

Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : approche numérique

Benjamin Lehueur*, Patrick Gilliéron, Tanja Ivanić

Groupe « Mécanique des Fluides & Aérodynamique », Direction de la Recherche, Renault SA Service 64260,
code API : TCR AVA 058, 1, avenue du Golf, 78288 Guyancourt cedex, France

Reçu le 19 juillet 2005 ; accepté après révision le 4 avril 2006

Présenté par Patrick Huerre

Résumé

L'éclatement d'une structure tourbillonnaire longitudinale issue d'un dièdre plan de faible allongement est provoqué dans la perspective de réduire la traînée aérodynamique de géométries à culot incliné. L'éclatement tourbillonnaire est obtenu à l'aide d'un soufflage continu et uniforme distribué sur la ligne de séparation associée à la formation et à l'entretien de la structure tourbillonnaire. L'éclatement est caractérisé par une déstructuration brusque du tourbillon et l'apparition d'une zone de recirculation. Les résultats de simulations numériques obtenus avec et sans soufflage mettent en évidence l'influence du nombre de Swirl sur l'éclatement tourbillonnaire. Des réductions de traînée proches de 6% sont relevées. *Pour citer cet article : B. Lehueur et al., C. R. Mecanique 334 (2006).*

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Vortex breakdown contribution to the drag reduction of automotive vehicles: numerical approach. The breakdown of a longitudinal vortex originating from a three-dimensional dihedral body is examined in the perspective of reducing the aerodynamic drag of bluff bodies. The vortex breakdown is induced by a continuous and uniform blowing distributed on the separation line related to the formation and the development of the vortex. The breakdown is characterized by an abrupt disintegration of the vortical core and the appearance of a recirculation zone. Numerical results obtained with and without blowing show the crucial impact of the Swirl parameter on the vortex breakdown. Drag reductions close to 6% are found. *To cite this article: B. Lehueur et al., C. R. Mecanique 334 (2006).*

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Mécanique des fluides ; Aérodynamique ; Automobile ; Éclatement tourbillonnaire ; Structure tourbillonnaire longitudinale ; Traînée

Keywords : Fluid mechanics; Aerodynamics; Car; Vortex breakdown; Longitudinal vortex; Drag

* Auteur correspondant.

Adresses e-mail : benjamin.lehueur@renault.com (B. Lehueur), patrick.gillieron@renault.com (P. Gilliéron).

1. Introduction

La réduction, la suppression et le contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales qui apparaissent sur les corps de faible allongement constituent des voies de progrès significatives en termes de réduction de traînée et de contrôle de stabilité dynamique dans les domaines terrestre, maritime et aérien.

En aérodynamique automobile, les tourbillons longitudinaux issus des montants latéraux de pare brise et de lunette arrière sont responsables d'environ 15% de la traînée aérodynamique et réduire leur contribution constitue aujourd'hui une priorité. Ces structures sont de type jet/sillage tournant [1] et la vitesse résultante en chaque point se définit à partir des vitesses d'advection U_x et de rotation U_θ respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe du tourbillon. Elles constituent des systèmes instables qui peuvent évoluer rapidement et dans certaines conditions disparaître par éclatement tourbillonnaire. Lors de l'éclatement, la structure tourbillonnaire évolue d'un état colonne à un état éclaté caractérisé par une zone de recirculation qui apparaît en aval d'un point d'arrêt positionné au voisinage de l'axe du tourbillon initial. La transition entre l'état colonne et l'état éclaté s'accompagne alors d'une remontée de pression statique dans la zone de recirculation qui permet de réduire la contribution des culots dans la traînée aérodynamique. On traite dans cet article de l'éclatement d'une structure tourbillonnaire issue d'un arrière corps de faible allongement muni d'un dièdre plan.

2. Rappel théorique

Les expérimentations effectuées sur des jets tournants mettent en évidence l'influence du nombre de 'swirl' dans l'éclatement tourbillonnaire [2]. Ce paramètre, classiquement défini à partir du rapport entre les vitesses locales de rotation U_θ et d'advection U_x est donné par :

$$S = \max \frac{U_\theta}{U_x} \quad (1)$$

Pour des structures tourbillonnaires non confinées, ces vitesses sont relevées dans le plan de sortie des jets tournants et l'éclatement tourbillonnaire s'observe pour des valeurs de S supérieures à 1,5. Pour des structures tourbillonnaires longitudinales associées à une ligne de séparation et en interaction avec une paroi, des phénomènes d'éclatement tourbillonnaire sont observés expérimentalement sur des ailes delta [3]. Le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire s'obtient alors par introduction de quantité de mouvement dans la direction de l'axe tourbillonnaire mais aucune valeur de S ou de réduction de traînée n'est communiquée. Dans cet article, l'éclatement d'une structure tourbillonnaire longitudinale est réalisé par voie numérique sur un arrière corps de faible allongement muni d'une lunette arrière et d'un culot (Figs. 1 et 2).

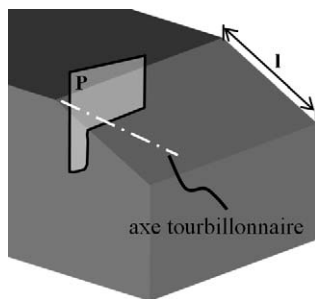


Fig. 1. Géométrie simplifiée d'arrière corps d'un véhicule automobile.

Fig. 1. Simplified model of the rear back of a passenger car.

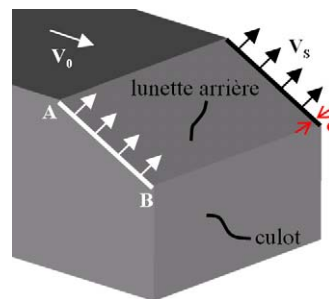


Fig. 2. Localisation du soufflage au niveau des arêtes latérales de lunette arrière. $V_0 = 40 \text{ m s}^{-1}$.

Fig. 2. Blowing method on the lateral edges of the rear window. $V_0 = 40 \text{ m s}^{-1}$.

3. Cas d'étude

L'étude s'effectue sur l'arrière d'une géométrie simplifiée qui permet de reproduire une partie des structures tourbillonnaires et des phénomènes physiques relevés sur véhicule réel, Ahmed [4]. Le culot et la lunette arrière sont respectivement représentés par un plan vertical et un plan incliné de longueur l , égale à 0,222 m (Figs. 1 et 2). La lunette arrière fait un angle de 25 degrés par rapport à la direction de l'écoulement incident et, pour cette configuration, le sillage est tridimensionnel [5]. Deux structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives (structures en cornet) prennent naissance au niveau des arêtes latérales de lunette arrière, se développent, sont transportées puis dissipées dans le sillage.

Pour chacune de ces structures, l'augmentation de la valeur de S s'obtient par soufflage le long de la ligne de séparation AB dans la direction normale au plan de lunette arrière à travers une fente rectangulaire d'épaisseur relative $e/l = 1\%$. La vitesse de soufflage, notée V_s , est continue, uniforme et égale à la vitesse de l'écoulement infini amont V_0 . Pour cette vitesse, le débit volumique associé Q_s est égal à $1,6 \times 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ et la puissance totale nécessaire P_s pour mettre en œuvre le soufflage au niveau des deux fentes latérales de lunette arrière est estimée à 60 Watt à partir de l'expression :

$$P_s = \frac{1}{2} K \rho V_s^2 Q_s \quad (2)$$

où ρ est la masse volumique de l'air et K le coefficient de perte de charge du circuit de soufflage, rapporté à la section de sortie, égal à 2.

Les expérimentations numériques s'effectuent à l'aide d'une approche Boltzmann sur réseaux instationnaire [6] associée à un modèle de turbulence $k-\varepsilon$ RNG [7] et une loi de paroi logarithmique. La densité du maillage volumique évolue par domaines parallélépipédiques et diminue lorsque la distance à la paroi augmente. Les domaines de plus forte résolution sont situés au voisinage des arêtes de lunette arrière et contiennent des mailles cubiques de côté c tel que $c/l = 9 \times 10^{-4}$. A la paroi, ce maillage est associé à des valeurs de y^+ voisines de 30. La vitesse V_0 de l'écoulement infini amont est égale à 40 m s^{-1} , le nombre de Reynolds rapporté à la longueur de la géométrie proche de $2,8 \times 10^6$ et le taux de turbulence de l'écoulement non perturbé égal à 1%. Le critère de stabilité CFL [8] impose un pas de temps de calcul voisin de $1,35 \times 10^{-6} \text{ s}$ et la simulation est effectuée sur 200 000 pas de temps, soit 0,27 s. La convergence est atteinte après 50 000 pas de temps. Les résultats s'obtiennent ensuite à partir des valeurs moyennées sur une fenêtre de temps de 0,2 s associée aux 150 000 itérations restantes.

L'efficacité du soufflage est mise en évidence à l'aide de comparaisons effectuées à partir des champs moyens de vorticités et des distributions pariétales de pression statique relevées avec et sans soufflage au niveau des parties latérales de lunette arrière. Des ordres de grandeurs sont donnés pour les rapports de vitesse U_θ/U_x , les valeurs de S et l'évolution des coefficients de traînée aérodynamique. Par raison de symétrie sur le maillage et la géométrie, l'analyse topologique est limitée à la structure tourbillonnaire longitudinale gauche lorsque la géométrie est vue de l'arrière (Figs. 1 et 2).

4. Résultats

L'analyse de la structure tourbillonnaire longitudinale s'effectue à partir de surfaces d'iso-vorticité (Fig. 3). Le cœur tourbillonnaire est quasi-circulaire (état colonne) et associé à des valeurs élevées de vorticité, proches de $1,4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ relevées à proximité du centre de la structure. Le long de la lunette arrière et dans la direction normale à la paroi, une nappe de vorticité proche de $1,2 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ s'enroule dans le sens horaire (vue de l'arrière) autour de l'axe tourbillonnaire et alimente le cœur du tourbillon. La position de l'axe tourbillonnaire varie peu dans le temps. Cette quasi stabilité est en accord avec les résultats obtenus en LES par Krajnovic [9] sur une géométrie identique.

Dans les développements qui suivent, les valeurs des rapports U_θ/U_x sont relevées dans un même plan P normal à l'axe du tourbillon dès qu'une structure tourbillonnaire établie de type colonne est identifiée Figs. 1 et 3. Les résultats obtenus sans soufflage et reportés Fig. 4 montrent que le rapport U_θ/U_x est maximum et proche de 1, à la distance $d = 0,036l$ de l'axe tourbillonnaire. Au centre de la structure, la vitesse azimutale et la valeur des rapports U_θ/U_x tendent vers zéro.

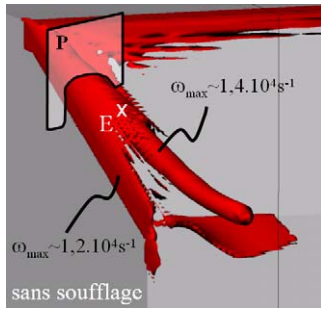


Fig. 3. Surface d'iso-vorticité ($\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$). Sans soufflage.

Fig. 3. Surface of iso-vorticity ($\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$). Without blowing.

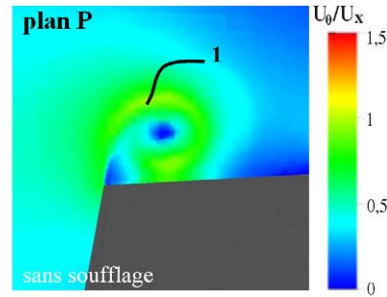


Fig. 4. Cartographie des rapports des vitesses de rotation et d'advection. Sans soufflage. La répartition en classe est limitée à des valeurs maximales égales à 1,5 pour améliorer la visibilité.

Fig. 4. Field of the ratio of rotational velocity to longitudinal velocity. Without blowing. The maximum value used in the scaling is limited to 1.5 for visibility purpose.

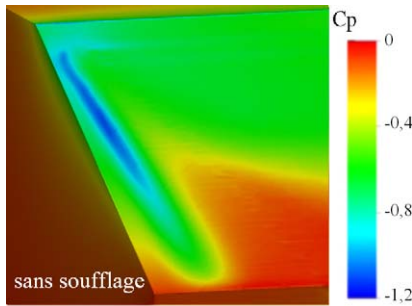


Fig. 5. Cartographie de coefficients pariétaux de perte de pression statique. Sans soufflage.

Fig. 5. Field of static pressure loss coefficient at the wall C_p . Without blowing.

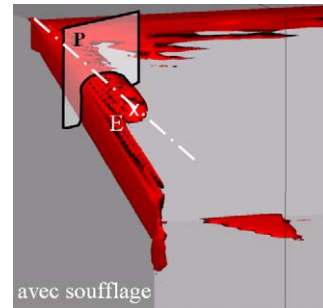


Fig. 6. Surface d'iso-vorticité ($\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$). Avec soufflage.

Fig. 6. Surface of iso-vorticity ($\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$). With blowing.

Sur la Fig. 5 est représenté le champ moyen des coefficients de pertes de pression statique pariétale relevé sur la lunette arrière et définis par :

$$C_p = \frac{P - P_0}{1/2 \rho V_0^2} \quad (3)$$

où ρ est la masse volumique de l'air, P_0 la pression statique de l'écoulement infini amont et P la pression statique locale. Les plus faibles valeurs de C_p sont localisées au niveau du cœur de la structure tourbillonnaire ($C_p \sim -1,2$). L'objectif consiste alors à faire éclater ces structures pour accroître les pressions statiques pariétales ($C_p > -1,2$) sur les parties latérales de la lunette arrière et réduire la traînée.

La comparaison des surfaces d'iso-vorticité obtenues avec (Fig. 6) et sans soufflage (Fig. 3) atteste du changement radical de la géométrie de la structure tourbillonnaire. Sur l'axe tourbillonnaire et avec soufflage, les valeurs maximales de vorticité relevées en amont et en aval du point E (Fig. 6) décroissent respectivement de 10^4 s^{-1} à $0,25 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$. En aval de ce point, la structure tourbillonnaire éclate, le cœur tourbillonnaire disparaît et la pression statique pariétale sur la lunette arrière augmente.

En amont de l'éclatement tourbillonnaire et dans le plan P reporté Fig. 7, le nombre de swirl S (Éq. (1)), relevé à la distance $d' = 0,045l$ de l'axe tourbillonnaire, est égal à 1,9. Ce résultat suggère une augmentation et/ou une réduction respectives des vitesses azimutale et/ou longitudinale au voisinage de l'axe tourbillonnaire. Le nombre de swirl ($S = 1,9$) associé à l'éclatement de la structure tourbillonnaire de lunette arrière est alors à comparer au nombre de swirl ($S \sim 1,5$) obtenue pour l'éclatement d'un jet tournant libre [2]. La différence relevée entre les valeurs de

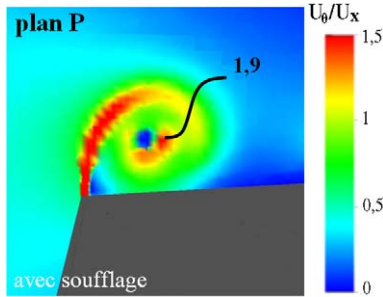


Fig. 7. Cartographie des rapports de vitesses de rotation et d'advection. Avec soufflage.

Fig. 7. Field of the ratio of rotational velocity to longitudinal velocity. With blowing.

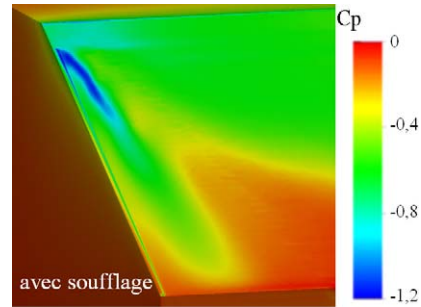


Fig. 8. Cartographie de coefficients pariétaux de perte de pression statique. Avec soufflage.

Fig. 8. Field of static pressure loss coefficient at the wall C_p . With blowing.

S associées à l'éclatement d'une structure tourbillonnaire de lunette arrière et d'un jet tournant libre suggère alors l'existence d'une vitesse optimale de soufflage qui reste à identifier.

Les distributions des coefficients de pression statique pariétaux relevés sur la lunette arrière avec et sans soufflage sont reportées Figs. 8 et 5. Les minima des C_p évoluent peu et restent proches de $-1,3$ mais des différences importantes apparaissent sur les distributions surfaciques relevées avec et sans soufflage. La pression statique pariétale moyenne relevée sur la lunette arrière augmente en aval de l'éclatement tourbillonnaire et la traînée aérodynamique F_X diminue de 6%. Pour la géométrie simplifiée de véhicule automobile à échelle 1/5 considérée ici, la réduction de puissance aérodynamique P_a obtenue par éclatement tourbillonnaire est estimée à 90 Watt à l'aide de l'expression :

$$P_a = \Delta F_X V_0 \quad (4)$$

où ΔF_X représente le gain de traînée aérodynamique, égal à 2,3 N. L'efficacité énergétique du contrôle, définie comme le rapport entre la réduction de puissance aérodynamique P_a (Éq. (4)) et la puissance fournie pour provoquer l'éclatement P_s (Éq. (2)) est égale à 1,5. Cette valeur, supérieure à l'unité, confirme l'intérêt de l'éclatement tourbillonnaire pour réduire la traînée aérodynamique des véhicules automobiles.

5. Conclusion

L'efficacité du soufflage pour faire éclater les structures tourbillonnaires longitudinales et réduire la traînée aérodynamique d'un arrière corps simplifié de véhicule automobile est ici démontrée. Le soufflage latéral permet d'accroître la valeur du nombre de swirl et de faire éclater les structures tourbillonnaires longitudinales. L'éclatement modifie la distribution des pressions pariétales sur la lunette arrière et une réduction de traînée proche de 6% est obtenue. L'éclatement tourbillonnaire apparaît alors comme un nouveau moyen de réduire la consommation des véhicules automobiles. Des travaux sont en cours pour optimiser la vitesse de soufflage ainsi que la position et la forme des orifices de soufflage.

Références

- [1] B. Lehugeur, P. Gilliéron, L. Ta Phuoc, Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model, AIAA paper, n° 2005-5383 (2005), Toronto.
- [2] P. Billant, J.M. Chomaz, P. Huerrre, Experimental study of vortex breakdown in swirling jets, J. Fluid Mech. 376 (1998) 183–219.
- [3] A.M. Mitchell, J. Détery, Research into vortex breakdown control, Progr. Aerospace Sci. 37 (4) (2001) 385–418.
- [4] S.R. Ahmed, R. Ramm, G. Falting, Some salient features of the time averaged ground vehicle wake, SAE technical paper series 840300 (1984), Detroit.
- [5] P. Gilliéron, J. Laurent, F. Chometon, Analyse des écoulements de Culot par vélocimétrie laser, application à l'automobile, in : 7ième Congrès de Vélocimétrie Laser, 2002.
- [6] S. Chen, H. Chen, W. Matthaeus, Recovery of the Navier–Stokes equations using a lattice-gas Boltzmann method, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 511–525.
- [7] V. Yakhot, S. Orszag, S. Thangram, T. Gatski, C. Speziale, Phys. Fluids 4 (1992) 1510.
- [8] S. Chen, G.D. Doolen, Lattice Boltzmann method for fluids flow, Annu. Rev. Fluid Mech. 30 (1998) 329–364.
- [9] S. Krajnovic, L. Davidson, Contribution large-eddy simulation of the flow around a simplified car model, in: SAE International Congress & Exposition, Detroit, Michigan, Paper n° 2004-01-0227 (2004).