

Prédiction du tremblement en écoulement transsonique

Azeddine Kourta^{a,*}, Gabriel Petit^{a,b}, Jean-Pierre Rosenblum^b, Jean-Claude Courty^b

^a IMFT (UMR5502), allée du Professeur Camille-Soula, 31400 Toulouse, France

^b Dassault-Aviation, 78, quai Marcel Dassault, 92124 Saint-Cloud, France

Reçu le 4 novembre 2004 ; accepté après révision le 20 septembre 2005

Disponible sur Internet le 27 octobre 2005

Présenté par Sébastien Candel

Résumé

En écoulement transsonique, l'interaction onde de choc/couche limite turbulente et les décollements qui en découlent sur l'extrados d'une aile induisent des instabilités appelées tremblement et provoquent des vibrations de la structure. Ce phénomène peut notablement influencer les performances aérodynamiques. Ces excitations auto-entretenues peuvent produire suffisamment d'énergie pour exciter l'aile. Cette étude porte sur la simulation du tremblement aérodynamique (buffet) sans aborder les aspects aéroacoustiques (buffeting). L'objectif est de prédire correctement ce phénomène en utilisant les équations de Navier–Stokes instationnaires moyennées avec un modèle de turbulence à concept de viscosité turbulente ($k-\varepsilon$) adaptée à cette situation. Ce modèle utilise un coefficient de viscosité turbulente C_μ fonction des taux de déformation et de rotation. Pour valider ce modèle, on calcule tout d'abord l'écoulement sur une plaque plane à un nombre de Mach de 0,6. La comparaison avec les résultats analytiques montre un bon accord. Le profil transsonique ONERA OAT15A est choisi pour décrire le tremblement. Les résultats montrent la capacité du modèle à prédire ce phénomène instationnaire. L'interaction onde de choc/couche limite est analysée et caractérisée. **Pour citer cet article :** A. Kourta et al., C. R. Mecanique 333 (2005).

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

Abstract

Prediction of buffeting in transonic flow. Under transonic flow conditions, the shock wave/turbulent boundary layer interaction and flow separation on the wing upper surface induce flow instabilities, designated as buffeting, which result in structure vibrations. This phenomenon can greatly influence the aerodynamic performance. These self-sustained flow excitations can produce enough energy to excite the structure. The objective of the present work is to correctly predict this unsteady phenomenon by using unsteady Navier–Stokes averaged equations with time dependent turbulence model based on suitable ($k-\varepsilon$) turbulent eddy viscosity model. The model used is based on the turbulent viscosity concept where the turbulent viscosity coefficient C_μ is related to local deformation and rotation rates. To validate this model, the flow over a flat plate at Mach number of 0.6 is calculated. The solution is in agreement with analytical results. The ONERA OAT15A transonic airfoil was chosen to describe buffet phenomena. Computational results show the ability of the present model to predict physical phenomena of the flow oscillations allowing a suitable description of the unsteady shock wave/boundary layer interaction. **To cite this article :** A. Kourta et al., C. R. Mecanique 333 (2005).

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

Mots-clés : Turbulence ; Transsonique ; Tremblement ; Modèle de turbulence ; Simulation numérique ; Profil

* Auteur correspondant.

Adresse e-mail : kourta@imft.fr (A. Kourta).

Keywords: Turbulence; Transonic flow; Buffet; Turbulence model; Numerical simulation; Airfoil

Abridged English version

Buffeting is the structural response to an aerodynamic excitation created by a viscous flow phenomenon existing on different parts of a body. Instabilities of the flow inducing buffeting are natural and self-sustained. The aim of this paper is to accurately predict the buffet and to analyze its characteristics. The buffet is accentuated in transonic flow by the motion of the shock wave location caused by flow separation. Previous transonic flow tests have permitted a better description of this phenomenon [1–8]. The transonic flows often feature shock waves induced by a sudden recompression. These waves interfere with the boundary layer leading to flow separation. When the shock wave is strong enough, the separated region spreads to the trailing edge and thickens. Large scale instabilities are then generated. The size of separated flow layer fluctuates with the shock wave location [1,2]. The frequencies and amplitudes of these fluctuations depend on the airfoil parameters and the flow conditions.

These transonic flows are often turbulent and require appropriate numerical simulation methods and suitable modeling equations. In realistic aerodynamic configurations the only viable method relies on averaged Navier–Stokes equations with turbulence closure models. However, the turbulent models used up to now have not been able to accurately predict these instabilities. This work is motivated by the fact that classical Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) models do not provide adequate solution of this type of flow [6,7,9–11]. The aim of this study is to devise a suitable turbulent model [12–16] to predict these oscillations and to analyze the shock wave-boundary layer interactions in transonic flows. The ONERA OAT15A airfoil is chosen for the numerical calculations and results are compared to an experiment carried out in the ONERA wind tunnel. In this experiment, the boundary layer transition was fixed at $x/c = 7\%$ on both sides of the airfoil. Experimental results show that the buffeting starts at an angle of attack of 3.25° . To show the capability of the model to predict buffeting, computations are carried out for an angle of attack of 4° .

The flow solver uses a finite element method SUPG (Streamline Upwind Petrov Galerkin) with a time integration relying on an implicit Backward Differentiation Formulae (BDF) scheme coupled with a dual time stepping (DTS) to accelerate the convergence. For each unsteady iteration, ν internal iterations are carried out by using GMRES (Generalized Minimal RESidual) [17,18]. An adapted time dependent eddy viscosity turbulent model is used in combination with the unsteady averaged Navier Stokes equations [13,14].

The model is first validated by calculating a turbulent boundary layer at Mach number of 0.6. The model gives approximately the same results and trends as the analytical solution appearing in Fig. 1. An important result is the value of C_μ in the equilibrium region which is equal to 0.085 for $0.0012 < y < 0.01$ (Fig. 2). This value is not very different from 0.09, the classical value adapted in standard turbulence models.

Buffet phenomena are then considered on the ONERA OAT15A transonic airfoil. Fig. 3 presents the pressure coefficient around the airfoil. It can be seen that the displacement of the shock upstream and downstream is well captured. At the trailing edge separations related to the shock wave/boundary layer interaction can be observed. Both the motion of the shock wave location and size of the separated region are correlated. Fig. 4 shows the rms pressure distribution. The present model is in good agreement with experimental results [3–5]. The same figure shows numerical results obtained by ONERA with Algebraic Reynolds Stress Model (ARSM) [6,8]. Results of calculations are also in good agreement. It is not possible to describe these phenomena with a standard model (constant C_μ). The time history of the lift coefficient is presented Fig. 5. It can be seen that the evolution is unsteady and periodic. This evolution is in agreement with experimental measurements and observations. The calculated Strouhal number has approximately the same values as those found in the other studies (Table 2). The mean lift coefficient (Table 2) has also approximately the same value as in previous studies. This Strouhal number and the corresponding frequency is related to the displacement of the shock. In the wake a periodic Karman instability is detected. This mechanism is similar to that analyzed in the case of NACA0012 wing [19–22]. In the present case the Karman street instability correspond to a Strouhal number of 2.75.

1. Introduction

En écoulement transsonique, l'interaction onde de choc/couche limite et les décollements sur l'extrados d'une aile conduisent à une excitation aérodynamique. Le tremblement est la vibration de la structure sous cette excitation. Ce phénomène restreint le domaine de vol d'un avion et agit sur les forces aérodynamiques [1–8]. Ces excitations de l'écoulement sont auto-entretenues et conduisent à des forces surfaciques liées aux fluctuations de pression. Elles peuvent produire suffisamment d'énergie pour exciter la structure. Bien que le tremblement ne soit pas dangereux, il peut augmenter la fatigue des matériaux, perturber la manœuvrabilité de l'avion et diminuer le confort des passagers. Il est donc important de bien le prédire dans une première phase et dans une seconde phase d'essayer de le contrôler. L'objectif du présent travail est d'utiliser, pour analyser le tremblement, la résolution des équations de Navier Stokes instationnaires moyennées avec un modèle de turbulence, basé sur le concept de viscosité turbulente à deux équations de transport ($k-\varepsilon$), développé spécifiquement pour des écoulements turbulents instationnaires. Cette étude est motivée par le fait que les modèles statistiques classiques de type moyenne de Reynolds (Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)) sont incapables de calculer correctement ce type d'écoulements [6,7,9–11]. Ce modèle est basé sur le concept de viscosité turbulente où le coefficient de viscosité C_μ est une fonction de la déformation et de la rotation locales [12–14]. Il se situe dans la lignée des précédents travaux [10,11,15,16] qui ont montré qu'une modification faiblement non-linéaire des modèles classiques permet d'améliorer la prédiction du tremblement.

Dans le présent travail, avant d'appliquer l'outil de calcul et le modèle développé à l'étude du tremblement, on le valide sur le cas d'une couche limite sur une plaque plane à un nombre de Mach de 0,6. Par la suite, on réalise le calcul de l'écoulement transsonique autour du profil de l'ONERA appelé OAT15A. Ces calculs montrent les capacités du modèle de turbulence à reproduire fidèlement cet écoulement et permettent d'analyser le tremblement induit par l'interaction onde de choc/couche limite turbulente.

2. Modélisation semi-déterministe

Le modèle de turbulence utilisé repose sur la décomposition de toute grandeur physique en une partie cohérente obtenue par une moyenne d'ensemble qui correspond à la partie calculable, et une partie turbulente incohérente, non englobée dans la moyenne d'ensemble, qui est donc à modéliser.

Le modèle semi-déterministe adopté est basé sur une loi de comportement non-linéaire tenant compte aussi bien de la partie symétrique qu'antisymétrique du tenseur du gradient de vitesse [12–14]. Celle-ci est obtenue à l'aide de la théorie de l'invariance. Les conditions de réalisabilité permettent d'obtenir les coefficients de cette relation comme fonction des taux de déformation et de rotation.

Le modèle choisi est basé sur le concept de viscosité turbulente à deux équations de transport (k, ε). Les tensions de Reynolds, contrairement à l'hypothèse de Boussinesq qui les relie uniquement au tenseur de déformation, dépendent également du tenseur de rotation.

La viscosité turbulente est reliée aux échelles de temps et de longueur (exprimées en fonction de k et ε) par la relation suivante :

$$\mu_t = C_\mu(\eta, \xi) \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Dans le cas des modèles classiques C_μ est une constante ($C_\mu = 0,09$). Elle est déterminée en supposant l'équilibre Production–Dissipation. Ceci tend à surestimer la production d'énergie cinétique de turbulence en présence de gradients de vitesses : tourbillons, point d'arrêt, etc., avec pour conséquence un retard au décollement sur un profil en incidence par exemple ou une dissipation excessive dans les zones de forts rotationnels.

Il convient donc de pouvoir adapter le transfert d'énergie turbulente à l'état de l'écoulement à un instant et un lieu donnés. Pour cette raison, C_μ n'est pas une constante mais une fonction locale exprimée à l'aide des taux de déformation η et de rotation ξ . Ceci est obtenu à l'aide de la relation suivante :

$$C_\mu = \frac{2}{3} \frac{1}{A_1 + \eta + \gamma_1 \xi}$$

avec η et ξ respectivement les rapports des invariants tensoriels de déformation et de rotationnel par le temps de turbulence (k/ε) :

$$\eta = \frac{kS}{\varepsilon}, \quad S = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$$

$$\xi = \frac{k\Omega}{\varepsilon}, \quad \Omega = (2\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{1/2}$$

À ceci il faut ajouter : $A_1 = 1,25$ et $\gamma_1 = 0,9$.

Pour ce calcul, seule la partie linéaire avec coefficient dynamique [15,16] du développement des tensions de Reynolds [12–14] est utilisée. De plus, on adopte l’approche bicouche [17] où loin des parois les équations de k (énergie cinétique de la partie incohérente) et ε (sa dissipation) sont résolues. Pour les zones proche paroi on utilise un modèle bas Reynolds qui est basé sur une fonction d’amortissement calculée à partir des longueurs de mélanges l_μ et l_ε pour la détection de la paroi. Cette zone de paroi est définie à l’aide du nombre de Reynolds de turbulence ($R_t = y\sqrt{k}/\nu < 250$). Dans le cas d’écoulements étudiés auparavant, on a utilisé des calculs jusqu’à la vraie paroi [13,14], l’approche actuelle est aussi testée pour répondre à des besoins d’utilisation dans les codes industriels.

Le modèle bas-Reynolds calcule k et reconstruit ε pour le calcul de la viscosité turbulente :

$$l_\mu = C_l y (1 - e^{-R_t/A_\mu}), \quad l_\varepsilon = C_l y (1 - e^{-R_t/A_\varepsilon})$$

$$A_\mu = 72,8, \quad A_\varepsilon = 2C_l, \quad C_l = \kappa C_\mu^{-3/4} \quad \text{et} \quad \kappa = 0,41$$

On a alors : $\varepsilon = k^{3/2}/l_\varepsilon$ et une fonction d’amortissement $f_\mu = l_\mu/l_\varepsilon$ qui s’applique sur la viscosité de turbulence :

$$\mu_t = f_\mu C_\mu(\eta, \xi) \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

3. Méthodologie

Le code de calcul utilise la méthode des éléments finis qui repose sur la formulation SUPG (Streamline Upwind Petrov Galerkin). Il s’appuie sur des maillages non structurés. Cette méthode numérique est précise au second ordre en espace. L’intégration en temps, précise au second ordre, est implicite [17,18].

L’avancement en temps se fait ici grâce à un schéma implicite de type BDF (implicit Backward Differentiation Formula) couplé à une accélération de convergence par pas de temps dual (dual time stepping (DTS)) : chaque itération instationnaire est convergée par « ν » sous-itérations stationnaires résolues par GMRES (Generalized Minimal RESidual). Pour chaque itération on procède de la façon suivante :

$$\underbrace{\frac{V^{n+1,v+1} - V^{n+1,v}}{\Delta\tau}}_{DTS} + \underbrace{\frac{\frac{3}{2}V_{n+1} - 2V_n + \frac{1}{2}V_{n-1}}{\Delta t}}_{BDF} = -Res(U_{n+1,v})$$

où t est le temps physique et τ le temps fictif de la partie Dual-Time-Stepping. On peut soit imposer un nombre d’itérations internes, soit fixer l’abaissement du résidu de p ordres de grandeur. Dans le cadre de ces calculs, la deuxième solution est adoptée ($p = 3$) pour réduire le temps de calcul tout en ayant une bonne convergence.

4. Conditions de calcul

Le profil est un profil ONERA nommé OAT15A. Les conditions de calcul sont données sur le Tableau 1.

Pour les calculs réalisés sur cette configuration, un pas de temps de $\Delta t = 5 \times 10^{-6}$ s a été choisi afin de limiter la dissipation numérique. Ce pas de temps reste néanmoins compatible, dans le cadre de cette étude, avec le temps de calcul nécessaire pour pouvoir capter le phénomène instationnaire sur un nombre suffisant de périodes.

Tableau 1
Conditions de calcul

Table 1
Computational conditions

M_∞	α	Re/m	T_∞
0,73	4°	$10,5 \times 10^6$	300 K

5. Résultats

Le modèle de turbulence présenté dans la Section 2 a été utilisé pour calculer des écoulements décollés instationnaires aussi bien internes [13,14] qu'externes [17]. A titre d'exemple, le cas de l'écoulement sur une plaque plane adiabatique à un nombre de Mach de 0,6 est présenté. La comparaison avec les résultats analytiques montre un bon accord. Dans ce cas la loi logarithmique est bien prédite (Fig. 1). Le coefficient de viscosité turbulente C_μ a une valeur de 0,085 dans la majeure partie de la couche limite turbulente ($0,0012 < y < 0,01$ qui correspond à $7 < \ln(y^+) < 25$) (Fig. 2). Cette valeur est voisine de 0.09, la valeur utilisée dans les modèles classiques. Ces résultats montrent que ce modèle de turbulence est capable de trouver automatiquement la valeur du modèle standard. Ceci confirme le fait qu'il peut être utilisé avec confiance pour calculer la turbulence en équilibre.

Le tremblement transsonique est un phénomène instationnaire très rarement bien capté par les modèles statistiques classiques [6,7,9–11]. Le mécanisme du mouvement de choc est par exemple assez mal prédit, notamment en ce qui concerne l'incidence d'entrée en tremblement.

Pour décrire les mécanismes du tremblement, le profil choisi est un profil transsonique de l'ONERA, OAT15A. Ceci pour pouvoir effectuer des comparaisons avec une campagne expérimentale (S3 Chalais) [3–5] et des calculs numériques de l'ONERA, sur la même configuration [6–8]. Ces derniers travaux montrent une grande dépendance des résultats (entrée et intensité du tremblement) en fonction du modèle de turbulence choisi. L'utilisation de modèle avec C_μ variable donne des valeurs très proches des résultats obtenus en soufflerie [6–8].

Les mesures en soufflerie, de $2,5^\circ$ à $3,91^\circ$, indiquent pour ce cas (2D) une entrée en tremblement à $\alpha = 3,25^\circ$. Une incidence de 4° a été choisie pour la simulation afin de comparer les différents résultats.

Les résultats obtenus, dans ce cas, montrent la capacité du modèle de turbulence à prendre en compte les phénomènes physiques liés aux oscillations de l'écoulement. Pour comprendre le phénomène, plusieurs analyses sont possibles. L'étude de l'évolution temporelle est certainement celle qui permet de comprendre le plus en détail les mécanismes qui pilotent l'instabilité de cet écoulement. Fig. 3 présente l'évolution temporelle du coefficient de pression autour du profil. On peut ainsi voir que le déplacement de l'onde de choc alternativement vers l'amont et vers l'aval est bien capturé. Sur cette même figure, on peut voir également les décollements de la couche limite induits par l'interaction onde de choc/couche limite. Le mouvement de la position du choc et la taille de la zone décollée sont corrélés. Le déplacement du choc vers l'aval correspond à une augmentation de la pression au bord de fuite. Celle-ci se stabilise très rapidement et la couche limite devient vite attachée permettant ainsi la descente du choc. C'est l'absence du décollement qui permet au choc de reculer. Le choc remonte lors de la phase suivante à cause du décollement qui s'étend de son pied au bord de fuite et dont l'intensité croît. La pression au bord de fuite est en avance

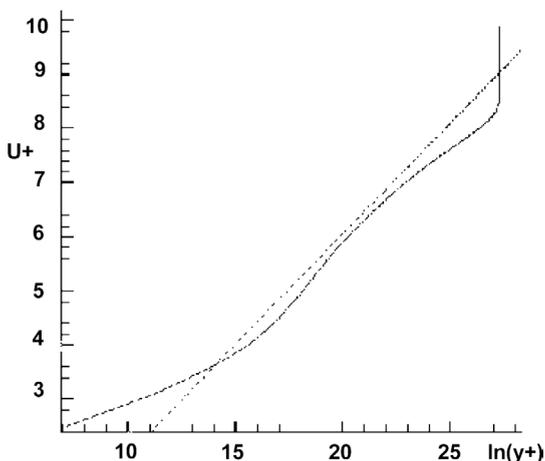


Fig. 1. Couche limite turbulente $M = 0,6$: profil de vitesse en coordonnée de paroi (comparaison avec la loi logarithmique).

Fig. 1. Turbulent boundary layer at $M = 0.6$: velocity profile at wall coordinate (comparison with logarithmic law).

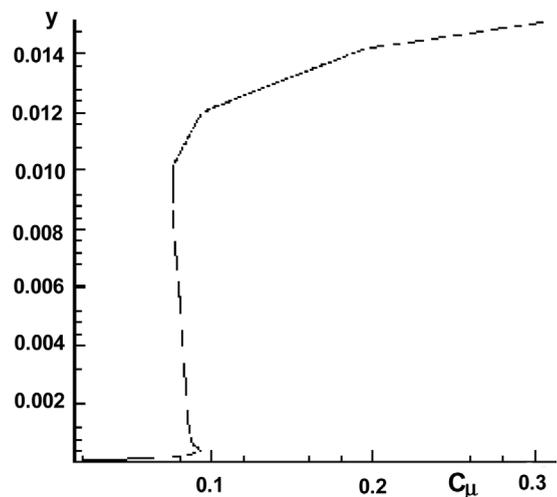


Fig. 2. Couche limite turbulente $M = 0,6$: coefficient de viscosité turbulente.

Fig. 2. Turbulent boundary layer at $M = 0.6$: turbulent viscosity coefficient.

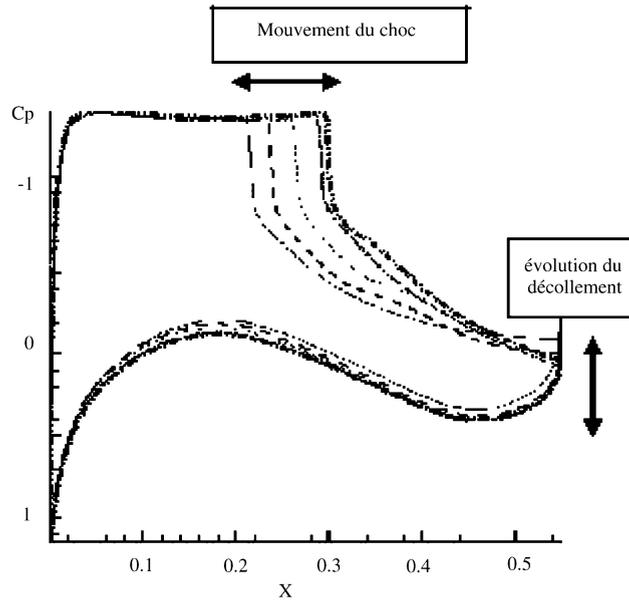


Fig. 3. Coefficient de pression autour du profil.

Fig. 3. Pressure coefficient around the airfoil.

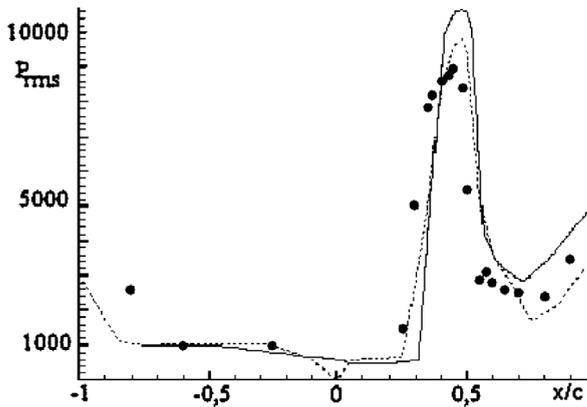


Fig. 4. Pression fluctuante (P_{rms}) en unité SI (symbole : expérience [5], trait pointillé : calcul ONERA [6], trait plein : cette étude).

Fig. 4. RMS pressure (symbol: experiment [5], dashed line: ONERA computation [6], solid line: this study).

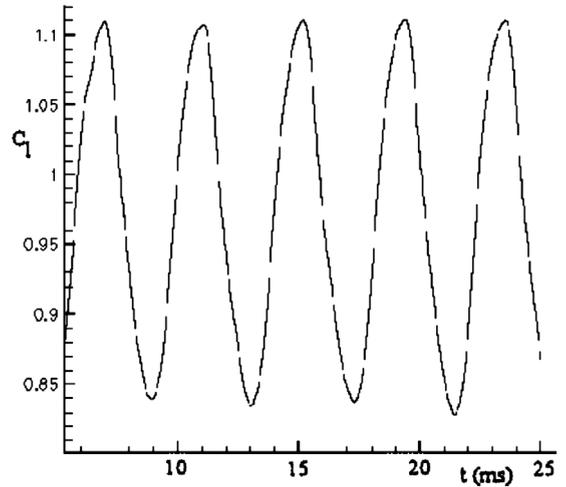


Fig. 5. Evolution temporelle du coefficient de portance.

Fig. 5. Time evolution of lift coefficient.

sur le mouvement du choc. C'est bien la taille du décollement qui pilote la position du choc. Ceci est conforme aux observations expérimentales.

Fig. 4 présente les fluctuations de pression le long de la corde, sur l'extrados. Ces résultats sont comparés aux résultats expérimentaux et à ceux obtenus par l'ONERA à l'aide d'un modèle algébrique des tensions de Reynolds (ARSM). On voit que nos résultats sont en bon accord aussi bien avec les résultats expérimentaux que ceux de l'ONERA. Ces mécanismes n'ont pas pu être décrits correctement avec le modèle de turbulence standard (avec C_μ constant). On note cependant une surestimation du pic par les deux simulations qui est peut être due au fait que les calculs ne prennent pas en compte un effet 3D dans le décollement.

Tableau 2
Nombre de Strouhal et moyenne du coefficient de portance

Cas	St	$\overline{C_z}$
L'expérience ($\alpha = 3,91^\circ$) [4,5]	0,078	0,91
Calcul ONERA ($\alpha = 4^\circ$) [6,7]	0,074	0,97
Cette étude ($\alpha = 4^\circ$)	0,072	0,965

L'évolution temporelle du coefficient de portance montre que la variation est instationnaire et périodique (Fig. 5). Cette variation est en accord avec les observations et les mesures expérimentales. Le nombre de Strouhal est donné dans le Tableau 2. L'ordre de grandeur correspond à celui obtenu par les autres études (expérimentale et numérique de l'ONERA). Les deux études numériques sous estiment cette valeur. Ce nombre de Strouhal et la fréquence correspondante sont ceux du déplacement du choc. Dans le sillage un deuxième phénomène organisé et périodique est détecté. Il s'agit des instabilités de von-Karman. Ce mécanisme est identique à celui observé par Bourdet et al. [19] et par Bouhadji et Braza [20–22] dans le cas d'une aile basée sur un profil NACA0012, à l'aide de la simulation numérique directe (DNS 3D) pour des faibles nombres de Reynolds [3000, 5000]. Le nombre de Strouhal qu'ils obtiennent est de l'ordre de 2 et est fonction du nombre de Mach. Il est à noter que l'aspect fréquentiel dépend du profil et des conditions de l'écoulement. Dans la présente étude l'instabilité de l'allée de von-Karman correspond à un nombre de Strouhal de 2,75. Il y a un effet du tremblement sur le sillage comme c'est le cas à bas nombres de Reynolds [19]. Lors de la phase où la couche limite décolle, le détachement tourbillonnaire existe. Il disparaît complètement quand la couche limite recolle.

Sur le Tableau 2, on donne également la moyenne du coefficient de portance. Les deux études numériques donnent approximativement la même valeur mais légèrement supérieure à celle de l'expérience. Ce décalage des valeurs entre l'expérience est le calcul peut être dû au fait que la transition n'est pas prise en compte exactement comme dans l'expérience où la transition est imposée à 7%. Dans nos calculs une loi linéaire sur la production (de 0 à 1) est utilisée pour représenter la zone de transition qui se termine à 7% de la corde. Cette différence peut également expliquer le fait que le choc ne remonte pas suffisamment à l'amont.

6. Conclusion

Une étude numérique a été réalisée pour analyser le phénomène du tremblement et les oscillations résultant de l'interaction onde de choc/couche limite. Pour réaliser cette étude le profil de l'ONERA OAT15A a été choisi. Dans ce cas, les conclusions suivantes peuvent être tirées :

- Concernant le modèle de turbulence, cette étude conforte le fait que pour ce type de problème il faut abandonner les modèles de turbulence statiques au profit des modèles dynamiques. Le modèle de turbulence utilisé en fait partie. Il est capable de capturer les traits globaux de l'écoulement et de fournir avec fidélité les phénomènes instationnaires que développe l'écoulement quand l'interaction onde de choc/couche limite et les décollements existent. Une meilleure prise en compte de la transition pourrait donner des améliorations des prédictions. L'ajout de la partie non-linéaire des contraintes turbulentes (partie quadratique) reste à évaluer.
- Les mécanismes instationnaires résultant de l'interaction onde de choc/couche limite sont analysés. La progression de la zone décollée est corrélée au déplacement du choc. Ce mouvement agit sur les tourbillons de von Karman du sillage.

Références

- [1] B.H.K. Lee, Role of Kutta waves on oscillatory shock motion on an airfoil, AIAA J. 28 (5) (1990).
- [2] B.H.K. Lee, H. Murty, Oscillatory shock motion caused by transonic shock boundary-layer interaction, AIAA J. 32 (4) (1994).
- [3] P. Naudin, E. Guimarey, Mesures instationnaires sur un profil OAT15A à S3Ch, PV 6/05626 DAAP/DAFE, novembre 2002.

- [4] P. Molton, L. Jacquin, Etude de l'écoulement instationnaire autour d'un profil transsonique OAT15A. Soufflerie S3Ch, PV 187/05626 DAAP/DAFE, avril 2003.
- [5] B. Maury, Etude de l'écoulement instationnaire autour d'un profil transsonique OAT15A. Soufflerie S3Ch, PV 186/05626 DAAP/DAFE, juillet 2003.
- [6] V. Brunet, Simulation numérique par l'approche URANS des instabilités aérodynamiques en régime transsonique, Rapport ONERA DAAP, Novembre 2003.
- [7] S. Deck, Simulations numériques de type URANS-DES des instabilités aérodynamiques de profil en régime transsonique, Rapport ONERA DAAP, Octobre 2003.
- [8] S. Padey, Simulation numérique stationnaire et instationnaire du profil OAT15A-CA en écoulement transsonique turbulent, Rapport de stage CERFACS, Août 2001.
- [9] O. Rouzaud, S. Plot, V. Couaillier, Numerical simulation of buffeting over airfoil using dual-time stepping method ECCOMAS 2000, Barcelona, Spain, September 11–14, 2000.
- [10] G. Barakos, D. Drikakis, Numerical simulation of transonic buffet flows using various turbulence closures, *Int. J. Heat Fluid Flow* 21 (2000) 620–626.
- [11] E. Goncalves, R. Houdeville, Turbulence model and numerical scheme assessment for buffet computations, *Int. J. Numer. Methods Fluids* 46 (2004) 1127–1152.
- [12] T. Shih, J. Zhu, J. Lumley, A realizable Reynolds stress algebraic equation model, NASA-TM 105993, 1993.
- [13] A. Kourta, Computation of vortex-shedding in solid rocket motors using time-dependent turbulent model, *J. Propulsion and Power* 15 (3) (1999) 390–400.
- [14] A. Kourta, Instability of channel flow with fluid injection and parietal vortex shedding, *Computers & Fluids* 33 (2) (2004) 155–178.
- [15] E. Goncalves, R. Houdeville, Numerical simulation of shock oscillations over an airfoil using a wall-law approach, AIAA Paper 2002-2857, June 2001.
- [16] F. Thivet, Lessons learned from RANS simulations of shock-wave/boundary-layer interactions, AIAA Paper 2002-0583, January 2002.
- [17] G. Petit, J.P. Rosenblum, J.C. Courty, A. Kourta, Ecoulements turbulents instationnaires décollés et contrôle sur un profil, in : 39^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Contrôle des écoulements, Paris, 22–24 mars 2004.
- [18] F. Chalot, M. Mallet, M. Ravachol, A comprehensive finite element Navier–Stokes solver for low- and high-speed aircraft design, AIAA 94-0814, 1994.
- [19] S. Bourdet, A. Bouhadji, M. Braza, F. Thiele, Direct numerical simulation of the three-dimensional transition to turbulence in the transonic flow around a wing, *Flow Turbulence and Combustion* 71 (2003) 203–220.
- [20] A. Bouhadji, M. Braza, Compressibility effect on the 2D and 3D vortex structures in transonic flow around a wing, *ERCOFTAC Bull.* 34 (1997) 4–9.
- [21] A. Bouhadji, M. Braza, Organised modes and shock-vortex interaction in unsteady viscous transonic flows around an aerofoil, Part I: Mach number effect, *Computer & Fluids* 32 (9) (2003) 1233–1260.
- [22] A. Bouhadji, M. Braza, Organised modes and shock-vortex interaction in unsteady viscous transonic flows around an aerofoil, Part II: Reynolds number effect, *Computer & Fluids* 32 (9) (2003) 1261–1281.