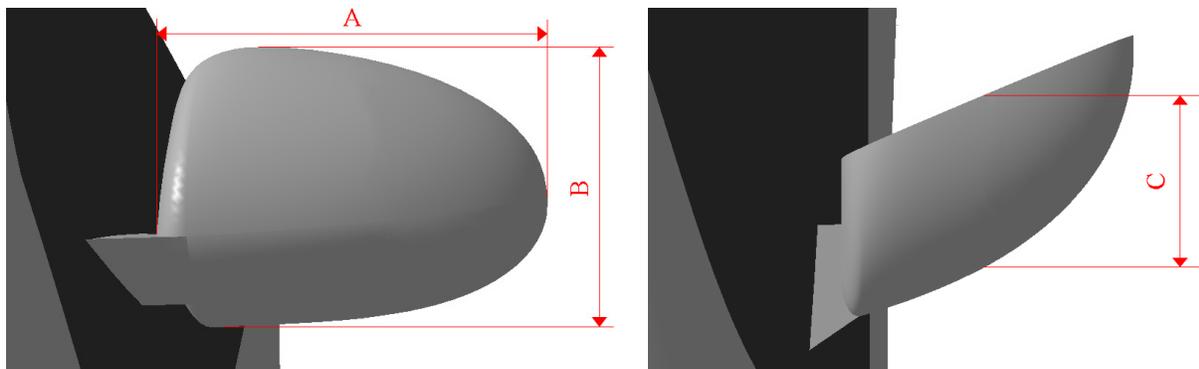


Figure A.4 : Dimensions des rétroviseurs.

	Véhicule simplifié	Volkswagen Golf IV
Longueur totale (L)	3800	4199
Largeur totale (l)	1400	1786
Hauteur totale (h)	1500	1512
Empattement (H)	1972	2590
Soubassement (J)	242	208
Voie	850	1342
Porte à faux avant (G)	997	870
Porte à faux arrière (I)	831	739
A	986	1120
B	1351	717
C	923	1777
D	540	430
E	-	67
F	-	88
K	532	482
M	595	463
N	131	316
O	1258	251
P	-	455
Q	-	348
R	-	444
S	-	265
T	-	1439
U	-	1195
V	-	956
W	-	1357
Diamètre des roues	600	600
Épaisseur des roues	150	205

Tableau A.1 : Dimensions des véhicules (mm).

	Déflecteur	Rétroviseurs
A	1114	210
B	190	148
C	50	122

Tableau A.2 : Dimensions des accessoires (mm).

ANNEXE B

COEFFICIENT DE TRAÎNÉE DE QUELQUES MODÈLES DE VOITURES

C_x	Modèle de voiture	Année
0.44	Peugeot 305	1978
0.44	Peugeot 504	1968
0.44	Toyota Truck	1990
0.4	Nissan Skyline GT-R R32	1989
0.39	Chevrolet Tahoe	2006
0.36	Citroën DS	1955
0.36	Ferrari Testarossa	1986
0.36	Ford Mustang	1999
0.36	Honda Civic	2001-2005
0.34	Ferrari F40	1987
0.34	Ferrari 360 Modena	1999
0.34	Ferrari F430 F1	2004
0.32	Volkswagen Golf MK3	1991
0.32	AMC Pacer	1975–1980
0.32	Ferrari California	2008
0.31	Toyota RAV4	2006
0.31	Volkswagen GTI Mk IV	1997
0.3	Audi 100	1983
0.3	Ford Taurus	1996-1999
0.29	Honda CRX HF	1988
0.29	Infiniti G35 Sedan	2008
0.29	Lancia Dedra	1990
0.29	Lexus LS 400	1990
0.29	Lotus Elite	1958
0.29	Lotus Europa	1966
0.29	Mazda Millenia	1995

BIBLIOGRAPHIE

- [01] Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC), « *Bilan 2001 des changements climatiques : Les éléments scientifiques* », 3ème rapport d'évaluation, 2001.
- [02] Comolet, R. (1994). « *Mécanique expérimentale des fluides, Tome 2, Dynamiques des Fluides Réels, Turbomachines* », 4ème éd., Paris : Masson, 455 p.
- [03] Medjkane, G. : « *Optimisation de formes aérodynamiques des véhicules terrestres* » Mémoire de Magister, USTHB. N° d'ordre 04/2011-M/G.M. Année 2011.
- [04] Mohd Khalil Azingah. « *Simulation and analysis drag and lift coefficient between sedan and hatchback car* ». Faculty of Mechanical Engineering, University Malaysia Pahang Nov 2008.
- [05] Chassing, P, « *Turbulence en mécanique des fluides. Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur* » Toulouse, 2000.
- [06] Laurent Keirsbulck.« *Turbulence* » D.E.A Université de Valenciennes, France ; 2004.
- [07] Began, A, « *Convection heat transfert* » John and Wiley and Sons, New York. 1984.
- [08] Candel, S, « *Mécanique des fluides* » ; 2ème éd. Paris, 1995.
- [09] Charles. Chemel, « *Modélisation et simulation des écoulements d'air dans les serres* ». Stage effectuée à l'INRA en Avignon. Unité Plantes et Systèmes Horticoles Avril - Août 2001.
- [10] Jean Philippe Boin : « *Turbulence* » cours de 2ème année de l'ENSIB 2001/2002.
- [11] Cousteix.J, « *Turbulence et couche limite* », Toulouse.1989.
- [12] Launder. B & Spalding. D, « *The Numerical computation of turbulent flows, computer methods in applied Mechanics and engineering* » 3pp.269-289. 1974.
- [13] Christophe. B & Genevieve.C.B. « *Turbulence* » CNRS édition Paris. 2003.
- [14] T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu. « *A New Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation*

- ». *Computers Fluids*. 24(3). 227–238. 1995.
- [15] W. C. Reynolds. « *Fundamentals of turbulence for turbulence modeling and simulation* ». Lecture Notes for Von Karman Institute Agard Report No. 755. 1987.
- [16] S.-E. Kim, D. Choudhury, and B. Patel. « *Computations of Complex Turbulent Flows Using the Commercial Code ANSYS Fluent* ». In Proceedings of the ICASE/LaRC/AFOSR Symposium on Modeling Complex Turbulent Flows. Hampton, Virginia 1997.
- [17] Yakhou. V & Orszag. S. A. « *Renormalization group analysis turbulence* » Basic theory *I.n.t.j.Sci Camput* 1, pp1.51. 1986.
- [18] B. E. Launder and D. B. Spalding. « *The Numerical Computation of Turbulent Flows* ». *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. 3. 269–289. 1974.
- [19] J. R. Viegas, M. W. Rubesin, and C. C. Horstman. « *On the Use of Wall Functions as Boundary Conditions for Two-Dimensional Separated Compressible Flows* ». Technical Report AIAA-85-0180. AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada 1985.
- [20] C. Jayatillaka. « *The Influence of Prandtl Number and Surface Roughness on the Resistance of the Laminar Sublayer to Momentum and Heat Transfer* ». *Prog. Heat Mass Transfer*. 1. 193–321. 1969.
- [21] S.-E. Kim and D. Choudhury. « *A Near-Wall Treatment Using Wall Functions Sensitized to Pressure Gradient* ». In ASME FED Vol. 217, Separated and Complex Flows. ASME. 1995.
- [22] Pierre Duysinx. « *Performances du véhicule* », Université de Liège.
- [23] Cédric Leclerc. « *Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique* ». Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Thèse Doctorat 2008.
- [24] Wong. J.Y. « *Theory of Ground Vehicles* ». 3rd ed., John Wiley & sons. 2001.
- [25] Douglas C. Giancoli. « *Physique générale : Mécanique et thermodynamique* », De Boeck Université, 1993 (ISBN 978-2804117009).
- [26] M -Roumeas Mathieu. « *Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu* ». Institut national polytechnique de Toulouse : n° 2348 (2006).
- [27] Th. Faure. « *Aérodynamique appliquée* » Université Pierre et Marie Curie- Paris 6, (2006).
- [28] Onorato M., Costelli A.F. & Garonne A., « *Drag measurement through wake analysis*

- », SAE International congress and Exposition, No. SP6569, pp. 85-93, Detroit, 1984.
- [29] Huchot W.H., « *Aerodynamics of road vehicles (4th ed.)* », Society of Automotive Engineers, Inc. ISBN 0-7680-0029-7, 1998.
- [30] Philippe Terrier avec la collaboration de Idriss Amara. « *Technologies à vocation environnementale appliquées au transport* ». | Véhicules hybrides | TCH 090-095, 08 Septembre 2008.
- [31] Gilliéron, P., & Chometon, F. (1999). « *Modelling of stationary three-dimensional separated air flows around an Ahmed reference model* ». In ESAIM: Proceedings (Vol. 7, pp. 173-182). EDP Sciences.
- [32] T. Gillespie. « *Fundamentals of vehicle Dynamics* », Society of Automotive Engineers (SAE). 1992.
- [33] ANSYS® Academic Research, Release 18.0, Help System, FLUENT Theory guide, ANSYS, Inc.
- [34] Lanfrit, M. (2005). « *Best practice guidelines for handling Automotive External Aerodynamics with FLUENT* ». (Version 1.2), Fluent Deutschland GmbH.
- [35] Patrick Gilliéron et Eugénie Levallois-Goy. « *Contribution de l'aérodynamique au développement durable et sécuritaire dans l'automobile* ». Direction de la recherche, Renault SA, service 64260, Code API : TCR AVA 058, 1 avenue du golf, 78288 Guyancourt Cedex France (2006).
- [36] Gilliéron P. « *Analyse, modélisation et typologie des écoulements de culot dans l'automobile* », AAAF-36ème colloque d'aérodynamique appliquée 20-22 March 2000.
- [37] Lasse Christoffersen, Christoffer Landström, Lennart Löfdahl. « *Implementing advanced CAE tools in automotive engineering education Atchalmers University of technology* ». Chalmers University of Technology/Applied Mechanics, Sweden. 2009.
- [38] Banga, Saurabh & Zunaid, Md & Ahmad Ansari, Naushad & Sharma, Sagar & Singh Dungriyal, Rohit. (2015). « *CFD Simulation of Flow around External Vehicle: Ahmed Body* ». IOSR Journal of Mechanical and Civil Engineering. 12. 87-94. 10.9790/1684-12438794.
- [39] HUCHO, Wolf-heinich et SOVRAN, Gino. « *Aerodynamics of road vehicles. Annual review of fluid mechanics* », 1993, vol. 25, no 1, p. 485-537.
- [40] Ahmed S. R., Ramm R. & Falting G., 1984, « *Some salient features of the time averaged ground vehicle wake* », SAE technical paper series 840300, Detroit 1984
- [41] Grégoire Fourrié, Laurent Keirsbulck, Larbi Labraga. « *Contrôle de l'écoulement*

- autour d'une géométrie simplifiée de véhicule par déflecteur* ». IUT GMP – Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis. Laboratoire de Mécanique et Énergétique. Le Mont Houy 59313 Valenciennes Cedex 9.
- [42] Beaudoin J.-F., Aider J.-L., « *Drag and lift reduction of a 3d bluff body using flaps* », Experiments in Fluids, vol. 44, n° 4, 2008, p. 491–501.
- [43] Brunn A., Wassen E., Sperber D., Nitsche W., Thiele F., « *Active drag control for a generic car model* », Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, vol. 95, 2007, p. 247–259.
- [44] Fourrié, Grégoire, Laurent Keirsbulck, Larbi Labraga, et Patrick Gilliéron. « *Bluff-Body Drag Reduction Using a Deflector* ». Experiments in Fluids 50, no 2 (1 février 2011): 385-95. doi:10.1007/s00348-010-0937-6.
- [45] Jeong-Hyun Kim, Yong Oun Hanand Byoung-Duk Lim. «*Experimental study of statistical and spectral characteristics of wake flow around the rear view side mirror of a passenger car* ». School of Mechanical Engineering, Yeungnam University, Gyeongsan, Gyeongbuk, 712-749, Korea,2009.

Résumé

Le présent travail consiste en l'analyse de l'écoulement complexe et tridimensionnel de l'air autour d'un véhicule automobile et la détermination du coefficient de traînée C_x pour deux véhicules de géométries différentes.

Les simulations numériques effectuées à l'aide du logiciel Fluent permettent d'identifier les structures tourbillonnaires qui se développent dans le sillage.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'écoulement de l'air autour d'un véhicule simplifié ainsi que l'influence de la modification de l'angle de la lunette arrière sur la topologie des structures tourbillonnaires et sur le coefficient de traînée aérodynamique où nous avons évalué la valeur optimale de cet angle à 10° .

Dans un second temps, nous avons étudié l'écoulement autour d'une géométrie inspirée de la Volkswagen Golf VI à laquelle nous avons évalué son C_x à 0.36.

Enfin, nous avons aussi étudié l'influence de l'ajout d'un déflecteur puis des rétroviseurs sur l'écoulement. L'intégration d'un déflecteur sur l'arête haute du hayon arrière de la Volkswagen Golf VI permet de supprimer les tourbillons longitudinaux comme elle permet aussi un gain de traînée de 7.73%. Par contre, l'intégration des rétroviseurs entraîne une augmentation de la traînée de 4.14%.

Abstract

The present work consists of the analysis of the complex and three-dimensional flow of air around a motor vehicle and the determination of the drag coefficient C_d for two vehicles of different geometries.

Numerical simulations using the Fluent software can identify the vortex structures that develop in the wake.

First, we studied the flow of air around a simplified vehicle as well as the influence of the modification of the angle of the rear window on the topology of the vortex structures and the aerodynamic drag coefficient where we evaluated the optimal value of this angle at 10° .

In a second time, we studied the flow around a geometry inspired by the Volkswagen Golf VI to which we evaluated its C_d at 0.36.

Finally, we also studied the influence of the addition of a deflector then rear-view mirrors on the flow. The integration of a deflector on the hatchback's upper edge of the Volkswagen Golf VI eliminates longitudinal vortices and allows a drag gain of 7.73%. On the other hand, the integration of rear-view mirrors causes a drag increase of 4.14%.