

Un modèle pour les instationnarités basses fréquences dans les décollements compressibles.

S. Piponnier, P. Dupont, J.P. Dussauge, J.F. Debiève

Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (IUSTI), Technopole de Chateau Gombert, 5 rue Enrico Fermi, 13453 MARSEILLE

Résumé :

Un modèle pour expliquer les instationnarités basses fréquences dans les décollements de couche limite induits par ondes de choc est proposé, dans les cas où l'écoulement recolte en aval. Ce modèle est basé sur les propriétés d'entraînement de la couche de mélange générée en aval du choc réfléchi, dont les mouvements basses fréquences sont liés aux contractions/dilatations successives du bulbe décollé. Ce modèle sera appliqué à différentes interactions, pour des nombres de Mach allant de 0 à 5

Abstract :

An aerodynamic model is proposed to explain the low frequency unsteadiness in Shock Wave / Boundary Layer Interactions, when the flow reattaches downstream. This model is based on mass entrainment in the mixing layer which develops downstream of the reflected shock, where the low frequency movements are linked to the successive contraction/dilatations of the recirculating bubble. This model has been applied for several experimental configurations, for Mach numbers from 0 to 5, and shows a good agreement with measurements.

Mots clés : interaction onde de choc / couche limite, supersonique, couche de mélange, décollement, PIV, entraînement de masse, battements de choc, Instationnarités

1 Introduction

En régime supersonique, les interactions entre onde de choc et couche limite turbulente sont des phénomènes fréquemment rencontrés et dont les conséquences sont souvent néfastes pour les engins, avec la formation de charges aérodynamique intenses. Ce type d'interaction, lorsque le choc entraîne le décollement de la couche limite, est en effet caractérisé par de fortes instationnarités à basses fréquences dont les origines sont encore mal connues.

Récemment, des progrès significatifs ont été obtenus dans les descriptions de ce type d'interactions, tant au niveau expérimental (1; 2; 3; 4) que numérique (5; 6; 7). Ces résultats confirment que les différents types d'interactions (par choc incident sur plaque plane, par rampe de compression, par profils émoussés, etc.) ont des comportements similaires, les mouvements basses fréquences du choc de décollement ainsi que les instationnarités de la zone décollée étant observés dans ces différents cas, avec des échelles de temps du même ordre de grandeur. Il reste cependant quelques contradictions sur l'analyse de ces différents résultats.

En effet, certains auteurs proposent que l'origine des basses fréquences du choc réfléchi sont liées aux aspects instationnaires de la couche limite amont (8). Ils émettent l'hypothèse que de très grandes structures tourbillonnaires longitudinales, avec une longueur d'onde longitudinale très grande, sont présentes en couche limite amont, et sont responsables de ces instationnarités. Ces structures ont été observées expérimentalement (9) et numériquement (10), et semblent similaires aux structures observées dans les écoulements de couche limite subsoniques ((11; 12)).

Une autre approche, est de suggérer que la dynamique du bulbe de recirculation et les instationnarités basses fréquences du choc réfléchi sont liées. Plusieurs travaux expérimentaux ((13; 14; 1) par exemple), et plus récemment des simulations numériques, LES ou DNS (15; 6; 7), ont observé ce phénomène, sans pour autant établir de manière sûre la source des instationnarités, à savoir si ce sont les respirations du bulbe décollé qui imposent les mouvements basse fréquence du choc, ou si c'est le choc lui même, tirant son instationnarité de perturbations amont par exemple, qui entraîne le caractère instationnaire du bulbe.

Une compilation des différentes expériences accessibles à travers la littérature a été proposé par (16). Les auteurs ont calculé la fréquence adimensionnée du choc instationnaire (ou nombre de Strouhal S_L) dans les différents cas, en prenant pour référence la fréquence de battement d'un bulbe de recirculation d'un décollement en régime subsonique. On observe alors (voir Fig. 3(a)) que pour des nombre de

Mach supérieur à 2, le nombre de Strouhal est sensiblement le même suivant les différentes expériences ($S_L \approx 0.03$), mais est 4 fois plus faible que le Strouhal observé en régime subsonique. Ainsi, si le bulbe de recirculation est considéré comme une source plausible des instationnarités, nous avons à considérer les différentes échelles de temps associée à sa dynamique.

Nous nous proposons donc ici d'expliquer ce comportement à travers une simple analyse permettant de préciser les principaux paramètres pouvant influencer l'échelle de temps du bulbe de recirculation. Le modèle présenté ici est indépendant de la configuration géométrique ainsi que de la présence ou non de choc en amont du bulbe de recirculation, mais nécessite le recollement du bulbe en aval. Enfin, Le modèle sera comparé d'une part aux résultats obtenus dans le cas d'une interaction onde de choc couche limite sur plaque plane, à nombre de Mach 2.3, étudiée dans la soufflerie supersonique de l'IUSTI, et enfin aux différentes données accessibles dans la littérature.

2 Description expérimentale

2.1 Dispositif expérimental

Les mesures sont réalisées dans la soufflerie supersonique de l'*Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels* (IUSTI). Cette soufflerie est de type continue à circuit fermé, permettant des périodes de mesures pouvant atteindre plusieurs heures si nécessaire, sans dérive particulière des conditions génératrices. La zone de test a une largeur de 170mm pour une hauteur de 120mm. Le nombre de Mach nominal est de $M = 2.3$, l'épaisseur de couche limite entrante est $\delta_0 = 11mm$ et le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement est $Re_{\delta_2} = 5,07 \times 10^3$. Les mesures sont effectuées à une pression génératrice de 0.5×10^5 Pa pour une température d'arrêt d'environ $300^\circ K$, avec une dérive de $0.2^\circ K$ par heure. Le générateur de choc est fixé au plafond de la soufflerie ; il est constitué d'une plaque biseautée dont l'angle d'inclinaison θ varie de $\theta = 4^\circ$ à $\theta = 9.5^\circ$ par rapport à l'écoulement, ce qui permet de créer des interactions allant de non-décollées à fortement décollées.

Les mesures issues de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) sont effectuées avec un laser ND/YAG New Wave Solo II délivrant 30mJ par pulse. Le matériel d'acquisition est un matériel de la société Dantec. Les champs de vitesses ont été obtenus par PIV en plans verticaux, sur l'axe de la veine d'essai. Un lot de 5000 images PIV a été acquis à un angle de $\theta = 9.5^\circ$, dans le but d'effectuer une analyse conditionnelle sur les champs de vitesse, et ce afin de mettre en évidence les instationnarités du bulbe de recirculation ainsi que ses éventuels liens avec les mouvements basses fréquences du choc réfléchi. La taille du champ final PIV couvre une aire d'environ $180 \times 20mm^2$ (soit $\simeq 16\delta_0 \times 2\delta_0$).

2.2 Analyse conditionnelle de la zone détachée

L'analyse conditionnelle a donc été menée sur les champs instantanés issus de PIV, et est basée sur l'étendue spatiale du bulbe de recirculation, plus précisément sa hauteur maximale instantanée. La ligne de jet instantanée $\{y_j(x)\}$ définie comme :

$$\int_0^{y_j(x)} \rho u dy = 0 \quad (1)$$

est calculée sur chaque champ, et les caractéristiques du bulbe de recirculation instationnaire sont classées en fonction de l'élévation instantanée de celui-ci $y_{i,max} = \max(y_j(x))$, élévation définie comme étant la hauteur maximum de la ligne de jet $y_j(x)$.

La fonction de densité de probabilité des hauteurs de bulbe $y_{i,max}$ est présentée Fig. 1(a). L'étendue spatiale de celui-ci a été divisée en trois sous-familles :

- bulbes spatialement peu étendus : $y_{i,max}/\delta_0 < y_1$
- bulbes moyens : $y_2 < y_{i,max}/\delta_0 < y_3$
- bulbes spatialement très étendus : $y_4 < y_{i,max}/\delta_0$.

Les zones grisées sur l'histogramme présenté Fig. 1(a) représentent la proportion de chaque sous-famille. Les valeurs y_i ont été ajustées de sorte que, dans chaque famille, soit présent environ 10% du nombre total de réalisations. Comme nous avons à disposition 5000 champs instantanés, chaque famille possède un nombre de 500 réalisations, donnant ainsi des moyennes statistiquement convergées pour chaque cas. Les résultats sont présentés Fig. 1(b). Dans le but de rendre ces résultats plus lisibles, seul les courants retour sont présentés.

Comme le suggèrent ces résultats, on peut voir que le bulbe est très fortement instationnaire, avec de grandes respirations. Pour les cas les plus faibles, le bulbe est très petit voire inexistant, alors que dans l'autre cas extrême, le bulbe est très fortement développé spatialement, atteignant des hauteurs maximum de courant retour de plus de $y/\delta \approx 1,1$. La valeur maximale du courant retour est très forte elle aussi, jusqu'à $-150ms^{-1}$ pour le cas à $\theta = 9,5^\circ$.

A la vue de ces différents résultats, on peut dès lors appréhender le comportement de ce bulbe de

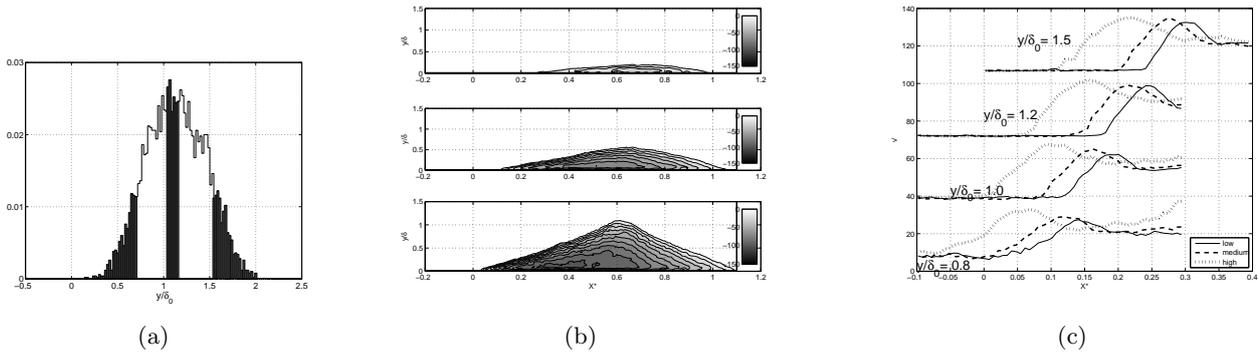


FIG. 1 – Densité de probabilité des hauteurs de bulbe (1(a)), vitesse moyenne conditionnelle (1(b)) et position du choc réfléchi associée (1(c)).

recirculation. Ce bulbe, fortement instationnaire, est sujet à des successions de contractions et dilatations, qui, dans certains cas, peuvent être très violentes. Cela conduit à des événements où le bulbe est quasiment inexistant, tout le fluide contenu dans la zone de recirculation ayant été absorbé par l'écoulement, et d'autres cas où, à l'inverse, le bulbe connaît une subite réalimentation en fluide, la vitesse de courant retour pouvant atteindre 35% de la vitesse extérieure amont ! Ce caractère très fortement intermittent peut être supposé relié aux caractéristiques instationnaires de l'écoulement en amont de ce bulbe, à savoir le choc réfléchi instationnaire ainsi que la couche limite amont. On se propose donc par la suite d'étudier ce lien.

2.3 Lien statistique

Pour chaque famille de bulbe conditionnel, la position moyenne du choc réfléchi a été calculée. Pour ce faire, nous considérons l'évolution longitudinale de la valeur RMS de la vitesse normale ($\sqrt{v'^2}$), qui atteint un maximum local au niveau du choc réfléchi. La position du choc réfléchi a donc été estimée, à 4 hauteurs différentes. Les résultats sont présentés Fig. 1(c) pour des altitudes $y/\delta_0 \in \{0.8, 1, 1.2, 1.5\}$. A la vue de cette figure, il apparaît très clairement que la position du choc réfléchi dans chaque cas conditionnel est très fortement corrélée à la taille de la zone décollée. Lors de très fortes dilatations du bulbe, associées à des courants retour très forts, le choc est positionné plutôt en amont de sa position moyenne. Inversement, lorsque le bulbe se contracte pour éventuellement disparaître, le choc est situé en aval de sa position moyenne. On peut toutefois remarquer une dissymétrie dans les mouvements de choc : le choc remonte faiblement en aval de sa position moyenne durant les phases de contraction du bulbe, alors que, pendant les phases de réinjection de fluide et donc de forte dilatation du bulbe, l'amplitude de remontée du choc en amont de sa position moyenne est deux fois plus grande. Il est possible de même d'étudier le lien éventuel entre la taille de la zone décollée, et l'aspect de la couche limite en amont de l'interaction, dans l'hypothèse d'une influence de celle-ci sur les instationnarités du bulbe de recirculation. Néanmoins, aucun lien significatif n'as pu être mis en évidence, suggérant par là même que les origines des instationnarités sur ce type d'écoulement ne peut être trouvé en couche limite amont.

3 Schéma aérodynamique

Nous proposons ici une analyse très simple, basée sur une analyse globale de la zone décollée. Le but est de construire un schéma capable d'expliquer les respirations d'un bulbe décollé, quelque soit la géométrie considérée. La façon dont le décollement est généré (décélération, interaction avec des ondes de choc, etc.) ne sera pas spécifiée dans un premier temps. Nous ne considérerons pas non plus la présence ou non de choc en amont du décollement, nous nous intéresserons simplement au bulbe lui-même. La zone décollée est supposée de longueur finie. Son comportement est résumé dans la Fig 2.

Dans la première partie du bulbe décollé, depuis la ligne de décollement, des structures tourbillonnaires sont générées dans la couche de mélange. Leur taille grandit au fur et à mesure que l'on se rapproche du milieu de l'interaction. Dans une vision quasi-statique de cet écoulement, on suppose que du fluide de la zone de recirculation est entraîné par cette couche de mélange. Après une certaine distance, ces tourbillons sont éjectés en aval de l'interaction, emportant de ce fait de la masse et de la vorticité en dehors de l'interaction et du bulbe décollé.

Ce processus génère, dans le bulbe de recirculation, un défaut de masse évoluant avec le temps. Si aucune masse n'est réinjectée dans le bulbe, alors celle-ci diminue, il y a alors un déficit cumulatif de masse. La situation stationnaire pour le bulbe ne peut donc être maintenue. Un schéma similaire a

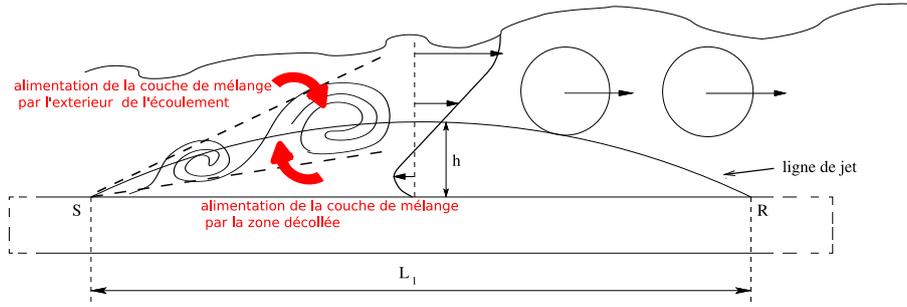


FIG. 2 – Schéma de l'écoulement en aval du choc réfléchi.

déjà été proposé pour des écoulements détachés subsoniques et supersoniques ((17), (6)).

De cette façon, il doit exister une respiration du bulbe, afin de pouvoir permettre au fluide d'être réinjecté dans celui-ci, avec une échelle de temps T .

L'échelle de temps permettant d'entraîner une masse de fluide significative du bulbe peut être exprimée par :

$$T = \text{masse de fluide dans la recirculation} / \text{taux d'entraînement de la masse.}$$

Après une durée de l'ordre de T , il y a un déficit significatif de masse dans le bulbe, et donc la nécessité d'assurer une nouvelle source de fluide dans cette recirculation depuis l'extérieur du bulbe. Le processus peut ainsi être répété.

Tout d'abord, nous pouvons évaluer la masse présente dans le bulbe de recirculation initialement, notée M_b . Si nous approximons le bulbe par un triangle isocèle de longueur L_1 et de hauteur h (voir Fig 2), et avec une densité moyenne de ρ_m , nous obtenons par unité de longueur en envergure :

$$M_b = \frac{1}{2} \rho_m L_1 h \quad (2)$$

Ici, h caractérise la hauteur du bulbe, définie comme étant, par exemple, l'altitude maximum de la ligne de jet. Dans le cas d'écoulements subsoniques ((17)), comme dans le cas des interactions choc/couche limite ((1)), l'éjection de structures tourbillonnaires se produit aux environs du milieu de la zone de recirculation, c'est-à-dire vers $x = L_1/2$. Ainsi, nous pouvons estimer le flux de masse par unité d'envergure dans la partie basse de la couche de mélange dans cette section :

$$M_{ej} = \int_{\delta_2(x=L_1/2)}^{y_0(x=L_1/2)} \rho u dy \quad (3)$$

Où $\delta_2(x)$ est la limite de la couche de mélange dans sa partie basse et $y_0(x)$ sa ligne centrale.

La fréquence caractéristique du bulbe peut ainsi être calculée, en utilisant certaines approximations sur les couches de mélange. Le détail de ces calculs, non présentés ici, peut être trouvé dans (18), (19). Un nouveau nombre de Strouhal peut alors être introduit, basé sur la hauteur h du bulbe de recirculation, dont l'expression finale est, tout calcul fait :

$$S_h = \frac{f h}{u_1} = \Phi(M_c) g(r, s), \quad (4)$$

où $\Phi(M_c)$ est le taux d'évasement normalisé d'une couche de mélange et g est une fonction de r et s connue. Malheureusement, la quantité h n'est souvent pas accessible dans la littérature, les auteurs donnant plus généralement la longueur de décollement du bulbe L_1 , ou encore la longueur d'interaction L . De ce fait, un nouveau nombre de Strouhal basé sur ces longueurs doit être introduit. Ce nouveau nombre de Strouhal est défini de la manière suivante :

$$S_l = \frac{f l}{u_1} = \Phi(M_c) g(r, s) \frac{l}{h} \quad (5)$$

Où l peut être choisi comme la longueur de séparation du bulbe L_1 ou comme la longueur d'interaction L . Si la longueur de séparation est retenue, L_1/h peut être considérée alors comme le rapport d'aspect de la zone décollée.

Ainsi, pour un rapport L/h donné, des influences similaires du nombre de Mach de l'écoulement peuvent être attendues sur S_L et sur S_h . Le principal résultat obtenu à partir de la relation 4 est l'influence directe du nombre de Mach convectif de la couche de mélange à travers la fonction $\Phi(M_c)$,

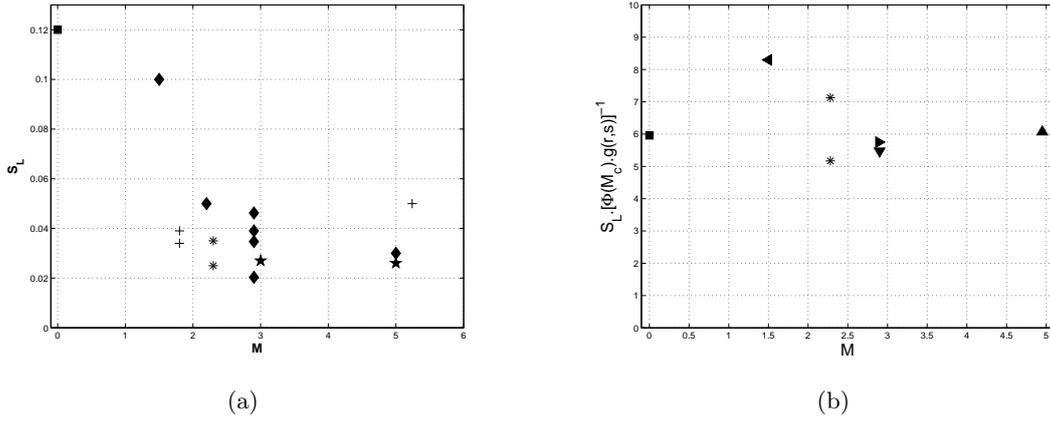


FIG. 3 – 3(a) : Nombre de Strouhal S_L dans diverses configurations - 3(b) : Fréquence adimensionnée du choc réfléchi, normalisée selon la relation 5 : (■) écoulement décollé subsonique, (*) expériences de l'IUSTI, (◀, ▶, ▲, ▼) : rampes de compressions.

cette fonction étant très fortement dépendante du nombre de Mach de l'écoulement.

Ce modèle a donc été appliqué à notre écoulement, ainsi qu'à différents écoulements dont les données sont accessibles à travers la littérature, et ce pour différentes géométries d'écoulement, différents nombre de Mach, que ce soit de simulations ou d'expériences. Les résultats sont présentés sur la Fig. 3(b). Il est clair à la vue de cette figure, que les principaux effets dus au nombre de Mach sont décrits de manière correcte. Les valeurs sont proches d'une valeur constante de 6 environ, que ce soit pour le cas subsonique, qui possédait un nombre de Strouhal $S_L \simeq 0,12$, que pour les écoulements au nombre de Mach assez fort ($2 < M < 5$), où le Strouhal était $S_L \simeq 0,03$.

4 Conclusions

Un schéma a donc été proposé pour expliquer les instationnarités des écoulements décollés induits par une onde de choc et recollant en aval, à partir des propriétés d'entraînement de masse de la couche de mélange se développant en aval de ce choc de décollement.

Les principaux paramètres agissant sur l'échelle de temps de ce phénomène en ont été déduits, et en particulier la forte dépendance aux effets de compressibilité, qui permet d'expliquer les grandes différences entre écoulements subsoniques et supersoniques. Les résultats expérimentaux obtenus sur nos expériences sont en très bon accord avec le schéma proposé. De même les basses fréquences observées dans diverses expériences de décollement de couche limite induits par un choc, que ce soit à partir d'expériences ou de travaux numériques, sont assez bien estimées pour une large gamme de nombre de Mach, de $M = 0$ à $M = 5$. La forte décroissance du nombre de Strouhal entre Mach 0 et Mach 2, ainsi que la valeur saturante autour de 0,03 est bien mise en évidence, et trouve son explication dans la réduction du taux d'entraînement des couches de mélange compressible pour ces différents nombres de Mach. Ainsi, il semble que la source principale de la basse fréquence observée sur ce type d'écoulement soit clairement la dynamique du bulbe décollé.

La façon dont les différentes données expérimentales et numériques coïncident entre elles après description de l'écoulement via la relation 5, pour des nombres de Mach allant de 0 à 5, et pour des nombres de Reynolds Re_δ compris entre $3,7 \times 10^4$ et 144×10^4 , suggère que la géométrie de l'écoulement et les conditions génératrices n'influencent guère les résultats. De plus, l'adimensionnement proposé n'utilise pas directement les échelles de fréquence amont, et l'influence du nombre de Reynolds ne semble apparaître qu'indirectement via l'allongement du bulbe. Cela implique, comme le modèle le suppose, que le développement de la couche de mélange définit l'échelle de temps des instationnarités du décollement, et que l'amont de l'écoulement n'est pas le facteur clé pour expliquer les basses fréquences dans ce type d'interaction.

Un dernier résultat déduit de la compilation du nombre de Strouhal prenant en compte les effets de densité, est que le facteur de forme du bulbe de recirculation (il est à rappeler que la quantité $S_L \times \{g(r, s)\Phi(M_c)\}^{-1}$ représente le facteur de forme du bulbe de recirculation L/h) est sensiblement le même pour les différentes expériences compilées ici, avec une valeur d'environ 6, ce qui peut expliquer la constance des résultats.

Pour conclure, ce modèle semble donc être assez efficace pour décrire les instationnarités basses fréquences dans les interactions ondes de choc/couche limite turbulente, au moins pour les interactions

bien séparées. La généralisation de ce schéma aux décollements naissant pourrait être une prochaine étape. Cependant, le modèle actuel, qui prend explicitement en compte les effets de compressibilité à l'intérieur du bulbe, donne un ensemble cohérent et efficace pour représenter les instationnarités du choc réfléchi, et ce pour une large gamme de nombre de Mach.

Références

- [1] Dupont P., Haddad C., and Debiève J. Space and time organization in a shock induced boundary layer. *J. Fluid Mech.*, Vol. 559, 255–277, 2006.
- [2] Ganapathisubramani B., Clemens N., and Dolling D. Effects of upstream coherent structures on low-frequency motion of shock-induced turbulent separation. In 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 8-11 January, 2007.
- [3] Dupont P., Piponniau S., Sidorenko A., and Debiève J. Investigation of an oblique shock reflection with separation by piv measurements. *AIAA Journal*, Vol. 46 no. 6, june 2008.
- [4] Souverein L., Oudheusden B., Scarano F., and Dupont P. Unsteadiness characterisation in a shock wave turbulent boundary layer interaction through dual-PIV. In 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit 23 - 26 June 2008, Seattle, Washington, 2008.
- [5] WU M. and Martin M. P. Direct numerical simulation of supersonic turbulent boundary layer over a compression ramp. *AIAA Journal*, Vol. 45, N°4, 879–889, apr 2007.
- [6] Wu M. and Martin M. P. Analysis of shock motion in shockwave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data. *J. Fluid Mech.*, Vol. 594, 71–83, jan 2008.
- [7] Toubert E. and Sandham N. Oblique shock impinging on a turbulent boundary layer : low-frequency mechanisms. In 38th AIAA Fluid Dynamics Conference, 23-26 June, Seattle, 2008.
- [8] Beresh S., Clemens N., and D.S.Dolling . Relationship between upstream turbulent boundary layer velocity fluctuations and separation shock unsteadiness. *AIAA Journal*, Vol. 40, n°12, 2412–2422, dec 2002.
- [9] Ganapathisubramani B., Clemens N., and Dolling D. Planar imaging measurements to study the effect of spanwise structure of upstream turbulent boundary layer on shock induced separation. In 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 9-12 January, Reno, Nevada 2006.
- [10] Ringuette M., Wu M., and Martin M. P. Coherent structures in direct numerical simulation of turbulent boundary layers at Mach 3. *J. Fluid Mech.*, 594, 59–69, 2008.
- [11] Kim K. C. and Adrian R. J. Very large-scale motion in the outer layer. *Phys. Fluids*, 11, 417–422, 1999.
- [12] Adrian R. J., Meinhart C. D., and Tomkins C. D. Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 422, 1–53, 2000.
- [13] Thomas F., Putman C., and CHU H. On the mechanism of unsteady shock oscillation in shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Experiments in Fluids*, Vol. 18, 69–81, 1994.
- [14] Erenkil M. and Dolling D. Unsteady wave structure near separation in a Mach 5 compression ramp interaction. *AIAA Journal*, Vol. 29, N°5, 728–735, may 1991.
- [15] Pirozzoli S. and Grasso F. Direct numerical simulation of impinging shock wave / turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$. *Physics of Fluids*, 18, 2006.
- [16] Dussauge J., Dupont P., and Debiève J. Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation. *Aerospace Science and Technology*, Vol. 10, 85–91, 2006.
- [17] Cherry N., Hillier R., and Latour M. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, Vol. 144, 13–46, 1984.
- [18] Piponniau S., Dussauge J., Debiève J., and Dupont P. A simple model for low frequency unsteadiness in shock induced separation, to be published. *J. Fluid Mech.*, 2009.
- [19] Piponniau S. Instationnarités dans les décollements compressibles : cas des couches limites soumises à ondes de choc. PhD thesis, janvier 2009.