



## ETUDE DU MASCARET EN LABORATOIRE

Laurent DAVID<sup>a\*</sup>, Ludovic CHATELLIER<sup>a</sup>, Damien CALLAUD<sup>a</sup>,  
Germain ROUSSEAUX<sup>a</sup>, Lionel THOMAS<sup>a</sup>

(a) Institut Pprime, CNRS Université de Poitiers, 86962, Futuroscope, France

\*Correspondant: [Laurent.David@univ-poitiers.fr](mailto:Laurent.David@univ-poitiers.fr)

**Résumé:** L'étude d'un ressaut mobile par PIV résolue en temps est réalisée en laboratoire à partir de paramètres contrôlés pour mieux comprendre la génération et la propagation des mascarets dans les estuaires. Le système expérimental a été développé pour générer des conditions hydrodynamiques reproductibles et un traitement des images spécifique est mis en œuvre pour détecter la surface libre lors du traitement PIV. Une analyse spatiale dans toute la colonne d'eau des vitesses est proposée pour différents nombres de Froude.

### 1 Introduction

Depuis de nombreuses années, le mascaret encore appelé, ressaut mobile ou par d'autres terminologies en fonction des régions et des pays, fait l'objet de nombreuses études (Chanson, 2011). En France, ce phénomène peut se voir en Gironde, dans la baie du Mont St Michel et également il y a quelques années sur la seine lorsque les débits des fleuves sont faibles et en présence de grosse marée. Des approches théoriques, de terrain, en laboratoire ou avec des simulations numériques ont été entreprises pour expliquer ce phénomène. Le nombre de Froude  $Fr$ , calculé à partir de la vitesse amont  $V_1$ , la vitesse de propagation de l'onde  $U$  d'un observateur placé dans le repère du laboratoire et la hauteur d'eau  $h_1$  avant le passage de l'onde, permet de classer ce ressaut mobile en trois catégories. Pour une gamme du nombre de Froude compris entre 1 et environ 1,3, le ressaut possède un comportement ondulant. Il se propage relativement lentement et il est suivi d'éteules. Pour un nombre de Froude compris entre 1,3 et 1,5, ce ressaut ondulant a tendance à déferler au sommet de la première onde et, pour des nombres de Froude voisins ou supérieurs à 1,5, l'onde mobile apparaît comme une onde déferlante et n'est pas suivie dans ce cas par des éteules (Figure 1).

Beaucoup d'expériences ont déjà été réalisées en laboratoire mais principalement des mesures ponctuelles à partir de tube de Pitot, de vélocimétrie acoustique ou de vélocimétrie par laser Doppler. On peut également trouver dans la littérature quelques études faites à partir de mesures PIV (Hornung et al, 1995) mais ces premières mesures étaient pour des conditions de génération assez différentes qui correspondaient davantage à une rupture de barrage sur un lit fixe. Dans ce papier, des mesures par imagerie de particules résolues en temps sont menées sur les trois types de ressaut mobile et apportent des informations nouvelles sur l'écoulement entre la surface libre et le fond du canal au cours de la propagation des différentes ondes.

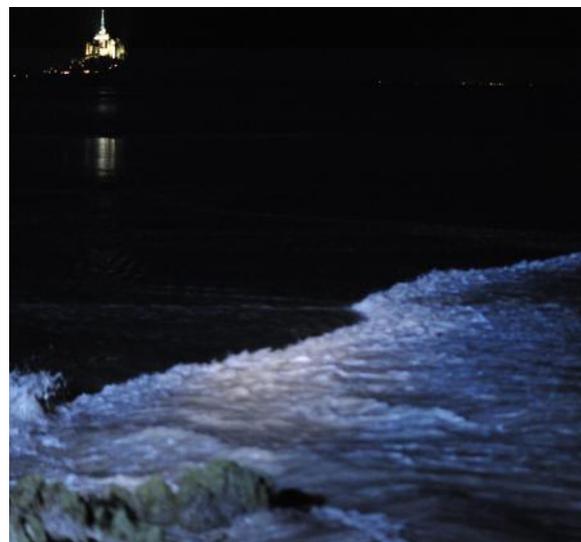


Figure 1: Mascaret déferlant de nuit dans la baie du Mont St Michel (Janvier 2011).

### 2 Montage expérimental

Les expériences sont réalisées dans un canal horizontal à surface libre de 8 m de long et de section rectangulaire (largeur  $B=0,4$  m, hauteur  $H=0,6$  m). Le circuit fonctionne en circuit fermé à l'aide d'une pompe à rotor excentré pour une gamme de débit variant de 0 à 60 l/s. L'eau est introduite dans le canal dans un convergent via des crépines, deux grilles d'homogénéisation et un nid d'abeilles qui favorise l'orientation de l'écoulement (Figure 2).

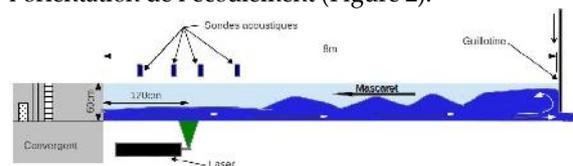


Figure 2: Schéma du montage expérimental utilisé pour la génération et les mesures du ressaut mobile.

La génération du ressaut mobile est assurée par la fermeture rapide d'une porte verticale appelée ici guillotine. En fonction des réglages, celle-ci peut autoriser un débit de fuite plus ou moins important

dépendant de la hauteur de fuite  $h$ . La vitesse initiale  $V_1$  et la hauteur  $h_1$  de l'écoulement sont ajustées au moyen d'un débitmètre et éventuellement d'une seconde guillotine de réglage de hauteur  $G$  représentée sur la figure 3.

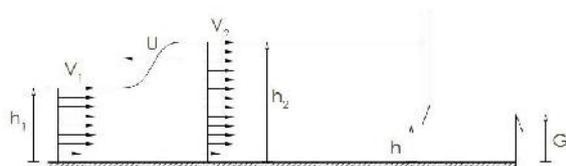


Figure 3 : Schématisation de la génération du mascaret.

La fermeture de la porte se fait en 0,1 s environ et avec une vitesse moyenne de descente de 1,25 m/s. Elle génère une onde qui remonte en aval du canal face à l'écoulement principal. Pour mesurer la formation et l'évolution de cette onde au cours du temps, plusieurs sondes acoustiques Microsonic mic+25/IU/TC sont placées dans la zone d'étude située à 1,2 m à la sortie du convergent. Elles permettent de relever la position de la surface libre et de mesurer la vitesse du ressaut (Figure 2). Dans cette zone d'étude, le ressaut se déplace à vitesse constante  $U$ .

Le canal possède un convergent en entrée pour lequel seulement une restriction de la section horizontale a été créée pour les cas expérimentaux analysés dans ce papier. Cela permet à l'intérieur du convergent de déclencher la couche limite au fond du radier tout en réduisant son extension sur les parois latérales du canal. L'étude des écoulements à surface libre s'appuie sur le nombre de Froude qui est le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle gravitationnelle. Dans le cas du mascaret, on se place, pour l'étudier, dans un repère en translation lié au système d'ondes qui se propage à la vitesse constante  $U$ . Le nombre de Froude se calcule alors de la façon suivante :

$$Fr = \frac{V_1 + U}{\sqrt{gh_1}} \quad (1)$$

Trois nombres de Froude ont été générés parmi 144 cas étudiés  $Fr=1,29$ ,  $Fr=1,46$  et  $Fr=1,55$  représentatifs des trois régimes répertoriés du phénomène. Ceux-ci sont résumés dans la table 1.

	Cas 1	Cas 2	Cas3
<b>Fr</b>	<b>1,29</b>	<b>1,46</b>	<b>1,55</b>
<b>h<sub>1</sub>(mm)</b>	<b>96,5</b>	<b>75</b>	<b>138</b>
<b>V<sub>1</sub>(m/s)</b>	<b>0,650</b>	<b>0,581</b>	<b>0,867</b>
<b>h(mm)</b>	<b>35</b>	<b>5</b>	<b>5</b>
<b>U(m/s)</b>	<b>0,601</b>	<b>0,670</b>	<b>0,974</b>
<b>G(mm)</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	<b>0</b>

Table 1 Paramètres des trois mascarets étudiés.

Outre la mesure de la hauteur d'eau par les capteurs acoustiques, des visualisations et des mesures PIV résolues en temps sont menées pour étudier les

phénomènes. La visualisation permet d'observer les particules éclairées dans l'écoulement mais avec un temps d'exposition long. Ceci permet une compréhension qualitative des processus hydrodynamiques lors du passage du mascaret. Pour cela, on utilise une diode laser continue de longueur d'onde 532 nm et de puissance 1 W pour éclairer la section médiane du canal et une caméra Photron SA-1 de résolution 1024x1024 pixel, avec un objectif de 50 mm et un diaphragme ouvert à 8 pour enregistrer les éléments de trajectoire éclairés. La zone de visualisation est de 296x296 mm<sup>2</sup>. Des particules de polyamide de 55 µm de diamètre et de masse volumique  $\rho=1.02 \text{ kg/m}^3$  sont utilisées comme traceurs. Les acquisitions sont réalisées à une fréquence de 60Hz et un temps d'exposition de 250 ms ce qui permet d'avoir des déplacements de 6-8 pixel et de visualiser le mascaret.

Les mesures PIV résolues en temps sont réalisées au moyen d'un laser Nd:YLF Quantronix® double impulsion de 18 mJ d'énergie. L'acquisition se fait avec une fréquence de 250 images par seconde, ce qui permet un suivi temporel du ressaut à partir de sa génération. Le laser placé en dessous du canal éclaire, comme pour la visualisation, la section verticale médiane autour de la position  $X=1,2 \text{ m}$  au moyen d'un jeu de lentilles sphériques et cylindrique. La même caméra est utilisée et enregistre cette fois ci un champ de mesure de 300x300 mm<sup>2</sup>. Pour avoir une bonne qualité d'image et un bon rapport signal sur bruit, les deux impulsions laser sont superposées à chaque exposition. De même, comme on peut le voir sur la figure 4, l'enregistrement d'images dans un canal à surface libre en présence de bulles est délicat pour la caméra au passage du mascaret et si on souhaite faire des mesures dans toute la colonne d'eau et en particulier proche de la surface, un filtrage interférentiel est préférable.



Figure 4 : Visualisation des bulles d'air au passage du mascaret –  $Fr=1,29$ ,  $t=10,86 \text{ s}$

Pour cela, des particules de PMMA de diamètre 20 µm et de masse volumique  $\rho=1,18 \text{ kg/m}^3$  dopées avec de la Rhodamine-B sont utilisées. Un filtre passe haut à 540 nm est alors employé pour filtrer la longueur d'onde du laser et ne conserver que le signal réémis par les particules. Les bulles d'air sont ainsi éliminées et la surface libre est mieux définie. La durée d'enregistrement est de 16 secondes pour chaque expérience. Le début de l'acquisition est synchronisé avec la fermeture de la porte.

Afin d’optimiser le traitement PIV, un masque adaptatif est construit pour éliminer les régions de l’image situées au-dessus de la surface libre. Celles-ci sont liées aux effets de perspective ou de réflexion résiduelle de la surface qui peuvent, dans certains cas, amener du signal dans des zones correspondantes à de l’air. Les signaux issus des sondes placées de chaque côté de la zone de mesure servent à interpoler la position de la surface libre pour chaque position  $x$  dans l’image (figure 5). Tous les niveaux de gris placés au-dessus de la surface sont alors initialisés à zéro.

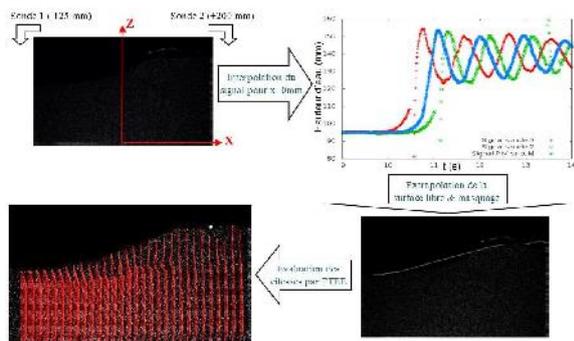


Figure 5 : Schéma du post-traitement des sondes pour la construction du masque et son application à la PIV.

Une fois les images traitées, un algorithme de TR-PIV basé sur une séquence de 7 images est employé. Celui-ci est construit sur une corrélation de la trajectoire fluide en effectuant une moyenne d’ensemble du signal de corrélation (Jeon et al, 2014). Une taille finale de fenêtre de corrélation de  $32 \times 32$  pixel et une superposition des fenêtres de 75% sont utilisées pour approximer le mouvement fluide par un polynôme d’ordre 2 (figure 6) qui permet ensuite de calculer la vitesse et l’accélération.

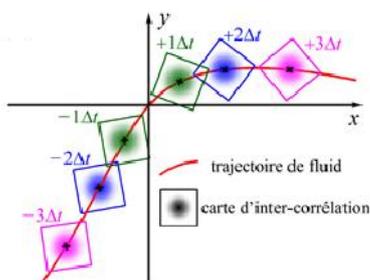


Figure 6 : Trajectoire fluide suivie par l’algorithme FTEE.

### 3 Résultats

Une première partie concerne l’analyse des visualisations pour l’écoulement à un nombre de Froude de 1,29 puis les différents mascarets seront comparés plus quantitativement.

On sélectionne quelques images au moment du passage du front du mascaret et de la première éteule (figure 7).

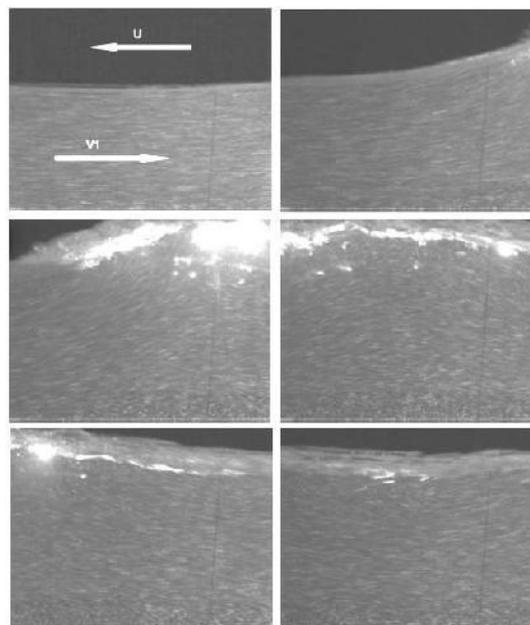


Figure 7: Visualisations du mascaret à différents instants au passage du front;  $Fr=1,29$ ,  $t=10,3, 10,62, 10,86, 11,02, 11,2$  et  $11,42$  s.

On observe à  $t=10,3$  s que l’écoulement initial est uniforme, les particules suivent une trajectoire rectiligne. La couche limite est peu développée et se voit à peine en bas de l’image. A l’arrivée du mascaret, les trajectoires s’incurvent vers le haut, le niveau d’eau monte. On remarque une augmentation brusque de l’épaisseur de la couche limite en bas à droite de l’image à  $t=10,62$  et  $10,86$  s, au moment du passage du front du mascaret. Dans la partie haute de l’écoulement, les particules remontent vers la surface et forment un rouleau déferlant. On remarquera, au sommet du mascaret, l’effet des bulles d’air évoqué précédemment qui saturent les capteurs de la caméra. Au fond du canal, dans la couche limite, les trajectoires sont courtes donc les vitesses sont faibles et semblent former de petits tourbillons. Au milieu, l’écoulement est ralenti par la hausse du niveau d’eau ; les trajectoires sont plus courtes. Sur l’image suivante, à  $11,02$  s, le constat est similaire. L’absence de bulles permet de voir des structures tourbillonnaires à proximité de la surface libre. Sur les deux images suivantes, on est dans une phase de baisse du niveau d’eau, les particules proches de la surface s’orientent logiquement vers le bas jusqu’à  $t=11,42$  s, où on est au point correspondant à un minimum local du niveau d’eau et où débute la formation de la première éteule. A cet instant, le niveau d’eau est bas, les particules sont accélérées. On observe que la couche limite est moins développée et à nouveau on a des tourbillons au niveau de la surface. Les observations précédentes sont valables pour la suite, ou à nouveau le niveau d’eau augmente puis diminue. Cette première description qualitative est confirmée par l’analyse des champs de vitesse lors du passage du mascaret pour le même nombre de Froude (figure 8).

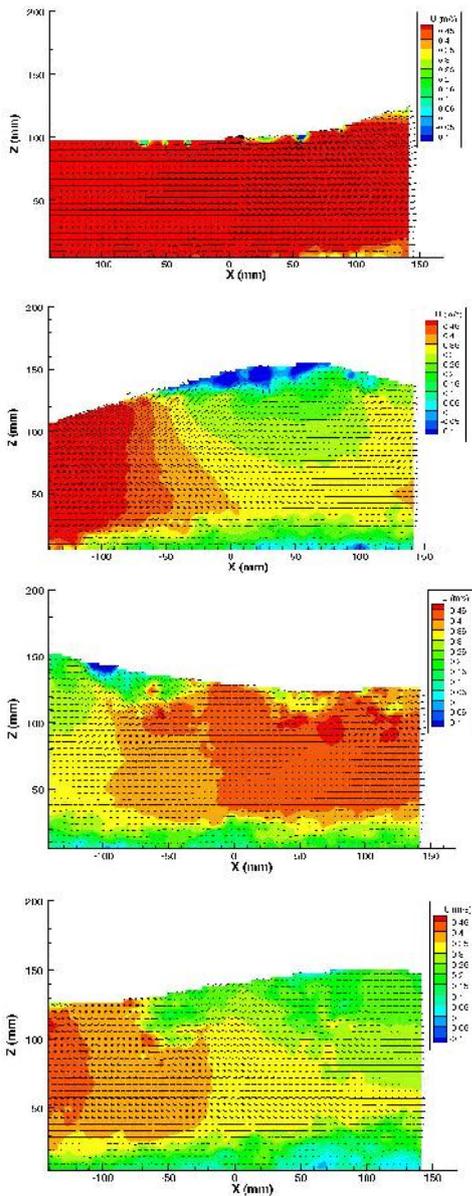


Figure 8 : Champs de vecteurs vitesse et iso lignes de la composante longitudinale U des vitesses du mascaret à différents instants au passage du front;  $Fr=1.29$ ,  $t=10.2$ , 10.6, 11 et 11.4s.

Avant le passage du mascaret, l'écoulement établi possède une couche limite peu visible sur la figure 8 dont le profil suit une loi en puissance de la forme :

$$\frac{z}{\delta} = \left( \frac{U}{U_{max}} \right)^n \quad (2)$$

avec  $\delta$  l'épaisseur de couche limite, qui représente environ 20% de la hauteur totale, et  $n=6,09$ .

Dès l'arrivée du front du mascaret et donc le début de la surélévation de la hauteur d'eau, la couche limite est

affectée et on observe une couche fortement ralentie atteignant jusqu'à une hauteur de 35mm. Dans cette région, des structures tourbillonnaires turbulentes se forment lorsque la première onde atteint sa hauteur maximale. Lorsque le niveau diminue, cette couche limite ne se réduit pas pour autant. L'effet de réduction de la section fluide tend à limiter son extension, mais celle-ci reprend dès le passage de la première éteule ( $t=11,4$  s).

A mi-hauteur dans la colonne d'eau, on constate une variation de vitesse plus brutale au niveau du front du mascaret que lorsque le niveau décroît. La décélération, normalisée par l'accélération de la pesanteur  $g$ , varie de 0,1 à 0,31 lors du passage du front. L'accélération normalisée après le passage du front reste largement en dessous de 0,1 ce qui s'explique par la hauteur moyenne d'eau qui augmente et génère donc un ralentissement de la croissance de la vitesse  $U$ , qui ne peut revenir à sa valeur initiale. La vitesse au passage de la première éteule continue à diminuer et à s'homogénéiser dans toute la colonne d'eau.

Près de la surface libre, on constate au passage du front principal du mascaret, la formation de petites structures tourbillonnaires juste en amont du sommet de l'onde. Ces enroulements montrent que le cas choisi est juste à la transition entre deux types de mascaret : le mascaret parfaitement ondulant pour un nombre de Froude inférieur à 1,3 et le mascaret avec des petits déferlements localisés près de la surface libre pour un nombre de Froude compris entre 1,3 et 1,5. Ces structures semblent ensuite se réduire lors de la diminution de la hauteur d'eau mais participe au phénomène d'homogénéisation de la vitesse.

Pour les mascarets aux nombres de Froude de 1,46 et 1,55, on constate que les éteules ont quasiment disparu et que la variation d'amplitude après le passage du front est vraiment minimale (figure 9 et 10). Pour pouvoir comparer les informations près du fond du radier, l'échelle de représentation des iso valeurs de la composante  $U$  de la vitesse, a été conservée. L'organisation du mascaret intermédiaire pour un  $Fr=1,46$  reste assez proche du mascaret ondulant. Le passage du mascaret génère un fort ralentissement de l'écoulement et la région de décélération est plus verticale. L'impact sur la couche limite est plus important et une inversion générale du courant apparaît sur le radier. Dans la colonne d'eau l'écoulement reste très homogène à l'exception de quelques spots turbulents issus de la surface libre. Le front du mascaret en surface présente une vitesse négative qui génère dans la couche supérieure des structures tourbillonnaires comme dans une couche de mélange. Ces structures sont ensuite éjectées dans la colonne d'eau comme on peut le voir à  $t=9,6$  s et 9,8 s.

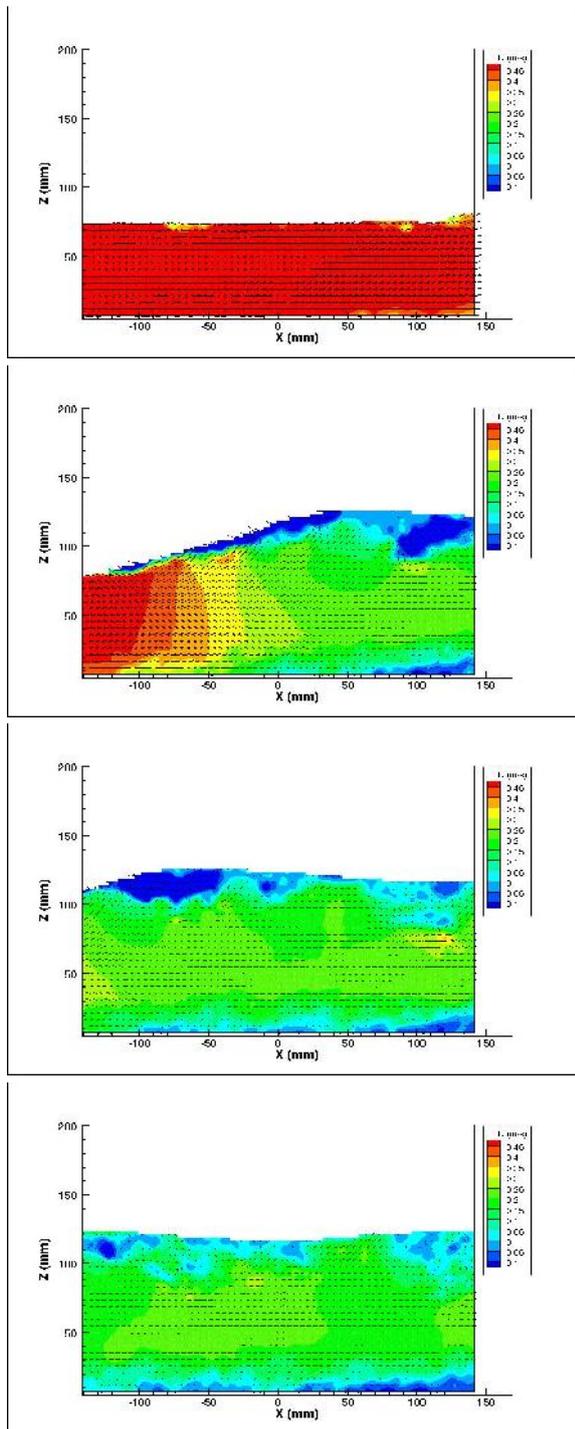


Figure 9 : Champs de vecteurs vitesse et iso lignes de la composante longitudinale U des vitesses du mascaret à différents instants au passage du front;  $Fr=1,46$ ,  $t=9,4, 9,6$  et  $9,8$  s.

Pour le mascaret au plus grand nombre de Froude ( $Fr=1,55$ ), la vitesse du front est nettement plus importante et la zone de vitesse négative en surface s'épaissit nettement (figure 10). Le ralentissement de la vitesse dans la colonne d'eau reste également le long d'un front vertical. La couche limite s'inverse de sens distinctement mais légèrement plus tard que pour les autres types de mascaret. Dans la zone supérieure apparaît clairement des rouleaux au cisaillement des deux écoulements.

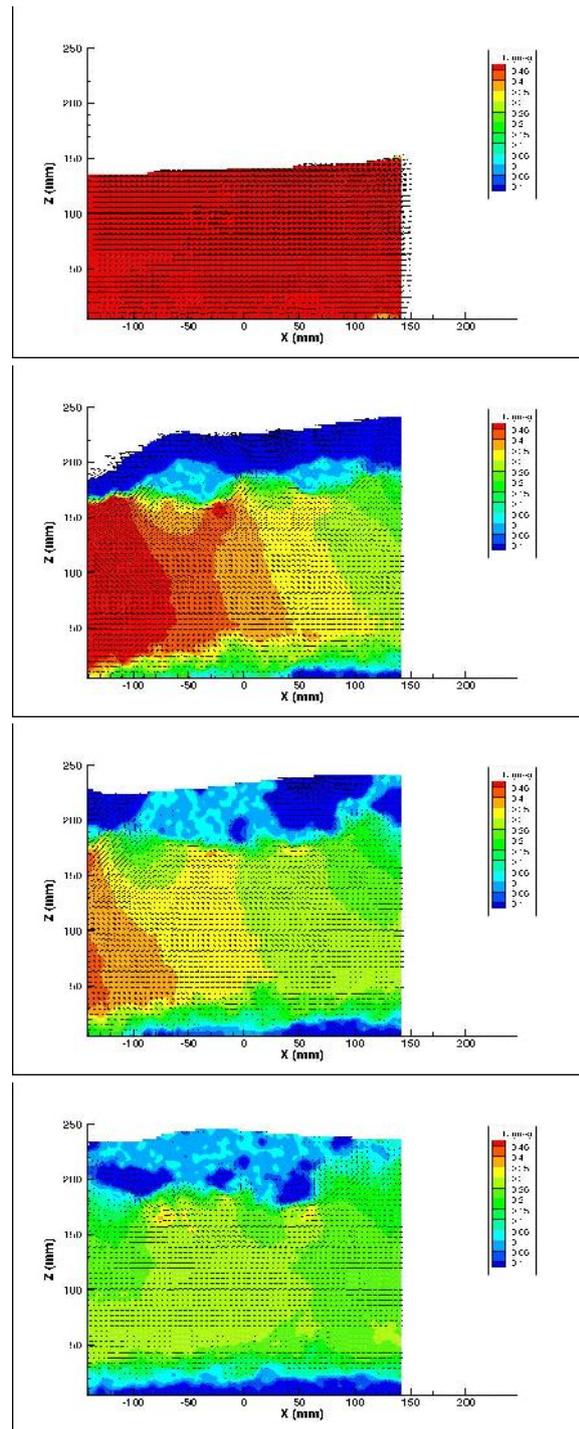


Figure 10 : Champs de vecteurs vitesse et iso lignes de la composante longitudinale U des vitesses du mascaret à différents instants au passage du front;  $Fr=1,55$ ,  $t=6,3, 6,7, 6,8$  et  $7$  s.

Ces structures tourbillonnaires détruisent le courant de retour en surface et sont ensuite réorientées dans la colonne d'eau où l'énergie cinétique est moins importante. Différentes grandeurs comme l'énergie cinétique turbulente ou les champs d'accélération peuvent ensuite être calculées pour permettre une meilleure compréhension des phénomènes. Néanmoins pour cela, une répétition des expériences et une adaptation de filtres

spatio-temporels sont nécessaires et constitueront la suite de ce travail.

#### 4 Conclusion

Les résultats obtenus montrent la dynamique du mascaret obtenue au passage du front et des éteules qui le suivent. L'augmentation rapide de la couche limite au passage des ondes et un ralentissement de l'écoulement dans la colonne d'eau facilitent la création, dans certains cas, de structures tourbillonnaires prenant naissance au niveau du radier. La cambrure du front tend à augmenter avec le nombre de Froude et à entraîner son déferlement, tout d'abord sous la forme de petits rouleaux, puis sous la forme d'une véritable vague déferlante. Ces premières mesures nécessitent maintenant des comparaisons systématiques avec des mesures de terrain et le développement d'outils pour analyser en détails la turbulence dans ces types d'écoulement. Une estimation de la pression semble maintenant aussi accessible avec la qualité des mesures obtenues.

#### 5 Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier l'Agence Nationale pour la Recherche pour son soutien financier au travers du projet blanc MASCARET 10-BLAN-0911, ainsi que le FEDER et la Région Poitou Charentes.

#### 6 References

- [1] H. Chanson, Current knowledge in tidal bores and their environmental, ecological and cultural impacts. *Environ Fluid Mech*, 11:77-98, 2011.
- [2] HG. Hornung, C. Willert, and S. Turner, The flow field downstream of a hydraulic jump. *J. Fluid Mech*, Vol 287, pp. 299-316, 1995.
- [3] Y.J. Jeon, L. Chatellier, L. David, Fluid trajectory evaluation based on an ensemble averaged cross-correlation in time resolved PIV. *Experiments in Fluids* (sous presse), 2014.