



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

C. R. Mecanique 333 (2005) 773–777



MECANIQUE

<http://france.elsevier.com/direct/CRAS2B/>

Rôle du soufflage dans le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta

Ovide Rodriguez *, Jacques Pruvost

ONERA centre de Lille, département AAP/MMHD, 5, boulevard Paul-Painlevé, 59045 Lille cedex, France

Reçu le 17 mars 2005 ; accepté après révision 5 juillet 2005

Disponible sur Internet le 2 septembre 2005

Présenté par Pierre Perrier

Résumé

A partir de visualisations réalisées en tunnel hydrodynamique et en se référant à un schéma phénoménologique simple décrivant la nature des échanges au sein d'une zone de mélange bidimensionnelle, on propose un modèle qui précise la nature des flux qui participent à l'équilibre de la zone de recirculation existant à l'extrados d'une aile delta à forte incidence. En perturbant l'équilibre de ces flux, on parvient à faire reculer le point d'éclatement. **Pour citer cet article : O. Rodriguez, J. Pruvost, C. R. Mecanique 333 (2005).**

© 2005 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

The effect of blowing on control of vortex breakdown over a delta wing. According to flow visualizations performed in water tunnel and referring to a simple phenomenological model describing the nature of exchanges occurring within a two-dimensional mixing layer, a model was built up to specify the nature of flows ensuring the recirculating zone equilibrium over the upper surface of a delta wing at high angle of attack. Perturbing the flows equilibrium leads to delay the vortex breakdown. **To cite this article: O. Rodriguez, J. Pruvost, C. R. Mecanique 333 (2005).**

© 2005 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Turbulence ; Aile delta ; Éclatement tourbillon ; Contrôle actif ; Injection

Keywords: Turbulence; Delta wings; Vortex breakdown; Active control; Injection

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : ovide.rodriguez@onera.fr (O. Rodriguez).

1. Introduction

L'éclatement aux incidences élevées du tourbillon d'extrados d'une aile delta constitue un évènement néfaste qui détériore les performances de l'aile [1–3]. Les tentatives pour retarder son apparition ont fait appel à une grande variété de méthodes de contrôle. La diversité de ces techniques est pour une large part consécutive au fait que le mécanisme de base, responsable de l'éclatement, échappe encore à la théorie. Les tentatives pour repousser le point d'éclatement à l'aide d'un soufflage orienté vers l'aval ont très souvent été guidées par l'idée de générer un accroissement de la quantité de mouvement du tourbillon principal [4]. Dans cette vision des choses, le rôle de la zone de mélange issue du bord d'attaque est négligé ou réduit à un simple transfert de vorticité vers le tourbillon principal. Les résultats présentés ici tendent à montrer que cette interprétation est incomplète et qu'à l'instar de ce que l'on observe en écoulement bidimensionnel, la zone de mélange joue un rôle central dans l'équilibre de la zone de recirculation et la position du point d'éclatement tourbillonnaire. A partir de l'observation des échanges au sein de la zone de recirculation et des modifications cons cutive s à un soufflage, on propose un modèle simple établissant la nature des flux qui participent à l'équilibre de la zone de recirculation.

2. Mise en évidence du phénomène

Pour les valeurs élevées de l'incidence α , les bords d'attaque d'une aile delta constituent des lignes de décollement qui génèrent des microstructures tourbillonnaires. Dans les expériences présentées ici, ces structures secondaires sont visualisées en tunnel hydrodynamique à des nombres de Reynolds $Re = Uc/\nu < 10^4$ où U est la vitesse au loin, c la corde et ν la viscosité cinématique. L'obstacle est une aile d'angle de flèche 60° à bords biseautés, équipée de huit injecteurs à l'extrados et comportant dans le voisinage des arêtes des bords d'attaque et de fuite des éléments chauffants filaires affleurants. Les gradients d'indice de réfraction induits dans le liquide par des gradients de température très faibles sont en effet suffisamment intenses pour être visualisables par strioscopie [5]. En activant de manière continue les éléments implantés d'un même côté de l'aile on peut observer que ces microstructures ne sont pas stationnaires et qu'elles se regroupent au sein du tourbillon principal. On peut faire l'hypothèse que la présence des injecteurs est sans effet sur l'émission des microstructures qui reste localisée sur l'arête du bord d'attaque (Fig. 1(a)). Si on réduit le nombre d'éléments chauffants en activant uniquement celui bordant la partie gauche du bord de fuite, on met alors en évidence un courant de retour issu du bord de fuite qui remonte vers l'amont de long de l'extrados (Figs. 1(b) et (c)). Par contre, si dans les mêmes conditions on réalise un contrôle de l'éclatement à l'aide d'un jet continu orienté vers l'aval suivant une direction parallèle au bord d'attaque par exemple, on observe que le courant de retour ne parvient plus à s'établir. L'intensité du jet est ici caractérisée par le coefficient $C\mu = qV_j/(0,5\rho U^2S)$ avec q le débit injecté, V_j la vitesse dans le plan d'injection, ρ la masse volumique, S la surface alaire (Fig. 2). En imposant une injection périodique de fréquence $f = 1/T$,

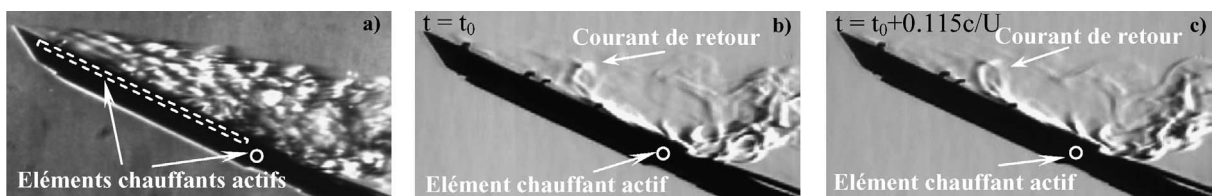


Fig. 1. Visualisations par strioscopie avec chauffage localisé de l'écoulement autour d'une aile delta en tunnel hydrodynamique – $\alpha = 30^\circ$ – pas d'injection. (a) On visualise uniquement les particules fluides chauffées par les arêtes situées sur la gauche pilote – $Re = 8660$. (b) et (c) On visualise uniquement les particules fluides chauffées par l'arête située sur la gauche pilote au bord de fuite – $Re = 4330$.

Fig. 1. Schlieren visualizations with localized heating of the flow over a delta wing in water tunnel – $\alpha = 30^\circ$ – no control. (a) Only fluid particles heated by the port sharp edges are visualized – $Re = 8660$. (b) and (c) Only fluid particles heated by the port sharp edge at the trailing edge are visualized – $Re = 4330$.

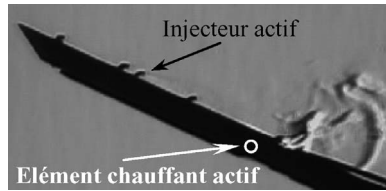


Fig. 2. Visualisation de l'écoulement en présence d'un contrôle par injection continue – $\alpha = 30^\circ$ – on visualise uniquement les particules fluides chauffées par l'arête située sur la gauche pilote au bord de fuite – $Re = 4330$, $C\mu = 0.08$.

Fig. 2. Flow visualization with steady blowing – $\alpha = 30^\circ$ – only fluid particles heated by the port sharp edge at the trailing edge are visualized – $Re = 4330$, $C\mu = 0.08$.

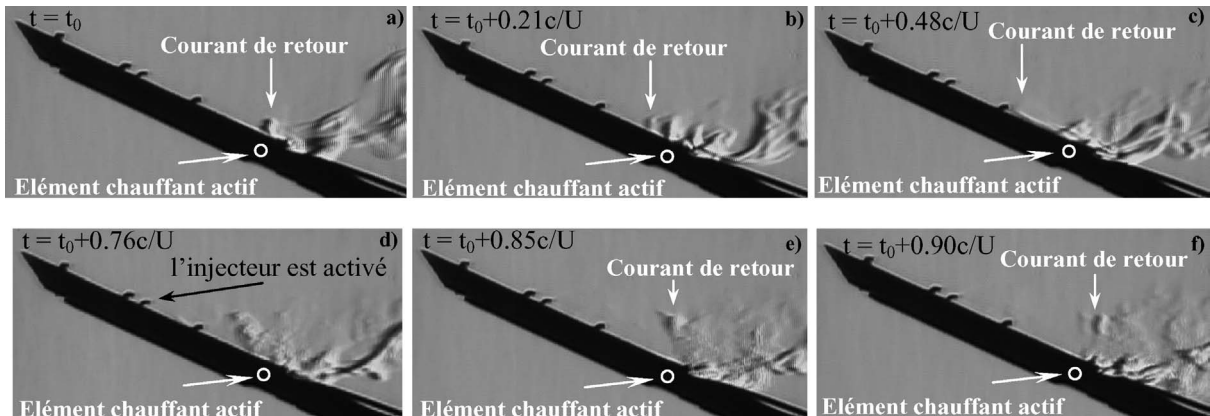


Fig. 3. Visualisation de l'écoulement en présence d'un contrôle par injection pulsée – $\alpha = 30^\circ$ – on visualise uniquement les particules fluides chauffées par l'arête située sur la gauche pilote au bord de fuite – $Re = 4330$, $f_c/U = 0.52$, $Ta/T = 0.15$, $C\mu = 1.7 \times 10^{-3}$.

Fig. 3. Flow visualization with periodic blowing – $\alpha = 30^\circ$ – only fluid particles heated by the port sharp edge at the trailing edge are visualized – $Re = 4330$, $f_c/U = 0.52$, $Ta/T = 0.15$, $C\mu = 1.7 \times 10^{-3}$.

on constate alors que la quantité de mouvement du jet s'oppose directement à la propagation du courant de retour : celui-ci s'établit lorsque les électrovannes sont fermées (Fig. 3(a) à (c)) et est repoussé vers l'aval par le jet qui est activé pendant la phase effective de contrôle, c'est-à-dire pendant un intervalle de temps Ta/T où Ta est le temps d'ouverture de l'électrovanne au cours d'un cycle de contrôle de période T (Fig. 3(d) à (f)). Ces modifications ont pour conséquences un déplacement latéral du tourbillon manipulé en direction du bord d'attaque (Fig. 4(a)) et un recul important du point d'éclatement vers l'aval (Fig. 4(b)). Sous l'effet de l'injection, un couplage fort s'établit entre le jet et le tourbillon manipulé, aboutissant à la fusion de ces deux structures. L'expérience montre que le contrôle est efficace dès que la fusion s'opère, ce qui peut être obtenu pour des directions d'injection variables selon le point origine du jet, à condition toutefois que l'axe du tourbillon non manipulé et l'axe d'injection soient assez proches l'un de l'autre.

3. Modèle phénoménologique

La zone de mélange issue du bord d'attaque est constituée de microstructures corotatives qui transportent le flux de vorticité émis à partir de la ligne de décollement. Ces structures secondaires s'apparient au sein du tourbillon principal qui est éclaté ou pas suivant l'abscisse considérée (Fig. 5(a)). Le tourbillon principal, la zone de mélange

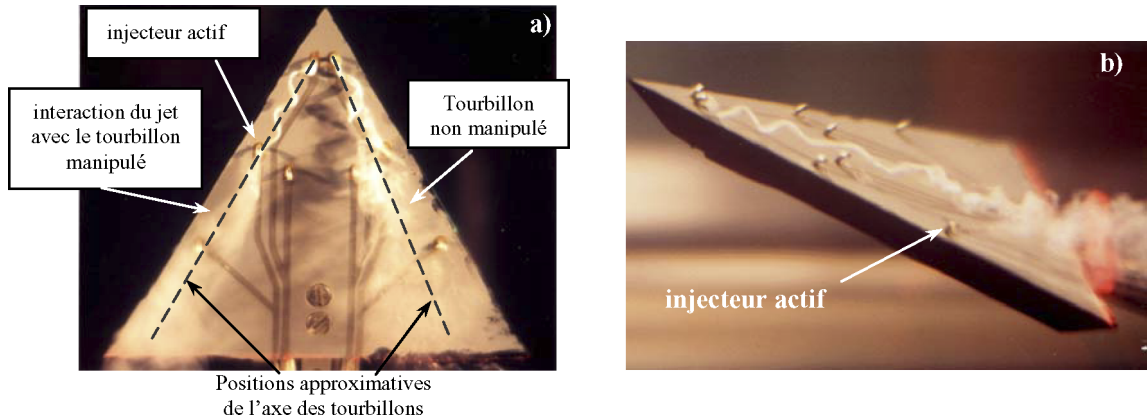


Fig. 4. Visualisations en tunnel hydrodynamique de lignes d'émission en présence d'un contrôle par injection continue parallèle à la corde – $\alpha = 20^\circ$, $Re = 8660$, $C\mu = 0,02$.

Fig. 4. Streaklines visualizations in water tunnel with steady blowing parallel to the chord – $\alpha = 20^\circ$, $Re = 8660$, $C\mu = 0.02$.

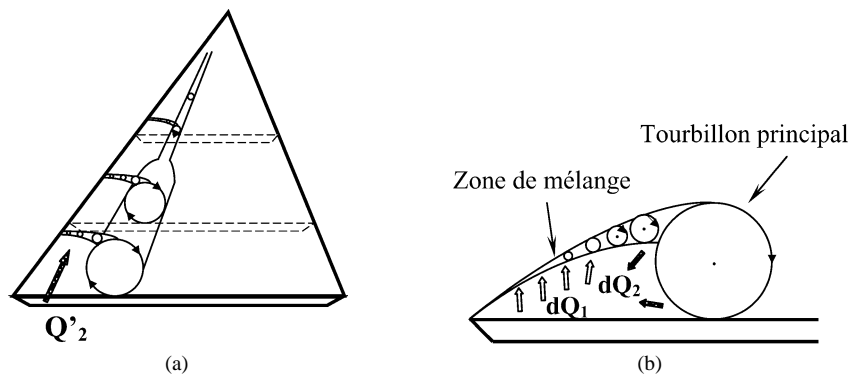


Fig. 5. Structure de l'écoulement : (a) schéma global ; (b) coupe suivant à l'envergure.

Fig. 5. Flow structure: (a) global survey; (b) spanwise cross-section.

et l'obstacle délimitent un volume au sein duquel s'établit un courant de retour à très faible vitesse, issu du bord de fuite et mis en évidence sur la Fig. 1. Soit Q'_2 le débit moyen de ce courant.

Si on réalise une coupe de l'écoulement suivant l'envergure, on met en évidence une zone de recirculation constituée de structures de vorticité dont le rôle peut être comparé à celui observé dans un écoulement bidimensionnel (Fig. 5(b)). Bien que dans le cas présent l'écoulement ne soit pas bidimensionnel puisqu'il possède une composante longitudinale importante, on peut raisonnablement supposer que les structures de vorticité dans la zone de mélange conservent des propriétés physiques de diffusion et d'érosion similaires à celles observées en écoulement bidimensionnel. Si on fait cette hypothèse, la zone de mélange présente alors un caractère fortement diffusif dans sa partie initiale, qui contribue à soustraire du fluide à la zone de recirculation. Si on se place dans un plan parallèle à l'envergure, la zone de recirculation nourrit alors un flux de débit moyen dQ_1 capté par la zone de mélange, et reçoit un flux de débit moyen dQ_2 résultant de l'érosion tourbillonnaire. Pour que la zone de recirculation reste en équilibre, il faut alors que :

$$Q_1 = Q_2 + Q'_2 \quad \text{avec} \quad Q_1 = \int dQ_1 \quad \text{et} \quad Q_2 = \int dQ_2$$

Lorsqu'on applique un contrôle du type de celui reproduit sur la Fig. 3 par exemple, on atténue fortement ou on supprime le courant de retour de débit Q'_2 . La zone de recirculation n'est alors plus en équilibre et doit s'adapter. Sous l'effet de la dépression qui se crée consécutivement à l'atténuation du flux Q'_2 , la zone de recirculation va s'effondrer sur elle-même, ce qui provoque :

- une contraction de la zone de mélange, favorisant l'agglomération des structures secondaires en son sein, ce qui contribue à réduire le débit Q_1 . L'appariement des structures secondaires aboutit à ce que la vorticité des structures qui alimentent le tourbillon principal est renforcée ;
- un déplacement latéral du tourbillon principal vers le bord d'attaque consécutif à la réduction de ses dimensions. Sa circulation est accrue, ce qui entraîne un recul du point d'éclatement vers l'aval. Le point d'éclatement va se positionner de manière à ce que la zone de recirculation soit à nouveau en équilibre (Fig. 4).

L'existence éventuelle d'un tourbillon secondaire n'affecte pas le modèle pr c dent dans son principe. Tout au plus, il va jouer sur les valeurs respectives de Q_1 , Q_2 et Q'_2 .

Bien que le modèle pr c dent soit bâti à partir de données expérimentales enregistrées à des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 , il reste néanmoins très probablement valable pour des nombres de Reynolds plus élevés puisque la structure des zones de mélange varie peu avec Re pourvu que celui-ci soit assez grand, et que l'efficacité d'un soufflage orienté vers l'aval a été éprouvée à des nombres de Reynolds  lev s [4].

Références

- [1] M. Roy, Caractères de l'écoulement autour d'une aile en flèche accentuée, C. R. Acad. Sci. Paris 26 (159) (1952).
- [2] H. Werlé, Tourbillons d'ailes minces très élancées, La Recherche A rospatiale, n  109, 1965.
- [3] W. Althaus, CH. Br cker, M. Weimer, Breakdown of slender vortices, in: S.I. Green (Ed.), Fluid Vortices, Kluwer Academic, 1995, pp. 373–426.
- [4] S. Guillot, E.J. Gutmark, T.J. Garrison, Delay of vortex breakdown over a delta wing via near-core blowing, in: 36th ASME, AIAA 98-0315, Reno, 1998.
- [5] O. Rodriguez, Base drag reduction by control of the three dimensional unsteady vortical structures, Exp. Fluids 11 (1991) 218–226.