

Identification des mécanismes physiques à l'origine du flottement de blocage en soufflante à fort taux de dilution

Q. RENDU^a, S. AUBERT^a, P. FERRAND^a

a. Université de Lyon, ECL, LMFA UMR CNRS 5509, Lyon, France, quentin.rendu@gmail.com

Résumé :

Le flottement de blocage apparaît lorsqu'une onde de choc droite bloque le canal inter-aubes. La vibration des aubes de soufflante génère une oscillation de l'onde de choc, donc un chargement dynamique de la structure pouvant conduire à une instabilité aéroélastique. Dans ce travail, nous nous intéressons aux mécanismes physiques à l'origine de l'instabilité (flottement). Une méthode de décomposition linéaire montre que la vibration du profil à l'aval de l'onde de choc génère des ondes acoustiques rétrogrades pilotant le comportement aéroélastique.

Abstract :

Choke flutter appears when a strong shock-wave chokes the blade to blade channel. The blades vibration lead to the oscillation of the shock-wave. This induces a dynamic loading of the structure which can lead to an aeroelastic instability. In the present work, the physical mechanisms driving the instability (flutter) are identified. A linear decomposition shows that the vibration of the blades downstream of the shock-wave generates a backward travelling pressure wave responsible for the instability.

Mots clefs : aéroélasticité ; flottement ; turbomachines ; méthode linéaire ; LRANS ; blocage acoustique ; interaction onde de choc / couche limite

Introduction

Le flottement de blocage apparaît pour une incidence négative (débit élevé, faible taux de pression) associée à une onde de choc droite bloquant le canal inter-aubes. Si l'intensité de l'onde de choc est importante (nombre de Mach supérieur à 1.3), elle interagit fortement avec la couche limite et peut engendrer un décollement. Pour les soufflantes à fort taux de dilution, les vitesses de rotation concernées sont inférieures à la valeur nominale, généralement autour de 80%. La contribution de l'oscillation de l'onde de choc à la stabilité est importante [1] mais les origines de ce flottement sont encore incomprises [2]. Certaines études expérimentales ont permis d'évaluer l'influence de certains paramètres (incidence,

solidité, ...) sur la marge au flottement de blocage [3]. En revanche, l'analyse locale de l'écoulement est très délicate à réaliser et généralement uniquement accessible par la simulation numérique.

La méthode énergétique est couramment employée en aéroélasticité des turbomachines pour calculer la stabilité d'une aube en vibration [4]. Elle consiste à décomposer radialement l'aube en une série de profils bidimensionnels. Le coefficient d'amortissement associé à chaque profil est calculé et une intégrale selon la hauteur permet d'obtenir le coefficient global. Les coupes participant le plus à la stabilité globale sont situées en tête où les déplacements et les fluctuations de pression sont d'amplitude maximale. Pour cette raison nous concentrons notre étude sur une coupe aube à aube à 90% de hauteur de veine.

Concernant la modélisation de l'écoulement, Petrie-Repar et al. [5] ont montré que la prise en compte des effets visqueux était nécessaire pour des points de fonctionnement éloignés du fonctionnement nominal (près du décrochage et du blocage).

À partir d'une géométrie connue, d'un point de fonctionnement et d'un mode imposés, nous réalisons une étude paramétrique sur le déphasage inter-aubes et la fréquence réduite afin d'identifier les configurations instables. Une méthodologie numérique innovante est ensuite proposée pour étudier séparément la contribution de différentes zones du profil à la stabilité globale. Cette méthodologie s'appuie sur la linéarisation des équations RANS.

Dans une première partie, nous présentons les méthodes numériques utilisées pour calculer l'écoulement autour des profils. Dans un deuxième temps, la géométrie des profils, l'écoulement stationnaire et le mode choisi pour l'étude aéroélastique sont présentés. Enfin, nous présentons une étude aéroélastique faisant apparaître une instabilité pour une faible fréquence réduite et un certain déphasage inter-aubes. La technique de décomposition linéaire est enfin utilisée pour identifier la source de l'instabilité.

Méthodes numériques

Solveur non linéaire

Le solveur RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) compressible Turb'Flow a été utilisé pour calculer l'écoulement 2D stationnaire d'une coupe aube à aube en tête de soufflante. Ce solveur, développé au LMFA, s'appuie sur la méthode des volumes finis appliquée à des maillages structurés multi-blocks. La solution est calculée aux noeuds du maillage (*vertex centered*) [6].

Les flux convectifs sont obtenus par le schéma amont de Roe [7] associé à une interpolation MUSCL (*Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservative Laws*) du troisième ordre [8]). Pour réduire l'ordre d'interpolation dans les zones de fort gradient, le limiteur H-CUI (*Harmonic Cubic Upwind Interpolation*) est utilisé [9]. Les flux diffusifs sont évalués à partir d'une interpolation centrée des variables conservatives.

La discrétisation pseudo-temporelle est réalisée par le schéma d'Euler implicite avec CFL=20 et un pas de temps local permettant d'accélérer la convergence. La solution du problème linéaire associé est obtenue par la méthode itérative GMRES [10].

Les échelles associées à la turbulence sont modélisées par le modèle $k-\omega$ de Wilcox [11].

Solveur linéaire

Le solveur LRANS (*Linearised RANS*) Turb'Lin, développé au LMFA, est utilisé pour résoudre l'écoulement harmonique autour de la solution stationnaire. Ce solveur a précédemment été validé pour des écoulements transsoniques décollés harmoniques [13, 14]. La solution est recherchée dans le domaine fréquentiel par la résolution directe du système linéaire. La discrétisation spatiale utilise le schéma centré de Jameson et al. [12]. L'hypothèse de turbulence figée n'étant pas réaliste lorsque les effets visqueux sont importants [13, 14], le modèle de turbulence est lui aussi linéarisé.

Aéroélasticité

Pour prendre en compte la vibration des aubes, nous imposons l'amplitude complexe du déplacement $\widetilde{\delta\mathbf{x}}$ et de la vitesse $\widetilde{\mathbf{V}}$ en chacun des points du maillage associés à la surface de l'aube. Par convention, l'origine des phases correspond à la position stationnaire de l'aube. Ceci implique

$$\Re(\widetilde{\delta\mathbf{x}}) = 0 \quad ; \quad \Im(\widetilde{\mathbf{V}}) = 0 \quad (1)$$

Le déphasage qui peut exister entre le mouvement d'une aube et de sa voisine est modélisé à travers l'utilisation de conditions limites quasi-périodiques dans la direction circonférentielle :

$$\widetilde{q}(\mathbf{x}_b + \mathbf{g}) = \widetilde{q}(\mathbf{x}_b)e^{j\sigma} \quad (2)$$

avec \widetilde{q} l'amplitude complexe de la fluctuation des variables conservatives, \mathbf{x}_b la frontière du domaine, \mathbf{g} le pas inter-aubes et σ le déphasage inter-aubes.

Le travail W extrait par le fluide lors de la vibration est calculé en suivant le formalisme de Verdon [15]. Le coefficient d'amortissement peut alors être obtenu à partir de l'intégrale du travail le long du profil :

$$\zeta = \frac{1}{4\pi} \frac{\iint_{\Omega} W d\Omega}{U} \quad (3)$$

où Ω est la surface de contact entre le fluide et la structure et U l'énergie cinétique maximale de vibration. En ne considérant que les efforts de pression, le travail s'écrit

$$W = \int_0^T \left[-\widetilde{P}_s(\mathbf{x}, t) * \mathbf{S}(\mathbf{x}, t) \right]^t \cdot \widetilde{\mathbf{V}}(\mathbf{x}, t) dt \quad (4)$$

où \widetilde{P}_s est la pression statique instantanée, \mathbf{S} le vecteur associé à la surface instantanée, orienté vers la structure, et $\widetilde{\mathbf{V}}$ le vecteur vitesse instantanée associé au déplacement de l'aube. Dans le domaine fréquentiel, en négligeant les termes d'ordre supérieur à 1 et en rappelant que $\Im(\widetilde{\mathbf{V}}) = 0$ (voir équation (1)), la seule contribution au travail des efforts instationnaires est finalement, pour un mouvement de corps rigide,

$$\Re({}^1\widetilde{P}_s) \mathbf{S} \cdot \Re({}^1\widetilde{\mathbf{V}}) \quad (5)$$

où ${}^1\widetilde{P}_s$ et ${}^1\widetilde{\mathbf{V}}$ sont l'amplitude complexe du premier harmonique de fluctuation de pression statique et du vecteur vitesse, respectivement. Ainsi seule la partie réelle des fluctuations de pression participe à la stabilité de l'interaction fluide-structure.

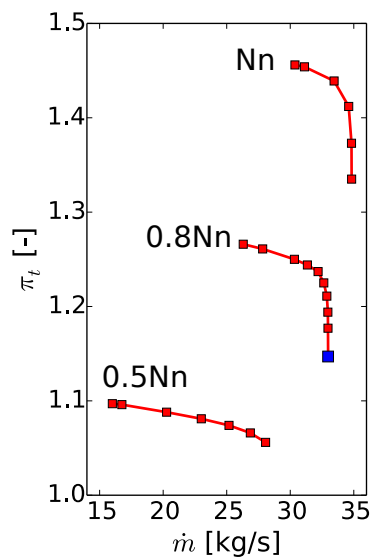


FIGURE 1 – Plage de fonctionnement de l'ECL5v1 et point de fonctionnement associé au blocage

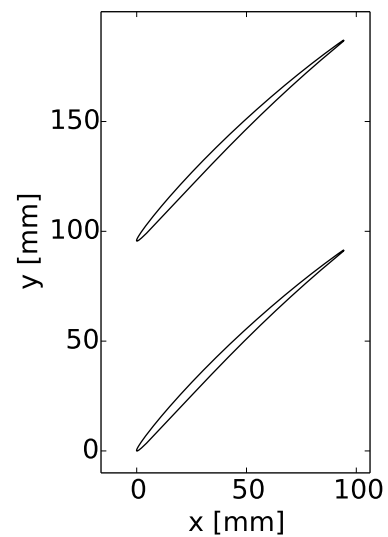


FIGURE 2 – Profils aérodynamiques en tête (90% de hauteur de veine)

Dans la section suivante, nous présentons la géométrie, l'écoulement stationnaire et la déformée modale qui serviront de support à l'étude aéroélastique.

Configuration étudiée

Soufflante ECL5v1

Nous nous intéressons dans ce travail au comportement aéroélastique d'une soufflante transsonique, l'ECL5v1. Cette configuration est le premier dessin de l'ECL5, une soufflante d'échelle 1/4 représentative des futures soufflantes à très fort taux de dilution (*UHBR : Ultra High ByPass Ratio*) et dédiée à l'étude expérimentale des instabilités aérodynamiques et aéroélastiques. La plage de fonctionnement de l'ECL5v1 est présentée sur la Figure 1 pour la vitesse de rotation nominale ($Nn=10450$ tr/min) ainsi que deux régimes partiels. Le rendement isentropique maximal, non représenté ici, est compris entre 90% et 95% pour les différents régimes [16].

Comme l'échange d'énergie entre le fluide et la structure dépend à la fois du chargement instationnaire et du déplacement de la structure (rigoureusement de sa vitesse), les coupes en tête d'aube participent beaucoup plus que celles en pied. Nous avons extrait, pour les études aéroélastiques, une coupe aube à aube à 90% de hauteur de veine de l'ECL5v1. Ces profils, présentés sur la Figure 2, sont fins, peu cambrés et avec un calage important, ce qui est caractéristique des profils en tête de soufflante transsonique.

Le flottement de blocage est associé à une incidence négative et à la présence d'une onde de choc droite traversant le canal inter-aubes. Ce type de flottement apparaît à des vitesses de rotation inférieures à la vitesse nominale, typiquement de l'ordre de 80%. Par conséquent, nous retenons pour cette étude le point de fonctionnement à plus haut débit sur la courbe caractéristique 0.8Nn (voir Figure 1).

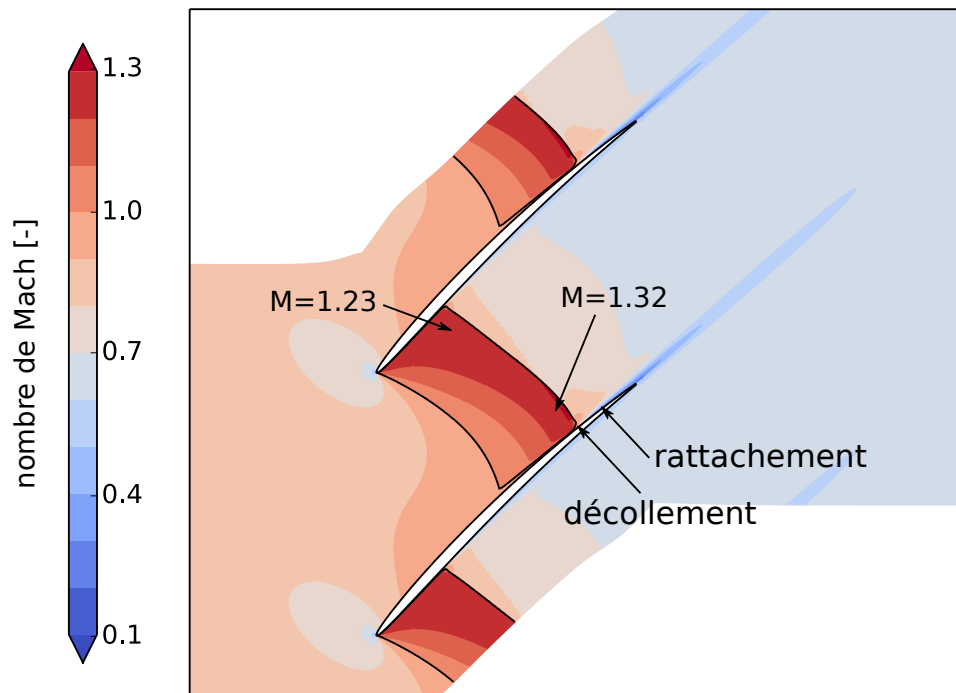


FIGURE 3 – Champ de nombre de Mach relatif stationnaire du point de fonctionnement retenu pour l'étude aéroélastique

Écoulement stationnaire

Le maillage utilisé pour cette étude résulte d'une étude de convergence de la solution stationnaire. Le maillage retenu comporte 106007 points avec un raffinement à la paroi assurant $y^+ < 1$. La pression totale, la température totale et la vitesse azimutale sont imposées en amont et la pression statique à l'aval.

Le champ de nombre de Mach relatif stationnaire associé au point de fonctionnement bloqué est tracé sur la Figure 3. On observe une incidence négative au niveau du bord d'attaque et une zone supersonique qui bloque le canal inter-aubes et se termine par une onde de choc droite. Le long de l'intrados, le nombre de Mach atteint un maximum de 1.23 et la couche limite reste attachée à l'aval de l'onde de choc. En revanche, le long de l'extrados, le nombre de Mach atteint 1.32 et la couche limite décolle à l'aval de l'onde de choc. Le décollement est fermé, c'est à dire qu'on observe un point de rattachement sur l'extrados à l'amont du bord de fuite et son étendue normalisée par la corde est de 8.3%.

Déformée modale

Le flottement transsonique se rencontre généralement selon le premier mode de flexion tridimensionnelle des aubes. Projeté dans un plan aube à aube, ce mode correspond à un mouvement de corps rigide, c'est-à-dire sans déformation du profil. Pour cette étude nous avons choisi d'étudier un mode de rotation du profil autour de son bord d'attaque. La position du profil aérodynamique à trois instants du cycle de vibration est tracée sur la Figure 4.

Une particularité importante de l'aéroélasticité des turbomachines est le couplage entre le mouvement des aubes adjacentes. La déformée modale et la fréquence de vibration est généralement la même entre une aube et sa voisine mais un déphasage peut exister entre les deux mouvements. A cause de la symétrie circulaire, ce déphasage inter-aubes ne peut prendre qu'un nombre fini de valeurs. Il est positif si le

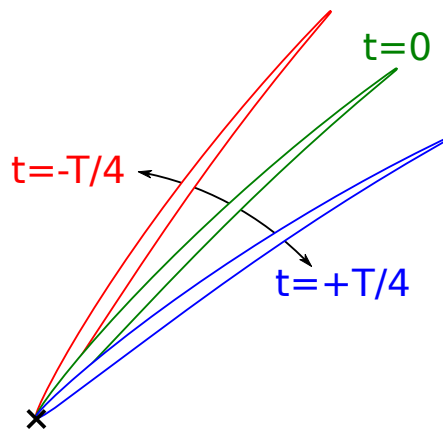


FIGURE 4 – Schéma de la position de l'aube de référence à trois instants du cycle de vibration pour un mode de rotation autour du bord d'attaque

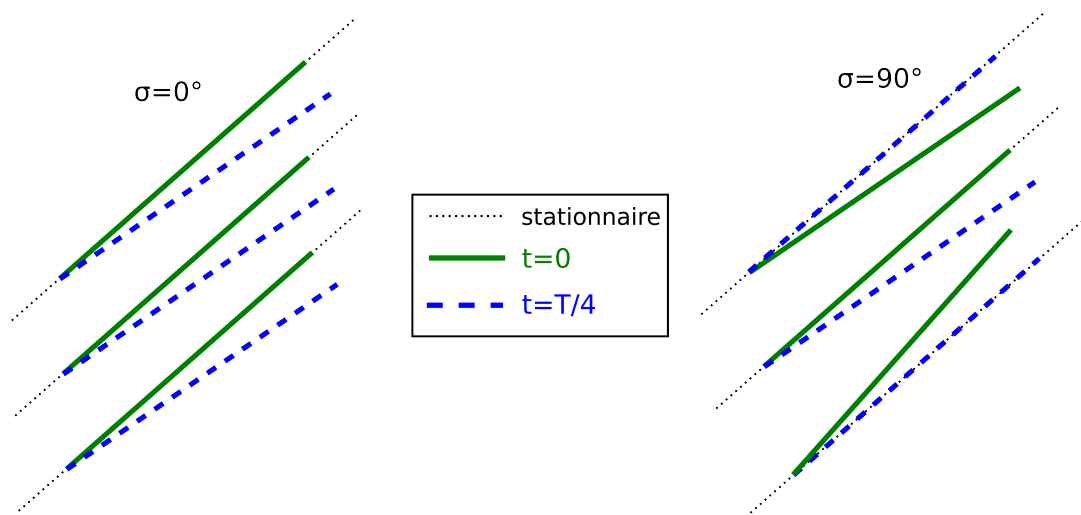


FIGURE 5 – Schéma des positions des aubes à deux instants du cycle pour les déphasages inter-aubes $\sigma = 0^\circ$ et $\sigma = 90^\circ$ (position stationnaire des aubes en trait noir pointillé)

mouvement d'une aube est en retard de phase par rapport à l'aube précédente (onde tournant dans le sens de rotation de la machine) et négatif sinon.

Le flottement apparaît généralement pour des déphasages inter-aubes positifs inférieurs à 90° . Pour cette raison nous étudions dans ce travail les cas d'un déphasage nul et d'un déphasage de 90° . Un schéma de la position des aubes pendant le cycle de vibration pour ces deux valeurs du déphasage inter-aubes est présenté sur la Figure 5. On remarque que pour le déphasage inter-aubes $\sigma = 90^\circ$, les mouvements des aubes de part et d'autre de l'aube de référence sont en opposition de phase. Si l'on considère un tube de courant encadrant l'aube de référence, ce déphasage correspond à la variation de section maximale de ce tube de courant, donc à une variation maximale de vitesse si le débit est conservé.

Dans la section suivante, nous présentons l'analyse aéroélastique et une méthodologie innovante pour identifier la source du flottement de blocage.

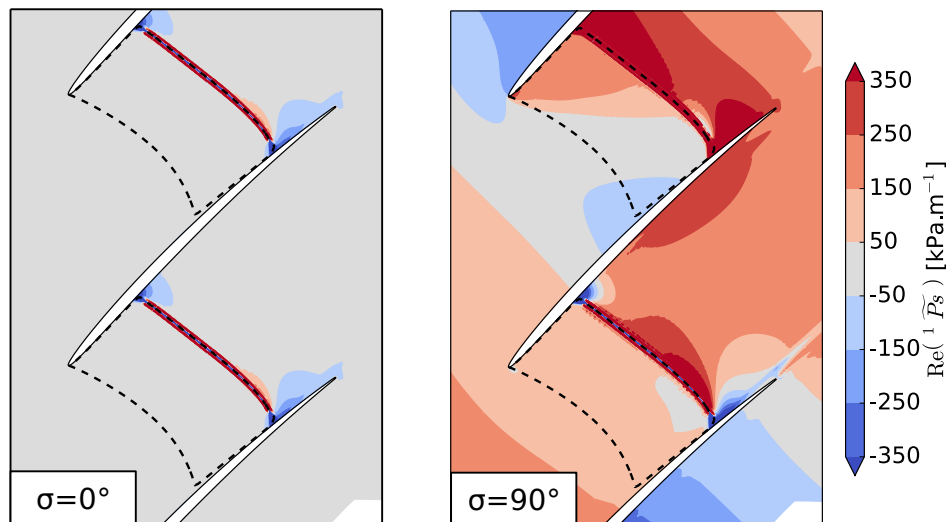


FIGURE 6 – Partie réelle de la fluctuation de pression dans le canal inter-aubes pour les déphasages inter-aubes $\sigma = 0^\circ$ (à gauche) et $\sigma = 90^\circ$ (à droite) - $k = 0.15$

Analyse aéroélastique

Influence du déphasage inter-aubes

Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'influence du déphasage inter-aubes sur la stabilité de l'interaction fluide-structure pour une fréquence réduite basée sur la corde $k = 0.15$. Cette fréquence est faible donc associée à un comportement quasi-stationnaire de l'écoulement. Nous rappelons que la variation de section débitante encadrant l'aube de référence est nulle pour $\sigma = 0^\circ$ et maximale lorsque $\sigma = 90^\circ$.

La partie réelle des fluctuations de pression dans le canal inter-aubes est présentée sur la gauche de la Figure 6 pour un déphasage inter-aubes nul. On observe un niveau important des fluctuations au voisinage de la position stationnaire de l'onde de choc ainsi que dans les zones d'interaction onde de choc / couche limite. On remarque que la réponse instationnaire de l'onde de choc au centre du canal est en opposition de phase avec la réponse sur la paroi, indiquant une contribution importante des effets visqueux. Les niveaux de fluctuation sont en revanche quasi nuls dans le canal inter-aubes à l'aval de l'onde de choc ainsi que près du bord d'attaque.

La partie réelle des fluctuations de pression associées au déphasage inter-aubes de $\sigma = 90^\circ$ est tracée sur la droite de la Figure 6. On remarque que les niveaux sont globalement beaucoup plus importants que pour le déphasage nul. Ceci s'explique par les fortes variations de section inhérentes au déphasage inter-aubes $\sigma = 90^\circ$. Localement, on retrouve des valeurs importantes au voisinage de la position stationnaire de l'onde de choc et dans les zones d'interaction onde de choc / couche limite. Contrairement au cas précédent, on observe également des fluctuations de pression dans le canal inter-aube à l'aval de l'onde de choc et près du bord d'attaque. Ces fluctuations indiquent que des ondes acoustiques se propagent dans le canal et à l'amont des aubes et contribuent à la réponse instationnaire de l'écoulement.

Afin d'identifier le sens de l'échange d'énergie entre le fluide et la structure, nous traçons sur la Figure 7 le travail local le long de la corde pour les deux déphasages inter-aubes. L'abscisse $x/c = 0$ correspond

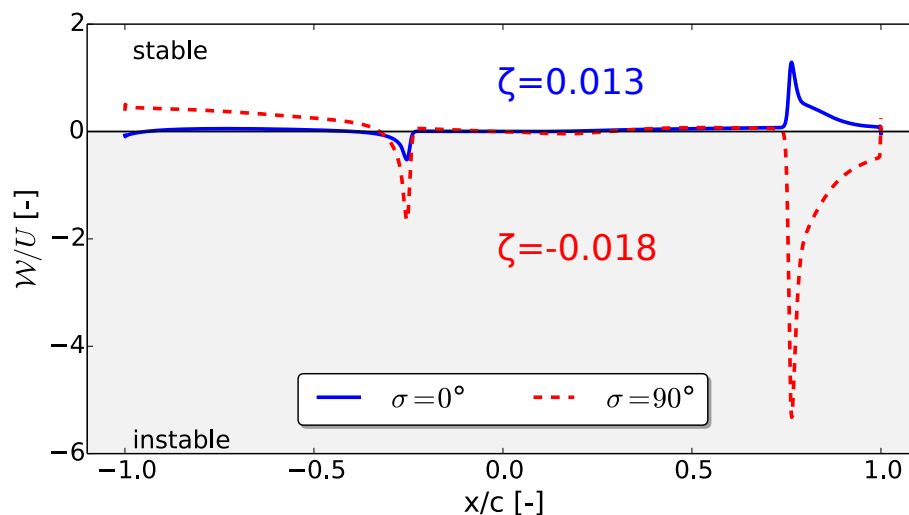


FIGURE 7 – Travail local le long du profil pour les déphasages inter-aubes $\sigma = 0^\circ$ et $\sigma = 90^\circ$ (bord d'attaque en $x/c = 0$, intrados : $x/c < 0$, extrados : $x/c > 0$) - $k = 0.15$

au bord d'attaque, les abscisses négatives sont associées à l'intrados et les abscisses positives à l'extrados. À l'amont de l'onde de choc ($-0.25 < x/c < 0.75$), le travail échangé est quasiment nul donc la contribution à la stabilité est neutre. Sur l'intrados, on observe une contribution déstabilisante de l'onde de choc ($x/c = -0.25$) pour les deux déphasages inter-aubes. Le déphasage $\sigma = 90^\circ$ est associé à une contribution plus importante du fait du niveau plus élevé des fluctuations de pression. À l'aval de l'onde de choc, le déphasage $\sigma = 0^\circ$ a une contribution neutre tandis que le déphasage $\sigma = 90^\circ$ est stabilisant. Sur l'extrados, les deux déphasages présentent une contribution opposée de l'onde de choc. L'oscillation de l'onde de choc associée au déphasage nul a une contribution fortement stabilisante tandis que le déphasage $\sigma = 90^\circ$ présente une contribution fortement déstabilisante. Dans les deux cas, cette contribution n'est pas limitée à la position stationnaire de l'onde de choc mais couvre également la zone de décollement de la couche limite. En intégrant le travail le long du profil, on obtient le coefficient d'amortissement qui permet de conclure sur la stabilité globale de l'interaction fluide-structure. le coefficient d'amortissement associé au déphasage nul est positif ($\zeta = 0.013$) donc l'interaction est stable. En revanche, pour $\sigma = 90^\circ$, le coefficient d'amortissement est négatif ($\zeta = -0.018$), ce qui est révélateur d'une instabilité aéroélastique de type flottement de blocage.

Identification de la source du flottement

Nous avons rencontré dans le paragraphe précédent un événement de flottement de blocage pour un déphasage inter-aubes $\sigma = 90^\circ$ et une fréquence réduite $k = 0.15$. Nous cherchons maintenant à comprendre l'origine de ce flottement. Pour cela, nous proposons de nous appuyer sur la méthode linéaire pour décomposer la réponse de l'écoulement lors de la vibration du profil. Comme nous l'avons expliqué dans la Section 2.3, la vibration du profil est modélisée en imposant un déplacement et une vitesse à chacun des points du maillage associés à l'aube. Par superposition linéaire, la réponse de l'écoulement lorsque la vibration est imposée à tous les points est égale à la somme des réponses de l'écoulement lorsque la vibration est imposée en chacun des points. Ceci permet de calculer la contribution d'un nombre arbitraire de zones du profil à la stabilité globale.

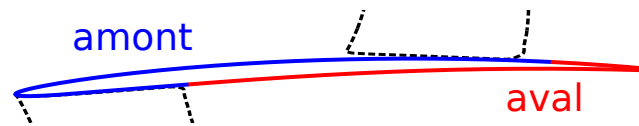


FIGURE 8 – Décomposition du profil en une zone aval (en rouge, à l’aval de l’onde de choc) et une zone amont (en bleu, le reste du profil)

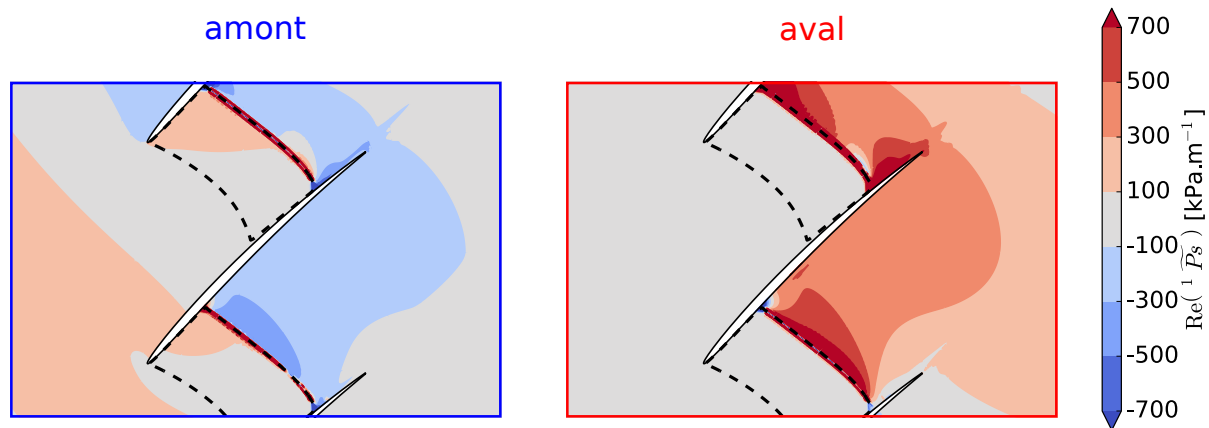


FIGURE 9 – Partie réelle de la fluctuation de pression lors de la vibration de la zone amont (à gauche) et de la zone aval (à droite) - $\sigma = 90^\circ$, $k = 0.15$

Des études précédentes ont montré le rôle important que peuvent jouer les ondes acoustiques rétrogrades sur le flottement de blocage [17, 18]. De telles ondes sont générées à l’aval de l’onde de choc et, en remontant l’écoulement, contribuent à la stabilité globale. Pour approfondir la compréhension de cet effet, nous proposons de décomposer la vibration du profil en une zone aval (située à l’aval de l’onde de choc) et une zone amont (le reste du profil). Ces zones sont représentées sur la Figure 8. Dans le paragraphe suivant, nous imposons la vibration successivement à chacune de ces zones et analysons la réponse de l’écoulement pour chacune des excitations. Nous avons par ailleurs vérifié que la somme des deux réponses était égale à la réponse de l’écoulement lors de la vibration du profil complet.

La partie réelle des fluctuations de pression lors de la vibration des zones amont et aval est présentée sur la Figure 9. Lorsque la zone amont est excitée, des fluctuations de pression apparaissent dans l’ensemble du canal inter-aubes ainsi qu’à l’amont et à l’aval de la roue. Le niveau des fluctuations est maximal au voisinage de l’onde de choc et faible dans le canal inter-aubes et autour du bord d’attaque. Lorsque la zone aval vibre, les ondes acoustiques générées ne peuvent pas traverser l’onde de choc. Ceci explique que le niveau des fluctuations de pression soit nul à l’amont de l’onde de choc. En revanche, on observe un niveau important des fluctuations à l’aval de l’onde de choc. Le phénomène de blocage acoustique décrit par Atassi et al. [19] permet d’expliquer ce niveau important. Lorsque les ondes acoustiques remontent l’écoulement et au fur et à mesure qu’elles approchent de l’onde de choc, le nombre de Mach stationnaire tend vers 1 donc la vitesse des ondes et leur longueur d’onde diminuent ce qui se traduit par une augmentation de leur amplitude. Ainsi, même des ondes acoustiques d’amplitude faible à leur source peuvent contribuer significativement à l’oscillation de l’onde de choc. En plus de ce phénomène, on remarque des fluctuations importantes sur l’extrados dans la zone d’interaction onde de choc / couche limite indiquant une contribution importante des effets visqueux.

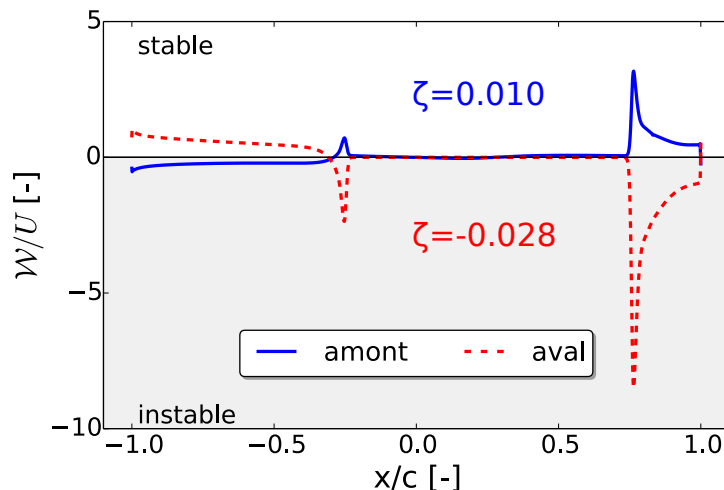


FIGURE 10 – Travail local le long du profil pour chacune des zones étudiées - $\sigma = 90^\circ$, $k = 0.15$ (bord d'attaque en $x/c = 0$, intrados : $x/c < 0$, extrados : $x/c > 0$)

Pour identifier la contribution de chacune des deux zones à la stabilité, nous traçons sur la Figure 10 le travail local associé à la vibration de chacune des zones. Encore une fois, on remarque que la contribution des ondes de choc domine, en particulier sur l'extrados où la couche limite est décollée. Lorsque la zone amont est en vibration, le travail extrait au niveau des ondes de choc est positif à la fois sur l'intrados et sur l'extrados. Une faible contribution déstabilisante est observable sur l'intrados à l'aval de l'onde de choc mais le comportement est globalement stable comme le confirme le coefficient d'amortissement positif ($\zeta = 0.010$). En revanche, lorsque la zone aval vibre, la contribution des ondes de choc est déstabilisante sur l'intrados et l'extrados. Une contribution stabilisante est observée sur l'intrados à l'aval de l'onde de choc mais la très forte contribution déstabilisante de l'interaction onde de choc / couche limite décollée sur l'extrados conduit à un comportement globalement instable, ce qui est confirmé par la valeur négative du coefficient d'amortissement ($\zeta = -0.028$). L'événement de flottement de blocage rencontré peut donc sans ambiguïté être associé à la contribution déstabilisante de la vibration du profil à l'aval de l'onde de choc. Étant donné les forts niveaux de fluctuation observés juste à l'aval de l'onde de choc et dans la zone décollée, cette contribution déstabilisante semble être une combinaison du phénomène de blocage acoustique et d'effets visqueux.

Finalement, cette analyse a permis de montrer que le flottement trouve sa source, pour le mode, le déphasage et la fréquence considérés, dans la vibration du profil à l'aval de l'onde de choc. Pour approfondir l'analyse, nous proposons dans la section suivante d'étudier la sensibilité à la fréquence réduite.

Sensibilité à la fréquence réduite

Nous proposons maintenant d'évaluer l'influence de la fréquence réduite sur la contribution des zones amont et aval à la stabilité globale. La plage de fréquence réduite étudiée s'étend de $k = 0.05$ jusqu'à $k = 0.2$. Pour chaque fréquence, deux calculs linéaires sont réalisés, un pour chaque zone étudiée. Nous calculons ensuite le coefficient d'amortissement associé à la vibration de chaque zone. Nous traçons sur la Figure 11 le produit du coefficient d'amortissement et de la pulsation (homogène à une puissance normalisée). Ceci permet de comparer l'échange d'énergie par unité de temps plutôt que pour un cycle de vibration dont la durée dépend de la fréquence d'excitation. Le cas étudié dans la section précédente est entouré en noir.

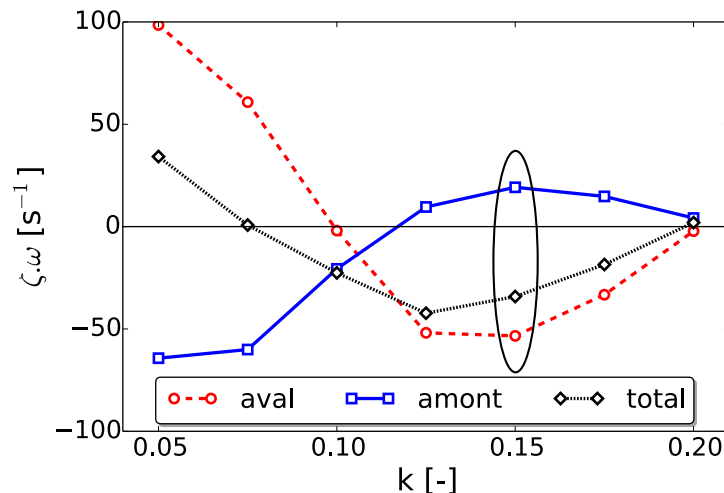


FIGURE 11 – Puissance normalisée associée à la vibration de l’aval (en rouge), de l’amont (en bleu) et de l’ensemble du profil en noir) - $\sigma = 90^\circ$, $k = 0.15$

La contribution de l’aval est stabilisante à très faible fréquence réduite puis devient déstabilisante à partir de $k = 0.1$ jusqu’à atteindre un minimum en $k = 0.15$. Le coefficient d’amortissement remonte ensuite jusqu’à atteindre une valeur nulle en $k = 0.20$. La contribution de l’amont est opposée à celle de l’aval avec un comportement globalement instable à faible fréquence réduite puis globalement stable entre $k = 0.125$ et $k = 0.2$. On remarque qu’en valeur absolue, la contribution de l’amont est toujours inférieure à la contribution de l’aval, sauf évidemment lorsque celle-ci s’annule. Ceci peut être une conséquence directe du phénomène de blocage acoustique pour lequel les ondes acoustiques rétrogrades seront systématiquement amplifiées alors que les ondes progressives sont généralement amorties dans la zone supersonique.

Pour approfondir l’analyse, nous traçons sur la Figure 12 la puissance échangée le long du profil en fonction de la fréquence réduite pour les contributions de l’amont et de l’aval. La courbe orange correspond à la fréquence réduite $k = 0.15$ étudiée dans la section précédente. Concernant la contribution de l’amont, lorsque la fréquence diminue, l’onde de choc devient déstabilisante sur l’intrados ($k = 0.10$) puis sur l’extrados ($k = 0.05$). Pour la fréquence réduite la plus basse ($k = 0.05$), l’onde de choc a un rôle déstabilisant sur l’intrados et l’extrados, ce qui se traduit par un coefficient d’amortissement fortement négatif (voir Figure 11).

Concernant la contribution de l’aval, l’onde de choc est toujours déstabilisante sur l’extrados. En valeur absolue la puissance est maximale pour la fréquence intermédiaire ($k = 0.10$) et minimale pour la fréquence la plus basse ($k = 0.05$). On remarque que la contribution à l’aval de l’onde de choc varie peu avec la fréquence réduite, ce qui peut être lié à la présence du décollement. Sur l’intrados, l’onde de choc est déstabilisante pour $k = 0.15$ et stabilisante pour $k = 0.10$. Lorsque la fréquence diminue ($k = 0.05$), la puissance augmente et le rôle stabilisant de l’onde de choc s’accroît. Ceci explique que le coefficient d’amortissement associé à la contribution de l’aval soit fortement positif à basse fréquence. Notons également, toujours pour l’intrados, qu’à l’aval de l’onde de choc la puissance ne dépend pas de la fréquence (pour la plage de fréquences étudiées). D’une manière plus générale, les niveaux de puissance associés à la contribution de l’aval sont plus élevés que ceux associés à l’amont.

Finalement, on remarque des comportements de l’onde de choc différents entre l’intrados et l’extrados. Une première piste d’explication est le décollement de la couche limite sur l’extrados qui rend l’inter-

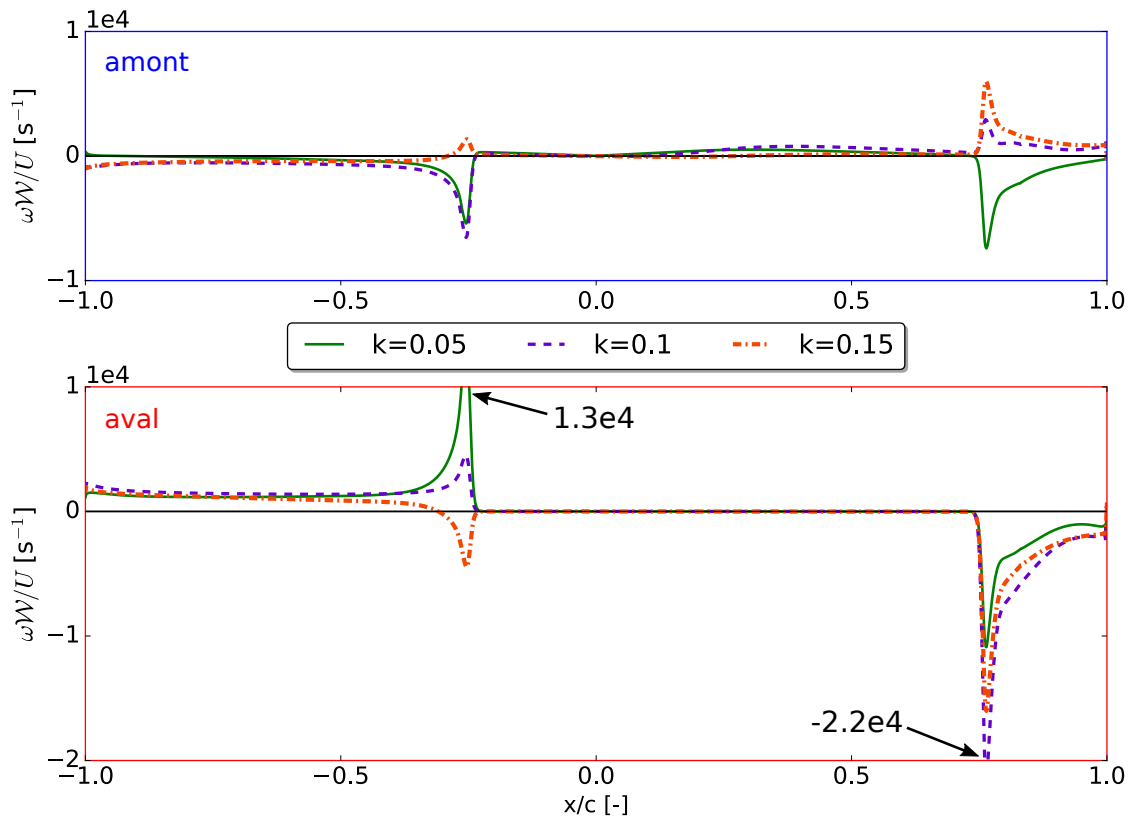


FIGURE 12 – Puissance normalisée le long du profil en fonction de la fréquence réduite pour la contribution associée à la vibration de l’amont (en haut) et de l’aval (en bas) - $\sigma = 90^\circ$

action onde de choc / couche limite plus forte que sur l’intrados. Une deuxième piste est le gradient de nombre de Mach stationnaire à l’amont de l’onde de choc plus élevé sur l’extrados que sur l’intrados, ce qui se traduit par une réponse différente de l’onde de choc à une fluctuation de pression. L’ensemble des résultats indiquent la contribution d’effets locaux (onde de choc, décollement de la couche limite) dont la sensibilité à la fréquence réduite est différente et qui peuvent se compenser. Les ondes régressives présentent quant à elles une forte amplitude à l’aval de l’onde de choc mais ne sont pas nécessairement déstabilisantes. Il en découle que la stabilité aéroélastique du profil dépend majoritairement de la contribution de la vibration à l’aval de l’onde de choc, et ce indépendamment de la fréquence réduite étudiée.

Conclusion

Nous avons réalisé l’étude aéroélastique d’une coupe aube à aube en tête de l’ECL5v1, une soufflante transsonique à très fort taux de dilution. À l’aide d’un solveur LRANS, nous avons identifié un événement de flottement de blocage pour un mode de rotation du profil autour de son bord d’attaque à une fréquence réduite $k = 0.15$ et pour un déphasage inter-aubes $\sigma = 90^\circ$. Nous avons ensuite proposé une méthode de décomposition innovante permettant d’identifier la source de cette instabilité. L’analyse a montré que la vibration du profil à l’aval de l’onde de choc pilotait la stabilité de l’ensemble du profil grâce au blocage acoustique et à d’importants effets visqueux dans la zone d’interaction onde de choc / couche limite décollée.

Concernant la compréhension des mécanismes à l’origine du flottement de blocage transsonique, un raf-

finement supplémentaire de l'analyse en tentant d'isoler l'effet du blocage acoustique de la contribution du décollement constitue une perspective intéressante de ces travaux. D'autre part, l'identification de la contribution importante des ondes rétrogrades sur le comportement aéroélastique constitue une piste prometteuse pour le contrôle du flottement de blocage par des actionneurs piézoélectriques placés sur l'intrados près du bord de fuite ou en aval de la soufflante au bord d'attaque des aubes du redresseur.

Références

- [1] J. Micklow and J. Jeffers. Semi-actuator disk theory for compressor choke flutter. Technical Report 19810016540, NASA, 1981.
- [2] E. Dowell, R. Clark, D. Cox, et al. *A modern course in aeroelasticity*, volume 3. Springer, 2004.
- [3] R. Jutras, M. Stallone, and H. Bankhead. Experimental investigation of flutter in midstage compressor designs. *Journal of Aircraft*, 18(10) :874–880, 1981.
- [4] J. Marshall and M. Imregun. A review of aeroelasticity methods with emphasis on turbomachinery applications. *Journal of Fluids and Structure*, 10, 1996.
- [5] P. J. Petrie-Repar, A. McGhee, P. A. Jacobs, and R. Gollan. Analytical maps of aerodynamic damping as a function of operating condition for a compressor profile. In *ASME Turbo Expo 2006 : Power for Land, Sea, and Air*, pages 1133–1144. American Society of Mechanical Engineers, 2006.
- [6] L. Smati, S. Aubert, P. Ferrand, and F. Masao. Comparison of numerical schemes to investigate blade flutter. *Proceedings of the 8th International Symposium of Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines*, 1997.
- [7] P. Roe. Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *Journal of computational physics*, 43(2) :357–372, 1981.
- [8] B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme. v. a second-order sequel to godunov's method. *Journal of computational Physics*, 32(1) :101–136, 1979.
- [9] N. Waterson and H. Deconinck. Design principles for bounded higher-order convection schemes—a unified approach. *Journal of Computational Physics*, 224(1) :182–207, 2007.
- [10] Y. Saad and M. Schultz. GMRES : a generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 7(3), 1986.
- [11] D. C. Wilcox. Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11), november 1988.
- [12] A. Jameson, W. Schmidt, and E. Turkel. Numerical solution of the euler equations by finite volume methods using runge-kutta time-stepping schemes. In *14th AIAA Fluid and Plasma Dynamic Conference*, Palo Alto, CA, 1981.
- [13] M. Philit, P. Ferrand, S. Labit, J.-C. Chassaing, S. Aubert, and T. Fransson. Derivated turbulence model to predict harmonic loads in transonic separated flows over a bump. In *28th International Congress of Aeronautical Sciences*, 2012.
- [14] Q. Rendu, M. Philit, S. Labit, J.-C. Chassaing, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Time-linearized and harmonic balance Navier-Stokes computations of a transonic flow over an oscillating bump. In *11th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines*, Stockholm, Sweden, 2015.

-
- [15] J. Verdon. Linearized unsteady aerodynamic theory. In *AGARD Manual : Aeroelasticity in axial-flow turbomachines vol.1*. Platzer, M.F. & Carta, F.O., 1987.
- [16] Q. Rendu. *Modélisation des écoulements transsoniques décollés pour l'étude des interactions fluide-structure*. PhD thesis, Université de Lyon, 2016.
- [17] P. Ferrand. Parametric study of choke flutter with a linear theory. In *Advanced technology for aero gas turbine components*. AGARD CP 421, 1987.
- [18] Q. Rendu, Y. Rozenberg, S. Aubert, and P. Ferrand. Investigation of shock-wave/boundary-layer interaction on aeroelastic stability : towards active control. In *ASME Paper GT2016-57302*, Seoul, South Korea, 2016.
- [19] H. Atassi, J. Fang, and P. Ferrand. Acoustic blockage effects in unsteady transonic nozzle and cascade flows. In *33rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 1995.