

# Simulation numérique et analyse physique du tremblement transsonique d'un profil supercritique à Reynolds élevé

F. Grossi<sup>a</sup>, M. Braza<sup>a</sup>, Y. Hoarau<sup>b</sup>

a. *Inst. de Mécanique des Fluides de Toulouse, 1 Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse*

b. *Inst. de Mécanique des Fluides et des Solides de Strasbourg, 2 rue Boussingault, 67000 Strasbourg*

## Résumé :

*L'écoulement autour d'un profil d'aile supercritique est étudié numériquement dans le régime du tremblement transsonique à Reynolds élevé par des approches de modélisation de la turbulence statistiques (URANS) et statistiques avancées (Organized-Eddy Simulation). Les différentes méthodes sont évaluées par rapport à leurs capacités de reproduction des caractéristiques du mouvement de l'onde de choc et des propriétés de l'écoulement. La prédiction du mode de von Kármán est aussi analysée.*

## Abstract :

*The flow past a supercritical airfoil is investigated numerically within the transonic buffet boundary at high Reynolds by statistical (URANS) and advanced statistical (Organized-Eddy Simulation) turbulence modelling approaches. The different methods are evaluated in respect of their capabilities of reproduction of the shock-wave movement behaviour and of the flow properties. The prediction of the von Kármán mode is also analysed.*

**Mots clefs :** tremblement transsonique ; turbulence ; Organized-Eddy Simulation

## 1 Introduction

Le régime transsonique est caractérisé par d'importants effets de compressibilité de l'écoulement. Pour un profil, un mouvement périodique auto-entretenu et remarquablement large de l'onde de choc peut prendre naissance sous certaines conditions précises d'angle d'attaque et de nombre de Mach. Cette instabilité d'origine purement aérodynamique est connue sous le nom de tremblement transsonique. D'après Lee (7), le phénomène serait essentiellement dirigé par l'interaction entre le choc et la couche limite. L'auteur a également proposé un mécanisme physique pour le tremblement lequel est communément accepté dans la littérature. D'après son modèle, des ondes de pression sont formées dû au mouvement du choc et se propagent vers l'aval. Dès qu'elles impactent le bord de fuite fin, des nouvelles ondes sont générées dirigées vers l'amont, lesquelles interagissent avec le choc lui apportant l'énergie pour maintenir l'oscillation.

Les profils supercritiques utilisés dans les voilures transsoniques modernes sont assez épais et, par conséquent, la prédiction fiable des conditions pour l'apparition du mode du tremblement est essentielle car le déclenchement éventuel de l'instabilité pourrait compromettre les performances de l'aéronef ainsi que son contrôle et stabilité. Cependant, la modélisation et la simulation numérique du tremblement transsonique reste un véritable défi à la dynamique des fluides numérique dû à la complexité de l'interaction onde de choc/couche limite. En effet, les objectifs du présent travail sont d'évaluer les capacités prédictives de différentes approches statistiques de modélisation de la turbulence face à cette complexité et d'effectuer une analyse physique du phénomène. Le cas test choisi est le profil supercritique OAT15A de l'ONERA, dû à la richesse en données expérimentales disponible dans les travaux de Jacquin et al (5).

L'écoulement étudié est essentiellement caractérisée par des nombres de Reynolds et de Mach élevés et est doté d'une physique non triviale. En aérodynamiques en général, le calcul de toutes les échelles turbulentes à travers la simulation numérique directe (*DNS*) ou même la simulation aux grandes échelles (*LES*) ne sont pas des alternatives viables car les hauts Reynolds concernés requièrent des maillages extrêmement fins, ce qui rend les temps de calcul prohibitifs. L'utilisation de modèles de transport pour les tensions turbulentes a comme avantage la prise en compte intrinsèque de l'anisotropie de la turbulence. Cependant, ces modèles sont considérablement plus chers et moins robustes par rapport aux modèles linéaires dû au grand nombre d'équations de transport à être résolues. Ces derniers restent les plus utilisés dans l'industrie jusqu'à présent et, pour cette raison, sont considérés dans ce travail.

## 2 Organized-Eddy Simulation

Fréquemment les écoulements turbulents instationnaires présentent un caractère périodique marqué conséquent de l'existence de structures organisées. On en peut citer, par exemple, le détachement tourbillonnaire de von Kármán derrière un cylindre ou alors le mouvement périodique de l'onde de choc dans le cas du tremblement transsonique. Ces écoulements ne respectent pas les hypothèses de turbulence en équilibre, et présentent souvent des spectres d'énergie cinétique turbulente assez différents de celui de Kolmogorov. Ainsi, la modélisation de ces écoulements requiert une réévaluation des échelles de la turbulence afin de contempler ces modifications spectrales. La *Organized-Eddy simulation* (OES) est une approche de modélisation de la turbulence statistique orientée à des écoulements présentant un caractère organisé. Les variables physiques sont décomposées utilisant le concept de moyenne de phase, en un premier terme représentant la partie cohérente et un autre pour la composante aléatoire. Cette moyenne obéit aux mêmes propriétés que la moyenne de Reynolds, de façon que les équations de Navier-Stokes moyennées en phase sont analogues aux équations RANS. Dans ces écoulements périodiques, les structures organisées apparaissent sur le spectre d'énergie sous la forme de pics. A cause de la turbulence hors équilibre, la région inertielle exhibe une pente qui, en général, ne suit pas la loi de  $-5/3$  de Kolmogorov. Dans le cadre de la OES, ce spectre est décomposé en une partie résolue correspondant aux pics des structures organisées et en une partie résiduelle, laquelle est continue en fréquence et doit être modélisée.

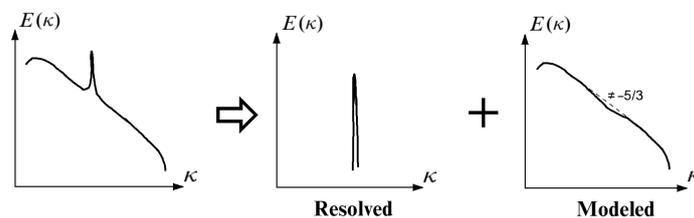


FIG. 1 – Décomposition spectrale par l'approche Organized-Eddy Simulation

D'après Braza et al (2), les concepts de la modélisation statistique semblent adaptés à la prise en compte de l'effet des quantités fluctuantes sur les processus organisés. Le spectre résiduel peut ainsi être traité de manière similaire aux fermetures RANS traditionnelles avec la redéfinition des échelles de temps et de longueur caractéristiques de la turbulence. En partant d'un modèle à deux équations de type  $k$ - $\varepsilon$ , la viscosité turbulente peut être calculé par  $\nu_t = C_\mu k^2/\varepsilon$ , où le coefficient de diffusivité turbulente  $C_\mu$  vaut normalement 0,09. Cette valeur conduit à une production exagérée de viscosité turbulente dans les cas où la turbulence est hors-équilibre. Dans le contexte de l'approche OES, Hoarau (4) propose une valeur réduite  $C_\mu = 0,02$ , fondée sur une analyse au second ordre de l'écoulement fortement détaché autour d'un profil NACA 0012 à incidence élevée. Cette réduction de production de viscosité turbulente rend possible la prédiction de structures liées à instabilités généralement amorties par les modèles traditionnels. Jin et Braza (6) ont proposé une loi d'amortissement modifiée pour être utilisée dans le cadre de la OES. En ce qui concerne les écoulements fortement anisotropes, la constante  $C_\mu$  dans l'approche OES devient un tenseur sensibilisé quant au désalignement tridimensionnel entre le tenseur des contraintes et les vitesses de déformation (1). Même si cette approche est évoquée dans les perspectives de l'article, il est important de la mentionner ici car le  $C_\mu$  constant n'est pas un concept

complet quant à la variation du non équilibre.

En ce qui concerne le tremblement transsonique sur l'OAT15A, des analyses préliminaires ont indiqué que l'utilisation d'un coefficient  $C_\mu = 0,03$  serait plus appropriée. Cette conclusion a été basée sur la qualité de prédiction de paramètres globaux et locaux de l'écoulement, et est liée au fait que le niveau de non-équilibre de la turbulence ne reste pas constant le long du cycle du tremblement transsonique, lequel est marqué par des moments où la couche limite reste collée jusqu'au bord de fuite et d'autres où il-y-a une séparation totale commençant au pied du choc. Afin d'obtenir une formulation indépendante d'une loi d'amortissement, le modèle Baseline (BSL) de Menter a été utilisé comme base pour la OES. La stratégie du BSL est d'employer différentes modélisations de turbulence selon la région de l'écoulement concernée. Etant donné qu'une formulation  $k-\omega$  est utilisée dans la couche limite, les fonctions d'amortissement ne se font pas nécessaires. La formulation BLS OES consiste en adopter une valeur réduite pour la constante  $\beta^*$ , laquelle a été fixée dans ce travail à 0,03 au lieu de 0,09.

Deux modèles linéaires largement utilisés dans l'industrie aérospatiale sont également considérés dans ce travail, le modèle  $k-\omega$  *Shear-Stress Transport* (SST) de Menter et le modèle Spalart-Allmaras (SA). Le SST est une évolution du modèle Baseline pour l'amélioration de la prédiction d'écoulements soumis à gradients adverses de pression. Pour ce faire, la formulation de la viscosité turbulente est limitée en fonction du rapport de production par la dissipation qui traduit les effets de non-équilibre. Le modèle SA est un modèle à une équation de transport où la quantité transportée est une viscosité turbulente modifiée construite sur des bases phénoménologiques d'évolution de  $\nu_t$  dans la couche limite.

### 3 Aspects numériques

Les simulations ont été réalisées avec le code NSMB (Navier-Stokes Multi-Block) qui utilise la méthode des volumes finis. Les termes spatiaux ont été discrétisés par différences centrées et les termes advectifs par le schéma AUSM+ avec correction d'entropie et des limiteurs MUSCL de Van Leer. L'intégration temporelle a été faite utilisant la technique du pas de temps dual et la résolution du système linéaire a été effectuée par la méthode LU-SGS (*Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel*).

Le maillage bidimensionnel utilisé possède une topologie C-H avec environ 130.000 éléments. Il est une version raffinée du maillage employé par Deck (3), lequel avait 110.000 mailles et est issu d'une étude de convergence par extraction de traînée. Les frontières du domaine ont été placées à 80 cordes du profil et la valeur  $y^+$  de la première maille reste toujours inférieur à l'unité. Les calculs sont initialisés par un champ uniforme des propriétés calculées à l'infini amont. L'écoulement a été configuré à  $M = 0,73$  et  $Re = 3.10^6$ , à un angle d'attaque de  $3,5^\circ$ . Celui-ci correspond à l'incidence la plus faible pour laquelle les expériences avaient détecté le mouvement du choc. Le pas de temps dans toutes les simulations a été de  $10^{-6}$  secondes.

### 4 Résultats et discussion

Les équations de Navier-Stokes compressibles ont été résolues en deux dimensions utilisant l'approche Organized-Eddy Simulation en formulations  $k-\varepsilon$  et Baseline et les modèles Spalart-Allmaras, Shear-Stress Transport et Baseline. Les fluctuations temporelles du coefficient de portance sont présentées sur la figure 2(a). Les modèles  $k-\varepsilon$  OES, BSL OES et SA ont été capables de capter l'instationnarité du tremblement, tandis que le BSL et le SST ont abouti à des solutions stationnaires, bien que ce dernier ait présenté un début d'oscillation. Ceci s'explique par l'utilisation d'un coefficient de diffusivité turbulente réduit dans l'OES, ce qui fait que les instabilités dans l'écoulement soient moins amorties à travers la viscosité turbulente par rapport aux approches URANS standard. Un autre résultat important a été l'aptitude du modèle SA à prédire le tremblement à  $3,5^\circ$  d'incidence, car les simulations de Thiery et Coustols (8) pour la même configuration et utilisant ce modèle avaient conduit à une solution stationnaire, ce qui avait été également trouvée par Deck (3) en trois dimensions. Deck a observé qu'un angle de  $4,5^\circ$  a été nécessaire pour l'obtention d'un mouvement auto-entretenu du choc. En ce qui concerne le SST, le régime stationnaire trouvé contredit les résultats de Thiery et Coustols, qui avaient arrivé à capter le mouvement du choc. Le calcul de la fréquence moyenne du tremblement indique dans la présente étude une valeur principale  $f_1 = 78,8$  Hz pour le  $k-\varepsilon$  OES, 79,5 Hz pour le

BSL OES et 69,9 Hz pour le SA, cette dernière sensiblement plus proche de la valeur expérimentale d'environ 70 Hz.

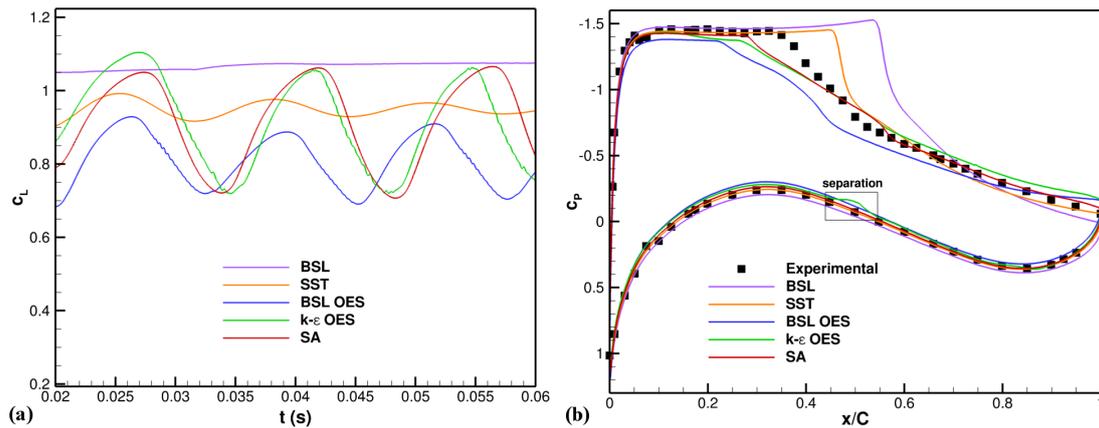


FIG. 2 – (a) fluctuation du coefficient de portance (b) distribution du coefficient de pression moyen

La distribution du coefficient de pression moyen sur les deux faces du profil est présentée sur la figure 2(b). L'aspect incliné du choc est dû à son mouvement et résulte de l'opération de moyenne effectuée sur les données temporelles. Les modèles SA et  $k-\varepsilon$  OES ont produit des résultats assez proches l'un de l'autre par rapport au parcours du choc. Dans les deux cas, le mouvement commence vers 30% de la corde, ce qui est plus en amont que dans l'expérience. Cependant, le modèle SA a obtenu des résultats supérieurs vers le bord de fuite. La formulation BSL OES a reproduit le choc instationnaire, pourtant très anticipé. Evidemment, les modèles SST et BLS ont donné des chocs droits relatifs aux solutions stationnaires. Ces derniers se localisent bien en aval par rapport aux expériences conséquentes d'une production excessive de turbulence par ces modèles. Toutefois, il est intéressant de remarquer l'effet apporté par la redéfinition de la viscosité turbulente dans le SST, laquelle a amélioré considérablement le calcul de la position du choc malgré que l'instationnarité n'ait pas été captée. Sur l'intrados, les modèles fournissent des bons résultats en général car la couche limite reste attachée pendant le tremblement de façon que la turbulence en équilibre prédomine. Cependant, un décollement non-physique de petite taille a été trouvé avec le  $k-\varepsilon$  OES dans cette région (voir figure) et qui ne s'est pas reproduit avec le BSL OES. Cette différence s'explique car l'équation pour  $\varepsilon$  est caractérisée d'une raideur numérique en approche vers la paroi, du fait de la condition limite pour  $\varepsilon$  approchée par un développement asymptotique limité. Ces inconvénients, renforcés par le fait que la diffusivité turbulente ait été diminuée et par la géométrie supercritique quant à l'intrados sont mieux pris en compte par la résolution d'une équation de transport pour  $\omega$ .

Les caractéristiques générales du tremblement transsonique ont été bien reproduites par les trois modèles capables de le capturer. Dans les trois cas, la dynamique de l'interaction choc/couche limite correspond exactement à celle décrite par les expériences. Pendant le mouvement du choc vers le bord de fuite la couche limite reste attachée, tandis que pendant son mouvement vers le bord d'attaque, il se passe un épaissement progressif de la couche limite suivi par sa séparation totale. Suivant la démarche adoptée par Jacquin et al (5), la période du tremblement a été discrétisée en 20 phases, la phase 1 correspondant au moment exact où l'onde de choc se trouve sur sa position la plus en amont. En ce moment, la couche limite est totalement décollée entraînant un fort détachement tourbillonnaire. Avec le début du mouvement vers le bord de fuite, elle devient attachée à la surface du profil jusqu'au bord de fuite, comme montré sur la figure 3(a) relative à la phase 8. L'arrivée du choc à l'extrémité aval du parcours déclenche l'épaississement progressif de cette couche limite, lequel s'intensifie avec le début du mouvement vers l'amont. Le recul du choc vers l'amont est accompagné de la séparation totale de la couche limite, comme présenté sur la 3(b).

D'après Deck (3), la position moyenne du choc pendant le cycle du tremblement transsonique peut être quantifiée à travers une analyse statistique par le calcul du facteur de *skewness*  $S_p = \overline{p'}^3 / \overline{p'^2}^{3/2}$

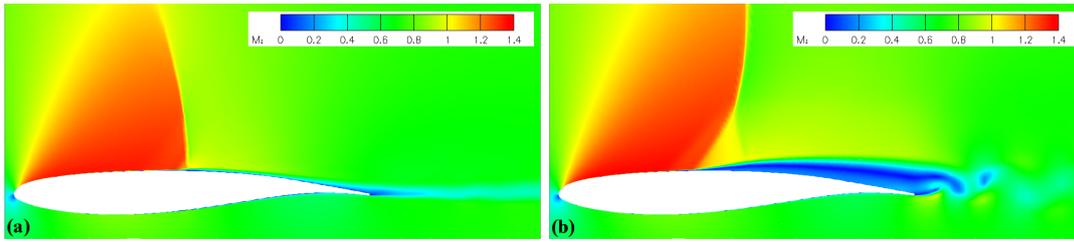
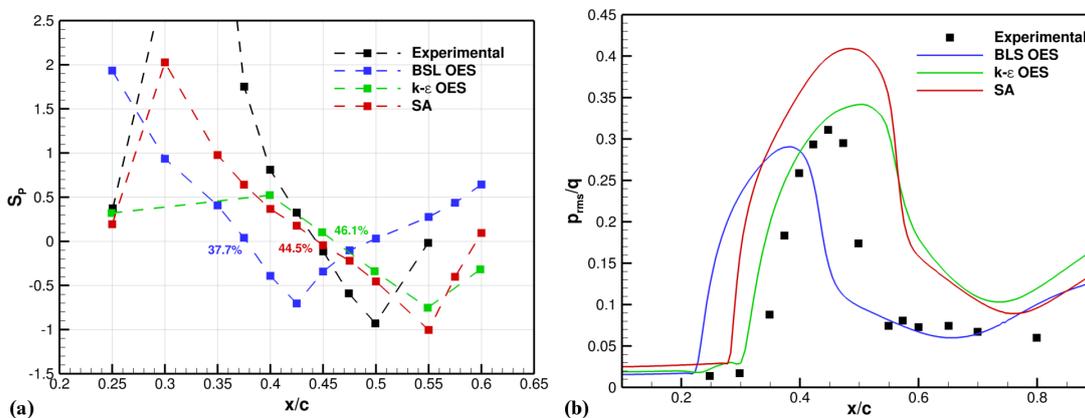


FIG. 3 – Champs instantanés de nombre de Mach (a) phase 08 (b) phase 18

de la fluctuation de pression le long de l'extrados. L'évolution de ce paramètre est fournie sur la figure 4(a). La position moyenne du choc peut être approchée par la première abscisse où  $S_p = 0$ , ce qui donne  $x_s = 0,445$  pour le SA,  $0,461$  pour le  $k-\varepsilon$  OES et  $0,377$  pour le BSL OES. Les deux premières se trouvent très proches de la valeur expérimentale d'environ  $0,44$ . Ces résultats sont bien en accord avec les profils de pression moyens.

FIG. 4 – (a) variation du paramètre de skewness (b) distribution de la pression  $rms$ 

La distribution de la pression  $rms$  le long de l'extrados est illustrée sur la figure 4(b). Entre le bord d'attaque et la position la plus avancée de l'onde de choc, les niveaux  $rms$  restent très bas de l'ordre de  $0,02 q_\infty$ , ce qui a été assez bien capté par les modèles. Le long de la zone parcourue par le choc, le modèle SA tend à surestimer les fluctuations, ce qui n'est pas forcément le cas pour les formulations OES. Dans la région proche du bord de fuite, l'instationnarité de la zone décollée est surévaluée par tous les modèles.

Les signaux de pression sur l'extrados à  $x/c = 0,45$  sont présentés sur la figure 5(a). Les modèles SA et  $k-\varepsilon$  OES ont produit des fluctuations proches de l'expérimentale par rapport aux amplitudes, ce qui est intimement lié à la bonne prédiction de la position moyenne du choc. Le calcul précis de la fréquence du tremblement par le modèle SA est remarquable. Toutefois, le modèle  $k-\varepsilon$  OES a saisi également les oscillations secondaires durant les pics de pression, existant dans l'expérience.

En prenant un point situé dans le sillage proche à une distance  $x/c = 1,20$  du bord d'attaque et à une hauteur  $y/c = 0,03$  par rapport à la ligne de corde, les signaux locaux de pression permettent de tracer les spectres de puissance présentés sur la figure 5(b). Ces fortes fluctuations en fréquences plus élevées s'étalent en forme de bosses centrées autour de valeurs  $f_2$  comprises entre 30 et 40 fois les fréquences du tremblement  $f_1$  (soit environ 2140 Hz pour le SA, 2770 pour le  $k-\varepsilon$  OES 3010 Hz pour le BSL OES). Celles-ci sont résultat des tourbillons de von Kármán générés dans la zone décollée, et peuvent même être visualisées directement sur les signaux temporels du coefficient de portance 2(a). Les différences considérables entre les niveaux énergétiques des formulations OES et ceux du modèle SA sont naturelles dû au caractère moins dissipatif de la OES.

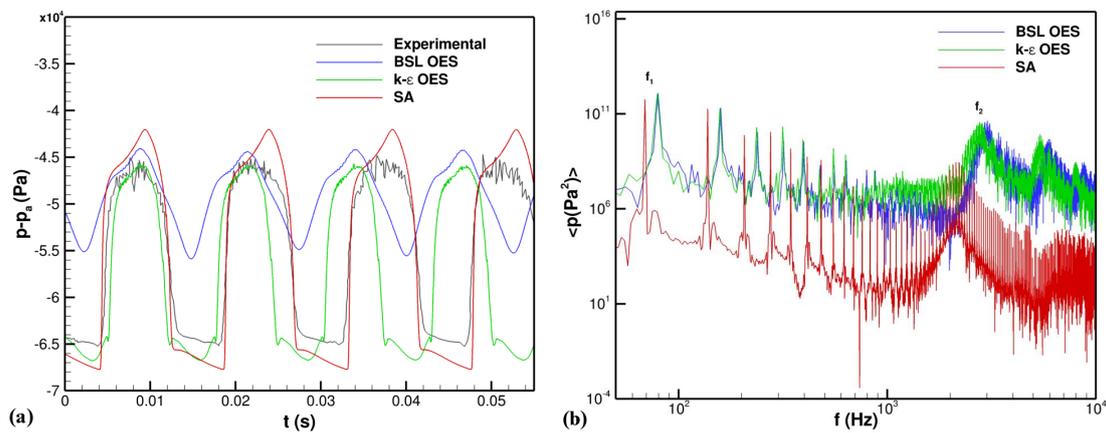


FIG. 5 – (a) signaux de pression sur l'extrados à  $x/c = 0,45$  (b) spectra à  $x/c = 1,20$  et  $y/c = 0,03$

## 5 Conclusions et perspectives

Le tremblement transsonique autour d'un profil supercritique a été simulé numériquement utilisant différents modèles de turbulence. La méthode Organized-Eddy Simulation en formulations  $k-\varepsilon$  et Baseline et le modèle Spalart-Allmaras ont été capables de reproduire l'instationnarité du phénomène, ce qui n'a pas été le cas avec les modèles Shear-Stress Transport et Baseline. En effet, la réduction de la production de viscosité turbulente par la OES a rendu possible capter des instabilités normalement amorties par les modèles linéaires. Le comportement général de l'écoulement a été bien décrit par les modèles  $k-\varepsilon$  OES et SA, ce dernier montrant une excellente précision par rapport à la fréquence du tremblement. Toutefois,  $k-\varepsilon$  OES a mieux représenté les fluctuations dans de l'écoulement et a saisi les oscillations secondaires dues au mode de von Kármán, malgré la présence d'un décollement de taille réduite non physique sur l'intrados, inexistant dans le cas du modèle BSL OES.

Comme perspectives, la réalisation de calculs tridimensionnels et l'utilisation d'approches hybrides type DDES (*Delayed Detached-Eddy Simulation*) sont visées, ainsi que la prise en compte de l'anisotropie des tensions turbulentes, une caractéristique essentielle de l'interaction choc/couche limite. Dans cette direction, l'approche AOES (*Anisotropic Organized-Eddy Simulation*) de Bourguet et al (1) sera considérée. Ces travaux ont été en partie financés par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) au travers du programme COSINUS (projet ECINADS N°ANR-09-COSI-003) et en partie par le programme européen ATAAC.

## Références

- [1] Bourguet, R. ; Braza, M. ; Harran, G. ; El Akoury, R. - 2008 - Anisotropic Organised Eddy Simulation for the prediction of non-equilibrium turbulent flows around bodies - *Journal of Fluids and Structures* **24** 1240-1251
- [2] Braza, M. ; Perrin, R. ; Hoarau, Y. - 2006 - Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds number - *Journal of Fluids and Structures* **22** 7551-771
- [3] Deck, S. - 2005 - Numerical Simulation of Transonic Buffet over a Supercritical Airfoil - *AIAA Journal* **43**, **7** 1556-1566
- [4] Hoarau, Y. - 2002 - Analyse physique par simulation numérique et modélisation des écoulements décollés instationnaires autour de surfaces portantes - *Thèse de l'INPT, Toulouse, France*
- [5] Jacquin, L. ; Molton, P. ; Deck, S. ; Maury, B. ; Soulevant, D. - 2009 - Experimental Study of Shock Oscillation over a Transonic Supercritical Profile - *AIAA Journal* **47**, **9** 1985-1994
- [6] Jin, G. ; Braza, M. - 1994 - A two-equation turbulence model for unsteady separated flows around airfoils - *AIAA Journal* **32**, **11** 2316-2320
- [7] Lee, B. H. K. - 1990 - Oscillatory shock motion caused by transonic shock boundary layer interaction - *AIAA Journal* **28**, **5** 942-944
- [8] Thierry, M. ; Coustols, E. - 2006 - Numerical prediction of shock induced oscillations over a 2D airfoil : Influence of turbulence modelling and test section walls - *International Journal of Heat and Fluid Flow* **27** 661-670