Contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales dans le sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile : approche expérimentale

BENJAMIN LEHUGEUR^a, PATRICK GILLIÉRON ET PIERRE BOBILLIER

Renault, Groupe Aérodynamique et Mécanique des Fluides, Technocentre, 1 Av. du Golf,
78288 Guyancourt Cedex, France

Reçu le 31 mars 2008, accepté le 9 janvier 2009

Résumé – Une analyse du contrôle par soufflage des structures tourbillonnaires longitudinales qui prennent naissance sur les montants latéraux de lunette arrière d'un véhicule automobile est réalisée à partir d'une approche expérimentale sur le corps de Ahmed pour un angle de lunette arrière de 25°. Les mesures expérimentales s'effectuent à l'aide de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) stéréoscopique. Les résultats montrent que le soufflage est associé à une production de vorticit sur la partie suprieure de la lunette au niveau du cur tourbillonnaire et une chute de la vorticit est releve sur le bas de la lunette. Cette diminution de vorticit est de plus associe l'apparition d'une zone de recirculation (vitesse longitudinale ngative) dans le cur tourbillonnaire caractristique d'un clatement tourbillonnaire. L'analyse des champs de vitesses azimutale et longitudinale relevs avec soufflage permet enfin de caractriser l'augmentation du nombre de Swirl du tourbillon longitudinal au-del du seuil critique d'clatement.

Mots cls : Arodynamique / automobile / structure tourbillonnaire longitudinale / clatement tourbillonnaire / contrle / soufflage

Abstract – **Control of longitudinal vortices in the wake of a simplified car geometry: experimental approach.** The control by blowing techniques of longitudinal vortices originating at the rear pillars of a simplified automobile vehicle are analyzed by an experimental approach on the Ahmed body having a rear window angle of 25°. The experimental measurements are conducted according to stereoscopic Particle Image Velocimetry (Stereo-PIV). The results show that the blowing technique is associated to an increase of vorticity inside the vortex core on the upper part of the rear window and a decrease of vorticity on the lower part of the window. This vorticity drop is related to the onset of a recirculation zone (negative longitudinal velocities) in the vortex core which characterizes the vortex breakdown. The analysis of the azimuthal and longitudinal velocities allows to identify the increase of the Swirl number up to the critical point of vortex breakdown noted for high blowing velocities.

Key words: Aerodynamics / car / vortex / vortex breakdown / flow control / blowing

1 Introduction

En arodynamique automobile, l'coulement d'air au voisinage d'un vhicule automobile est caractris par l'apparition de dcollements qui donnent naissance des structures tourbillonnaires tridimensionnelles instationnaires. Parmi ces structures, les tourbillons longitudinaux localiss au niveau des montants de baie et des parties latrales de lunette arrire sont associs des pertes d'nergie importantes [1, 2] et sont responsables d'une partie non ngligeable de la trane arodynamique [3].

Leur contribution dans la trane d'un vhicule de type tri-corps peut atteindre 20 % en rgime autoroutier [4].

Ds lors, l'objectif consiste rechercher des solutions nouvelles capables de supprimer ces structures, rduire leur dveloppement dans le sillage et/ou provoquer leur clatement. Le contrle local du dveloppement de ces structures peut galement constituer une perspective intressante pour amliorer la stabilit dynamique du vhicule lors des phases transitoires [5].

Les structures tourbillonnaires longitudinales appartiennent la catgorie des coulements de type jet/sillage tournant. Cette catgorie regroupe les tourbillons qui, en plus d'une composante de rotation, possdent une composante de vitesse longitudinale. Les jets et les sillages

^a Auteur pour correspondance :
benjamin.lehuteur@airbus.com

Nomenclature

d	Longueur de l'arête latérale de lunette arrière
H	Hauteur de la géométrie simplifiée de véhicule automobile
l	Largeur de la géométrie simplifiée de véhicule automobile
L	Longueur de la géométrie simplifiée de véhicule automobile
Re	Nombre de Reynolds
S	Nombre de Swirl
U_x	Composante longitudinale du vecteur vitesse local
U_θ	Composante azimutale du vecteur vitesse local
$ V $	Amplitude de la vitesse locale
V_0	Vitesse de l'écoulement infini amont
(x_0, y_0, z_0)	Système de coordonnées associé à la lunette arrière
(x, y, z)	Système de coordonnées associé au tourbillon longitudinal
α	Angle de l'axe tourbillonnaire par rapport au plan de la lunette arrière
β	Angle de l'axe tourbillonnaire par rapport à la paroi latérale de la lunette

tournants constituent des systèmes instables qui peuvent, dans certaines conditions, disparaître par éclatement tourbillonnaire [6]. Lors de l'éclatement, la structure de ces systèmes évolue brutalement d'un état colonne quasi-uniforme, à un état éclaté caractérisé par une zone de recirculation à laquelle est associée une remontée de pression statique. Ce processus constitue alors une solution pour réduire la contribution des culots de véhicules automobiles dans la traînée aérodynamique. Le travail présenté ici s'inscrit dans ce contexte. Plus généralement, l'éclatement tourbillonnaire est un phénomène spontané observé dans la nature, les tornades, les tourbillons d'apex d'ailes delta et de nombreuses configurations industrielles comme les chambres de combustion. En aérodynamique automobile, les structures tourbillonnaires longitudinales de lunette arrière n'éclatent pas spontanément. Dans cet article, l'objectif consiste à provoquer l'éclatement de ces structures à partir d'un soufflage distribué uniformément sur les parties latérales de lunette arrière. Ce soufflage est utilisé pour modifier la topologie de la structure tourbillonnaire, augmenter les pressions pariétales sur la lunette arrière et réduire les pertes d'énergie volumique dans le sillage.

Il s'agit aussi d'améliorer la connaissance des processus de formation, de transport et de dissipation des structures tourbillonnaires longitudinales ainsi que de valider des résultats numériques obtenus sur une géométrie identique, Lehueur et al. [7–9]. Les résultats présentés dans cet article portent sur des expérimentations réalisées sur une géométrie simplifiée de corps de Ahmed [10] à partir de mesures de vitesse effectuées par PIV stéréoscopique. Le dispositif expérimental et les techniques de mesures sont présentés (Sect. 2) et les résultats obtenus analysés (Sect. 3).

2 Moyens d'essais

Le dispositif expérimental, les techniques de mesures et les configurations d'étude sont ici successivement décrits.

Fig. 1. Corps de Ahmed à l'échelle 0,7 et dimensions caractéristiques.

2.1 Dispositif expérimental

L'analyse s'effectue à partir d'une maquette en PVC et aluminium du corps de Ahmed à échelle 0,7 dont la longueur, la largeur et la hauteur, sont respectivement égales à $L = 0,731$ m, $l = 0,272$ m, $H = 0,202$ m (Fig. 1). La longueur de l'arête latérale de la lunette arrière d est égale à 0,155 m et l'inclinaison de la lunette fait un angle de 25° avec la direction de l'écoulement infini amont. Pour cette configuration, la structure décollée de lunette arrière est tridimensionnelle. Cette géométrie permet de reproduire une partie des phénomènes physiques qui apparaissent autour d'un véhicule automobile, [10]. Deux structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives prennent en particulier naissance au niveau des arêtes latérales de la lunette, se développent, s'évasent vers l'aval et sont dissipées dans le sillage.

Les essais sont réalisés dans la soufflerie Malavard du Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique (LME) de l'École Supérieure de l'Énergie et des Matériaux d'Orléans (ESEM). Le corps de Ahmed est positionné au centre de la veine d'essais de section 2×2 m² et le rapport entre le maître couple $l \times H$ de la maquette et la surface transversale de la veine est voisin de 10^{-2} . Les essais sont

Fig. 2. (a) Corps de Ahmed avec dispositif de soufflage sur la lunette arrière, coupe suivant le plan médian longitudinal. (b) Fente de soufflage sur la lunette arrière, vue de dessus.

réalisés pour une vitesse V_0 de l'écoulement infini amont égale à 30 m.s^{-1} et le nombre de Reynolds rapporté à la longueur de la maquette est voisin de $1,4 \times 10^6$. Le taux de turbulence de l'écoulement non perturbé par la présence de la maquette est proche de 0,4 %.

Le soufflage s'effectue au travers de deux orifices rectangulaires, positionnés à gauche et à droite de la lunette arrière, dont les géométries et positions sont définies à l'aide des longueurs caractéristiques e , ε , λ et δ (Fig. 2b) respectivement égales à $1,4 \times 10^{-3} \text{ m}$, $1 \times 10^{-3} \text{ m}$, $140 \times 10^{-3} \text{ m}$ et $14 \times 10^{-3} \text{ m}$. Le soufflage s'obtient à l'aide d'un souffleur (Fig. 2a) installé sous le plancher de la soufflerie dans une enceinte soumise à la pression atmosphérique et relié à la maquette par un tuyau souple. À l'intérieur de la maquette, le volume situé sous la lunette arrière et usiné en forme d'écope est relié aux fentes latérales de soufflage. Sa forme est optimisée pour limiter les pertes de charges et éviter les décollements parasites. Le souffleur possède un potentiomètre qui, en l'absence d'écoulement dans la veine d'essais, permet de faire varier la vitesse du jet V_s en sortie de fente (Fig. 2a) entre 7 et 70 m.s^{-1} . Les écarts de vitesse relevés par fil chaud, au niveau du plan longitudinal médian de la fente et à 10^{-3} m du plan de lunette arrière dans la direction normale, n'excèdent alors pas 3 %. Lorsque le souffleur n'est pas actif, les orifices latéraux de lunette arrière restent ouverts pour simuler un écoulement d'habillage. Dans ce cas et pour une vitesse d'air dans la veine d'essais égale à 30 m.s^{-1} , la vitesse de débit estimée de manière analytique au niveau des fentes de soufflage est proche de 10 m.s^{-1} .

2.2 Moyens de mesure

Les champs de vitesse et de vorticit au voisinage de la lunette arrière s'obtiennent par PIV stroscopique. Cette technique non intrusive consiste mesurer dans un mme plan le dplacement de particules micromtriques transportes par l'coulement partir de deux camras. Les camras visualisent une mme surface claire du plan laser suivant deux directions concourantes qui dfinissent

deux angles aigus par rapport la normale au plan laser. Ces deux angles sont fonctions de la place offerte au dispositif exprimental et relevs par calibration. La composition des trajectoires de particules vues par les deux camras sur la mme dure permet alors de dterminer les vitesses dans le plan et la normale au plan laser par simples projections gomtriques.

La chane de mesure PIV stroscopique comprend un laser impulsional Nd-Yag double cavit utilis comme source lumineuse. Ce laser dlivre des couples d'impulsions une frquence de 7 Hz avec une nergie de 190 mJ par impulsion centre sur la longueur d'onde de $5,32 \times 10^{-1} \mu\text{m}$. La dure d'une impulsion est gale 10^{-8} ns et l'paisseur du plan laser voisine de $2 \times 10^{-3} \text{ m}$. Le temps Δt entre deux impulsions successives, fix par l'utilisateur, est voisin de 10^{-5} s et tel que les vitesses caractristiques releves dans le plan de mesure ($\sim 30 \text{ m.s}^{-1}$) soient reprsentes par un dplacement qui n'excde pas 4 pixels sur l'image. La rsolution spatiale est gale $80 \mu\text{m}$ par pixel et l'erreur relative de mesure proche de 4 %.

Les deux camras utilises possdent une rsolution de $2048 \times 2048 \text{ pixels}^2$ et la cadence d'acquisition d'un couple d'image, gale 10 Hz, est synchronise sur la frquence du laser. Les oprations de calibration, d'enregistrement et d'extraction des champs de vitesse s'effectuent avec le logiciel INSIGHT 3 G de TSI. Les images obtenues sont numrises et enregistres directement sur le disque dur d'un PC. Ce type d'acquisition, soumis aux fluctuations imposes par le systme d'exploitation du PC, ne permet cependant pas d'assurer un pas de temps d'acquisition strictement constant et l'analyse frquentielle des donnes instationnaires est impossible. Les rsultats des diffrentes configurations prsentes dans la suite du document sont alors moyenns sur 200 champs instantans, pour un temps total d'acquisition voisin de 40 s.

En pratique, la chane de mesure PIV est monte sur un bti motoris qui permet d'orienter aisment le laser l'extrieur de la veine. Les camras sont positionnes dans la veine sur un bras profil (Fig. 3) et l'ensemencement de l'coulement s'effectue l'aide de particules d'huile d'olive. La rgion claire pour la mesure est recouverte

Fig. 3. Montage expérimental de PIV stéréoscopique.

d'un composé à base de rhodamine B et les caméras sont équipées d'un filtre interférentiel centré sur la fréquence du laser ($5,32 \times 10^{-1} \mu\text{m}$) à plus ou moins $0,05 \times 10^{-1} \mu\text{m}$. Cette technique permet de réduire l'énergie lumineuse reçue par les caméras et l'intensité des réflexions lumineuses. La détermination des champs instantanés de vitesses PIV est enfin réalisée à partir de fenêtres d'interrogation de dimensions 16 pixels $\times$ 16 pixels en utilisant un recouvrement de 50 %. Chaque champ PIV instantané est enfin traité à l'aide d'un algorithme de post-traitement qui supprime les vecteurs dont le rapport signal sur bruit (obtenu à partir du résultat du calcul d'inter-corrélation exprimé en niveau de gris) est inférieur à 1,2.

2.3 Configurations étudiées

Compte tenu de la symétrie géométrique, l'analyse s'effectue sur la structure tourbillonnaire longitudinale gauche lorsque la maquette est vue de l'arrière. Le premier objectif consiste à identifier la position de l'axe tourbillonnaire à partir des extrema de vorticit relevs dans le cur tourbillonnaire. Pour la gomtrie considre et des rsultats exprimentaux [3,10] et numriques [2] obtenus sans contrle, l'axe tourbillonnaire peut tre considr comme rectiligne et sa position stationnaire. La position de l'axe tourbillonnaire est alors dfinie partir de mesures effectues dans les plans P1 et P2 perpendiculaires au plan de la lunette arrire situs aux abscisses rduites $x_0/d = 0,48$ et $0,88$, figure 4a. La position de cet axe n'est pas recalcule lorsque le contrle est appliqu.

Le second objectif consiste analyser la topologie de la structure tourbillonnaire releve avec et sans contrle. L'axe tourbillonnaire sans contrle tant dfini dans le repre (x_0, y_0, z_0) partir des angles α et β (Fig. 5), le plan laser et les deux camras sont dplacs des mmes angles et un nouveau repre d'tude (x, y, z) est dfini. Dans ce nouveau repre, l'axe des abscisses x est align avec l'axe tourbillonnaire (Figs. 4b et 5) et la topologie du tourbillon est tudie partir de 7 plans de mesures parallles distribus le long de l'axe tourbillonnaire

aux abscisses rduites $x/d = 0,19, 0,32, 0,45, 0,58, 0,71, 0,83$ et $0,97$. Dans chacun de ces 7 plans de dimensions $6 \times 10^{-2} \times 7 \times 10^{-2} \text{ m}^2$, les mesures sont ralises sans soufflage avec les fentes de soufflage ouvertes et pour les rglages du potentiomtre du souffleur correspondant aux vitesses $V_s = 0,5 V_0, V_0$ et $1,5V_0$ releves en l'absence d'coulement dans la veine d'essais.

3 Analyse des rsultats

L'analyse des champs moyens de vitesses PIV, obtenus partir de 200 champs instantans, est prsente dans les dveloppements qui suivent. La position du tourbillon longitudinal est identifie (Sect. 3.1) puis la topologie du tourbillon longitudinal, releve sans et avec contrle, est analyse au voisinage du cur tourbillonnaire (Sect. 3.2).

3.1 Identification du tourbillon longitudinal et changement de repre

La position de l'axe tourbillonnaire est identifie partir des maxima de vorticit relevs dans les deux plans prsents dans la section 2.3 (voir Fig. 4a). L'axe tourbillonnaire est repr par rapport au plan de la lunette arrire (angle α , vue suivant la direction z_0 , Fig. 5a), et par rapport la paroi latrale adjacente de l'arrire du corps de Ahmed, (angle β , vue suivant la normale locale au plan de lunette arrire Fig. 5b). Les valeurs des angles α et β sont respectivement voisines de 7° et $5,5^\circ$. Ces valeurs sont identiques celles obtenues numriquement par Lehueur et al. [7] sur la mme gomtrie dpourvue de fente.

L'axe tourbillonnaire tant identifi, un nouveau repre d'tude (x, y, z) est dfini partir du repre initial (x_0, y_0, z_0) en effectuant deux rotations. Une premire rotation d'angle α autour de l'axe z_0 transforme le repre initial (x_0, y_0, z_0) en (x_1, y_1, z_1) (Fig. 5a). Une deuxime rotation d'angle β autour de l'axe y_1 transforme (x_1, y_1, z_1) en (x, y, z) , (Fig. 5b). Les angles $\alpha \sim 7^\circ$ et $\beta \sim 5,5^\circ$ correspondent respectivement aux angles de prcession et de nutation des angles d'Euler. L'axe x est alors align avec l'axe de la structure tourbillonnaire longitudinale et l'origine du repre coincide avec le coin suprieur gauche de la lunette arrire (vue de l'arrire). Les vitesses longitudinale U_x et azimutale U_θ du tourbillon sont alors dfinies dans ce repre (Fig. 4b). En pratique, le plan laser est dplac selon deux rotations d'angles α et β puis translat le long de la lunette arrire de bas en haut de la lunette arrire, pour obtenir les 7 plans de mesure prsents section 2.3.

3.2 Analyse de l'influence du contrle

La topologie du tourbillon longitudinal est analyse partir des champs de vorticit, de vitesse longitudinale U_x et du rapport U_θ/U_x . Dans les dveloppements qui suivent et pour chaque cartographie prsente, les positions de la

Fig. 4. (a) Définition des deux plans de mesures pour identifier l'axe tourbillonnaire, vue perpendiculaire à la lunette arrière. (b) Définition du repère associé au tourbillon longitudinal, vue de 3/4 arrière gauche.

Fig. 5. Définition du nouveau repère d'étude. (a) Rotation d'angle α , (b) rotation d'angle β .

maquette (en noir) et de la fente de soufflage (en rouge) sont données à titre indicatif.

3.2.1 Champs de vorticité

La figure 6 représente des cartographies de vorticité longitudinale (composante suivant l'axe x) relevées à l'abscisse réduite $x/d = 0,58$ pour les configurations sans et avec soufflage. Les résultats obtenus sans contrôle (Fig. 6) montrent que les minima de vorticité longitudinale (amplitude maximale pour des valeurs négatives), voisins de -5000 s^{-1} , sont relevés dans le cœur de la structure tourbillonnaire longitudinale de section quasi-circulaire. La nappe décollée qui prend naissance au voisinage de l'arête latérale de la lunette, clairement identifiée figure 6, est associée à des valeurs de vorticité longitudinale proches de -3000 s^{-1} . Cette nappe s'enroule autour de l'axe du tourbillon.

Le soufflage localisé au voisinage de l'arête latérale, associé à une production de vorticité négative à proximité de la fente, induit une diminution (augmentation en amplitude) des minima de vorticité autour de l'axe tourbillonnaire. Les valeurs de ces minima sont respectivement égales à -5000 s^{-1} , -5600 s^{-1} et -7100 s^{-1} pour $V_s = 0,5V_0$, V_0 et $1,5V_0$. Ce résultat est semblable aux résultats numériques obtenus par Lehueur et al. [9] sur la même géométrie. L'analyse met de plus en évidence

un accroissement du domaine de vorticité positive à la périphérie de la structure tourbillonnaire. Cette évolution résulte de l'accroissement de la vitesse azimutale lorsque la vitesse de soufflage augmente, voir figure 6.

L'influence du soufflage sur le champ de vorticité dans la structure tourbillonnaire est ensuite analysée sur le bas de la lunette arrière à l'abscisse réduite $x/d = 0,97$ (Fig. 7). Sans contrôle, le cœur tourbillonnaire est associé à des vorticités longitudinales voisines de -3200 s^{-1} . Pour les configurations avec soufflage, les valeurs minimales de vorticité relevées dans la structure tourbillonnaire augmentent et sont respectivement proches de -2800 s^{-1} , -2300 s^{-1} et -2200 s^{-1} pour $V_s = 0,5V_0$, V_0 et $1,5V_0$. Cette diminution de vorticité (en amplitude), également identifiée par voie numérique [8, 9], suggère que le tourbillon longitudinal est déstructuré sur le bas de la lunette arrière.

3.2.2 Champs de vitesse longitudinale

Les figures 8 et 9 représentent les champs de vitesse longitudinale U_x adimensionnée par la vitesse infinie amont V_0 aux abscisses relatives $x/d = 0,58$ et $0,97$. Les résultats montrent que les vitesses longitudinales dans le cœur tourbillonnaire diminuent lorsque l'abscisse longitudinale augmente. Les plus faibles valeurs relevées sur l'axe tourbillonnaire aux abscisses réduites $x/d = 0,58$ et $0,97$ sont respectivement proches de $0,41V_0$ et $0,27V_0$.

Fig. 6. Cartographies de la vorticité longitudinale relevée en $x/d = 0,58$, pour les cas sans et avec soufflage pour les vitesses $V_s = 0,5V_0$, V_0 , $1,5V_0$.

Fig. 7. Cartographies de la vorticité longitudinale relevée en $x/d = 0,97$, pour les cas sans et avec soufflage pour les vitesses $V_s = 0,5V_0$, V_0 , $1,5V_0$.

Avec et sans contrôle, les vitesses longitudinales autour du centre tourbillonnaire sont inférieures à la vitesse de l'écoulement amont mais restent positives. Ce déficit de vitesse longitudinale dans le cœur tourbillonnaire montre que les tourbillons longitudinaux possèdent une structure de type sillage tournant, à l'inverse des résultats numériques et expérimentaux obtenus sur une maquette identique dépourvue de fente de soufflage [7, 11] (type jet tournant). Ce résultat, contradictoire avec le résultat obtenu avec des fentes latérales fermées, suggère alors une

déstructuration induite par le soufflage naturel issu des fentes latérales restées ouvertes, (Fig. 2b).

Avec le soufflage, les minima de la vitesse longitudinale relative $U_x V_0^{-1}$ relevés dans le cœur du tourbillon longitudinal diminuent jusqu'à tendre vers zéro pour $V_s = +1,5V_0$, figures 8 et 9. Cette réduction de vitesse longitudinale, également mise en évidence lors de l'éclatement d'un tourbillon d'apex d'aile delta [12], confirme l'hypothèse de la déstructuration du cœur tourbillonnaire.

Fig. 8. Cartographies de la vitesse longitudinale relevée en $x/d = 0,58$, pour les cas sans et avec soufflage pour les vitesses $V_s = 0,5V_0, V_0, 1,5V_0$.

Fig. 9. Cartographies de la vitesse longitudinale relevée en $x/d = 0,97$, pour les cas sans et avec soufflage pour les vitesses $V_s = 0,5V_0, V_0, 1,5V_0$.

L'analyse des champs instantanés de vitesses longitudinales (Fig. 10) met clairement en évidence un courant de retour dans le tourbillon longitudinal pour les valeurs négatives du rapport $U_x V_0^{-1}$ proches de $-0,2$. Ces valeurs sont associées à l'apparition d'une zone de recirculation ($U_x \leq 0$) liée à l'existence d'un éclatement tourbillonnaire. Ce dernier phénomène étant instationnaire et associé à des évolutions spatiales rapides du champ de vitesse dans la zone de recirculation autour de l'axe tourbillonnaire, le champ de vitesse moyenné dans cette région tend vers zéro (Fig. 9). Les points blancs cerclés

de rouge, repérés sur la figure 10, correspondent aux vecteurs vitesse éliminés lorsque le rapport signal/bruit devient inférieur à 1,2.

3.2.3 Éclatement tourbillonnaire

Afin de mieux caractériser l'éclatement des structures tourbillonnaires de lunette arrière, l'influence du contrôle par soufflage est analysée à l'aide du nombre de Swirl S , défini à partir de la valeur maximale du rapport entre les

Fig. 10. Cartographies instantanées de la vitesse longitudinale relevée en $x/d = 0,97$, pour le cas sans et avec soufflage pour les vitesses $V_s = 1,5V_0$.

vitesses de rotation (vitesse azimutale U_θ) et d'advection (vitesse longitudinale U_x) [12–14] :

$$S = \max \frac{U_\theta}{U_x}$$

Pour ce rapport, les expérimentations effectuées sur des jets tournants libres [6] ou confinés en conduite cylindrique [13] montrent que l'éclatement tourbillonnaire peut apparaître lorsque la valeur du nombre de Swirl S dépasse la valeur critique $S_c = 1,5$. Ce résultat, confirmé analytiquement [6] et numériquement [15] constitue une condition nécessaire mais non suffisante d'éclatement. L'éclatement du jet tournant se traduit alors par l'apparition d'une zone de recirculation ($U_x < 0$) située en aval d'un point d'arrêt positionné au voisinage de l'axe tourbillonnaire.

Dans les cas classiques d'étude d'éclatement des jets tournants [6, 14], le nombre de Swirl est calculé à partir de profils de vitesse relevés à la sortie de l'orifice générant le jet tournant. Dans la présente étude, les profils de vitesse utilisés pour calculer le nombre de Swirl du tourbillon longitudinal de lunette arrière sont relevés à la plus petite abscisse pour laquelle le tourbillon possède une structure de type colonne identifiée à partir des champs de vitesse relevés par PIV. Cette position correspond à l'abscisse réduite $x/d = 0,45$.

Les résultats reportés sur la figure 11 constituent une cartographie du rapport entre la vitesse azimutale U_θ et la vitesse longitudinale U_x relevée à l'abscisse réduite $x/d = 0,45$.

Sans contrôle, la valeur maximale du rapport U_θ/U_x , égale au nombre de Swirl et proche de 0,9, est relevée dans la nappe de vorticit qui s'enroule autour de l'axe tourbillonnaire. Ce rsultat confirme la valeur de Swirl des tourbillons longitudinaux de lunette arrire, voisine de 1, obtenue par voie numrique [8]. Au centre de la structure, le cur tourbillonnaire est visqueux, la vitesse azimutale et la valeur des rapports U_θ/U_x tendent vers zro. Enfin, au voisinage de l'arte latrale de la lunette arrire, les faibles valeurs du rapport U_θ/U_x , de l'ordre de 0,1, sont associes la prsence du tourbillon secondaire contrarotatif identifi numriquement [2] sur une gomtrie similaire.

Pour les trois configurations de soufflage, les maxima du rapport U_θ/U_x , suprieurs 1, sont relevs au

voisinage de la fente de soufflage (Fig. 11). Dans la structure tourbillonnaire, le nombre de Swirl S , est respectivement gal 1,1, 1,5 et 1,6 pour les vitesses de soufflage $V_s = 0,5V_0$, V_0 et $1,5V_0$. Pour $V_s = 1,5V_0$, la valeur du nombre de Swirl ($S = 1,6$) est alors comparer au nombre de Swirl ($S \sim 1,5$) obtenu pour l'clatement d'un jet tournant libre [6]. Ce rsultat confirme l'existence de l'clatement tourbillonnaire mis en vidence pour cette vitesse V_s au paragraphe prcdent partir de l'analyse de vitesses longitudinales U_x .

4 Conclusion

L'influence du contrle par soufflage sur la topologie d'une structure tourbillonnaire longitudinale est ralise partir d'exprimentations autour d'une gomtrie simplifie de type corps de Ahmed pour un angle de lunette arrire de 25 degrs. Les rsultats s'obtiennent l'aide de mesures de vitesses effectues par PIV stroscopique. L'analyse des rsultats valide et complte les rsultats de simulations numriques [7–9] relevs sur une gomtrie identique.

Les mesures de vitesse permettent de caractriser la structure du tourbillon longitudinal et la position angulaire moyenne de l'axe tourbillonnaire par rapport la lunette arrire. L'axe tourbillonnaire tant identifi, l'volution des champs de vitesses moyenne et instantane est ensuite analyse dans le repre li la structure tourbillonnaire. Les rsultats montrent que le soufflage est associ une production de vorticit sur la partie suprieure de la lunette au niveau du cur tourbillonnaire et une chute de vorticit sur le bas de la lunette. Cette diminution de vorticit est de plus associe l'apparition d'une zone de recirculation (vitesse longitudinale ngative) dans le cur tourbillonnaire caractristique d'un clatement tourbillonnaire. L'analyse des champs de vitesses azimutale et longitudinale relevs avec soufflage permet enfin de caractriser l'augmentation du nombre de Swirl du tourbillon longitudinal au-del du seuil critique d'clatement ($V_s = 1,5V_0$) et mettre en vidence un clatement tourbillonnaire pour la vitesse de soufflage $V_s = 1,5V_0$. La prochaine tape consistera amliorer le dispositif exprimental pour mesurer en soufflerie la trane arodynamique, valider les rductions de

Fig. 11. Cartographies du rapport U_θ/U_x relevé en $x/d = 0,45$, pour les cas sans et avec soufflage pour les vitesses $V_s = 0,5V_0$, V_0 , $1,5V_0$.

traînée de 6 % obtenues par voie numérique [7–9] et accroître l'efficacité énergétique du contrôle.

Remerciements. Les auteurs souhaitent remercier Tanja Ivanic et le Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique de l'École Supérieure de l'Énergie et des Matériaux d'Orléans pour leurs contributions à la réalisation des essais et au post-traitement des données PIV.

Références

- [1] P. Gilliéron, J. Laurent, F. Chometon, Analyse des écoulements de culot par vélocimétrie laser, Application à l'automobile, 7^e Congrès de vélocimétrie laser, 2000
- [2] S. Krajnovic, L. Davidson, Contribution to large-Eddy simulation of the flow around a simplified car model, SAE International Congress & Exposition, Detroit, Michigan, SAE 2004-01-0227, 2004
- [3] J.F. Beaudoin, K. Gosse, O. Cadot, P. Paranthoen, B. Hamelin, M. Tissier, J.L. Aider, D. Allano, M. Gonzale, J.E. Weisfreid, Cavitation as a complementary tool for automotive aerodynamics, Experiments in Fluids 37 (2004) 763–768
- [4] M. Onorato, A. Costelli, A. Garonne, Drag measurement through wake analysis, SAE International Congress & Exposition, Detroit, Michigan, SAE SP-569, 1984
- [5] P. Gilliéron, C. Noger, Contribution to the analysis of transient aerodynamic effects acting on vehicles, SAE International Congress & Exposition, Detroit, Michigan, SAE 01-1311, 2004
- [6] P. Billant, J.M. Chomaz, P. Huerre, Experimental study of vortex breakdown in swirling jets, J. Fluid Mech. 376 (1998) 183–219
- [7] B. Lehueur, Caractérisation et contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales en aérodynamique automobile, Thèse de l'université Pierre et Marie Curie, 2007
- [8] B. Lehueur, P. Gilliéron, T. Ivanic, Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles: approche numérique, Compte Rendus Mécanique, Éd. Elsevier 334, 2006, pp. 368–372
- [9] B. Lehueur, P. Gilliéron, Active control of vortex breakdown phenomenon in the wake of a simplified car geometry, ASME Joint U.S., European Fluids Engineering Summer Meeting, N° 2006-98349, July 17–20, Miami, FL, 2006
- [10] S.R. Ahmed, R. Ramm, G. Falting, Some salient features of the time averaged ground vehicle wake, SAE technical paper series 840300, Detroit, 1984
- [11] B. Lehueur, P. Gilliéron, T. Ivanic, Characterization of C-pillar vortices by 3D particule image velocimetry, Proceedings of workshop on particle image velocimetry in car industry, Grugliasco, Italy, 2005
- [12] F. Renac, Contrôle expérimental de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile Delta, Thèse de doctorat, université de Paris VI, 2004
- [13] J. Harvey, Some observations of the vortex breakdown phenomenon, J. Fluid Mech. 14 (1962) 585–592
- [14] N.C. Lambourde, D.W. Bryer, The bursting of leading-edge vortices: some observations and discussion of the phenomenon, Aero. Res. Council, Report & Memoranda, N° 3282, 1961, pp. 1–35
- [15] M.R. Ruith, P. Chen, E. Meiburg, T. Maxworthy, Three-dimensional vortex breakdown in swirling jets and wakes: DNS, J. Fluid Mech. 486 (2003) 331–378