



HAL
open science

Etude des instabilités d'un écoulement décollé induit par une bosse

Fawzi Fadla, Ayoub Bouanik, Laurent Keirsbulck

► **To cite this version:**

Fawzi Fadla, Ayoub Bouanik, Laurent Keirsbulck. Etude des instabilités d'un écoulement décollé induit par une bosse. CFM 2017 - 23ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2017, Lille, France. hal-03465303

HAL Id: hal-03465303

<https://hal.science/hal-03465303>

Submitted on 3 Dec 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Etude des instabilités d'un écoulement décollé induit par une bosse

F. FADLA^a, A. BOUANIK^a, L. KEIRSBULCK^b

a. Laboratoire Energétique, Ecoulements et Transferts (LEET) –
Académie Militaire de Cherchell, Bp 48 Cherchell, Tipaza, Algérie
(fadla.fawzi@hotmail.fr, ayoub.bouanik@gmail.com)

b. Laboratoire d'Automatique et de Mécanique Industrielles et Humaines (LAMIH) –
CNRS UMR 8201, F-59313 Valenciennes, France
(laurent.keirsbulck@univ-valenciennes.fr)

Résumé :

L'objectif de ce travail est d'améliorer notre compréhension sur la dynamique du décollement en vue de définir les paramètres clés dans le but de concevoir un modèle simplifié et prédictif de décollement en échange du modèle classique stationnaire et bidimensionnel. Ce travail sera consacré à la mise en évidence des mécanismes instables induits par le décollement de couche limite. Ces derniers seront observés au départ par visualisation rapide à bas nombre de Kármán, puis à haut nombre de Kármán par le biais d'une analyse de clichés d'instantanés Piv. Pour étudier plus finement les occurrences de ces phénomènes tourbillonnaires pseudo-périodiques, une étude des contenus spectraux sera détaillée en s'intéressant au contenu spectral au voisinage du bulbe décollé et à la paroi, l'objectif étant de quantifier les fréquences ainsi que les phénomènes quasi-périodiques qui leur sont associés. L'analyse portera sur les spectres de fluctuations de vitesse et de frottement, pour lesquels différentes fréquences caractéristiques seront mises en évidence. L'optique étant ici d'associer les émergences fréquentielles aux diverses instabilités induites par le décollement de couche limite et également d'identifier spatialement leur évolution.

Abstract :

The objective of this work is to improve our understanding of the dynamics of the separation in view to define the key parameters in order to design a simplified and predictive model of the separation in exchange for the classical stationary and bidimensional model. This work will be devoted to the discovery of the unstable mechanisms induced by the boundary layer separation. These will be observed initially by quick visualization at low number of Kármán, then at high number of Kármán by means of snapshots Piv. To study more finely the occurrences of these pseudo-periodic vortex phenomena, a study of the spectral contents will be detailed by focusing on the spectral content in the vicinity of the separated bulb and the wall, the objective being to quantify the frequencies as well as the phenomena quasi-periodic associated with them. The analysis will cover the spectra of fluctuations in speed and friction, for which different characteristic frequencies will be revealed. The objective here is to associate the frequency emergences with the various instabilities induced by the boundary layer separation and also to identify spatially their evolution.

Mots clefs : Décollement, Instabilité, laminaire, turbulent, Couche limite, Gradient de pression adverse

1 Introduction

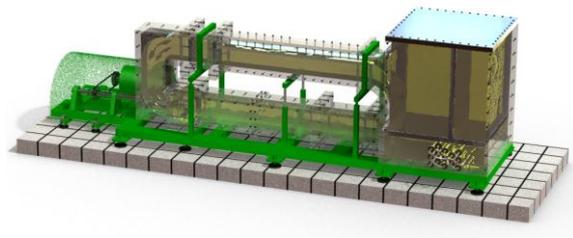
Ce travail repose sur la compréhension des mécanismes physiques liés à la dynamique et la naissance d'instabilités dans les écoulements décollés en vue de mieux les modéliser et les contrôler par la suite. Ces mécanismes qui constituent, à ce jour, un véritable verrou scientifique, clairement reconnu par la communauté scientifique, et qui trouvent leur naissance dans des régimes d'écoulements à nombre de Reynolds modéré, persistent toujours pour des nombres de Reynolds élevés comme le montre l'expérience physique ([1], [2]) et qui mènent à une dualité physique de l'écoulement entre deux gammes d'échelles. Une première par des structures cohérentes avec une dynamique qui lui est propre et une deuxième pilotée par des modes globaux organisés et formés à l'issue de l'amplification d'instabilités qui se développent de façon préférentielle selon des mécanismes encore mal connus. L'objectif étant de comprendre et de définir les paramètres clés caractérisant la dynamique du décollement de la couche limite. Ces paramètres pourront par la suite permettre de concevoir des modèles simplifiés reproduisant le plus fidèlement possible la dynamique des décollements.

Les instabilités liées à la couche de cisaillement sont le plus souvent associées à une signature spectrale large bande, hormis le lâcher tourbillonnaire qui est lui à bande étroite le plus souvent. [Dovgal et al. \[7\]](#) en 1994. Deux bandes spectrales sont alors identifiées : une basse fréquence et une plus haute, associées respectivement au phénomène de battement et au détachement tourbillonnaire. [Hägemark \[8\]](#) met également en évidence ces instabilités expérimentalement en analysant les densités spectrales de puissance des fluctuations de vitesse dans le cas d'une plaque plane soumise à un gradient de pression, ces instabilités ont également été identifiées par [Passaggia et al. \[9\]](#), qui a récemment étudié le développement de ces phénomènes instationnaires dans le cas de décollements dus à un gradient de pression induit par une bosse 2d similaire à celle étudiée dans ce travail. Le phénomène de battement est mis en évidence.

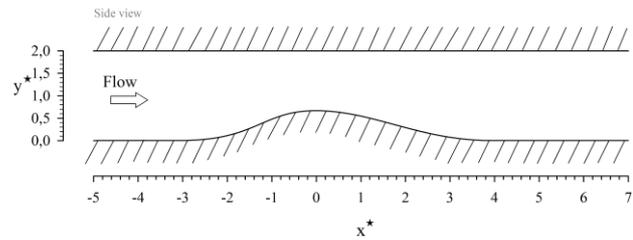
2 Dispositif et configuration d'étude

Les essais ont été réalisés dans un canal hydrodynamique à circuit fermé ([Figure 1a](#)) avec une très faible intensité de turbulence (rapport de contraction du convergent supérieur à 25) voir [\[4\]](#) pour plus de détails, et pour une gamme de vitesse considérablement basse avec une vitesse de débit maximale de 1.6 m/s.

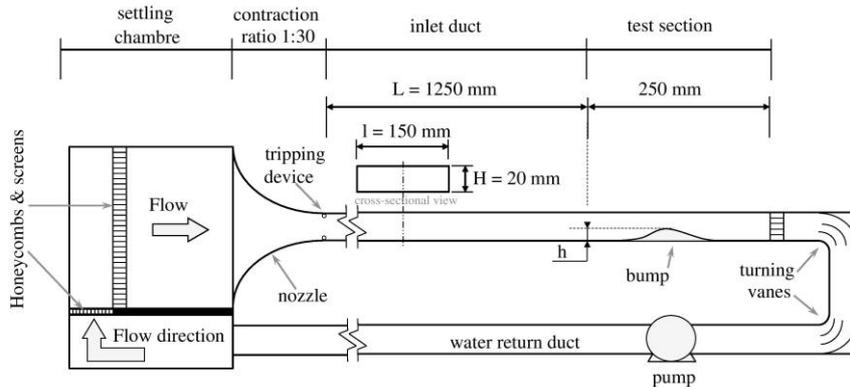
Le canal est de type canal plan ([Figure 1c](#)) avec une hauteur de $H = 20$ mm, une longueur de $L = 1500$ mm et une section de 150×20 mm² (rapport d'aspect est de 7.5 : 1). Le canal a été récemment utilisé pour une étude sur la correction de la méthode électrochimique [\[10\]](#). Selon [Dean \[11\]](#) le rapport d'aspect est suffisant pour garantir la bidimensionnalité de l'écoulement. L'obstacle ([Figure 1b](#)) est identique à celui utilisé dans les travaux de [Graziani et al. \[14\]](#) est monté sur la paroi inférieure du canal à une distance de 1250 mm de l'entrée soit l'équivalent de 62.5 H. L'obstacle a été conçu à l'origine par Dassault Aviation pour reproduire le gradient de pression de l'extrados d'un profil d'aile à grande angle d'incidence en régime turbulent [\[12\]](#). Cette géométrie présente également l'avantage d'être répertoriée dans la littérature et de ce fait, plusieurs études expérimentales ([\[9\]](#), [\[13\]](#), [\[6\]](#), [\[16\]](#)) et numériques ([\[12\]](#), [\[15\]](#)) font office de point de référence.



(a) Canal hydrodynamique



(b) Géométrie de l'obstacle 2D



(c) Schéma dimensionnel du banc d'essai avec l'obstacle

Figure 1 – Configuration d'étude.

Dans notre étude le régime d'écoulement est quasi turbulent, il en découle un décollement fortement instationnaire dont la zone de recirculation ne peut être définie qu'au sens statistique. L'obstacle a une hauteur de $h = 6.7$ mm, elle est équipée de 27 sondes électrochimiques de section circulaire de 0.2 mm de diamètre installées sur le plan médian. La demi-hauteur du canal ($H/2$) sera prise comme référence dans notre étude. Le nombre de Kármán est définie par $Re_\tau = u_\tau \times H/2\nu$ et l'indice c désignera les grandeurs prises au centre du canal. Le symbole \star fera référence à l'adimensionnement par $H/2$.

3 Résultats

L'étude présentée dans ce travail sera consacré essentiellement à la mise en évidence des instabilités induites par le décollement de couche limite. Ces dernières seront tout d'abord observés par visualisation rapide à des nombres de Kármán modérés, elles seront par la suite observées à des hauts nombres de Kármán par le biais des clichés instantanés Piv, Pour quantifier et étudier plus finement les occurrences de ces phénomènes tourbillonnaires pseudo-périodiques, une étude des contenus spectraux sera détaillée en utilisant l'anémométrie laser Ldv pour une inspection au voisinage du bulbe décollé et la méthode électrochimique [3] pour l'empreinte pariétale, et pour une gamme de nombre de Kármán allons de 60 à 605.

3.1 Mise en évidence de l'activité tourbillonnaire

Comme première approche et en vue de mettre en évidence certaines structures tourbillonnaires associées au phénomène de lâcher de type Bénard-Von Kármán on a réalisé des visualisations par tomoscopie laser (100 images/s) pour différents nombres de Kármán allant de 60 à 555, elles sont

présentées sous forme de clichés instantanés (Figure 2). Une forte activité tourbillonnaire est observée ainsi que la présence d'une zone de recirculation recouvrant en partie la pente descendante de l'obstacle. Cette activité persiste pour des nombres de Kármán plus élevés, mais difficilement identifiable.

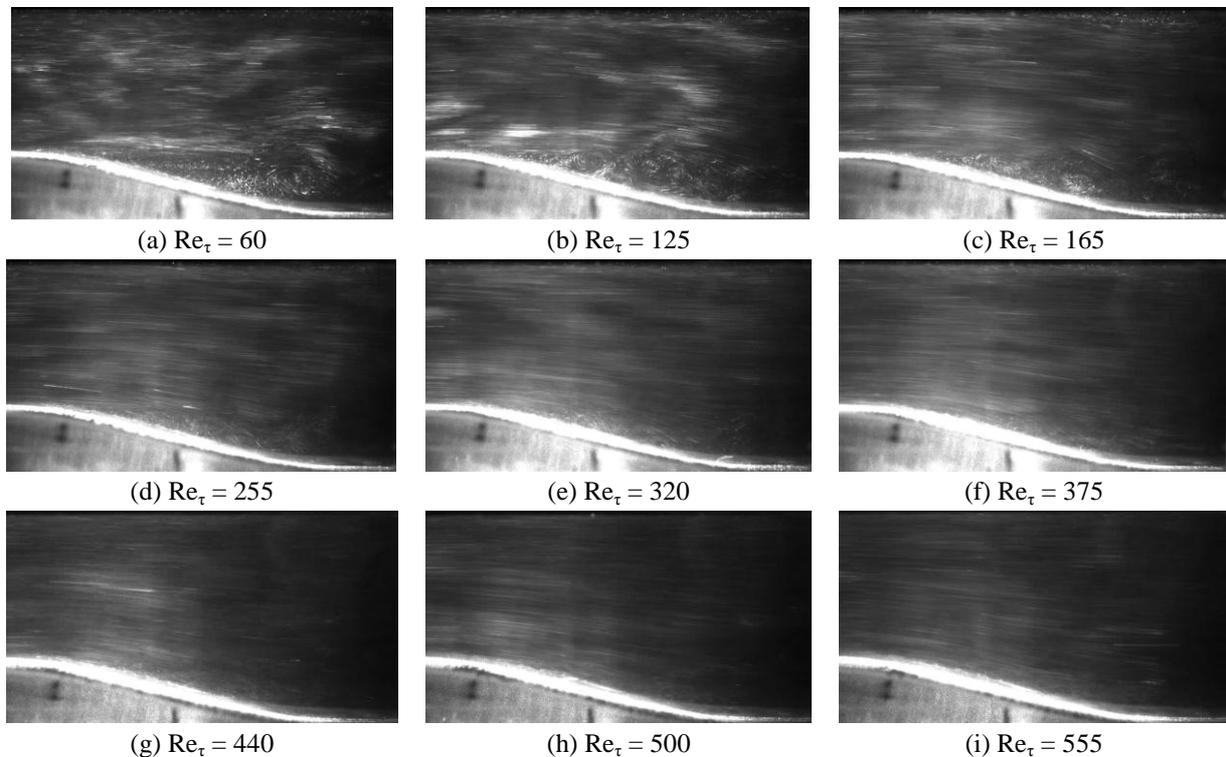


Figure 2 – Visualisations par tomoscopie laser (écoulement de la gauche vers la droite).

Toujours dans une première approche, des champs instantanés de vorticité ont été extraits afin de caractériser la présence d'une activité tourbillonnaire pour des nombres de K rman  lev s (Figure 3). Ces champs permettent de voir que cette dernière est présente à bas nombre de K rman et semble persister pour des nombres de K rman plus élevés. Aux plus bas nombres de K rman les champs de vorticité montrent peu de structures tourbillonnaires comme on peut le constater sur la Figure 3a. La plupart des instantanées enregistrées pour ce nombre de K rman ne montrent pas de structure à grande échelle avant $x^* = 4.5$. Cependant sur certains clichés fluctuants à ce nombre de K rman, des structures tourbillonnaires sont parfois présentes et soulignent le fait que la majeure partie des structures sont principalement formées loin du sommet de l'obstacle. De plus, une oscillation de la couche de cisaillement est clairement observée dans ce cas. Pour les nombres de K rman plus élevés, des structures à grande échelle sont observées juste après le sommet de l'obstacle.

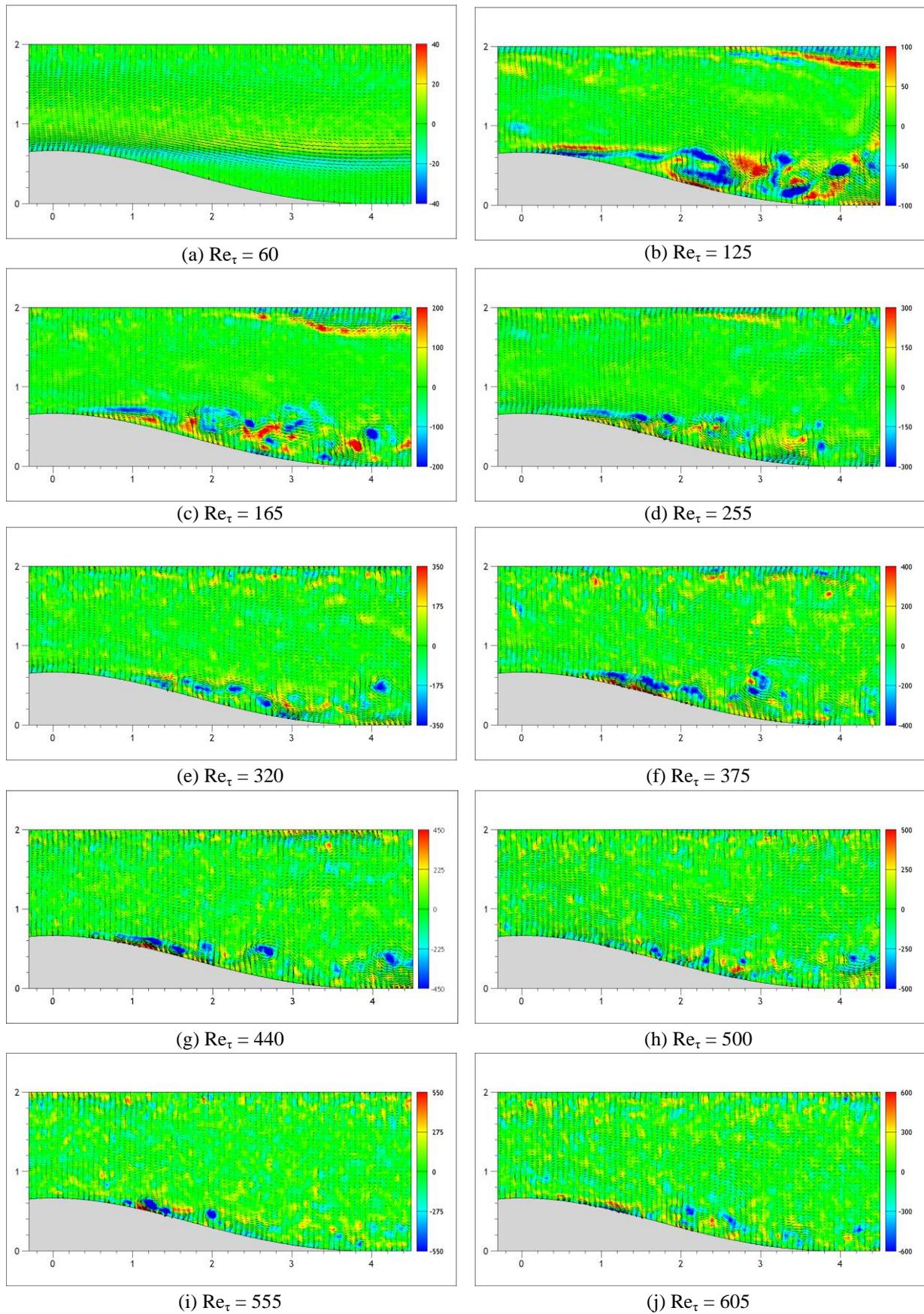


Figure 3 – Clichés instantanés de vorticité.

3.2 Exploration dans le voisinage du bulbe décollé

Pour une analyse plus détaillée des émergences fréquentielles dans le voisinage du bulbe décollé, nous utilisons l'anémométrie laser (Ldv), une technique d'interpolation linéaire permet de ré-échantillonner les différentes séries temporelles. En vue d'obtenir une plus grande précision et une meilleure convergence des densités spectrales de puissance (noté P.s.d.) en particulier dans la plage des basses fréquences, on a opté pour 1 heure d'acquisition pour chaque enregistrement.

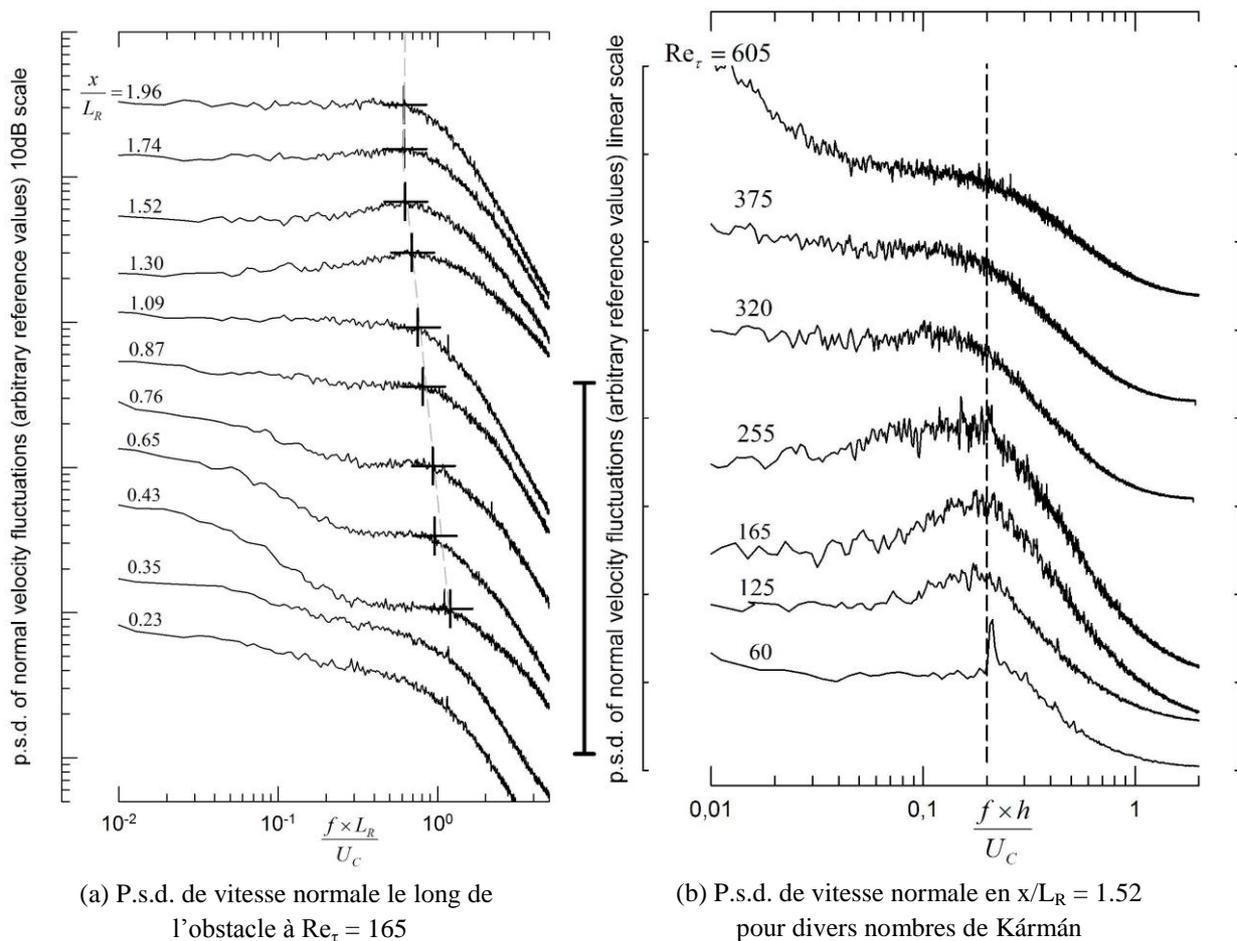


Figure 4 – P.s.d. des fluctuations de vitesse normale.

On a tracé les densités spectrales de puissance (noté P.s.d) des fluctuations de vitesse normale en plusieurs positions allant de $x/L_R = 0.23$ à 1.96 (Figure 4) pour le nombre de Kármán de 165. Des émergences large bande sont observées dans la zone de décollement et repérées par une croix sur la Figure 4a, les valeurs se réduisent à mesure que l'on s'éloigne du sommet de l'obstacle de $x/L_R = 0.43$ à 1.3 . En revanche et juste après le recollement, les fréquences présentent une valeur quasiment constante (pour $x/L_R > 1.3$). Nous identifions l'émergence dont la fréquence varie avec la position comme étant associée à l'ondulation de Kelvin-Helmholtz induite par le décollement, la seconde étant identifiée comme le phénomène de lâcher tourbillonnaire juste après le recollement. Toujours sur la Figure 4a une augmentation des amplitudes de très basses fréquences est observée pour les deux positions $x/L_R = 0.43$ et 0.65 .

Sur la [Figure 4b](#) la fréquence est adimensionnée par rapport à la hauteur de l'obstacle pour une position constante de $x/L_R = 1.52$. On observe une diminution des amplitudes correspondant aux émergences quand le nombre de Kármán augmente. On remarque aussi que cette valeur reste constante et égale approximativement à 0.2. Nous identifions cette valeur comme étant clairement liée au lâcher tourbillonnaire (en référence à la littérature nombre de Strouhal pour un écoulement transverse à un cylindre), Cette évolution de l'allure des spectres est en bon accord avec les mesures de [Cherry et al. \[5\]](#) effectuées au fil chaud, sur une marche descendante.

3.3 Signatures spectrales pariétales

Pour une analyse plus détaillée et en vue d'une caractérisation des densités spectrales de puissance des fluctuations de frottement, on a utilisé la méthode électrochimique [\[3\]](#) en différentes positions sur l'obstacle et pour quatre nombre de Kármán [\[Figure 5\]](#).

Nous observons sur la [Figure 5](#) (première colonne à gauche) l'émergence de deux pics (basse et haute fréquence), d'après la gamme de fréquence adimensionnée et en se référant à la littérature, nous les identifions au phénomène de battement et l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. L'émergence correspondant au phénomène de battement est associée à une fréquence adimensionnée de $(f \times L_R)/U_c \approx 0,12$, et cela quelque soit le nombre de Kármán. Celle associée à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est fonction de la position x^* et présente une fréquence adimensionnée de plus en plus faible à mesure que l'on s'éloigne du sommet de l'obstacle. On constate également que les émergences associées à l'oscillation de Kelvin-Helmholtz observées précédemment ([Figure 4](#)) par vélocimétrie laser (Ldv) sont du même ordre de grandeur que celles détectées en utilisant la P.s.d. des fluctuations de frottement pariétal.

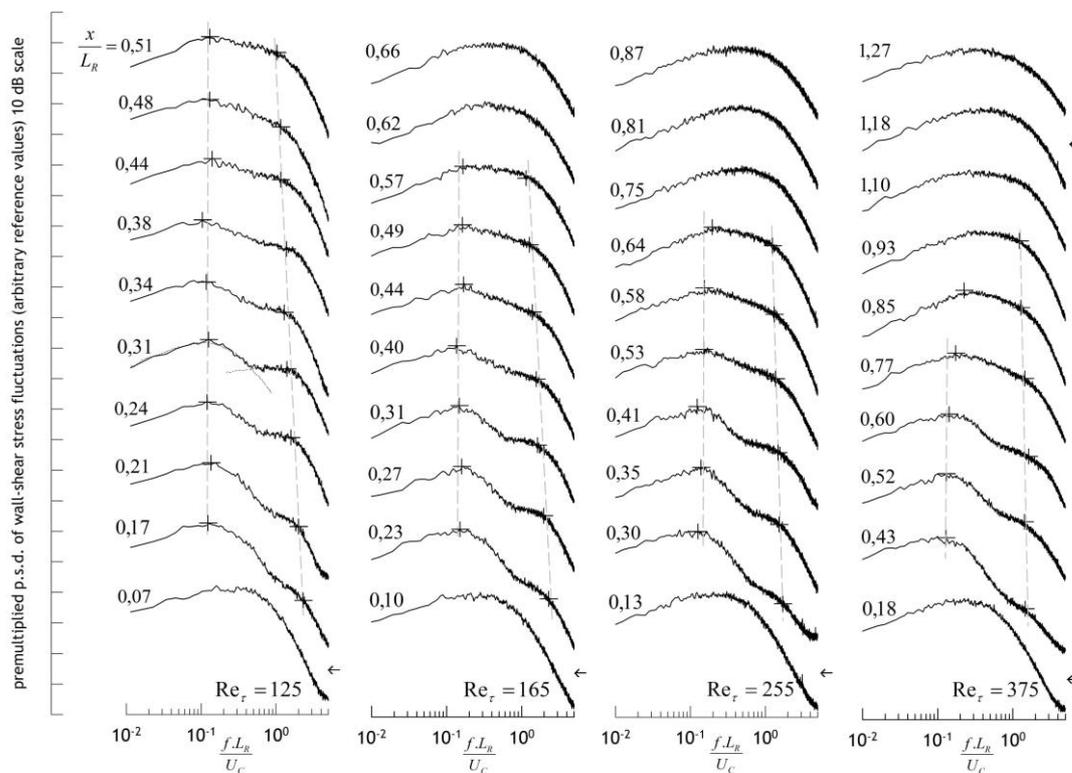


Figure 5 – P.s.d. prémultipliées des fluctuations de frottement pariétales pour divers nombres de Kármán en fonction de x/L_R .

4 Conclusion

D'une façon synthétique, l'ensemble des émergences mises en évidence lors de l'analyse spectrale à la fois par le biais des P.s.d. des fluctuations de frottement et de vitesse est représenté sur la Figure 6. Ce graphique synthétique met en lumière la cohabitation des trois phénomènes instables et plus particulièrement les paramètres clés dimensionnant dynamiquement les phénomènes. Plus précisément;

- ✓ La fréquence du battement de la couche de cisaillement est constante quelque soit le nombre de Kármán dans une région allant du décollement à $x/L_R = 0.2 - 0.5$, elle est égale à $f_{\text{Bat}} \approx 0.12 \times U_c/L_R$. Le phénomène de battement est donc clairement lié au bulbe décollé dans son intégralité et la longueur caractéristique est la longueur de décollement L_R ,

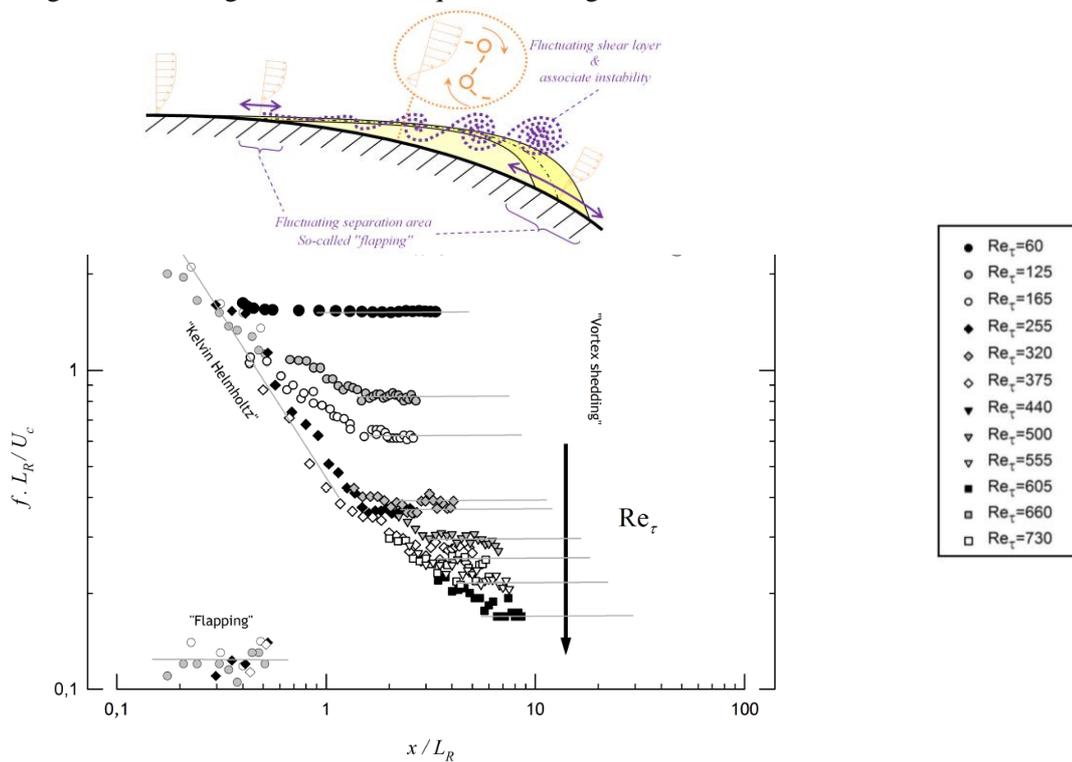


Figure 6 – Synthèse des émergences en fonction de x/L_R pour divers nombres de Kármán.

- ✓ La fréquence de l'oscillation de Kelvin-Helmholtz évolue en fonction de la distance vis-à-vis du sommet de l'obstacle. L'instabilité induisant une amplification advective a tendance à augmenter la longueur d'onde du phénomène et donc à faire diminuer la fréquence qui lui est associée. Cette fréquence semble plus ou moins stable en fonction du nombre de Kármán et égale à $f_{\text{KH}} \approx (0,23 \pm 0,05) \times U_{\text{cv}}/\delta_{\omega\perp}$, (avec U_{cv} la vitesse de convection et $\delta_{\omega\perp}$, l'épaisseur de vorticité locale dans le repère absolu) lorsqu'elle est adimensionnée par rapport à l'épaisseur de vorticité, bien qu'il soit difficile d'avoir des résultats tranchés. Cette valeur est classiquement de l'ordre de 0,25 à 0,33 pour une couche de mélange. Nous obtenons ici une valeur inférieure qui est en partie due à l'accentuation de la couche de cisaillement par l'écoulement de retour,
- ✓ La fréquence de lâcher tourbillonnaire est quant à elle dépendante du nombre de K rman quand celle-ci est adimensionnée par la longueur de décollement L_R , mais clairement indépendante de celui-ci lorsqu'elle est adimensionnée par rapport à la hauteur de l'obstacle

c'est-à-dire h (comme c'est le cas pour un cylindre). La fréquence du phénomène de lâcher tourbillonnaire est donc égale à $f_{\text{shed}} \approx 0.2 \times U_c/h$ et est pilotée par la hauteur de l'obstacle.

L'oscillation de Kelvin-Helmholtz et le phénomène de battement coexistent et semblent dynamiquement liés. Le lâcher tourbillonnaire est une conséquence de l'oscillation de Kelvin-Helmholtz, qui, au terme de son développement, désolidarise les couches fluides et génère en conséquence un lâcher de structures tourbillonnaires. L'instabilité convective de Kelvin-Helmholtz évolue donc en une instabilité absolue (Shedding).

Références

- [1] R.L. Simpson, 1989. Turbulent boundary layer separation. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 21 205-234
- [2] M. Gad-el-Hak et D.M. Bushnell. 1991. Separation Control : Review. *J. Fluids Eng.* 113 5-30
- [3] V. Sobolik, P. Mitschka et T. Menzel, 1986. Method of manufacture of segmented probe with circular cross-section. *Czechoslovak Pat. A0*, pp.262-823
- [4] L. Keirsbulck, L. Labraga and M. Gad-el-Hak, 2012. Statistical properties of wall-shear-stress fluctuations in turbulent channel flows. *Int. J. Heat and Fluid Flow.* Vol.37, pp.1-12.
- [5] N.J. Cherry, R. Hiller et M.P. Latour, 1984. Unsteady measurements in a separating and reattaching flow. *J. Fluid Mech.* 46 144-157
- [6] M. Kiya et M. Sasaki, 1985. Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.* 154 463-491
- [7] A.V. Dovgal, V.V. Kozlov et A. Michalke, 1994 Laminar boundary layer separation : instability and associated phenomena. *Prog. Aerospace Sci.* 30(1) 61-94
- [8] P. Häggmark, A.A. Bakchinov et P.H. Alfredsson, 2000. Experiments on a two-dimensional laminar separation bubble. *Phi T Roy A.* 358(1777) 3193-3205
- [9] P. Passaglia, T. Leweke et U. Ehrenstein, 2012. Transverse instability and low-frequency flapping in incompressible separated boundary layer flows : an experimental study. *J. Fluid Mech.* 730 363-373
- [10] F. Fadla, R. Chovet, D. Cornu, M. Lippert, F. Aloui et L. Keirsbulck, 2016. Spatial Resolution Correction for Electrochemical Wall-shear Stress Measurements using Rectangular Sensors. *J. Applied Fluid Mechanics.* Vol. 9, No. 3, pp. 1309-1319
- [11] B. Dean, 1978. Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow. *Asme J. Fluid Eng.* 215 100
- [12] M. Marquillie, J.P. Laval et R. Dolganov, 2008. Direct numerical simulation of separated channel flows with a smooth profile. *J. Turbulence.* 9, 1-23
- [13] E. Boujo et F. Gallaire, 2011. Etude expérimentale de l'écoulement derrière une bosse. *Congrès Français de Mécanique*, Besançon.
- [14] A. Graziani, F. Fadla, M. Lippert, F. Kerhervé, R. Mathis, D. Uystepruyst et L. Keirsbulck, 2015. Estimation stochastique d'un écoulement décollé en aval d'une bosse par méthode électrochimique. *Congrès Français de Mécanique*, Lyon.
- [15] M. Marquillie et U. Ehrenstein, 2003. On the onset of nonlinear oscillations in a separating boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.* 490 169-188
- [16] F. Fadla, A. Graziani, F. Kerhervé, R. Mathis, M. Lippert, D. Uystepruyst et L. Keirsbulck, 2016. Electrochemical Measurements for Real-Time Stochastic Reconstruction of Large-Scale Dynamics of a Separated Flow. *J. Fluids Engineering* 138(12)