

Instationnarités dans le déferlement topographique

N. BOULANGER^a, O. EIFF^b, K. LEROUX^{a,b}, A. PACI^a

a. Centre National de Recherches Météorologiques / CNRM-GAME, Météo-France/CNRS, 42 Av. Coriolis, 31057 Toulouse Cedex 01

b. Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse - Université de Toulouse, Av. C. Soula, 31400 Toulouse

Résumé :

La structure spatio-temporelle du déferlement et l'écoulement environnant induit par un écoulement stablement stratifié au dessus d'obstacles bi-dimensionnels et quasi-bidimensionnels a été étudié en canal hydraulique dans différentes configurations à l'aide de mesures PIV, de diagrammes de Hovmöller et de corrélations spatiales. Les résultats montrent des variations de basse fréquence à travers l'écoulement, au sein et à l'extérieur de la zone de déferlement, qui sont dues à un cycle de croissance et de décroissance du déferlement.

Abstract :

The spatio-temporal structure of wave breaking and the surrounding flow induced by uniform stratified flow over two-dimensional and quasi two-dimensional obstacles was studied in hydraulic channels in different configurations via PIV measurements, Hovmöller diagrams and spatial correlations. The results reveal low frequency variations throughout the flow field, in and outside the wave-breaking region, which appears to be due to a sequence of growth and decay of wave-breaking.

Mots clés : déferlement, stratification, ondes internes, turbulence, tourbillons

1 Introduction

Le passage au dessus d'une montagne d'un écoulement stratifié en densité se traduit souvent par le développement d'ondes dites de relief. Lorsque la stratification est suffisamment forte, $Fr < 1$ (avec $Fr = U_0/NH$, U_0 la vitesse du vent, H la hauteur de la montagne et $N = \sqrt{\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho(z)}{dz}}$ la pulsation de Brunt-Väisälä) ces ondes peuvent atteindre une amplitude telle qu'elles déferlent. En altitude le déferlement est responsable de la turbulence de ciel clair qui est particulièrement dangereuse pour la navigation aérienne avec des accélérations verticales atteignant jusqu'à $+9g/-4g$ (crash du vol BOA 911, 1966, Meted). Au sol ces événements s'accompagnent de véritables tempêtes susceptibles de dévaster des forêts entières (Boulder 1997, Meted) avec des rafales dépassant les 50m/s (Lilly (1972)).

Les études in-situ les plus récentes (Pyrex en 1990, MAP en 1999) se sont heurtées aux difficultés de coordonner les plans de vols avec un phénomène encore difficile à prédire dans le temps et l'espace. Bien qu'elle ait pu localiser et mesurer les zones turbulentes, l'étude de Lilly (1972) de la tempête de Boulder de Janvier 1972, n'a pas permis d'observer la plage inertielle en $k^{-5/3}$, probablement du fait de difficultés dans l'interprétation des mesures. Des études numériques LES en 3D ont été effectués par Afanasyef et Peltier (1998). Elles montrent une structure turbulente se propageant en aval dans les très basses couches de l'écoulement en contradiction avec les simulations numériques directes à bas nombre de Reynolds par Gheusi et al. (2000) qui suggèrent que la structure de l'écoulement est fortement influencé par la condition d'adhérence au sol. En effet cette dernière est associée à la formation d'une onde piégée qui semble contenir la zone de déferlement à proximité de la montagne, contrairement aux résultats de Afanasyef et Peltier (1998). Les résultats de Gheusi et al résultats sont confortés par des simulations en canal hydraulique, à bas et haut nombre de Reynolds (Eiff et Bonneton (2000)), simulations qui ont également permis une première description des structures tourbillonnaires du déferlement d'un point de vue quasi-statique. Par contre la question de l'évolution dynamique des ces structures et du déferlement dans son ensemble n'a pas encore été abordée.

2 Procédure expérimentale

Les expériences consistent à tracter dans un canal un obstacle à la vitesse U_0 . L'obstacle présente un profil longitudinal gaussien. Transversalement il peut être uniforme sur toute sa largeur (obstacle 2D) ou seulement sur une partie (obstacle quasi-2D, voir figure 1 et Eiff & Bonneton (2000)). Dans ce cas ses extrémités présentent le même profil gaussien que dans la direction longitudinale. Le canal est rempli d'une stratification linéaire

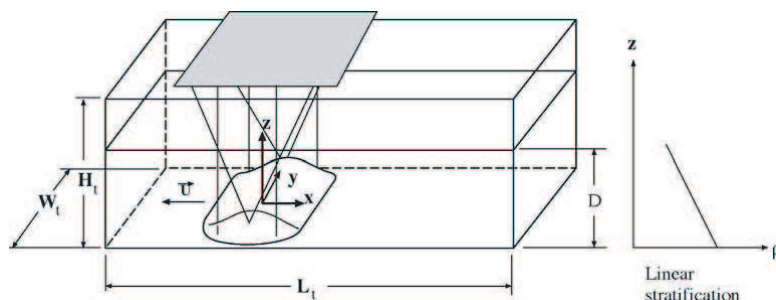


FIG. 1 – Schéma de principe du dispositif expérimental.

en densité caractérisée par une fréquence de Brunt-Väisälä, N , constante. Des mesures PIV sont effectuées dans un plan horizontal et un plan vertical, simultanément. Pour cela la stratification estensemencée de fines particules et les caméras ainsi que les nappes laser sont liées à l'obstacle. L'utilisation de deux canaux de dimensions différentes $(H_t, W_t, T_t) = (0.7, 0.8, 7)$ et $(1, 1.5, 22)m^3$ permet de varier le nombre de Reynolds ($Re = \frac{U_0 H}{\nu}$) de 100 à 9000. Toutes les expériences sont menées à $Fr = 0.6$.

3 Evolution vers le déferlement

La Figure 2(a) présente les contours du module de la vitesse dans un plan vertical à $y/H = 0$. Le coin inférieur gauche est occupé par la montagne jusqu'en $x/H = 3.5$; au delà et jusqu'en $x/H = 7$ s'étend un "rotor", zone de recirculation issu du décollement de la couche limite. Juste au dessus, dévalant la montagne et surmontant le rotor on peut apercevoir un "jet" qui présente des vitesses pouvant atteindre deux fois celle de l'écoulement amont. Au dessus, à la verticale du point de décollement, dans le creux formé par le versant aval de la montagne et le rebond du rotor, se développe la zone de déferlement. A ce stade l'onde a déjà atteint le seuil de stabilité statique, les lignes de courant sont verticales et la vitesse y est faible. Le plan horizontal correspondant, passant par $z/h = 2.75$, nous révèle qu'à ce stade la zone déferlement ainsi que le haut du rotor sont encore 2D. Ainsi nous pouvons affirmer que le processus de redressement des lignes de courant conduisant jusqu'au déferlement est essentiellement 2D. Ceci nous est confirmé par la figure 3 (a), diagramme spatio-temporel construit à partir d'une ligne en pointillés (figure 2(b)) parallèle à la crête de la montagne et traversant la zone de déferlement. Du début de l'expérience jusqu'à $Nt \cong 40$ nous observons une diminution régulière de la vitesse longitudinale au sein de la zone de déferlement. De $40Nt$ à $60Nt$ la vitesse se stabilise à zéro. C'est seulement à partir de $Nt \cong 65$, soit lorsque que les lignes de courant commencent à s'enrouler, que l'écoulement reprend son évolution et perd son caractère 2D. On voit alors apparaître dans la dimension transversale des variations périodiques d'environ $5H$ de la vitesse longitudinale. Ces variations transversales qui conduisent la vitesse longitudinale à s'inverser localement perdurent jusqu'en $Nt \cong 80$ au moins. Le fait qu'il faille attendre l'enroulement des lignes de courant pour voir l'écoulement se déstabiliser suggère qu'il s'agit d'une instabilité dynamique et non pas statique. On note aussi que l'écoulement se maintient dans une position statiquement instable un long moment sans se déstabiliser pour autant, probablement du fait d'une stabilisation dynamique.

Afin de visualiser plus globalement la dynamique du déferlement nous avons choisi de la représenter dans un diagramme spatio-temporel à trois dimensions (figure 3(b)), deux pour l'espace, une pour le temps. L'écoulement et son évolution ne sont plus représentés par l'ensemble des lignes de niveaux extraites d'une dimension à des temps successifs mais par une seule ligne de niveau parcourant les deux dimensions spatiales à chaque instant. L'ensemble de ces lignes misent côte à côte forment dans le temps et l'espace une surface de niveau qui donne un meilleur aperçu de l'évolution de la topologie de l'écoulement. Nous distinguons donc, figure 3(b) en jaune, les fluctuations transversales précédées du développement d'une zone de faibles vitesses, l'ensemble étant clairement circonscrit à la zone de déferlement.

Rapidement ($Nt = 65$) la vorticité commence à s'organiser sur place autour des zones de vitesses négatives en structures dipolaires. Puis, à partir de $Nt \cong 80$ ces structures s'échappent vers l'aval en s'affaiblissant quelque peu. Suivant les arguments apportés par Eiff et Bonneton (2000) nous pouvons avancer que ces structures dipolaires sont parties intégrantes de structures tourbillonnaires toroïdales issues de la déstabilisation de la zone de déferlement. Ici on voit maintenant qu'elles sont advectées par l'écoulement. Ce schéma centré sur les structures tourbillonnaires laisse en suspend le devenir de la zone de déferlement et les questions portant notamment sur la perpétuation du déferlement à plus long terme.

4 Evolution à long terme

Pour y répondre nous avons repris figure 4(a) le diagramme spatio-temporel de la figure 3(a) du début du déferlement en $Nt = 60$ jusqu'à la fin de l'expérience en $Nt = 270$. On retrouve donc en bas les mêmes structures que celles aperçues figure 3(a) et qui consistent en une variation transversale et périodique de la vitesse

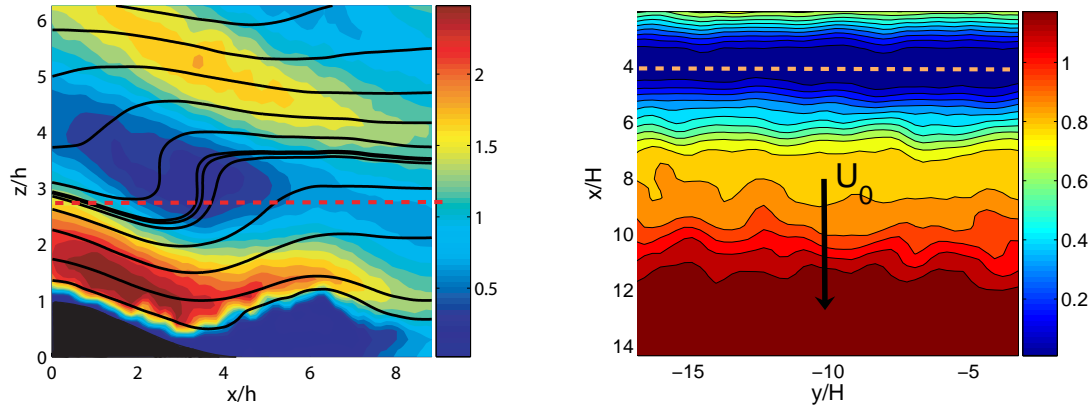


FIG. 2 – a) Lignes de courant et contours de la norme de la vitesse en $Nt \cong 45$ dans le plan vertical $y/h = 0$. b) Contours de la vitesse longitudinale dans le plan horizontal en $z/H = 2.27$ figuré par les pointillés de la figure 2(a). Obstacle $2D$, $Re = 110$, $Fr = 0.6$.

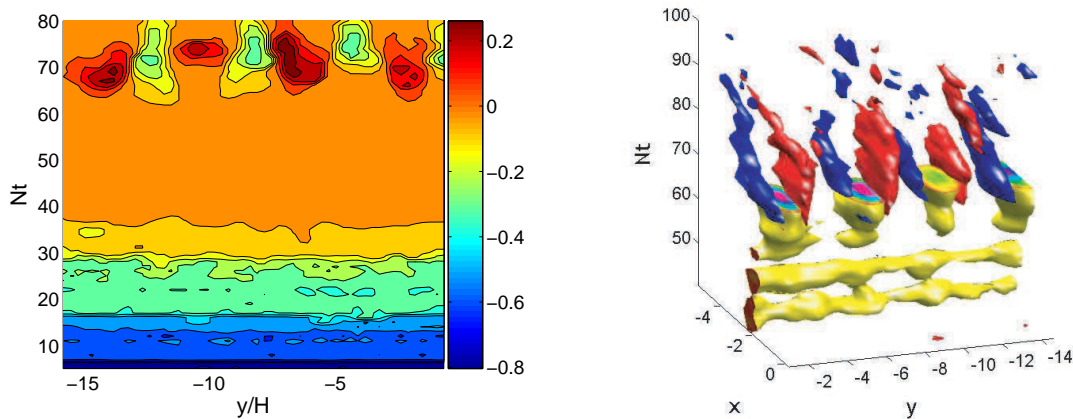


FIG. 3 – a) Diagramme spatio-temporel de la vitesse longitudinale dans la zone de déferlement. Evolution temporelle de la ligne pointillée de la figure 2(b) en $z/H = 2.75$, $x/H = 4$. b) Diagramme spatio-temporel dans la zone de déferlement, contours $U = -0.1$ (jaune) et vorticité (rouge et bleu). Obstacle $2D$, $Re = 110$, $Fr = 0.6$

longitudinale dans la zone de déferlement au moment même du déferlement. Le fait saillant de cette figure est le caractère récurrent de cet épisode qui revient avec une période d'environ $50Nt$, en $Nt \cong 150, 200, 250$. On remarque de plus que, d'une fois sur l'autre, ces épisodes ne se produisent pas aux mêmes endroits mais toujours en décalage d'à peu près une demie longueur d'onde. La figure 4(b) représente l'autocorrélation $2D$ de ce diagramme, et met en évidence les régularités spatio-temporelles. Nous retrouvons sur l'axe temporel la période de $50Nt$ que nous pressentions. L'axe spatial confirme la longueur d'onde ainsi que le léger décalage à chaque occurrence. A quoi pouvons nous associer ces épisodes réguliers ? La figure 5(a) représente l'évolution de l'angle maximal des lignes de courant au sein de la zone de déferlement. Les valeurs sont coupées à $\theta_{max} = \pi$ au delà de quoi les lignes sont complètement retournées. De 0 à $60Nt$ on retrouve l'évolution initiale décrite dans la partie 1. Le plat s'étendant de 63 à $75Nt$ témoigne de l'enroulement des lignes de courant correspondant à la présence d'une structure tourbillonnaire.

Au delà, la valeur de l'angle chute brutalement avant de repartir à la hausse de plafonner à π et de rechuter avant qu'un nouveau cycle ne recommence. Un cycle voit donc les lignes de courant se redresser, dépasser la limite de stabilité statique, s'enrouler très rapidement et rester ainsi pendant 10 à 20 Nt à la suite de quoi elles retrouvent une position s'équilibrant autour de 65 Nt . Ces épisodes qui se reproduisent avec une période de $50Nt$ correspondent clairement à des déferlements successifs dont la structure transversale nous est donnée par la figure 4(a). La figure 5(b) constitue l'analogue 3D de la figure 4(a). On peut y voir en jaune les contours de la vitesse longitudinale pour la valeur $U = 0$ ainsi que les contours de la vorticité (rouge et bleu) pour deux valeurs disposées symétriquement par rapport à zéro. L'ensemble donne à voir l'évolution de la zone de

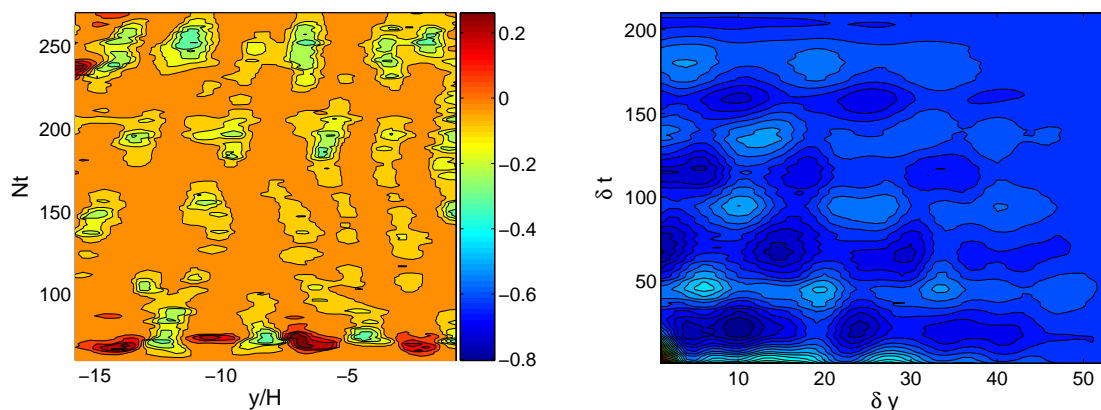


FIG. 4 – a) Diagramme spatio-temporel de la vitesse longitudinale (2b) pour $Nt \cong 60 - 270$, $z/H = 2.75$, $x/H = 4$. b) Autocorrélation bidimensionnelle correspondante. Obstacle $2D$, $Re = 110$, $Fr = 0.6$

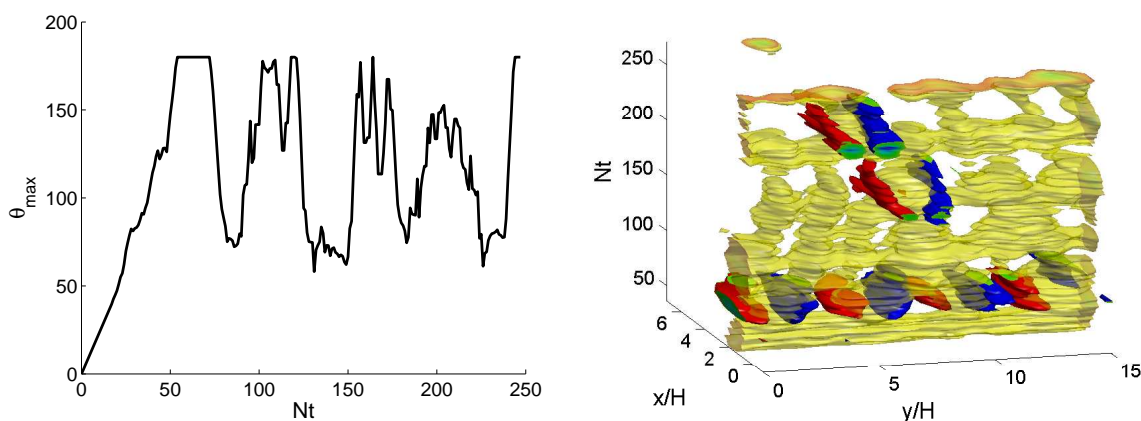


FIG. 5 – a) Evolution de l'angle maximal des lignes de courant dans la zone de déferlement. b) Diagramme spatio-temporel de la zone de déferlement, contours de la vitesse longitudinale (jaune) et de la vorticité (rouge/bleu) dans le plan horizontal en $z/h=2.75$. Obstacle $2D$, $Re = 110$, $Fr = 0.6$.

déferlement et de sa structure au cours du temps. On distingue en bas le premier épisode de déferlement. Bien que l'écoulement soit moins bien organisé par la suite on retrouve plus tard ces mêmes structures (en $Nt \cong 150$ et 200 notamment) confirmant ainsi la récurrence du phénomène observé aux instants initiaux.

5 Interactions dans l'écoulement

La zone de déferlement présente donc une dynamique régulière sur le long terme. La question qui se pose alors est celle de l'origine de cette régularité. Est-elle intrinsèque à la zone de déferlement ou résulte-t-elle de l'influence d'une autre partie de l'écoulement ?

La figure 6(a) représente le champ de vorticité moyen à partir du premier déferlement. Les rectangles en traits plein, interrompus et pointillés sont situés respectivement dans la zone de déferlement (1), au sommet de la zone de recirculation (2) et dans le jet (3) entre cette dernière et la montagne, à hauteur de la crête. Dans chaque sélection nous avons moyenné spatialement la vorticité, étudié son évolution temporelle et extrait la tendance pour mettre en évidence les fluctuations. Les résultats sont présentés figure 6(b) avec les mêmes conventions de présentation que sur la figure 6(a). On retrouve les fluctuations sur $50Nt$ environ aux trois endroits. Au delà de ça on note que les perturbations ne sont pas en phase mais semble se dérouler dans un ordre précis. Pour mieux quantifier le déphasage moyen, les corrélations temporelles entre les trois points ont été calculées (figure 7(a)). Sur la figure 7(a) on discerne un léger déphasage entre (1) et (2) ($\cong 12Nt$) et entre (2) et (3) ($\cong 13Nt$) alors que (1) et (3) sont quasiment en opposition de phase. Le mouvement est donc initié dans la zone de déferlement, se propage vers la zone de recirculation et parvient finalement au jet, ou elle atteint son paroxysme environ une demie-période après sa naissance.

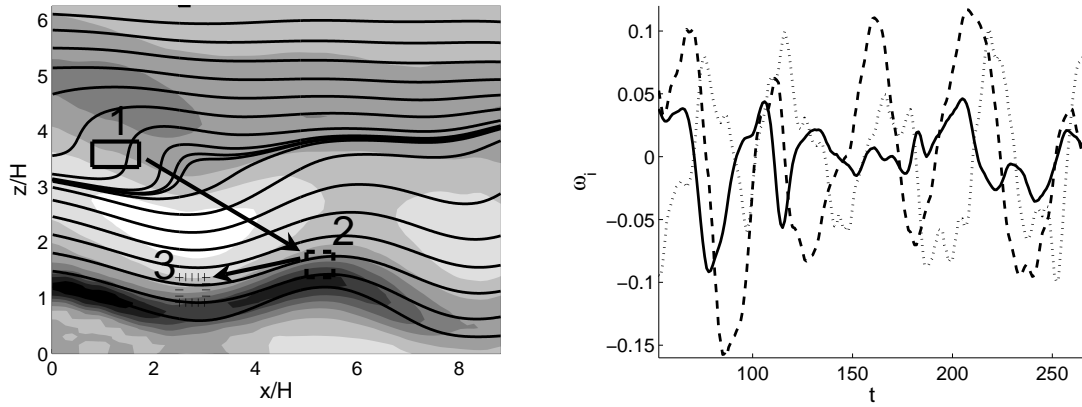


FIG. 6 – a) Contours de la vorticité moyenne ($Nt = 60 - 270$), $y/H = 0$. b) Fluctuation de vorticité, signal correspondant au rectangle de la fig 6a. — (1), - - (2), \cdots (3). Obstacle 2D, $Re = 110$, $Fr = 0.6$

6 Vers les grands nombres de Reynolds

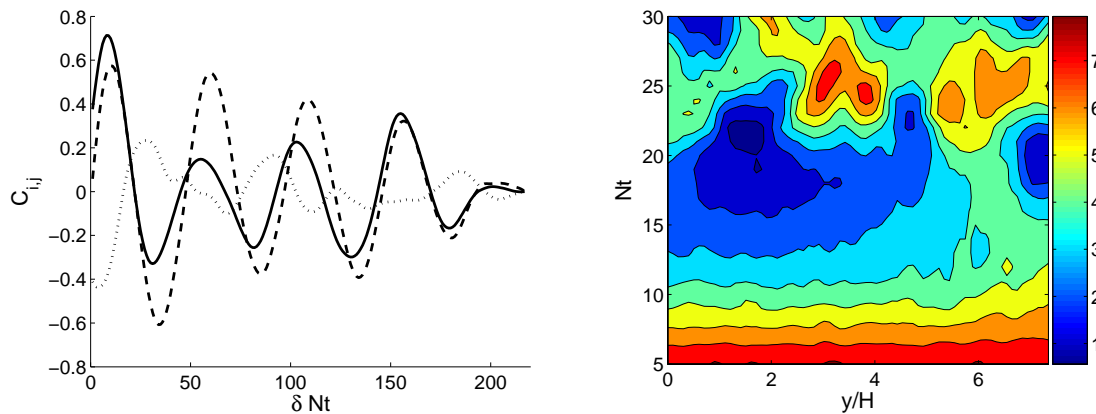


FIG. 7 – a) Corrélations des signaux de la fig 5b. — (1, 2), - - (2, 3), \cdots (1, 3). b) Diagramme spatio-temporel de la vitesse longitudinale. Obstacle quasi-2D $Re = 9000$, $Nt = 5 - 30$, $x/H = 3$, $z/H = 2.75$.

L'analyse des résultats à hauts nombres de Reynolds et obstacle quasi-2D montre qu'il existe une forte similitude avec les résultats obtenus à bas nombres de Reynolds et configuration 2D. La figure 7(b), analogue de la figure 3(a) présente avec cette dernière de fortes ressemblances que le caractère quasi-2D de l'expérience vient à peine troubler. A petits Nt on observe que l'écoulement suit un développement 2D qui correspond au redressement des lignes de courant. Le caractère 3D ($\cong 15Nt$, voir figure 8(a)) n'apparaît réellement que lorsque les lignes de courant s'enroulent bien au delà de la limite de stabilité statique, tout comme à bas Reynolds. Par la suite l'écoulement présente un comportement identique au bas nombres de Reynolds à savoir la succession de cycles qui sont autant de phases de déferlement. Une différence majeure cependant existe au niveau des temps caractéristiques puisque alors que nous avons relevé une période de $50Nt$ à bas Reynolds nous observons une période de $20Nt$ à haut Reynolds.

Ceci pose la question du temps caractéristique. Pour y voir plus clair reprenons donc la composition de chaque cycle. Chacun est composé d'une phase de croissance (le redressement des lignes de courant) suivit d'une phase de maturité (caractérisée par la présence de structures tourbillonnaires) qui précède une phase très rapide de retour vers l'état initial (voir figure 4(a)). Une phase de repos sépare chaque cycle pendant laquelle l'inclinaison des lignes de courant reste constante entre 60° et 70° .

Les données ne permettent pas d'être catégorique mais nous pouvons néanmoins proposer une explication. La figure 8(b) représente un diagramme spatio-temporel de λ_2 , traceur de tourbillon, à grand nombre de Reynolds composé à partir d'une ligne perpendiculaire à la crête dans un plan horizontal passant par la zone de déferlement. Deux épisodes de déferlement apparaissent séparés de $20Nt$ et se produisant chacun en $x/H = 3$. Les traînées de λ_2 semblables à des sillages témoignent de l'advection des structures tourbillonnaires. Elles nous permettent d'évaluer la vitesse d'advection à $0.6U_0$ environ. On sait par ailleurs que la zone affectée par

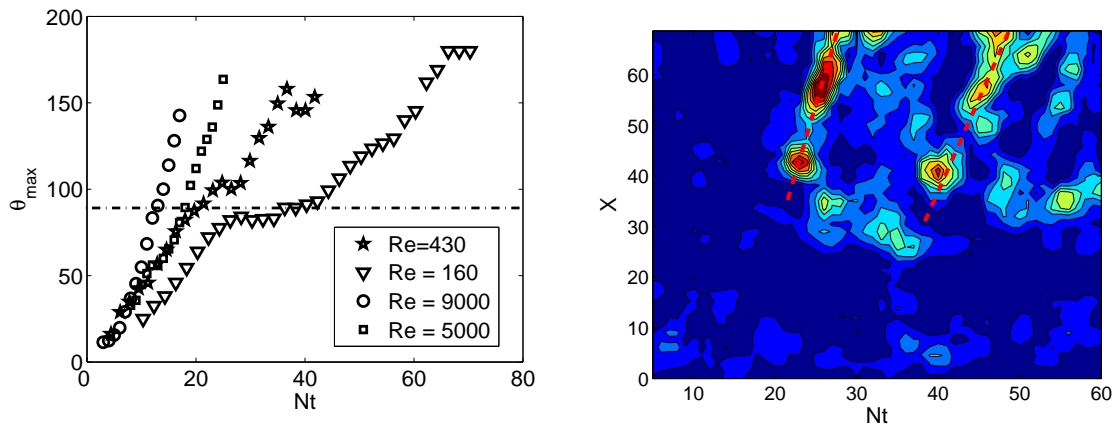


FIG. 8 – a) Evolution de l'angle maximale des lignes de courant pour différents nombres Reynolds. b) Diagramme spatio-temporel de λ_2 , $y/H = 1$, $z/H = 2.75$. Obstacle quasi-2D $Re = 9000$, $Nt = 5 - 30$

le déferlement s'étend au rotor soit jusqu'en $x/H = 7$. Donc le temps nécessaire à l'évacuation des structures pour faire place nette en vue d'un nouvel épisode peut être estimé à $11Nt$. En ce qui concerne la première phase le temps nécessaire pour que les lignes de courant passent de la position de repos au retournement peut être estimée à $7Nt$ environ (voir figure 8(b)). Au total, phase de croissance et de maturité occupent donc $18Nt$ et si comme à bas Reynolds on suppose que la phase de repos occupe 5% à 10% de la période on retombe approximativement sur les $20Nt$ qui caractérisent le cycle à $Re = 9000$.

7 Conclusions

L'analyse spatio-temporelle du déferlement des ondes de relief dans les plan (x, y) , (x, z) a révélée qu'à grande échelle l'écoulement possède une certaine régularité tant spatiale que temporelle. Dans la dimension transverse l'écoulement montre une échelle caractéristique de $5H$ indépendante du nombre de Reynolds. L'échelle temporelle par contre est dépendante du nombre de Reynolds et varie entre $20Nt$ ($Re = 9000$) et $50Nt$ ($Re = 120$). Ce temps caractéristique correspond au temps nécessaire au développement de l'onde et à l'advection des structures tourbillonnaires hors de la zone de déferlement.

Remerciements

Nous remercions les programmes PATOM et ANR TOPOGI-3D n°ANR-05-BLAN-0176-02 pour leur soutien financier ainsi que Bernard Beaudouin, Jean-Claude Boulay, Barbara Bourdelles, Jean-Christophe Canonici, Mireille Morera, Serge Lassus-Pigat et Hervé Schaffner de l'équipe SPEA pour leur soutien technique.

Références

- Adrian, R. Christensen, K. Liu, Z (2000). Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Exp. Fluids*, 29, 275-290.
- Afanasyev, Y. et Peltier, W. (1998). The three-dimensionalization of stratified flow over two dimensional topography. *J.Atm.Sc.*, 55(1) : 19-39.
- Eiff, O. et Bonneton, P. (2000). Lee-wave breaking over obstacles in stratified flow. *Phys. Fluids*, 12(6) : 1073-1086.
- Eiff, O. Huteau, F. Tolu, J. (2005). High reynolds-number orographic wave-breaking experiment. *Dyn. Atmos. Oceans*, 40 :71-89.
- Gheusi, F. Stein, J. et Eiff, O. (2000). A numerical study of three dimensional orographic gravity wave breaking observed in a hydraulic tank. *J. Fluid Mech*, 410 :67-99.
- Lilly, D. (1972). A sever downslop windstorm and aircraft turbulence event induced by a mountain wave. *J. Atmos. Sci.*, 35 :59-67.
- Lilly, D. et Zipser, J. (1972). The front range windstorm of 11 january 1972- a meteorological narrative. *Weatherwise*, 25 :56-63.
- Meted website : <http://www.meted.ucar.edu>