



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale de l'écoulement en aval d'une double marche descendante tridimensionnelle : bi-stabilité de l'écoulement moyen

Benjamin Herry, Laurent Keirsbulck, Larbi Labraga, jean-Bernard Paquet

► **To cite this version:**

Benjamin Herry, Laurent Keirsbulck, Larbi Labraga, jean-Bernard Paquet. Etude expérimentale de l'écoulement en aval d'une double marche descendante tridimensionnelle : bi-stabilité de l'écoulement moyen. CFM 2009 - 19ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. hal-03390872

**HAL Id: hal-03390872**

**<https://hal.science/hal-03390872>**

Submitted on 21 Oct 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.

# Caractérisation de l'écoulement derrière une double marche descendante 3D

B. HERRY<sup>a</sup>, L. KEIRSBULCK<sup>b</sup>, L. LABRAGA<sup>b</sup>, J.B. PAQUET<sup>a</sup>

a. Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA), 5 boulevard Paul Painlevé, 59045 Lille Cedex (France)

b. Laboratoire de Mécanique et d'Energétique (LME), Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, Le Mont Houy, 59313 Valenciennes Cedex 9 (France)

## Résumé :

Des essais expérimentaux par enduit pariétal, tomoscopie laser, fils chauds et PIV ont été réalisés en aval d'une double marche descendante 3D en régime turbulent. Ils permettent de caractériser l'écoulement moyen et fluctuant. Une attention particulière est portée sur la grande sensibilité de l'écoulement moyen vis à vis de l'angle de dérapage : deux topologies bien distinctes apparaissent de part et d'autre de l'angle de dérapage nul. Bien que la géométrie possède un plan de symétrie et contrairement à ce qui est attendu à dérapage nul, il n'a pas été obtenu d'écoulement moyen symétrique. Cette étude constituera une base de données utile aux numériciens.

## Abstract :

This paper reports a contribution to the experimental study of a 3D backward-facing double step. PIV measurements and surface oil flow visualizations were used to better understand the mean flow. The time-dependant characteristics of the flow were investigated by means of hot-wire anemometry and smoke visualization. This study focuses on the mean flow sensitivity to yawing : the mean flow topology differs strongly for positive and negative yaw angles. Eventhough the geometry is symmetric, an unexpected dissymmetrical mean flow was observed at a zero yaw angle. The experimental data presented here can be particularly useful for CFD code validation.

**Mots clés :** Turbulence, double marche descendante 3D, dissymétrie, modélisation numérique

## 1 Introduction

La marche descendante bidimensionnelle a été étudiée de manière intensive (voir par exemple la revue d'Eaton et Johnston [1]). Cette géométrie simple est une approche fondamentale vers la compréhension des écoulements décollés, notamment en vue de leur contrôle [2]. La base de données expérimentale disponible à ce jour est aussi un cas de référence pour le numéricien qui cherche à éprouver son code de calcul. Toutefois, à cause de la tridimensionnalité de l'écoulement, cette description 2D n'est pas suffisante pour comprendre ce qui se passe en aval d'un bâtiment, d'un camion ou d'un pont d'envol de frégate. Comment décrire de tels écoulements décollés et turbulents ? Afin d'en avoir une vision fondamentale, une géométrie de double marche descendante 3D a été définie. Une attention particulière a été portée sur l'obtention, légèrement en amont de la marche, d'une couche limite canonique de type plaque plane. Ce qui suit présente l'étude expérimentale qui a été réalisée sur cette géométrie et qui vise à décrire l'écoulement moyen et fluctuant. La topologie moyenne de l'écoulement a été déterminée par PIV. Les fréquences caractéristiques de la marche sont mesurées par fil chaud. Des visualisations par tomoscopie laser avec caméra rapide tentent d'éclaircir la dynamique tourbillonnaire. Un résumé des données obtenues est présenté dans la suite. L'accent est mis sur la bi-stabilité de l'écoulement moyen qui peut être déterminante pour le numéricien et qui, à la connaissance de l'auteur, n'a pas été beaucoup documentée [3].

## 2 Dispositif expérimental et procédure d'essai

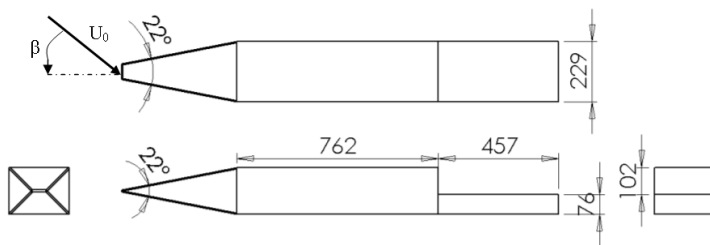
### 2.1 Soufflerie

Les essais ont été réalisés dans la soufflerie subsonique du LME de l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis. Il s'agit d'une soufflerie à retour dont la veine d'essai a une section carrée de  $2 \times 2m^2$  pour une longueur de 10m. Son rapport de contraction de 6,25 autorise une vitesse maximale de 60m/s. L'intensité longitudinale de turbulence dans la veine d'essai vide est d'environ 0,5% à 30m/s.

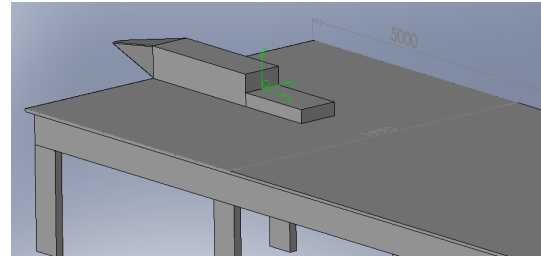
## 2.2 Géométrie

La double marche descendante est une simplification d'un pont d'envol de frégate. Elle s'inspire d'une géométrie existante, la Simple Frigate Shape (SFS) [4]. La SFS est modifiée dans le but d'obtenir en amont de la marche, une couche limite turbulente canonique. La maquette est ainsi composée des 3 éléments suivants (cf FIG. 1(a)) :

- un nez de 0,455m de long, d'ouverture  $22^\circ$  avec des arêtes légèrement arrondies
- un bloc central parallélépipédique de 0,762m de long à base rectangulaire de 0,229m de largeur et 0,178m de hauteur
- un bloc arrière parallélépipédique de 0,457m de long et 0,076m de haut



(a) Double marche descendante 3D



(b) Double marche sur son support

FIG. 1 – Définition de la double marche descendante 3D sur son support

Dans la suite, la hauteur de la première marche  $H = 0,102\text{m}$  sera prise comme longueur de référence. Afin d'isoler la maquette des couches limites qui se développent sur les parois de la soufflerie et dans le but d'obtenir un écoulement aussi symétrique que possible en aval du nez, la maquette est placée sur une table de 5m de long et 2m de large à 0,75m au dessus du plancher de la soufflerie (cf FIG. 1(b)). La table divise ainsi l'écoulement en deux. Le taux d'obstruction de la maquette est alors calculé par rapport à la section située au dessus de la table : il est inférieur à 2%. Les effets de blocage seront négligés et les grandeurs étudiées ne seront pas corrigées. Le lecteur pourra se référer à l'article de Cooper [5] pour la quantification des effets du blocage. Afin d'étudier l'influence du dérapage de la marche sur l'écoulement, la maquette est liée à la table en deux points : le premier, situé dans le plan de symétrie de la maquette en  $X/H = -0,48$ , autorise une rotation du modèle (cf FIG. 1(b) pour la définition du système de coordonnées). L'extrémité aval de la maquette est liée à un système permettant une translation automatique suivant l'axe  $Y$  avec un pas de 0,01mm. En absence de jeu, les variations d'angle de dérapage peuvent ainsi être inférieures à 0,1 seconde d'arc. Les essais PIV et fils chauds sont réalisés à 14,3m/s et 24,3m/s, la vitesse étant mesurée dans l'écoulement libre, hors couches limites, au dessus de la marche. En supposant que la couche limite se développe au début du bloc central, le nombre de Reynolds local à la séparation de la première marche descendante vaut au minimum  $Re_S = 7,3 \times 10^5$  : la couche limite à la séparation est donc turbulente [6]. En revanche, pour des raisons de qualité des clichés, les essais par enduit pariétal sont réalisés à 60m/s.

## 2.3 Visualisations

Des visualisations pariétales par enduit gras ont été réalisées sur les parois de la maquette en vue de déterminer les zones de décollement ainsi que la direction des trajectoires pariétales. Le mélange utilisé a été inspiré de travaux à l'Onera [7]. Comme la qualité du tracé de la direction des trajectoires à l'intérieur de la couche limite dépend directement de la valeur de la vitesse de frottement  $u_\tau$ , il est nécessaire de modifier la viscosité de l'enduit en fonction de la vitesse soufflerie considérée. L'enduit est étalé uniformément sur les surfaces étudiées puis la soufflerie est mise en marche, le temps nécessaire à l'écoulement moyen de laisser son empreinte. Les visualisations pariétales sont complétées par des visualisations par tomoscopie laser pour appréhender qualitativement l'écoulement loin des parois.

## 2.4 PIV

Pour quantifier les champs de vitesse, des mesures PIV 2D 2C ont été menées dans ces mêmes plans  $Y/H = 0$  et  $Z/H = 0,5$ . Le matériel standard fourni par TSI est utilisé, à savoir un laser double impulsion Nd-Yag (20 à 500mJ et 10ns par impulsion) générant une nappe d'épaisseur inférieure au millimètre. Un générateur de fumée placé en entrée du diffuseur assure un ensemencement uniforme dans la veine d'essai avec des particules d'environ  $2,5\mu\text{m}$  de diamètre. Les images de l'écoulement ensemencé dans le plan illuminé sont capturées via une caméra CCD de  $1192 \times 1600$  pixels. La fréquence d'échantillonnage est de 15Hz, ce qui correspond à la fréquence de répétition de la source laser. Chaque cliché consiste en une paire d'images séparées par un intervalle de temps adéquat (25ms pour les essais à 14,3m/s présentés ici). L'algorithme d'analyse repose sur une inter-corrélation entre les deux images d'un cliché. Les champs de vitesses moyennes sont obtenus par moyenne de 500 clichés instantanés. La figure 3 présente six champs assemblés dans le plan  $Y/H = 0$ . La

résolution spatiale est alors de 1,3mm. Dans le plan  $Z/H = 0,5$ , les mesures sont faites pour différents angles de dérapages de la maquette. Les champs sont plus grands et la résolution spatiale est alors de 2,4mm

## 2.5 Anémométrie fil chaud

La cadence de la PIV n'étant pas suffisante pour suivre dans le temps les instationnarités de l'écoulement, un système STREAMLINE DANTEC d'anémométrie par fil chaud à température constante (CTA) est utilisé pour compléter l'étude. Le but de ces mesures est de caractériser la couche limite en amont de la séparation de la première marche, mais aussi de déterminer les fréquences caractéristiques de l'écoulement. Le sondage de la couche limite est effectué sur la face latérale de la maquette, entre les points  $(X/H, Y^+, Z/H) = (-1; 14; 0,5)$  et  $(X/H, Y^+, Z/H) = (-1; 3500; 0,5)$ . Des sondes fils chauds simples DANTEC 55P15 en platine-tungstène sont utilisées. Le signal de sortie est transféré par une carte A/D connectée à un PC. Le logiciel STREAMLINE fourni par DANTEC est utilisé pour acquérir et enregistrer les données. Pour le sondage de couche limite, la tension du fil chaud est calibrée avec les vitesses en utilisant une interpolation polynomiale d'ordre 5, permettant ainsi une précision de l'ordre de 1%. La fréquence d'échantillonnage est de 1kHz et  $2^{16}$  échantillons sont acquis pour chacun des 35 points de mesure. Le fil chaud est monté sur un support coudé à  $90^\circ$ . Le fil est calibré au début et à la fin des mesures, sans noter d'écart significatif entre les deux calibrations. Pour les mesures spectrales, deux fils chauds simples comme ceux décrits ci-dessus sont utilisés. Ils sont placés aux positions  $(X/H, Y/H, Z/H) = (2,5; 0,6; 0,5)_{1a}$ ,  $(2,5; -0,6; 0,5)_{1b}$ ,  $(2,3; 0,6; 0,5)_{2a}$  et  $(2,3; -0,6; 0,5)_{2b}$ . (1a,1b) et (2a,2b) forment 2 paires. Les signaux des fils d'une même paire sont acquis simultanément. Une fréquence de 1kHz [resp.2kHz] est choisie à 14,3m/s [resp 24,3m/s] et  $3 \times 2^{20}$  échantillons sont acquis. Les signaux sont découpés par paquets de  $2^{10}$  échantillons puis moyennés. La fréquence de coupure est prise à 512Hz [resp. 1024Hz] à  $U_0 = 14,3\text{m/s}$  [resp. 24,3m/s]. L'incertitude de mesure sur le Strouhal est inférieure à 5% en estimant à 0,5m/s l'incertitude sur  $U_0$ .

## 3 Résultats

### 3.1 Couche limite incidente

Pour un dérapage nul de la maquette, les mesures par fil chaud montrent que le profil des vitesses moyennes en amont de la première marche est proche d'un profil de vitesses moyennes de couche limite turbulente se développant sur une plaque plane (cf FIG. 2) : qualitativement, les points de mesure au dessus de la sous-couche visqueuse oscillent autour d'une loi logarithmique. On retrouve aussi une loi de sillage. Quantitativement, les grandeurs globales approchent à mieux de 10% près celles obtenues sur une plaque plane où, pour  $Re_{\theta_0} = 2573$ ,  $H_{12} = 1,37$  et  $U_0/u_\tau = 25$  [8]. Un décollement de l'écoulement en aval du nez sur environ 20mm doit certainement favoriser la transition de la couche limite vers le régime turbulent. Les caractéristiques de cette couche limite incidente sont répertoriées dans TAB. 1.

Sur le bloc central, l'enduit gras laisse des traces étirées suivant l'axe de la maquette. Cette remarque reste vraie à proximité des arêtes, ce qui ne met pas en évidence l'existence de tourbillons d'arêtes massifs en amont de la marche. Les visualisations par tomoscopie laser vont dans ce même sens. Ceci laisse penser qu'à dérapage nul, le choix de la géométrie de la maquette et des conditions d'essais permettent d'obtenir en amont de la première marche un écoulement canonique de type couche limite de plaque plane sur chaque face de la maquette. Puisque les conditions amont à la marche sont maîtrisées, il est donc possible de se focaliser sur l'écoulement derrière la marche.

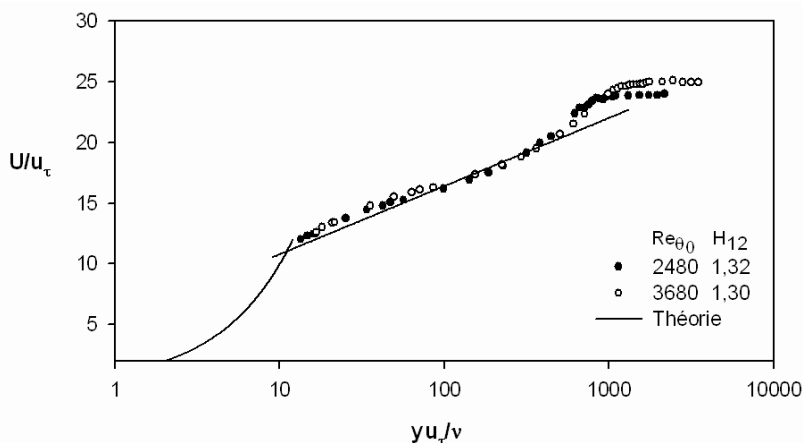


FIG. 2 – Profil des vitesses moyennes de la couche limite incidente

TAB. 1 – Caractéristiques de l'écoulement turbulent incident

$U_0$ (m/s)	$u_\tau$ (m/s)	$\delta_{90}$ (mm)	$\delta_1$ (mm)	$\theta_0$ (mm)	$H_{12}$	$Re_{\theta_0}$
15,5	0,65	12,1	3,16	2,39	1,32	2480
26,1	1,04	10,1	2,75	2,11	1,30	3680

Avec  $u_\tau$  la vitesse moyenne de frottement,  $\delta_{90}$  l'épaisseur de la couche limite telle que  $U(\delta_{90}) = 0,9U_0$ ;  $\delta_1$  l'épaisseur de déplacement;  $\theta_0$  l'épaisseur de quantité de mouvement;  $H_{12} = \delta_1/\theta_0$  le facteur de forme et  $Re_{\theta_0}$  le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement.

### 3.2 Topologie de l'écoulement

Bien que la géométrie soit simplifiée au maximum, la topologie de l'écoulement décollé est complexe. Elle a d'abord été analysée à dérapage nul. Dans la suite, seul l'écoulement en amont de la deuxième marche est décrit. Pour simplifier, plaçons nous dans un premier temps dans le plan de symétrie de la maquette : la couche limite turbulente incidente se sépare à l'arête vive de la marche, créant ainsi une couche turbulente de cisaillement (cf FIG. 3(b)). Cette couche, d'abord relativement horizontale, se courbe rapidement vers le bas jusqu'à son impact à la paroi, d'abscisse noté  $X_R$  (cf FIG. 3(a)).

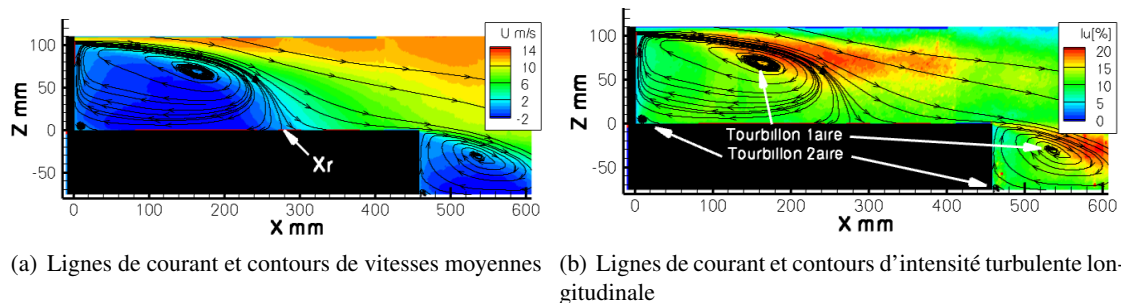


FIG. 3 – Champs de vitesses moyennes et RMS dans le plan  $Y/H = 0$  pour  $U_0 = 14,3$  m/s

Au niveau de  $X_R$ , une partie de l'écoulement est redirigée en amont et l'autre en aval. Dans la zone de recirculation, les lignes de courant s'enroulent autour d'un centre de rotation primaire. Il existe aussi une zone de recirculation contra-rotative secondaire, de taille beaucoup plus petite, centrée sur l'origine. Une particularité du 3D par rapport au 2D est la valeur de  $X_R$  : à partir du tracé des lignes de courant, on mesure avec une incertitude de 3%  $X_R/H = 2,72$ , ce qui est entre 1,8 et 3 fois plus faible qu'en 2D [1]. Cette valeur est cependant supérieure à celle de 2,5 obtenue sur la SFS [4]. Toutefois, les conditions d'essais sur la SFS sont différentes : nombre de Reynolds 2,5 fois plus élevé et écoulement massivement décollé en amont de la première marche. Une autre particularité est que cette topologie ne se retrouve pas exactement dans le plan  $Z/H = 0,5$  (cf FIG. 4) : bien que la maquette soit à dérapage nul (aux erreurs de positionnement près), l'écoulement moyen dans ce plan est dissymétrique. En effet, il apparaît un gros tourbillon d'un côté et un plus petit en face, mais décalé vers l'aval. Soit  $\beta$  le dérapage défini par l'angle entre le vecteur vitesse infini amont  $\vec{U}_0$  avec l'axe de la maquette (cf FIG. 1(a)). On remarque que la position relative des tourbillons dépend de ce dérapage. En effet, pour  $\beta < 0$ , un gros tourbillon se forme du côté  $Y/H > 0$  alors qu'un petit tourbillon se trouve du côté  $Y/H < 0$  et plus en aval que le gros. La position relative de ces deux tourbillons varie peu pour des valeurs de  $\beta$  comprises entre  $-4$  et  $-0,1^\circ$  (configuration 1). Pour  $0,1^\circ < \beta < 4^\circ$  la configuration est la symétrique de la configuration précédente (configuration 2). Ce qui est étonnant en revanche, c'est la grande sensibilité de l'écoulement moyen à l'angle de dérapage. En effet, il y a bascule brutale de la configuration 1 vers la 2 pour une variation de  $\beta$  inférieure à  $0,1^\circ$  autour de la position à dérapage nul. Les essais sont réalisés d'une part en arrêtant la soufflerie entre chaque changement de  $\beta$  et d'autre part en changeant  $\beta$  sans arrêter la soufflerie. Dans les deux conditions d'essais, la bascule opère à dérapage nul, et aucun effet d'hystérésis n'a donc été observé. A une valeur de  $\beta$  donnée correspond une position précise des tourbillons qui ne dépend pas des configurations prises antérieurement.

Dans le plan, ces tourbillons constituent une coupe d'un tourbillon demi-torique. Une modélisation numérique de l'écoulement autour de la SFS réalisé par Syms [9] en donne une vue dans l'espace (cf FIG. 5(a)) : la géométrie de la marche n'est pas rigoureusement la même, mais la topologie de l'écoulement n'est pas fondamentalement différente. La base de ce tourbillon est bien représentée par les visualisations pariétales (cf FIG. 5(b)). Notons d'ailleurs que l'empreinte pariétale de ce tourbillon est moins sensible au dérapage que sa partie située à mi-hauteur de marche : pour un dérapage non nul (mais proche de zéro), une empreinte pariétale quasi symétrique est obtenue.

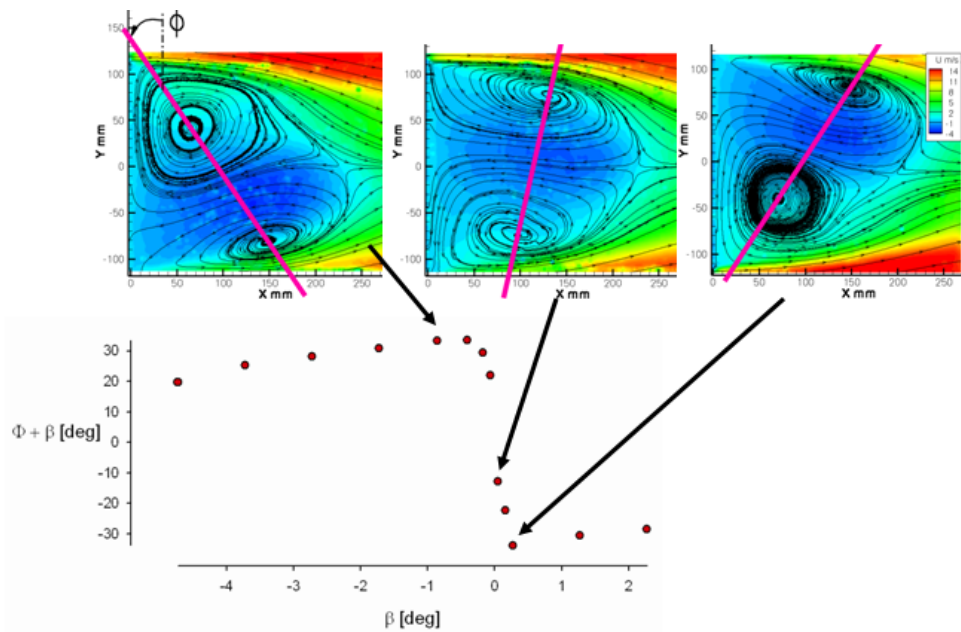
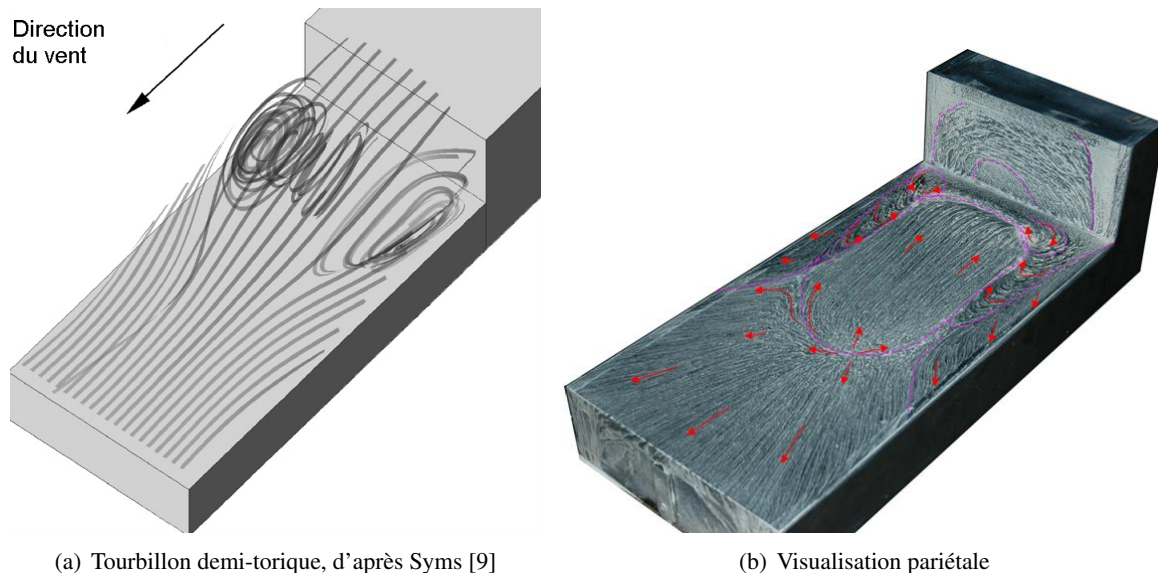
FIG. 4 – Bi-stabilité de l'écoulement moyen dans le plan  $Z/H = 0,5$ 

FIG. 5 – Topologie de l'écoulement moyen derrière la première marche

### 3.3 Caractérisation temporelle

Pour le calcul du Strouhal, il est commun de prendre en 2D  $X_R$  comme échelle de longueur [1]. Comme cela a été exposé précédemment,  $X_R$  n'a pas vraiment de sens ici. D'autre part, les mesures spectrales sont réalisées derrière les arêtes verticales. Il semble donc plus judicieux de prendre comme longueur caractéristique non pas  $X_R$  ou  $H$  mais plutôt la largeur  $L$ . Les mesures fil chaud conduisent alors à un Strouhal  $S_t = \frac{fL}{U_0} = 0,16$  (paire (1a,1b)) à  $U_0 = 14,3\text{m/s}$  et  $S_t = \frac{fL}{U_0} = 0,18$  (paire (2a,2b)) à  $U_0 = 24,3\text{m/s}$ . Les fils chauds sont placés en aval des tourbillons moyens. L'allure du spectre est identique pour les deux fils chauds d'une même paire, ce qui laisse penser que des lâchers tourbillonnaires ont lieu de part et d'autre de la marche. Les signaux n'étant pas corrélés, il n'est pas possible d'affirmer si les lâchers sont alternés ou non. Les visualisations par fumée sont difficilement interprétables et ne permettent pas non plus de conclure. Des essais complémentaires devront être menés. La différence des  $S_t$  pour les deux valeurs de  $U_0$  n'est pas la conséquence des incertitudes de mesures. L'influence du nombre de Reynolds sur  $S_t$  devra être étudiée plus en détail.

## 4 Conclusion

Une caractérisation aérodynamique d'une double marche descendante tridimensionnelle est présentée ici. Quelques spécificités des champs moyen et fluctuant sont étudiées en régime subsonique turbulent, par visualisations pariétales, tomoscopie laser, PIV et fils chauds. Un sondage par fil chaud en amont de la première marche permet de vérifier que la couche limite incidente est comparable à celle se développant sur une plaque plane. Les conditions amont étant maîtrisées, l'étude se focalise sur l'écoulement en aval de la première marche. Les mesures PIV montrent que la longueur maximale de la zone de recirculation est de l'ordre de  $X_R/H \approx 2,7$ . Les lâchers tourbillonnaires en aval des arêtes verticales sont caractérisés par un Strouhal variant respectivement 0,16 et 0,18 pour les deux vitesses considérées. La question de la dépendance du Strouhal vis-à-vis du nombre de Reynolds devra être approfondie.

L'originalité de l'étude repose toutefois sur la grande sensibilité de l'écoulement moyen au dérapage. En effet, comme la maquette a un plan de symétrie (par rapport au plan  $Y/H = 0$ ), à dérapage nul, un écoulement moyen symétrique (par rapport au plan  $Y/H = 0$ ) est donc attendu. Cependant, ceci ne s'est pas produit expérimentalement : un très léger dérapage de la maquette conduit à une dissymétrisation prononcée de l'écoulement moyen dans le plan  $Z/H = 0,5$  (cf FIG. 4). Au niveau pariétal, cette dissymétrisation de l'écoulement moyen n'est toutefois pas aussi marquée.

L'utilisateur de codes CFD ne restera pas indifférent à ces remarques. D'une part, obtenir numériquement un écoulement symétrique à dérapage nul est réducteur, étant donné que cette solution est rarement obtenue expérimentalement. D'autre part, comme cela a déjà été constaté sur une géométrie de type double marche montante 3D, il est possible selon les choix de modélisation, de calculer à dérapage nul une solution dissymétrique [3]. Ceci ne signifie cependant pas que la solution est nécessairement physiquement fautive. A la connaissance de l'auteur, les études de cette spécificité sur certains corps émoussés et en particulier sur la double marche descendante 3D sont peu nombreuses. Un approfondissement de l'étude est en cours afin de déterminer si cette propriété est inhérente à la marche 3D ou si elle est la conséquence d'autres paramètres tels que la géométrie du nez.

## Références

- [1] Eaton J. and Johnston J. A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA J*, 19(9), 1093–1100, 1981.
- [2] Choi H., Jeon W., and Kim J. Control of Flow Over a Bluff Body. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40, 113, 2008.
- [3] Prevezer T., Holding J., Gaylard A., and Palin R. Bluff body asymmetric flow phenomenon- Real effect or solver artefact? *Wind and Structures*, 5(2), 359–368, 2002.
- [4] Cheney B., Zan S., for Aerospace Research (Canada I., Laboratory A., and for Aerospace Research (Canada) I. CFD Code Validation Data and Flow Topology for the Technical Co-operation Program AER-TP2 Simple Frigate Shape. National Research Council Canada, Institute for Aerospace Research, 1999.
- [5] Cooper K. Bluff-Body Blockage Correction in Closed and Open Test Section Wind Tunnels,”. AGARD, AG-336, NTIS, Springfield, VA, page 6, 1998.
- [6] Schlichting H. and Gersten K. *Boundary layer theory*. Springer, 8th edition, 2000.
- [7] Persoz B. and Grenier G. Enduits de visualisation à base de corps gras. *La Recherche Aéronautique*, 60, 1957.
- [8] Fernholz H. and Finley P. The incompressible zero-pressure-gradient turbulent boundary layer : An assessment of the data. *Progress in Aerospace Sciences*, 32(4), 245–311, 1996.
- [9] Syms G. Simulation of simplified-frigate airwakes using a lattice-Boltzmann method. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(6), 1197–1206, 2008.