



Propriétés cinématiques des vagues déferlantes sur une plage inclinée / Breaking wave kinematics on sloping beaches

Olivier Kimmoun, Hubert Branger

► To cite this version:

Olivier Kimmoun, Hubert Branger. Propriétés cinématiques des vagues déferlantes sur une plage inclinée / Breaking wave kinematics on sloping beaches. 10èmes journées de l'hydrodynamique - Ecole centrale de Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005, 2005, Nantes, France. pp.1-12. hal-00084406

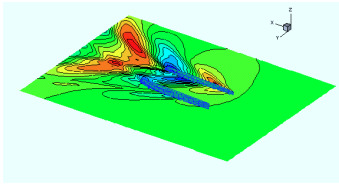
HAL Id: hal-00084406

<https://hal.science/hal-00084406>

Submitted on 26 Aug 2013

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.



10^{èmes} JOURNÉES DE L'HYDRODYNAMIQUE

Nantes, 7, 8 et 9 mars 2005

PROPRIETES CINEMATiques DES VAGUES DEFERLANTES SUR UNE PLAGE INCLINEE

BREAKING WAVES KINEMATICS ON SLOPING BEACH

O. KIMMOUN, H. BRANGER*

EGIM, Technopôle Château-Gombert, 13451 Marseille cedex 20

* IRPHE, CNRS, Campus Luminy, Case 903, 13288 Marseille Cedex 9

Résumé

Des mesures de champs de vitesses utilisant la technique de vélocimétrie par image de particules ont été réalisées pour des vagues déferlantes sur une plage inclinée. Le problème dans ce type d'écoulement est que pour obtenir une définition suffisante en vitesse, la taille des images de mesure doit rester petite, alors que le phénomène observé prend place sur plusieurs longueurs d'onde. Pour obtenir une information pertinente, sur toute la zone de surf, le champ de mesure a été scindé en 13 parties de taille identique et les images ont été assemblées en synchronisant les données laser et les données de sondes à vagues. A partir de ces champs assemblés, il est possible d'obtenir des informations statistiques telles que les moyennes de phase et les fluctuations associées. Une attention toute particulière est donnée au calcul des gradients permettant d'obtenir les diverses grandeurs physiques liées aux fluctuations.

Summary

PIV experiments were performed for breaking waves on sloping beach. To obtain accurate data with PIV measurement windows have to be small. At the opposite the wave process we observed take place on many wavelengths. To avoid this problem we have splitted the full field into 13 overlapping windows of same sizes. The full field is then reconstructed at every time step by synchronizing the PIV windows with the wave gauges data. With these full field velocity data we were available to calculate phase average mean and fluctuant velocities. A special attention was given to the calculation of derivatives in order to obtain relevant information of turbulent flow.

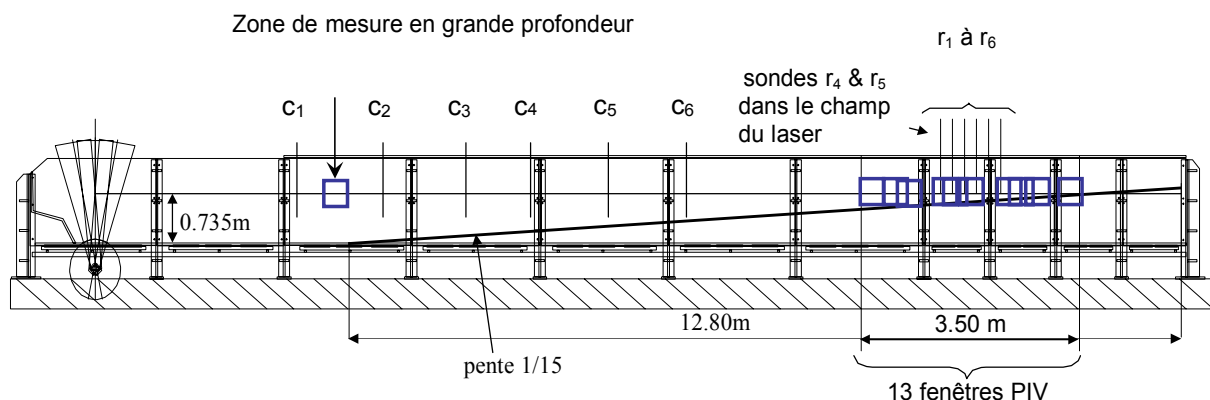


Figure 1
Schéma de principe de l'expérience.

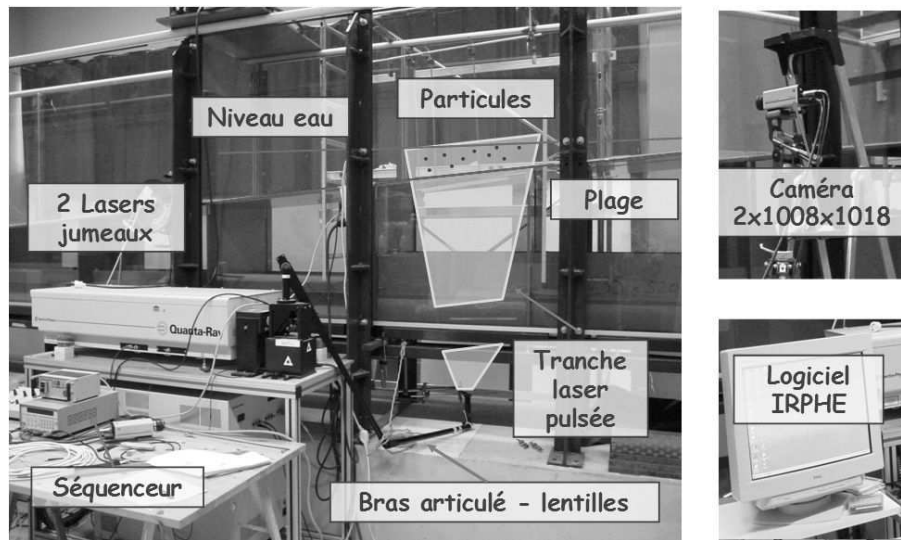


Figure 2: Configuration de mesure PIV.

1 Introduction

La prédiction à long terme de l'évolution de nos traits de côte, implique une précision de plus en plus importante des termes de forçage dans les modèles de morphodynamique. Parmi ces termes, le forçage hydrodynamique joue un rôle majeur. Cependant la complexité de l'écoulement dans la zone de surf interne et dans la zone de swash entraîne l'utilisation de modèles hydrodynamiques simplifiés ou semi-empiriques. Ces modèles, peuvent être une bonne alternative à la résolution des équations de Navier-Stokes à condition que la physique des phénomènes rentrant en jeu, soit parfaitement connue. Il est donc important d'effectuer des expériences permettant d'avoir le maximum d'informations sur la cinématique et la dynamique des ondes déferlantes sur les plages. Peregrine (1983) et Battjes (1988) ont effectué une revue complète des connaissances sur la dynamique de la zone de surf. Ils ont décrit avec précision les mécanismes de déferlement sur les plages. Les techniques expérimentales utilisées pour étudier le déferlement ont évolué chronologiquement. La technique photographique, première technique utilisée a permis à Jansen (1986) de décrire l'évolution de l'écoulement sous une vague déferlante. Ensuite un certain nombre d'auteurs ont utilisé une technique laser de mesure de vitesses par effet doppler (LDV). Il faut noter que l'utilisation de cette technique limite les mesures à la partie de l'écoulement sous le niveau moyen des creux, et donc toutes les conclusions des auteurs cités pour cette technique se limitent à cette zone de l'écoulement. Cette limitation provient de l'erreur générée par la mesure des vitesses dans les zones aérées. Nadaoka *et al.* (1989) ont effectué des mesures en canal pour une déferlement glissant. Ils ont observé des structures tourbillonnaires ayant des trajectoires obliques descendantes. Ces structures joueraient un rôle prépondérant dans le transport de masse. Ting et Kirby (1994, 1995 et 1996) ont réalisé une série d'expériences pour étudier le transport turbulent pour des vagues déferlant sur une plage inclinée au $1/35^\circ$. Ils ont montré que l'énergie cinétique turbulente se déplace vers la plage pour le cas du déferlement glissant et vers le large pour le cas du déferlement plongeant. Ils ont montré en outre que l'échelle caractéristique associée au transport turbulent était du même ordre de grandeur que la longueur d'onde des vagues. Les auteurs précédents se sont concentrés sur l'étude de l'écoulement dans la zone de surf interne. Longo (2001) a mesuré les grandeurs turbulentes dans la zone de swash sur une plage au $1/10^\circ$. Ces mesures précises décrivent la dynamique du front de vague. Pour avoir une description spatiale de l'écoulement en LDV, il faut faire des mesures successives sur une verticale, voir plusieurs verticales. Cette technique ne permet donc pas d'avoir une vision instantanée de la distribution spatiale du champ de vitesses. Plus récemment, la technique de vélocimétrie par image de particules (PIV) a permis d'atteindre ces informations. Cependant un certain nombre de limitations existe pour cette technique. D'une part la fréquence d'acquisition est limitée par le temps de charge et décharge des ampoules laser et par le temps de charge et décharge du CCD (couple charge device) des caméras

d'acquisition. D'autre part la mesure de la vitesse est moins précise du à la résolution des caméras, la qualité de l'ensemencement et l'homogénéité de la tranche laser. De nombreux auteurs ont utilisé cette technique pour l'étude du déferlement en eau profonde. Ils déduisent de ces expériences que le déferlement induit des zones de forte vorticité. Mais le déferlement en eau profonde est diff rent du déferlement sur une plage, dans le sens où la zone de mélange sous la vague est une zone restreinte. Récemment Govender *et al.* (2002) ont étudié l'écoulement au-dessus d'une plage au $1/20^\circ$ pour du déferlement plongeant et glissant. Ils ont développé une technique particulière, basée sur l'utilisation de la structure des bulles pour mesurer la vitesse dans la mousse (DCIV). Ces auteurs montrent que la génération de la turbulence est située sous la face avant des crêtes et qu'elle descend progressivement de la surface vers le fond. En calculant la vitesse moyenne horizontale, ils montrent que le transport de masse vers la plage au-dessus du niveau moyen est supérieur au transport vers le large en dessous du niveau moyen. Ils expliquent que ce déséquilibre est d  à la non prise en compte de la densité liée à l'aération dans le bilan de transport. Cet article présente les résultats d'une campagne expérimentale effectuée dans le canal à houle de l'EGIM   Marseille. Une technique PIV nous a permis de mesurer le champ de vitesse pour l'écoulement au-dessus d'une plage au $1/15^\circ$. La mesure a été effectuée sur 13 fenêtres couvrant la zone du large au rivage. Ces fenêtres ont été assemblées, nous permettant d'obtenir le champ de vitesses global sur l'ensemble de la zone. A partir de ces champs instantanés, nous avons séparé la partie moyenne et la partie fluctuante des vitesses et calculé des valeurs moyennes par phase ou par période, nous donnant ainsi accès aux termes du tenseur de Reynolds.

2 Technique expérimentale

Les expériences ont été conduites dans le bassin à houle de l'EGIM   Marseille. Un schéma du canal avec le dispositif expérimental est présenté sur la figure 1. Le bassin, composé de parois de verre, a une longueur de 17 m, une largeur de 0.65 m. Nous avons installé une plage en PVC de pente $1/15$ sur une longueur de 13 m. Une partie de la plage est vitrée pour permettre le passage de la tranche de lumière laser de bas en haut. La hauteur des vagues est mesurée par 6 sondes à vagues capacitives réparties dans le bassin avant la zone de déferlement, et 6 sondes à vagues résistives placées dans la zone de visualisation des vagues déferlantes. La fréquence d'acquisition des données de sonde est de 100 Hz.

Les champs de vitesse dans l'eau sous les vagues sont mesurés par une méthode d'imagerie de particules (PIV). (voir Adrian 1991 pour une revue sur le principe de mesure). Le matériel utilisé est présenté sur la figure 2 . L'eau est ensemencée par des billes de verre argentées de $6\mu m$ de diamètre, de densité proche de 1. Des couples d'images de 1008×1018 pixels² avec 256 niveaux de gris sont prises de façon synchrone avec deux lasers jumeaux Nd-YAg de 300 mJ délivrant une tranche de lumière stroboscopique par l'intermédiaire d'un bras articulé muni de lentilles. Les couples d'images sont acquis toutes les 100 ms. Les deux images d'un même couple sont séparées de 10 ms. Le logiciel IRPHE (Meunier et Leweke 2003), utilisé pour calculer les champs de vitesse à partir des images de particules, est basé sur une méthode d'intercorrélation récursive à plusieurs passes avec décalage et prise en compte des gradients de vitesse (Westerweel et al 1997). Etant donné que l'interface air-eau change d'une image à l'autre, nous avons développé une méthode de détection automatique de la surface libre à partir des images PIV par une méthode basée sur l'analyse de la densité de probabilité des intensités de niveau de gris des images sur chaque colonne verticale de pixels. Nous avons soigné particulièrement le traitement PIV pour les zones proches de l'interface en appliquant des masques d'invalidation pour toutes les parties d'image situées dans l'air, et en adaptant de façon automatique les paramètres d'intercorrélation dans les zones situées dans la mousse du déferlement (Kimmoun et al. 2004). Dans la zone proprement dite de déferlement avec de l'écume, l'algorithme d'intercorrélation de PIV s'apparente d'avantage à une recherche de déplacement de microstructures de mélange air-eau plutôt que de déplacement de particules, celles-ci étant parfois masquées par la lumière (algorithme similaire à celui décrit par Govender *et al.* 2002). Les fenêtres d'interrogation sont de 64×64 pixels², avec un recouvrement de 50%. La taille réelle des images est de 37×37 cm², ce qui donne une résolution de 0.036 cm/pixel. Etant donné que la zone de déferlement et de run-up s'étend sur plus de 3 m, nous avons effectué des mesures sur 13 fenêtres différentes avec un

recouvrement de plus de 30% en déplaçant à chaque fois l'ensemble caméra-bras-laser. La synchronisation générale de l'expérience pour séquencer à la fois le déclenchement du batteur, les prises de vue PIV et les mesures de sonde à vagues a été effectuée à l'aide d'un générateur d'impulsions multiples servant de déclencheur pour les différents appareils. Ces signaux impulsions ont été numérisés en même temps que les données de sondes, ce qui a permis la synchronisation au dixième de seconde près des différentes mesures. Des mesures PIV ont également été effectuées à plus grande profondeur, avant le début de la plage pour caractériser l'onde incidente.

Une seule condition de houle régulière a été générée pour une période de 1.3 s et une amplitude au large de 7cm. La profondeur en début de bassin a été fixée à 0.735 m. Pour avoir un aperçu du type de déferlement généré, la figure 3 représente un synoptique d'une vague déferlant sur la plage, telle qu'elle apparaît sur 12 fenêtrages successives de mesures PIV se recouvrant partiellement. Le déferlement apparaît tout d'abord sur le sommet de la crête. Il est de type glissant et l'épaisseur de mousse est très faible. Très rapidement le déferlement se transforme temporairement en un déferlement plongeant avec une lame projetée en avant enfermant par la suite une poche d'air. Il y a ensuite formation d'un premier jet éclaboussant (splash-up) à l'impact de la lame sur la surface de l'eau. Le volume de brassage air-eau est alors maximum. Le déferlement devient glissant avec un front assez épais qui se propage sur la droite. En examinant attentivement l'évolution de l'interface, on discerne la formation successive de trois autres éclaboussements (splash-up) de volume décroissant. Le front déferlant diminue d'amplitude pour finir par disparaître au maximum de la remontée de l'eau sur la plage (run-up).

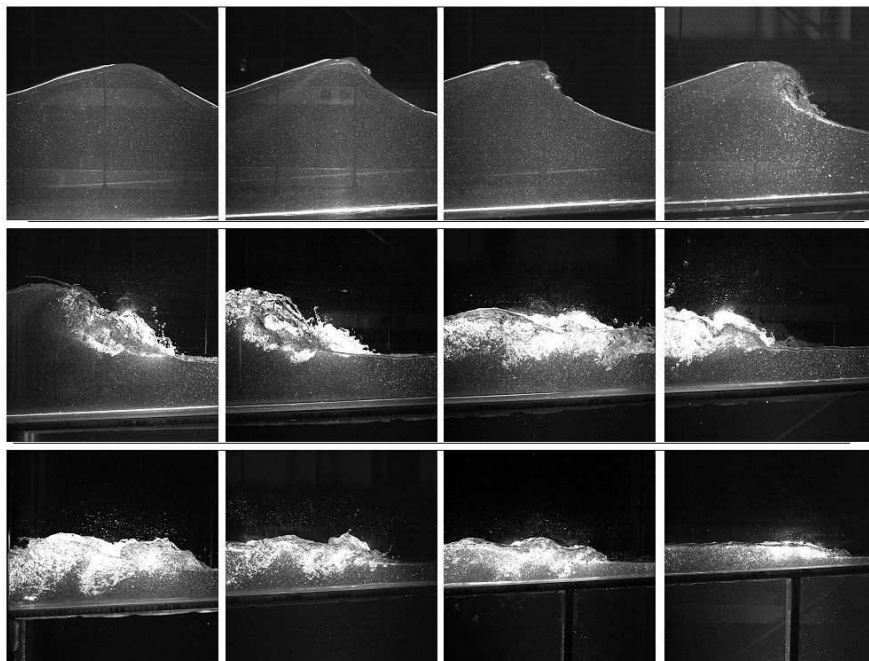


Figure 3: *Synoptique du déferlement sur la plage.*

3 Validation

Pour valider l'ensemble de la chaîne de mesures PIV, nous avons comparé à différents instants les mesures de champs de vitesse avec les résultats analytiques de Fenton (1990), qui sont une solution approchée de l'équation complète d'Euler pour les vagues se propageant sur un fond plat. Les mesures PIV ont été effectuées sur la première fenêtre avant la plage, sur fond plat à la profondeur de 0.735 m (voir figure 1). La figure 4 montre la comparaison analytique/expérimentale pour deux différentes phases de vague. Les différences sont faibles, quelques fois plus importantes pour les faibles vitesses près de l'interface. L'étude

complète pour un cycle complet de vague montre que l'erreur RMS relative en vitesse est de 7.4 pour cent, et l'erreur RMS absolue en direction est de 3.7 degrés.

D'autre part, nous avons validé notre détection automatique de contour de la surface libre à partir des images PIV, en comparant les élévations de surface libre obtenues avec les mesures de sonde à vagues résistives situées dans le champ de mesures. Cette comparaison permet également de vérifier la bonne synchronisation des données sondes avec les données PIV. La figure 5 représente trois exemples de comparaison, à trois stades d'évolution de la vague (au début du déferlement, au premier splash-up et après le déferlement). La convention utilisée pour les valeurs des abscisses et des ordonnées est la suivante : l'axe des x est dirigé du large vers la plage, l'axe des z est dirigé vers le haut et le zéro est l'intersection de la plage et du niveau de l'eau au repos. Les comparaisons de hauteur et la synchronisation des mesures nous semblent très satisfaisantes. Les plus grandes différences sont observées lorsque le volume de mélange air-eau (mousse du splash up) est important. Ces informations pourraient nous permettre de quantifier l'aération dans la zone de déferlement.

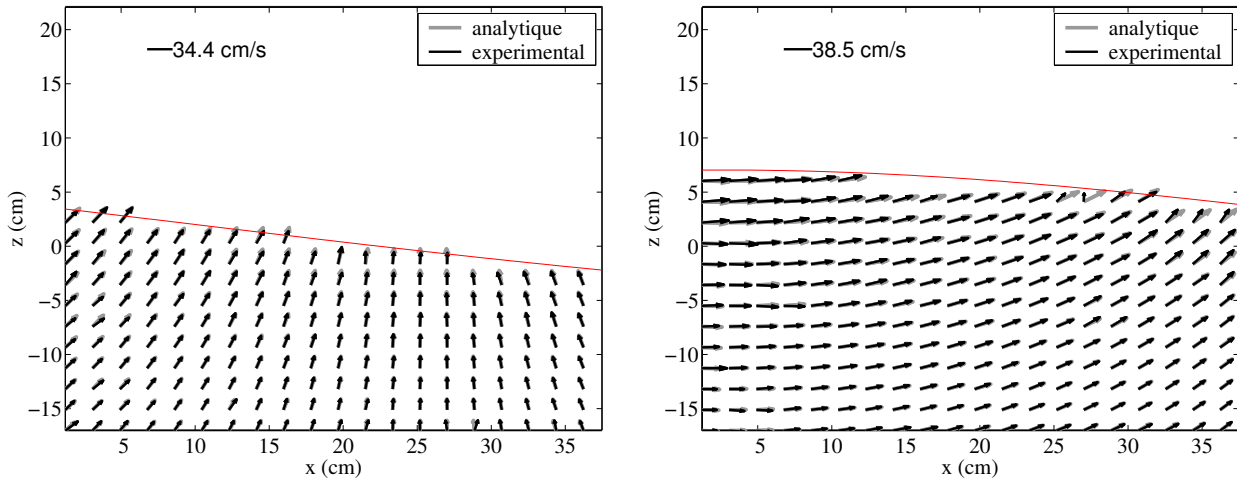


Figure 4: Comparaison entre les données expérimentales et le modèle analytique de Fenton (1990) à deux instants différents (gauche) erreur RMS: 7.16%, (droite) erreur RMS : 7.37%

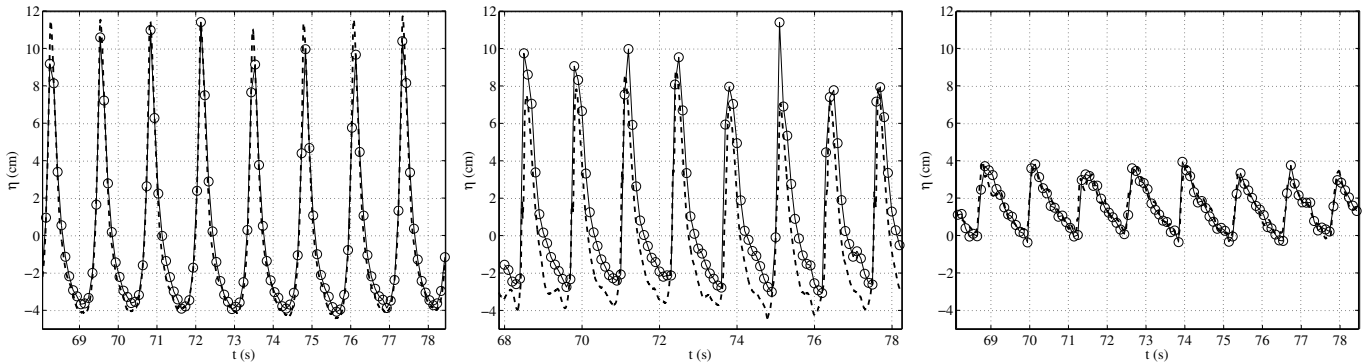


Figure 5: Comparaisons entre les données de sondes à vague (en traits discontinus) et la surface libre détectée sur les images PIV. Distances du rivage : (gauche) 272cm, (milieu) 204cm, (droite) 52cm.

4 Résultats: champs instantanés et reconstruction

La figure 6 représente deux exemples de champs de vitesse instantanée obtenus après traitement complet des images pour deux fenêtres centrées respectivement à $x = -256\text{cm}$ et $x = -206\text{cm}$. Le champ de

gauche correspond au début du déferlement plongeant, le champ de droite se situe quand le premier splash up est complètement formé. Sur chaque image sont superposés les profils de détection automatique de l'interface des couples d'image PIV. Pour des raisons de clarté de figure, une flèche sur quatre est représentée. Le champ de droite montre la capacité de notre algorithme à mesurer des vitesses cohérentes dans l'écume.

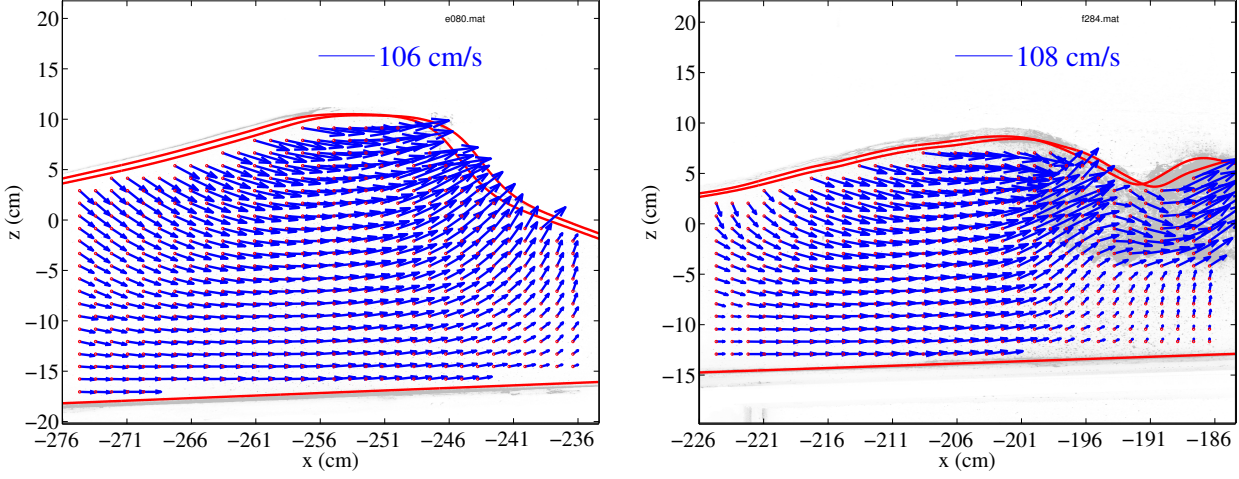


Figure 6: Deux exemples de champs PIV.

A partir des surfaces libres détectées sur les 13 images PIV à un instant t donné (traits continus sur la figure (7)), on détermine une surface libre moyenne en interpolant, sur la totalité du champ, par une spline cubique approchée (traits discontinus sur la même figure). On effectue ensuite une transformation qui consiste à interpoler les vitesses de chaque colonne d'eau (entre la plage et la surface libre) avec le même nombre de points (64 points). Cette transformation fait passer notre plan physique en un domaine rectangulaire. Ce champ ainsi obtenu est approximé par une spline cubique bidimensionnelle approchée. Enfin la transformation inverse permet de repasser dans le plan physique. Le champ reconstruit à partir des données de la figure (7) est présenté sur la figure (8).

5 Résultats: Moyennage d'ensemble

Les champs de vitesse complets sur une longueur de plus de 3 m, ont été assemblés pour toute la durée de l'essai, ce qui représente plus de 800 champs de vitesse pour environ 63 vagues différentes. Nous avons pu donc calculer des valeurs de vitesse moyenne en moyennant sur un nombre entier de période les champs de vitesse obtenus. La valeur moyenne est prise égale à : $\overline{U}(x, z) = \frac{\int_0^{nT} \delta_{x,z}(t) U_{x,z}(t) dt}{\int_0^{nT} \delta_{x,z}(t) dt}$, avec $\delta_{x,z}(t)$ égal respectivement à 1 si le point (x, z) est dans l'eau, et 0 sinon. Un exemple de résultat est montré sur la figure 9: il s'agit de l'évolution, en fonction de la distance au rivage, de la vitesse moyenne très près du fond, à l'altitude constante de 3 mm au dessus de la plage. Cette grandeur est intéressante car elle conditionne en grande partie l'entraînement d'éventuelles particules en suspension pour les modèles de sédimentologie. Au-dessus du cadre sont indiquées par des flèches les abscisses où ont lieu le déferlement glissant (g), plongeant(p), et les splash-up successifs(s1 à s4). On constate des vitesses dirigées vers la plage uniquement très près du bord, et des vitesses dirigées vers le large partout ailleurs. L'intensité du courant de retour atteint la valeur maximale de 23 cm/s à la fin du deuxième splash-up. Cette valeur moyennée sur une période de vague, et mesurée très près du fond, est relativement importante puisqu'elle représente environ 1/5 ème de la vitesse mesurée à la crête lors du passage de la vague. Le transport de sédiments au fond aurait donc lieu de façon préférentielle vers le large, surtout dans les zones de splash-up. Il est à noter que dans la zone *avant* le déferlement, Lin et Hwung (2002) ont mesuré par LDV en certains points près du fond, des vitesses moyennes faibles (inférieures à 3 cm/s) mais dirigées

vers la plage. La figure 9 montre que les vitesses moyennes deviennent très faibles au large au-delà de $x = -240$ juste avant le déferlement. Nous obtenons des résultats similaires à Cox et al (1995) qui ont mesuré des vitesses moyennes négatives près du fond avec un maximum de courant de retour sous la zone de splash-up.

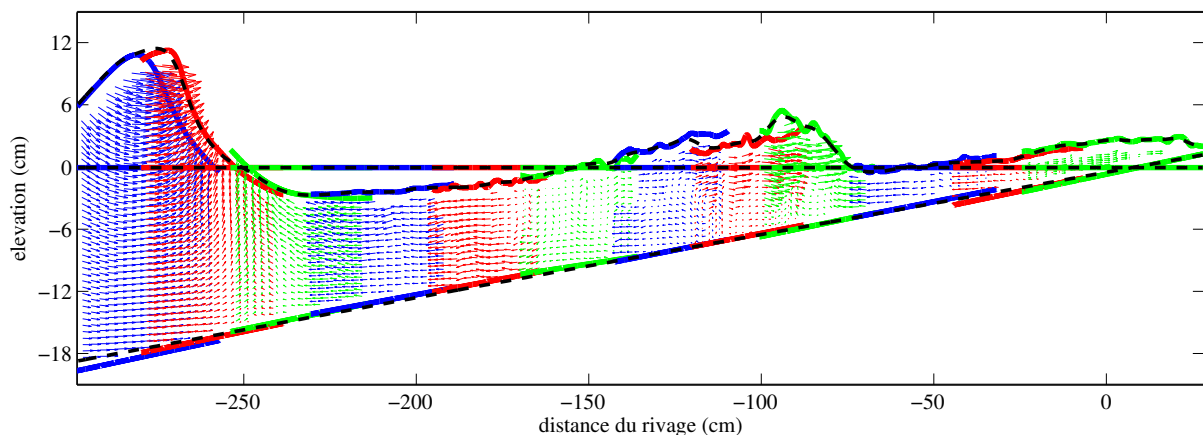


Figure 7: *Champ de vitesse assemblé avant reconstruction pour un instant donné.*

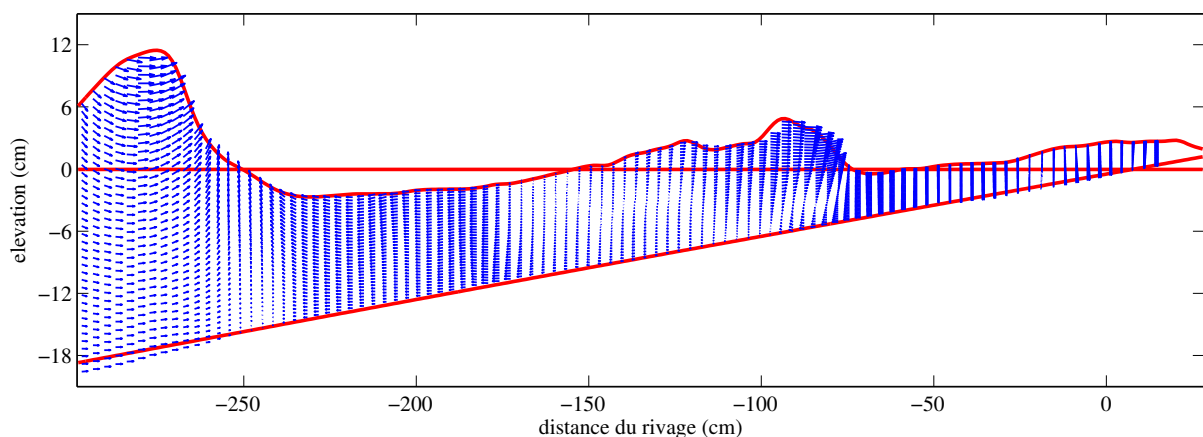


Figure 8: *Champ de vitesse reconstruit pour un instant donné.*

Le transport horizontal moyen par période, défini par: $\overline{Tr(x, z)} = \frac{1}{n} \int_0^{nT} \delta_{x,z}(t) U_{x,z}(t) dt$, est représenté sur l'ensemble de la zone de mesure sur la figure 10. Il faut noter que le produit vitesse moyenne-période est égale au transport sous le niveau moyen des creux. Sur cette figure, nous avons superposé l'enveloppe des crêtes des vagues (courbe en noir en haut), l'enveloppe des creux des vagues (traits pointillés alternés), et le niveau moyen de la hauteur d'eau en présence de vagues (tirets). Ce genre de courbe est souvent utilisé comme résultat de modèles numériques intégraux résolvant les équations de Boussinesq, avec modélisation plus ou moins complexe de la perte d'énergie des vagues par le déferlement. Sur cette figure, on note une sur-élévation moyenne de la surface libre près de la plage, et une grande asymétrie crête-creux pendant le déferlement. Les isovaleurs de cette figure montrent clairement que le transport est dirigé vers la plage audessus de la ligne de creux, et vers le large en dessous de cette ligne. C'est pour ce type de résultat qu'il serait intéressant d'introduire la notion de densité (En pondérant le paramètre $\delta_{x,z}$), liée à l'aération. En effet le transport calculé précédemment est surestimé dans les zones en présence de bulles.

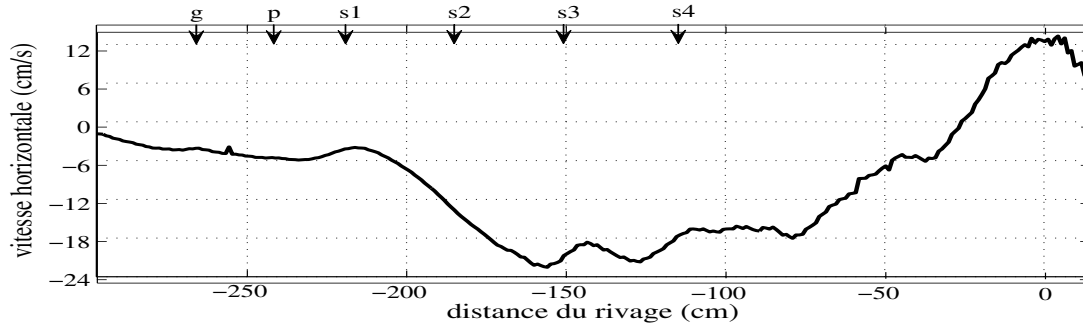


Figure 9: Evolution de la vitesse moyenne à une altitude constante au dessus de la plage égale à 3mm.

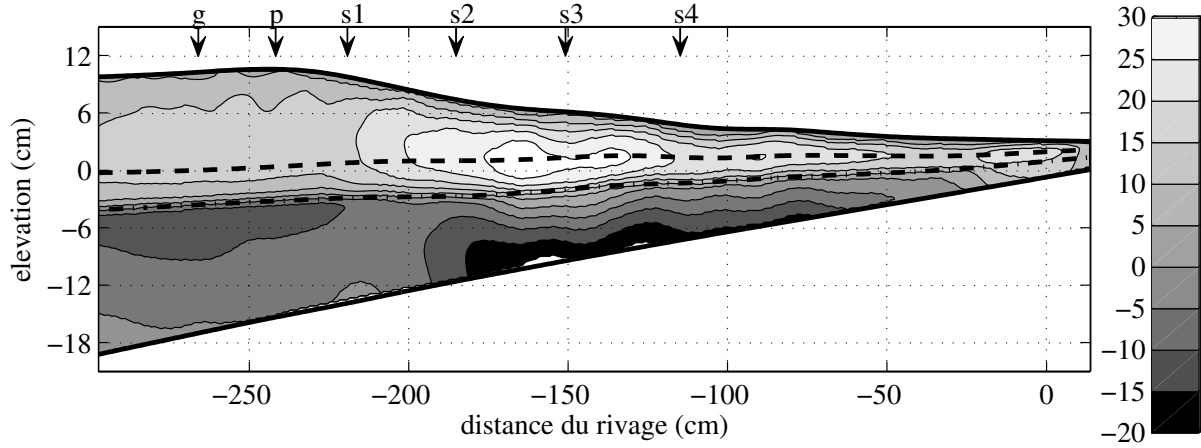


Figure 10: Transport horizontal moyen par période (en cm).

6 Résultats: Moyennage de phase

Pour calculer la phase sur chacune de nos images, on calcule la transformée de Fourier spatiale de la surface libre. Etant donnée la variabilité de cette surface dans les zones de splash-up, deux surfaces libres ayant la même phase, peuvent présenter des différences sensibles. Pour palier à ce problème, un critère d'écart à la surface libre moyenne est calculé, invalidant les courbes dépassant un seuil donné. Une nouvelle courbe moyenne est calculée à partir des courbes valides et le critère est répété jusqu'à obtenir convergence de la surface libre moyenne. La vitesse horizontale moyennée en phase reconstruite sur tout le domaine est présentée sous forme de courbes de niveau sur la figure 11 pour cinq phases différentes. Les vitesses sont bien évidemment négatives dans les creux, et positives au niveau des crêtes, les maxima étant atteints en haut et sur les faces avant des crêtes. On constate pendant le déferlement, que les vitesses maximales dans la colonne d'eau ne sont pas atteintes sur une même verticale : par exemple pour la phase 140° , le maxima sur la crête se situe entre s1 et s2, alors que le maxima de vitesse sous le niveau moyen est localisé à s1. Il existe donc un cisaillement oblique du courant: la crête est en avance de phase par rapport à ce qui se passe sous le niveau moyen. Ceci avait déjà été observé par Govender et al (2002).

Etant donné le bruit introduit dans le calcul des dérivées spatiales successives des vitesses moyennes et fluctuantes, nous avons utilisé une méthode approchée utilisant les fonctions splines. Cette méthode est similaire à celle employée pour l'assemblage des champs PIV. En effet l'approximation par spline cubique permet de calculer analytiquement les dérivées et d'éviter ainsi l'apparition de bruit. La vorticité, faisant intervenir des dérivées de la vitesse moyenne, est présentée, pour 5 phases différentes sur la figure 12. Une nette structure tourbillonnaire apparaît tout d'abord à la base de la face avant de la crête déferlante, sous le splash up. Il est intéressant de noter que la vorticité n'est pas concentrée à la crête. Le tourbillon est ensuite advecté vers la plage à une vitesse légèrement moindre de la vitesse de crête (voir la phase 220°).

Ce genre de structures tourbillonnaires avait été observé par Ting et Kirby (1995), sous un déferlement plongeant, à l'aide de mesures point par point par vélocimétrie laser-doppler.

Pour chaque phase φ de vague, nous disposons de nombreuses mesures qui nous permettent, d'une part de calculer des valeurs moyennes par phase, mais aussi, en soustrayant la valeur moyenne aux différentes valeurs instantanées de mesurer des grandeurs fluctuantes autour de la valeur moyenne. On peut ainsi mesurer l'énergie cinétique fluctuante pour chaque phase de vague. Elle est définie par (Svendsen 1987): $q'^2_\varphi(x, z) = \frac{4}{6}(u'^2_\varphi(x, z) + v'^2_\varphi(x, z))$, u' et v' étant les valeurs fluctuantes horizontales et verticales par phase. L'évolution de cette grandeur dans l'espace et dans le temps est d'un intérêt primordial pour l'analyse des processus physiques sous-jacents au déferlement. Elle est modélisée par l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente qui fait intervenir de nombreux termes de transport: par convection, par turbulence, par la pression, avec des termes de dissipation, de production et de diffusion. Mis à part les termes de pression que nous n'avons pas mesurés, il nous a été possible de calculer tous les termes intervenant dans l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente. Par exemple, l'expression de la diffusion visqueuse : $-v(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i})\frac{\partial u'_i}{\partial x_i}$, ν étant la viscosité cinématique, est la somme de 12 termes. Cette expression se ramène à la somme de 5 termes si d'une part on néglige les produits de dérivées simples dans la direction transverse au canal, et si on approxime le carré de la vitesse transverse (en y) par le tiers de la somme des carrés des variables en x et en z (Svendsen 1987). Deux exemples de bilans sont donnés sur les figures 13 et 14 correspondant respectivement aux phases 70° et 220° . L'énergie cinétique fluctuante est essentiellement localisée sous la face avant de la vague au moment du déferlement plongeant, et sous le sommet de la crête pendant les phases de splash-up et de déferlement glissant. Nos valeurs sont du même ordre de grandeur que certains des termes obtenus par Cox et al. (1995), Ting et Kirby (1996) et Petti et Longo (2001) à partir de mesures laser doppler ponctuelles. Par exemple, pour le terme de production, Ting et Kirby trouvent une valeur de $1500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-3}$ à la crête d'une vague 12 cm de haut déferlant de façon glissante sur une plage 1/35. Nous trouvons à peu près la même valeur (figure 13 3^{ème} graphique). L'intérêt ici de la mesure PIV est d'obtenir pour une phase donnée le champ complet des valeurs sur toute la zone de déferlement, y compris sous les crêtes. L'examen minutieux de l'évolution de l'énergie cinétique fluctuante à toutes les phases d'une période de vague, montre que l'énergie cinétique fluctuante est produite au départ sur la face avant par le déferlement plongeant, puis est advectée par le déferlement glissant en descendant progressivement vers le fond de la plage. Les valeurs de dissipation visqueuse et diffusion visqueuse sont extrêmement faibles comparées aux autres termes. Ces termes sont d'ailleurs assez souvent négligés dans les bilans, lorsqu'il n'est pas possible de les calculer (Mocke (2001)). Les termes de viscosité ne semblent être localisés que près de la surface libre et sous les splash-up.

7 Conclusions

Nous avons effectué des mesures de champ de vitesse sous des vagues déferlantes par une technique PIV. Les petites tailles d'interrogation des fenêtres ont permis d'obtenir d'une part une précision satisfaisante sur les vitesses et d'autre part une densité de points de mesure importante. Les mesures en différents endroits ont été synchronisées et nous avons pu reconstruire des champs de vitesse globaux sur toute la zone de surf et de swash, à la fois sous les creux, mais également à l'intérieur des crêtes déferlantes. A partir de l'ensemble de ces données spatio-temporelles nous avons calculé des moyennes de phase, des moyennes d'ensemble, et des valeurs fluctuantes. L'énergie cinétique fluctuante et les termes de transport de cette énergie ont été ensuite estimés.

Le transport s'effectue vers le rivage au-dessus de la ligne d'enveloppe des creux, et vers le large en dessous de celle-ci. Près du fond, l'intensité maximale du courant de retour moyen est atteinte sous la zone du deuxième splash-up. Au cours du passage d'une vague, on constate que les courants sous la crête sont en avance de phase par rapport aux courants au fond. Les lignes de vorticité moyenn es en phase font apparaître un large tourbillon sous la face avant de la vague, qui est advecté vers la plage à une vitesse légèrement moindre que la vitesse de crête. L'énergie cinétique fluctuante est générée principalement sur le front avant de la vague déferlante et est ensuite transportée vers le rivage en descendant. Les termes de dissipation et diffusion visqueuse restent faibles comparés aux termes de transport et sont localisés

près de la surface dans la zone de déferlement. Il apparaît nécessaire de prendre en compte la fraction volumique d'air dans l'eau au niveau du déferlement pour obtenir un bilan global nul sur les termes de transport.

Références

- ADRIAN R. J. 1991. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**, 261-304.
- BATTJES A., 1988. Surf-zone dynamics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **20**, 257-293.
- CHANG K. A. & LIU P. L. 1998., Velocity, acceleration and vertical vortex under a breaking wave, *Phys Fluids*, **10**, 1, 327-329.
- COX D., KOBAYASHI N. & OKAYASU A., 1995. Experimental and numerical modeling of surf zone hydrodynamics *Research report CACR*, University of Delaware, USA, 293pp.
- DANCEY C. L. & DIPLAS P. 2003. The probability of sediment movement at the threshold of motion and time dependent fluid processes, in *Sedimentation and Sediment Transport, Proceedings of the Symposium*, Monte Verita, Switzerland, San Diego Tech. Book, Inc., Albert Gyr Edt, 57-61.
- FENTON J. D. 1990. Non linear wave theories, in *The sea : Ocean Engineering Sciences*, **9**, part A, Eds Le méhauté, 3-25.
- GOVENDER K., MOCKE G. & ALPORT M. 2002. Video-imaged surf zone wave and roller structures and flow fields, *Journal of Geophys. Research*, **107**, 1029, 1-21.
- JANSEN P. C. 1986. Laboratory observation of the kinematics in the aerated region of breaking waves, *Coastal Eng.*, **9**, 453-477.
- KIMMOUN O., BRANGER H. & ZUCCHINI B., 2004. Laboratory PIV measurements of wave breaking on a beach *ISOPE Proceedings*, VR2-02, 6 pp, ISOPE 2004, Toulon, France.
- LIN J. C. & ROCKWELL D. 1995. Evolution of a Quasi-Steady Breaking Wave, *J. Fluid Mech.*, **302**, 29-43.
- LIN C. & HWUNG H. 2002. Observation and measurement of the bottom boundary layer flow in the prebreaking zone of shoaling waves, *Ocean Eng.*, **29**, 1479-1502.
- MEUNIER P. & LEWEKE T. 2003. Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry, *Exp. in fluids*, **35**, 5, 408-421.
- MOCKE G., 2001. Structure and modeling of surf zone turbulence due to wave breaking, *Journ. Geoph. Res.*, **106**, C8, 17039-17057
- NADAKOA K., HINO M. & KOYANO Y. 1989. Structure of turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, *J. Fluid Mech.*, **204**, 359-387.
- PERLIN, M., BERNAL L., & HE J., 1996. An Experimental Study of Deep Water Plunging Breakers, *Physics of Fluids*, **8**(9), 2365-2374.
- PERREGRINE D. H. 1983. Breaking waves on beaches, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **15**, 149-178.
- PETTI M. & LONGO S., 2001. Turbulence experiments in the swash zone, *Coastal Eng.*, **43**, 1-24.
- SVENSEN I., 1996. Analysis of surf zone turbulence, *Journ. Geoph. Res.*, **92**, 5115-5124.
- TING F. & KIRBY J., 1995. Dynamics of surf zone turbulence in a strong plunging breaker, *Coastal Eng.*, **24**, 177-204.
- TING F. & KIRBY J., 1996. Dynamics of surf zone turbulence in a spilling breaker, *Coastal Eng.*, **27**, 131-160.
- WESTERWEEL J., DARIBI D. & GHARIB M., 1997. The effect of a discret window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings, *Exp. in fluids*, **23**, 1, 20-28.

Remerciements

Ce travail a été effectué dans le cadre du programme CNRS-PATOM.

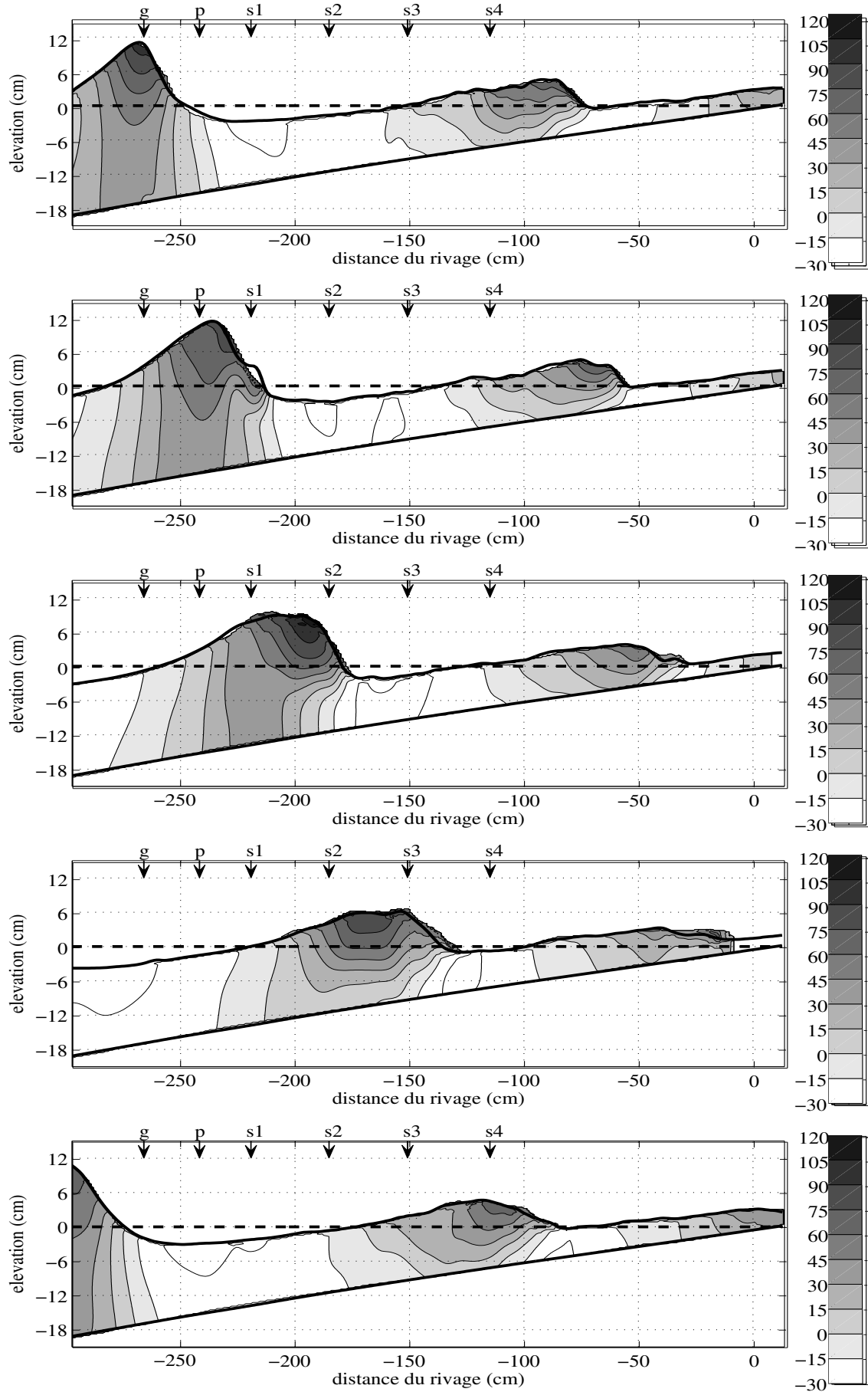


Figure 11: *vitesse horizontale moyenne (cm/s), pour successivement de haut en bas 0° , 70° , 140° , 220° et 300°*

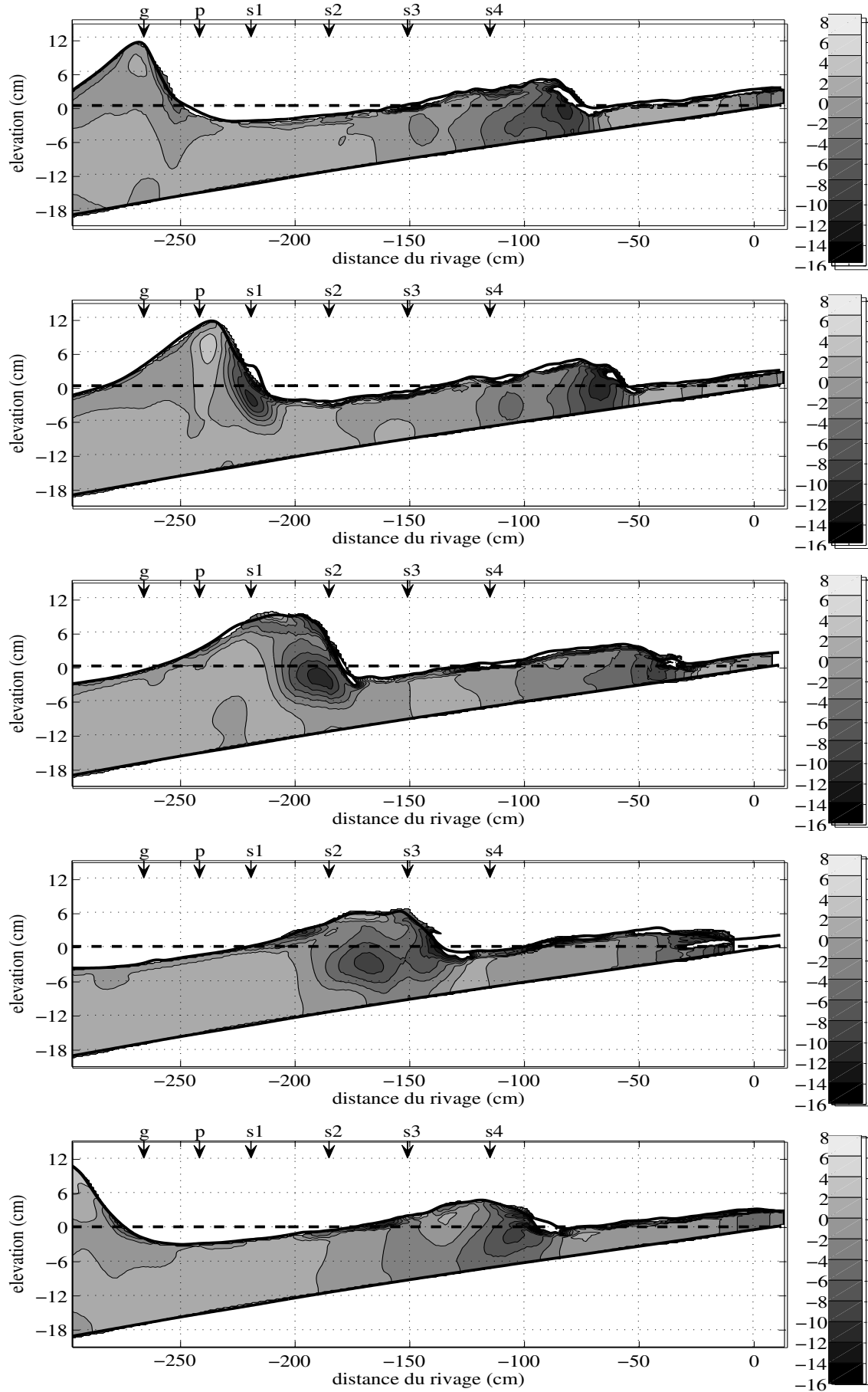


Figure 12: *vorticité* ($1/s$), pour successivement de haut en bas 0° , 70° , 140° , 220° et 300°

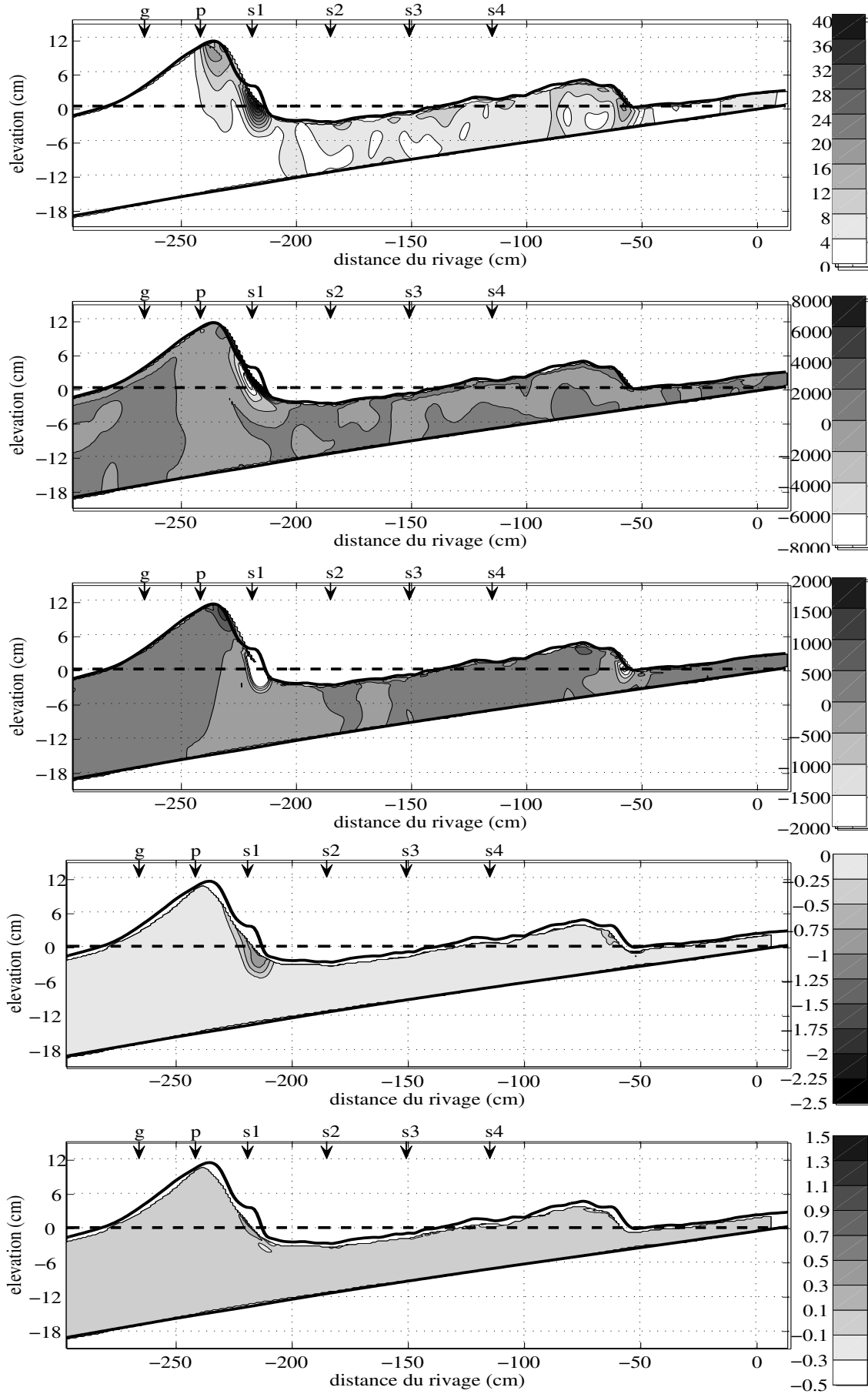


Figure 13: phase 70°. De haut en bas : racine carrée de la partie fluctuante de l'énergie cinétique ($\sqrt{q'^2}$ en cm/s), Convection, Production, Dissipation Visqueuse, Diffusion Visqueuse (cm^2/s^3)

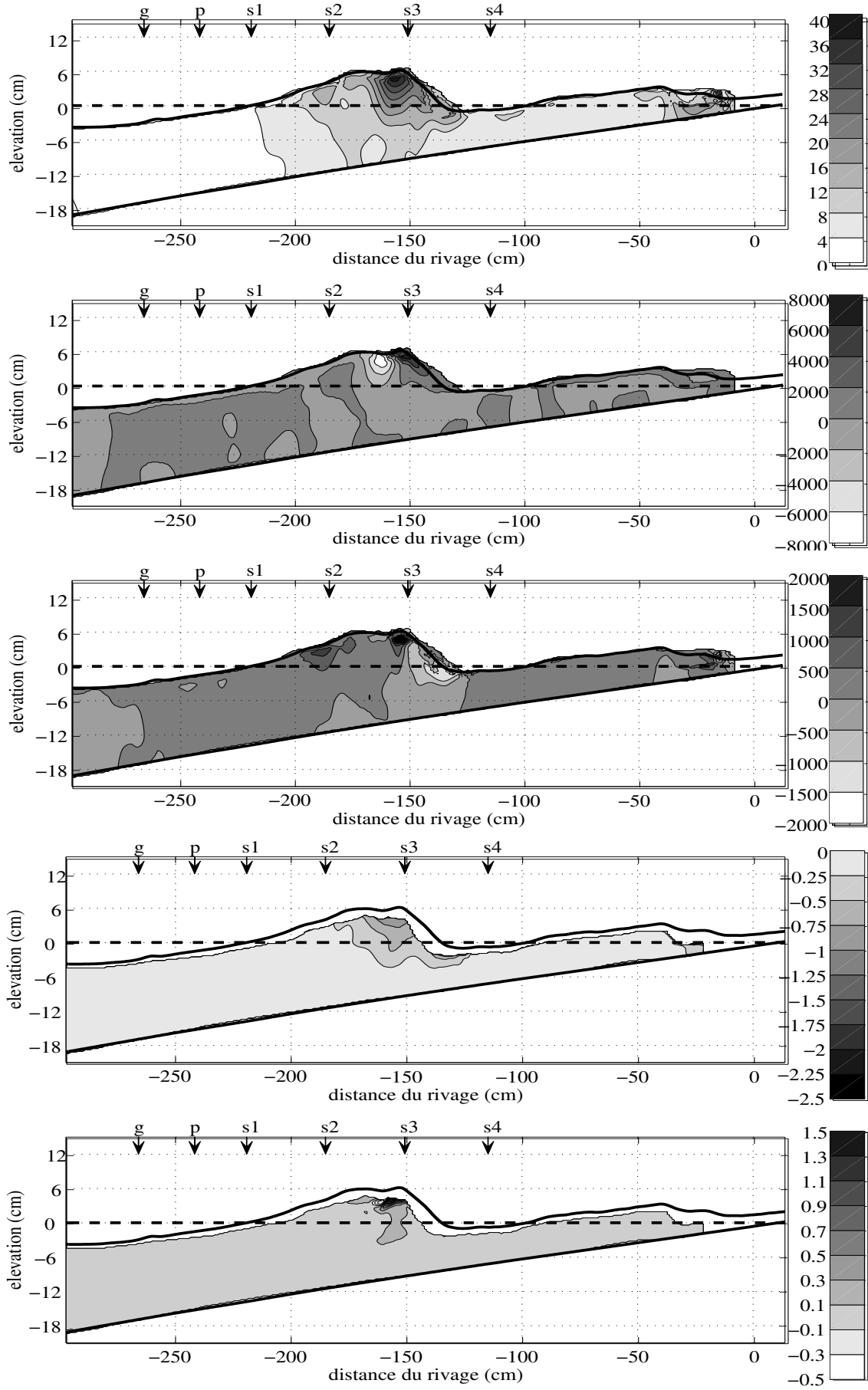


Figure 14: Identique à la figure (13) mais pour la phase 220°.