



HAL
open science

Etude expérimentale de l'interaction entre deux vagues successives dans la zone littorale proche

José Barale

► **To cite this version:**

José Barale. Etude expérimentale de l'interaction entre deux vagues successives dans la zone littorale proche. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2019. Français. NNT : 2019INPT0052 . tel-04167115

HAL Id: tel-04167115

<https://theses.hal.science/tel-04167115v1>

Submitted on 20 Jul 2023

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Surfaces Interfaces Continentales Hydrologie

Présentée et soutenue par :

M. JOSE BARALE

le mardi 30 avril 2019

Titre :

Etude expérimentale de l'interaction entre deux vagues successives dans
la zone littorale proche

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDUEE)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. DOMINIQUE ASTRUC

M. LAURENT LACAZE

Rapporteurs :

M. FREDERIC BOUCHETTE, UNIVERSITE MONTPELLIER 2

Mme NADIA SENECHAL, UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

Membre(s) du jury :

M. STÉPHANE ABADIE, UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L ADOUR, Président

M. DOMINIQUE ASTRUC, INP TOULOUSE, Membre

M. LAURENT LACAZE, CNRS TOULOUSE, Membre

M. OLIVIER THUAL, INP TOULOUSE, Membre

M. THIERRY SIMON, UNIVERSITE TOULOUSE 2, Invité



Résumé

Ce travail porte sur l'étude des processus hydrodynamiques consécutifs à l'interaction entre deux ressauts hydrauliques propagatifs, particulièrement lorsqu'elle intervient sur une plage faiblement inclinée, ou à proximité. L'étude est menée dans un dispositif expérimental original constitué d'un canal de faible longueur, fermé à ses extrémités, et par deux vannes séparant le canal en trois parties de longueurs variables, remplies à des niveaux différents, qui définissent deux réservoirs et une "zone de large". A l'autre extrémité du canal est disposé un plan incliné, imperméable, qui modélise la plage. Les ouvertures des vannes, rapides et décalées d'un intervalle de temps contrôlé (rupture de barrage), génèrent deux vagues successives qui interagissent avant ou sur la plage, ou après que l'une d'entre-elles se soit préalablement réfléchi dessus. Un dispositif de métrologie optique – "ombroscopie" – permet la mesure à haute fréquence de la position de l'interface libre au cours du temps.

Lors de la caractérisation du dispositif expérimental, nous avons mis en évidence que la célérité du front consécutif à une rupture de barrage suit un modèle théorique basé sur une méthode des caractéristiques pour les équations de Saint-Venant, obtenues dans l'approximation d'eau peu profonde ("shallow water"), et proposé par [Stoker \(1957\)](#), malgré quelques effets qui perturbent cette dynamique comme la taille finie des réservoirs par exemple. Nous observons en particulier que cette célérité dépend principalement de la non-linéarité et faiblement de la dispersion, en accord avec l'approximation d'eau peu profonde. Lors de la génération de deux ressauts hydrauliques successifs, nous proposons deux modélisations simples pour décrire la dynamique initiale du déplacement du deuxième front, avant qu'il n'interagisse avec le premier. Ces modèles simples encadrent la solution réelle, mais se heurtent également aux effets de taille finie des réservoirs. Les interactions des deux ressauts "similaires" sur la plage, ou à proximité, et la dynamique de la lame d'eau sur la plage, sont analysées en fonction du décalage temporel, et de l'angle de pente de la plage, en considérant la nature "fusion" ou "collision" de l'interaction. Pour un angle de plage donné, le "run-up" maximum est obtenu, dans notre étude, pour un déphasage entre les fronts qui entraîne une interaction de "fusion" au début de la plage. L'angle de plage optimum, dans ce cadre, semble correspondre à un type de plage intermédiaire entre une plage très réfléchive et une plage dissipative.

Mots clés : rupture de barrage ("*dambreak*"), hydrodynamique, ressauts propagatifs ("*bore*"), zone de *swash*.

Abstract

This study investigates the hydrodynamic processes resulting from the interaction between two bores, particularly when these happen on a beach with a gradual slope or nearby. The research was conducted with a new experimental device. The latter was designed with a short channel, closed at both ends, with two gates separating the channel in three parts of varying lengths and filled to different levels, defining respectively two reservoirs and a "nearshore zone". At the other end of the channel lies an inclined, impermeable plane, which represents the beach. The rapid openings of the gates, with a controlled lag time, generate two successive waves that interact either before or on the beach, or after one of them swashes on the beach. A classical shadowgraphy method enables high frequency measurement of the free interface position over time.

During the characterisation of the experimental device, we demonstrated that the velocity of the front originating from the dam break follows a theoretical model based on the characteristics evolution of the hyperbolic Saint-Venant equations obtained in the shallow water approximation, and proposed by [Stoker \(1957\)](#) fairly well. This occurs despite some effects that disrupt this dynamic, as for instance the finite size of the tanks. In particular, we observe that the front velocity depends mostly on non-linearity and not on dispersive effects, accordingly to shallow water approximation. During the generation of two successive bores, we propose two simple modelisations to describe the initial dynamics of the displacement of the second front, before it interacts with the first one. These simple models frame the actual solution, but also collide with the finite size effects of the reservoirs. The interactions of the two "similar" bores on the beach, or nearby, and the dynamics of the water lens swashing on the beach are analysed according to the time shift, and the angle of slope, considering the nature "fusion" or "collision" of the interaction. For a given beach angle, our study obtained the maximum run-up with a time shift that generates a merging of the fronts at the beginning of the shore. It appears that the optimum angle in this setting matches that of a type of intermediate beach between a very reflective and a dissipative beach.

Key words : dambreak, hydrodynamics, bores, swash zone.



Remerciements

Aussi loin que je m'en souviens, j'ai toujours voulu "*faire de la Recherche*"! Mais lorsque, jeune diplômé, je suis sorti de l'ENSAM (École nationale Supérieure des Arts et Métiers) en 1982, je ne me suis pas donné, sur le moment, les moyens de mes ambitions! Beaucoup de questions se posaient à moi à ce moment là : comment faire pour "ré-intégrer" le cursus universitaire classique en venant d'une école d'ingénieur (à l'époque les passerelles étaient moins évidentes!)? Comment obtenir une bourse pour financer la poursuite de mes études, afin d'éviter de peser financièrement plus longtemps sur ma famille?

Puis très vite sont venus les contraintes et nécessités de la vie, et après mon Service National, en 1984, je suis rentré à la RNUR (Régie Nationale des Usines Renault) pour travailler dans différents services informatiques de l'entreprise : informatique de gestion et informatique industrielle. De 1988 à 1995, j'ai continué ma carrière industrielle comme Responsable de Production dans diverses entreprises de taille moyennes et petite. En 1995, j'envisage de renouer avec mes premiers intérêts en intégrant l'Éducation Nationale sur un poste d'enseignant du corps ENSAM à l'IUT (Institut Universitaire de Technologie) de Figeac, avec l'idée un peu simpliste qu'un enseignant *a plus de temps libre disponible pour préparer une thèse!* Cependant l'IUT de Figeac où je suis affecté vient de s'ouvrir – j'en suis d'ailleurs le premier enseignant – et tout est à monter : les enseignements, les "labos", etc ... D'autre part l'IUT étant "délocalisé", c'est à dire éloigné des grandes structures universitaires toulousaines, cela ne rend pas facile la communication avec le reste du milieu universitaire, ni avec les laboratoires de recherche (un aller-retour entre l'IUT et son université de rattachement prend plus de quatre heures!). Je mets donc "un mouchoir sur mes aspirations" et m'attelle, avec d'autres, au développement de mon établissement. Je commence par ailleurs et tout d'abord à apprendre sur le tas à devenir enseignant. puis, en 1997, j'actualise ou rafraîchis mes connaissances en m'inscrivant en DEA en Génie mécanique (Diplôme d'Études Approfondies, obtenu en 1999).

Quand en 2012, à 54 ans, je me décide une dernière fois à affronter les obstacles qui se dressent devant moi pour "*participer à une activité de recherche*", et à contacter un chercheur à l'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), la chance me sourit enfin. Très vite, je suis mis en relation avec mes futurs Directeurs de thèse, ceux-ci m'encouragent à préparer un Doctorat, et acceptent de m'encadrer. En m'inscrivant donc en thèse, en décembre 2012, de nombreuses personnes dans mon entourage ont dû penser que je m'embarquais dans "une drôle d'aventure", et peut-être n'avaient-elles pas tout à fait tort.

Faire une thèse, c'est beaucoup de travail, mais aussi un long cheminement intellectuel (et personnel), surtout pour quelqu'un d'un peu "formaté" comme je l'étais. Cela ne s'est pas fait sans quelques moments difficiles et passages "douloureux". Toutefois ce chemin a été particulièrement enrichissant en découvertes, en partages et en échanges. Voilà, cette aventure se termine très heureusement, et au moment de mettre un point final à ce document, je voudrais exprimer ma reconnaissance envers toutes les personnes qui m'ont aidé et soutenu pendant ce parcours.

je tiens à remercier plus particulièrement :

- tout d'abord mes Directeurs de thèse, Dominique Astruc et Laurent Lacaze, pour leur accompagnement tout au long de ce travail. Je voudrais exprimer ici toute ma gratitude à Dominique Astruc qui a bien voulu m'accepter en thèse (cela représentait sans doute une vraie gageure) et qui m'a proposé une thématique intéressante, et à Laurent

Lacaze pour son soutien particulièrement appuyé dans la toute dernière ligne droite. Plus généralement, tous les deux ont fait preuve d'une grande disponibilité et d'une grande bienveillance, leurs conseils m'ont été précieux au cours de ce long cheminement

— l'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse) et plus particulièrement les groupes OTE (Ondes, Turbulence et Environnement), HEGIE (Hydrologie Géophysiques et Ingénierie de l'Environnement) et enfin H2O (Hydrologie, Eco-Hydraulique et Ondes) pour m'avoir accueilli pendant toutes ces années dans une ambiance chaleureuse. Parmi toutes les personnes rencontrées au laboratoire, souvent très accessibles, je voudrais remercier plus directement :

- Thomas Bonometti, enseignant-chercheur au Laboratoire, qui m'a mis en relation avec mes Directeurs de thèse,
- les techniciens du groupe auquel j'ai été rattaché et avec lesquels j'ai partagé le bureau : Sylvain Belliot qui a été très impliqué dans la réalisation et le montage du dispositif expérimental utilisé pour ce travail, Guilhem Fresches qui a mis au point la dernière touche, et m'a aidé pour les réglages fins au moment de la dernière campagne, et enfin Jean-Dominique Barron qui a partagé avec moi quelques uns de mes soucis,
- les techniciens de "l'Atelier de Fabrication mécanique", et en particulier son responsable Jean-Marc Sfedj, car la réalisation de ce dispositif original n'aurait pas été possible sans une forte implication de leur part,
- Hervé Ayrolles, ingénieur du service "Signaux et Images", qui a programmé la partie commande du dispositif expérimental, et qui s'est montré d'une très grande réactivité quand nous avons besoin de modifications. Merci également à Sébastien Cazin, le responsable du service, pour le prêt et l'installation du matériel d'acquisition utilisé pendant mes campagnes de mesures, et pour m'avoir accordé quelques minutes de son temps précieux pour m'en expliquer le fonctionnement,
- Sylvie Senny, notre gestionnaire de groupe, pour son égale gentillesse et sa grande compétence,
- Muriel Boutic Sabater, responsable du service "Reprographie" pour son efficacité et sa disponibilité,
- Charles Nicolas le responsable du Service "Systèmes, Réseaux, Logiciels" (c'est à dire de toute l'informatique du laboratoire), pour ses encouragements, et avec qui j'ai eu quelques échanges très chaleureux. Par ailleurs je lui dois une fière chandelle pour avoir pu récupérer l'intégralité de ma messagerie après avoir purgé par erreur toute ma boîte mél.

Le Laboratoire représente également pour moi un lieu de rencontres, je voudrais saluer ici les nombreux doctorants que j'ai croisé sur ma route, qui m'ont fait une petite place parmi eux, et avec lesquels j'ai eu des échanges souvent très amicaux, et toujours très intéressants. Je ne peux pas les citer tous, mais je pense par exemple à Alexis Bougouin et Loïc Chagot, et aux longues heures de travail expérimental que nous avons effectuées dans le même hall expérimental, chacun à notre propre 'manip' mais quand même attentif à l'autre. Je pense également à Marie Poulain, avec qui j'ai partagé temporairement un bureau à l'IMFT, et à ses encouragements quand j'étais dans des périodes de doute. Je pense également à ces nombreux échanges conviviaux

où nos jeunes espoirs de la recherche faisait un peu de place, au café, à un "vieux dinosaure" égaré parmi eux . . .

— l'IUT de Figeac (Institut Universitaire de Technologie), où j'exerce comme enseignant en Conception mécanique et Dimensionnement Des Structures, et l'Université Toulouse-II-Jean Jaurès, mon Université de rattachement. Mon établissement m'a soutenu en m'autorisant, en particulier, à effectuer des déplacements vers le Laboratoire dans le cadre de missions officielles, et l'Université m'a attribué une décharge d'un demi-service lors de l'année universitaire 2015-2016, ce qui s'est révélé précieux pour mener à bien ma dernière campagne d'expérimentation. A l'IUT, je voudrais remercier plus précisément :

- Olivier Drouard-Pascarel et Xavier Pumin, ancien et actuel Directeurs de l'établissement,
- les enseignants-chercheurs de l'IUT de Figeac qui se sont regroupés au sein d'une structure LRPmip (soutenue par la commission recherche de l'Université et par l'IUT). Cette équipe m'a encouragé pendant toute la durée de ce travail, et a financé des dépenses liées à mes recherches sur son budget propre. Au contact de ces collègues, j'ai bénéficié d'un environnement favorable à mes réflexions et à mes cogitations. Je voudrais en particulier remercier Étienne Valdès et Thierry Simon pour leurs précieux conseils, et tous ces moments fructueux et conviviaux partagés; de plus Étienne a bien voulu écouter, et commenter, quelques répétitions de soutenance,
- Alain Fermy et Patrick Tirache, tous deux respectivement technicien assistant-ingénieur et technicien en fabrication mécanique du Département Génie mécanique et Productique de l'IUT, dont j'ai profité des conseils avisés lors de la conception et la réalisation du dispositif expérimental,
- Guillaume Le Roux, collègue enseignant en mathématiques et responsable entre autres des emplois du temps, qui a toujours pris en compte dans ce cadre mes contraintes liées à la recherche : déplacements au Laboratoire pour des "Points recherche", pour mes expérimentations, etc . . .
Il a aménagé mon emploi du temps chaque fois que cela m'était nécessaire. En me libérant totalement des contraintes d'enseignement (cours et TD) les trois premières semaines du mois de septembre 2019, son efficacité a été essentielle car cela m'a permis de finir la rédaction de mon document de thèse, de l'article, et de réussir à boucler mon dossier de thèse pour le présenter avant la date butoir fatidique.
- Jackie Bacquié, la bibliothécaire de l'IUT, qui s'est débrouillée pour commander et faire renouveler presque "en continu", aux bibliothèques universitaires centrales, les ouvrages scientifiques dont j'avais besoin pour ma recherche. Merci également pour sa relecture d'une partie du document final.

Par ailleurs, le dispositif expérimental que nous avons conçu, réalisé et monté n'aurait pas pu être opérationnel sans le concours gracieux et précieux de :

— Georges Bousquet, ancien compagnon des sociétés Forest-Liné et Ratier-Figeac, grand connaisseur de la "machine-outil" et expert dans la mise en géométrie et le "rétrofit" des machines, qui m'a accompagné au laboratoire et a passé une journée à monter les guidages linéaires sur notre Canal à vagues, tout en s'assurant de leur fonctionnalité (rectitude, parallélisme . . .) : un grand merci à Jo, qui est également un ami,

-
- Alain Fermy et Patrick Tirache, déjà cités. Alain Fermy, a accepté de contrôler puis de faire une légère reprise d'usinage sur des pièces comportant des portées sur lesquelles devaient être fixées mes guidages linéaires verticaux. Ce travail a permis d'améliorer le guidage des vannes du "Canal à vagues". Patrick Tirache, quant à lui, a fabriqué un outillage adapté pour ma dernière campagne expérimentale, pas "trivial" du tout à réaliser sur une plieuse de l'atelier.

En commençant mon travail de thèse en 2012, ma pratique de l'anglais, qui n'avait atteint qu'un "niveau scolaire" très moyen lorsque j'ai quitté l'ENSAM en 1982, et que je n'avais guère eu l'occasion d'exercer depuis, a été une difficulté supplémentaire. J'ai dû m'employer rapidement à combler mes lacunes, ne serait ce que pour effectuer une revue d'étude bibliographique. A ce titre, je remercie David et Natalia Aldis, nos amis anglophones et leurs autres amis anglais, qui m'ont donné l'occasion lors de rencontres amicales d'effectuer des travaux pratiques ludiques. Ce fut aussi le cas avec Marine, ma fille, et Justin Tiano, son mari (américain et doctorant lui-même aux Pays-Bas). Je les remercie également tous deux pour la traduction de mon résumé de thèse.

Bien sûr, je voudrais remercier mon épouse Nicole. Préparer un Doctorat en même temps que l'on exerce une activité professionnelle à temps complet, cela impacte forcément la vie familiale. Je suis gré à Nicole pour son soutien moral, ses conseils judicieux, et son accompagnement au quotidien, à commencer par la prise en charge de toute la logistique familiale. Elle m'a aiguillonné parfois pour me relancer, elle a aussi fait de multiples relectures du document de thèse. Sans elle, rien de tout cela n'aurait été possible.

Pour conclure, cette thèse n'existerait pas sans les membres du Jury qui sont garants de la qualité de mon travail. Merci à Nadia Sénéchal et Frédéric Bouchette, les rapporteurs, pour avoir accepté d'examiner en profondeur ce manuscrit, et à Stéphane Abadie, et Olivier Thual de s'être intéressés à mon travail. Les questions et remarques de l'ensemble du Jury, dans les rapports et au cours de la soutenance, sont pour moi riches d'enseignement et de réflexions futures.

J'ai aussi une pensée émue pour Jacques Dupuis, un ami normand, agrégé d'éducation physique et sportive, passionné de voile et de pêche sous-marine. Il a passé une thèse lui-même («Traitement cognitif de l'erreur et apprentissage moteur ») vers la fin de sa carrière professionnelle, cela m'a permis de croire en la réalisation possible de cette aventure. Son décès accidentel en 2014 n'a malheureusement pas permis qu'il en voit l'aboutissement.

Table des matières

Table des matières	ix
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte général et motivation	2
1.2 Présentation de l'étude	9
1.3 Organisation du document	10
2 Rupture de barrage et processus hydrodynamiques dans la zone de jet de rive	13
2.1 Modèles des ondes de gravité :	14
2.2 Rupture de barrage	23
2.3 Hydrodynamique au niveau de la plage	32
3 Dispositif expérimental et métrologie	35
3.1 Configuration de l'étude	36
3.2 Expériences préliminaires	37
3.3 Conception et réalisation du "Canal à vagues"	40
3.4 Dispositif final	50
3.5 Métrologie	52
3.6 Mesures effectuées	59
4 Caractérisation des régimes hydrodynamiques consécutifs à une "rupture de barrage"	65
4.1 Identification des régimes d'écoulement	66
4.2 Étude du régime : ressaut hydraulique	71
4.3 Conclusion	82
5 Étude de l'interaction de deux vagues successives générées par deux ruptures de barrage	85
5.1 Dynamique initiale de deux vagues successives avant interaction	87
5.2 Identification des interactions en fonction du décalage temporel Δt	103
5.3 Étude des interactions entre deux vagues successives hors plage	116
5.4 Étude des interactions entre deux vagues successives sur la plage	130
5.5 Dynamique de la lame d'eau sur la plage	134
5.6 Conclusion	144
6 Conclusions et prospectives	147
6.1 Bilan de l'étude	148
6.2 Perspectives	149

Bibliographie	154
A Figures, tableaux et informations complémentaires	I
A.1 Compléments sur la problématique côtière	II
A.2 Conception et dimensionnement : compléments	III
A.3 Interaction entre deux vagues	IX
B Compléments théoriques	XIII
B.1 Propagation d'une onde en régime "shallow water"	XIV
B.2 intégration des équations différentielles : méthode des caractéristiques . . .	XVI
B.3 Modélisation d'un " <i>dambreak</i> " dans un canal	XVII
Liste des figures	XXI
Liste des tableaux	XXV
C Liste des acronymes	XXVII
D Glossaire	XXIX
E Liste des symboles	XXXIII

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1 Contexte général et motivation	2
1.1.1 Mécanisme du transport sédimentaire des plages sableuses	4
1.1.2 Les enjeux de la zone de " <i>swash</i> "	9
1.2 Présentation de l'étude	9
1.3 Organisation du document	10

1.1 Contexte général et motivation

L'objet de ce travail se situe dans le contexte général de l'étude du transport sédimentaire intervenant dans la zone de littoral proche, lorsque celle-ci est constituée d'une plage sableuse, sous l'effet de la houle seule. De manière générale, l'interface "eau-terre" entre la mer ou l'océan d'une part, et le plateau continental d'autre part, constitue la zone littorale. Elle n'est pas immuable dans sa forme ou dans constitution : à une échelle de temps plus ou moins grande selon sa nature, toute portion du littoral se déforme, se déplace, entraînant des modifications de la bathymétrie, et par voie de conséquence, une modification de la forme du "trait de côte", frontière entre l'interface libre "eau-atmosphère" et le plateau continental. Ces modifications sont essentiellement le fait de transferts de matériaux solides dans l'espace par l'intermédiaire – et à cause – des fluides qui interagissent avec la surface terrestre, principalement l'action de l'eau. La nature et la rapidité des processus responsables d'une modification du "trait de côte", vont être différentes si l'interaction entre l'eau et la terre, à l'instant de l'observation, se fait de manière plutôt "frontale" sur une falaise rocheuse (figure 1.1a), constituée d'un matériau très cohésif (granit, silex) ou plus tendre (calcaire, schiste ...) ou si la houle aborde une plage de sable ou de graviers dont la surface a une pente plus ou moins prononcée (figure 1.1b). Sur la figure 1.2, on peut se faire une idée des échelles de temps qu'impliquent la

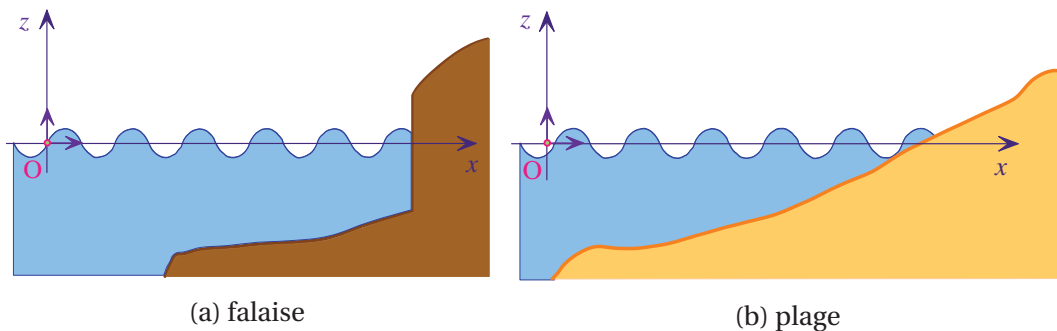
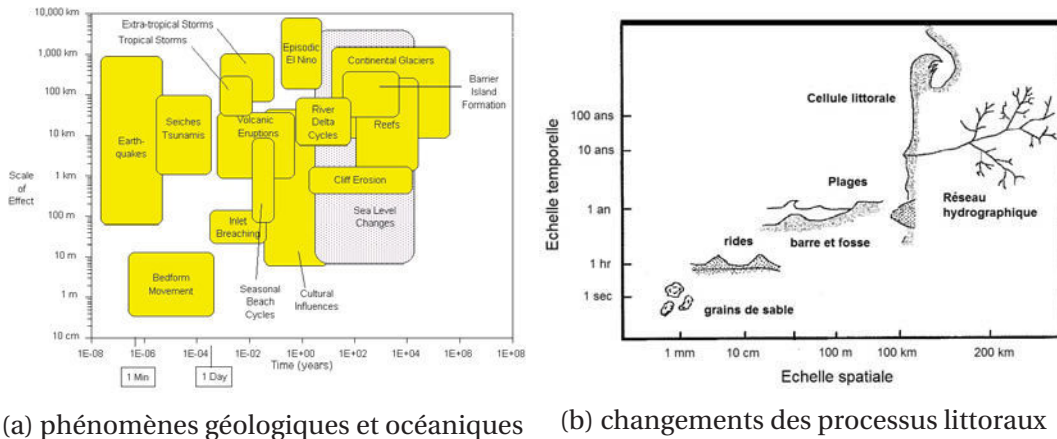


FIGURE 1.1 – Types d'interfaces côtières.

modification des falaises (figure 1.2a), et sur des échelles de temps plus réduites, les modifications des profils de plages sableuses (figure 1.2b).

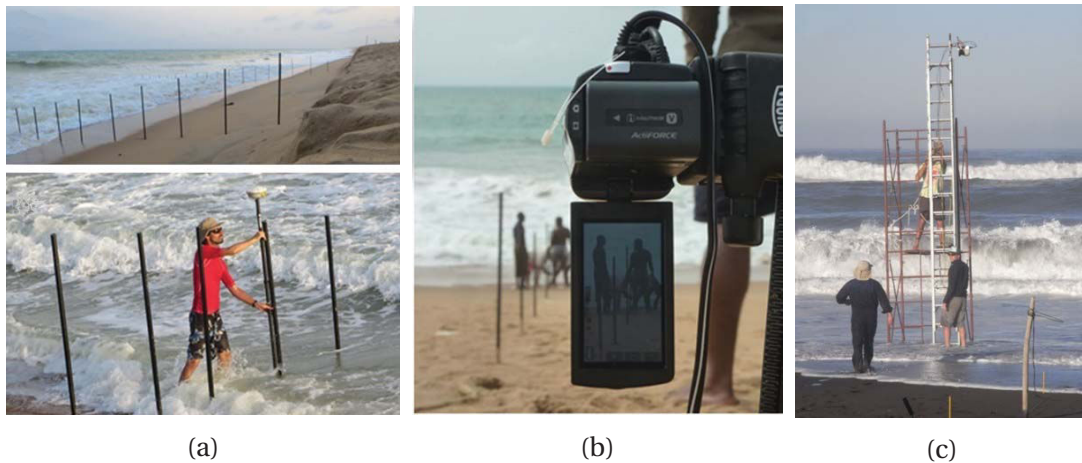
Concernant la plage, l'évolution morphologique fait intervenir des petites et des grandes transformations à des échelles de temps allant de la minute ou moins, à la saison ou à l'année. Le littoral lui-même peut évoluer lentement à l'échelle de la décennie. Toutes ces transformations restant largement perceptibles à l'échelle de la vie humaine, des mesures saisonnières en milieu naturel (figure 1.3) à l'aide de caméras et lasers de terrain : télémètres laser – ou "*Light Detection And Ranging*" (LIDAR) –, capteurs à effet Doppler – ou "*Acoustic Doppler Velocimetry*" (ADV) –, "courantomètre" à effet Doppler – ou "*Acoustic Doppler Current Profiler*" (ADCP) –, et autres moyens vidéos, peuvent permettre des modélisations aux temps longs de ces évolutions. Cette échelle de temps est plutôt le champ de travail des géophysiciens (voir par exemple Dai et al. (2007), Thuan et al. (2016) et Ondo et al. (2017)).

Aux temps courts en revanche (quelques secondes à quelques minutes), la compréhension fine des processus physiques qui entrent en jeu n'étant pas très facile en milieu naturel, les physiciens des fluides qui veulent récupérer des données expérimentales utilisent



(a) phénomènes géologiques et océaniques (b) changements des processus littoraux

FIGURE 1.2 – Échelles spatiales et temporelles des phénomènes géologiques et océaniques : à grande échelle (1.2a) (Morang and Parson (2002)); zoom sur la zone littorale (1.2a) (d'après Astier (2014) d'après Sabatier (2001)).



(a) (b) (c)

FIGURE 1.3 – Mesures de la dynamique dans la zone de *swash* en milieu naturel : (1.3a) : référence spatiale par DGPS; (1.3b) : Caméra vidéo HD; (1.3c) : installation d'un LIDAR. (Photos tirées d'un appel à projet IDEX 2015) (Lacaze et al. (2015))

plutôt la simulation expérimentale, en reproduisant une plage idéalisée en laboratoire, et en la soumettant à une dynamique maîtrisée de l'eau.

Ces dernières années, la nécessité d'une collaboration accrue entre ces deux approches, aux temps courts et aux temps longs, s'est faite jour. Un exemple de cette approche nouvelle est exprimée dans les conclusions de la communauté scientifique, à l'issue de "*first international workshop on swash-zone processes*" à Lisbonne (voir Puleo and Butt (2006)), et de même lors "*second international workshop on swash-zone processes*" à Newark (voir Puleo and Torres-Freyermuth (2016)). A Toulouse, des collaborations entre des équipes de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) et du Laboratoire d'études en Géophysique et Océanographie Spatiales (LEGOS) se sont mises en place (voir par exemple le projet IDEX 2015 (Lacaze et al. (2015)), partie du projet ANR 2015-2018 COAST-VAR). Cette collaboration permettra d'alimenter des modèles globaux de prédiction d'évolution du profil d'équilibre de la plage (EPB).

1.1.1 Mécanisme du transport sédimentaire des plages sableuses

Le transport des sédiments de la plage vers le large (phénomène d'érosion) ou de la zone proche littoral en direction du haut de la plage (phénomène d'accrétion), dépend du forçage hydrodynamique venant du large et de la morphologie actuelle de la plage. Ce transport de sédiments influe en retour sur cette morphologie et par une ou plusieurs boucles de rétroaction, positives ou négatives, en corrige la nature (sens du large vers la côte, ou inversement) et l'intensité du flux de sédiments transportés (Bradshaw (1980)), on parle d'un système *morphodynamique* (voir figure 1.4).

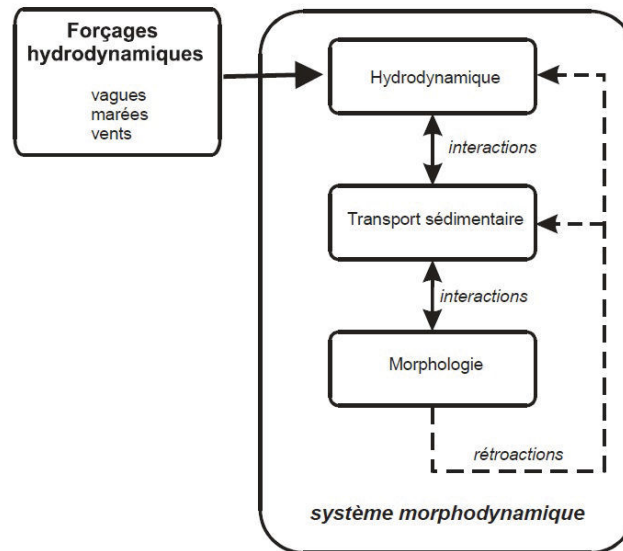


FIGURE 1.4 – Schématisation d'un système morphodynamique (Stépanian (2002)).

Impact de la morphologie

Une zone particulière des plages sableuses, la zone de jet de rive, – ou zone de "*swash*" – semble jouer un rôle prépondérant dans les processus de transport sédimentaire (Masse-link and Hughes (1998), Puleo (2006)), et concentre depuis plusieurs années les efforts de recherche et les publications scientifiques. La figure 1.4 présente une morphologie type de la plage sableuse :

- la zone de *swash* correspond à la zone d'une plage sableuse alternativement couverte et découverte par les vagues, sous l'effet de la houle seule. Le mouvement de la vague vers le haut de la plage est nommé flux, – ou "*uprush*" –. Le mouvement inverse lorsque l'écoulement s'inverse après avoir atteint le point le plus haut de la plage correspond au reflux, – ou "*backwash*" –.
- la zone de déferlement, – ou zone de "*surf*" – est la partie immergée de l'interface eau/terre de la zone littorale proche, précédant la zone de *swash* en venant du large, sur laquelle les vagues après avoir rencontré une profondeur d'eau devenue petite, par rapport à leur longueur d'onde, et continuent décroissante, sont ralenties sur le fond, voient leur amplitude augmenter par rapport à leur longueur d'onde, se cambrent et finissent par se renverser (la crête passant par dessus le pied de la vague qui avance).

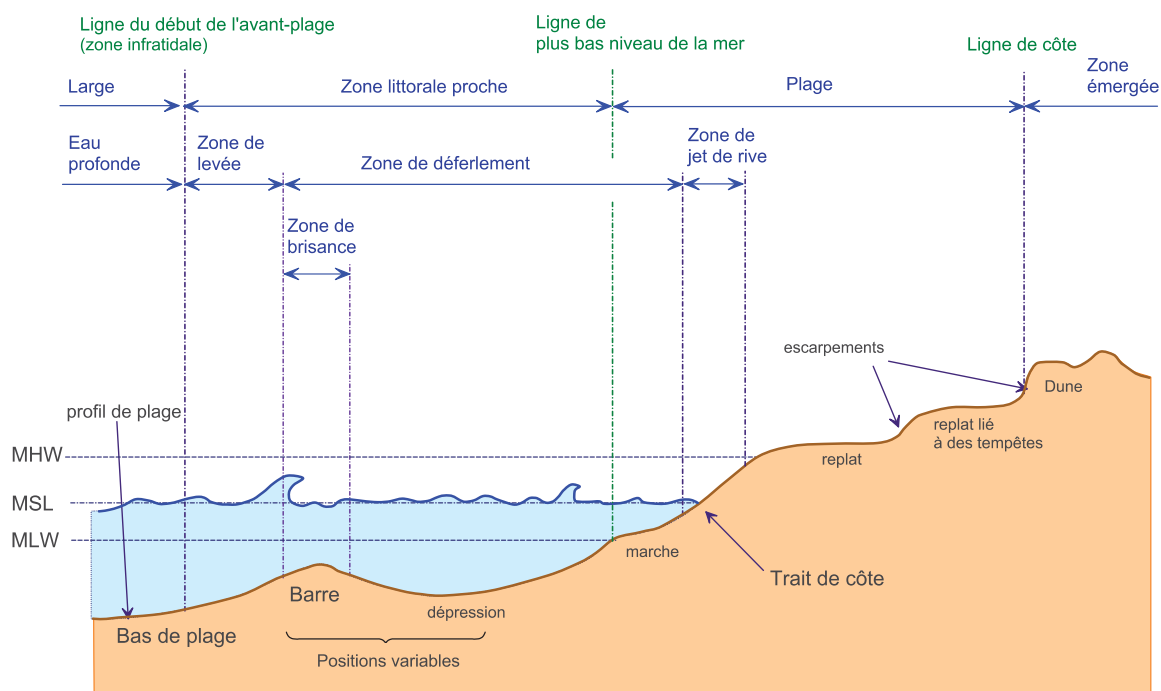


FIGURE 1.5 – Termes et traits caractérisant la zone côtière (d'après Morang and Parson (2002) et Horikawa (1988)). En annexe, figure A.1 avec terminologie anglaise correspondante.
(Sur la figure, la différence entre le MLW et le MHW correspond à l'amplitude moyenne de la marée)

- la ligne de rivage, – ou "*shoreline*" – est l'intersection de la surface libre de l'écoulement avec la surface extérieure de la plage. Sur la figure 1.5, le "*trait de côte*" correspond à cette intersection en supposant la mer ou l'océan dans un état de repos parfait.

La plage dans un sens restreint, dans ce cadre, correspond à la zone côtière comprise entre le *Niveau Moyen Bas* de l'eau – ou "*Mean Low Level*" (MLW)– et la ligne la plus élevée sur la zone côtière atteinte par l'eau dans des situations rares, mais non exceptionnelles (tempêtes hivernales etc ...) (Morang and Parson (2002)); la laisse de mer (*foreshore*) est la zone comprise entre les limites que définissent sur cette plage le *Niveau Moyen Bas* de l'eau et la *Niveau Moyen Haut* de l'eau – ou "*Mean High Level*" (MHW)–. Certaines définitions et limites de zones varient légèrement d'un auteur à l'autre, comme pour la zone de déferlement et la zone de *swash* par exemple. Morang and Parson (2002) et Horikawa (1988) font débuter la zone de déferlement au niveau du point de brisance (*breaking point*), sommet de la barre. Ce dernier définit une "*zone de shoaling*" qui se finit sur cette limite en venant d'un peu plus loin au large et définit également une zone de déferlement (au sens large) qui inclut la zone de *swash*. Morang and Parson (2002) toutefois, font se terminer la zone de déferlement en avant de la *laisse de basse mer* – limite basse de l'estran – et distinguent une "*seconde zone de brisance*" en avant de l'estran, liée à la "*marche*" créée par la succession des marées. Ils définissent une autre zone de déferlement qui correspond à la zone identifiée comme la zone de déferlement interne (zone de "*surf*" interne) qui se situe entre la laisse de basse mer et le début de la zone de *swash* (voir, pour plus de détails, la figure A.1 en annexes). La largeur et la position de la zone de déferlement, de la zone de brisance, (*Breaker zone*) et de la zone de *swash* peuvent varier avec les conditions de forçage. On a représenté sur la figure 1.5 le *Niveau Moyen* de l'eau

au repos – ou "*Mean Still Level*" (MSL) –, ce niveau correspondrait à la hauteur atteinte par l'eau si la mer ou l'océan était parfaitement calme. A partir de ce niveau, on peut mesurer le "*run-up*" correspondant à la différence de hauteur entre le point le plus haut atteint sur la plage par l'extrémité de la vague lors du *uprush* pour un événement de "*swash*", et le *Niveau Moyen* de l'eau au repos. La zone de brisance peut-être plus ou moins étroite, et certains auteurs définissent même un point de brisance, limite située à l'intérieur de cette zone au-delà de laquelle, en venant du large, les vagues commencent à se déformer et leur hauteurs à varier rapidement . A partir de cette limite en se déplaçant vers le large, la hauteur des vagues est supposée ne varier que très lentement.

Types de transport sédimentaire

Il existe plusieurs modes de transport des sédiments dans la zone de littoral proche qui sont responsables des modifications de la bathymétrie ; nous n'aborderons pas cet aspect dans le cadre de ce travail (voir éventuellement la figure A.2, en annexe, pour quelques définitions).

Caractéristiques du forçage

Un certain nombre de causes sont à l'origine de la nature de l'hydrodynamique qui arrive sur la plage, principalement le vent – directement ou indirectement –, mais aussi l'influence de la lune et du soleil, les tremblements de terre sous-marin et les phénomènes atmosphériques au large, etc ... Quelle que soit la ou les causes de leurs formations, les vagues qui aboutissent au littoral, bien que présentant une certaine périodicité, semblent formées de plusieurs catégories d'ondes élémentaires – ce qui peut également être vu comme la décomposition d'un signal pseudo-périodique en fondamentale et harmoniques – . A partir d'observations sur le terrain, pour différents types de plages et en différents endroits, [Munk \(1951\)](#) a mesuré leur répartition fréquentielle et leur importance relative, (figure 1.6). Parmi les sept grandes catégories qu'il distingue,

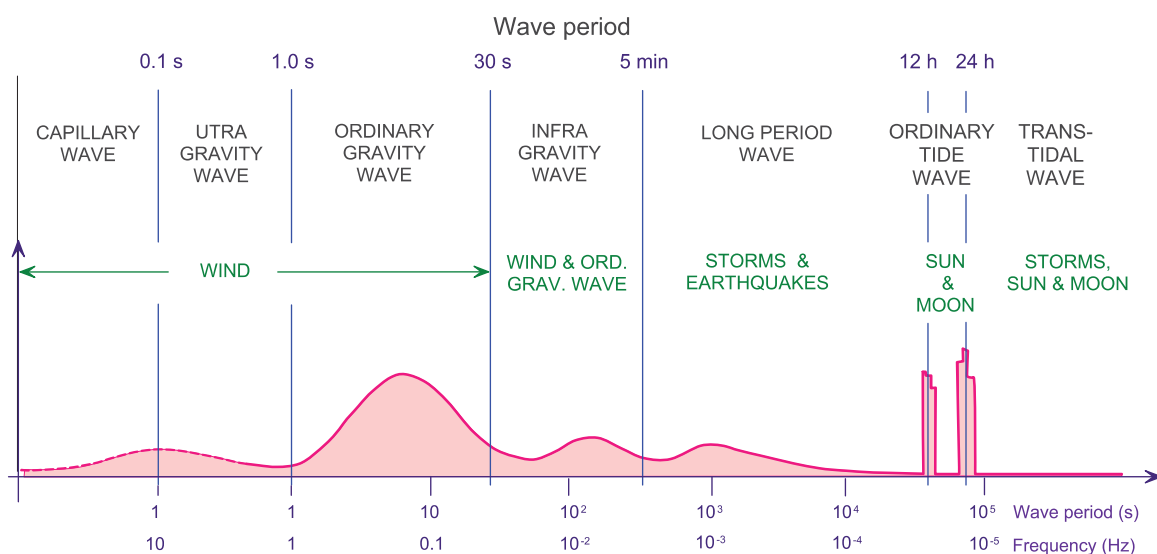


FIGURE 1.6 – Proposition de classification des ondes composant les différents types de vagues de l'océan (d'après [Munk \(1951\)](#)). L'amplitude relative est indiquée par la hauteur de la courbe.

deux d'entre-elles représentent la majorité de l'énergie du spectre : les ondes gravitaires (*Ordinary Gravity Waves*) qui correspondent à des périodes comprises entre 1 à 30 s, et les ondes de marées (*Ordinary Tide Waves*). Cependant dans notre approche d'un système *morphodynamique*, ce sont principalement les ondes gravitaires qui retiendront notre attention, et dans une moindre mesure les ondes infragravitaires (*Infra Gravity Waves*). Ces ondes longues, dont la période est comprise entre 30 à 300 s et l'amplitude souvent faible (10 – 20 cm), sont également appelé par l'auteur "*surf beat*". Elles sont essentiellement liées à la variabilité des ondes gravitaires (ordinaires). Une série de grandes vagues déferlantes élèvent temporairement le niveau de l'eau, alors qu'une autre série de vagues déferlantes plus faibles va permettre au niveau de s'abaisser. Au final, cela crée une oscillation qui se propage jusqu'à la zone de déferlement. Pour Hughes (1992), les ondes qui interviennent le plus fréquemment dans la laisse de mer sont les ondes infragravitaires et les ondes gravitaires qu'il décompose en deux sous-catégories : la première correspondant aux oscillations liées au *uprush* et au *backwash*, qui ont des périodes comprises typiquement entre 5 et 15 s, et la deuxième qu'il appelle "*sub-harmonic edge wave*" qui ont des périodes doubles des vagues incidentes entre 15 et 25 s.

Typologie des vagues déferlantes

En s'approchant de la plage, les vagues se déforment progressivement avec une asymétrie verticale plus ou moins prononcée, et finissent généralement par déferler (on parle de vague déferlante – ou "*breaker*" –). Bien qu'il y ait une variation relativement continue d'un type de forme à l'autre (Galvin (1968)), trois grands types de vagues ont été très tôt identifiés, par la marine américaine d'abord, pour des besoins liés au débarquement pendant la deuxième guerre mondiale. Galvin (1968) en a rajouté un, le "*Collapsing breaker*", ils sont représentés sur la figure 1.7. Ce sont :

- le déferlement glissant – ou "*spilling breaker*" – apparaît lorsque la pente est faible. Dans cet état la vague prend progressivement une forme asymétrique plus élancée jusqu'à ce que l'instabilité au niveau de la crête entraîne un glissement de celle-ci vers le pied de la vague, du côté qui avance vers le rivage. Le front de la vague présente une surface écumeuse et irrégulière qui peut éventuellement prendre la forme d'un ressaut hydraulique propagatif, – ou "*bore*" –. Ce processus dure souvent plus longtemps que pour les autres vagues, et au fur-et-à-mesure de l'avancement vers le rivage, l'énergie de la vague est lentement dissipée dans la turbulence.
- le déferlement plongeant – ou "*plunging breaker*" – se rencontre sur des plages de pente plus prononcée ou lorsque le fond possède une brusque variation d'inclinaison, liée par exemple à la présence de barre, banc de sable etc ... La crête de la vague devient plus élancée, et plus asymétrique que pour le déferlement glissant. La face du côté de l'avancement devient verticale, puis se penche encore, se courbe jusqu'à basculer "tête par dessus pied", vers l'avant, avec un impact assez violent et de grandes éclaboussures, avant de développer un front ressemblant à un ressaut hydraulique. Une grosse partie de l'énergie est dissipée lors de cet impact.
- le déferlement "*à gonflement*", ou "frontal", ou – "*surging breaker*" –. Dans cet état, le sommet de la vague ne se "brise" pas, la face du côté de l'avancement peut devenir d'abord très abrupte pendant que le pied de la vague avance rapidement entraînant une disparition de la crête. On peut observer un petit déferlement de la partie inférieure de la vague, côté avancement, avec une face qui reste relativement lisse avec

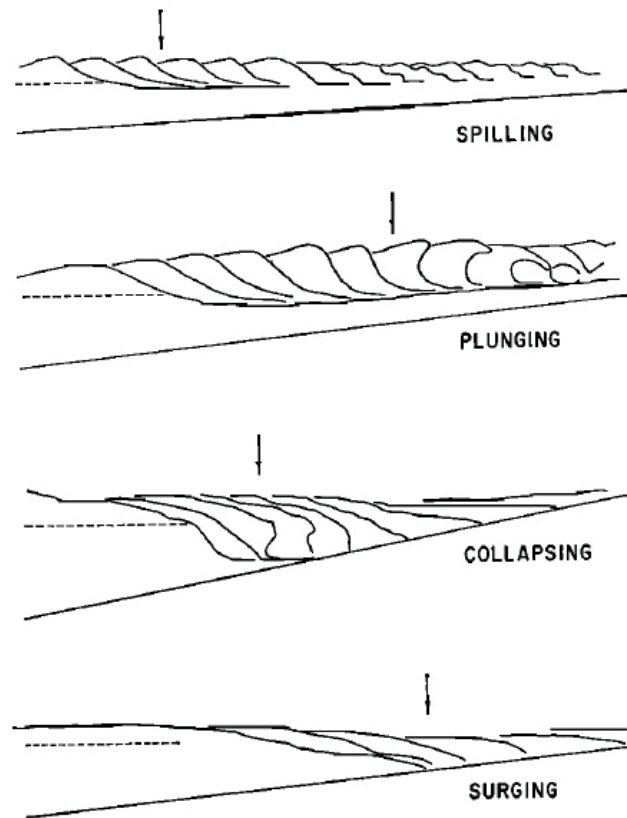


FIGURE 1.7 – Morphologie des principaux types de vagues déferlant sur la plage (Galvin (1968)). La flèche verticale représente le point de brisance, la ligne en traits discontinus représente la Niveau Moyen de l'eau au repos.

un peu d'écume.

- le déferlement à "effondrement" ou – "*collapsing breaker*" – est un état intermédiaire entre les deux états précédents, avec une crête qui reste relativement plate et ne se brise pas pendant que la partie inférieure de la vague devient abrupte, avant de s'effondrer en formant une surface irrégulière et turbulente glissant vers le haut de la plage, sans développer de front rassemblant à un ressaut hydraulique.

En fait, à partir d'une observation fine et rigoureuse menée en laboratoire dans un canal, et des conditions expérimentales variées, il a pu préciser neuf types de vagues déferlantes qui intègrent les catégories pré-citées qui ressortent plutôt d'une vague seule qui déferle, sans interaction avec les précédentes ou les suivantes. Il note que les quatre principaux types semblent pouvoir être associés avec une combinaison de trois paramètres : la pente de la plage, le ratio hauteur de vague déferlante sur la hauteur moyenne du niveau de l'eau au moment où la vague déferle, et l'inclinaison de celle-ci au point de brisance. A partir du point de brisance, la forme des déferlements plongeants et des déferlements à "effondrement" varie très rapidement. Pour les déferlements glissants, le point de brisance est défini comme la position à partir de laquelle le point le plus éloigné de la partie basse du profil de la vague précédente est interrompu par l'avance de la vague suivante. Pour le déferlement "*frontal*", c'est le début d'une inversion de l'écoulement sur la plage.

1.1.2 Les enjeux de la zone de "swash"

La zone de *swash* focalise aujourd'hui les recherches menées dans le cadre du transport sédimentaire. En effet, même si celui-ci débute généralement dans la zone de *surf* interne, il se poursuit dans la zone de *swash*, et c'est finalement la vague pendant le *uprush* qui dépose les sédiments sur la plage, ou pendant le *backwash* qui les retire de celle-ci (Hughes et al. (1997)). De fait, le mouvement de l'eau dans la zone de *swash* fournit le mécanisme principal d'échange par transport de matière solide entre les zones subaquatique et "subaérienne" de la plage, et par conséquent des modifications du trait de côte (Masselink and Hughes (1998)). Cette zone, dont la position par rapport à la plage n'est pas constante dans le temps mais varie tout au long du cycle de la marée, est le lieu d'une intense activité hydrodynamique et est le siège d'un haut niveau de turbulence (Puleo and Torres-Freyermuth (2016)). Les écoulements sont animés d'une vitesse généralement importante, parfois supérieure à 5,0 m/s dans le cadre des plages relativement pentues (plages réfléchives ou intermédiaires au sens de Bradshaw (1980))(Hughes (1992)), et les *run-ups* associés peuvent atteindre plusieurs mètres. La hauteur d'eau peut varier de zéro lorsque la plage est découverte à plus d'un mètre; les flux de sédiments sont élevés et varient beaucoup tout le long de celle-ci, la concentration en sédiments en suspension pouvant passer de zéro à plus de 160 g l^{-1} (Puleo et al. (2000)). Il y a également une différence importante, au niveau des processus physiques impliqués, entre la mise en suspension des sédiments dans la zone de déferlement et dans la zone de *swash*. A l'intérieur de la zone de déferlement, c'est le mouvement orbital des particules qui, atteignant le lit de sable, installe une couche limite où les contraintes de cisaillement au niveau du lit créent de la turbulence qui permet la mise ou le maintien en suspension des sédiments (probablement à proximité du lit). Ainsi tous les écoulements peuvent transporter le sédiment en suspension. Dans le cas de vagues se brisant en créant un ressaut hydraulique qui se déplace vers le haut de la plage, la violente turbulence associée avec le ressaut hydraulique atteint le lit de la plage. Cette turbulence qui diffère dans sa génération est un important mécanisme de mise en suspension des sédiments dans la zone de déferlement. En fait, une manière alternative de définir la limite "inférieure" de la zone de *swash* pourrait être de la considérer comme la zone à partir de laquelle la turbulence du ressaut hydraulique affecte de manière significative les processus de transport sédimentaire (Puleo et al. (2000)).

1.2 Présentation de l'étude

L'expérimentation en milieu naturel, aux temps courts, étant rendue difficile pour toutes les raisons évoquées ci-avant (Puleo and Torres-Freyermuth (2016)), l'étude en laboratoire est par conséquent, souvent, une alternative souhaitable. Une première catégorie d'instrumentation est constituée par de grands canaux à houle avec une plage de quelques m^2 à un bout et un dispositif de génération de houle (batteurs à houle, pistons, flotteurs rigides animés de mouvements oscillants, pompes axiales pilotées (Babarit et al. (2017)), etc ...) à l'autre qui impulse la dynamique souhaitée à l'eau (houle monochromatique ou ayant des caractéristiques déterminées "JONSWAP"). La métrologie mise en place pour déterminer les variations du profil et de la bathymétrie peuvent prendre différentes formes : *profileur* mécanique, stéréoscopie optique, sondes acoustiques, etc

... Une autre catégorie est constituée par des canaux de taille plus modeste (quelques mètres) pour lesquels une vanne en position basse sépare le canal en deux parties remplies à des niveaux différents. L'ouverture rapide de la vanne ou rupture de barrage – ou "*dambreak*" – génère un ressaut hydraulique se propageant sur une plage. La métrologie peut être dans ce cas de l'ombroscopie optique, de la *Particle Image Velocimetry* (PIV), Laser-Induced Fluorescence (LIF) couplés ou non avec des sondes capacitives de détection des variations du niveau d'eau.

Des campagnes de mesures, menées en milieu naturel (Turner et al. (2008)), ou expérimentales récentes menées dans un canal à houle (Cáceres and Alsina (2012)), ont montré que même en condition de houle "habituelle", certains événements particuliers, sur un temps court (à l'échelle du passage d'une vague), sont responsables d'une forte variation du fond sableux. En dépouillant ses mesures Turner et al. (2008) relèvent qu'au cours d'une même période d'observation de deux heures, les transferts de sédiments se font parfois dans un sens : vers le large (érosion), et parfois dans l'autre sens : vers le rivage (accrétion). Les événements particuliers responsables d'une forte variation de la bathymétrie au cours de cette même période, peuvent également se faire dans un sens ou dans l'autre, et ils notent qu'ils peuvent être supérieurs d'un ordre de grandeur à la variation résultante sur la période observée. L'existence de ces singularités a pu également être observée, au niveau du Laboratoire de IMFT, par Astier (2014) au cours du déroulement de son travail de thèse.

Pour comprendre les causes hydrodynamiques de ces événements particuliers, il est nécessaire de s'affranchir de deux complexités, la complexité d'une houle générée à une extrémité d'un canal, et la difficulté d'analyser son transfert vers le rivage (déferlement, ondes infragravitaires, etc.). Afin de s'affranchir de ce transfert, pour étudier une dynamique plus simple, nous nous sommes intéressés au forçage idéalisé de deux ressauts successifs et à leur interaction, particulièrement lorsqu'elle intervient dans la zone de *swash*, sur une plage faiblement inclinée, ou à proximité. Pour ce faire, nous avons conçu et réalisé un dispositif expérimental original consistant en un canal en verre équipé de deux vannes définissant deux réservoirs de dimensions réglables, dont le relèvement rapide (rupture de barrage – ou "*dambreak*" –) l'une après l'autre permet la génération de ces deux ressauts, avec un déphasage également réglable. La plage en plexiglas, imperméable, plane, a été principalement définie par son angle initial d'inclinaison.

1.3 Organisation du document

Ce document est organisé en six chapitres :

Le Chapitre 2 présente une revue bibliographique sur les études et modélisations se rapportant à l'hydrodynamique générée par une rupture de barrage, ou deux consécutives, en particulier quand elle(s) intervient(nent) dans un dispositif expérimental de longueur finie. Dans le chapitre 3 nous présentons le dispositif expérimental qui a servi à notre travail, et la métrologie mise en œuvre. Ce chapitre présente également les campagnes expérimentales qui ont été menées, en classant les mesures effectuées en fonction des principaux paramètres de contrôle.

Les chapitres 4 et 5 sont consacrés aux résultats expérimentaux obtenus et à leurs ana-

lyses : le chapitre 4 étant principalement consacré à caractériser les différents régimes hydrodynamiques obtenus avec ce dispositif expérimental, lorsque l'on parcourt la gamme des paramètres, tandis que le chapitre 5 étudie l'interaction de deux vagues générées dans le canal avec un décalage programmé, principalement au niveau de la zone de *swash*, sur des plages de pentes différentes.

Enfin le chapitre 6 présente une synthèse générale des résultats fondamentaux de cette étude, et propose quelques pistes de recherche à approfondir.

Chapitre 2

Rupture de barrage et processus hydrodynamiques dans la zone de jet de rive

Sommaire

2.1 Modèles des ondes de gravité :	14
2.1.1 Équations de base non visqueuses	14
2.1.2 Solutions potentielles	15
2.1.3 Solutions de type Saint-Venant, "Shallow water"	17
2.1.4 Solutions d'ondes linéaires	21
2.2 Rupture de barrage	23
2.2.1 Modélisation d'une rupture de barrage	23
2.2.2 État de l'art sur la rupture de barrage	30
2.3 Hydrodynamique au niveau de la plage	32

Introduction

Dans ce chapitre, nous nous proposons de rappeler, dans un premier temps, les équations qui régissent l'hydrodynamique marine et les principaux modèles asymptotiques qui en dérivent. Dans un deuxième temps, nous abordons les modélisations de l'hydrodynamique résultant d'une rupture de barrage dans un canal, ou qui a lieu au niveau de la plage. Enfin, nous faisons un "état de l'art" des principaux résultats expérimentaux obtenus en laboratoire, en utilisant ce type de canal.

2.1 Modèles des ondes de gravité :

Le repère décrivant le mouvement du fluide est tel que les axes x et y , et l'origine du repère, sont dans le plan de la surface libre de l'eau au repos, l'axe z est vertical, et on appelle $\vec{V}(u, v, w)$ la vitesse d'une particule du fluide de composantes $u(x, y, z, t)$, $v(x, y, z, t)$ et $w(x, y, z, t)$ suivant les axes x , y et z respectivement. Pour des descriptions

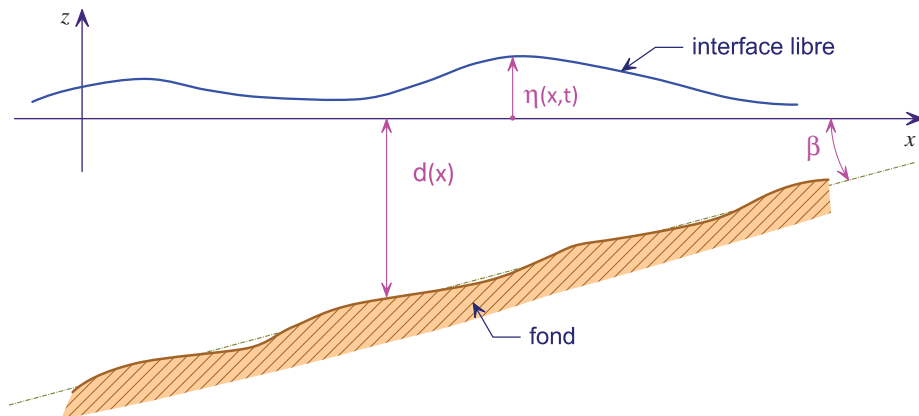


FIGURE 2.1 – Variables utilisées pour la description des modèles (d'après [Stoker \(1957\)](#)), dans le cas de la description d'un écoulement bidimensionnel.

dans le plan vertical, nous poserons si nécessaire : $h(x, t) = d(x) + \eta(x, t)$.

2.1.1 Équations de base non visqueuses

Sous les hypothèses d'un écoulement de fluide incompressible, homogène en densité, et à la viscosité négligeable, l'équation de continuité qui traduit la conservation de la masse se simplifie et s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

Avec ces mêmes hypothèses, les équations de Navier-Stokes de conservation de la quantité de mouvement se réduisent aux équations d'Euler :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} & (2.2a) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} & (2.2b) \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g & (2.2c) \end{cases}$$

Sous une forme condensée, (2.1) et (2.2) s'écrivent, par exemple :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} \quad (2.4)$$

Dans un milieu bidimensionnel, tous les produits comportant le terme v disparaissent, et la projection suivant y de l'équation du mouvement (2.2b) disparaît également.

Afin de résoudre ce système d'Équations aux Dérivées Partielles (E.D.P.), un certain nombre d'hypothèses simplificatrices peuvent être faites, et selon le choix qui est fait, ce système d'E.D.P. aboutit à des solutions potentielles, ou à des modèles de type *Saint-Venant* ou modèles "d'eaux peu profondes" ("*shallow water*"), linéaires ou non. Pour choisir une solution correspondant au cas physique étudié, ce système initial {(2.3),(2.4)} doit être complété par des Conditions aux Limites (C.L.) et des Conditions Initiales (C.I.), qui diffèrent partiellement selon le modèle. On a en particulier, au moins :

- des conditions sur les limites physiques du système étudié, qui sont en général :

$$0 < x < L, \quad -d < z < \eta \quad (2.5)$$

- une condition cinématique au fond (*Bottom Boundary Condition*), qui traduit la non perméabilité de celui-ci, qui s'exprime dans le cas général par :

$$w = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} d \quad \text{en } z = -d(x, y) \quad (2.6)$$

- et une condition cinématique à la surface libre (*Kinematic Free Surface Boundary Condition*), qui traduit que les particules d'eau ne traversent pas l'interface libre, ce qui s'exprime dans le cas général par :

$$w = \frac{D\eta}{Dt} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \eta \quad \text{en } z = \eta(x, t) \quad (2.7)$$

(voir la figure 2.3, qui illustre ces conditions aux limites dans le cas particulier de la solution potentielle linéaire).

2.1.2 Solutions potentielles

Pour tout écoulement bidimensionnel d'un fluide incompressible(irrotationnel ou non) et pour tout écoulement tridimensionnel irrotationnel, il existe une fonction potentielle

$\phi = \phi(x, y, z, t)$ telle que :

$$\vec{V} = -\vec{\nabla}\phi \iff \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \partial\phi/\partial x \\ \partial\phi/\partial y \\ \partial\phi/\partial z \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel d'un fluide incompressible, il existe également une fonction courant ψ telle que ces deux fonctions $\phi = \phi(x, z, t)$ et $\psi = \psi(x, z, t)$ soient reliées par la relation :

$$\vec{\nabla}\phi \cdot \vec{\nabla}\psi = 0 \quad (2.9)$$

Par la suite, nous nous plaçons exclusivement dans le cas d'écoulement bidimensionnel. En prenant la divergence des deux membres de l'équation (2.3), l'équation (2.8) devient :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}\phi = \nabla^2\phi = 0 \quad (2.10)$$

où $\nabla^2\phi$ représente le laplacien de la fonction ϕ .

Par ailleurs, l'intégration sur x et sur z des équations d'Euler (2.4) donne une des formes des équations de Bernoulli, qui s'applique dans tout le milieu fluide :

$$-\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\vec{\nabla}\phi)^2 + \frac{p}{\rho} + gz = C(t) \quad (2.11)$$

où $C(t)$ est une constante que l'on détermine avec la condition limite à la surface libre, sur la pression, $p(x, y, z = d(x) + \eta(x, t), t) = p_0$.

Dans le cas des solutions potentielles, les C.L. physiques (2.5) deviennent :

$$\nabla^2\phi = 0, \quad 0 < x < L, \quad -d < z < \eta \quad (2.12)$$

les conditions cinématiques au fond (2.6) deviennent :

$$w = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla}\phi \quad (2.13)$$

et les conditions cinématiques à la surface libre (2.7) deviennent :

$$w = \frac{\partial\eta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}\phi \quad \text{en } z = \eta(x, t) \quad (2.14)$$

Le système doit être complété par d'autres conditions aux limites, qui sont :

- une condition dynamique à la surface libre (*Dynamic Free Surface Boundary Condition*), qui exprime que, si l'on excepte les effets dus à la tension de surface, il y a une continuité du champ de pression entre l'eau et la partie aérienne. Autrement dit, la pression au niveau de l'interface est égale à la pression atmosphérique des deux côtés de celle-ci :

$$p|_{y=\eta} = p_n = 0 \quad (2.15)$$

Cette condition sur la pression peut-être exprimée en utilisant l'équation de Bernoulli (2.11); en prenant la pression atmosphérique au niveau de l'interface, p_n , égale à zéro, on obtient :

$$-\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right)^2 \right] + \rho\eta = C(t) \quad \text{pour } z = \eta(x, t) \quad (2.16)$$

2.1.3 Solutions de type Saint-Venant, "Shallow water"

Un autre type de solution, utilisant l'hypothèse d'une profondeur d'eau suffisamment petite par rapport à d'autres longueurs caractéristiques telles que, par exemple, la courbure de la surface libre, la longueur d'onde dans le cas d'onde périodique, nous intéresse plus particulièrement pour ce qui suit. Ces solutions forment les modèles de type Saint-Venant ou modèles (*SW*). Dans cette approche, il n'est pas nécessaire de supposer que le déplacement $\eta(x, t)$, ou que la pente de l'interface libre soit petite. La théorie qui en résulte n'est, par conséquent, pas linéaire. C'est en particulier le cas de vagues déferlant sur des plages faiblement pentue. On peut montrer dans ce cas, que les composantes verticales du mouvement des particules d'eau sont négligeables devant les autres, il en résulte que la pression est hydrostatique.

Formulation générale

Avec l'hypothèse de pression hydrostatique et que la composante suivant z de l'accélération des particules d'eau est négligeable, on peut intégrer les équations du mouvement sur la hauteur totale d'eau. Nous présentons dans ce qui suit le cas d'un écoulement unidirectionnel.

Si le fond est donné par $z = -d(x)$, et le déplacement de la surface par $z = \eta(x, t)$ (figure 2.1), l'équation de continuité (2.1) d'un écoulement bidimensionnel s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.17)$$

En intégrant suivant z l'expression (2.17), et en utilisant les conditions cinématiques au fond et à la surface (2.7) afin de déterminer w , pour respectivement $z = \eta$ et $z = -d$, [Stoker \(1957\)](#) obtient (détails en annexe B.1) :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-d}^{\eta} u dz = -\frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.18)$$

L'hypothèse d'une pression essentiellement hydrostatique au sein du liquide s'écrit :

$$p = g\rho(\eta - z) \quad (2.19)$$

expression dont la dérivation par rapport à x donne :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g\rho \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2.20)$$

On observe alors qu'une des conséquences est que la composante suivant x de l'accélération des particules d'eau est indépendante de z , et par suite que la composante u , suivant x , est également indépendante de z quel que soit t : $u = u(x, t)$. L'équation (2.18) peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial [u(\eta + d)]}{\partial x} = -\frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (2.21)$$

La composante suivant x de l'équation du mouvement (équation d'Euler) (2.2a) se simplifie ($\partial u / \partial z = 0$), et s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (2.22)$$

Finalement l'expression au premier ordre des équations non-linéaires en eaux peu profondes (*Non linear shallow Water equations (NLSWE)*), considérée appropriée pour modéliser en 2D l'écoulement de l'eau à proximité de la plage (Stoker (1957), Hughes (1992)) est donc :

$$\frac{\partial[u(\eta + d)]}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (2.24)$$

Ce système (2.23),(2.24) doit être complété par des conditions aux limites et initiales, toutefois il n'existe pas d'expressions uniques et triviales de celles-ci dans le cas général. Cependant, ce système d'E.D.P. constitue un système d'équations partielles hyperboliques, et sont résolubles analytiquement, sous certaines conditions, à l'aide de diverses méthodes dont la méthode des "courbes caractéristiques". Dans ce dernier cas, les conditions aux limites et les conditions initiales sont conditionnées par cette méthode (voir § 2.1.3 ci-après).

Comme cette méthode est particulièrement utile et utilisée, pour l'étude de la propagation d'un ressaut hydraulique sur une plage (voir Shen and Meyer (1963a), Shen and Meyer (1963b) Hibberd and Peregrine (1979)), et également pour la modélisation d'une rupture de barrage dans un canal expérimental (voir Stoker (1957), Stansby et al. (1998), Hogg (2006)), ce qui nous intéresse au premier chef, nous rappelons son principe ci-dessous.

Résolution par la méthode des caractéristiques

La méthode consiste essentiellement à transformer le système initial d'E.D.P. en un système de deux équations différentielles ordinaires. Pour les mettre en évidence, il peut être commode, d'abord, de reformuler le système {(2.23),(2.24)} sous une forme bien connue et bien étudiée en dynamique des fluides.

Re-formulation des (E.D.P.) : Les équations (2.23) et (2.24) peuvent être réécrites (détails des calculs en annexe B.1) en introduisant une "masse volumique" $\bar{\rho}$ par :

$$\bar{\rho} = \rho(\eta + d) \quad (2.25)$$

et une "pression" \bar{p} par :

$$\bar{p} = \int_{-d}^{\eta} p \, dz \quad (2.26)$$

ces équations correspondent exactement dans leur forme, lorsque $\partial d / \partial x = 0$ (pour un fond horizontal), à la dynamique des écoulements unidimensionnels de gaz compressibles (Stoker (1957)). Par analogie avec l'expression de la célérité du son dans l'air, l'expression de déplacement d'une "petite perturbation" dans l'eau sera donnée par $c = \sqrt{d\bar{p}/d\bar{\rho}}$, ce qui dans notre cas donne :

$$c = \sqrt{\frac{g\bar{\rho}}{\rho}} = \sqrt{g(\eta + d)} \quad (2.27)$$

Finalement les équations (2.23) et (2.24) s'écrivent en fonction de cette célérité c :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + 2c \frac{\partial c}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x} = 0 \quad (2.28)$$

$$2 \frac{\partial c}{\partial t} + 2u \frac{\partial c}{\partial x} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.29)$$

$$\text{avec : } H = gd \quad (2.30)$$

Méthode des caractéristiques : Le système d'E.D.P. {(2.28),(2.29)} est maintenant d'une forme telle que, associées aux conditions initiales, elles admettent une résolution plus simple dans les termes d'une paires de deux équations différentielles ordinaires, appelées "équations différentielles caractéristiques". De plus, si ces équations sont utilisées *in fine* pour modéliser l'écoulement dans un canal, l'équation 2.30 devient :

$$\frac{\partial H}{\partial x} = m = \text{const.} \quad (2.31)$$

i.e. dans le cas où le fond du canal est de pente constante, et lorsque le fond est horizontal, $m = 0$. C'est dans ce dernier cas que nous allons les expliciter ; les équations (2.28) et (2.29) peuvent être écrites (Stoker (1957)) sous la forme :

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c) \frac{\partial}{\partial x} \right\} \cdot (u \pm 2c - mt) = 0 \quad (2.32)$$

En conséquence, dans le plan $\mathcal{P}(x, t)$, il existe deux familles de courbes (figure 2.2) solutions des équations différentielles ordinaires :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 : \frac{dx}{dt} = u + c \end{array} \right. \quad (2.33a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_2 : \frac{dx}{dt} = u - c \end{array} \right. \quad (2.33b)$$

et nous avons les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} u + 2c - mt = k_1 = \text{const. le long de la courbe } (C_1) \\ u - 2c - mt = k_2 = \text{const. le long de la courbe } (C_1) \end{array} \right. \quad (2.34a)$$

$$(2.34b)$$

où $c = (g(\eta + d))^{1/2}$ et les expressions $(u \pm 2c - mt)$ sont les invariants de Riemann.

En inversant le raisonnement, on peut mettre en évidence que les systèmes d'équations (2.33) et (2.34) d'une part, et le système composé des équations (2.28) et (2.29) d'autre part, sont complètement équivalents, de sorte qu'une solution de l'un est solution de l'autre et vice-versa, tout au moins pour les valeurs (x, t) pour lesquelles il existe un maillage assez régulier des deux familles de courbes (C_1) et (C_2) .

Un point réel $M(x, t)$ de l'interface libre de l'écoulement, solution du système composé des équations (2.28) et (2.29) est caractérisé par : $u(x, t)$ constante sur toute la hauteur d'eau – d'après nos hypothèses – et la hauteur $\eta(x, t)$ de l'interface libre par rapport à

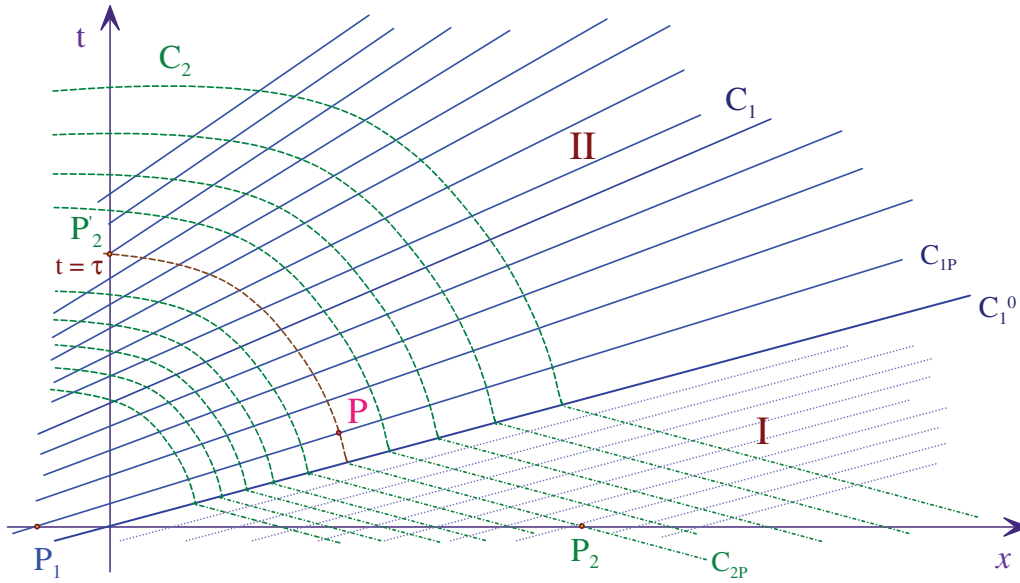


FIGURE 2.2 – Méthode d'intégration d'équations différentielles aux dérivées partielles à l'aide de la méthode des caractéristiques : plan $\mathcal{P}(x, t)$ des caractéristiques.

la position de la surface libre au repos, – ou "Still Water Level" – (SWL). En M, une petite perturbation se déplacera avec une célérité c définie par la relation (2.27). Si le plan $\mathcal{P}(x, t)$ des "caractéristiques" est parfaitement défini, et qu'au point P du plan $\mathcal{P}(x, t)$ (figure 2.2) possédant les mêmes coordonnées (x, t) que M, il existe deux caractéristiques C_{1P} et C_{2P} passant par P, alors les deux équations (2.34) permettent de calculer u et c , puis à l'aide de la relation (2.27) la valeur de $\eta(x, t)$.

Les quantités $u \pm 2c - mt$ étant constantes le long de chacune des "caractéristiques", l'état de l'écoulement en M, à l'abscisse x et à l'instant t , est dépendant de l'état connu en deux points, par exemple en P_1 et P_2 , sur C_{1P} et C_{2P} . Sur la figure 2.2 ont été choisis, pour l'exemple, deux points sur l'axe des abscisses qui correspondent aux valeurs connues à l'instant initial (Conditions Initiales). On pourrait aussi, en prendre un des deux (par exemple P'_1), ou les deux pour différentes valeurs de t , sur l'axe des ordonnées ($x = 0$) qui peut être considéré selon les situations comme origine du phénomène (Conditions aux Limites).

Conditions aux limites et conditions initiales : Les conditions aux limites comprennent d'abord les mêmes conditions sur les limites physiques du système étudié (2.5), auxquelles on ajoute :

- des conditions initiales sur la vitesse et sur la position de l'interface libre :

$$u(0, x) = u_0(x), \quad h(0, x) = h_0(x) \quad (2.35)$$

- et des conditions aux limites :

$$\begin{cases} u + 2c = U + 2\sqrt{gH} + g_0(t) & \text{à } x = 0, \\ u - 2c = U - 2\sqrt{gH} + g_0(t) & \text{à } x = 0, \end{cases} \quad (2.36a)$$

$$\begin{cases} u + 2c = U + 2\sqrt{gH} + g_0(t) & \text{à } x = 0, \\ u - 2c = U - 2\sqrt{gH} + g_0(t) & \text{à } x = 0, \end{cases} \quad (2.36b)$$

avec des conditions particulières sur u_0 , h_0 , U , H , et g_0 (Petcu and Temam) (voir également par exemple Hogg (2006), dans le cas des rupture de barrage avec courants de gravité).

2.1.4 Solutions d'ondes linéaires

Solution potentielle linéaire

Dans le cas d'un fond horizontal, la C.L. au fond se simplifie en :

$$w = 0 = -\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (2.37)$$

Dans ce contexte, la recherche d'une solution sous forme onde progressive linéaire, est entièrement définie à partir des C.L. physiques de l'étude (2.12), de la condition cinématique au fond (2.37) ci-dessus, des C.L. cinématiques et dynamiques à la surface (2.14) et (2.16), linéarisées, et des conditions limites latérales, périodiques (*Periodic Lateral Boundary Condition*) (figure 2.3) qui s'expriment par :

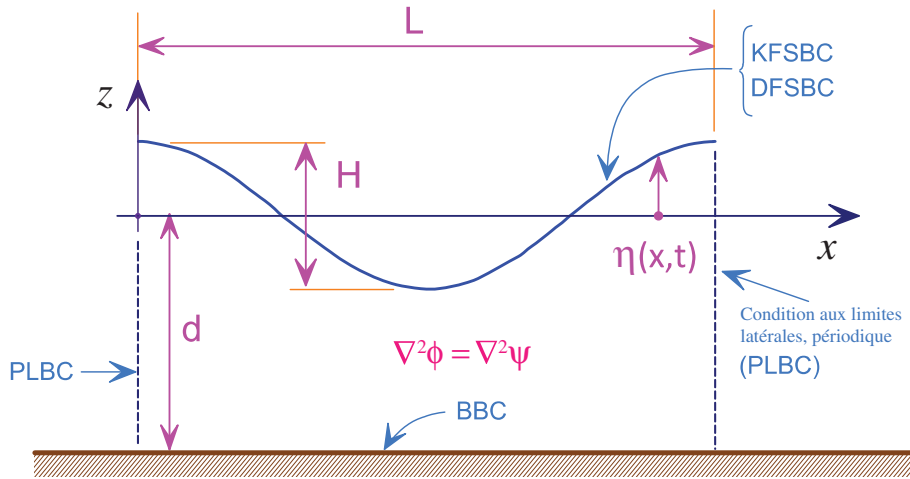


FIGURE 2.3 – Spécifications des conditions aux limites pour une onde périodique (d'après Dean and Dalrymple (1991)).

$$\phi(x, t) = \phi(x + L, t) \quad (2.38a)$$

$$\phi(x, t) = \phi(x, t + T) \quad (2.38b)$$

La résolution de l'équation (2.10) est bien connue aujourd'hui, par exemple en utilisant la méthode de séparation des variables. On écrit par exemple :

$$\phi(x, z, t) = X(x) \cdot Z(z) \cdot \mathcal{T}(t) \quad (2.39)$$

Relation de dispersion : la prise en compte des conditions aux limites (2.38), (2.37) et (2.14) linéarisée donnent pour seule solution physique correspondant à nos hypothèses (Dean and Dalrymple (1991)), pour ϕ :

$$\phi = \frac{Hg \cosh k(d+z)}{2\omega \cosh kd} \cos kx \sin \omega t \quad (2.40)$$

avec $\omega = 2\pi/T$ traduisant la périodicité temporelle, et $k = 2\pi/L$ la périodicité spatiale. L'application de la dernière condition aux limites (2.16) donne la relation de dispersion, reliant k et ω :

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (2.41)$$

Célérité de l'onde périodique : la vitesse de propagation c d'une onde étant égale au rapport de la distance parcourue, par exemple par une crête donnée, pendant un temps donné ($c = L/T$), on obtient l'expression générale de la célérité de l'onde :

$$c = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh kd} \quad (2.42)$$

Cette formulation est également appelé "Modèle de Houle au premier degré" ou Modèle de Houle d'Airy" (Viollet et al. (2003)). Cette célérité admet deux expressions asymptotiques :

— en eau profonde, la fonction $\tanh \rightarrow 1$, et la vitesse devient :

$$c = \sqrt{\frac{gL}{2\pi}} \quad (2.43)$$

— en eau peu profonde (condition (SW)), $\tanh kd \sim kd$, la relation de dispersion se simplifie, et l'équation de la vitesse (2.42) devient :

$$c = \sqrt{gd} \quad (2.44)$$

Solution de type Saint-Venant linéaire

Pour linéariser les équations (SW) ou de type Saint-Venant, présentées ci-avant {(2.23),(2.24)}, on suppose qu'il existe état d'équilibre de la solution (u_n, h_n), et on linéarise u et h (ou η) autour de l'état d'équilibre, en écrivant par exemple (Thual (2005)) :

$$h = h_n + \tilde{h} \quad (2.45a)$$

$$u = u_n + \tilde{u} \quad (2.45b)$$

où \tilde{h} et \tilde{u} sont des petites variations autour de l'état d'équilibre. En remplaçant (2.45) dans le système d'équations (2.23),(2.1.3)}, on obtient :

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + u_n \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} + \frac{\partial h_n}{\partial \tilde{u}} = 0 \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + u_n \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + g' \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} = 0 \quad (2.47)$$

Une autre approche existe également, selon la nature du problème à traiter, c'est d'adimensionner le système d'E.D.P. {(2.23),(2.24)}, à partir de longueurs caractéristiques de l'écoulement L_0 et h_0 en posant (Thual (2005)) :

$$x = L_0 x^+, \quad z = h_0 z^+, \quad t = \frac{L_0}{u_0} t^+ \quad (2.48a)$$

$$x = u_0 u^+, \quad x = u_0 \frac{h_0}{L_0} w^+, \quad \text{et} \quad p_t = \rho g' h_0 p^+ \quad (2.48b)$$

Divers *modèles asymptotiques* dérivent des équations obtenues, en fonction de l'influence de paramètres caractéristiques, de la non-linéarité ou de la dispersion, ou d'autres hypothèses simplificatrices complémentaires.

2.2 Rupture de barrage

2.2.1 Modélisation d'une rupture de barrage

La modélisation d'une rupture de barrage "idéalisée", dans un canal muni d'une vanne qui délimite, en position basse, deux réservoirs de hauteurs différentes h_0 et h_1 tel que $h_1 > h_0$, est proposée par [Stoker \(1957\)](#). L'eau est supposée initialement au repos de part et d'autre du barrage, avant sa disparition, et un repère est placé de manière à ce que l'axe x soit confondu avec le fond, l'origine du repère étant telle que $x = 0$ corresponde à la position du barrage avant sa levée instantanée (voir figure 2.4). Les réservoirs sont supposés

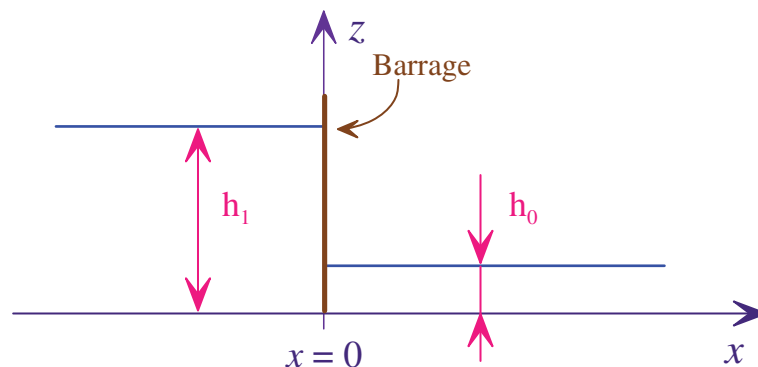


FIGURE 2.4 – Rupture de barrage s'effectuant sur une hauteur d'eau non nulle (d'après [Stoker \(1957\)](#)).

s'étendre à l'infini dans les deux sens et le fond est supposé horizontal, d'où :

$$d(x) = \text{Cste} \quad \Rightarrow \quad m = 0 \quad (2.49)$$

Cette modélisation ne suppose qu'une issue possible à la rupture de barrage, quel que soit le couple (h_0, h_1) tel que $h_0 \neq 0$, à savoir, la génération d'un ressaut hydraulique. Elle s'appuie sur la théorie des "ondes simples" et sur une hypothèse de conservation de masse et de quantité de mouvement pour l'ensemble des particules comprises entre deux sections planes de l'écoulement, entourant la section du "ressaut", et suffisamment proches de lui.

Notion d'onde "simple"

Ces ondes sont des perturbations générées, par exemple, en immergeant une plaque verticale aux dimensions de la section transversale du canal, descendant jusqu'au fond de celui-ci, placée initialement à l'abscisse $x = 0$, et à laquelle on imprime une vitesse horizontale pilotée $u = w(t)$, comme un "piston" à l'extrémité du canal. Dans ces circonstances, la perturbation créée se déplace dans un canal de profondeur constante avec une célérité constante, et au moins une des deux familles de "caractéristiques" décrites par (2.33) consiste en une famille de droites le long desquelles u et c sont également constantes.

Cependant dans la situation évoquée, la génération d'une onde simple est d'une nature

différente selon qu'elle se situe en arrière ou en avant de la "plaque séparatrice" par rapport au sens de son déplacement : en arrière se forme une *onde détente*, alors qu'en avant est générée une onde de *compression* (qui correspond à l'onde de "choc" en dynamique des gaz). On obtient également ces deux types d'onde, séparément, avec un canal remplie

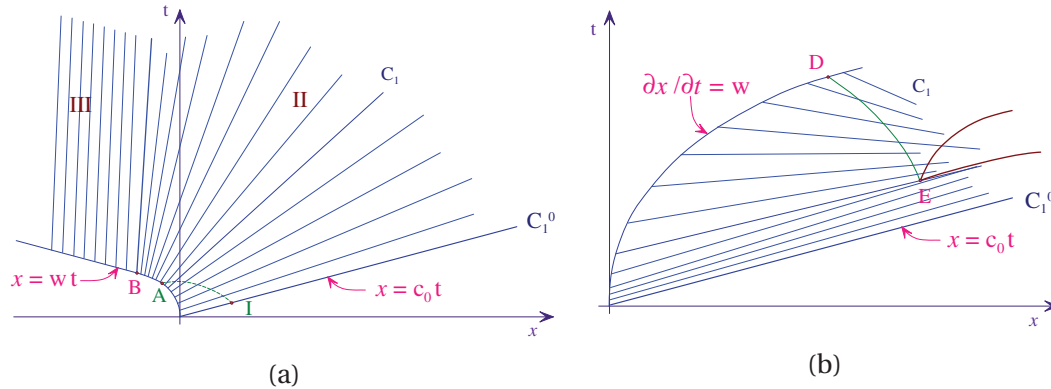


FIGURE 2.5 – Exemples de deux cas typiques d'ondes simples (d'après [Stoker \(1957\)](#)) : (a) onde de détente; (b) onde de compression (apparition de singularité) .

d'eau d'un seul côté de la plaque séparatrice mobile, par exemple du côté des x positif, en fonction de son sens de déplacement, et dans ce cas on observe que (voir figure 2.5) :

- dans le cas d'une onde de détente les "caractéristiques" de type (C_1) divergent jusqu'à ce que la vitesse du "piston" soit constante (le point B sur la figure 2.5a), puis sont parallèles. Différentes situations peuvent se présenter en fonction de la phase transitoire existant avant que la vitesse de déplacement de ce "piston" se stabilise, le cas limite correspondant au déplacement du "piston" à une vitesse juste égale à la vitesse théorique maximale, avant "*cavitation*". [Ritter \(1892\)](#) s'en est servi pour trouver une solution analytique à une rupture de barrage sur fond sec, en imaginant une vitesse de déplacement du "piston" juste égale à la vitesse théorique maximale (voir figure 2.6).
- Dans le cas d'une onde de compression les "caractéristiques" de la famille (C_1) convergent dans les premiers instants, créant une ou plusieurs singularités (par exemple le point E sur la figure 2.5b). Ce qui se passe après le point E ne peut plus, en principe, être expliqué par la théorie précédente. Il semble très probable que des solutions discontinues se développent au fur et à mesure que le temps s'accroît, au delà du point E, et que l'écoulement évolue vers ce qui est physiquement identifié comme un ressaut hydraulique, ou des vagues déferlantes.

Rupture de barrage sur fond sec

La rupture de barrage sur fond sec a déjà été évoquée, elle correspond à la solution de [Ritter \(1892\)](#) : la forme de l'interface libre est parabolique à partir du fond du canal en x_0 jusqu'à la hauteur initiale h_1 en x_1 , et la hauteur d'eau reste constante et égale à $4/9 h_1$ en $x = 0$, pendant la durée de l'écoulement (figure 2.6). Les principaux résultats concernant cette situation sont résumés dans le tableau 2.1 :

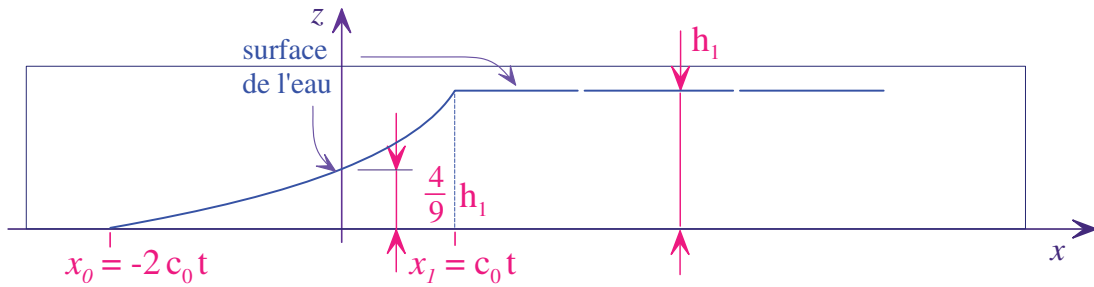


FIGURE 2.6 – Rupture de barrage sur fond sec (d'après [Stoker \(1957\)](#)). Dans cette figure la "plaque séparatrice" se déplacerait dans le sens des x négatifs.

x	$x_0 = -2c_0 t$	$x_0 = c_0 t$
zone	Onde de détente	Régime de repos
u	$\frac{2}{3}\left(\frac{x}{t} - c_0\right)$	0
h	$\frac{1}{9g}\left(\frac{x}{t} + 2c_0\right)^2$	h_1

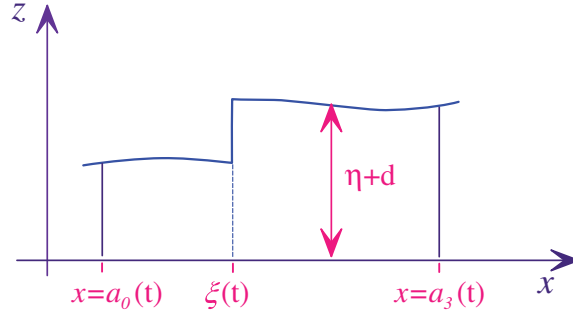
TABLEAU 2.1 – Solution de Ritter pour une rupture de barrage instantanée sur fond sec (d'après [Viollet et al. \(2003\)](#))

Rupture de barrage sur hauteur d'eau non nulle

[Stoker \(1957\)](#) modélise la disparition soudaine de la vanne comme si celle-ci, à l'égal de la plaque séparatrice mobile déjà évoquée, était animée d'un déplacement rapide à vitesse constante vers la droite, dans le sens des x positifs :

- l'eau initialement en arrière de la vanne subit une "onde de détente" : la forme de la surface libre obtenue et la vitesse du front d'onde sont connues. Elles correspondent par exemple à la solution de [Ritter \(1892\)](#), obtenue pour une rupture de barrage sur fond sec .
- l'eau initialement en avant de la vanne subit une "onde de compression" : les particules sont poussées par les particules initialement en arrière, comme le ferait la plaque mobile de séparation. Nous avons évoqués les points de singularité correspondant à cette situation. Pour trouver une solution analytique à cette situation, [Stoker \(1957\)](#) fait un bilan de masse et de quantité de mouvement pour l'ensemble des particules comprises entre deux sections planes de l'écoulement, entourant la section du "ressaut", et suffisamment proches de lui (voir ci-dessous).

Conditions de discontinuité, ou conditions de choc : Pour traiter cette discontinuité, [Stoker \(1957\)](#) se place au niveau du front du ressaut hydraulique, où de l'eau se maintient à deux niveaux différents de part et d'autre d'une section de l'écoulement repérée par son abscisse $\xi(t)$, qui peut varier au cours du temps (figure 2.7). Pour obtenir les conditions qui décrivent cette discontinuité, il considère l'eau contenue entre deux sections planes de l'écoulement, d'abscisses respectives $a_0(t)$ et $a_3(t)$, avec $a_3 > a_0$, entourant la section du "ressaut", et suffisamment proches de lui, et suppose que ces deux sections contiennent toujours les mêmes particules. En appliquant, à ce volume du fluide, les lois


 FIGURE 2.7 – Étude de la condition de choc : conditions de discontinuité (d'après [Stoker \(1957\)](#)).

de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, et après avoir posé :

$$\begin{cases} v_3 = u_3 - \dot{\xi} & (2.50a) \\ v_0 = u_0 - \dot{\xi} & (2.50b) \end{cases}$$

où u_0 et u_3 sont les vitesses des sections de la colonne d'eau, d'abscisses a_0 et a_3 , et $c_B = \dot{\xi}$ représente la vitesse du front du ressaut hydraulique. Les vitesses v_0 et v_3 représentent les vitesses relatives des sections d'abscisses a_0 et a_3 dans le repère du référentiel lié au front du ressaut hydraulique. En faisant tendre a_3 vers a_0 , on obtient (détail des calculs en annexe [B.3.2](#)) les relations :

$$\begin{cases} \bar{\rho}_3 v_3 = \bar{\rho}_0 v_0 & = \tilde{m} & (2.51a) \\ \tilde{m}(v_3 - v_0) = \bar{p}_0 - \bar{p}_3 & & (2.51b) \end{cases}$$

\tilde{m} représente le flux de matière à travers la section du "ressaut". Ce flux n'est pas nul, ce qui signifie que les particules de fluide contenues dans une section de l'écoulement traversent effectivement la section du ressaut, à un moment ou un autre (sauf à avoir à la fois $v_3 = v_0 = 0$, $p_3 = p_0$, d'où $\bar{\rho}_3 = \bar{\rho}_0$, ce qui impliquerait qu'il n'y a plus de discontinuité). La détermination complète des caractéristiques de l'écoulement au niveau du choc nécessite la connaissance de cinq quantités : u_0 , u_3 , η_0 et η_3 (ou ce qui revient au même de la "pression" \bar{p} et de la "masse volumique" $\bar{\rho}$ des deux côtés du ressaut), et la vitesse de déplacement du choc c_B . Avec deux équations, trois paramètres doivent être pris arbitrairement!

L'équilibre énergétique de ce système n'est pas respecté : l'énergie ne se conserve pas, avec la prise en compte des seules forces mécaniques prises en compte dans la modélisation qui vient d'être présentée ([Stoker \(1957\)](#)). Les particules du fluide perdent de l'énergie en traversant la section du "ressaut" à cause de la turbulence (et ses conséquences) généré au niveau du "ressaut" et la variation d'énergie contenue dans le volume d'eau défini à la figure 2.7, est égale à :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\tilde{m}g(\bar{\rho}_0 - \bar{\rho}_3)^3}{\rho \ 3\bar{\rho}_3\bar{\rho}_0} \quad (2.52)$$

On peut vérifier qu'il y a bien perte d'énergie, sauf si $\bar{\rho}_3 = \bar{\rho}_0 \dots$ On en déduit, en particulier, que le déplacement des particules du fluide au niveau du "ressaut" se fait toujours d'une région où la hauteur totale du fluide est la plus faible, vers une région où elle est la plus élevée.

Les relations (2.51a) et (2.51b), définies pour la situation de choc, sont écrites dans le repère mobile du "ressaut", et n'impliquent que v_0 et v_3 , on peut poser $u_0 = 0$, i.e. que l'eau est au repos d'un côté du "ressaut", sans perte notable de généralité. Comme les lois de la mécanique sont invariantes pour tout changement de repère, en translation rectiligne uniforme par rapport à l'original, on peut donc ajouter la même constante à u_0 , u_3 et c_B sans modifier les valeurs de v_0 et v_3 . la vitesse de déplacement du ressaut peut

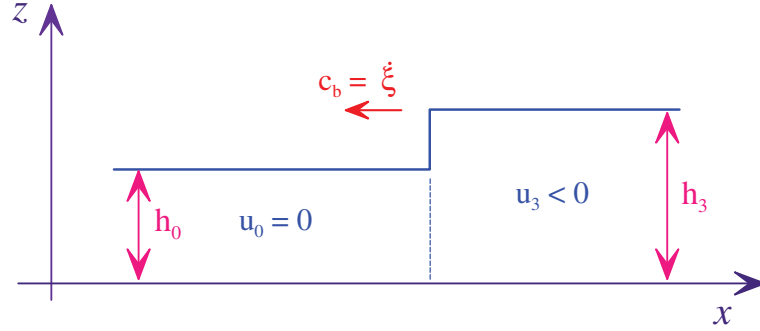


FIGURE 2.8 – Ressaut avançant dans de l'eau initialement au repos (d'après [Stoker \(1957\)](#)).

s'exprimer en fonction des hauteurs d'eau de part et d'autre du ressaut ([Stoker \(1957\)](#)) :

$$|c_B| = \sqrt{g \frac{h_3}{h_0} \left(\frac{h_3 + h_0}{2} \right)} \quad (2.53)$$

Le signe de c_B est donné en considérant le fait que le front du "ressaut" se déplace toujours dans le sens de la zone d'eau la plus élevée vers la plus faible (sur la figure 2.8 par exemple, $c_B < 0$). Les expressions de la vitesse de l'écoulement u_3 , du côté le plus élevé du ressaut sont données par :

$$u_3 = c_B \left(1 - \frac{h_0}{h_3} \right) \quad (2.54)$$

ou de la vitesse relative v_3 de celui-ci, dans le référentiel du ressaut :

$$v_3 = \sqrt{g \frac{h_0}{h_3} \left(\frac{h_3 + h_0}{2} \right)} \quad (2.55)$$

A partir de l'analyse des expressions (2.53) et (2.54), on remarque que :

- la vitesse du ressaut est supérieure à la vitesse c_0 d'une perturbation en eau libre se déplaçant devant le ressaut, du côté le moins élevé
- la vitesse de l'écoulement à l'arrière du ressaut – du côté le plus élevé – a le même sens que la vitesse du ressaut c_B , mais sa valeur numérique lui est inférieure
- la vitesse relative de l'eau derrière le ressaut v_3 par rapport au référentiel du ressaut, est inférieure à la vitesse c_3 d'une perturbation se déplaçant derrière. Ainsi une petite perturbation créée derrière le ressaut pourra éventuellement le rattraper.

Cinq paramètres définissent le ressaut c_B , u_0 , u_3 , h_0 et h_3 , et si $h_0 < h_3$, et on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} |v_0| > \sqrt{gh_0} \\ |v_3| < \sqrt{gh_3} \end{array} \right. \quad (2.56a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} |v_0| > \sqrt{gh_0} \\ |v_3| < \sqrt{gh_3} \end{array} \right. \quad (2.56b)$$

Formulation finale : Pour obtenir la formulation finale du problème de rupture de barrage sur un fond de hauteur non nulle, [Stoker \(1957\)](#) "relie" les caractéristiques de l'onde de détente arrière aux conséquences de l'onde de compression à l'avant, c'est à dire aux caractéristiques du ressaut hydraulique, à savoir la hauteur du front h_3 . De fait, dès que la vanne a disparu, on peut distinguer quatre zones au niveau de l'écoulement (voir figure 2.9) :

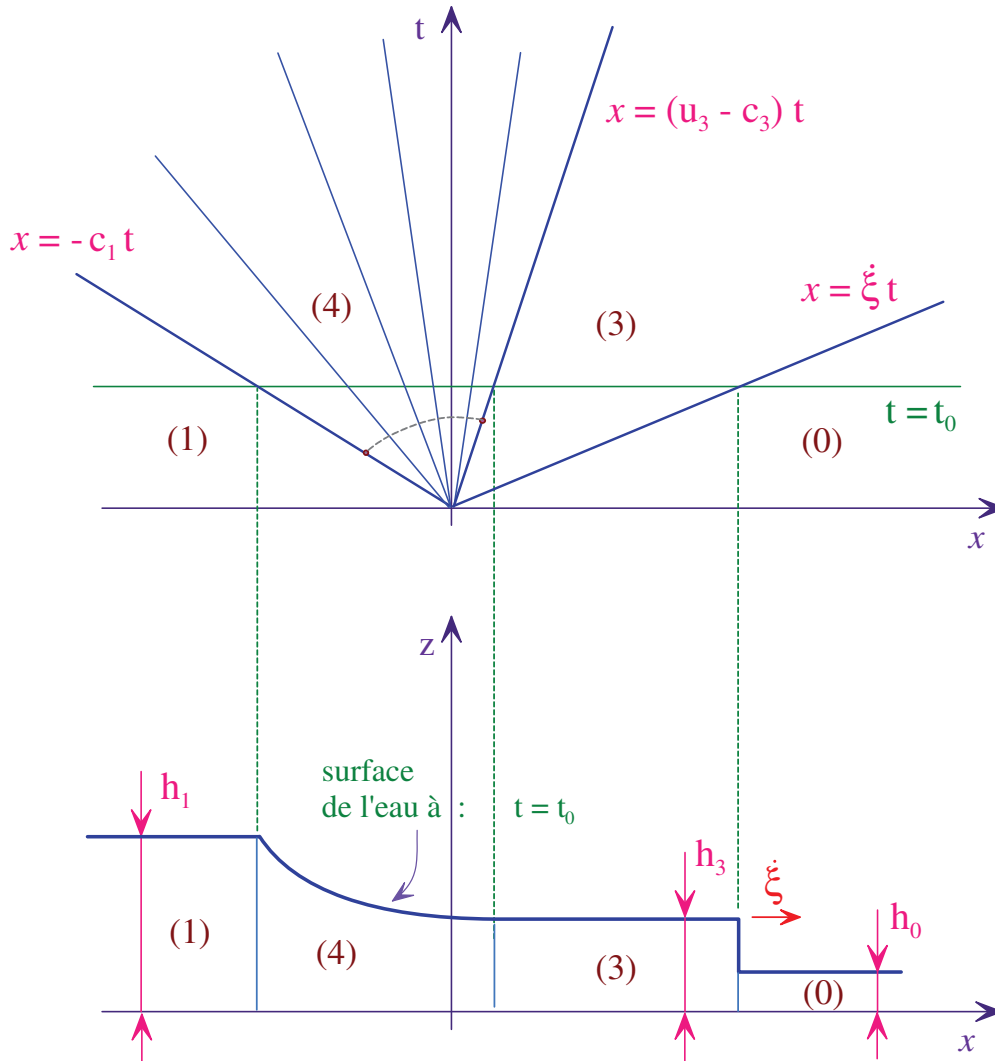


FIGURE 2.9 – Analyse d'une rupture de barrage s'effectuant sur une hauteur d'eau non nulle (d'après [Stoker \(1957\)](#)).

- les zones (0) et (1), initialement au repos, et pas encore atteintes par la perturbation créée par la disparition soudaine du barrage à l'instant $t = t_0$ considéré. Dans ces deux zones, la vitesse effective des particules d'eau est nulle.
- la zone (3) concernée par l'onde de choc (ou de compression). Dans cette zone, la vitesse $c_B = \xi$ du front du ressaut est donnée par les hauteurs d'eau de part et d'autre du front : h_0 et h_3 (voir l'expression (2.53)).
- la zone (4) concernée par l'onde de détente. La limite arrière de cette zone est définie par les caractéristiques de l'onde de détente, c'est à dire ici, à l'instant $t = t_0$, par

$x = c_1 t_0$ où $c_1 = \sqrt{gh_1}$ (voir la solution de Ritter adaptée à la figure 2.9).

Comme la vitesse des particules d'eau est nulle dans la zone (1), et non nulle au niveau du ressaut – elle vaut u_3 (voir l'expression (2.54)) –, il faut envisager une continuité de son évolution entre le front du ressaut et la limite arrière de la zone (3). La détermination des solutions du problème s'effectue de la manière suivante :

- on explicite les deux conditions de choc à partir des expressions (2.51a) et (2.51b) (détail des calculs en annexe), mais appliquées à la figure 2.9 :

$$-c_B(u_3 - c_B) = \frac{1}{2}(c_0^2 + c_3^2) \quad (2.57)$$

$$c_3^2(u_3 - c_B) = -c_0^2 c_B \quad (2.58)$$

en remplaçant $g\bar{\rho}_i/\rho$ par $c_i^2 = gh_i$.

- on écrit une relation permettant de relier u et c des zones (1) et (3) en passant par la zone (4), en fait permettant de relier les interfaces libres des zones ((3) et (4)). Pour cela on considère une caractéristique quelconque de la deuxième famille, reliant en particulier la droite caractéristique séparant les zones (1) et (4) à la droite caractéristique séparant les zones (3) et (4). Sur cette caractéristique représentée en traits discontinus sur la figure 2.9, $u + 2c$ est constant. On a la relation :

$$u + 2c = 2c_1 \quad (2.59)$$

au niveau du raccordement à la droite caractéristique séparant les zones (1) et (3), car $u_1 = 0$ de l'autre côté. On a également la relation :

$$u + 2c = u_3 + 2c_3 \quad (2.60)$$

au niveau du raccordement à la droite caractéristique séparant les zones (2) et (3). La comparaison des relations (2.59) et (2.60) permet enfin d'écrire :

$$u_3 + 2c_3 = 2c_1 \quad (2.61)$$

Finalement, nous avons trois inconnues : c_B , u_3 et c_3 (ou h_3) et trois équations (2.57), (2.58), et (2.61). On peut montrer que ce problème a une solution (racine positive réelle) pour tout rapport $h_1/h_0 \geq 1$. Pour la résolution pratique, [Stoker \(1957\)](#) utilise les deux premières équations (2.57) et (2.58) pour exprimer séparément $u_3/c_0 = f_1(c_B/c_0)$ et $c_3/c_0 = f_2(c_B/c_0)$, soient :

$$u_3/c_0 = c_B/c_0 - \frac{1}{4c_B/c_0} \left[1 + \sqrt{1 + 8(c_B/c_0)^2} \right] \quad (2.62)$$

et

$$c_3/c_0 = \left\{ \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8(c_B/c_0)^2} - 1 \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.63)$$

et en ré-écrivant (2.61) sous la forme équivalente

$$u_3/c_0 + 2c_3/c_0 = 2c_1/c_0 \quad (2.64)$$

on trouve l'expression de c_B , après avoir posé $\alpha = c_B/c_0$, en cherchant une racine réelle positive de la fonction F :

$$F(\alpha) = f_1(\alpha) + 2f_2(\alpha) - 2c_1/c_0 \quad (2.65)$$

soit graphiquement, soit numériquement, en résolvant (2.64), c'est à dire également :

$$F(\alpha) = 0 \quad (2.66)$$

cette racine valant alors $\alpha_0 = c_B/c_0$. On peut constater en traçant $\tilde{F}(\alpha) = f_1(\alpha) + f_2(\alpha)$ pour différentes valeurs de $K = 2c_1/c_0$, qu'il y a une solution et qu'elle est unique (voir figure 2.10).

La connaissance de c_B permet de déterminer directement la hauteur h_b du front du res-saut hydraulique, à partir de (2.63) :

$$h_b = \frac{h_0}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{8c_B^2}{gh_0}} - 1 \right) \quad (2.67)$$

On peut également déterminer cette expression en résolvant (2.53), connaissant c_B (h_0 étant supposée connue).

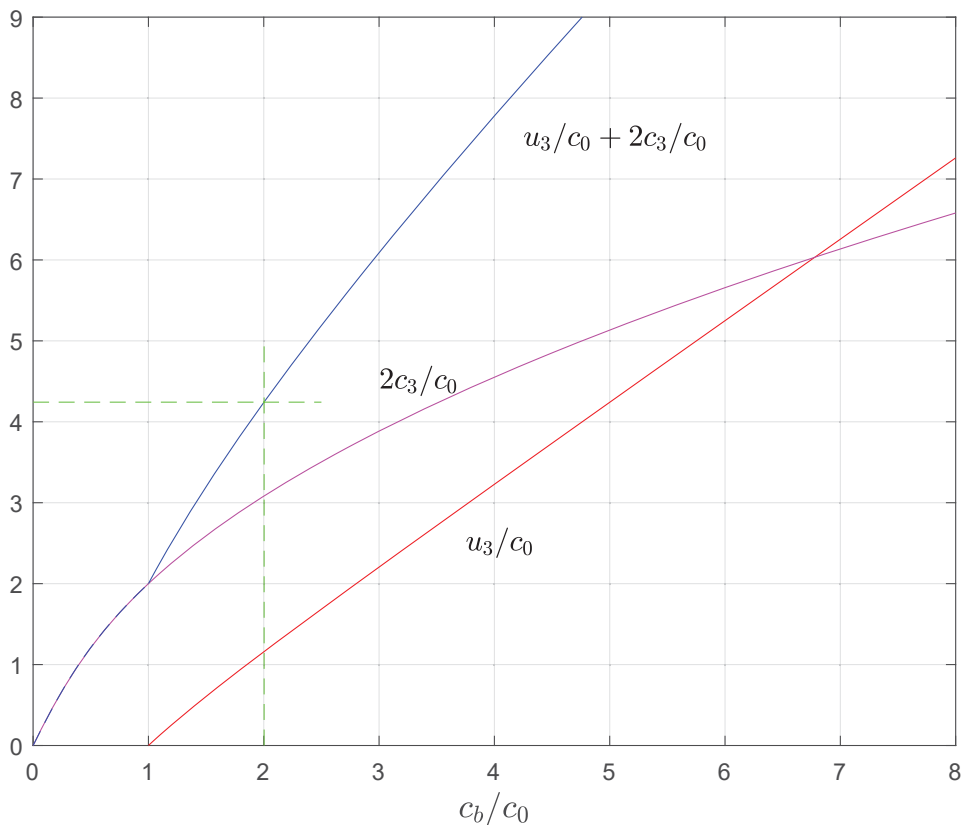


FIGURE 2.10 – Solution graphique pour c_B (d'après [Stoker \(1957\)](#)).

exemple de solution pour $h_0 = 2,0$ cm et $h_1 = 9,9$ cm. Avec ces paramètres, on a : $2c_1/c_0 \approx 4,24$, d'où : $c_B/c_0 \approx 2,00$, et on trouve $c_B \approx 93$ cm/s.

2.2.2 État de l'art sur la rupture de barrage

Comme nous l'avons vu à la section précédente, la modélisation analytique d'une rupture de barrage a d'abord été étudiée par [Ritter \(1892\)](#) sur un fond sec, en négligeant

le frottement entre l'écoulement et le fond horizontal, puis plus tard par [Stoker \(1957\)](#) qui en a généralisé l'approche, en proposant un lâcher sur une hauteur d'eau initialement immobile et de hauteur constante, reposant sur un fond horizontal. On peut citer néanmoins [Ré \(1946\)](#) qui, quelques années plus tôt, propose une étude du lâcher instantané d'une retenue d'eau par une méthode graphique, utilisant la méthode des caractéristiques (il est par ailleurs cité dans la bibliographie de Stoker).

Depuis, un certain nombre d'auteurs ont proposé des modèles analytiques plus complexes, en introduisant soit du frottement au niveau du sol, soit en considérant des sections de canal trapézoïdales, soit en généralisant le lâcher sur des fonds inclinés, voire en utilisant un réservoir avec un fond également incliné... Une compilation de ces solutions analytiques est proposée par [Delestre et al. \(2014\)](#), dans son inventaire plus général des solutions analytiques obtenues dans l'approximation d'eau peu profonde ("*shallow water*"). On peut citer en particulier [Matsutomi \(2003\)](#) qui généralise l'étude de [Ritter \(1892\)](#) à un fond uniformément incliné, et [Chanson, Hubert \(2006\)](#) pour ses généralisations de rupture de barrage sur un fond sec horizontal ou incliné, qui incluent à la fois le frottement sur le fond et la turbulence du fluide.

Des modèles numériques ont été très tôt développés, pour la plupart basés sur la résolution des équations non linéaires issues de l'approximation en eau peu profonde ("*shallow water*"). Une contribution importante a été apportée par [Hibberd and Peregrine \(1979\)](#). Ils ont été parmi les premiers à calculer le *run-up* résultant de la rencontre d'un ressaut hydraulique et d'une plage uniformément pentue. Ils ont montré qu'au moment où le ressaut hydraulique s'effondre, le mouvement de l'extrémité de la lame d'eau est d'une nature essentiellement balistique, rejoignant dans leurs observations ce que [Shen and Meyer \(1963a\)](#), [Shen and Meyer \(1963b\)](#) avaient démontré avec un modèle asymptotique limité. Plus récemment, [Leal et al. \(2006\)](#) utilisent un modèle numérique pour étudier le rôle du frottement au fond, et les effets d'inertie, sur la vitesse de propagation de la vague issue d'une rupture de barrage, dans différentes situations : lâcher sur un fond sec ou mouillé, avec ou sans marche au niveau de la vanne, et sur différents types de lits, mobile ou non. Ils comparent les résultats obtenus avec ceux issus des différents modèles analytiques classiques, et avec un grand ensemble de données expérimentales. Pour des lâchers sur lits secs, le coefficient de frottement est un facteur clé. Pour des lâchers sur une hauteur d'eau non nulle, leur modélisation numérique offre une bonne concordance avec la solution analytique de [Stoker \(1957\)](#), et avec les résultats expérimentaux, sauf pour de faibles valeurs de la hauteur d'eau en avant du barrage, pour lesquelles les effets de frottements ne sont pas négligeables.

De nombreuses études expérimentales menées en laboratoire visant à comprendre l'hydrodynamique vague à vague dans la zone de *swash*, utilise la rupture de barrage dans un canal. Du point de vue de la compréhension de l'hydrodynamique seule, sans entrer dans la physique du transport sédimentaire, on peut citer tout d'abord [Stansby et al. \(1998\)](#) qui s'intéresse aux phases initiales de la rupture de barrage. Ils trouvent une bonne corrélation entre le comportement expérimental du ressaut hydraulique, vitesse et hauteur du front, et les prévisions théoriques de [Stoker \(1957\)](#). Plus récemment, on peut citer, par exemple, les études concernant l'hydrodynamique d'un ressaut hydraulique unique, "escaladant" des plages offrant différents types de rugosité, imperméables ([Kikkert et al.](#)

(2012)), ou perméables (Kikkert et al. (2013)). Ces études présentent une analyse fine des profils de vitesses instantanés, des profils d'énergie cinétique instantanée de la turbulence, et des contraintes de cisaillement sur le fond, en différentes localisations le long du parcours de la lame d'eau, la deuxième étude visant principalement à quantifier les effets de la perméabilité sur les processus hydrodynamiques.

A ce jour, peu d'études expérimentales ou numériques abordent l'interaction de deux ressauts hydrauliques entre-eux. On peut citer, toutefois, Chen et al. (2016) qui étudient les interactions de deux ressauts hydrauliques sur une plage imperméable rugueuse.

2.3 Hydrodynamique au niveau de la plage

Le schéma type (figure 1.5) masque une grande variabilité de morphologies qui influe qualitativement et quantitativement sur la dynamique des vagues qui arrivent sur la plage, et plus particulièrement qui finissent leur course dans la zone de *swash*. A partir de leur pente $\tan\beta$, où β représente l'angle que forme la plage avec le plan horizontal, on différencie trois cas principaux : les plages de très faible pente (presque "plates") qui sont complètement *dissipatives* ($\beta \leq 1,1^\circ$), les plages "très pentues" qui sont complètement *réflectives* ($\tan\beta \geq 0,12$, $\beta \geq 6,8^\circ$), et les plages qui sont dans un "état intermédiaire" (Bradshaw (1980), Wright and Short (1984)). Nous présentons dans ce qui suit un modèle essentiellement développé pour les plages intermédiaires.

Pour Wright and Short (1984), les ressauts hydrauliques se forment dans la zone de *surf* interne, sur des plages de "type intermédiaire", à la suite d'une vague se transformant en déferlement plongeant ou "non-saturated breaker". Sur ces plages, les ressauts hydrauliques donnent l'impulsion initiale au cycle de "swash". Peregrine (1966) classe les bores en deux catégories : le ressaut hydraulique ondulé, – ou "undular bore" – qui se produit lorsque le rapport de la hauteur du bore par rapport à la hauteur d'eau libre initiale, devant lui, est inférieure à 0,28 et le ressaut hydraulique développé, – ou "fully developed bore" – qui se produit lorsque le ratio est supérieur à 0,75. Entre 0,28 et 0,75, le ressaut hydraulique présente des ondulations, mais elles sont plus faibles, jusqu'à disparaître totalement avec l'augmentation de ce ratio.

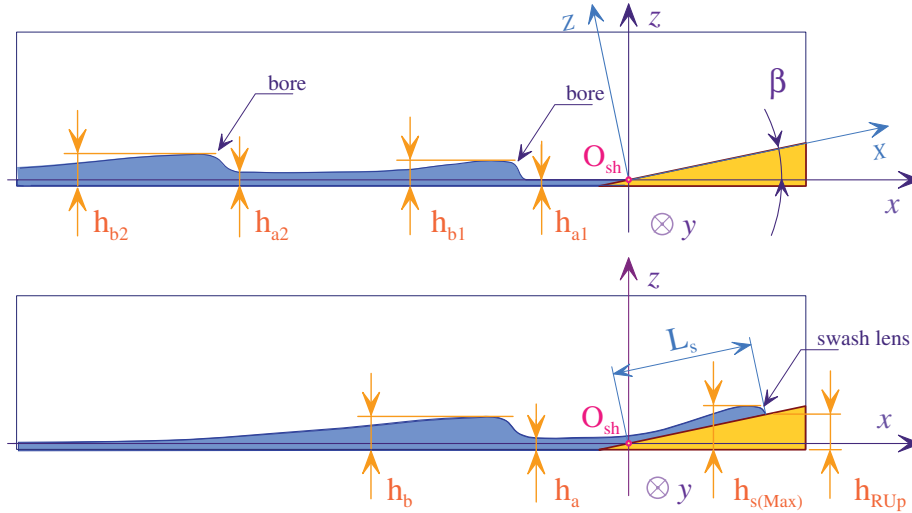
Dans le cas d'un *fully developed bore*, les résultats obtenus lors des expériences de laboratoire montrent qu'en première approximation, lorsque l'on ne prend pas en compte les effets du frottement de l'eau au niveau du lit, et que l'on considère la seule pression hydrostatique, les écarts observés avec la théorie sont négligeables (Hughes (1992)). Dans ce cas, la vitesse du front du ressaut hydraulique s'apparente à celle obtenue pour une onde de choc, et peut s'écrire :

$$c_B = \sqrt{\frac{gh_b(h_a + h_b)}{2h_a}} \quad (2.68)$$

et la vitesse de l'eau est :

$$u_b = \frac{c_B(h_b - h_a)}{h_b} \quad (2.69)$$

où h_a et h_b sont les hauteurs d'eau du côté bas et haut du ressaut hydraulique respectivement (figure 2.11). Ces expressions sont à rapprocher des expressions (2.53) et (2.54),


 FIGURE 2.11 – Variables utilisées pour la description des modèles : événement de *swash*.

établies par [Stoker \(1957\)](#) pour un canal de dimension infinie dans la direction de propagation de la vague.

Pour [Hughes \(1992\)](#), ce résultat reste pertinent tant que le ressaut hydraulique est dans la zone de déferlement mais doit être remplacé dès qu'il atteint la limite inférieure de la zone de *swash*. A ce moment, il s'effondre, avant de se transformer en une lame d'eau qui va "*escalader*" la pente de la plage : la très rapide décroissance de sa hauteur entraîne alors une singularité au niveau de l'accélération de l'eau dans les *NLSWE*. L'auteur l'interprète comme un changement dans la forme et la nature de la vague qui passe d'une onde de choc à une onde "*de détente*", ce qui permet une approche "*balistique*", en considérant chaque particule du fluide comme séparée les unes des autres. En appliquant les lois de la dynamique à une particule de masse m du bord qui avance le long d'une plage imperméable plane idéalisée (voir figure 2.11), d'abscisse x_{sh} , et possédant une vitesse initiale u_0 , on peut écrire :

$$m \frac{d^2 x_{sh}}{dt^2} + mg(\sin\beta) = 0 \quad (2.70)$$

En prenant l'origine des temps lorsque l'abscisse du front du ressaut hydraulique dans le repère défini au niveau de la figure 2.11 est égale à zéro, on obtient les principaux résultats suivants valables seulement pour la phase *uprush* :

- la hauteur maximum atteinte par la vague est proportionnelle au carré de la célérité initiale du front du ressaut hydraulique :

$$h_{RU p} = \frac{u_0^2}{2g} \quad (2.71)$$

- la position de la ligne de rivage est une fonction parabolique du temps

$$x_{sh}(t) = u_0 t - 0,5gt^2(\sin\beta) \quad (2.72)$$

- La hauteur maximale atteinte par la surface libre est proportionnelle au carré de la distance à la position initiale de la ligne de rivage :

$$h_{SMax}(x) = \frac{g(\sin\beta)(u_0 t_m - 2x)^2}{18x} \quad (2.73)$$

où t_m correspondant à l'instant où la surface libre atteint la hauteur maximale pendant toute la durée du *uprush* :

$$t_m = \sqrt{\frac{2x}{g(\sin\beta)}} \quad (2.74)$$

cet instant intervenant avant le début du *backwash*.

Ces expressions théoriques supposent que les conditions expérimentales ou en situation réelle permettent l'arrivée d'un seul ressaut hydraulique dans la zone de *swash* sans collision avec un ressaut hydraulique précédent, ou avec un ressaut hydraulique suivant qui le rattrape. D'autre part [Hughes \(1992\)](#) constate que la théorie sur-estime d'environ 35% les résultats obtenus sur le terrain, bien que l'allure générale des lois décrites soit bien respectée.

Chapitre 3

Dispositif expérimental et métrologie

Sommaire

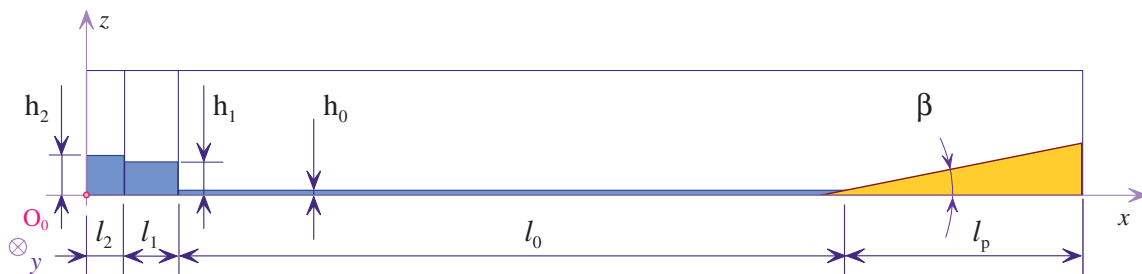
3.1 Configuration de l'étude	36
3.2 Expériences préliminaires	37
3.3 Conception et réalisation du "Canal à vagues"	40
3.3.1 Contraintes spécifiques à ce dispositif	40
3.3.2 Cahier des charges fonctionnel	41
3.3.3 Conception du dispositif	42
3.3.4 Réalisation du "Canal à Vagues"	49
3.4 Dispositif final	50
3.4.1 Fonctionnalité	50
3.4.2 Validation du dispositif	50
3.4.3 Fidélité, précision	51
3.5 Métrologie	52
3.5.1 Principe	52
3.5.2 Gestion du recouvrement	56
3.5.3 Traitement de l'information	56
3.5.4 Précision	57
3.6 Mesures effectuées	59
3.6.1 Première Campagne	59
3.6.2 Deuxième campagne	60
3.6.3 Troisième Campagne	61

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental, les techniques métrologiques utilisées et les mesures effectuées lors de notre étude. Dans une première partie, nous présentons le dispositif expérimental puis nous présentons les étapes qui ont permis la genèse de ce dispositif (§3.3). Nous décrivons ensuite la métrologie utilisée pour déterminer la position de la surface libre à tout instant de l'écoulement (§3.5). Pour conclure, nous présentons les mesures effectuées pendant ce travail (§3.6).

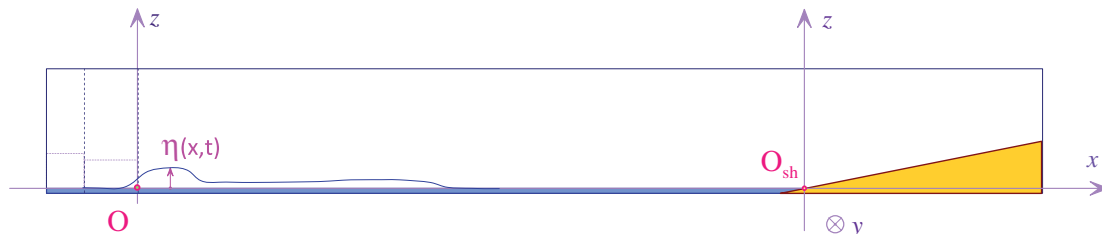
3.1 Configuration de l'étude

Dans le mode opératoire correspondant à cette étude, le fond du canal est horizontal et il est fermé à ses deux extrémités par deux bouchons amovibles, dont l'un est équipé d'une vanne de vidange à son extrémité inférieure. En position basse, les vannes définissent deux réservoirs étanches, et séparent le canal en trois parties remplies à des hauteurs différentes. A l'autre extrémité du canal est disposé une plage imperméable plane de pente variable. Le réservoir le plus proche de la plage sera identifié dans la suite comme le "réservoir N°1", l'autre sera identifié comme le "réservoir N°2".

Les paramètres de contrôle de l'expérience (figure 3.1a) sont h_0 , h_1 , h_2 , l_1 , l_2 , β et Δt , où h_0 représente la hauteur d'eau côté plage, h_1 et h_2 les hauteurs d'eau dans les réservoirs N°1 et N°2, l_1 et l_2 les longueurs intérieures des réservoirs N°1 et N°2, β l'angle que forme la plage avec le plan horizontal (la pente de la plage correspond à $\tan\beta$) et Δt le décalage temporel entre les ouvertures des vannes (décalage temporel entre les ruptures de barrage).



(a) avant ouverture de la première vanne ($t \leq 0$)



(b) après ouverture des deux vannes

FIGURE 3.1 – Paramètres de contrôle de l'expérience (3.1a) et variable mesurée (3.1b).

Dans cette étude, la position du canal étant ce qu'elle est, on considérera que le sens initial d'écoulement de l'eau se fait de gauche à droite par rapport à un observateur qui serait

placé en face du dispositif expérimental. Le problème étant bidimensionnel, tout repère $\mathcal{R}_i(P, \vec{x}_i, \vec{y}_i, \vec{z}_i)$ à venir sera tel que les axes (P, \vec{x}_i) et (P, \vec{z}_i) appartiennent au plan médian du canal. Le vecteur \vec{y}_i est tel que la base $\mathcal{B}_i(\vec{x}_i, \vec{y}_i, \vec{z}_i)$ constitue une base orthonormée directe. L'origine P du repère dépend des descriptions abordées, et en particulier dépend des phases étudiées de l'écoulement. Sauf indication contraire, le vecteur \vec{x} est horizontal et le vecteur \vec{z} est vertical.

Sur la figure 3.1a, un repère initial est associé au canal avec $P \equiv O_0$, tel que l'axe (O_0, \vec{x}) soit confondu avec le fond "théorique" du canal, et tel que l'axe (O_0, \vec{z}) correspond au point qui appartient au plan contenant la surface intérieure du bouchon fermant le canal, du côté du réservoir N°2. O_0 est l'origine de ce repère, et le sens positif de parcours du fluide correspondant donc au sens positif de l'axe (O_0, \vec{x}) .

La variable mesurée $\eta(x, t)$ (figure 3.1b) correspond à la position de l'interface libre en tout point de l'écoulement en fonction du temps, mesurée dans le plan médian du canal (position supposée invariante dans la direction y), à partir de la *SWL*. Un repère associé à la mesure sera tel que l'axe (P, \vec{x}) est confondu avec la *SWL*. L'origine $P \equiv O$ correspond au point de cet axe qui appartient également au plan coïncidant avec la face intérieure de la vanne du réservoir N°1 (la seule dans le cas de la deuxième campagne), lors de la caractérisation des régimes hydrodynamiques (chap. 4), et dans ce cas, $l_2 = 0$. Lors de l'étude de l'interaction de deux vagues (chap. 5), $P \equiv O_{sh}$ coïncide avec le point du plan médian du canal, intersection de *SWL* avec la surface extérieure de la plage. Sauf indication contraire, l'origine des temps est prise à l'instant initial du début de la levée de la première vanne N°1, côté plage.

La ligne de rivage étant définie comme l'intersection de la surface libre de l'écoulement avec la surface extérieure de la plage, O_{sh} correspond également à l'intersection de la courbe représentative de $\eta(x, t)$ avec la surface extérieure de la plage, pour tous les temps précédents la levée de la première vanne, c'est à dire lorsque la surface libre est "au repos". Ces deux repères sont représentés sur la figure 3.1b.

3.2 Expériences préliminaires

Un dispositif expérimental permettant de générer deux vagues dans un canal par rupture de barrage n'existant pas au laboratoire (ni ailleurs à notre connaissance, au début de l'étude), nous avons décidé de le concevoir, et de le réaliser en interne. Ce canal devait avoir une grande compacité, en particulier parce qu'il devait pouvoir s'incliner pour d'autres utilisations (§3.3.1), mais permettre quand même l'observation d'une grande gamme de phénomènes hydrodynamiques, dans l'espace des paramètres. Nous avons fait le choix de parois en verre monobloc pour disposer d'une excellente qualité optique lors des mesures expérimentales. Les dimensions choisies sont celles d'un canal de 4,0 m de long, de section rectangulaire, ayant une largeur de 0,21 m et une hauteur de 0,5 m. Le fond et les côtés du canal font 15 mm d'épaisseur, et la conception du canal permet une visibilité optimale des processus physiques qui ont cours pendant les expérimentations, presque de tous les côtés (dessus, dessous, par les côtés).

Pour valider les dimensions du dispositif expérimental, nous avons mené des essais

préliminaires dans un canal existant de dimensions identiques, mais ne possédant qu'une vanne mince pouvant coulisser à l'intérieur de deux rainures pratiquées dans les parois latérales du canal, et dont le relèvement se fait manuellement. Les parois du canal et la vanne sont en plexiglas, de 5 mm d'épaisseur. En position basse, elle délimite un réservoir étanche de longueur fixe l_1 définie par la position des rainures par rapport à une extrémité du canal permettant trois longueurs possibles : $l_1 = 14,5$ cm, 9,5 cm, et 4,5 cm (la première ayant été principalement utilisée). En chronométrant la vitesse d'une vague générée par

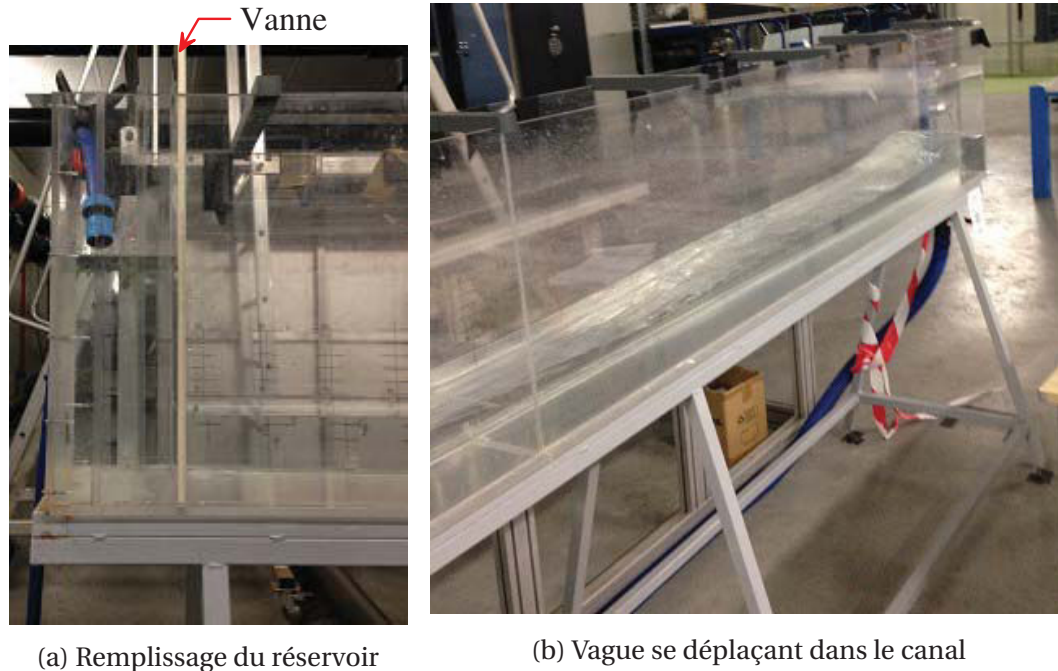


FIGURE 3.2 – Essais préliminaires dans un canal expérimental.

une rupture de barrage, pour différents couples (h_0, h_1) tels que h_0 compris entre 1 et 10 cm et h_1 compris entre 2 et 29 cm, E. Domingo Sanchez (Domingo Sanchez (2015)) a obtenu des vitesses moyennes V_{moy} comprises entre 0,37 et 1,7 m/s et des temps de parcours entre 2,4 et 10,5 s.

Une illustration de ces mesures préliminaires est présentée à la figure 3.3. On a pu constater sur l'ensemble de ces premières données, que la V_{moy} est d'autant plus faible que la hauteur h_0 est petite, et pour une hauteur h_0 fixée, que la différence de hauteurs $h_1 - h_0$ est petite. On a également observé plusieurs typologies de vagues, et pour des valeurs adéquates de (h_0, h_1) , on a la formation d'un ressaut hydraulique (figure 3.4b) dans les deux premiers mètres du parcours de la vague, ce qui laisse la place pour ajouter au dispositif une plage de faible pente, par exemple $\beta = 5,71^\circ$ (pente 1/10). La caractérisation des régimes hydrodynamiques suite à la rupture de barrage sera abordée au chapitre 4. L'étude de l'interaction de deux ressauts hydrauliques dans la zone de *swash*, quant à elle, focalisera notre attention au chapitre 5. La formation de ressauts hydrauliques dans le canal, avec des valeurs de paramètres acceptables, a validé les dimensions du dispositif expérimental. Dans ce dernier cas, la célérité du front montre une bonne adéquation avec les valeurs théoriques obtenue par une approche « eau peu profonde » (Stansby et al. (1998)).

3.2. EXPÉRIENCES PRÉLIMINAIRES

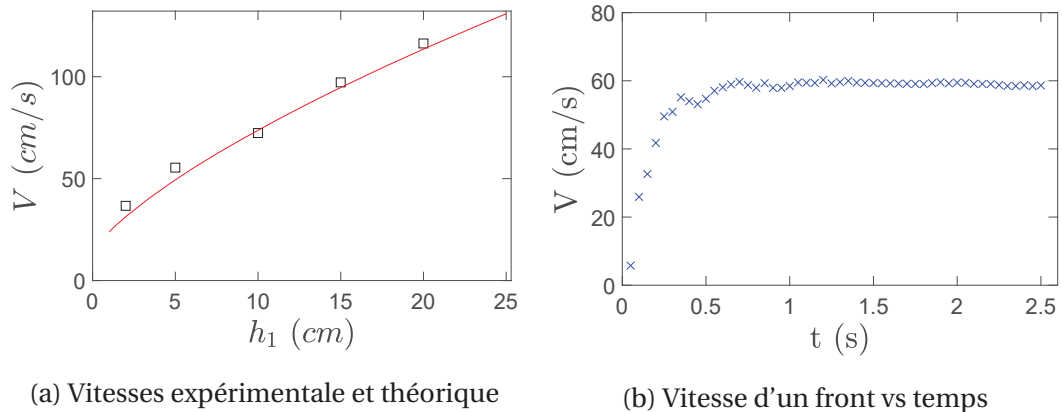
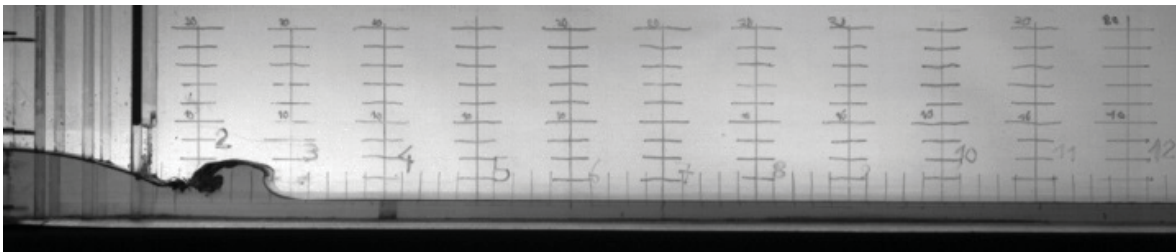
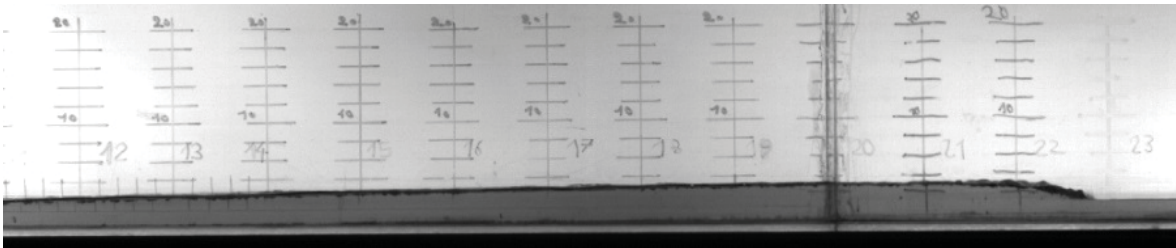


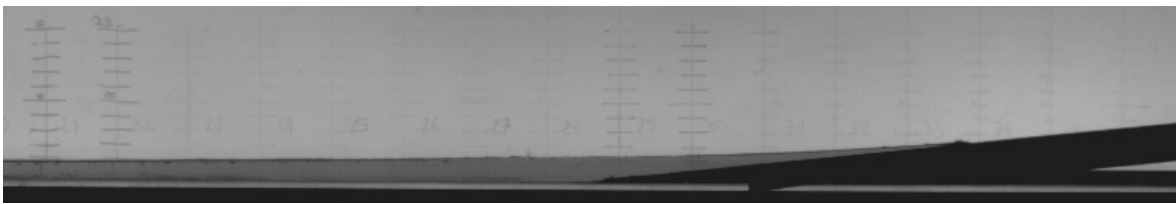
FIGURE 3.3 – Quelques exemples de résultats préliminaires : vitesse du front pour $h_0 = 1$ cm. (a) Comparaison des vitesses moyennes du front obtenues par chronométrage (\square), et théorique calculée par [Stansby et al. \(1998\)](#) (—), pour différentes valeurs de h_1 . (b) évolution de la vitesse du front au cours du temps pour $h_0 = 1$ et $h_1 = 5$ cm (Mesures et diagrammes de [Domingo Sanchez \(2015\)](#)).



(a) Génération d'une vague



(b) Ressaut hydraulique



(c) Arrivée d'une vague sur la plage

FIGURE 3.4 – Génération d'une vague par ouverture rapide de la porte séparant les deux parties du canal.

Dans ce canal nous avons également mené les deux premières campagnes de mesures (la première menée par [Domingo Sanchez \(2015\)](#)), qui ont permis de caractériser les écoulements consécutif à la rupture de barrage, en attendant que la réalisation du nouveau canal à vagues à deux vannes, et à relèvement piloté, soit terminée. La dernière campagne avec génération de deux ressauts générés avec un déphasage réglable a été

menée dans le dispositif définitif.

3.3 Conception et réalisation du "Canal à vagues"

Afin de préparer une conception la plus rigoureuse possible, nous avons travaillé, dans les premières phases de la définition du canal, avec les méthodes de l'analyse fonctionnelle (NF X 50-100 de décembre 1996), et nous présentons les principales étapes de notre réflexion à l'aide des principaux outils de description issus de cette norme.

3.3.1 Contraintes spécifiques à ce dispositif

Pour optimiser l'investissement financier du laboratoire, le canal devait répondre à plusieurs attentes, en particulier il a été conçu pour être polyvalent dans son utilisation et permettre des expérimentations répondant à trois grands types d'utilisation, à savoir :

- l'étude à petite échelle des processus hydrodynamiques dans la zone de "swash" : c'est l'utilisation qui a été faite du dispositif expérimental pour cette étude. Dans ce mode opératoire, le canal a son fond parfaitement horizontal et ses deux extrémités hermétiquement fermées par des bouchons. Quand une vanne est baissée, elle doit pouvoir supporter une colonne de 40 à 50 cm de fluide. Dans le reste du document ce mode sera identifié par l'appellation "mode vagues à vagues" (mode VAV).
- l'étude de l'écoulement de fluide par gravité : dans ce mode opératoire, l'eau doit pouvoir s'écouler dans le canal par gravité, sur un lit de sable, ce qui implique la possibilité d'incliner le canal d'un angle suffisant (de l'ordre de 20°), tout en s'assurant que la pente puisse être fixée avec une bonne précision, et surtout une bonne répétabilité. Un système de re-circulation avec pompe, cuve de décantation en aval et cuve de tranquillisation en amont doit permettre de toujours réutiliser la même quantité de fluide. A la sortie de la cuve de tranquillisation et avant de s'écouler dans le canal, le courant est 'stabilisé' en passant dans un convergeant. La cuve de tranquillisation, le convergeant et le divergeant à la sortie du canal, lorsqu'il est incliné, seront des dispositifs amovibles fixés à la structure porteuse du canal, qui doit pouvoir supporter ces différents éléments tout en gardant une géométrie fonctionnelle. Si nécessaire par la suite ce mode sera identifié par l'appellation "mode écoulement permanent" (mode Permanent).
- l'étude de l'effondrement de grains. Comme dans le premier mode opératoire, les grains sont stockés dans une partie du canal, isolée temporairement du reste du canal par une cloison amovible (vanne), et formant un réservoir.

Cette polyvalence qu'il a fallu prendre en compte dès le départ de la conception a directement influé sur l'étude du dispositif expérimental. Une dernière exigence, et pas des moindres était que le coût de ce dispositif ne devait pas être prohibitif!

Dans le mode opératoire qui nous importe, on veut pouvoir générer deux vagues (occasionnellement une seule vague) par les levées rapides, et décalées temporellement, des vannes qui mettent en communication du fluide stocké dans une zone du canal formant les réservoirs, avec le reste du canal côté plage contenant du fluide initialement à un niveau plus faible. Chaque réservoir doit pouvoir avoir une longueur variable, ce qui signifie

que la position de chacune des vannes doit pouvoir être réglable dans la longueur du canal. Une fois la vanne franchie, une certaine longueur de canal est prévue pour que la perturbation initiale soit absorbée avant que la vague n'arrive sur la plage.

3.3.2 Cahier des charges fonctionnel

Diagramme APTE du produit

Le diagramme des "inter-acteurs" – ou diagramme "pieuvre" – (APTE) (figure 3.5) résume les fonctions principales **FP**, secondaires **FS** et les fonctions de services – fonctions complémentaires – **FC** que devait remplir le "Canal à vagues" (Canal AV).

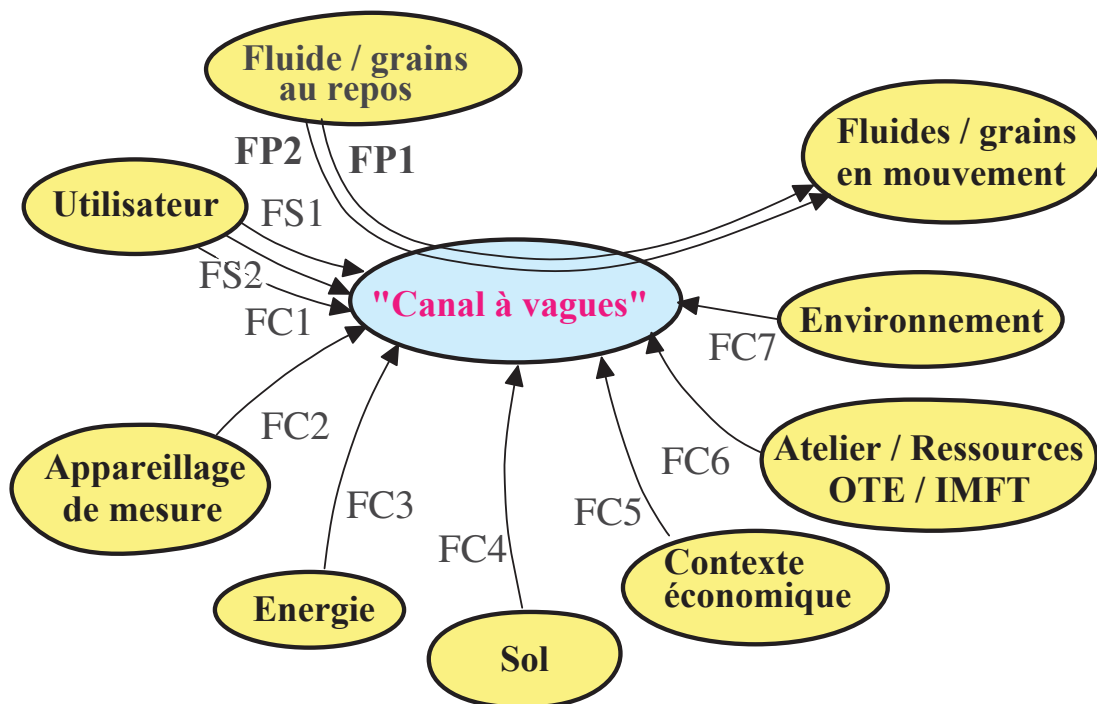


FIGURE 3.5 – Diagramme des inter-acteurs.

Selon le mode opératoire :

- FP1a : Générer une vague qui va s'écraser sur une plage ("zone de swash").
- FP1b : Générer deux vagues successives qui vont s'écraser sur une plage ("zone de swash").
- FP2 : Générer l'écoulement de fluide par gravité.
- FS1 : Commander la(es) génération(s) de vague(s).
- FS2 : Régler la pente du canal par rapport à une référence horizontale.

Pour tous les modes opératoires :

- FC1 : Le produit doit être facile d'utilisation.
La hauteur du canal en position horizontale doit permettre une accessibilité aisée à l'utilisateur :
→ le haut du canal (hauteur maximale de la paroi de verre) doit être à environ 1,5 m du sol.
- FC2 : Maintenir l'appareillage de mesure.
- FC3 : Utiliser l'énergie électrique.
- FC4 : Positionner le référentiel système physique étudié (du canal) précisément par rapport au sol.
- FC5 : Le produit doit avoir un coût modéré (hors appareillage de mesure).
- FC6 : La conception doit permettre une réalisation, le plus possible, avec les ressources internes.
- FC7 : Le produit ne doit pas "polluer" l'extérieur (fuite de fluide étudié, d'huile ...).

Extrait du cahier des charges fonctionnel

Le tableau 3.1 présente un extrait du Cahier des Charges Fonctionnel (CdCF), en l'occurrence ici la fonction principale FP1a (en annexes les tableaux A.1 et A.2 présentent les fonctions complémentaires FC2 et FC4). En fait, pour chacune des fonctions qui ont été listées dans le diagramme APTE (figure 3.5) et détaillées ensuite, un tableau résume les principaux critères que doit remplir la fonction à réaliser, et pour chacun d'eux la tolérance acceptée en terme de limites physiques. La Flexibilité indique le niveau d'exigence, F0 indique un niveau d'exigence absolue ... F2, un niveau d'exigence plus faible.

Remarques : pour la variante FP1b, il suffit de prévoir une longueur suffisante pour les réservoirs d'eau N°1 et N°2, suffisante pour la génération de chaque vague, et suffisante pour laisser la place aux dispositifs physiques d'ouverture des vannes.

Extrait du diagramme FAST

Pour chaque fonction identifiée, le diagramme d'analyse fonctionnel – ou (*Function Analysis System Technique*) – (FAST) permet une décomposition logique de plus en plus fine de celle-ci, jusqu'à aboutir aux solutions techniques concrètes. En partant de la fonction principale (figure 3.6), la lecture du diagramme répond à trois questions :

- pourquoi cette fonction doit-elle être assurée, en suivant un axe horizontal orienté vers la gauche,
- comment cette fonction doit-elle être assurée, en suivant le même axe horizontal, mais orienté vers la droite,
- quand cette fonction doit-elle être assurée, en suivant un axe vertical orienté vers le bas.

3.3.3 Conception du dispositif

Après la première phase de description - la plus précise possible - des fonctions à réaliser, la phase suivante a consisté à trouver des dispositifs techniques permettant de les

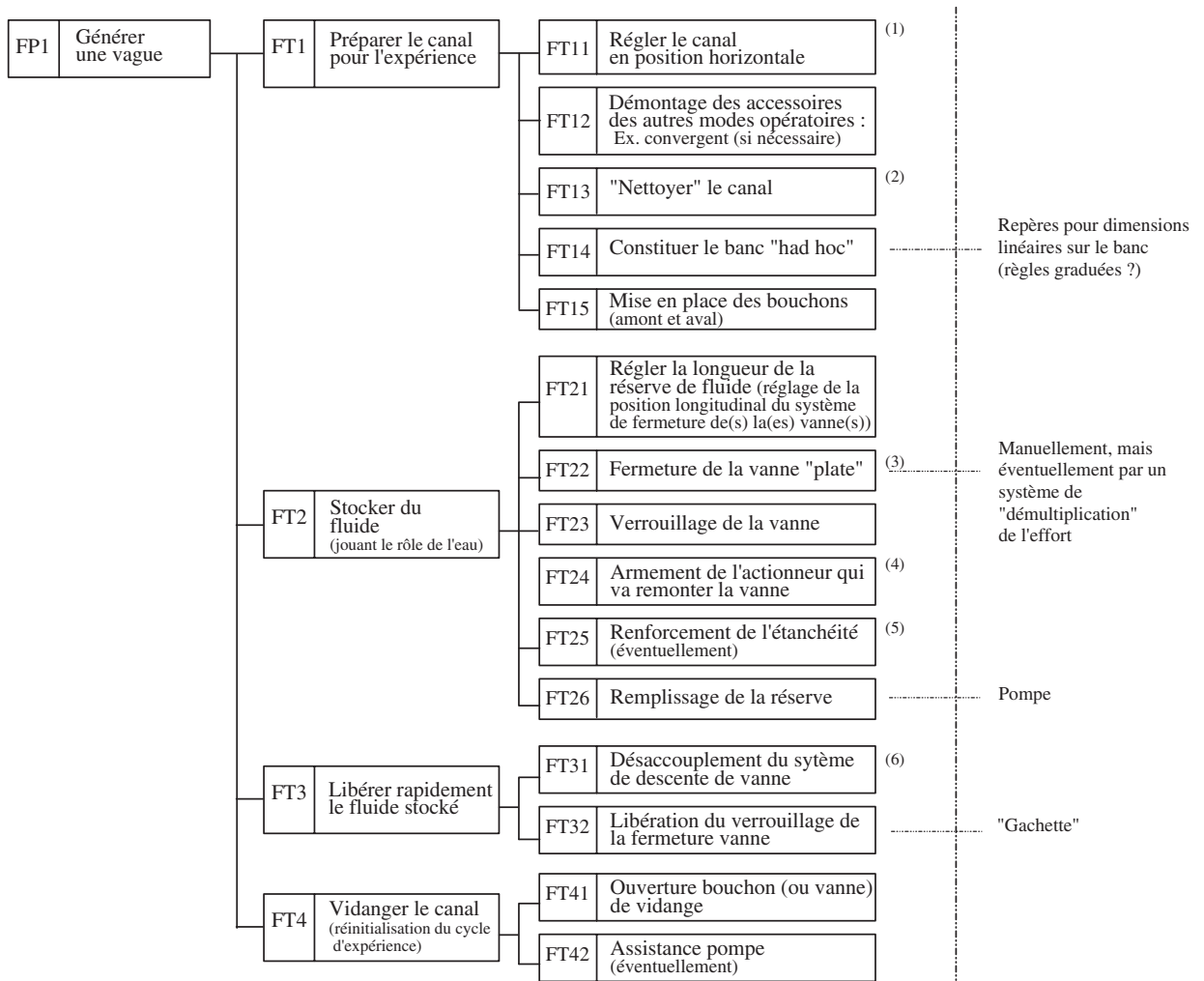
FP1a : Générer une vague qui va s'écraser sur la plage ("zone de swash").			
critère	Niveau	Limite	Flexibilité
Horizontalité du canal	$\alpha = 0^\circ$ différence d'altitude tolérée	$\pm 1'$ d'angle $\pm 0,050$ mm avec réglage éventuel	F0
Hauteur du banc de sable h_3	fonction de la pente choisie	$h_3 \leq 480$ mm	F1
Pente du banc $1/p$	$p = 1/15$ mais néanmoins réglable $? \leq p \leq ?$	$\pm 0,5$ % $\pm 0,5$ %	F0
Quantité d'eau stockée	Mini? à déterminer	Limite	F2
Hauteur d'eau stockée h_1	$h_1 < h_3$ A tester	$h_1 \leq 480$ mm	F1
Étanchéité entre le réservoir et le reste du canal	Totale?	pas de fuite au niveau de l'interface eau/air	F1
Vitesse d'ouverture de la vanne Temps total d'ouverture	0,03 s	$\pm 0,5$ %	F0
Hauteur de relevé de la vanne	450 mm	± 5 mm	F1
Hauteur initiale d'eau dans la partie côté plage	$h_0 \approx 30$ mm	± 1 %	F2
Parcours de la vague avant de rencontrer la plage l_0	$2h_1 \leq l_0 \leq 3h_1$ A tester	$l_0 \leq 3h_1$	F1

TABLEAU 3.1 – Extrait du Cahier des charges fonctionnel : fonction principale FP1a.

réaliser, et à définir la structure qui relie l'ensemble. Pour arriver au mécanisme réel nous avons utilisé une modélisation de complexité croissante en utilisant les outils habituels de la conception mécanique. Pendant toute cette phase, et au fur et mesure que les choix constructifs se précisaient, des calculs de dimensionnements ont été menés pour s'assurer de la résistance des structures, dans certains cas pour contrôler leur déformation, et pour définir les dimensions des éléments du commerce retenus pour qu'ils aient un ou l'autre la durée de vie "acceptable".

Schéma Cinématique Minimal (SCM) et graphe des liaisons

A partir des fonctions à remplir, répertoriées dans le diagramme APTE (figure 3.5) et partiellement détaillées dans des tableaux du type du tableau 3.1 et des diagrammes FAST du type du diagramme 3.6, nous avons développé une solution constructive répondant au mieux au CdCF. Le graphe des liaisons (figure 3.7) et le Schéma Cinématique Minimal (SCM) (figure 3.8) présentent les principales dispositions constructives choisies : les liaisons sont représentées par leurs symboles normalisés (guidages et liaisons complètes non permanentes) tandis que la structure matérielle qui relie ces différentes liaisons est représentée de manière filaire. Dans cette modélisation les sous-ensembles matériels qui sont « sans mouvement relatif » définissent **une relation d'équivalence**. Chaque classe d'équivalence est repérée par un numéro (qui deviendra le numéro de la pièce la plus caractéristique). Dans le graphe des liaisons (figure 3.7), chaque classe est représentée par un repère cerclé et chaque liaison par un arc qui joint deux cercles. Si nécessaire à la des-



- (1) : soit réglage de la position de l'actionneur contrôlant l'inclinaison du canal, soit "indexation" de la position horizontale avec "débrayage" partiel ou total de l'actionneur contrôlant l'inclinaison du canal en Mode opératoire N°2.
- (2) : Nettoyage du sable dans la réserve en amont, si mode opératoire N°3, ou modification du lit de sable sur le fond du canal dans le Mode opératoire N°2.
- (3) : fermeture manuelle directe ou par système mécanique démultipliant l'effort de l'utilisateur.
- (4) : l'armement du dispositif qui remontera la vanne peut être consécutif à la descente de la vanne, ou déccouplé de cette action.
- (5) : L'étanchéité peut éventuellement renforcée en utilisant un joint creux, et en le mettant sous pression, une fois la vanne verrouillée.
- (6) : En cas d'utilisation d'un système mécanique pour démultiplier l'effort, lors de "l'armement" de l'actionneur permettant la remontée rapide de la vanne (pour générer la vague)

FIGURE 3.6 – Extrait du diagramme FAST - Fonction principale FP1.

cription – dans le reste de ce chapitre – un repère $Re_i(O_i, x_i, y_i, y_i)$ peut être associé à une classe donnée, où i représente le numéro de la classe. Le Canal AV est constitué d'un canal en verre (3) qui repose sur une structure porteuse constituant une partie mobile (2) – ou "berceau" –, en liaison pivot avec un bâti (1), qui repose par un appui plan sur le sol du laboratoire (0). En position horizontale, dans le mode opératoire utilisé pour notre étude, la liaison du berceau (2) avec le bâti (1) est complétée par un appui ponctuel permettant un positionnement isostatique précis. Sur le SCM, une seule vanne (6), formant un réservoir en position basse, a été représentée, pour simplifier la lecture. Au niveau de l'équipage mobile ({(5),(6)}), l'actionneur permettant la levée rapide de la vanne n'est pas représenté, seul l'effet : $\vec{F} = \vec{F} (5 \rightarrow 6)$ qu'il a sur une partie de ce sous-mécanisme a été

Graphe des Liaisons :

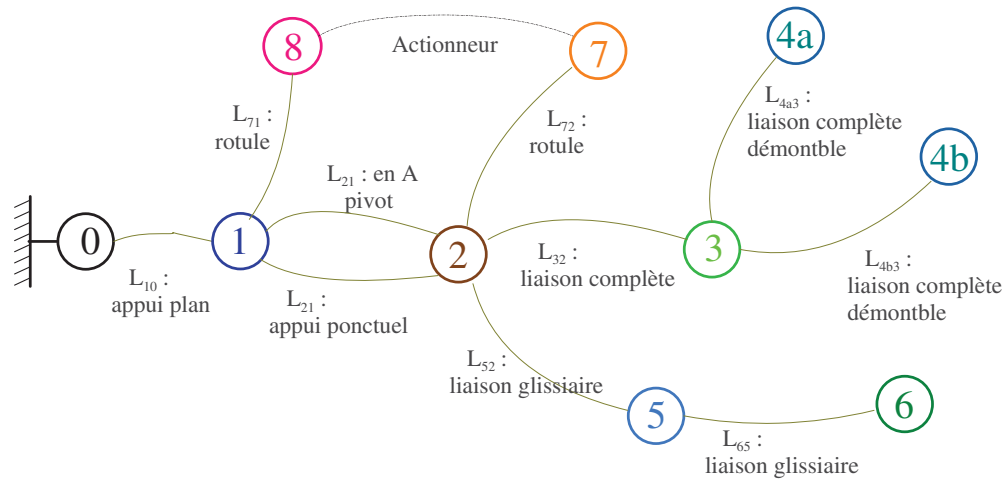


FIGURE 3.7 – Graphe des liaisons - mode opératoire N°1

indiqué. Enfin dans le mode opératoire utilisé, les bouchons **(4a)** et **(4b)** ferment les extrémités du canal en verre **(3)** par une liaison complète démontable. Dans ce même mode opératoire, l'actionneur **(7,8)** qui permet d'incliner le berceau **(2)**, et donc de donner au canal en verre **(3)** une pente contrôlée, est inactif. Cet actionneur est en liaisons rotules avec le berceau **(2)** et le bâti **(1)**.

Le mécanisme global possède un plan de symétrie vertical qui correspond également au plan de symétrie du canal en verre **(3)**. Dans ce paragraphe, un repère associé au canal sera $\mathcal{R}_3(O_3, \vec{x}_3, \vec{y}_3, \vec{z}_3)$ tel que O_3 , l'origine du repère dans le plan médian de symétrie du canal en verre **(3)**, appartient aux plans correspondant aux faces supérieures du fond du canal et à la face intérieure du bouchon **(4a)**, et l'axe (O_3, \vec{x}) est parallèle au fond du canal en verre **(3)**. Pour intégrer au mieux la fonction contrainte FC2 (tableau A.1) d'accès optique optimum au canal, il a été nécessaire, en particulier, de limiter les dispositifs matériels en dessous du canal en verre **(3)**. Pour ce faire :

- la liaison pivot a été conçue pour ne pas être traversante, elle est donc réalisée pratiquement par deux paliers situés de part et d'autre du canal en verre **(3)**. Chaque palier constitue une liaison rotule du berceau **(2)** par rapport au bâti **(1)**,
- la liaison complète entre le canal en verre **(3)** et le berceau **(2)** a été conçue telle que :
 - le berceau **(2)**, support et maintien du canal **(3)** forme une structure qui n'interfère avec aucune des faces du parallélépipède rectangle que constitue le volume du canal,
 - le support effectif du fond du canal a été réalisé par des liaisons ponctuelles – réglables – formant un appui plan et reliées "à minima" au reste de la structure porteuse du berceau, de manière à limiter leur impact sur le champ visuel par en dessous du canal,
 - les appuis latéraux sont également réalisés par des liaisons ponctuelles – réglables –, placées au mieux pour limiter leur impact sur le champ visuel par

les côtés du canal,

- l'actionneur $\{(7), (8)\}$ sera constitué de deux vérins hydrauliques placés de part et d'autre du canal en verre (3),

Pour respecter la fonction technique FT21 (figure 3.6), chaque vanne (6) doit pouvoir passer d'une "position haute" à une "position basse" pour constituer un réservoir, à partir de n'importe quelle position longitudinale de l'équipage mobile $\{(5), (6)\}$ par rapport au berceau (2), après déplacement préalable de celui-ci lorsque la vanne est en position "haute". Pour limiter l'impact visuel de ce mécanisme dans le champ d'observation vertical du canal, la liaison glissière permettant le positionnement suivant l'axe \bar{x} du coulisseau (5), a été réalisée pratiquement par deux liaisons glissières parallèles placées de part et d'autre du canal en verre (3). Ce choix entraîne une hyperstaticité de la liaison, mais permet d'obtenir une grande rigidité de la liaison. Le guidage du coulisseau (5) lui-même, a été placé suffisamment haut au dessus du rebord du canal en verre (3) pour permettre un accès aisé de l'expérimentateur au canal et à ses parois (nettoyage après chaque rupture de barrage, mesures des hauteurs d'eau, contrôles visuels etc ...).

A partir de ce SCM, un certain nombre de points, principalement relatifs à notre étude, ont pu être répertoriés et traités :

- Calcul de dimensionnement des structures "porteuses" reliant les différentes liaisons (résistance, déformations) :
 - résistance et rigidité de la "structure porteuse" du berceau (2) : les caractéristiques dimensionnelles de la "structure porteuse" du berceau (2) ont été déterminées afin d'assurer sa résistance dans tous les cas d'emplois, et une rigidité suffisante pour garantir une bonne planéité du canal qui repose dessus après remplissage, en particulier lorsqu'il est horizontal : flèche $f \leq 0,2 \text{ mm}$ (critère FP1a du diagramme FAST, tableau 3.1) (voir figure A.3 en annexes § A.2.3). Avec ce même objectif, les placements des liaisons "appuis simple" (point B) et "liaison pivot" (point A) par rapport à la longueur du canal, ont été calculés pour minimiser la déformation maximale de la structure chargée, compte-tenu des différents modes opératoires prévus pour le Canal AV (lors de sa fabrication finale, la liaison ponctuelle schématisée sur la figure 3.8 a été réalisée par deux appuis ponctuels placés symétriquement par rapport au plan médian du canal).
 - résistance et rigidité de la partie portique du berceau (2) : cette partie haubannée qui soutient le guidage horizontal du coulisseau (5) a été dimensionnée pour minimiser la flèche maximale du support du guidage, quels que soient les positions de l'équipage mobile $\{(5), (6)\}$.
 - résistance et rigidité de la partie verticale du coulisseau (5), support du guidage vertical de la vanne (6) : la "poutre" verticale qui reçoit le rail de guidage a été dimensionnée pour assurer une déformation minimale en flexion et garantir une bonne rectitude au guidage (de l'ordre du 2/10 mm) lorsque la différence entre les niveaux d'eau de part et d'autre de la vanne est maximale, à savoir $h_0 = 0$ et $h_1 \approx 500 \text{ mm}$
 - résistance et rigidité de la vanne : pour des raisons similaires, la conception de la vanne a été réalisée de manière à limiter la flèche maximale à une valeur inférieure à 3 mm (modélisation par éléments-finis (EF))

- détermination du ou des éléments du commerce permettant de réaliser chaque liaison : choix et dimensionnement des éléments mécaniques (calcul de durée de vie, capacité dynamique etc ...)
 - choix du roulement constituant les rotules de la liaison pivot,
 - choix des guidages horizontal et vertical prenant en compte les chargements statiques et dynamiques, l'hyperstaticité de la liaison en translation horizontale. Le temps maximal d'effacement complet de la vanne a été fixé initialement à $t \leq 0,1$ s. Le guidage vertical choisi, un patin à billes et rail, réalise une "liaison glissière" d'une très grande rigidité, et possède des caractéristiques cinématiques et dynamiques permettant de remplir cet objectif ($v_{Max} = 10$ m/s, $a_{Max} = 500$ m/s²). Cependant, aucun actionneur n'a été trouvé qui permette d'assurer l'objectif initial. Nous avons finalement choisi un actionneur relativement simple à mettre en œuvre et à piloter, à savoir un vérin pneumatique, avec un câblage pneumatique ad hoc pour maximiser la vitesse du vérin (échappements à l'air libre ...).
- problèmes d'étanchéité statique et dynamique : chacune des deux vannes pouvant être positionnée à une abscisse quelconque ($0 < x < 1\ 500$ mm) dans la première zone du canal en verre (3), l'étanchéité est assurée par le contact direct du joint, solidaire de la vanne rectangulaire, et du verre des parois du canal. Cela a nécessité l'obtention d'une très bonne géométrie des faces intérieures du canal : planéité et parallélisme des faces internes (voir en annexes § A.2.4).

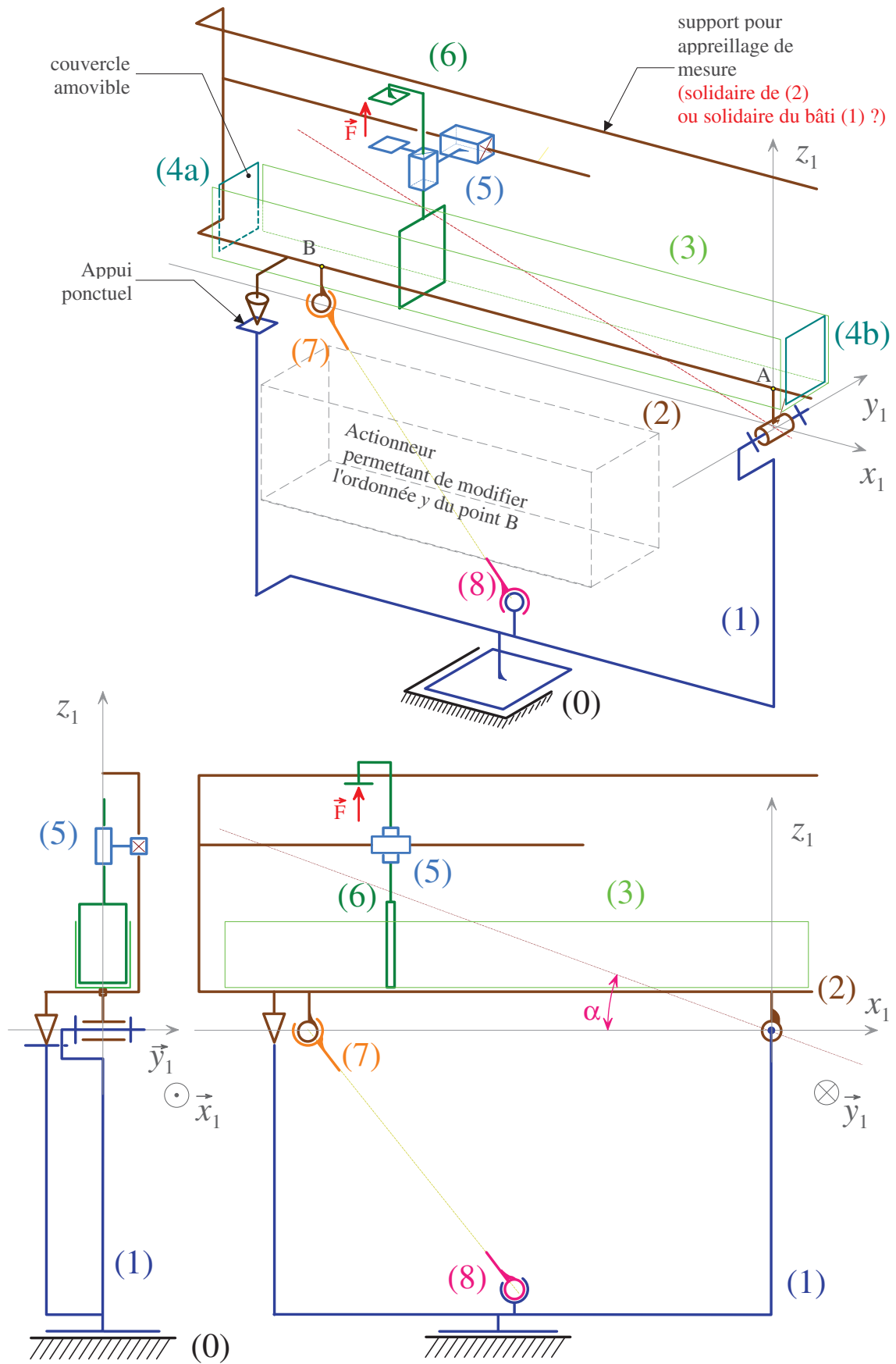


FIGURE 3.8 – Schéma Cinématique Minimal du Canal.

3.3.4 Réalisation du "Canal à Vagues"

L'essentiel des structures "mécano-soudées" ont été réalisées avec les ressources propres du laboratoire, et montées sur place; certaines parties des équipages mobiles ((5),(6)), évidées pour gagner du poids, ont été usinées par découpage laser, par un prestataire extérieur. Le canal en verre (3) a été assemblé et collé sur place, sur le berceau (2), après

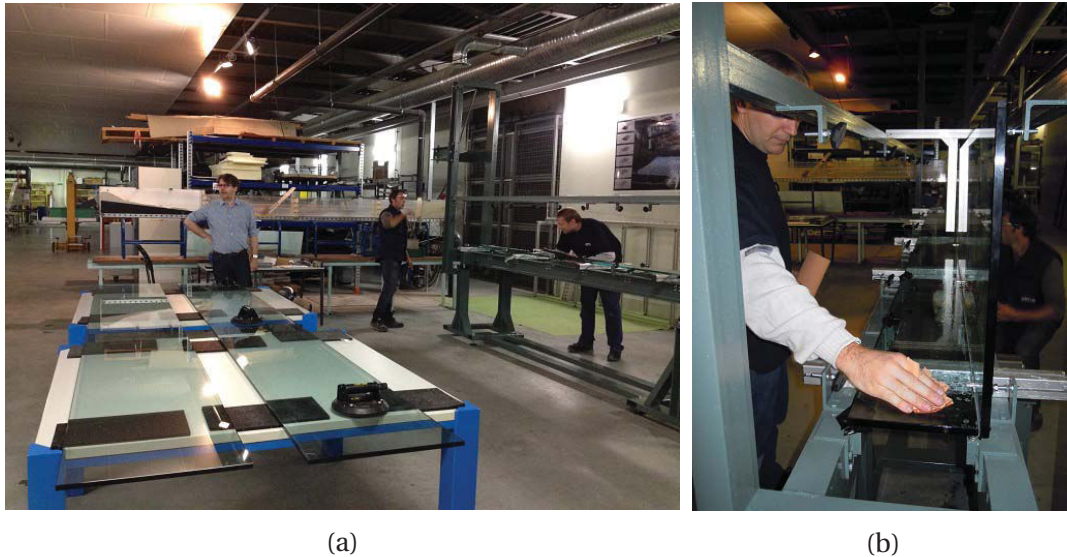


FIGURE 3.9 – Collage des parois du canal en verre : (a) mise en position du fond; (b) collage d'une paroi vertical avec le fond.

que l'ensemble bâti (1) et berceau (2) aient été assemblés, et positionnés à leur place définitive, et avant le montage des autres partie du Canal AV (voir figure 3.9). Le montage

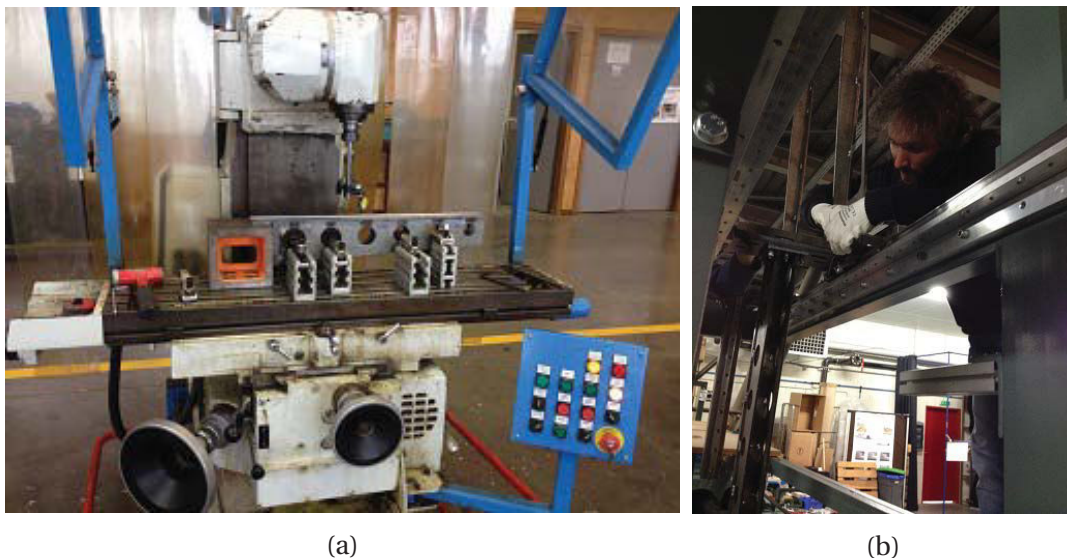


FIGURE 3.10 – Équipage mobile : (a) contrôle du guidage vertical; (b) montage de l'équipage sur le portique.

des rails horizontaux assurant le guidage des équipages mobiles ((5),(6)) qui a été effectué par un professionnel de la machine-outil à l'aide de niveaux de précision et d'une

règle de contrôle, nous a permis d'obtenir une très bonne qualité de guidage au niveau du tangage, roulis et lacet. Le contrôle final de la rectitude des supports des rails de guidage vertical de chaque vanne, et la rectification des petits défauts se sont faits avant l'assemblage final du rail sur son support, après quoi nous avons monté les équipages mobiles ((5),(6)) sur leur rails horizontaux (voir figure 3.10b).

3.4 Dispositif final

3.4.1 Fonctionnalité

Le dispositif expérimental obtenu (voir figure 3.11) permet une visibilité optimale des processus physiques qui ont cours pendant les expérimentations, presque de tous les côtés (dessus, dessous, par les côtés), et ses dimensions résultent d'un compromis entre longueur et inclinaison maximale possible dans le hall expérimental, pour des utilisations correspondant à des attentes différentes (§ 3.3.1). La longueur de chaque réservoir peut

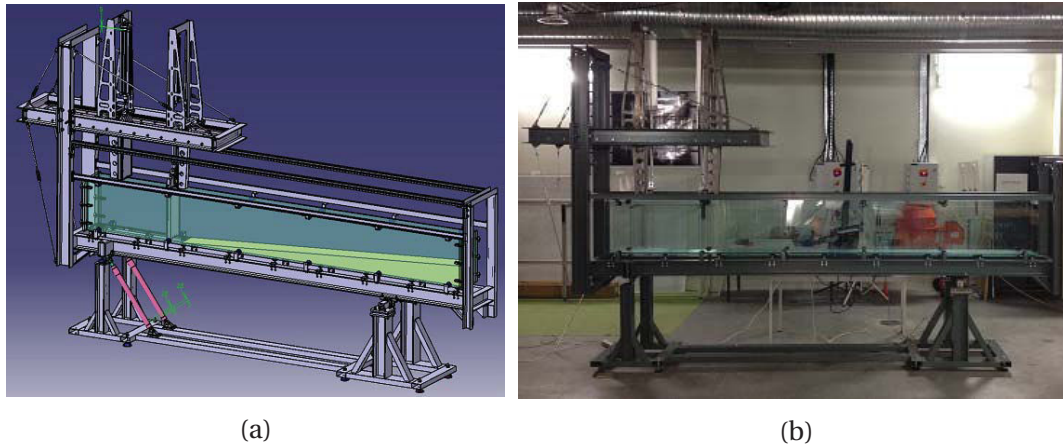


FIGURE 3.11 – Canal à vagues terminé : a modélisation CAO; b photo du dispositif terminé.

être réglée de manière continue dans les limites du guidage; chaque vanne possède son actionneur qui est piloté par un automate. Sur les figures 3.12b et 3.12c on peut voir respectivement la génération de la première, puis de la deuxième vague. A l'autre extrémité du canal est disposé une plage imperméable plane de pente variable, éventuellement verticale.

3.4.2 Validation du dispositif

Comme les deux premières campagnes de mesures ont été faites dans un canal distinct du canal définitif, bien que de dimensions similaires, nous avons comparé les caractéristiques d'un écoulement généré par une rupture de barrage unique avec les mêmes paramètres de contrôle h_0 , h_1 et l_1 , dans les deux canaux. Lors de la troisième campagne, ces trois paramètres de contrôle étant fixes et égaux à $h_0 = 2,2$ cm, $h_1 = 9,9$ cm et $l_1 = 14,5$ cm, nous avons comparé les évolutions temporelles du front $x_{f_1}(t)$ d'un écoulement généré avec ces valeurs des paramètres de contrôle (figure 3.13).

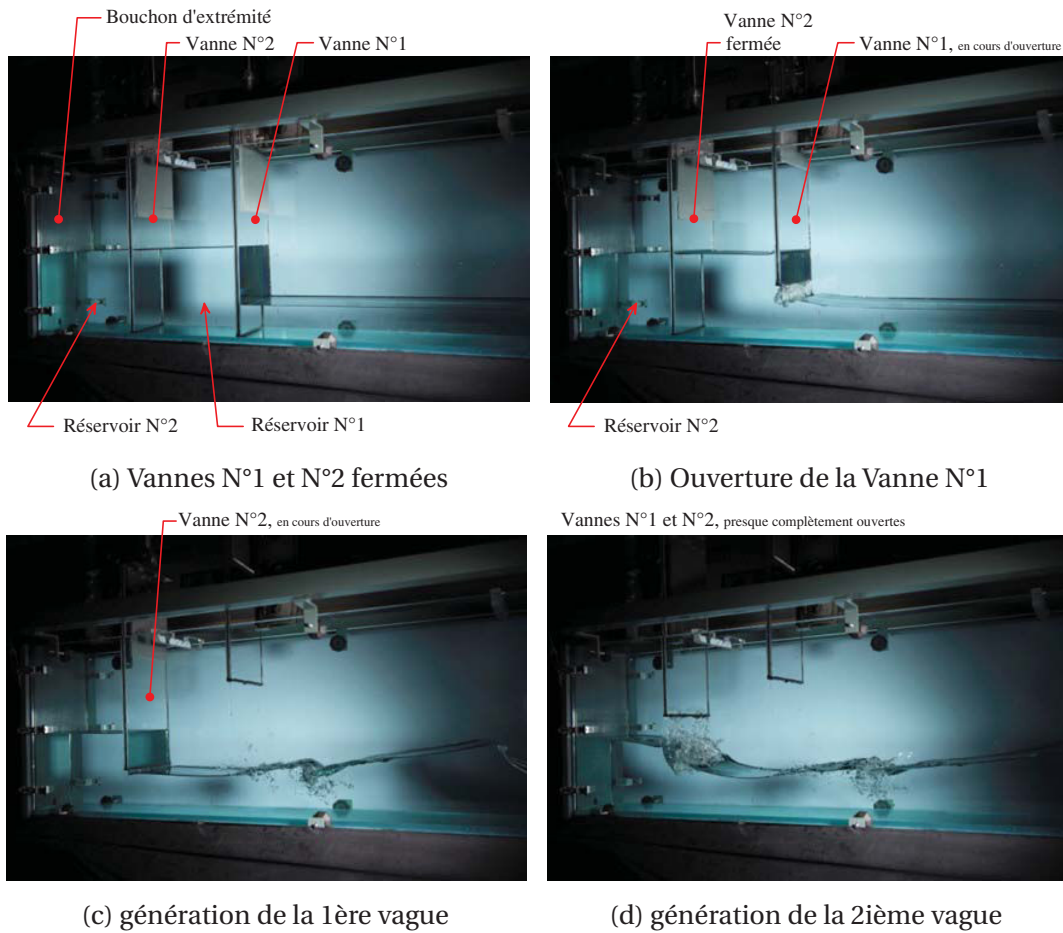


FIGURE 3.12 – Génération de deux vagues successives consécutives à deux "Dam breaks", par ouverture rapide des portes séparant les réservoirs du reste du canal, avec un décalage temporel piloté entre les ouvertures (photos CNRS).

On constate, comme attendu, que les tracés de $x_{f_1}(t)$ obtenus lors des deux campagnes se superposent très bien.

3.4.3 Fidélité, précision

Les temps de montée des vannes fermant le premier et le deuxième réservoir, la fidélité et la précision des décalages temporels réels obtenus, en fonction de la consigne, ont été évalués par analyse directe des films des mesures effectués lors de la troisième campagne. Environ un quart des films ont été analysés, prenant en compte des mesures sur plusieurs jours et explorant presque toute l'étendue des décalages temporels utilisés $0,4 \leq \Delta t \leq 1,6$ s. Les temps de montée sont mesurés à partir des tops générés par les deux commandes successives de "levée", elles-mêmes synchronisées avec un GBF, et incluent donc tout "retard à la commande". Nous obtenons :

- temps de montée à "mi-parcours" : une première évaluation a été faite des temps mis par chaque vanne pour s'élever à partir du fond d'environ la hauteur $h_1 = 9,9$ cm, qui constitue la hauteur fixe de ce paramètre lors de la troisième campagne : les temps de montées sont d'environ 0,07 s pour la première ou la deuxième vanne,
- temps de montée pour "effacement total" de la vanne : afin d'évaluer les capacités

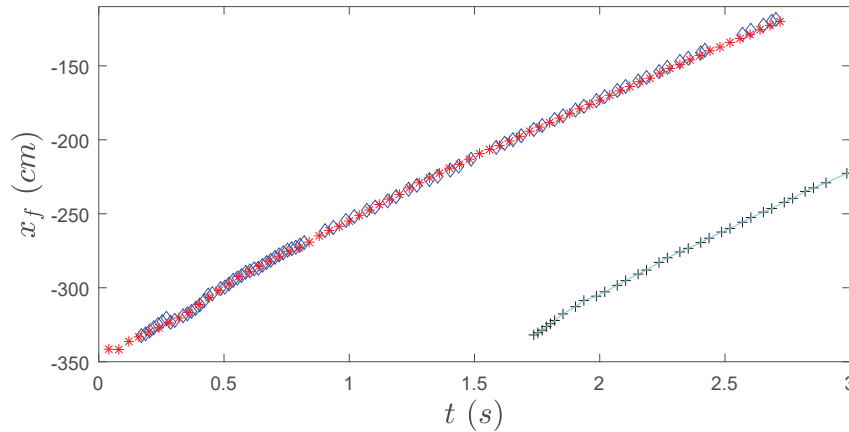


FIGURE 3.13 – Évolutions comparées du front, pour pour $h_0 = 2,2\text{ cm}$ et $h_1 = 9,9\text{ cm}$, entre la deuxième et la troisième campagne.

◇ : positions du front au cours du temps relevés lors de la 2e campagne, dans le canal à un seul réservoir et à vanne à relèvement manuel; * : positions du front au cours du temps relevés lors de la 3e campagne, dans le canal définitif à deux réservoirs et à vannes à relèvement piloté;

du dispositif pour des utilisations ultérieures, une deuxième évaluation a été faite des temps mis par chaque vanne pour s'élever à partir du fond d'une hauteur d'environ 50,0 cm : les temps de montées sont d'environ 0,15 s pour la première ou la deuxième vanne,

- "fidélité" du dispositif expérimental : la fidélité du dispositif par rapport au temps de réponse à une "commande" de levée de vanne, peut être évaluée en examinant la variabilité des temps de montée des deux vannes pour les différents lâchers. Dans tous les cas précédemment cités, elle est de l'ordre de 0,03 s. Elle a été par ailleurs contrôlée sur deux décalages temporels utilisés à des moments ou des jours différents (en particulier pour des mesures effectuées sur des plages différentes) : les décalages entre les temps enregistrés au début de la montée, et à "mi-parcours" n'excèdent pas 0,03 s.

3.5 Métrologie

3.5.1 Principe

Afin de détecter la surface libre de l'écoulement, nous avons choisi une méthode d'ombroscopie. Le principe consiste à enregistrer – en noir et blanc – l'écoulement par une ou deux caméras rapides, et à analyser chaque image sur laquelle la masse d'eau en évolution apparaît en "ombres chinoises". La figure 3.14 présente le principe général de la mesure, et plus précisément la situation correspondant à la troisième campagne de mesures. Un écran blanc réfléchit la lumière projetée par six spots lumineux, judicieusement orientés pour homogénéiser au mieux l'intensité lumineuse qui illumine la scène. Une ou deux caméras selon la campagne de mesures (voir § 3.6), placées de l'autre côté, enregistrent le mouvement de l'eau. Pour améliorer le traitement qui a suivi, nous avons augmenté le contraste eau/air en incorporant préalablement un colorant au fluide : le "rouge Azorubine E122" (voir figure 3.15b). Nous avons également pris la précaution de nettoyer et

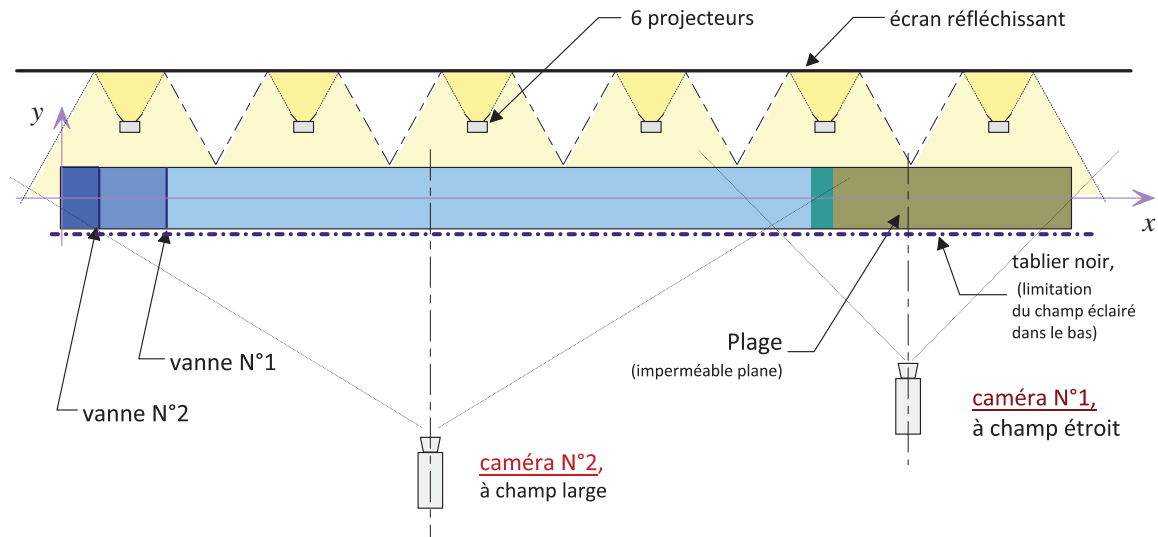


FIGURE 3.14 – Schéma du dispositif expérimental lors de la 3ième campagne (vue de dessus).

sécher l'ensemble des parois du canal avant le démarrage de chaque nouvelle expérimentation, pour éliminer la "pollution" des images par les conséquences d'une expérimentation précédente. La détection de la surface libre sur chaque image se fait alors par un procédé de seuillage global sur les niveaux de gris, qui discrimine la masse d'eau du reste du dispositif.

Plus précisément, dans un premier temps, une "image de calibration" (voir figure 3.15a) correspondant à une image du canal vide sans eau, est préalablement enregistrée et servira pour le traitement de toutes les images de la même mesure, et plus généralement pour toutes les mesures effectuées la même journée pour lesquelles l_1 et l_2 restent inchangées (une opération de calibration est faite au minimum au début de chaque journée de mesures, pour minimiser les variations accidentelles de position des caméras, mêmes très légères). Ensuite cette image de calibration est soustraite à l'image courante en cours d'analyse (figure 3.15b). Cette opération élimine de l'image traitée toute information visuelle correspondant à une partie fixe du dispositif, ne laissant apparaître, a priori, que le fluide qui a été ajouté au canal vide, quelque soit la forme qu'il adopte au cours de son mouvement (figure 3.15c, figure 3.16a ou figure 3.16d).

Dans un deuxième temps, un seuillage approprié suivi d'une "binarisation" de l'image (figures 3.15d ou 3.15e) permet d'isoler la zone de l'image occupée par le fluide, puis par détection des contours de cette zone, après d'éventuelles opérations de filtrage (élimination de zones détectées trop petites correspondant par exemple à des projections de gouttelettes d'eau etc ...) la position de l'interface libre (voir figure 3.15f).

La figure 3.15 illustre la détection de l'interface libre et du fond du canal lors de la deuxième campagne sur une partie d'une image prise par la caméra N°1 (côté gauche en vue de face). Sur la figure 3.15f, la courbe bleue représente la surface libre du fluide et la courbe verte représente la détection du fond du canal. On peut remarquer sur cette figure, que la détection du fond est moins aisée que celle de l'interface libre. En particulier la zone correspondant au réservoir, avec ses trois paires de rainures permettant de guider la vanne

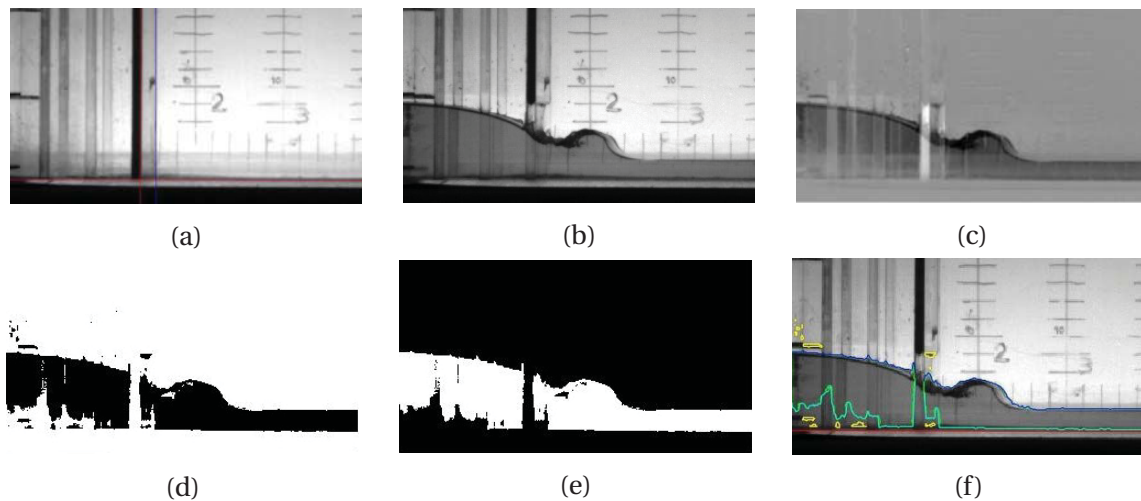


FIGURE 3.15 – Principe de détection de la surface libre par ombroscopie : images issues de la 2^{ième} campagne ($h_0 = 2,2$ et $h_1 = 9,9$ cm, caméra N°1).

(a) : image de calibration; (b) : image courante, en cours de traitement; (c) : image obtenue par soustraction de l'image de calibration à l'image courante; (d) : image "binarisée", représentant la masse du fluide seul; (e) : image "binarisée" complémentaire; (f) : image courante "annotée" par les tracés des interfaces détectées (interface libre et fond du canal), — : détection de l'interface libre, — : détection du fond du canal, — : zones de l'image filtrées.

avec des largeurs de réservoir variables, entraîne une modification de l'intensité lumineuse qui atténue le contraste et perturbe la détection de celui-ci. De fait, ceci est assez général pour cette partie du canal et pour toutes les mesures qui ont été effectuées pendant la 2^{ième} campagne. En général la détection du fond sur la partie du canal en avant de la vanne côté plage est bien meilleure mais peut quand même avoir quelques fluctuations ne correspondant pas à une position réelle du fond.

Comme la détection du fond est également importante pour obtenir la hauteur d'eau $h(x, t)$, on a cherché à rendre plus fiable cette détermination, et on a successivement :

- saisi "manuellement" la position du fond (courbe rouge) avant le lâcher de l'eau,
- déterminé le fond par un traitement "automatique", sur chaque image du film correspondant à la mesure, qui a été analysée : une droite de régression est calculée, prenant en compte tous les points de la courbe verte sur la partie où les variations sont faibles,
- à la fin du traitement de l'ensemble des images du film, une droite de régression passant par la moyenne des fonds détectés est calculée, puis est comparée à la saisie initiale de l'expérimentateur. Si l'écart maximal est faible, la détection "automatique" du fond est validée, et est mémorisée pour l'ensemble de la mesure, sinon c'est la saisie "manuelle" du fond qui est validée.

Sur la figure 3.15f, les zones délimitées par une frontière jaune sont de petites zones pouvant correspondre par exemple à des projections de gouttelettes d'eau, et qui sont filtrées par la routine sur un critère de taille de surface.

La figure 3.16 représente les principales étapes de la détermination de l'interface libre et du fond lors de la 3^{ième} campagne, sur une image (retournée en hauteur) de la caméra N°2 à champ large, côté gauche en vue de face (images 3.16a, 3.16b et 3.16c), et de la caméra N°1 à champ court, côté droit en vue de face (images 3.16d, 3.16e et 3.16f), prises

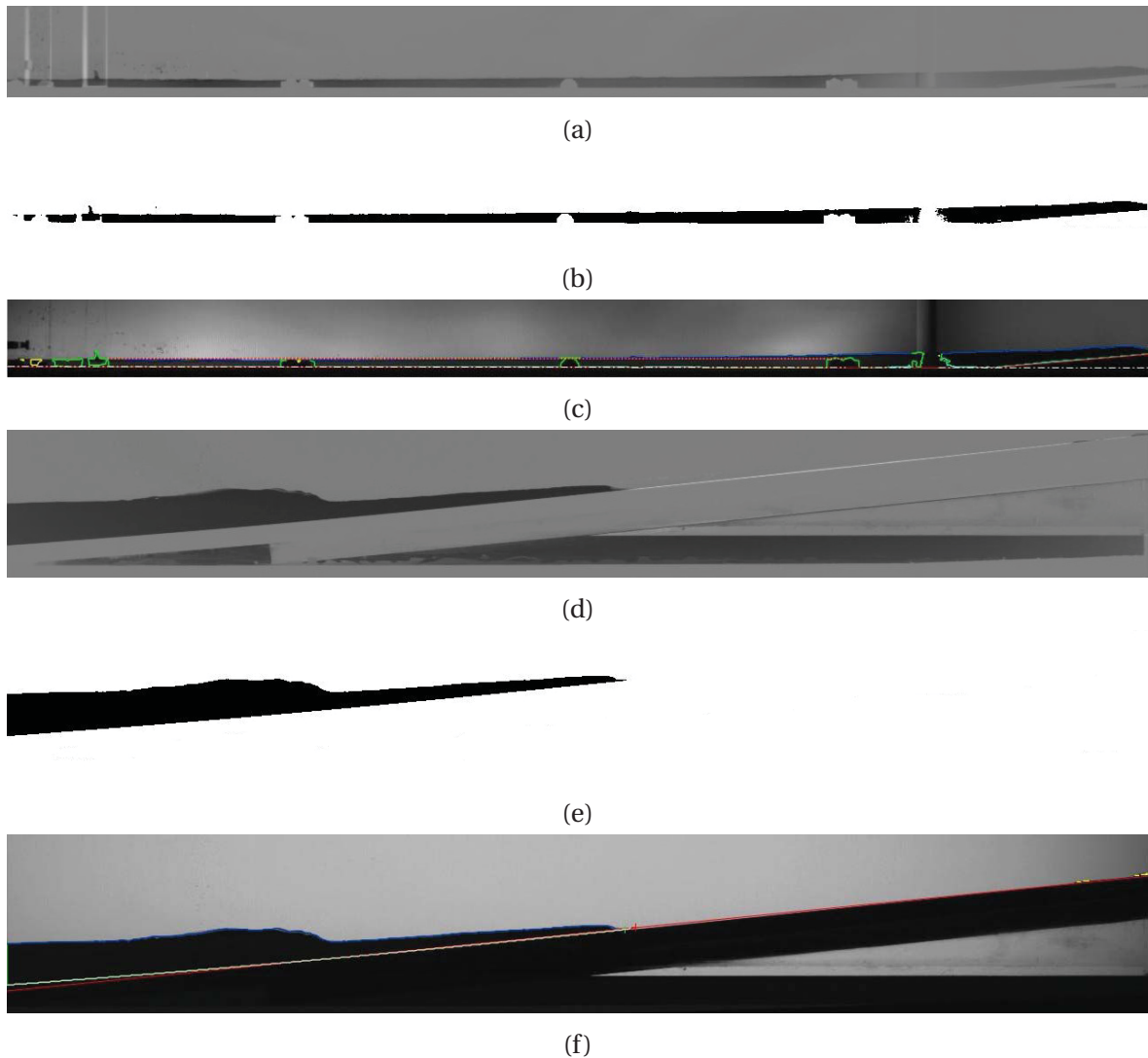


FIGURE 3.16 – Principe de détection de la surface libre par ombroscopie : images issues de la 3^{ème} campagne ($\Delta t = 1,1$ s, plage de pente $\beta = 5,71^\circ$). Les trois premières images en partant du haut concernent le champ de la caméra N°1, et les trois suivantes concernent la caméra N°2.

(a) et (d) : images obtenues par soustraction de l'image de calibration aux images courantes; (b) et (e) : images "binarisées", représentant la masse du fluide seul; (c) et (f) : images courantes "annotées" par les tracés des interfaces détectés (interface libre et fond du canal), — : détection de l'interface libre, — : détection du fond du canal, — : zones de l'image filtrées.

au même instant, pour une mesure effectuée avec une plage dont $\beta = 5,71^\circ$ et dont le décalage temporel $\Delta t = 1,1$ s. On peut constater que la détermination de l'interface libre est globalement bien meilleure, particulièrement pour les images de la caméra N°1, où l'homogénéité de la lumière et de son intensité a été améliorée en plaçant devant l'écran réfléchissant une "boîte à néons" offrant une surface de verre dépoli illuminée à la caméra à champ court. Cependant les images prises par la caméra N°2 à large champ sont "polluées" localement par la présence des tampons de maintien latéral du canal en verre (3) sur le berceau (2) du Canal AV, qui altèrent la détermination de l'interface libre lorsque le niveau descend en-dessous de 2,1 cm. Au final, cet impact reste néanmoins limité sur la durée de la mesure.

Les lignes, respectivement discontinue en traits mixtes blancs sur la figure 3.16c et continue blanche sur la figure 3.16f, représentent la détermination "automatique" validée, respectivement du fond du canal et de la surface extérieure de la plage.

3.5.2 Gestion du recouvrement

La gestion du recouvrement des champs des caméras, pour les campagnes de mesures effectuées avec deux caméras (2ième et 3ième campagne), et les relations entre les différents repères : repères des caméras N°1, N°2 et repère absolu du canal $\mathcal{R}_0(O_0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est illustrée par la figure 3.17. Le repérage de l'abscisse de la face extérieure de la vanne est

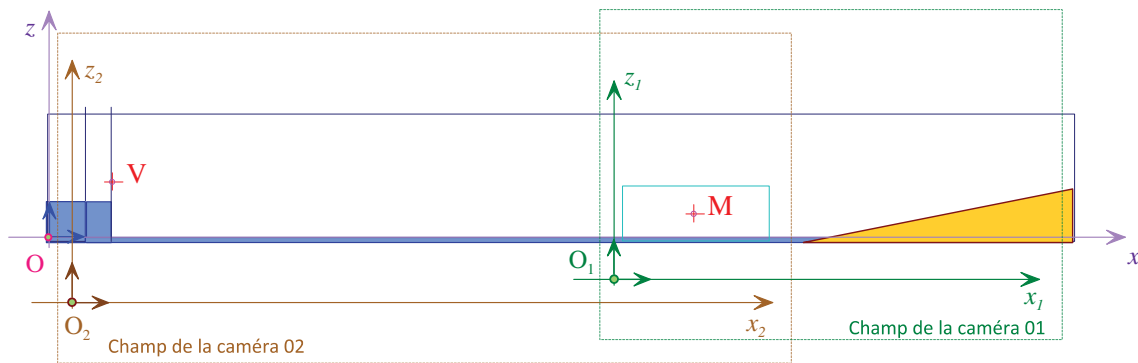


FIGURE 3.17 – Champs des caméras et repères des images, (3ième campagne).

N°1 dans le champ de la caméra N°1, lorsque l'on connaît les valeurs de l_1 , de l_2 , et des épaisseurs des vannes permet d'établir une relation entre le repère de la caméra N°1 et le repère absolu du canal $\mathcal{R}_0(O_0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. En plaçant une mire calibrée dans la zone où les champs des caméras se superposent, et en repérant un ou plusieurs points particuliers (par exemple le point central) dans l'image vue par chacune des caméras, on peut établir des relations entre les repères des deux caméras.

3.5.3 Traitement de l'information

A partir de la détection de la surface libre de l'écoulement, un certain nombre de grandeurs physiques nous intéressent. Ce sont par exemple :

- $h(x, t)$: hauteur totale d'eau mesurée à partir du fond, à l'abscisse x et à l'instant t ,
- $\eta(x, t)$: mesure de la position de la surface libre de l'écoulement à partir de la SWL, à l'abscisse x et à l'instant t ,
- h_{RU_p} : correspondant à la plus grande hauteur d'eau atteinte au cours du temps (particulièrement au cours du *uprush* par l'extrémité de la vague, évaluée à partir du fond du canal ...

Ces grandeurs sont obtenues directement à partir de la détection de l'interface libre d'une part et du fond du canal d'autre part, ou par la recherche d'un point particulier simple (extremum) sur la courbe représentative de $\eta(x)$. D'autres grandeurs comme les positions des fronts au cours du temps, $x_{f_1}(t)$ et $x_{f_2}(t)$ de la vague générée, à partir desquelles on peut accéder aux vitesses des fronts $c_{f_1}(t)$ et $c_{f_2}(t)$, nécessitent une localisation qui n'est pas triviale. Dans le cadre de cette étude, après divers essais de détection automatique qui

n'offraient pas une fiabilité absolue, nous nous sommes rabattus sur une détection "manuelle", à partir de graphes d'évolution spatio-temporels. La figure 3.18 montre quelques exemples de saisie. Lorsque le front de la vague a une forme asymétrique entre la partie

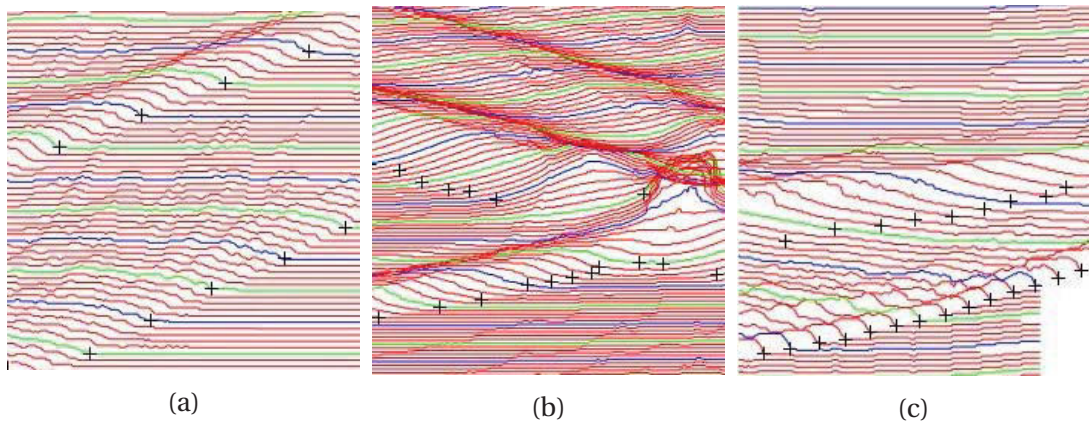


FIGURE 3.18 – Détermination de la position du front : exemple des saisies des positions des fronts $x_{f_1}(t)$ et $x_{f_2}(t)$ au cours du temps. (a) : $\Delta t = 0,4$ s et $\beta = 90^\circ$; (b) : $\Delta t = 1,2$ s et $\beta = 90^\circ$; (c) : $\Delta t = 0,6$ s et $\beta = 5,71^\circ$.

amont et aval du front, avec un front raide à l'avant et une "queue" plutôt lentement variable et relativement étendue à l'arrière, comme dans le cas du ressaut hydraulique, en particulier avant qu'il n'interagisse avec la plage, ou un autre ressaut hydraulique, la détection est assez simple et précise (figure 3.18a). D'autres situations où le front du 2^e ressaut hydraulique du côté de l'avancement n'est pas très raide (figures (3.18b) et (3.18c)), voire qui rejoint le niveau d'eau devant lui par une courbe tangente, sont plus difficiles, et laissent une part d'interprétation à cette détermination.

3.5.4 Précision

La précision obtenue sur les grandeurs "primaires" relatives à la mesure, se décline en deux aspects :

- précision dans l'estimation des valeurs des paramètres de contrôle
- précision dans la détermination de $\eta(x, t)$

Comme nous l'avons évoqué ci-avant, la précision sur la détermination de $x_f(t)$ est plus difficile à évaluer ...

Estimation des valeurs des paramètres de contrôle

La mesure initiale de h_0 , h_1 , h_2 , l_1 et l_2 , avant l'ouverture des vannes, a été faite à l'aide d'un régle. Dans ce cas, la précision sur la valeur obtenue est estimée à $\pm 0,5$ mm. Cependant, ces valeurs ont pu, si nécessaire, être comparées aux valeurs obtenues à l'aide de l'analyse des images enregistrées, et dans ce cas la précision – après coup – est celle obtenue sur la valeur de $\eta(x, t)$ (voir § 3.5.4 suivant). Pour ce faire, les niveaux d'eau initiaux ont été :

- saisis "manuellement" avant l'ouverture de la première vanne,

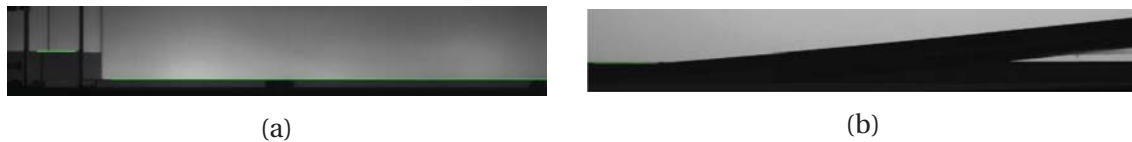


FIGURE 3.19 – Détection des niveaux d'eau initiaux, avant ouverture de la première vanne : images issues de la 3ième campagne ($h_0 = 2,2$ et $h_1 = 9,9$ cm, caméras N°2 et N°1).

— : détection des niveaux d'eau initiaux.

- déterminés par un traitement "automatique" des 25 images minimum qui ont précédé l'ouverture de la vanne N°1 (quelle que soit la mesure, un intervalle de temps d'environ 0,08 s sépare le top envoyé par l'automate commandant la première rupture de barrage du début de la levée effective de la vanne).

Comme pour la détermination du fond, ces informations sont comparées, et validées selon les situations.

Le contrôle du décalage horaire séparant les levées successives des deux vannes est faite par un automate qui commande les actionneurs pneumatiques, la précision et la fidélité de Δt a été évaluée après coup, en analysant les images des séquences filmées. Le temps moyen de levée des vannes des réservoirs est $\delta t_1 = 0,07$ s pour un effacement correspondant à une hauteur de 10,0 cm, avec un écart-type de 0,002 s et de $\delta t_2 = 0,15$ s pour une levée totale, avec un écart-type de 0,008 s (voir § 3.4.3).

La mesure de β s'est faite par la mesure des côtés du triangle, que constituent les intersections de la plage et du fond avec le plan médian du canal, à l'aide de mètre à ruban et réglet.

Précision dans la mesure de la position verticale de la surface libre

La précision dans la mesure de $h(x, t)$ (ou de $\eta(x, t)$) est estimée à la valeur d'un pixel sur les images enregistrées, pendant les mesures. Selon la campagne de mesure, et le matériel utilisé, celle-ci se décline de la manière ci-dessous :

- première campagne : une seule caméra rapide (Mikroton Motion BLITZ Cube), équipée d'un objectif de 35 mm, a été utilisée. Le champ de la caméra (243 cm) couvre environ la moitié du canal et tout au long de l'enregistrement, la fréquence d'acquisition est de 100 images par seconde, la taille de chaque image est de $1\,280 \times 412$ pixels avec 256 niveaux de gris. Compte tenu de la résolution de la caméra et de la taille du champ, la précision de la mesure de la position verticale de la surface libre, $\eta(x, t)$, est estimée à environ $\pm 1,5$ mm dans la zone à fond plat. Lors de cette première campagne, la caméra a été positionnée de manière à ce que le champ d'observation soit aligné sur le fond du canal, côté gauche pour la pré-étude des régimes hydrodynamiques consécutifs à la rupture de barrage, ou côté droit pour l'étude des interaction de la vague unique avec la plage.
- deuxième campagne : deux caméras rapides identiques (Photron ultima APX-RS Fastcam) ont été utilisées, placées sur un rail parallèle à l'axe (O, \vec{x}) , à la même distance du plan médian du canal (≈ 625 cm). La caméra N°2, équipée d'un objectif AF Nikkor 85 mm avec une ouverture 1 : 4D, est maître; la caméra N°1 est équipée d'un objectif Nikkor 85 mm avec une ouverture 1 : 2. La fréquence d'acquisition

est de 125 images par seconde avec un temps d'exposition de 1,0 ms, et la taille de chaque image est de $1\,024 \times 512$ pixels. Le champ de chaque caméra est d'environ $125,0 \times 63,0$ cm (longueur \times hauteur) avec un recouvrement médian, ce qui aboutit au final à un champ d'observation global de 241,5 cm. Compte tenu de la résolution des caméras et de la taille des champs, la précision de la mesure de $\eta(x, t)$ est estimée à environ 1,2 mm (194 pixels correspondent à 240 mm mesurée sur une mire placée dans le plan médian du canal au droit de l'axe optique de chaque caméra).

- troisième campagne : deux caméras rapides différentes ont été utilisées, avec des optiques différentes et des champs différents au niveau du plan médian du canal (figure 3.17), et une zone de recouvrement. La caméra N°2 (PCO Camera) équipée d'un objectif AF Nikkor 24 mm situé à environ 2,1 m du plan médian du canal, avec une ouverture 1 : 2.8, possède un champ large de $313,4 \times 37,0$ cm ; la taille de chaque image est de $1\,280 \times 151$ pixels.

La caméra N°1 (Imager Pro de la Sté LaVision) équipée d'un objectif AF Nikkor 85 mm situé à environ 1,7 m du plan médian du canal, avec une ouverture 1 : 1.4D, a un champ restreint de $80,4 \times 19,4$ cm, centré sur la plage ; la taille de chaque image est de $1\,280 \times 308$ pixels. Les deux caméras sont synchronisées et leur fréquence d'acquisition est de 300 images par seconde avec un temps d'exposition de 1,0 ms. Compte tenu de la résolution des caméras et de la taille des champs, la précision de la mesure de $\eta(x, t)$ est estimée à environ 2,4 mm pour la caméra N°2 à champ large et environ $\pm 0,3$ mm pour la caméra N°1 à champ restreint (241 pixels pour la caméra N°2, contre 939 pixels pour la caméra N°1, correspondent à 590 mm mesurée sur une mire placée dans le plan médian du canal, dans la zone de recouvrement des champs des deux caméras.

Le positionnement des caméras est resté fixe pendant toute la durée de la campagne, de façon à garder un réglage identique ; dans le repère absolu du canal les bordures verticales des champs ont pour coordonnées :

- caméra N° 2 (à champ large) : bord gauche : 9,4 cm et bord droit : 322,8 cm
 - caméra N° 1 (à champ restreint) : bord gauche : 294,6 cm et bord droit : 375,0 cm
- soit une zone de recouvrement de 28,2 cm de largeur.

3.6 Mesures effectuées

3.6.1 Première Campagne

Dans la première campagne les paramètres de contrôle sont h_0 , h_1 , et β . La valeur de l_1 est fixe et vaut : $l_1 = 14,5$ cm. Les expériences, effectuées par [Domingo Sanchez \(2015\)](#), ont été faites avec trois types de plages de pente $\beta = 5,7^\circ$, $7,1^\circ$ et $11,3^\circ$ (pente 1/10, 1/8 et 1/5).

h_0	h_1	h_0	h_1	h_0	h_1	h_0	h_1
1,0	5,0	2,0	6,0	5,0	9,0	10,0	14,0
1,0	15,0	2,0	11,0	5,0	14,0	10,0	19,0
1,0	20,0	2,0	16,0	5,0	19,0	10,0	24,0
						10,0	29,0

TABLEAU 3.2 – Mesures de la 1^{ière} campagne : valeurs des hauteurs d'eau dans la partie droite et gauche du canal pour les différentes expériences – la longueur du réservoir est $l_1 = 14,5$ cm.

3.6.2 Deuxième campagne

Dans la deuxième campagne, principalement dévolue à la caractérisation des régimes hydrodynamiques consécutifs à une rupture de barrage (chapitre 4), les paramètres de contrôle sont h_0 , h_1 et l_1 . La plupart des mesures ont été faites avec la même longueur de réservoir : $l_1 = 14,5$ cm (tableau 3.3), en faisant varier les valeurs du couple (h_0, h_1) , de manière à délimiter des zones du plan des paramètres correspondant aux principaux types d'écoulement.

h_0	h_1	h_0	h_1	h_0	h_1	h_0	h_1	h_0	h_1	h_0	h_1
1,5	2,0	2,9	5,8	4,2	18,7	5,8	11,3	6,5	36,1	8,7	23,9
1,5	2,5	2,9	7,2	4,4	6,5	5,8	13,6	7,1	27,3	8,7	26,5
1,5	2,9	2,9	8,8	4,4	8,0	5,8	13,6	7,1	33,0	9,4	22,2
1,5	3,6	2,9	10,2	4,4	8,9	5,8	17,2	7,3	14,5	9,4	23,5
2,2	3,1	3,3	4,9	4,4	11,1	5,8	20,3	7,3	18,5	9,4	40,0
2,2	3,6	3,3	30,0	4,4	15,0	5,8	22,5	7,3	22,6	10,2	27,1
2,2	4,3	3,4	7,7	4,4	13,3	5,8	28,0	7,3	47,3	10,9	26,6
2,2	7,5	3,4	23,2	4,8	26,8	5,8	32,0	7,8	18,5	10,9	29,5
2,2	7,6	3,4	26,7	4,8	37,0	5,8	35,0	8,0	16,0	10,9	32,6
2,2	9,9	3,6	6,5	4,8	43,0	5,8	37,6	8,0	21,7	11,6	28,3
2,2	13,1	3,6	7,4	5,1	11,2	5,8	43,7	8,0	45,0	11,6	31,1
2,2	15,2	3,6	9,1	5,1	21,4	5,9	40,4	8,3	38,4	11,6	35,1
2,2	19,6	3,6	12,5	5,1	22,8	6,4	21,0	8,5	33,5	12,3	30,1
2,9	4,7	3,6	16,1	5,1	35,5	6,5	13,1	8,7	14,8	12,3	33,2
2,9	5,4	3,6	21,2	5,5	29,4	6,5	15,3	8,7	20,9	12,3	37,0

TABLEAU 3.3 – Mesures de la 2^{ième} campagne : valeurs des hauteurs d'eau dans la partie droite et gauche du canal pour les différentes expériences – la longueur du réservoir est $l_1 = 14,5$ cm.

Quelques mesures ont été faites avec une valeur de l_1 différente (tableau 3.4) :

h_0	h_1	h_0	h_1
3,4	6,9	5,2	10,5
3,7	9,0	5,7	13,7

(a) (b)

TABEAU 3.4 – Mesures de la 2^{ème} campagne : valeurs des hauteurs d'eau dans la partie droite et gauche du canal pour les différentes expériences – la longueur du réservoir est $l_1 = 4,5$ cm (a) et $l_1 = 9,5$ cm (b).

3.6.3 Troisième Campagne

Dans cette troisième campagne, principalement dévolue à l'étude de l'interaction de deux vagues (chapitre 5), les paramètres de contrôle sont au nombre de cinq et les combinaisons possibles sont nombreuses. Pour limiter le travail à une amplitude acceptable dans le cadre de cette étude, nous avons fixé h_0 , h_1 et h_2 , et fait varier l_1 , l_2 , β et Δt . Nous avons effectué 112 mesures (tableau 3.5) en choisissant h_0 , h_1 et h_2 de manière à ce que les deux vagues générées par les ruptures de barrage soient des ressauts hydrauliques. Nous avons choisi $h_0 = 2,2$ et $h_1 = 9,9$ cm, correspondant à une configuration des paramètres testée lors de la deuxième campagne et générant un ressaut hydraulique. La hauteur du deuxième réservoir a été prise égale à : $h_2 = 9,9$ cm ($= h_1$), en vérifiant que le deuxième rupture de barrage générerait également un ressaut hydraulique.

Bien que par construction les paramètres l_1 et l_2 puissent varier continument, nous n'avons choisi que trois valeurs possibles pour chacun d'entre eux : l_1 et l_2 égales à 14,5 cm, 21,75 cm ou 29,0 cm. Le choix de la valeur 14,5 cm, que nous nommerons dans la suite "longueur de base", correspond à la longueur du réservoir N°1 utilisée lors de la deuxième campagne, pour la presque totalité des mesures. Les autres valeurs possibles de l_1 ou de l_2 correspondent à des multiples fractionnaire ($\frac{3}{2}$, 2) de la valeur la plus petite.

Pour l'étude de l'interaction de deux vagues (chapitre 5) nous avons étudié principalement trois types de plages, correspondant aux cas :

- plage verticale : $\beta = 90,0^\circ$ (tableau 3.5a),
- plage faiblement pentue : $\beta = 5,71^\circ$ (tableau 3.5d),
- et plage de forte pente : $\beta = 45,0^\circ$ (tableau 3.5b).

Les valeurs du décalage temporel Δt , entre les ouvertures des vannes, sont choisies au mieux pour explorer les différents cas d'interaction entre les deux vagues :

- interaction des deux vagues en avant du pied de page (par rapport au sens d'écoulement). Le deuxième ressaut hydraulique rattrape le premier avant que le front de celui-ci atteigne la plage,
- les deux vagues interagissent sur la plage, dans la zone de *swash*, avec deux cas apparents d'interaction possibles :
 - le deuxième ressaut hydraulique rattrape le premier ressaut hydraulique lorsque le front de celui-ci se déplace en direction de la plage ("onshore"), l'extrémité du front est encore dans une "phase ascendante",

l_1	Δt l_2																
		0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	2,1
14,5	14,5	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	
14,5	21,75			1										1			
14,5	29,0		1	1									1				
21,75	14,5			1										1			
21,75	21,75		1	1										1			
21,75	29,0																
29,0	14,5	1		1									1				
29,0	21,75																
29,0	29,0		1											1			

(a) Plage de pente $\beta = 90^\circ$

l_1	Δt l_2																
		0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	2,1
14,5	14,5		1	3 ¹	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1			
14,5	21,75		1	1					1					1			
14,5	29,0		1	1					1					1			
21,75	14,5		1	1					1					1			
21,75	21,75		1	1					1					1			
21,75	29,0																
29,0	14,5		1	1					1					1			
29,0	21,75																
29,0	29,0		1	1					1					1			

(b) Plage de pente $\beta = 45^\circ$

l_1	Δt l_2																
		0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	2,1
14,5	14,5			3 ¹	1	1			1					1			
29,0	29,0			1													

(c) Plage de pente $\beta = 11,31^\circ$

l_1	Δt l_2																
		0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8	2,1
14,5	14,5			2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	1		
14,5	21,75			1					1				1	1			
14,5	29,0																
21,75	14,5			1					1				1	1			
21,75	21,75			1					1				1	1			
21,75	29,0			1					1				1				
29,0	14,5																
29,0	21,75			1					1					1			
29,0	29,0			1					1					1			

(d) Plage de pente $\beta = 5,71^\circ$ TABLEAU 3.5 – Mesures de la 3ième campagne effectuées avec $h_0 = 2,2$ et $h_1 = h_2 = 9,9$ cm, et les différentes combinaisons possibles de $(l_1, l_2, \Delta t)$.¹ mesures répétées pour tester la fidélité

- le deuxième ressaut hydraulique rattrape le premier ressaut hydraulique lorsque le front du premier se déplace dans un mouvement contraire au départ, c'est-à-dire vers l'extrémité du canal qui constituait les réservoirs ("*offshore*"), avant les levées de vanne.

Chapitre 4

Caractérisation des régimes hydrodynamiques consécutifs à une "rupture de barrage"

Sommaire

4.1 Identification des régimes d'écoulement	66
4.1.1 Caractérisation des régimes	66
4.1.2 Représentation dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(h_0, h_1)$	67
4.1.3 Représentation dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(\varepsilon, \mu)$	69
4.2 Étude du régime : ressaut hydraulique	71
4.2.1 Observations expérimentales	71
4.2.2 Variabilité des comportements	75
4.2.3 Influence de la longueur du réservoir l_1	77
4.2.4 Comparaisons aux modèles théoriques	80
4.3 Conclusion	82

Introduction

Dans ce chapitre, nous caractérisons les écoulements générés par une rupture de barrage en faisant varier principalement h_0 et h_1 ($h_2 = l_2 = 0$) (figure 3.1a). 90,0% des mesures ont été effectuées avec une largeur l_1 du réservoir constante, et sauf indication contraire, nous considérerons que $l_1 = 14,5$ cm. Comme nous ne nous intéressons pas à ce qui se passe sur la plage, le paramètre β n'intervient pas dans les mesures. Le repère spatial utilisé pour exprimer $\eta(x, t)$ est $\mathcal{R}(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ défini sur la figure 3.1b. L'origine des temps a été prise à l'instant coïncidant avec la levée de la vanne du (seul) réservoir N°1. Plusieurs régimes distincts sont mis en évidence. Ce travail constitue d'une part une étude préparatoire à l'utilisation du dispositif à deux vannes pour étudier les processus hydrodynamiques sédimentaires dans la zone de *swash* d'une plage imperméable plane, mais également à partir d'une configuration de laboratoire idéalisée, une étude de la physique de génération de propagation d'une onde, à la suite d'une rupture de barrage.

4.1 Identification des régimes d'écoulement

4.1.1 Caractérisation des régimes

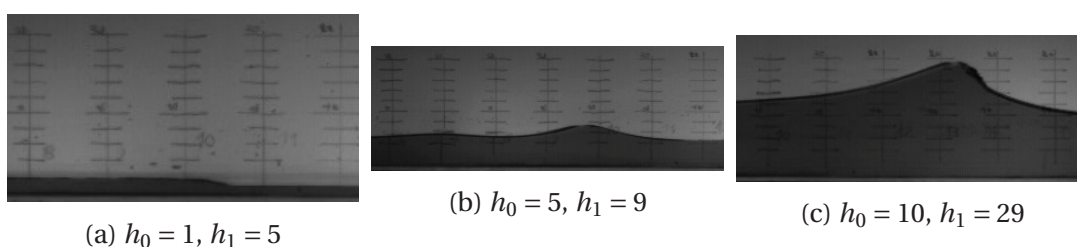


FIGURE 4.1 – Hauteurs d'eau dans la partie droite et gauche du canal ($l_1 = 14,5$ cm).

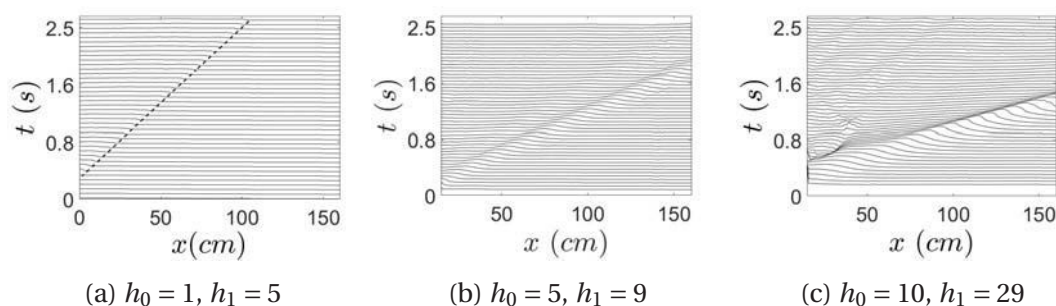


FIGURE 4.2 – Évolution temporelle de la surface libre pour les différents régimes ($l_1 = 14,5$ cm). Chaque courbe correspond au profil de la surface libre pour un temps t fixé. La succession des courbes sont décalées les unes des autres, verticalement. Les valeurs de h_0 et h_1 sont exprimées en cm.

En faisant varier les valeurs de h_0 et h_1 on a pu observer différents régimes d'écoulement générés à partir de l'ouverture de la vanne et esquisser une première typologie des écoulements à partir de la forme de la surface libre. Nous avons distingué trois types de régimes d'écoulements (figures 4.1a, 4.1b et 4.1c) correspondant à différents régimes asymptotiques :

1. un ressaut hydraulique (figure 4.1a) se forme dans les situations où $\Delta h = h_1 - h_0$ et h_0 sont relativement petits devant l_1 . Ce régime est typiquement un régime d'eau peu profonde où la non-linéarité domine la dispersion,
2. une onde solitaire (soliton) (ou une onde cnoïdale) (figure 4.1b) lorsque Δh et h_0 restent relativement faibles devant l_1 mais pour h_0 significativement plus grand que dans le cas 4.1a. Cet état est typique d'un équilibre entre non-linéarité et dispersion,
3. une vague propagative déferlante (déferlement glissant sur la figure 4.1c) pour des Δh et h_0 grands devant l_1 . Ce régime est surtout caractérisé par une forte non-linéarité et une dispersion plus ou moins forte. Il est à noter que ce régime peut se transformer lors de sa propagation en ressaut hydraulique (i.e. régime (4.1a) tout comme on peut aussi l'observer en situation naturelle.

Sur la figure 4.2, nous avons représenté l'évolution temporelle de la surface libre pour chacun des cas. Dans le cas du ressaut hydraulique (figure 4.2a), nous pouvons observer qu'après un court transitoire, le front suit une ligne droite, ce qui dans cette représentation caractérise une vitesse du front qui semble ici remarquablement constante. Dans le cas présenté $h_0 = 1$, $h_1 = 5$, la célérité et la hauteur du front montrent une bonne adéquation aux valeurs théoriques obtenues par une approche « eau peu profonde » (Stansby et al. (1998), Stoker (1957)). Ce cas sera présenté plus en détails dans la section § 4.2.4. La vitesse du front semble également relativement constante pour les autres cas (figures 4.2b et 4.2c).

On peut noter également, sur la figure 4.2, des différences marquées au niveau de la forme du front des écoulements. En particulier, le ressaut hydraulique est beaucoup plus asymétrique entre la partie amont et aval du front, avec un front raide à l'avant et une "queue" plutôt lentement variable et relativement étendue à l'arrière (figure 4.2a). Pour les deux autres types d'écoulement, tout semble focalisé proche d'une position donnée avec un profil plus continu. Il est à noter que dans le cas de l'onde solitaire, le front reste symétrique et ne se déforme quasiment pas lors de son évolution (figure 4.2b), alors que dans le cas de la vague déferlante (figure 4.2c), le front est en train de se raidir au cours du temps. Dans ce dernier cas, cela semble être les premières indications d'un régime transitoire qui évolue (probablement plus ou moins rapidement dans le champ d'observation fixé ici). On peut noter enfin, que selon les cas, des résidus associés au système d'ouverture sont observés : ondes secondaires qui évoluent derrière l'onde principale ou qui se réfléchissent à l'arrière. On notera en particulier, dans le cas de la vague propagative déferlante (figure 4.2c), des choses un peu bizarres à gauche (peut être un ressaut inversé par rapport au front).

4.1.2 Représentation dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(h_0, h_1)$

Les paramètres h_0 et h_1 ont été variés systématiquement dans les intervalles $h_0 \in [1,0; 12,3]$ cm et $h_1 \in [1,5; 37,0]$ cm (cf tableaux 3.2 et 3.3 au Chap. 3, § 3.6). L'évolution caractéristique des profils de hauteur h associés aux écoulements engendrés par une rupture de barrage varie selon les cas, avec parfois une typologie – ressaut hydraulique ou soliton – qui s'établit pratiquement dès l'ouverture de la vanne, et d'autre fois la forme globale de l'écoulement passe par un certains nombres de phases intermédiaires, incluant le régime de vague propagative déferlant mentionné précédemment, avant de se stabiliser en ressaut hydraulique ou soliton. D'autres fois enfin, ce régime transitoire de vague

déferlante semble toujours en phase d'évolution lorsque la vague sort du champ d'observation.

Nous avons choisi d'attribuer arbitrairement une des trois typologies pré-citées à l'écoulement, en fonction de son état, constaté lorsqu'il sort du champ d'observation : longueur de parcours égale à 243 cm environ pour les mesures effectuées lors de la 1ère campagne, ou égale à 227 cm lors de la 2ième campagne. Les régimes ainsi observés sont le régime de ressaut et le régime d'onde solitaire, le régime d'onde déferlant étant ainsi attribué à un régime transitoire.

La figure 4.3 représente les différents régimes d'écoulement dans l'espace des paramètres (h_0, h_1) . On remarque que les régimes précédemment identifiés sont localisés dans trois zones, avec une occupation qui ne semble pas similaire. La zone occupée par les solitons

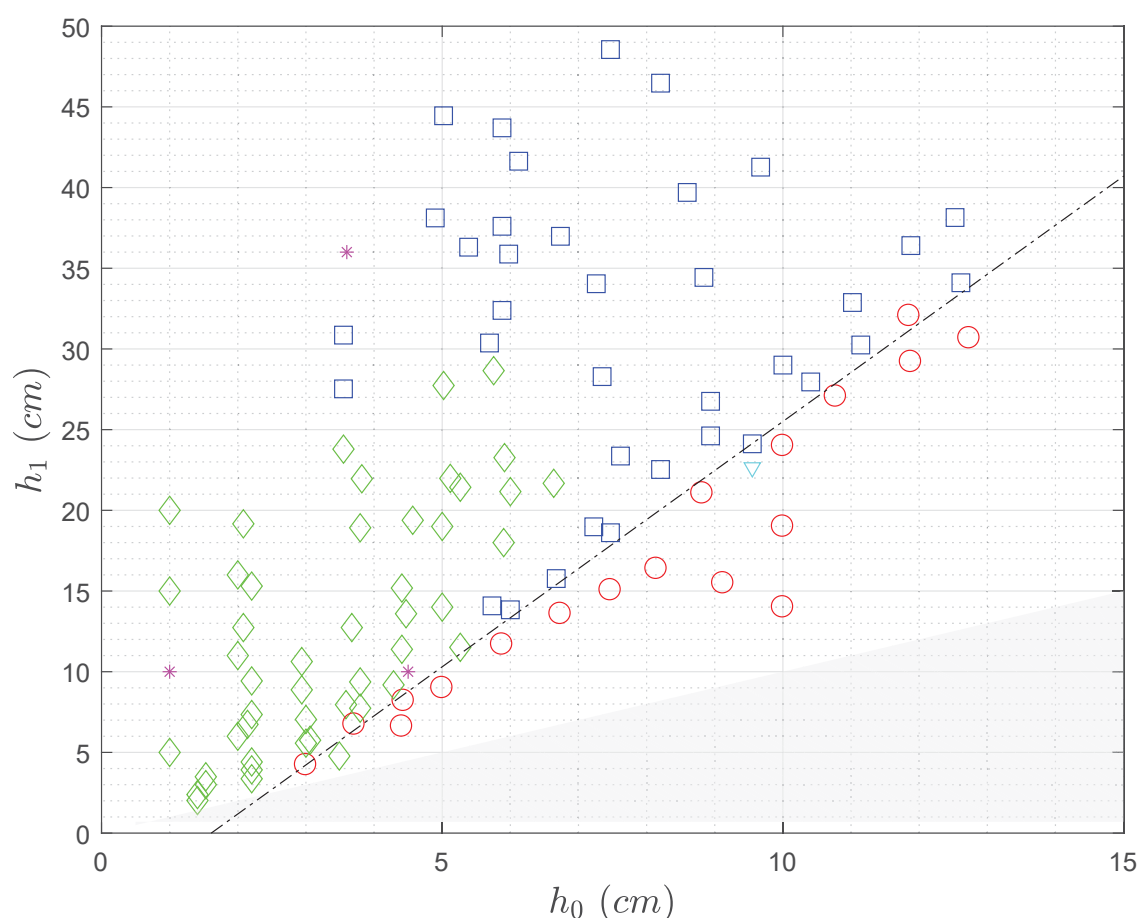


FIGURE 4.3 – Représentation des régimes d'écoulement dans l'espace des paramètres (h_0, h_1) ($l_1 = 14,5$ cm) \diamond : ressaut hydraulique; \circ : Onde solitaire, ou onde cnoïdale; \square : onde progressive; ∇ : caractère intermédiaire, non décidé; $- \cdot -$: droite de pente 2; $*$: expériences effectuées par Stansby et al. (1998), identifiées comme des ressauts hydrauliques.

La zone grisée correspond à des valeurs du couple de paramètres (h_0, h_1) impossibles ($h_1 \leq h_0$).

présente une frontière assez nette avec les autres zones, en particulier la frontière entre les régimes de soliton et de vague propagative déferlante apparaît relativement rectiligne, là où une droite de pente environ 3,0 sépare ces deux zones. Par contre la séparation entre les zones occupées par les ressauts hydrauliques et les vagues propagatives déferlantes

semble plus confuse. Comme nous l'avons déjà mentionné, le régime de vague propagative déferlante est un régime transitoire. Les transitions de régimes observées ici sembleraient donc indiquer que ce dernier régime est probablement en transition avec le régime de ressaut hydraulique. Nous avons placé dans le plan des paramètres trois des quatre mesures effectuées par [Stansby et al. \(1998\)](#) sur un fond non sec, pour une configuration similaire mais un canal plus long, et identifiées comme des ressauts hydrauliques à savoir :

- $h_0 = 1,0$ et $h_1 = 10,0$ cm
- $h_0 = 4,5$ et $h_1 = 10,0$ cm
- $h_0 = 3,6$ et $h_1 = 36,0$ cm

La quatrième mesure : $h_0 = 16,2$ et $h_1 = 36,0$ cm sortant de notre figure, nous ne l'avons pas représentée ici. On observe que la troisième mesure est clairement dans la zone qui correspond pour nous aux vagues propagatives déferlantes. Cette comparaison confirme d'une part l'aspect transitoire du régime propagatif déferlant et d'autre part que ce régime aboutira au régime de ressaut hydraulique sur une distance plus ou moins longue.

4.1.3 Représentation dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(\varepsilon, \mu)$

Les effets dispersifs et non-linéaires peuvent être anticipés par deux nombres sans dimension construits à partir des trois paramètres de contrôle h_0 , h_1 et l_1 :

- $\varepsilon = \frac{h_1 - h_0}{h_0}$: la différence de hauteur $\Delta h = h_1 - h_0$ peut être considérée comme du même ordre de grandeur que l'amplitude a de l'onde ($a = H/2$, surtout si Δh n'est pas trop grand. Dans ce dernier cas, le rapport ε peut être associé au rapport d'une amplitude d'onde a à une profondeur d'eau d (figures 2.1 ou 2.3) : a/d , il est caractéristique de la non-linéarité,
- $\mu = \frac{h_0}{l_1}$: en supposant que la longueur de la vague générée sera proportionnelle à la longueur initiale du réservoir l_1 , ce paramètre peut être considéré comme caractéristique de la dispersion, à rapprocher de d/L lorsque L représente la longueur d'onde d'une onde périodique.

La figure 4.4 représente les régimes d'écoulement dans le plan des paramètres (ε, μ) . On constate, également, que les trois régimes occupent des zones distinctes, avec toujours une frontière assez nette entre les régimes de soliton et de vague propagative déferlante, et beaucoup plus confuse entre les régimes de vague propagative déferlante et de ressaut hydraulique.

Le régime soliton est caractérisé par des valeurs très faibles du paramètre de non-linéarité : $\varepsilon \leq 1,7$, mais par une valeur suffisante du paramètre de dispersion, à savoir $\varepsilon \geq 0,2$. Le régime ressaut hydraulique est caractérisé essentiellement par une valeur réduite du paramètre de dispersion μ , particulièrement pour des valeurs faibles du paramètre de dispersion ε . Sur l'ensemble du domaine de variation de ε , variant de 0,3 à 19,0, la valeur maximale de μ ne dépasse pas 0,5. Nous avons observé également, en visualisant les films, que si le régime des ressauts hydrauliques peut prendre un temps plus ou moins long avant de s'établir, il n'en n'est pas de même pour les régimes de solitons, ou ondes cnoïdales qui semblent s'établir quasi instantanément après la rupture de barrage.

La figure 4.5 reprend la représentation des régimes d'écoulement dans le plan des paramètres (ε, μ) , mais en échelle log-log : on observe que pour μ suffisamment grand ($\mu \geq 0,2$), une droite de pente 2 sépare la zone des solitons des autres régimes, ce qui indique

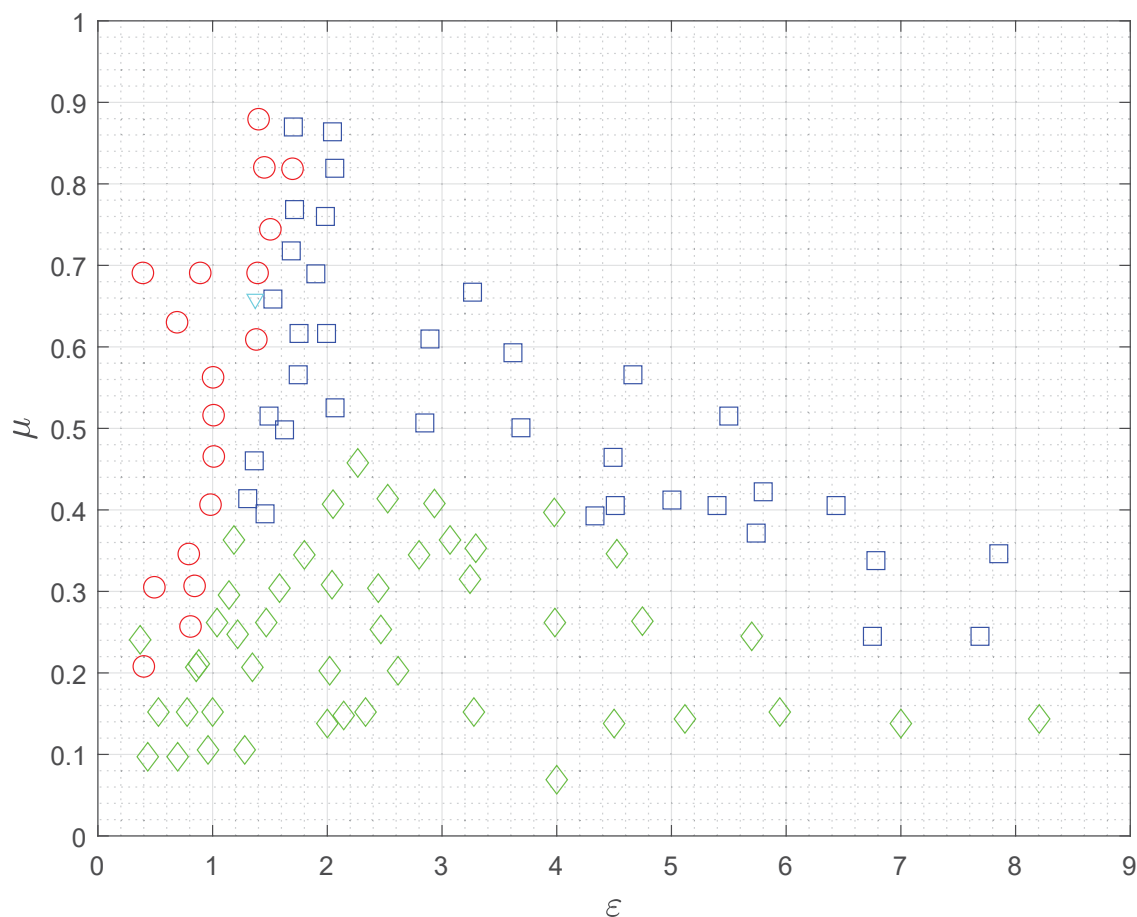


FIGURE 4.4 – Représentation des régimes d'écoulement dans l'espace des paramètres (ϵ, μ) ($l_1 = 14,5$ cm). \diamond : ressaut hydraulique; \circ : Onde solitaire, ou onde cnoïdale; \square : onde progressive; ∇ : caractère intermédiaire, non décidé;

Deux régimes correspondant à des bores pour lesquels on a : $(\epsilon, \mu) = (14,0; 0,69)$ et $(\epsilon, \mu) = (19,0; 0,69)$ n'ont pas été représentées sur ce diagramme, pour des raisons de visibilité. Ce sont les mesures N°2 et 3 de la première campagne.

une forme de transition, dans cet espace des paramètres, un peu plus complexe. Une droite de pente 1/2 a également été représentée pour comparer la transition entre le régime de soliton et les autres régimes aux équations de Korteweg and de Vries (1895), exprimant la célérité d'une onde solitaire ou cnoïdale. Ce "scaling" simple que l'on obtient entre dispersion et non linéarité à partir de ces équations Korteweg and de Vries (1895) pour lesquelles la solution d'onde solitaire est trouvée ne semble pas illustré, ici.

Nous n'avons pas représenté les expériences de Stansby et al. (1998) sur cette figure, car compte-tenu de la longueur du réservoir $l_1 = 9,60$ m, et de la définition de notre paramètre μ , les valeurs obtenues pour μ sont toutes voisines de 0 pour les deux valeurs de ϵ : $\epsilon = 1,22$ et $\epsilon = 9,0$.

De fait, tout couple de valeurs (h_0, h_1) adopté avec une telle longueur de réservoir entraîne une valeur de μ voisine de zéro, et une position de la mesure dans le diagramme de phase dans la zone correspondant aux ressauts hydrauliques, ce qui n'est évidemment pas toujours vrai. En effet, en fonction du couple (h_0, h_1) , soit l'écoulement se transforme

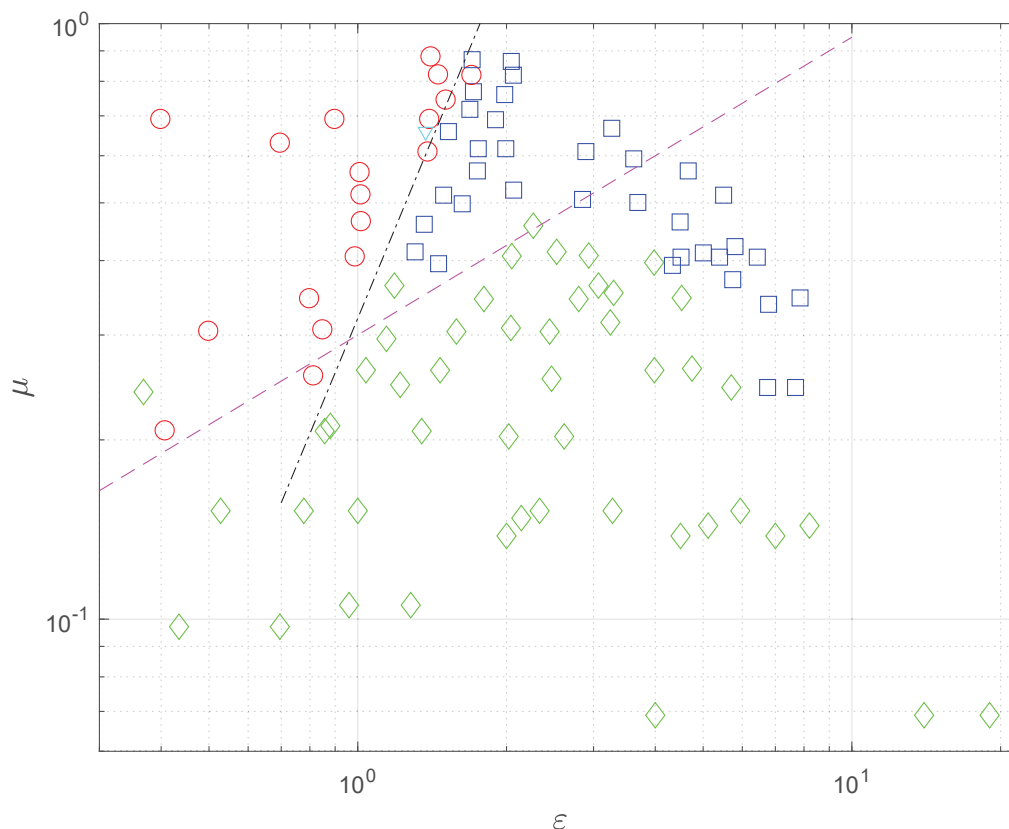


FIGURE 4.5 – Représentation des régimes d'écoulement dans l'espace des paramètres (ϵ, μ) (échelle "log-log") ($l_1 = 14,5$ cm) \diamond : ressaut hydraulique; \circ : Onde solitaire, ou onde cnoïdale; \square : onde progressive; ∇ : caractère intermédiaire, non décidé.
 - - - : droite de pente 2; - · - : droite de pente 1/2.

en ressaut hydraulique après un temps plus ou moins long, soit il se transforme en soliton, ou en onde cnoïdale très rapidement, souvent quasi immédiatement après la rupture de barrage. Dans ce cas, notre paramètre μ ne semble donc pas pertinent pour décrire les expériences menées dans un tel canal, muni d'un réservoir quasi "semi-infini".

4.2 Étude du régime : ressaut hydraulique

Nous avons choisi d'étudier plus précisément le régime des ressauts hydrauliques car c'est le régime qui est majoritairement observé dans la zone de *swash*, dans le cas des plages sableuses faiblement pentues (voir figure 4.6), ce qui nous relie à notre préoccupation initiale.

4.2.1 Observations expérimentales

Nous avons choisi un écoulement particulier, généré avec les paramètres $h_0 = 2,2$ cm et $h_1 = 9,9$ cm, représentatif du comportement moyen du régime étudié, pour en étudier quelques caractéristiques (figure 4.7).

La figure 4.7a présente l'évolution de la position du front en fonction du temps. On constate



FIGURE 4.6 – Exemple de ressauts hydrauliques sur une plage sableuse, dans la zone de zone de *swash* (St Jean de Luz).

que pour $t \leq 0,6\text{s}$, x_f évolue rapidement, puis après une période de fluctuations, pour $t \geq 1,4\text{s}$, l'évolution se stabilise et semble devenir remarquablement linéaire. La figure 4.7b représente l'évolution temporelle de la vitesse du front, et confirme les fortes variations initiales de l'intensité de la vitesse du front c_f , avec des successions d'accélération et de décélération jusqu'à une relative stabilisation pour environ $t \geq 1,4\text{s}$. La très forte accélération initiale succède immédiatement au début de la rupture de barrage, ($t = 0$), dans les premiers instants qui suivent l'effacement de la vanne, pour $t \leq 0,4\text{s}$. Cette première phase qui aboutit à une célérité maximale du front égale à $c_f \approx 112\text{ cm/s}$, est suivie par une première forte décélération, également, avant un "plateau", assez court ici où la vitesse semble pratiquement constante, avec $c_f \approx 87\text{ cm/s}$ pour $t \in [0,8\text{s}; 1,0\text{s}]$. Enfin cette dernière phase est suivie par une décélération globale – malgré l'apparente linéarité observée sur la figure précédente de $x_f(t)$ en fonction du temps – avec des variations allant en décroissant, pour ne représenter que de faibles fluctuations sur la dernière moitié du parcours. Sur la figure 4.7b cette décélération est mise en évidence par la droite de régression linéaire, calculée à partir des positions de la vitesse, sur le dernier tiers de la courbe. La pente de cette droite est d'environ de $-6,1$, ce qui correspond à une décroissance de la vitesse d'environ 7% sur le dernier tiers du parcours. La figure 4.7c présente l'évolution au cours du temps du point de la partie droite de l'interface libre (pour tous les $x \geq 0$, dont la hauteur par rapport au fond $h(x, t)$ (ou par rapport à la SWL) est maximale à l'instant t . Compte-tenu de la forme de cet écoulement, dont l'interface libre décroît presque continuellement sur l'arrière à partir du sommet, ce maximum représente assez bien la hauteur du front h_b du ressaut, particulièrement lorsque l'écoulement s'est stabilisé. On constate que la hauteur h_b croît d'abord fortement dans les premiers instants qui suivent le lâcher, et atteint 6,5 cm pour $t \leq 0,2\text{s}$, pour décroître presque continûment ensuite. Aux environs de $t = 0,6\text{s}$, la hauteur du front augmente légèrement sans atteindre la hauteur maximale obtenue aux instants initiaux. A partir de $t \geq 0,7\text{s}$, la décroissance de h_b est régulière, et semble s'atténuer pour atteindre environ 3,6 cm sur la fin du graphe. La décroissance de la hauteur h_b du ressaut est d'environ 7% sur le dernier tiers du parcours de l'écoulement. La figure 4.7d présente quant à elle deux grandeurs variant au cours de la durée de l'écoulement : la courbe bleue présente l'évolution au cours du temps du point de la partie de

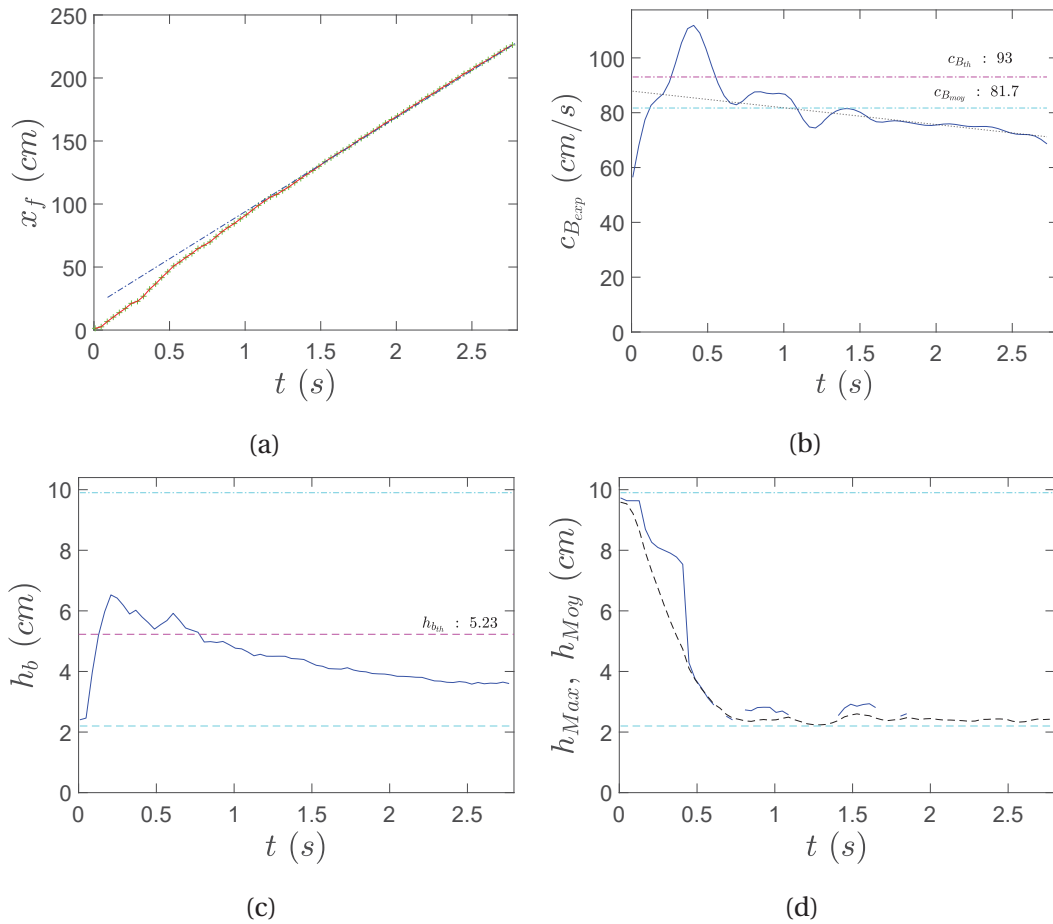


FIGURE 4.7 – Caractéristiques type du régime : cas de $h_0 = 2,0$ et $h_1 = 9,9$ cm ($l_1 = 14,5$ cm). (a) : positions du front x_f en fonction du temps, $- - -$: droite tangente à son évolution pour $t \geq 1,4$ s; (b) : évolution de la vitesse du front $c_{B_{exp}}$ en fonction du temps, $- - -$: vitesse théorique de déplacement du front (Stoker (1957)), $- \cdot -$: vitesse moyenne calculée sur la durée de la mesure, \cdots : droite de régression sur le dernier tiers du parcours de l'écoulement; (c) : évolution de la hauteur du front du ressaut hydraulique en fonction du temps, $- - -$: hauteur théorique du front du ressaut h_b (Stoker (1957)); (d) : évolution de h_{Max} , maximum de l'interface libre côté réservoir, et de h_{Moy} , niveau d'eau moyen dans le réservoir, en fonction du temps, $-$ correspondant à h_{Max} et $- - -$ à h_{Moy} . Les lignes horizontales $- - -$ et $- \cdot -$, au niveau des deux figures du bas, représentent les niveaux d'eau initiaux h_0 et h_1 .

l'interface libre du réservoir (pour tous les $x \leq 0$), dont la hauteur par rapport au fond $h(x, t)$ est maximale à l'instant t , et la courbe en tirets noirs présente l'évolution au cours du temps du niveau moyen d'eau dans le réservoir. On constate qu'au bout d'un temps assez bref $t \approx 0,7$ s la hauteur moyenne d'eau dans le réservoir atteint le niveau d'eau initial h_0 , bien que le maximum de l'interface libre continue à fluctuer longtemps encore, conséquence de l'onde de retour qui se réfléchit sur la paroi arrière du réservoir. La détection du point de hauteur maximale, de l'interface libre du réservoir, a été effectuée sur les trois quarts de la largeur du réservoir, en excluant les proximités des bords. En conséquence, les discontinuités qui apparaissent sur la courbe bleue s'expliquent, soit par le fait que, par moments, le niveau d'eau était suffisamment horizontal pour qu'il n'y ait pas de détection de maximum local, soit parce que celui-ci se trouvait sur un (ou deux) bord(s).

La figure 4.8 représente l'évolution de quelques grandeurs intégrales en fonction du

temps. Pour la figure 4.8a, le système isolé est constitué par la masse d'eau contenue initialement dans le réservoir et dans la partie du canal côté plage jusqu'à la limite du champ visuel de la caméra N°2, avant l'ouverture de la vanne. On fait l'hypothèse que pendant la durée d'observation (de l'instant initial $t = 0$ s jusqu'à ce que le front du ressaut hydraulique atteigne la limite du champ visuel de la caméra N°2), il n'y a pas de transfert de masse entre le système isolé et le reste de l'eau contenue dans le canal, à droite de la limite précédemment définie. La figure représente l'évolution de l'énergie potentielle du système isolé au cours du temps. L'énergie potentielle étant définie à une constante près, on a pris comme référence pour $E_p = 0$ la cote correspondant au niveau d'eau au repos de toute l'eau du système précédemment défini, lorsque l'eau est revenue à l'équilibre après l'ouverture de la vanne. On constate que l'énergie potentielle décroît d'abord rapidement pour se stabiliser à environ 48,0% de sa valeur initiale en restant sensiblement stable sur le dernier tiers du parcours observé. Cette valeur résiduelle correspond à la masse d'eau constituant le ressaut, dont le niveau reste sensiblement constant. L'énergie mécanique totale du système isolé étant constant et au-dessus du niveau final. La diminution de l'énergie potentielle correspond à une transformation en énergie cinétique, qui comprend pour partie la dissipation par turbulence.

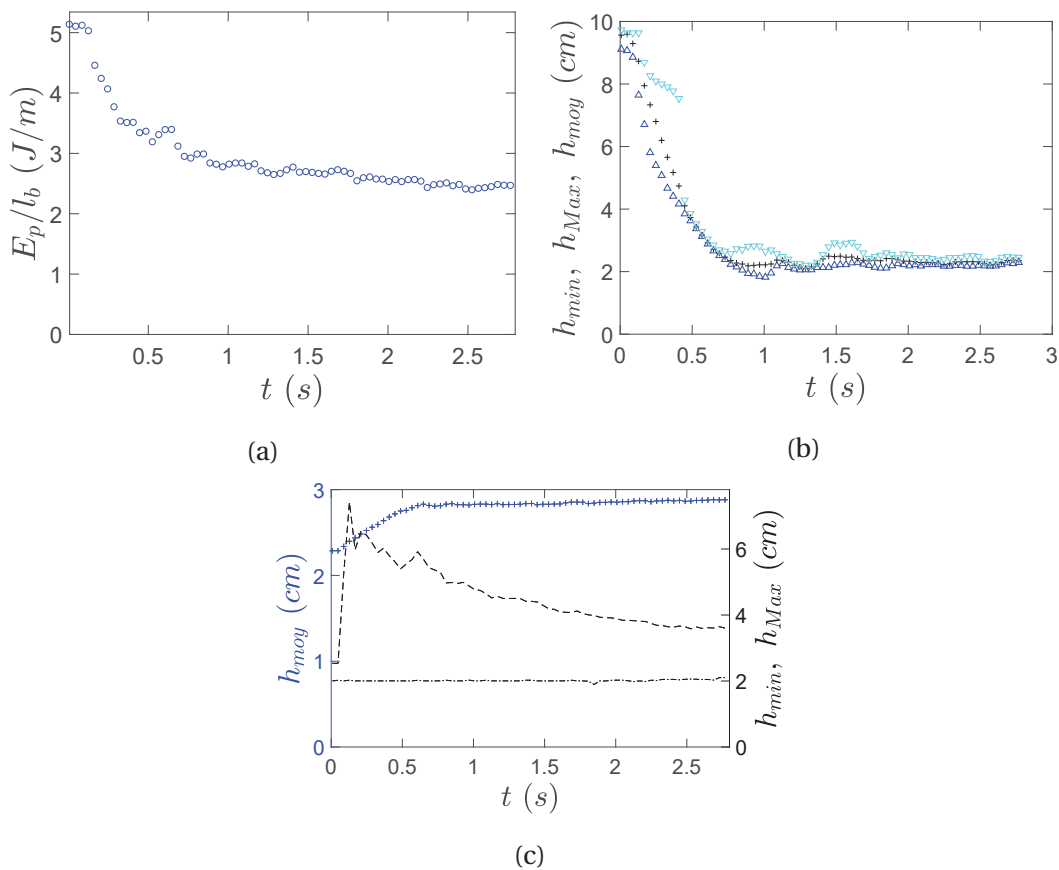


FIGURE 4.8 – Évolution de l'énergie potentielle et le hauteur moyenne d'eau pour $h_0 = 2,2$ et $h_1 = 9,9$ cm ($l_1 = 14,5$ cm). (a) : évolution de l'énergie potentielle totale au cours du temps, le système isolé étant constitué de la masse initiale d'eau versée dans le canal et comprise dans le champ d'observation; (b) : évolution des hauteurs minimale et maximale de la masse d'eau comprise dans le réservoir (+ : hauteur moyenne, ∇ : hauteur maximale, Δ : hauteur minimale); (c) : évolution des hauteurs de la masse d'eau comprise à la fois dans le champ d'observation et dans la partie du canal en avant de la vanne (+ : hauteur moyenne, --- : hauteur maximale, -.- : hauteur minimale).

La figure 4.8b présente l'évolution de la hauteur maximale et de la hauteur minimale de la masse d'eau comprise dans le réservoir : lorsque ces hauteurs coïncident, le niveau d'eau dans le réservoir est horizontal. Aux premiers instants qui suivent la levée de vanne jusqu'à environ $t \approx 0,5$ s, l'écart entre les hauteurs maximale et minimale est très important, et correspond à la forte inclinaison de la surface libre du côté de la vanne qui est en train de s'ouvrir. A partir de $t \approx 1,9$ s l'écart est faible et le niveau d'eau atteint une valeur proche de $h \approx 2,2$ cm, correspondant soit à la valeur de h_0 , soit à la valeur finale atteinte par le niveau d'eau revenu à l'équilibre. Entre ces deux valeurs de t , on observe des variations de cet écart sous forme "d'ondulation". A partir de $t \approx 1,3$ s la hauteur maximale recommence à croître, à partir d'un état où la surface est précédemment horizontale, pour atteindre un maximum local égal à $h \approx 2,9$ cm à $t \approx 1,6$ s : l'observation des films enregistrés confirme que cela correspond à une accumulation d'eau liée à la réflexion de l'onde de détente sur le fond du réservoir formant un bourelet sur la face interne. Ce dernier après s'être affaissé crée une nouvelle onde ressemblant à un "ressaut ondulé" qui tout en progressant vers le front, se propage également vers l'arrière du réservoir.

La figure 4.8c présente l'évolution de la hauteur moyenne, de la hauteur maximale et de la hauteur minimale, de la masse d'eau comprise à la fois dans le champ d'observation et en avant de la vanne, au cours du temps. L'évolution de la hauteur maximale correspond peu ou prou à l'évolution de la hauteur du bore (voir figure 4.7c), tandis que la hauteur d'eau minimale est remarquablement constante dans le temps. On peut observer que la valeur de la hauteur maximale, qui croît régulièrement dans une première phase, devient quasiment constante sur les trois derniers quarts du parcours, au delà de $t \geq 0,7$ s. Comme la hauteur du front du ressaut hydraulique ne décroît que très lentement, la "traîne" de l'écoulement doit s'abaisser suffisamment pour que le volume d'eau dans cette partie reste constant (forme du ressaut qui s'abaisse sur l'arrière).

4.2.2 Variabilité des comportements

Bien que l'écoulement dont les paramètres sont $h_0 = 2,2$ cm et $h_1 = 9,9$ cm soit assez représentatif des ressauts hydrauliques, il existe des variations à l'intérieur de ce groupe : certains écoulements présentent une grande régularité de leur vitesse dès le début de la propagation, d'autres acquièrent cette régularité seulement après une première phase de forte accélération, certains voient leur vitesse décroître régulièrement, d'autre "apparemment" pas ...

Ces variations de la vitesses sont visibles sur les figures 4.9 et 4.10, où l'évolution de la position du front en fonction du temps est représentée en échelle log-log pour deux ou trois jeux de paramètres où, pour chaque jeu, un des paramètres non-dimensionnel – ε ou μ – est fixé, et l'autre varie. Les parties "rectilignes" des évolutions des fronts sont caractéristiques d'une évolution en loi de puissance $x_f(t) = Kt^n$, où n est la pente de la partie rectiligne. Toutes les courbes sont "adimensionnées" de la manière suivante :

- x_f est divisé par h_1 ,
- le temps t est divisé par $\sqrt{h_0/g}$,

Sur ces deux figures sont représentées : une droite de pente 1,0, pour identifier plus aisément les phases où la vitesse est constante, et une droite de pente 2/3 pour comparer les

décélérations globales de la vitesse à certains modèles qui proposent une loi d'évolution de la vitesse en $x_f(t) = At^{2/3}$ (Fay (1971), Hoult (1972)).

Sur les deux figures 4.9 et 4.10 on peut constater les successions d'accélération et décélérations des écoulements (au niveau des ruptures de pente), les phases où la vitesse est constante (partie rectiligne de pente 1,0), et les tendances probables. Sur la figure 4.9, qui présente ces variations en fonction du paramètre μ pour ε fixé, deux jeux de mesures réduits ont été sélectionnés : $\varepsilon \approx 2,5$ et $\varepsilon \approx 3,5$.¹ On constate que même si la plupart

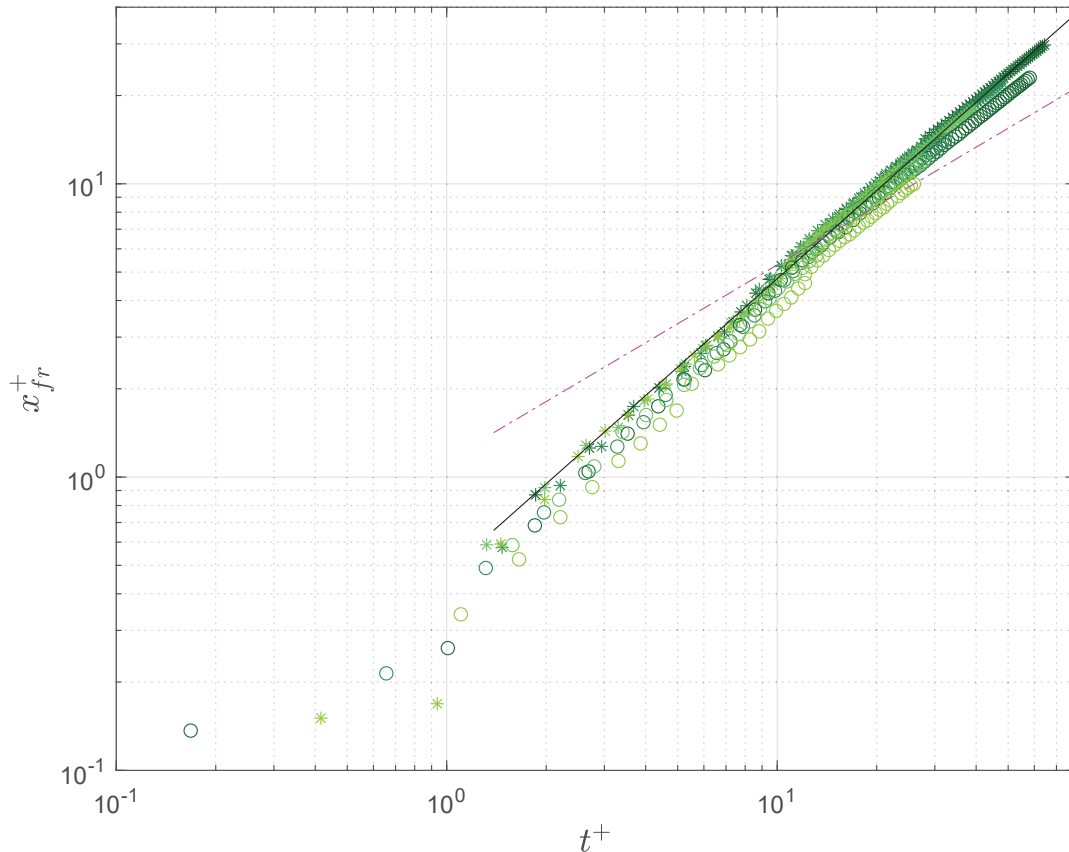


FIGURE 4.9 – Évolution de la position du front x_f^+ en fonction du temps t^+ : influence de μ , ε fixé ($l_1 = 14,5$ cm). L'abscisse x_f^+ du front et le temps t^+ sont des paramètres non-dimensionnels : $\varepsilon \approx 2,50$ et * : $\mu = 0,15$; * : $\mu = 0,20$; * : $\mu = 0,25$; * : $\mu = 0,40$; $\varepsilon \approx 3,50$ et \circ : $\mu = 0,15$; \circ : $\mu = 0,25$; \circ : $\mu = 0,29$; \circ : $\mu = 0,35$. — : droite de pente 1,0; - - - : droite de pente 2/3.

des mesures montrent une faible décroissance de la vitesse sur la fin de l'évolution, décroissances qui diffèrent d'une mesure à l'autre, ces décroissances ne s'apparentent pas à une loi en puissance 2/3. Pour chacun des jeux les évolutions sont très groupées, ce qui dénote une faible influence du paramètre μ .

La figure 4.10 présente ces variations en fonction du paramètre ε pour μ fixé : trois jeux de mesures ont été sélectionnés ($\mu = 0,15$, $\mu = 0,23$, et $\mu = 0,25$). Ici, les évolutions

1. pour le premier jeu : $2,45 \leq \varepsilon \leq 2,52$,
pour le deuxième jeu $3,45 \leq \varepsilon \leq 3,50$.

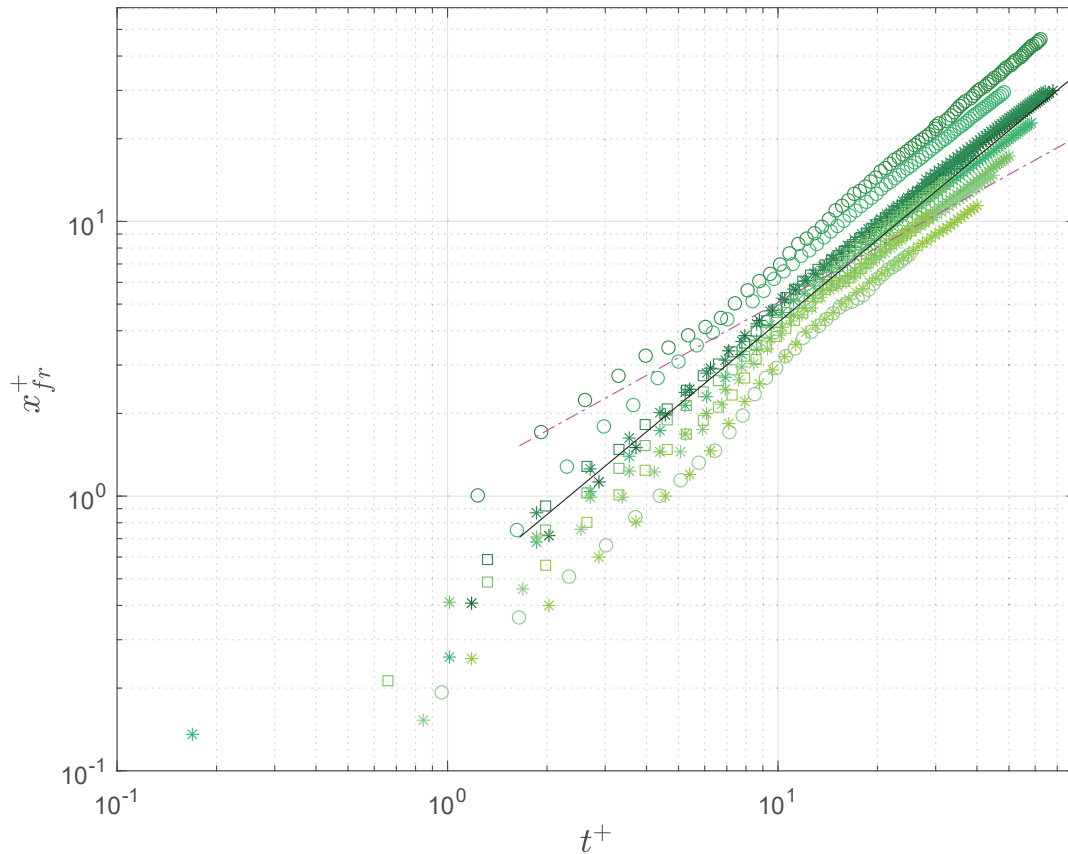


FIGURE 4.10 – Évolution de la position du front x_f^+ en fonction du temps t^+ : influence de ϵ , μ fixé ($l_1 = 14,5$ cm). L'abscisse x_f^+ du front et le temps t^+ sont des paramètres non-dimensionnels :
 $\mu = 0,15$ et * : $\epsilon = 2,41$; * : $\epsilon = 2,45$; * : $\epsilon = 3,50$; * : $\epsilon = 4,95$; * : $\epsilon = 5,91$; * : $\epsilon = 7,91$;
 $\mu = 0,23$ et \circ : $\epsilon = 0,48$; \circ : $\epsilon = 1,26$; \circ : $\epsilon = 8,09$;
 $\mu = 0,25$ et \square : $\epsilon = 2,47$; \square : $\epsilon = 3,47$; \square : $\epsilon = 4,89$.
 — : droite de pente 1,0; - - - : droite de pente 2/3.

des fronts en fonction du temps, pour chacun des jeux, varie nettement en fonction du paramètre ϵ . Les décroissances des vitesses divergent toutes mais ne semblent pas non plus, correspondre à une loi en puissance 2/3.

4.2.3 Influence de la longueur du réservoir l_1

Nous venons de voir, à partir d'un certain nombre de mesures qui ont été analysées, que la vitesse du front de l'écoulement a tendance à décroître au bout d'un certain temps (voir figures 4.7b, 4.9 et 4.9). Afin d'étudier l'impact de la variation de la longueur l_1 du réservoir sur l'évolution du front de l'écoulement $x_f(t)$, en fonction du temps, nous avons choisi trois expériences menées lors de la 3^{ème} campagne (en raison de facilités de mise en œuvre) pour lesquelles tous les paramètres de contrôle sont identiques excepté l_1 :

- $h_0 = 2,2$ cm
- $h_1 = 9,9$ cm (on ne s'intéresse pas ici à la génération du deuxième front),
- la plage utilisée a une pente $\beta = 45,0^\circ$, mais ce paramètre n'intervient pas non plus dans la comparaison,

- $\Delta t = 1,6\text{ s}$
- l_1 prend successivement les valeurs : $l_1 = 14,5\text{ cm}$, $l_1 = 21,75\text{ cm}$ et $l_1 = 29,0\text{ cm}$.

Le repère spatial utilisé pour exprimer $x_f(t)$ est $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ défini sur la figure 3.1b, et l'origine des temps est prise à l'instant coïncidant avec la levée de la première vanne, dont la position est fixe dans le repère \mathcal{R}_{sh} ($x_v = -298,7\text{ cm}$). Le paramètre Δt , intervenant lors de la 3ième campagne, est pris suffisamment grand pour que le premier front ait décrit l'essentiel du parcours aller avant la levée de la vanne N°2, et nous n'avons pas constaté d'influence notable du deuxième ressaut hydraulique sur le premier. Enfin, seule les parties des courbes qui décrivent la position du front précédant l'arrivée de celui-ci au niveau du pied de plage sont représentées.

On constate sur la figure 4.11 que la décroissance de la vitesse du front, caractérisée par

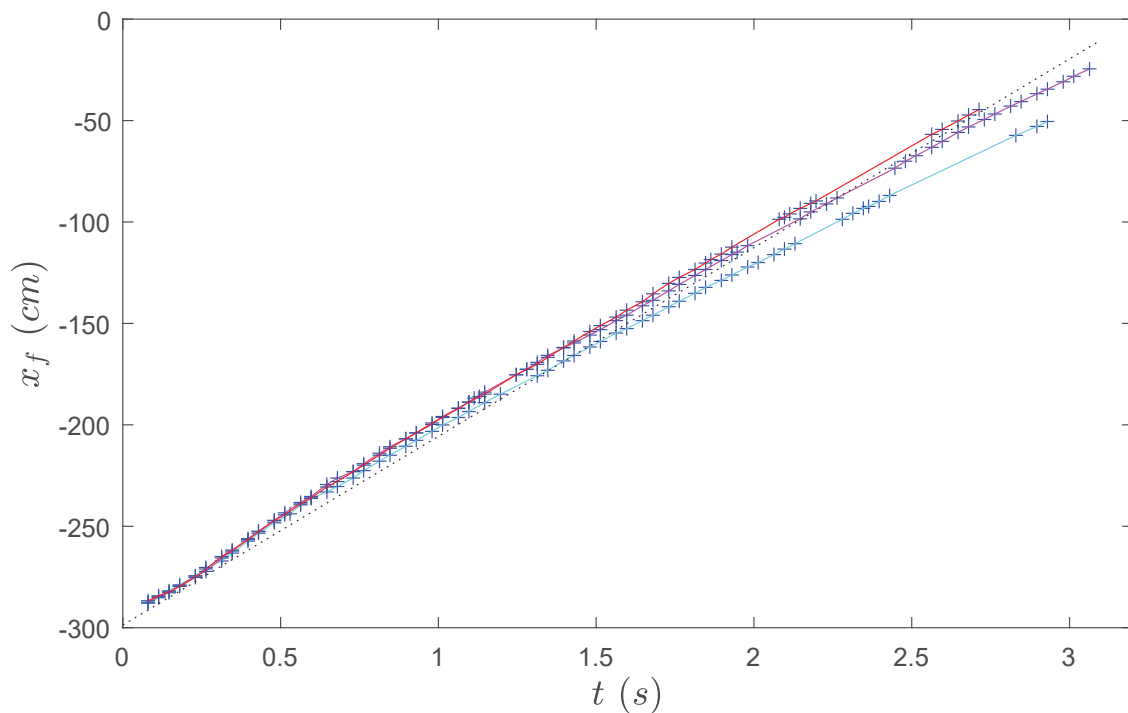


FIGURE 4.11 – Évolution de la vitesse du front x_f pour $h_0 = 2,2$ et $h_1 = 9,9\text{ cm}$, et des l_1 différents : — : $l_1 = 14,5\text{ cm}$; — : $l_1 = 21,75\text{ cm}$; — : $l_1 = 29,0\text{ cm}$; : évolution théorique de la position du front $x_{f,th}$ (d'après Stoker (1957)); + : saisies "manuelles" des position des fronts

une diminution de la pente des tangentes à la courbe, au cours du temps, est d'autant plus forte que l_1 est petit. En particulier la courbe correspondant au cas $l_1 = 14,5\text{ cm}$ est "sous" la courbe correspondant au cas $l_1 = 21,75\text{ cm}$, qui est elle-même "sous" la courbe correspondant au cas $l_1 = 29,0\text{ cm}$.

Le ralentissement de la vitesse du front provient très probablement de la longueur finie du réservoir. Ce phénomène qui a été finement analysé pour des courants de gravité, mis en mouvement à la suite d'une rupture de barrage (Hogg (2006)), agit sans doute de manière analogue dans notre situation. A la suite de la rupture de barrage, une première onde de détente est créée en même temps que le ressaut hydraulique (onde de "choc"). Au bout d'un certain temps – à $t \approx 0,15\text{ s}$, dans notre situation avec les paramètres choisis

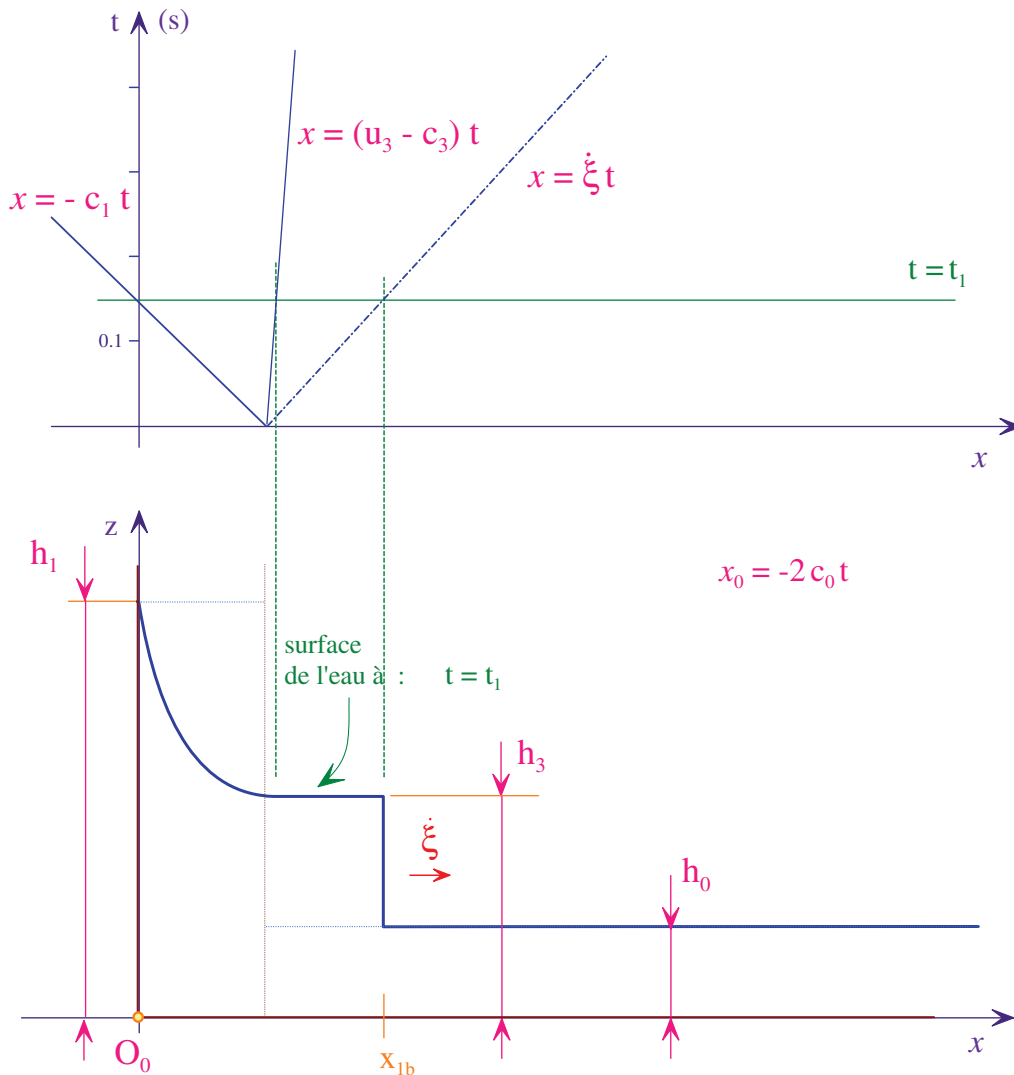


FIGURE 4.12 – Positions des ondes de choc et de détente dans un canal de dimension finie à $t_1 = 0,147$ s, pour $h_0 = 2,2$ cm et $h_1 = h_2 = 9,9$ cm. (lorsque l'onde de détente atteint l'arrière du canal, avec le modèle de [Stoker \(1957\)](#)).

Les caractéristiques du ressaut lors de cette phase sont : $h_3 = 5,23$ cm et $\dot{\xi} = c_{B,th} = 93,04$ cm/s; position du front : $x_{1b} = 28,19$ cm; position de l'onde arrière : $x_{1arr} = 0,0$ cm; limite de frontière entre les zones (2) et (3) : $x_{1lim} = 14,61$ cm, dans un repère où l'origine O_0 appartient à la face interne du fond du réservoir (figure 3.1a).

$h_0 = 2,2$ cm et $h_1 = 9,9$ cm et la modélisation de [Stoker \(1957\)](#) – (voir figure 4.12), l'onde de détente qui s'est réfléchi sur le fond du réservoir vient rattraper le ressaut hydraulique initial, et crée une "décélération". A l'instant de la collision, une deuxième onde de détente se propage vers l'arrière, et si la longueur du canal est suffisante au regard de la vitesse initiale du ressaut, celle-ci se réfléchit à nouveau sur le fond du réservoir, rattrape le ressaut hydraulique initial en ré-impactant la vitesse du front ... et le processus se poursuit ainsi de suite.

Avec cet éclairage, on peut supposer qu'un réservoir de longueur l_1 plus petite va entraîner une décélération globale de la vitesse du front plus forte, car les réflexions des ondes

de détonations successives se font plus vite parce que le chemin parcouru est à chaque fois plus court. En particulier sur la figure 4.11, la collision avec le ressaut hydraulique initial de la première onde de détente réfléchi, intervient plus tôt lorsque $l_1 = 14,5$ cm que lorsque $l_1 = 21,75$ cm (qui intervient plus tôt que lorsque $l_1 = 29,0$ cm). Les réflexions successives, s'il y en a, peuvent être plus nombreuses pour le même parcours du front de l'écoulement, dans le premier cas que dans le deuxième ou le troisième ...

4.2.4 Comparaisons aux modèles théoriques

Nous utilisons comme modèle théorique de comparaison, les expressions analytiques développées par [Stoker \(1957\)](#), qui prévoit la célérité du front du ressaut hydraulique généré par une rupture de barrage, et la hauteur de son front.

Cas de l'écoulement commenté : $h_0 = 2,2$ et $h_1 = 9,9$ cm

Sur les figures 4.7b et 4.7c sont représentées respectivement, la célérité théorique du front $c_{B,th} = 93,01$ cm/s, et la hauteur théorique du front $h_{b,th} = 5,23$ cm, ses valeurs étant obtenues à partir respectivement de la résolution des expressions (2.66) et (2.67). Sur la figure 4.7b, on constate que la vitesse réelle du front du ressaut, après la très forte accélération de la phase initiale, est inférieure à la vitesse prévue par [Stoker \(1957\)](#). Dans la phase "plateau", déjà décrite, l'écart relatif est de 6,5%, mais se creuse au fur-et-à-mesure que le temps s'écoule et que la vitesse réelle de l'écoulement décroît. La hauteur réelle du front, par contre, n'est jamais "proche" de la hauteur théorique (figure 4.7c), et après la première phase liée à l'accélération initiale, la hauteur réelle du front du ressaut est bien inférieure, et l'écart atteint plus de 30% sur la fin du parcours observé. Ces écarts sont commentés à la section suivante, sur une analyse plus globale, et proviennent probablement des hypothèses du modèle.

La figure 4.13 présente une comparaison, pour toute la durée de l'écoulement, entre la célérité réelle $c_{B,exp}$ du front ressaut hydraulique à l'instant t , et la célérité théorique $c_{B,th}$ (2.53) calculée au même instant, avec h_0 et la hauteur réelle du front h_b . Cette expression de la célérité du front du ressaut qui est liée à la "relation locale de choc" ([Stoker \(1957\)](#)) (voir § 2.2.1) est déterminée uniquement à partir des hauteurs réelles de l'interface libre de part et d'autre du ressaut, h_0 en avant du front et $h_3 \equiv h_b$, indépendamment des conditions initiales h_0 et h_1 liées à la rupture de barrage (voir également (2.68) citée par [Hughes \(1992\)](#) avec $h_a = h_0 = Cste$).

La figure 4.13a présente l'évolution de ces deux vitesses (axe vertical de gauche), en fonction du temps et l'évolution conjointe de la hauteur h_b du ressaut (axe de droite). On constate qu'après la phase initiale de forte accélération, ces deux vitesses coïncident plutôt bien, et suivent pour $t \geq 0,7$ s la même tendance décroissante que h_b . Les célérités théoriques et réelles du front coïncident également très bien dans la phase "plateau". La figure 4.13b présente l'évolution de ces deux vitesses (axe vertical de gauche), en fonction de h_b (axe de gauche), une fois passé la phase turbulente initiale, soit pour $t \geq 0,8$ s, et quantifie l'écart relatif à la vitesse théorique (axe de droite). On constate que l'écart relatif reste faible.

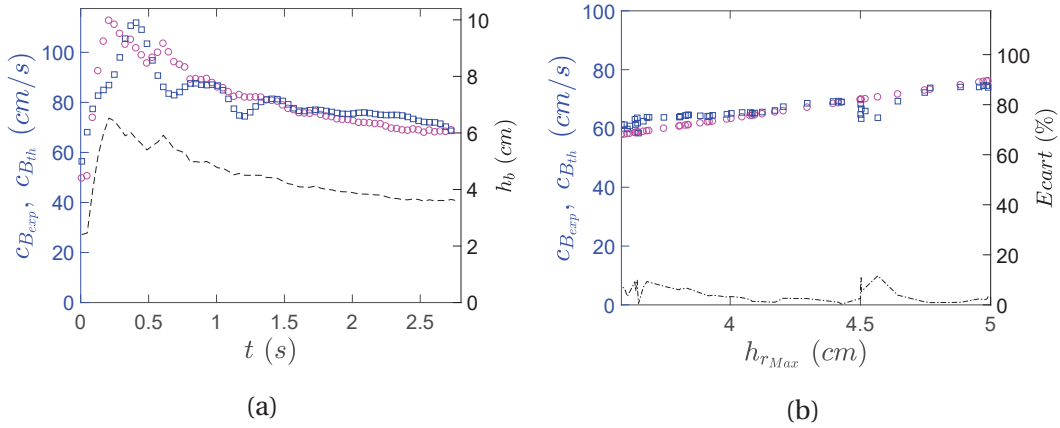


FIGURE 4.13 – Comparaison des célérités théorique $c_{B_{th}}$ et expérimentale $c_{B_{exp}}$ du front, pour $h_0 = 2,0$ et $h_1 = 9,9$ cm ($l_1 = 14,5$ cm). \square : célérité $c_{B_{exp}}$ réelle du front, \circ : célérité $c_{B_{th}}$ théorique calculée par une condition locale de choc (Stoker (1957)).

(a) : comparaison, au cours du temps (axes de gauche), --- : évolution de h_b dans le même temps (axe de droite), (b) : comparaison, en fonction de h_b pour $t \geq 0,8$ s (axes de gauche), et écart relatif en pourcentage (axe de droite).

Vitesse du front en fonction de ϵ

La figure 4.14 présente la célérité du front c_B/c_0 , adimensionnée, en fonction de ϵ , où c_B correspond à la célérité du front et c_0 la vitesse d'une petite perturbation se déplaçant sur un fond de hauteur constante h_0 . La courbe rouge présente l'évolution de $c_{B_{th}}/c_0$ en fonction de ϵ , où $c_{B_{th}}$ représente la vitesse théorique du front du ressaut hydraulique obtenue comme racine réelle positive de la fonction $F(\alpha)$ (voir expression (2.66)). L'expression de $c_{B_{th}}/c_0$, fonction de ϵ , s'obtient en réécrivant (2.65) (Stoker (1957)) en fonction du paramètre ϵ :

$$F(\alpha) = f_1(\alpha) + 2f_2(\alpha) - 2(1 + \epsilon)^{1/2} \quad (4.1)$$

avec toujours $\alpha = c_B/c_0$. Chercher la racine réelle positive de cette équation $F(\alpha) = 0$ en fonction de ϵ revient finalement à exprimer $c_B/c_0 = f(\epsilon)$. La courbe théorique représentative de cette fonction est tracée sur la figure 4.14. Sur celle-ci, sont également représentés les vingt-trois points expérimentaux correspondant à des écoulements identifiés comme des ressauts hydrauliques, chacun d'entre eux étant repéré par un marqueur différent selon le caractère dispersif de l'écoulement, donc en fonction de μ .

La tendance globale correspond bien à la courbe théorique issue des relations de Stoker (1957), même si nous savons que la longueur l_1 du réservoir, finie et relativement réduite, peut avoir une influence sur la solution théorique. En particulier, la solution théorique donnant une vitesse de propagation constante est basée sur une condition de réservoir semi-infini. Dans le cas d'un réservoir fini, il a été montré que la vitesse peut décroître au cours du temps pour le cas d'un courant de gravité Hogg (2006) (courant d'un fluide lourd dans un fluide plus léger). Ici la situation est différente d'un courant de gravité mais nous pouvons montrer (non détaillé ici) que les conditions associées aux effets finis de boîte, et mises en évidence sur les courants de gravité par la méthode des caractéristiques, sont réunies ici, et pourrait donc certainement impacter cette dynamique. Cette diminution de la vitesse a été remarquée sur l'évolution temporelle présentée sur la figure 4.7b, mais semble donc être suffisamment faible comparée aux variations dues au paramètre ϵ pour

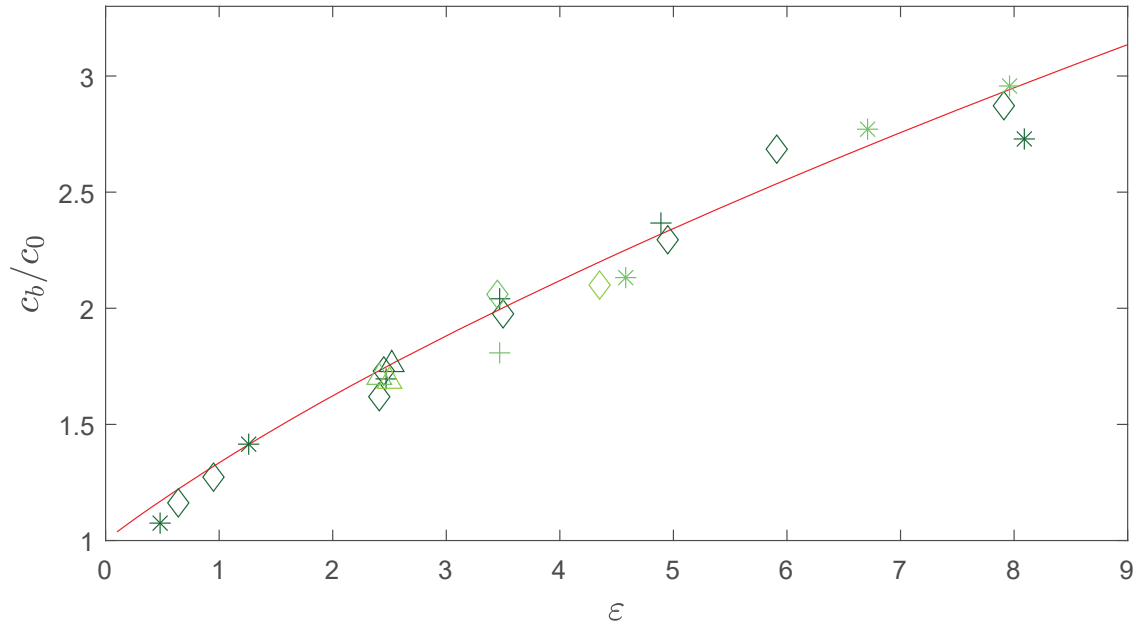


FIGURE 4.14 – Évolution de la vitesse du front c_B en fonction de ε ($l_1 = 14,5$ cm).

— : courbe théorique tirée des relations de [Stoker \(1957\)](#); valeurs expérimentales représentées par des marqueurs de couleurs : ◇ pour $\mu = 0,15$, △ pour $\mu = 0,20$, * pour $\mu = 0,23$, + pour $\mu = 0,25$, ◇ pour $\mu = 0,29$, △ pour $\mu = 0,30$, * pour $\mu = 0,33$, + pour $\mu = 0,35$, ◇ pour $\mu = 0,38$, △ pour $\mu = 0,40$. L'intensité du vert des marqueurs représentant les 23 points expérimentaux diminue ("dark-green", "spring-green", "lawn-green") avec les valeurs croissantes de μ croissantes

ne pas montrer d'influence significative sur l'évolution $c_B/c_0 = f(\varepsilon)$.

Il est à noter que [Stansby et al. \(1998\)](#) ont obtenu une très bonne coïncidence entre la célérité réelle du front, et la valeur théorique donnée par [Stoker \(1957\)](#), pour les quatre combinaisons des paramètres (h_0, h_1) . Ceci s'explique probablement parce que, dans tous les cas, le front du ressaut atteignait le fond du canal, côté plage, avant que l'onde détente ne se réfléchisse sur le fond opposé du canal, côté réservoir. En effet, le dispositif expérimental utilisé possédait un réservoir de 9,6m de long, et dans ces conditions, l'onde détente dont la célérité c_1 est fixée par la hauteur initiale dans le réservoir, $c_1 = \sqrt{gh_1}$, mettait environ 5,1 s dans un cas, et 9,7 s dans l'autre, un temps toujours supérieur au temps que l'onde de choc avait pour parcourir le champ libre devant elle (5,5 m).

Sur la figure 4.14 l'influence de la dispersion que l'on peut remarquer par la couleur des marqueurs, dont l'intensité du vert décroît avec l'augmentation de μ , semble peu caractéristique, sur cette figure.

4.3 Conclusion

En conclusion, au cours de cette campagne nous avons identifié trois régimes d'écoulement : un régime de ressaut hydraulique propagatif, – ou "bore" –, un régime de soliton et un régime de vague propagative déferlante. A partir des paramètres de contrôle initiaux h_0 et h_1 , nous avons défini deux paramètres non-dimensionnels : ε et μ , caractéristiques, respectivement, de la non-linéarité et de la dispersion. En représentant les

régimes d'écoulement dans le plan des paramètres de contrôle initiaux h_0 et h_1 d'abord, puis dans le plan des paramètres ε et μ ensuite, on constate que les trois régimes occupent trois zones distinctes du plan $\mathcal{P}(h_0, h_1)$ et du plan $\mathcal{P}(\varepsilon, \mu)$ avec une frontière qui semble assez nette entre le régime des solitons et le régime des vagues propagatives déferlantes, mais moins "tranchée" entre le régime vagues propagatives déferlantes et le régime des ressauts hydrauliques .

En étudiant plus particulièrement le régime des ressauts hydrauliques, comme [Stansby et al. \(1998\)](#) mais avec un plus grand nombre de cas différents, nous avons mis en évidence que la mesure expérimentale de la célérité du front consécutif à un rupture de barrage suit assez bien la célérité théorique calculée par [Stoker \(1957\)](#) (figure 4.14). Nous pouvons conclure que cette célérité ne dépend que de ε au premier ordre, et faiblement de μ , ce qui correspond bien aux théories décrivant un écoulement dans des conditions "d'eaux peu profondes" ("*shallow water*") de type Saint-Venant.

Cependant, cette approche globale des régimes d'écoulement est nécessairement une approche simplifiée. Il est par exemple possible, que le régime identifié comme "vague propagative déferlante" soit un régime de transition vers autre chose, et très probablement vers un régime de ressaut hydraulique, dont seule la longueur insuffisante du canal ne nous permet pas d'observer la venue. A ce titre, les mesures :

- $h_0 = 4,5$ et $h_1 = 10,0$ cm
- $h_0 = 3,6$ et $h_1 = 36,0$ cm

effectuées par [Stansby et al. \(1998\)](#) sur un fond non sec, et identifiées par eux comme des ressauts hydrauliques, placées dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(h_0, h_1)$, sont clairement dans la zone qui correspond pour nous aux vagues propagatives déferlantes.

De même au niveau des régimes de ressauts hydrauliques, en y regardant de plus près, on observe une faible décroissance de la vitesse en fonction du temps, alors que la solution théorique de [Stoker \(1957\)](#) prévoit une vitesse constante. Pour des situations où la viscosité et les tensions superficielles du fluide peuvent être négligées, [Fay \(1971\)](#) puis [Hoult \(1972\)](#) ont proposé un modèle pour décrire l'évolution du front d'une nappe de pétrole en fonction du temps – front qui forme un bourrelet au-dessus de la nappe d'eau –, lorsque ce pétrole est initialement versé sur une étendue d'eau calme : ils ont établi que pendant la première phase de cette évolution ("*gravity-inertial*"), la vitesse est fonction du temps à la puissance $2/3$, $t^{2/3}$. D'une manière analogue, [Rottman and Simpson \(1983\)](#), ont mis en évidence que l'évolution en fonction du temps du front d'un fluide dense, initialement contenu dans un réservoir fermée par une vanne, puis subitement mis en communication avec un liquide moins dense par une rupture de barrage, suit une loi "auto-similaire" en $t^{2/3}$. Dans notre cas cependant, les évolutions des fronts en fonction du temps ne semblent pas tendre vers une loi auto-similaire (figures 4.9 et 4.10).

Les décroissances des vitesses des fronts, observées dans nos expériences, ont sans doute comme première origine la longueur finie du réservoir. Les réflexions multiples (si la longueur du canal est suffisante au regard de la vitesse initiale du ressaut) des ondes de déferlantes successives sur le fond du réservoir, qui en le rattrapant entrent en collision avec le ressaut hydraulique initial, créent des décélérations successives ... La figure 4.11 illustre cette influence de la longueur du réservoir sur l'évolution de la position du front $x_f(t)$ en

fonction du temps. On constate par exemple, sur la figure 4.11, que plus l_1 est grand, plus on se rapproche de l'évolution théorique prévue par [Stoker \(1957\)](#) pour un réservoir de longueur infinie.

[Hogg \(2006\)](#) a établi littéralement l'évolution de la position front $x_f(t)$ en fonction du temps, en résolvant à l'aide des équations différentielles caractéristiques le système d'E.D.P. $\{(2.28), (2.29)\}$ exprimant les équations du mouvement en eaux peu profonde, dans le cas de courants de gravité provoqués par une rupture de barrage avec un réservoir de longueur finie. Il a mis en évidence ces effets de décélération liés à la longueur finie du réservoir. Il serait sans doute intéressant d'élargir son analyse au cas d'une rupture de barrage conventionnelle, où deux réservoirs remplis par le même fluide à deux niveaux différents sont subitement mis en communication par le retrait rapide de la vanne qui les sépare.

Chapitre 5

Étude de l'interaction de deux vagues successives générées par deux ruptures de barrage

Sommaire

5.1	Dynamique initiale de deux vagues successives avant interaction	87
5.1.1	Comportements de la première et deuxième vague	87
5.1.2	Modélisation de l'avancée du deuxième front	95
5.2	Identification des interactions en fonction du décalage temporel Δt	103
5.2.1	Décalage temporel Δt faible	104
5.2.2	Décalage temporel Δt intermédiaire	106
5.2.3	Décalage temporel Δt important	111
5.2.4	Représentation dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(\beta, \Delta t)$	113
5.3	Étude des interactions entre deux vagues successives hors plage	116
5.3.1	Interaction avant réflexion d'une des deux vagues	116
5.3.2	Interaction après réflexion de la première vague	122
5.4	Étude des interactions entre deux vagues successives sur la plage	130
5.4.1	Interaction entre deux vagues en phase <i>uprush</i>	131
5.4.2	Interaction entre deux vagues en phase <i>backwash</i>	133
5.5	Dynamique de la lame d'eau sur la plage	134
5.5.1	Évolution du <i>run-up</i> pour β fixé	136
5.5.2	Évolution du <i>run-up</i> en fonction de Δt^* et de β : synthèse	141
5.6	Conclusion	144

Introduction

Dans le chapitre précédent (Chap. 4), nous avons étudié les caractéristiques hydrodynamiques d'un écoulement comportant une vague unique se propageant à partir de sa génération consécutive à une rupture de barrage, en fonction de la hauteur d'eau h_0 côté plage, de la hauteur d'eau h_1 dans le réservoir N°1, et de la longueur l_1 du réservoir. Dans ce chapitre, nous étudions les caractéristiques d'un écoulement comportant deux vagues successives générées par deux ruptures de barrage décalées d'un intervalle de temps contrôlé Δt , avec un intérêt plus particulier pour leur interaction avant et sur la plage. Nous utilisons un modèle de laboratoire qui se veut représentatif des processus physiques qui se déroulent sur une plage réelle, et par commodité de langage nous appellerons par la suite "plage", le plan incliné imperméable, et "large" le fond plan (figure 5.1). Nous désignerons également par soucis de simplicité : zone (S) et zone (L) respectivement les zones proche littoral et la zone de "large" définies par les abscisses $x \geq 0$ et $x \leq 0$. Notre étude portera sur un cycle complet : génération des deux ressauts hydro-

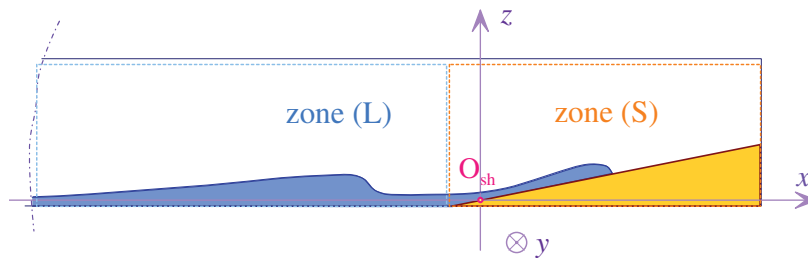


FIGURE 5.1 – Définition des zones d'étude (S) et (L).

liques successifs, arrivée de l'écoulement sur la plage, montée du film d'eau sur la plage jusqu'à sa redescente complète.

Pour générer deux ruptures de barrage les paramètres de contrôle de l'expérience sont à priori la hauteur d'eau côté plage h_0 , les hauteurs d'eau h_1 et h_2 dans les réservoirs N°1 et N°2, leurs longueurs l_1 et l_2 , et l'angle β entre le plan incliné de la zone zone (S) et le fond horizontal, nous parlerons également de pente de plage $\tan\beta$ (voir figure 3.1a). Cependant pour limiter l'espace des paramètres, nous avons choisi de générer deux ressauts hydrauliques aux caractéristiques similaires en fixant $h_0 = 2,2$ cm, $h_1 = h_2 = 9,9$ cm. Les longueurs l_1 et l_2 des réservoirs sont souvent prises égales à la longueur du réservoir N°1 utilisée lors de la "caractérisation des régimes hydrodynamiques consécutifs à une rupture de barrage" (Chap. 4) : $l_1 = l_2 = 14,5$ cm. En conséquence, l'espace des paramètres parcouru dans cette campagne expérimentale correspond à $(\beta, \Delta t)$.

Le repère spatial utilisé pour exprimer $\eta(x, t)$ est $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ défini sur la figure 3.1b. Sauf indication contraire, l'origine des temps est prise à l'instant coïncidant avec la levée de la première vanne, et dans ce cas, ils sont dénommés "temps absolus". L'intervalle de temps nécessaire aux vannes des réservoirs N°1 et N°2 pour arriver à mi-hauteur ("temps d'effacement" à mi-hauteur) est sensiblement constant pour toutes les mesures, et vaut 0,07 s (voir § 3.5.4). Enfin les écoulements ont été considérés comme débutant au niveau de la face externe de la vanne du réservoir N°1, côté plage.

Dans la première partie (§ 5.1), nous nous intéressons à la dynamique initiale de l'écou-

lement, avant que les fronts des deux vagues n'aient interagi entre-eux. Dans la deuxième partie (§ 5.2, § 5.3 et § 5.4), nous étudions l'interaction entre les deux vagues, que celle-ci ait lieu avant que l'une d'entre elles n'atteigne la plage, qu'elle ait lieu sur la plage, ou qu'elle s'effectue après que la première vague se soit réfléchi et ait effectué un parcours en sens inverse avant de rencontrer la suivante. Enfin, dans une troisième partie (§ 5.5), nous étudions la dynamique du front d'eau sur la plage, indépendamment du lieu de l'interaction des deux vagues. En effet, même lorsque l'interaction a lieu en dehors de la plage, elle peut influencer les caractéristiques de la lame d'eau qui "escalade" la plage, à condition qu'elle s'effectue à proximité. Nous étudions ces caractéristiques en fonction du décalage temporel entre les fronts et de la pente de la plage.

5.1 Dynamique initiale de deux vagues successives avant interaction

Dans cette section, nous nous intéressons aux caractéristiques de l'écoulement résultant de deux ruptures de barrage successives, avant que les fronts générés n'interagissent entre-eux, donc on s'intéresse plutôt ici à la zone (L). Nous étudions tout d'abord l'influence de la première vague sur la propagation de la deuxième, puis nous étudions brièvement la forme du front et du dos des ressauts hydrauliques. Enfin, nous proposons une modélisation simple pour la propagation du deuxième front.

5.1.1 Comportements de la première et deuxième vague

La figure 5.2 représente la superposition des courbes correspondant aux évolutions des positions des deux fronts successifs au cours du temps $x_{f_1}(t)$ (courbes bleues) et $x_{f_2}(t)$ (courbes cyans), avant leur interaction, pour différentes valeurs du décalage temporel Δt . Nous nous intéressons ici aux premiers temps du parcours des deux vagues, jusqu'à l'abscisse $x \approx -150,0$ cm ($l_{parcours} \approx 192$ cm), de manière à ce que, quel que soit le cas étudié, le deuxième ressaut hydraulique n'ait pas rattrapé le premier.

Comportement du premier front

On remarque que les courbes représentatives de l'évolution des positions du premier front en fonction du temps, $x_{f_1}(t)$, se superposent très bien, ce qui montre que toutes les premières vagues ont des comportements identiques pour les différentes valeurs de Δt testées : le comportement dynamique du premier front de l'écoulement n'est pas influencé par la dynamique propre au deuxième ressaut hydraulique généré, tant que les fronts n'ont pas interagi.

On peut observer deux tendances sur l'évolution du premier front $x_{f_1}(t)$. Tout d'abord, on observe une relation quasi-linéaire aux instants courts, i.e. une vitesse de front constante, avant une "rupture de pente" autour de $t \approx 0,9$ s et $x \approx -263$ cm. L'origine de ce premier ressaut étant $x_{f_1}(0) \equiv x_{v_1} = -341,7$ cm, la longueur parcourue par le front, à cet instant, vaut : $l_{parcours} \approx 78,5$ cm et la célérité moyenne de l'onde sur cette première partie vaut :

$$\bar{c}_{B_{exp}} \approx 94,6 \text{ cm/s} \quad (5.1)$$

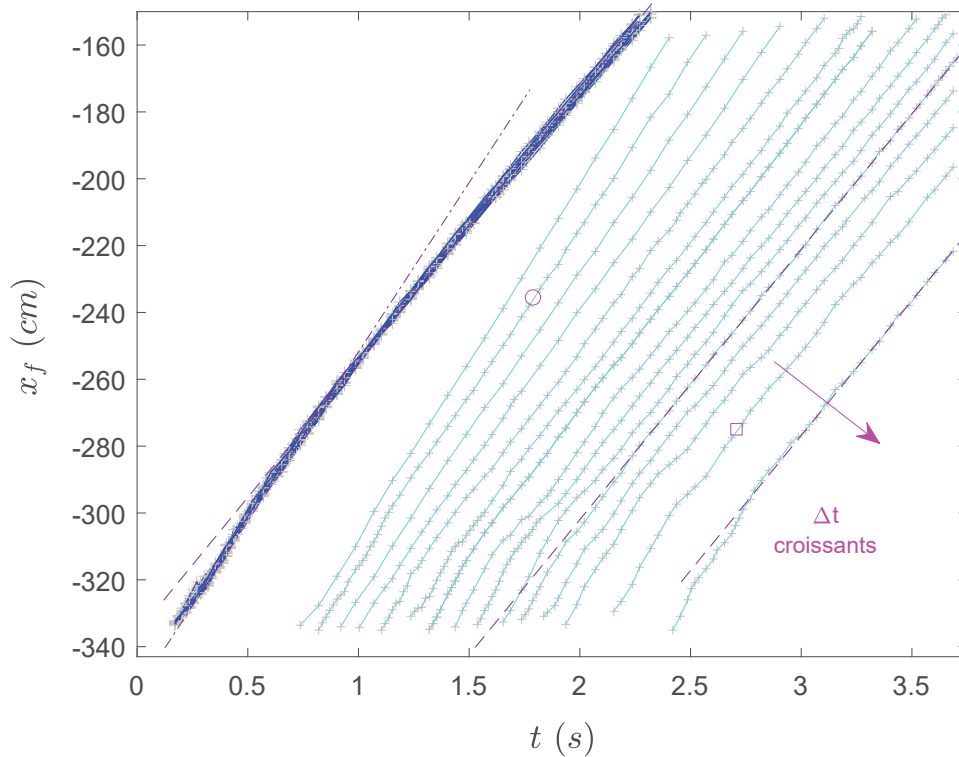


FIGURE 5.2 – Évolution de l'abscisse x_f des fronts de deux vagues successives en fonction du temps, avant leur interaction, pour différentes valeurs de Δt : $\Delta t = 0,4 \dots 1,6$ s et $\Delta t = 1,8$ et $2,1$ s. — : Évolution des fronts $x_{f_1}(t)$ des 1^{er} ressaut hydraulique pour les différentes valeurs de Δt ; — : Évolution des fronts $x_{f_2}(t)$ des 2^e ressaut hydraulique pour les différentes valeurs de Δt (les courbes représentatives de cette évolution apparaissent de gauche à droite, dans l'ordre de des décalages temporels Δt précisés ci-dessus); - - - : droite tangente à la première partie des courbes $x_{f_1}(t)$; - - - : droites parallèles, la première étant tangente à la seconde partie des courbes $x_{f_1}(t)$, et les deux autres à la seconde partie de la courbe $x_{f_2}(t)$ dans le cas où $\Delta t = 1,4$ s et $\Delta t = 2,1$ s; → : sens croissant des Δt ; ○ : $\Delta t = 0,5$ s; □ : $\Delta t = 1,8$ s; (cas de la plage verticale).

(en déduisant le temps moyen d'effacement de la vanne $t_v \approx 0,07$ s (§ 3.5.4)), ce qui montre une bonne corrélation avec la vitesse théorique du ressaut hydraulique $c_{B,th} = 93,0$ cm/s (§ 4.2, figure 4.7b) prévue par [Stoker \(1957\)](#). Pour $t > 0,9$ s, nous observons une décélération du front que nous discutons dans la suite.

Décélération des fronts : Nous avons déjà évoqué ci-dessus la présence d'une "rupture" de pente dans l'évolution temporelle des positions du 1^{er} front, la figure 5.3 illustre la position (temps et abscisses) de cette variation très rapide de la vitesse des fronts pour différents Δt . Nous constatons premièrement, qu'après décélération, l'évolution du premier front suit à nouveau une phase à vitesse constante, mais avec une vitesse sensiblement inférieure à celle aux temps courts, deuxièmement que le deuxième front a également deux phases d'évolution, avec une dynamique aux temps courts similaire au cas du premier front, suivi d'une décélération qui est quant à elle dépendante de Δt .

La figure 5.4 présente les évolutions des instants (a) et des positions (b) de ces changements de dynamique, pour le 1^{er} et 2^e front, en fonction de Δt . Ces figures ne permettent pas de dégager une tendance significative pour l'instant $(t_{rupt})_1$ associé au 1^{er} front, et

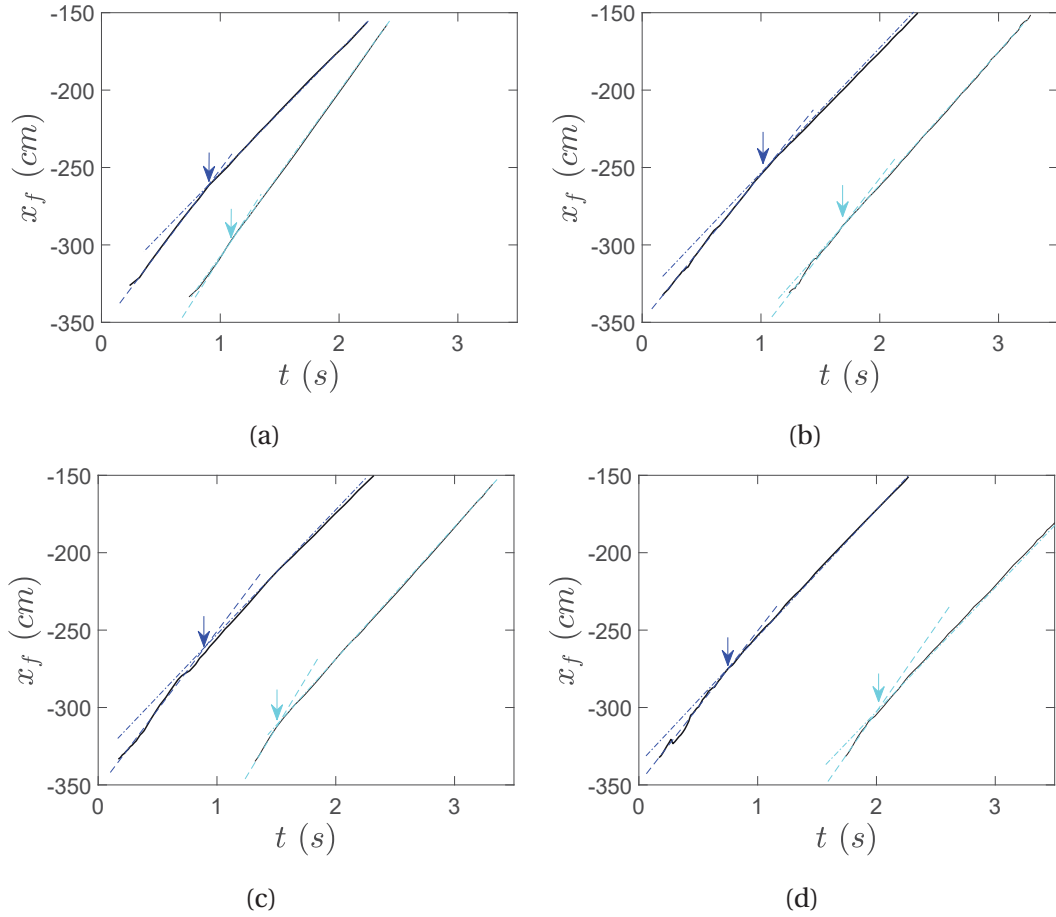


FIGURE 5.3 – Positions de décélération rapide des fronts : (a) : $\Delta t = 0,4$ s; (b) : $\Delta t = 0,9$ s; (c) : $\Delta t = 1,0$ s; (d) : $\Delta t = 1,4$ s; (a) : variation de l'instant de la "rupture" de pente en fonction de Δt ; (b) : variation de l'abscisse de la "rupture" de pente en fonction de Δt ; --- et - - - : droites tangentes respectivement à la première partie et à la seconde partie des courbes $x_{f_1}(t)$; - - - et - - - : droites tangentes respectivement à la première partie et à la seconde partie des courbes $x_{f_2}(t)$; → : position de l'interaction entre l'onde de détente réfléchie et l'onde de choc du 1^{er} ressaut hydraulique; → : position de l'interaction entre l'onde de détente réfléchie et l'onde de choc du 2^e ressaut hydraulique (plage verticale).

pour les positions $(x_{rupt})_1$ et $(x_{rupt})_2$ des deux fronts (elles fluctuent autour d'une valeur moyenne). L'instant $(t_{rupt})_2$ associé au 2^e front, présente une légère croissance en fonction de Δt avec des valeurs $(t_{rupt})_2$ qui fluctuent autour d'une droite de pente 1. La dispersion, variabilité des résultats obtenus pour ces grandeurs (cf figure 5.4), peut être attribuée à la sensibilité d'extraction de ces données. Quoi qu'il en soit, les résultats obtenus ici indique bien, encore une fois, l'invariance de la dynamique du premier front avec Δt . De plus, l'évolution linéaire $(t_{rupt})_2 \sim \Delta t$ indique que la dynamique initiale du deuxième front, au moins jusqu'à la rupture de pente de son évolution $x(t)$ (figure 5.3), est également indépendante de Δt . Nous verrons par la suite que sur des temps plus long, la dynamique du deuxième front est affectée par la présence du premier.

En résumé, $(\bar{t}_{rupt})_1$, $(\bar{x}_{rupt})_1$, et $(\bar{x}_{rupt})_2$ sont constants, indépendants de Δt . Nous avons, en particulier, pour le premier front :

$$(\bar{t}_{rupt})_1 = 0,90 \text{ s}, \quad (\bar{x}_{rupt})_1 = -263,2 \text{ cm} \quad (5.2)$$

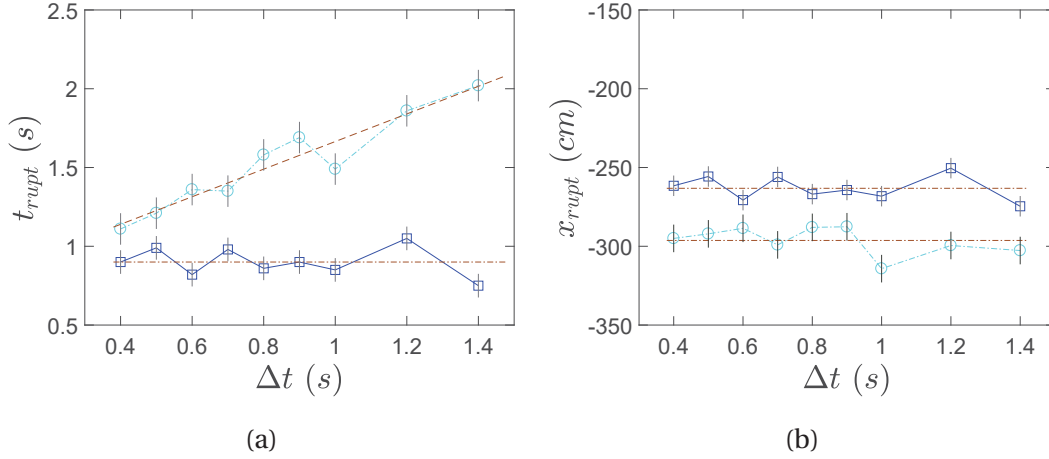


FIGURE 5.4 – Évolution des positions des "ruptures" de pente en fonction de Δt : (a) : variation de l'instant t de la "rupture" de pente en fonction de Δt ; (b) : variation de l'abscisse x de la "rupture" de pente en fonction de Δt ; \square : positions de la "rupture" de pente du 1^{er} ressaut hydraulique; \circ : positions de la "rupture" de pente du 2^e ressaut hydraulique; $-\cdot-\cdot-$: moyenne des positions des "ruptures" de pente \bar{x}_{rupt} pour le 1^{er} et le 2^e front et \bar{t}_{rupt} pour le 1^{er} front; $-\cdot-\cdot-$: droite de régression pour \bar{t}_{rupt} du 2^e front; $-$: barres d'erreurs estimées (plage verticale).

et pour le deuxième front :

$$(\bar{x}_{rupt})_2 \approx -296 \text{ cm} \quad (5.3)$$

Ces observations sont en accord avec de possibles interactions, déjà évoquées, entre les ondes réfléchies sur le fond avec les fronts des ressauts eux-mêmes (§ 4.2.3). Avec ces hypothèses, la brusque décélération du 1^{er} front correspondrait à l'interaction entre l'onde de détente réfléchie de ce front sur le fond du réservoir N°1 à l'abscisse x_{v_1} , avec lui-même, et la brusque décélération du 2^e front serait également due à l'interaction entre l'onde de détente réfléchie de ce front sur le fond du réservoir N°2 à l'abscisse $x_{f_1}(0) \equiv x_{v_2} = -357,3 \text{ cm}$, avec lui-même.

Le décalage entre les abscisses $(\bar{x}_{rupt})_1$ et $(\bar{x}_{rupt})_2$ des ruptures de pente des 1^{er} et 2^e front vaut environ $2l_1$. Pour de grandes valeurs de Δt , lorsque le 2^e front est généré par une rupture de barrage dont les paramètres de contrôle semblent similaires à ceux qui ont généré le 1^{er} front (même hauteur d'eau dans le réservoir N°2 avant le lâcher, même hauteur d'eau devant le front qui se déplace proche de h_0), on s'attendrait à obtenir un décalage égal à la longueur du réservoir :

$$(\bar{x}_{rupt})_2 - (\bar{x}_{rupt})_1 \approx l_1 \quad (5.4)$$

La différence entre cette valeur et la valeur mesurée est probablement due à une sensibilité importante des mesures aux conditions initiales. Pour confirmer cela, la longueur l_1 est reportée sur le figure 5.3. Nous constatons bien que la différence de position du changement de dynamique des deux fronts (rupture de pente) est d'ordre l_1 . Pourtant, malgré la sensibilité de la mesure, la valeur mesurée $x_{rupt})_1 - x_{rupt})_2 = 33 \text{ cm} \sim 2l_1$ semble relativement robuste. Nous ne savons pas en l'état expliquer cette différence.

Influence du premier front sur le deuxième front

Les différentes courbes représentatives des positions $x_{f_2}(t)$ du front de la deuxième vague forment, au delà de $x \approx -290$ cm, un faisceau de courbes sensiblement rectilignes qui divergent (figure 5.2). En deçà de cette abscisse, les courbes ont une forme plus irrégulière, conséquence d'une dynamique sans doute assez complexe. On remarque que plus l'écart temporel Δt est petit, plus le deuxième front se rapproche rapidement du premier – plus la célérité du deuxième front est grande – et moins le tronçon de courbe au delà de $x \approx -290$ cm ne semble rectiligne. A contrario, les deuxièmes vagues générées avec $\Delta t = 1,2$ s et $\Delta t = 1,4$ s ont une deuxième partie de leur parcours particulièrement rectiligne, et parfaitement parallèle à la deuxième partie du parcours des premiers ressauts hydrauliques (figure 5.2). Dans le cas de ces deux dernières mesures, la dynamique du deuxième front n'est pas impactée par la présence du premier front, ainsi les deux fronts ont la même dynamique car issue d'une même condition initiale.

Cette différence de comportement entre les différents deuxièmes fronts trouve son origine dans le fait que ceux-ci n'évoluent pas, comme le premier front, sur une nappe d'eau immobile de hauteur h_0 constante, mais sur une nappe d'eau animée d'une vitesse non nulle et dont l'interface libre correspond au dos du premier ressaut hydraulique qui le précède, dont la hauteur est variable entre le début et la fin de la vague. Cette forme du dos et de la queue du premier ressaut hydraulique variant au cours du temps, la forme de l'interface libre qui s'étend devant le deuxième front au moment de sa génération dépend donc également de l'intervalle de temps Δt écoulé depuis la génération du premier ressaut hydraulique. Afin de quantifier cette influence, nous avons étudié dans la suite de cette section la forme du dos des ressauts, évalué la hauteur du front h_{b2} , et mesuré les hauteurs h_{a2} que rencontre le deuxième front devant lui à différentes positions de son parcours (voir définition schématique de ces grandeurs sur la figure 2.11, § 2.3).

Forme du front et du dos des ressauts : La figure 5.5 présente les évolutions de $\eta(x_0, t)$ à x_0 fixé, pour treize différents x_0 variant de $x_0 \approx -270$ cm à $x_0 \approx -140$ cm, pour deux valeurs importantes et deux valeurs faibles du décalage temporel entre les ouvertures des vannes. Les figures (c) et (d) illustrent une situation où $\Delta t = 1,4$ s et $\Delta t = 1,8$ s correspondant au cas où les deux fronts se suivent sans se rattraper, et (a) et (b) illustrent une situation où $\Delta t = 0,4$ s et $\Delta t = 0,5$ s pour le cas où le deuxième front rattrape le premier (avant que l'une des vagues n'atteigne la plage). Chaque courbe représente la variation au cours du temps de la hauteur de l'interface libre, à une abscisse donnée x_0 . Si la forme de l'écoulement était permanente et se déplaçait à vitesse sensiblement constante, cette courbe représenterait le "profil" de l'écoulement, mais bien que ces hypothèses ne soient pas respectées, chaque courbe donne quand même de bonnes indications sur la forme du front et du dos des deux ressauts hydrauliques.

Si on considère une courbe particulière, par exemple celle correspondant à $\eta(x_0, t)$ pour $x_0 = -269,9$ cm (courbe noire, la première en partant de la gauche), sur chacune des sous-figures (a), (b), (c) et (d), la première croissance extrêmement rapide de la courbe correspond au passage du 1^{er} front. A la suite de cette première croissance, la courbe atteint un maximum local, puis est suivie par une décroissance plus lente, plus ou moins importante, qui correspond d'abord au sommet du front, puis au "dos" et enfin à la "queue" du ressaut hydraulique. Dans les deux cas, la courbe reprend à nouveau une croissance très

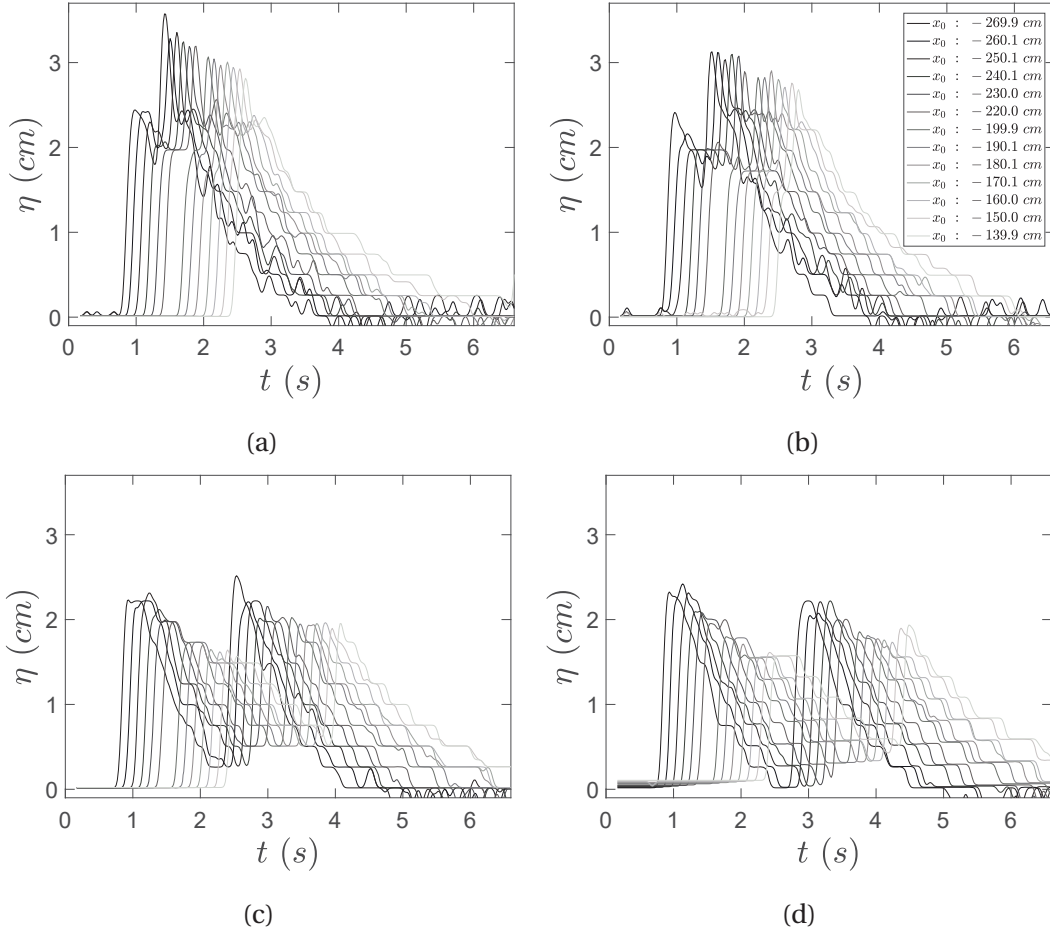


FIGURE 5.5 – Forme du front et du dos des ressauts.

Évolution de $\eta(x_0, t)$ pour treize x_0 fixés hors plage : $x_0 \approx -270$, $x_0 \approx -260$, $x_0 \approx -250$, $x_0 \approx -240$, $x_0 \approx -230$, $x_0 \approx -220$, $x_0 \approx -200$, $x_0 \approx -190$, $x_0 \approx -180$, $x_0 \approx -170$, $x_0 \approx -160$, $x_0 \approx -150$, et $x_0 \approx -140$ cm, dans l'ordre des intensités décroissantes des gris, (a) : $\Delta t = 0,4$ s. (b) : $\Delta t = 0,5$ s ; (c) : $\Delta t = 1,4$ s ; (d) : $\Delta t = 1,8$ s. L'effet de "crénelage" est lié à la définition de la caméra à champ large lors de la mesure de $\eta(x_0, t)$ (champ de la caméra N°2, plage verticale).

rapide, correspondant au passage du 2^e front, pour atteindre un deuxième maximum local, puis décroît plus ou moins lentement, pour atteindre une valeur approximativement nulle : $\eta(x_0, t) \approx 0$.

Pour des valeurs importantes de Δt , $\Delta t = 1,4$ s et $\Delta t = 1,8$ s, on constate que les deux maximums locaux ont sensiblement la même valeur, et que les portions de courbes correspondant au passage du 1^{er} et du 2^e front semblent similaires, mais décalées dans le temps (c) et (d)). Pour des valeurs faibles de Δt , le deuxième maximum local est également un maximum global pour la courbe, le deuxième front est ainsi plus haut que le premier (figures (a) et (b)).

Pour une courbe donnée, les valeurs atteintes par $\eta(x_0, t)$ au niveau du premier et du deuxième maximum local sont notées respectivement h_{b1} et h_{b2} (voir schéma sur la figure 2.11 pour définition) :

$$h_{b1} \equiv (\eta(x_0, t))_{Max_1}, \quad h_{b2} \equiv (\eta(x_0, t))_{Max_2} \quad (5.5)$$

au moment où le front passe au niveau de x_0 . On constate donc que ces valeurs h_{b1} et

h_{b2} ne sont pas constantes dans le temps, mais décroissent avec les avancées des fronts. Pour le 1^{er} front, cela corrobore les observations déjà faites (voir figure 4.7c, § 4.2) avec le même ressaut hydraulique. Enfin, la figure 5.5 indique que la hauteur d'eau devant le second front, notée h_{a2} , n'est pas nécessairement constante, contrairement au premier front pour lequel $h_{a1} = h_0$. Nous discutons de cette évolution de h_{a2} dans la suite.

Valeurs de h_{a2} à différentes positions du 2^e front : Nous avons mesuré la hauteur h_{a2} pour différentes positions du 2^e front en calculant la moyenne des hauteurs de l'interface libre devant le front sur une fraction de celui-ci : environ 3,7 cm au niveau des différentes abscisses x_0 .

La figure 5.6 présente les hauteurs d'eau h_{a2} – adimensionnée par h_0 – mesurées entre la surface libre et le fond du canal, juste en avant du deuxième front, lorsque celui-ci passe au niveau de cinq abscisses x_0 données : $x_0 = -300, -250, -200, -150$ et -100 cm le long du parcours de l'onde, pour des écoulements générés avec les différents Δt .

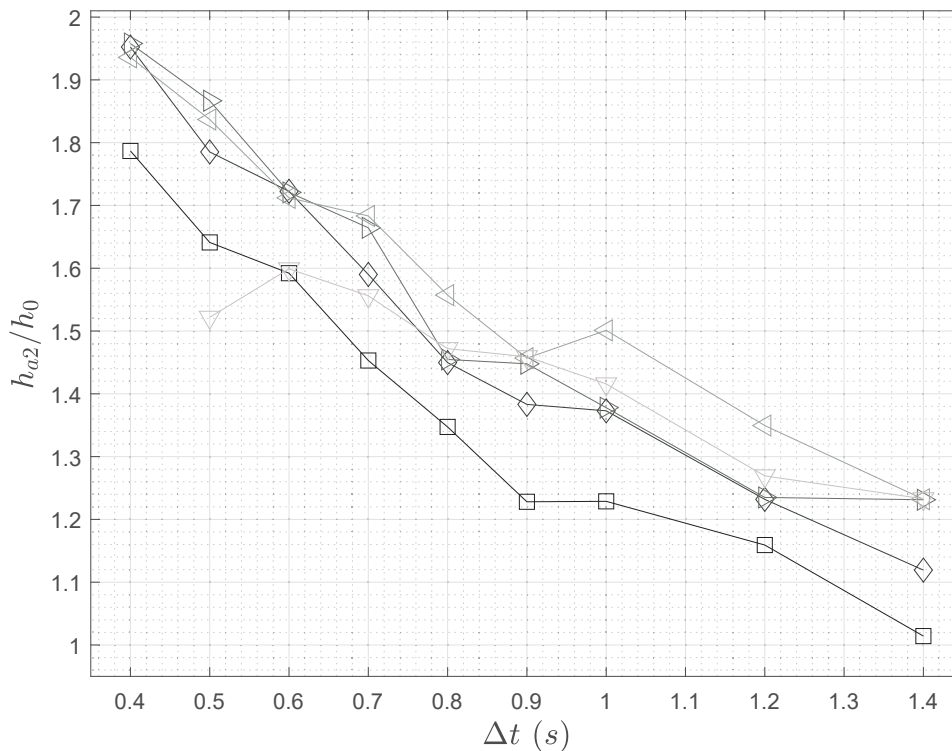


FIGURE 5.6 – Hauteur d'eau non dimensionnelle h_{a2}/h_0 pour différentes positions du deuxième front, en fonction de Δt : Les courbes représentatives de $h_{a2}/h_0(\Delta t)$ pour un x_0 donné ont des intensités de gris décroissantes pour des valeurs de x_0 données croissantes (de plus en plus près de la plage). Valeurs de h_{a2} obtenues pour : □ $x_0 = -300,0$ cm ; ◇ $x_0 = -250,0$ cm ; ▷ $x_0 = -200,0$ cm ; ◁ $x_0 = -150,0$ cm ; ▽ $x_0 = -100,0$ cm.

On observe que pour la mesure correspondant à $\Delta t = 1,4$ s, les valeurs de h_{a2} sont telles que $h_{a2} \approx h_0$, tout au long de la propagation du deuxième front : elle vaut précisément $h_{a2} = 2,2$ cm lorsqu'il arrive au niveau de $x_0 = -300,0$ cm – peu de temps après l'ouverture de la vanne du réservoir N°2 –, vaut $h_{a2} = 2,5$ cm lorsque le front est au niveau de $x_0 = -250,0$ cm, puis se stabilise à $h_{a2} = 2,7$ cm à partir de $x_0 = -200,0$ cm ($\approx 23\%$ d'aug-

mentation). Donc, dans le cas d'un décalage temporel $\Delta t = 1,4\text{s}$ entre les ouvertures des vannes des réservoirs N°1 et N°2, le deuxième front rencontre des conditions pratiquement identiques à celle du premier front au début de sa propagation, à la vitesse des particules d'eau sur lequel il se déplace près.

Pour des lâchers avec un décalage temporel plus petit, on observe que la hauteur d'eau h_{a2} , vue par le deuxième front devant lui, est plus importante, et croît légèrement au cours de son déplacement. Sur la figure 5.6, on note une décroissance globale de h_{a2}/h_0 avec Δt , par contre, l'évolution en fonction de x_0 est similaire pour tout Δt .

Analyse du déplacement des 2^e fronts : Si l'on excepte les brusques décroissances de vitesse observées, probablement dues à des interactions multiples entre le front et des réflexions d'ondes de détente sur le fond du canal, nous avons déjà observé que la célérité du front dépend uniquement des hauteurs d'eau de part et d'autre de celui-ci (voir la relation (2.68), chap. 2, § 2.3), conformément au modèle de [Stoker \(1957\)](#) (voir également [Stansby et al. \(1998\)](#)). Dans ce cas, la vitesse du 1^{er} front est constante, et expérimentalement ceci est approximativement vérifié.

Lorsqu'une deuxième vague est générée, nous faisons l'hypothèse que les vitesses des deux fronts sont gouvernées par la même relation (2.68) dépendantes des hauteurs locales h_{b1} , h_0 pour le front N°1, et h_{b2} , h_{a2} pour le front N°2. Dans ces conditions, à l'instant t , le 2^e front va plus vite que le 1^{er} front si :

$$h_{b2}(t)/h_{a2}(t) > h_{b1}(t)/h_0 \quad (5.6)$$

Il accélère si le rapport h_{b2}/h_{a2} augmente, en particulier si h_{b2} augmente ou si h_{a2} diminue.

Pour de grandes valeurs de Δt , $\Delta t \leq 1,4\text{s}$, la 2^e vague suit la 1^{re} vague sans la rattraper, car elle est générée avec des conditions initiales similaires à celles qui existaient lors de la première rupture de barrage : hauteurs dans le réservoir et devant la vanne au moment de l'ouverture, identiques. En conséquence, la hauteur initiale $(h_{b2})_{init}$ ne peut pas être plus grande que $(h_{b1})_{init}$, et comme elle évolue sur $h_{a2} \equiv h_0$, sa progression ne peut être que similaire à celle qui la précède.

Pour de faibles valeurs de Δt , $\Delta t \geq 1,0\text{s}$, la deuxième vague rencontre une hauteur d'eau h_{a2} devant elle qui n'est généralement pas égale à h_0 , mais est égale à la hauteur du dos (ou de la queue) de la première vague au niveau du front de la deuxième : les vitesses des deux fronts sont donc a priori différentes. Pour que le 2^e front rattrape le 1^{er} front, il faut que initialement :

$$h_{a2}(t=0) > h_0 \quad (5.7)$$

sans quoi, la deuxième rupture de barrage génère la même vague que la première. Cette condition est vérifiée pour les petits Δt . Il faut également que :

$$(h_{b2}/h_{a2})_{t=\Delta t^+} > (h_{b1}/h_0)_{t=0^+} \quad (5.8)$$

et qu'à tout t , la relation (5.6) soit vérifiée. Nous proposons, dans la suite, de prédire et caractériser cette dynamique du deuxième front, en partant d'un modèle simple basé sur la théorie de [Stoker \(1957\)](#).

5.1.2 Modélisation de l'avancée du deuxième front

Bien que la modélisation de l'avancée d'un front de ressaut hydraulique par [Stoker \(1957\)](#) suppose une interface libre qui soit plane et horizontale, nous proposons dans ce qui suit une modélisation du déplacement du front $x_{f_2}(t)$ d'un deuxième ressaut hydraulique lorsqu'il se déplace en rencontrant une interface déformée par le passage d'un premier front qui l'a précédé. Pour cela, nous supposons que l'écoulement s'adapte instantanément à la solution de [Stoker \(1957\)](#) à $t = \Delta t^+$, et on s'intéresse à la solution locale de la célérité du front à partir de cette solution initiale (figure 5.7).

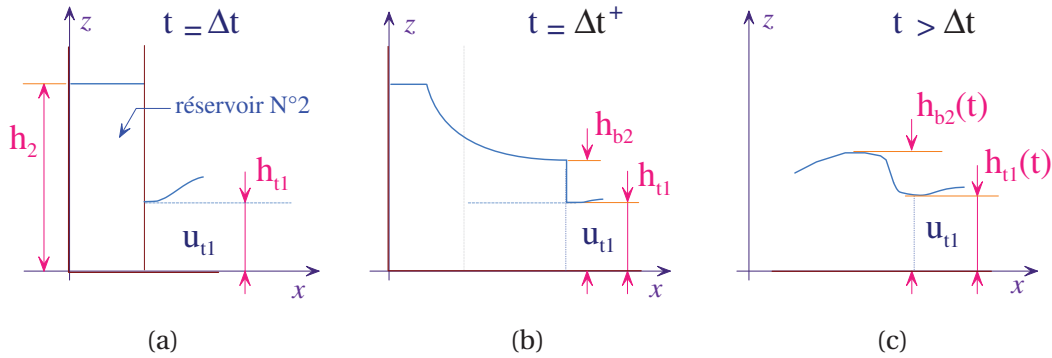


FIGURE 5.7 – Modélisation : hypothèses utilisées. (a) : juste avant la rupture de barrage; (b) : une fraction de seconde après l'ouverture de la vanne; (c) : grandeurs conditionnant la célérité du front (condition locale dans la modélisation de [Stoker \(1957\)](#)).

Vitesse et hauteur du front du ressaut

La formulation de la vitesse du front d'un ressaut hydraulique exprimée à partir des hauteurs d'eau de part et d'autre du front a déjà été présentée (2.68) (§ 2.3), elle découle de l'analyse de la discontinuité que représente le ressaut. Nous rappelons d'abord comment cette expression est établie dans le cas général ([Stoker \(1957\)](#)), puis nous étudions les situations présentées à la figure 5.7. Pour simplifier l'écriture nous utilisons, dans cette section, le repère défini sur la figure 3.1a, avec l'axe z au niveau du fond du canal. L'interface libre est repérée par la côte $h(x, t)$, et nous avons la relation :

$$h(x, t) = d(x) + \eta(x, t) = h_0 + \eta(x, t) \quad (5.9)$$

Équations de bilan au niveau du front : on se place au niveau d'un ressaut où de l'eau se maintient à deux niveaux différents de part et d'autre d'une section de l'écoulement repérée par son abscisse $\xi(t)$, qui peut varier au cours du temps (figure 5.8). Pour obtenir les conditions qui décrivent cette discontinuité, nous considérons l'eau contenue entre deux sections planes de l'écoulement, d'abscisses respectives $s_b(t)$ et $s_a(t)$, avec $s_b > s_a$, entourant la section du "ressaut", et suffisamment proches de lui. On applique, à ce volume du fluide, les lois de conservation de la masse :

$$\frac{d}{dt} \int_{s_b(t)}^{s_a(t)} \rho h(x, t) dx = 0 \quad (5.10)$$

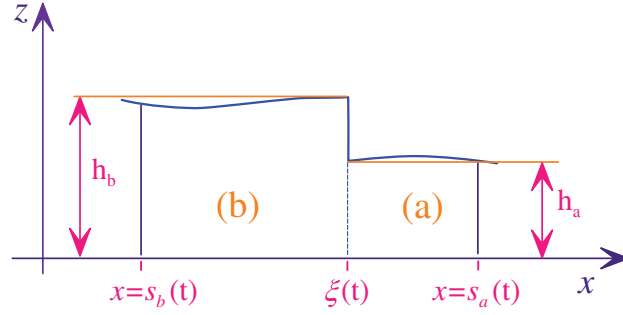


FIGURE 5.8 – Étude de la condition de choc : conditions de discontinuité (d'après [Stoker \(1957\)](#)).

et de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{s_b(t)}^{s_a(t)} \rho h(x, t) u(x, t) dx &= \int_0^{h_b} p_b(z) dz - \int_0^{h_a} p_a(z) dz \\ &= \frac{1}{2} \rho g h_b^2 - \frac{1}{2} \rho g h_a^2 \end{aligned} \quad (5.11)$$

en remarquant que la résultante des forces appliquées au volume de fluide se réduit ici, aux efforts de pression $p_b(z)$ et $p_a(z)$ sur les sections limites du volume de fluide considéré. Les intégrales des premiers membres sont des intégrales de fonctions supposées continues par morceaux (mais discontinue en $x = \xi(t)$).

Chacune des intégrales dans les relations (5.13) et (5.11) est de la forme :

$$I = \int_{s_b(t)}^{s_a(t)} f(x, t) dx \quad (5.12)$$

pour lesquelles $f(x, t)$ a une discontinuité en $x = \xi(t)$. La différentiation de cette intégrale donne :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{s_b(t)}^{\xi(t)} f(x, t) dx + \frac{d}{dt} \int_{\xi(t)}^{s_a(t)} f(x, t) dx \quad (5.13)$$

En utilisant la règle de Leibniz (annexe B.3.4) à chaque terme du membre de droite, et en rassemblant le tout, on obtient :

$$\frac{dI}{dt} = \int_{s_b(t)}^{s_a(t)} \frac{\partial}{\partial x} f(x, t) dx + f(\xi_-, t) \dot{\xi}(t) - f(s_b(t), t) u_b \quad (5.14)$$

$$+ f(s_a(t), t) u_a - f(\xi_+, t) \dot{\xi}(t) \quad (5.15)$$

Les quantités u_b et u_a sont les vitesses des sections planes qui entourent la discontinuité, et $\dot{\xi}(t)$ correspond à la vitesse de celle-ci, c'est à dire à la vitesse du ressaut hydraulique : $c_B \equiv \dot{\xi}(t)$. Les termes $f(\xi_-, t)$ et $f(\xi_+, t)$ signifient que l'on prend la limite respectivement à gauche et à droite de $x = \xi$.

En calculant la limite de l'expression (5.14), en faisant se rapprocher les deux sections planes, tout en maintenant la discontinuité entre elles, on a :

$$\lim_{s_a \rightarrow s_b} \frac{dI}{dt} = f_a v_a - f_b v_b \quad (5.16)$$

où v_b et v_a sont les vitesses relatives des sections planes qui encadrent la masse d'eau isolée :

$$\begin{cases} v_b = u_b - \dot{\xi} & = u_b - c_B & (5.17a) \\ v_a = u_a - \dot{\xi} & = u_a - c_B & (5.17b) \end{cases}$$

Finalement, en utilisant l'expression (5.16), la conservation de la masse (5.13), et la conservation de la quantité de mouvement (5.11), s'expriment par :

$$\begin{cases} \rho h_a v_a - \rho h_b v_b = 0 & (5.18a) \\ \rho h_a u_a v_a - \rho h_b u_b v_b = \frac{1}{2} \rho g h_b^2 - \frac{1}{2} \rho g h_a^2 & (5.18b) \end{cases}$$

Conditions initiales : Aux instants qui suivent immédiatement l'ouverture de la vanne, à $t = \Delta t^+$, nous supposons pour simplifier le problème que se forme un ressaut hydraulique qui obéit instantanément à la solution de [Stoker \(1957\)](#). Par ailleurs, la hauteur d'eau et la vitesse des particules devant le 2^e front correspondent, à la hauteur et à la vitesse à la fin de la queue du 1^{er} front. Pour rappeler cette dépendance entre les deux ressauts, nous noterons par la suite, dans cette section, $h_{a2} = h_{t1}$ et $u_{a2} = u_{t1}$ (figure 5.7b). Ainsi, à l'instant initial $t = \Delta t$, la hauteur devant la vanne vaut $h_{t1}(\Delta t) = h(x = -l_1, t = \Delta t)$, et la vitesse vaut $u_{t1}(\Delta t) = u_{t1}(x = -l_1, t = \Delta t)$ (figure 5.7a).

En conséquence, à $t = \Delta t$, les conditions initiales qui déterminent la hauteur h_{b2} et la vitesse c_{B2} du deuxième front sont solution du système (5.18) qui s'écrit, avec les notations liées au déplacement du deuxième front, et après simplification :

$$\begin{cases} h_{t1}(u_{t1} - c_{B2}) = h_{b2}(u_{b2} - c_{B2}) & (5.19a) \\ h_{t1}u_{t1}(u_{t1} - c_{B2}) - h_{b2}u_{b2}(u_{b2} - c_{B2}) = \frac{1}{2}g(h_{b2}^2 - h_{t1}^2) & (5.19b) \end{cases}$$

En supposant connues h_{t1} et u_{t1} , ces expressions forment un système de deux équations à trois inconnues c_{B2} , h_{b2} et u_{b2} . Pour le résoudre, comme [Stoker \(1957\)](#) dans son modèle de réservoir semi-infini, nous supposons que la hauteur et la vitesse du front restent constantes au cours du temps, et nous écrivons une relation de raccordement entre la zone d'eau en arrière du front, et l'onde de détente arrière. Cette expression, qui exprime également une relation entre deux caractéristiques (voir figure 2.9), s'écrit ici :

$$u_{b2} + 2c_{b2} = 2c_2 \quad (5.20)$$

où $c_2 = \sqrt{gh_2}$, et $c_{b2} = \sqrt{gh_{b2}}$. Finalement l'expression permettant de trouver $h_{b2}(\Delta t)$, solution du système formé par les équations (5.19a), (5.19b), et (5.20), peut s'écrire :

$$\left(\frac{u_{t1}(\Delta t)}{\sqrt{gh_2}} + 2\sqrt{\frac{h_{b2}(\Delta t)}{h_2}} - 2 \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{(h_{b2}(\Delta t) - h_{t1}(\Delta t))^2}{h_2} \left(\frac{1}{h_{b2}(\Delta t)} + \frac{1}{h_{t1}(\Delta t)} \right) = 0 \quad (5.21)$$

Formulation locale de la vitesse : A $t > \Delta t$ (figure 5.7c), dans le but de suivre l'évolution du 2^e ressaut grim pant sur la dos du 1^{er} ressaut, nous ferons les hypothèses suivantes :

1. la hauteur du front du 2^e ressaut hydraulique est une fonction linéaire décroissante de $h_{b2}(t)$:

$$h_{b2}(\Delta t, t) = h_{b2}(\Delta t, 0) + at \quad (5.22)$$

où $a \leq 0$ est un coefficient numérique, soit nul, soit permettant une légère décroissance du front comme observé lors des expérimentations,

2. les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement satisfont instantanément les conditions de discontinuité liées au ressaut hydraulique,
3. les caractéristiques hydrodynamiques imposées par le passage du 1^{er} ressaut au 2^e ressaut, ne sont pas affectées par la présence du second, c'est à dire que la hauteur et la vitesse devant le deuxième front sont extraites de la situation où nous n'avons qu'un seul ressaut.

Avec ces hypothèses, on peut réécrire la première et deuxième condition de choc, (5.19a) et (5.19b), sous la forme :

$$\begin{cases} h_{t1}(u_{t1} - c_{B2}) = h_{b2}(u_{b2} - c_{B2}) & (5.23a) \\ (u_{t1} - c_{B2})(u_{b2} - c_{B2}) = \frac{1}{2}g(h_{t1} + h_{b2}) & (5.23b) \end{cases}$$

Ce système de deux équations à deux inconnues c_{B2} et u_{b2} trouve une solution simple dans le cas particulier où la vitesse des particules du fluide devant le front est nulle, c'est à dire dans le cas où $u_{t1} = 0$. On obtient dans ce cas :

$$c_{B2} = \sqrt{\frac{gh_{b2}(h_{t1} + h_{b2})}{2h_{t1}}} \quad (5.24)$$

Cette hypothèse simplificatrice n'entraîne pas toutefois une perte notable de généralité, car cette expression étant établie dans le repère mobile du ressaut, et les lois de la mécanique étant invariantes pour tout changement de repère (en translation rectiligne uniforme par rapport à l'original), on peut donc ajouter la même constante à $u_{t1} = u_a$, $u_{b2} = u_b$ et $c_{B2} = c_B$ dans les équations de bilan, (5.18a) et (5.18b), sans modifier les valeurs de v_a et v_b . En conséquence, dans le cas général, la célérité du 2^e front c_{B2} s'exprime sous la forme :

$$c_{B2}(t) = u_{t1}(t) + \sqrt{\frac{g}{2}h_{b2}(\Delta t, t) \left(\frac{h_{t1}(t) + h_{b2}(\Delta t, t)}{h_{t1}(t)} \right)} \quad (5.25)$$

Nous pouvons noter que dans ce cas, la célérité du deuxième front s'exprime directement en connaissant h_{t1} et h_{b2} , et u_{t1} . Ici nous supposons h_{t1} connue expérimentalement par mesure de la trace de la première vague, h_{b2} est, quant à elle, imposée par la condition initiale basée sur la solution de [Stoker \(1957\)](#) mentionnée précédemment. La valeur de u_{t1} (non issue de l'expérimentation) est obtenue en utilisant les relations qui modélisent le déplacement du 1^{er} ressaut hydraulique (voir (2.69), § 2.3 Chap. 2). Son expression est ici :

$$u_{t1}(t) = c_{B1} \left(\frac{h_{t1}(t) - h_0}{h_{t1}(t)} \right) \quad (5.26)$$

Modélisation du déplacement : cadre général

Ainsi, la modélisation du déplacement du front $x_{f2}(t)$ d'un deuxième ressaut hydraulique, lorsqu'il se déplace en rencontrant une interface déformée par le passage d'un

premier front qui l'a précédé, nécessite d'abord de connaître l'ensemble des valeurs de $\eta(x, t)$, pour tout x et tout t , caractérisant l'interface libre suite au passage du front du 1^{er} ressaut hydraulique. Ici, la modélisation du 2^e front nécessite uniquement de connaître la dynamique du 1^{er} front sans avoir d'impact sur celui-ci. Nous partons donc de la solution d'un 1^{er} front obtenu dans le cas $\Delta t \gg 1,0s$. Le diagramme spatio-temporel est montré sur la figure 5.9. La condition initiale pour le 2^e front dépendra donc de la solution du 1^{er} front à l'instant Δt , afin en particulier de déterminer $h_{t1}(t = \Delta t)$.

Ainsi, pour calculer le déplacement, nous avons ensuite effectué le processus itératif suivant :

1. on suppose connu les coordonnées d'un point $M_n(x_n, t_n)$ où se trouve le front du deuxième ressaut hydraulique à l'instant t_n
2. au point M_n on peut accéder à la connaissance de la hauteur d'eau $h(x = x_n, t = t_n)$ de l'interface libre déformée, conséquence du passage du 1^{er} front (figure 5.9). Cette hauteur correspond par hypothèse, à la hauteur h_{t1} que "voit" le front du deuxième front devant lui lorsqu'il est à l'abscisse x_n , et à l'instant t_n
3. en ce même point, la connaissance de h_{t1} et la donnée de h_{b2} permettent de calculer la vitesse théorique du front c_{B2} en fonction des hauteurs locales d'eau de part et d'autre du front et de la vitesse des particules devant le front, avec l'expression (5.25).
4. la connaissance de c_{B2} permet ensuite, en se fixant l'un des deux petits accroissements inconnus δx_n ou δt_n , de déterminer l'autre à partir de la relation :

$$\delta x_n = c_{B2} \delta t_n \quad \text{avec} \quad c_{B2} = c_{B2}(x_n, t_n) \quad (5.27)$$

5. les coordonnées du point $M_{n+1}(x_{n+1}, t_{n+1})$ suivant, s'écrivent finalement :

$$M_{n+1}(x_{n+1}, t_{n+1}) = (x_n + \delta x_n, t_n + \delta t_n) \quad (5.28)$$

6. et le processus est réitéré autant de fois que nécessaire

A chaque pas d'itération, ce processus suppose donc la connaissance de $h_{t1}(x_n, t_n)$, donnée par le diagramme spatio-temporel relatif à la première vague unique (cf figure 5.9), et $h_{b2}(x_n, t_n)$ et $u_{t1}(x_n, t_n)$.

Pour ces deux dernières grandeurs, en fonction des hypothèses simplificatrices faites, nous présentons deux variantes de modélisation :

1. dans la première modélisation, nous faisons les hypothèses que :
 - $u_{t1} = 0$
 - $h_{b2} = C^{ste}$, la valeur constante correspond à la valeur théorique calculée à l'aide de la solution instantanée de [Stoker \(1957\)](#) (5.21)
2. dans la deuxième modélisation, nous supposons que :
 - $u_{t1} \neq 0$, $u_{t1} = f_1(c_{B1})$ (voir expression (5.26))
Cependant, c_{B1} utilisée dans ce calcul n'est pas tirée de la solution théorique

de [Stoker \(1957\)](#) pour le 1^{er} ressaut hydraulique. En fait, nous utilisons deux valeurs différentes de c_{B1} qui sont des valeurs expérimentales. Elles correspondent aux deux pentes mesurées sur une représentation simplifiée de $x_{f_1}(t)$, en fonction affine par morceaux. Avec cette disposition, on constate que la variation de u_{t1} est approximativement linéaire décroissante (environ 30%), à l'égale de la décroissance de h_{b1}

- $h_{b2} \neq C^{ste}$, $h_{b2} = f_2(t)$, (où f_2 est une fonction linéaire décroissante du temps)

Modélisation N°1 : La figure 5.9 présente une comparaison des évolutions temporelles réelle et modélisées des 2^e fronts $x_{f_2}(t)$, dans le cas où $\Delta t = 0,4$ s, sur un diagramme spatio-temporel où la couleur en un point représente $\eta(x, t)$ (figure 3.1b) obtenu après le passage du 1^{er} front. Sur ce diagramme, les évolutions temporelles réelles du 1^{er} et 2^e front sont tracées en superposition, l'évolution temporelle du premier front $x_{f_1}(t)$ (croix noires) coïncidant sur la figure avec la ligne de plus grand contraste. On a également tracé la courbe représentative, correspondant au déplacement d'un 2^e front, qui ne serait pas influencé par la modification de l'interface libre due au passage du premier ressaut hydraulique, ou autrement dit, qui trouverait devant lui au cours de son déplacement, la même nappe d'eau de hauteur initiale uniforme $h(x) = h_0 = 2,2$ cm (cercles de couleur magenta). Dans ce cas, la courbe représentative de son déplacement est identique en tous points à celle du premier ressaut hydraulique qui l'a précédé, au décalage temporel $\Delta t = 0,4$ s près, et au décalage entre les origines des écoulements près (une longueur de réservoir $l_1 = 14,5$ cm + une épaisseur de vanne).

La détermination du déplacement théorique a été calculée avec $h_{b2} = 6,79$ cm = C^{ste} , déterminée par les conditions initiales au moment de l'ouverture de la vanne (voir expression (5.21)), à savoir la hauteur d'eau dans le réservoir N°2, $h_2 = 9,9$ cm, la hauteur moyenne d'eau devant la vanne avant son ouverture, $h_{t1} = 4,2$ cm, et $u_{t1} = 0$. Nous avons effectué deux simulations en partant de points de départ très légèrement différents (carrés verts et carrés jaunes), pour tester la sensibilité aux "conditions initiales".

L'observation des courbes $(x_{f_2}(t))_{model}$ obtenues (figure 5.9) montre que cette modélisation ne colle pas parfaitement avec la courbe du déplacement réel $x_{f_2}(t)$, bien que que la tendance semble correcte : les courbes du déplacement modélisée s'infléchissent bien en direction de la courbe $x_{f_1}(t)$ (accélération de la vitesse du front), mais pas assez vite. La comparaison des deux simulations montre également une faible sensibilité aux "conditions initiales".

Modélisation N°2 : La figure 5.10 présente une comparaison entre l'évolution temporelle réelle du 2^e front $x_{f_2}(t)$ (étoiles noires) et deux évolutions temporelles "idéalisées" obtenues avec les modélisations N°1 (carrés verts identiques à ceux de la 1^{re} simulation présentée sur la figure 5.9) et N°2 (carrés rouges) dans le cas $\Delta t = 0,4$ s. Les courbes représentatives des déplacements de $x_{f_2}(t)$ sont tracées sur le même type de diagramme spatio-temporel que pour la modélisation N°1.

La valeur initiale de u_{t1} a été fixée à : $u_{t1}(x = -335, t = 0,14) = 49,0$ cm/s pour $x \leq (\bar{x}_{rupt})_1$, légèrement inférieure à la valeur calculée avec (5.26). Enfin nous avons fait décroître la hauteur du 2^e front h_{b2} , continuent le long de son parcours (voir (5.22)).

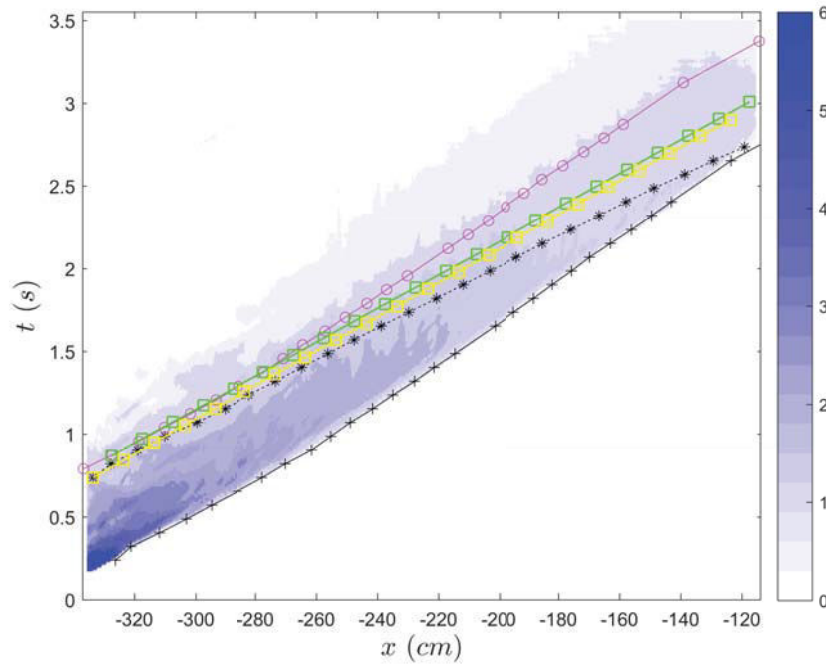


FIGURE 5.9 – Modélisation N°1, du déplacement du 2^e front : évolution idéalisée du 2^e front évoluant sur un fond immobile, dont la hauteur a été modifiée par le passage préalable du premier ressaut, pour $h_0 = 2,2$ cm et $h_1 = 9,9$ cm.

—+ : positions du 1^{er} front au cours du temps; $\cdots * \cdots$: positions réelles du 2^e front au cours du temps ($\Delta t = 0,4$ s); \bigcirc : positions qu'aurait le 2^e front, s'il se déplaçait sur une hauteur d'eau non perturbée par le passage du 1^{er} front; \square : positions du 2^e front "idéalisé", calculées à partir des conditions locales h_{a2} et h_{b2} , se déplaçant sur un fond perturbé à la suite du premier front ($M_0(x_0, t_0) = (-327,5, 0,87)$ (cm,s)); \blacksquare : positions du 2^e front "idéalisé", calculées à partir des mêmes conditions locales h_{a2} et h_{b2} , mais à partir d'un point de départ légèrement différent ($M_0(x_0, t_0) = (-333,6, 0,737)$ (cm,s)) (2^e simulation : sensibilité aux conditions initiales).

Nous constatons que la 2^e modélisation de l'avancée du 2^e front s'incurve mieux que la première en direction de la courbe $x_{f_1}(t)$, mais "pêche" cette fois ci par excès. La raison en est peut-être que le calcul de la vitesse d'advection u_{t1} est surévaluée.

La figure 5.11 présente une comparaison entre les évolutions temporelles réelles du 2^e front $x_{f_2}(t)$ (cercles creux et pleins) et deux évolutions temporelles "idéalisées" (carrés creux et pleins) obtenues avec les modélisations N°1 et N°2 dans deux cas $\Delta t = 0,4$ s (marqueurs creux) et $\Delta t = 0,5$ s (marqueurs pleins). Les courbes représentatives des déplacements de $x_{f_2}(t)$ sont tracées sur le même diagramme spatio-temporel où la couleur en un point représente $\eta(x, t)$ après le passage du 1^{er} front. On observe que les tendances observées pour le cas $\Delta t = 0,4$ s reste similaires pour le cas $\Delta t = 0,5$ s : les modélisations N°1 et N°2 encadrent l'évolution temporelle réelle du 2^e front, l'une par défaut, et l'autre par excès. Une partie des écarts entre ces modélisations et la mesure réelle du 2^e front vient très certainement de l'utilisation d'un modèle relativement simple, en particulier sur (i) l'évaluation de la condition initiale du 2^e front à partir de la solution de [Stoker \(1957\)](#) et (ii) sur l'estimation de la vitesse u_{t1} . Pour ce deuxième point, l'utilisation de l'approximation

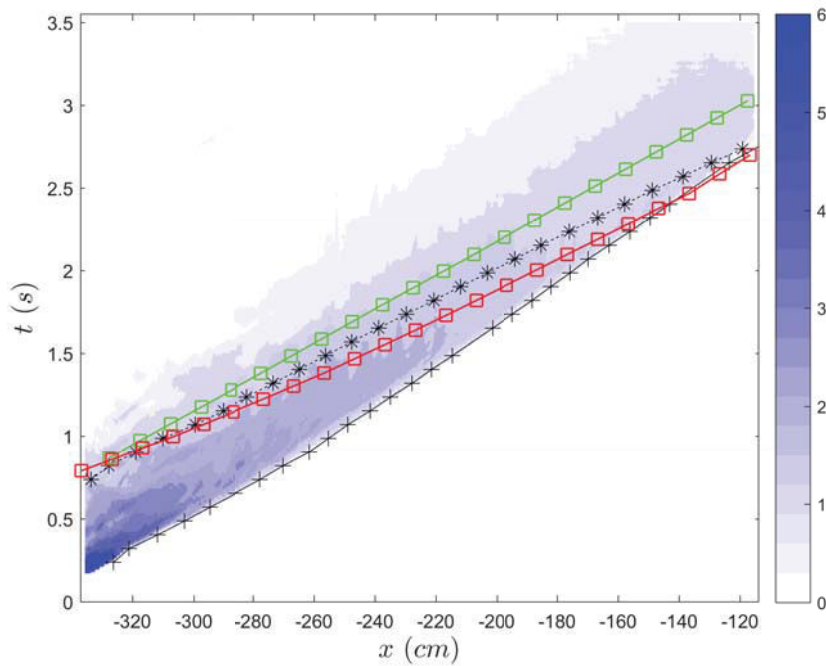


FIGURE 5.10 – Modélisation N°1 et N°2, du déplacement du 2^e front : évolutions idéalisées du 2^e front évoluant sur un fond, dont la hauteur a été modifiée par le passage préalable du premier ressaut, pour $h_0 = 2,2$ cm et $h_1 = 9,9$ cm.
 —+ : positions du front du 1^{er} ressaut hydraulique au cours du temps; ...*... : positions réelles du 2^e front au cours du temps, pour deux ruptures de barrage consécutives décalées de $\Delta t = 0,4$ s; —□— : positions "idéalisées" du 2^e front obtenues avec la modélisation N°1; —□— : positions "idéalisées" du 2^e front obtenues avec la modélisation N°2, à partir des conditions locales h_{a2} et h_{b2} , se déplaçant sur un fond déformé et animé d'une vitesse $u(x, t)$, à la suite du passage du premier front .

de Stoker pour évaluer cette vitesse ne semble plus pertinente au vu de l'évolution de la forme de la première vague lors du second lâché. L'amélioration du modèle nécessiterait sans doute, entre autres, de prendre ces aspects en considération.

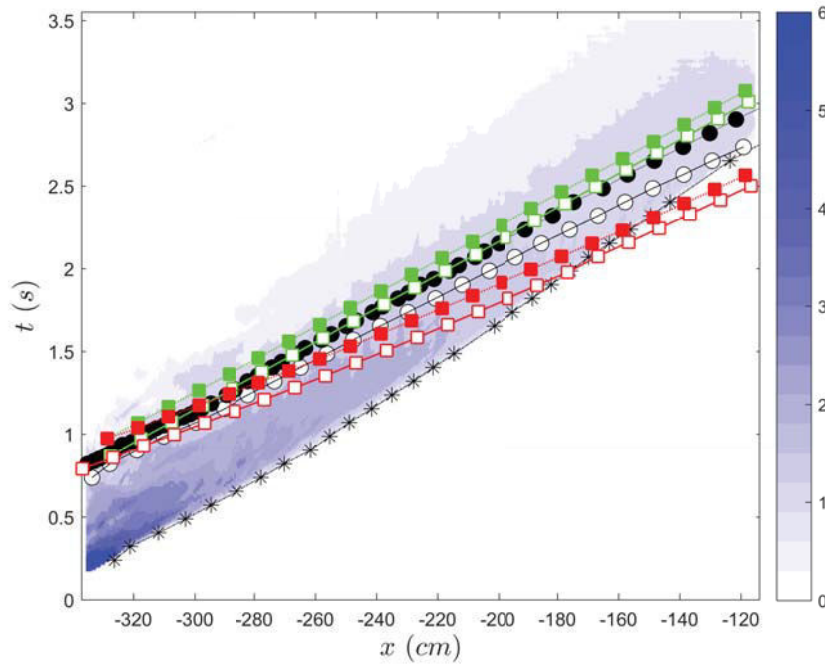


FIGURE 5.11 – Modélisations N°1 et N°2, des déplacements du 2^e fronts : évolutions "idéalisées" des 2^e fronts évoluant sur un fond, dont la hauteur a été modifiée par le passage préalable du premier ressaut, pour $h_0 = 2,2$ cm et $h_1 = 9,9$ cm.

Les marqueurs vides caractérisent le cas $\Delta t = 0,4$ s, et les marqueurs pleins le cas $\Delta t = 0,5$ s; —* : positions du front du 1^{er} ressaut hydraulique au cours du temps; ○ et ● : positions réelles des 2^e fronts au cours du temps; □ et ■ : positions "idéalisées" des 2^e fronts obtenues avec la modélisation N°1; □ et ■ : positions "idéalisées" du 2^e front obtenues avec la modélisation N°2, à partir des conditions locales h_{a2} et h_{b2} , se déplaçant sur un fond déformé et animé d'une vitesse $u(x, t)$, à la suite du passage du premier front

5.2 Identification des interactions en fonction du décalage temporel Δt

En faisant varier les valeurs de Δt on a pu observer différents cas possibles d'interactions entre les deux vagues qui sont générées par deux ruptures de barrage successives, c'est à dire entre le premier ressaut hydraulique et le second qui, le rattrapant, vient à sa rencontre. Trois situations principales apparaissent en premier abord :

1. pour des valeurs faibles de Δt , l'interaction entre les deux vagues a lieu "avant" la plage, en zone (L) (cf figure 5.1) : le deuxième ressaut hydraulique rattrape le premier avant qu'il n'arrive à la plage, et plus précisément avant qu'il n'atteigne O_{sh} . Avec le repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ adopté, l'abscisse de l'interaction x_i est telle que $x_i \leq 0$, avec $dx_{f1}/dt (x_{f1} = x_i) > 0$, et $dx_{f2}/dt (x_{f2} = x_i) > 0$.
2. pour des valeurs intermédiaires de Δt , l'interaction entre les deux vagues a lieu en zone (S), c'est à dire au-delà de la position initiale de la ligne de rivage, pour $x_i \geq 0$,
3. pour des valeurs importantes de Δt , l'interaction entre les deux vagues a lieu "après" la plage, en zone (L) : le deuxième ressaut hydraulique entre en collision avec le premier, après que la 1^{re} vague se soit réfléchi sur la plage.

On a $x_i \leq 0$, avec $dx_{f1}/dt (x_{f1} = x_i) < 0$, et $dx_{f2}/dt (x_{f2} = x_i) > 0$.

La première interaction est indépendante des caractéristiques de la plage, puisqu'elle a lieu avant l'arrivée du premier ressaut hydraulique sur celle-ci, à l'inverse des deux autres. Ces interactions sont illustrées dans les sections qui suivent.

Nous noterons dans ce qui suit R_{ind}^{exp} l'onde générée, particulièrement lorsqu'elle a la forme d'un ressaut hydraulique, avec :

- *exp* : étant, soit un nombre valant 1 ou 2, correspondant à l'ordre de génération du ressaut hydraulique avant interaction, soit une expression de type *in* (la lettre *i* signifiant que l'onde résultante observée est la conséquence d'une *interaction*, le nombre *n* correspondant au numéro d'ordre dans le cas d'interactions multiples) lorsque l'onde est le résultat d'au moins une interaction avec une autre onde (la plupart du temps, nous nous contenterons de *i1*),
- *ind* : une lettre égale à *f* lorsque l'onde observée se déplace vers la plage (sens "aller" ou – "forward" – avec une vitesse de front $dx_f/dt > 0$), et égale à *b* lorsque l'onde observée se déplace vers les réservoirs (sens "retour" ou – "backward" – avec une vitesse de front $dx_f/dt < 0$).

5.2.1 Décalage temporel Δt faible

Ce premier cas correspond à une interaction entre deux vagues incidentes successives qui s'effectue en dehors de la plage, avant que l'une d'entre elles ne l'ait atteinte (donc indépendante du type de plage); un exemple est présenté à la figure 5.12 dans le cas de la plage verticale. Les figures 5.12 (a), (b), (c) présentent une courte chronologie illustrant trois étapes de l'interaction. Dès que le deuxième ressaut hydraulique (R_f^2) a rattrapé et recouvert le premier (R_f^1), puis s'est mélangé avec lui, il n'est plus possible de distinguer la forme de l'un et de l'autre dans la forme de l'écoulement, seule la hauteur du front résultant R_f^{i1} semble plus élevée (figure 5.12c). Nous nommerons cette interaction "*fusion*". La figure 5.13 présente l'évolution temporelle de la surface libre en fonction du temps pour le cas cité en exemple. Le ressaut résultant de l'interaction, R_f^{i1} , poursuit le mouvement dans le sens initial de l'écoulement et se déplace vers la plage.

5.2. IDENTIFICATION DES INTERACTIONS EN FONCTION DU DÉCALAGE TEMPOREL ΔT

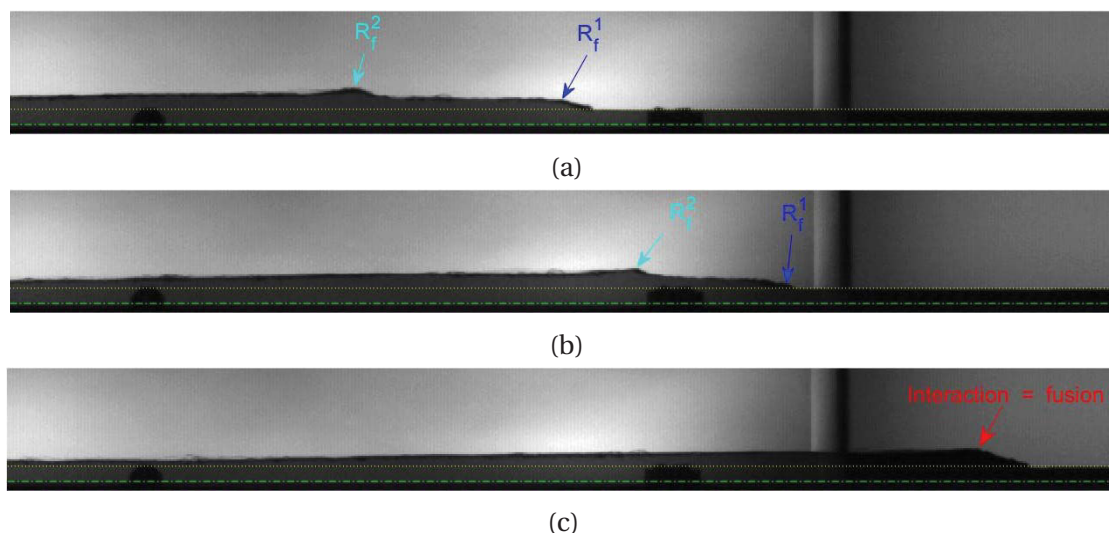


FIGURE 5.12 – Interaction entre deux vagues "avant" la plage (en avant, sens aller) : la deuxième vague rattrape la première avant que la première n'ait atteint la plage. \cdots : position du fond du canal; \cdots : position de la surface libre au repos; $R_f^1 \rightarrow$: position du front du 1^{er} ressaut, avant l'interaction avec le 2^e, se déplaçant vers la plage (sens "forward"); $R_f^2 \rightarrow$: position du front du 2^e ressaut, avant l'interaction avec le 1^{er}, se déplaçant vers la plage; \rightarrow : instant et position de l'interaction entre les deux ressauts (fusion); (a) et (b) : le deuxième ressaut hydraulique rattrape le premier; (c) les ressauts hydrauliques se sont mélangés; ($\beta = 90^\circ$, $\Delta t = 0,5$ s, $l_1 = 14,5$ cm, champ de la caméra N°2).

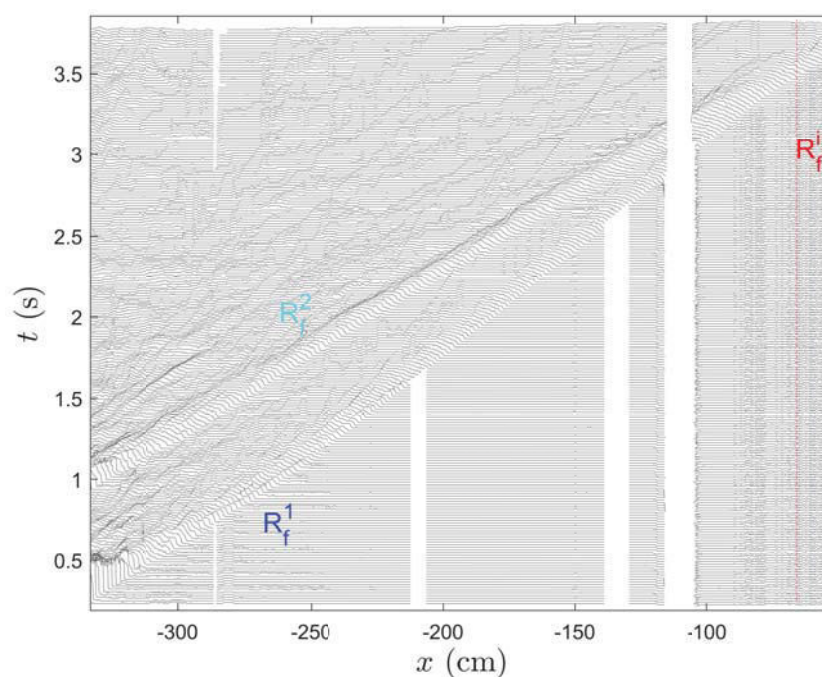


FIGURE 5.13 – Interaction entre deux vagues "avant" réflexion sur la plage (avant que l'une des deux vagues n'ait atteint la plage) : évolution temporelle de la surface libre, chaque courbe correspond au profil de la surface libre pour un temps t fixé (les courbes successives sont décalées les unes des autres, verticalement); R_f^1 : 1^{er} ressaut hydraulique; R_f^2 : 2^e ressaut hydraulique; R_f^{i1} : ressaut hydraulique résultant suite à l'interaction (fusion), se déplaçant vers la plage; $---$: abscisse de l'interaction (fusion) entre les deux fronts.

5.2.2 Décalage temporel Δt intermédiaire

Pour un décalage temporel Δt intermédiaire, l'interaction entre les deux vagues successives a lieu sur la plage : un exemple est présenté sur la figure 5.14, le deuxième ressaut hydraulique rattrape le premier, et se mélange avec lui, lorsque celui-ci commence à redescendre. Les figures 5.14 : (a), (b), (c), (d), (e), (f) présentent les principales phases de cette interaction, dans l'ordre chronologique.

On peut noter :

- figure 5.14a : le premier ressaut hydraulique R_f^1 atteint la zone (S), le deuxième ressaut R_f^2 toujours en zone (L),
- figure 5.14b : le deuxième ressaut hydraulique R_f^2 arrive en zone (S) alors que le premier R_b^1 entame sa phase de *backwash* (phase descendante le long de la plage),
- figure 5.14c : le deuxième ressaut hydraulique R_f^2 "pousse" la masse d'eau du premier ressaut hydraulique R_b^1 qui tente de redescendre, tandis que l'extrémité de la vague de R_f^2 tente de passer par dessus R_b^1 , cette interaction correspond à une forme de "collision faible" entre les deux vagues,
- figure 5.14d : une partie de la masse d'eau est redescendue et amorce un mouvement vers les réservoirs tandis qu'une partie de l'énergie transmise par R_f^2 et réfléchi par R_b^1 "pousse" une lame d'eau qui recommence à escalader la plage, R_b^{i1} , atteignant une hauteur plus élevée que celle atteinte par le premier front R_f^1 initialement (voir figure 5.14b, ou précédemment sur la figure 5.14c),
- figure 5.14e : la lame d'eau formant l'extrémité du front est redescendue pour former un bourrelet d'eau au niveau du pied de plage qui commence à se transformer en ressaut hydraulique R_b^{i1} , et celui-ci commence à se propager en sens inverse vers le réservoir,
- figure 5.14f : tandis que le ressaut hydraulique R_b^{i1} se propage vers les réservoirs, une petite lame d'eau formant une "queue", à l'arrière, recommence à escalader la plage, mais plus faiblement que les précédentes fois.

Sur les différentes images de la figure 5.14, en particulier les images : (d), (e), et (f), on peut remarquer des traces grises qui sont dues au mouillage des parois au cours de l'écoulement.

La figure 5.15 présente l'évolution temporelle de la surface libre en fonction du temps : l'abscisse $x = 0$ correspond à la ligne de rivage au repos. On remarque une succession de réflexions multiples à la suite de la collision entre les deux fronts. Une oscillation de la lame d'eau est observée avant que le phénomène ne s'amortisse totalement. Ce phénomène crée des ondulations au niveau du dos du ressaut hydraulique R_b^{i1} qui s'atténuent au fur et à mesure que son front s'éloigne de la plage et progresse vers les réservoirs.

Remarques

Sur la figure 5.15, l'interaction entre les deux vagues a lieu après que la première vague ait commencé à redescendre, dans sa phase *backwash* (figure 5.14c). L'interaction sur la plage peut également avoir lieu dans la phase ascensionnelle de la première vague, phase

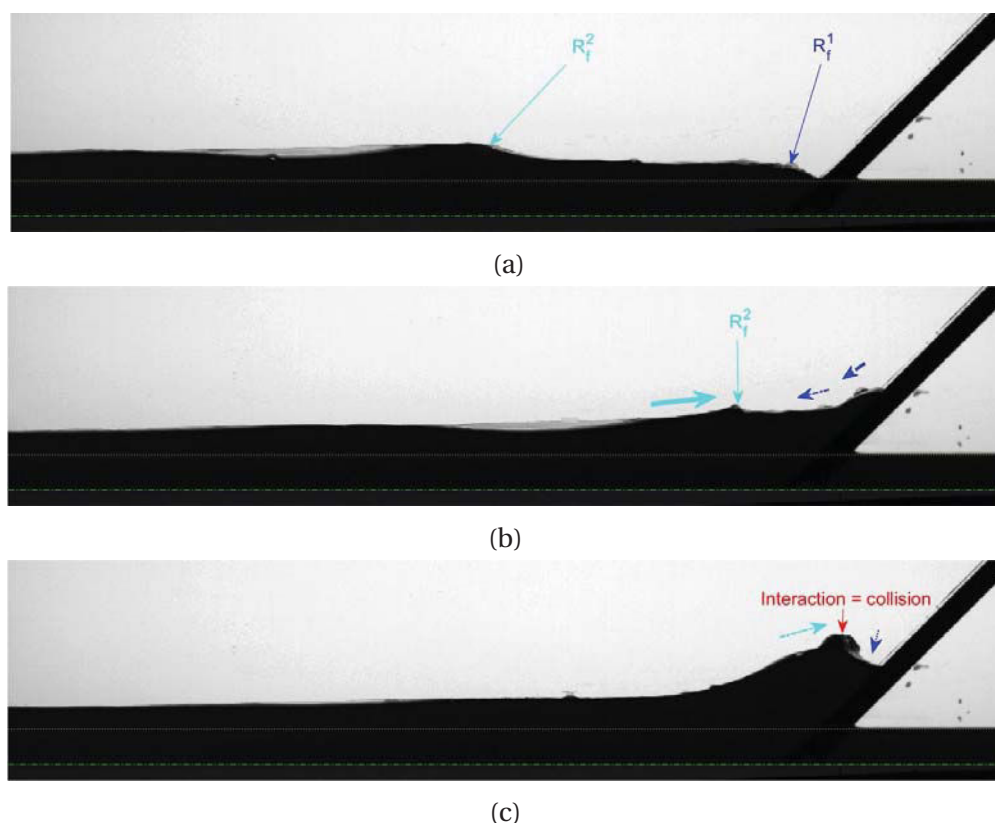


FIGURE 5.14 – Interaction de deux vagues sur la plage, $\beta = 45^\circ$ (phase *backwash*). - - - : position du fond du canal; : position de la surface libre au repos; (a) : 1^{er} ressaut hydraulique atteint le "pied de plage"; (b) : arrivée de 2^{ème} ressaut au pied de la plage, le 1^{er} commençant à redescendre; (c) : interaction des deux vagues sur la plage (suite et fin de la légende p. 108);

uprush, mais cette situation est plus facilement observée sur une plage de pente moins prononcée – plage dissipative –. Pour exemple, la figure 5.16 présente le cas de l'interaction des deux vagues pendant la phase *uprush*, sur une plage de pente $\beta = 5,71^\circ$. Les figures 5.16a et 5.16b illustrent le cas du 2^e ressaut rattrapant le 1^{er}, qui a commencé son ascension de la plage. Sur la figure 5.16c, le 2^e ressaut a complètement recouvert le 1^{er}, et sur la dernière figure 5.16d, les deux ressauts initiaux, qui ne forment plus qu'une seule vague, poursuivent le mouvement initié, d'ascension de la plage.

La figure 5.17 présente les deux principaux cas d'interaction entre les fronts, sur une plage faiblement pentue, en phase *uprush* (a), et en phase *backwash* (b), dans un diagramme spatio-temporel.

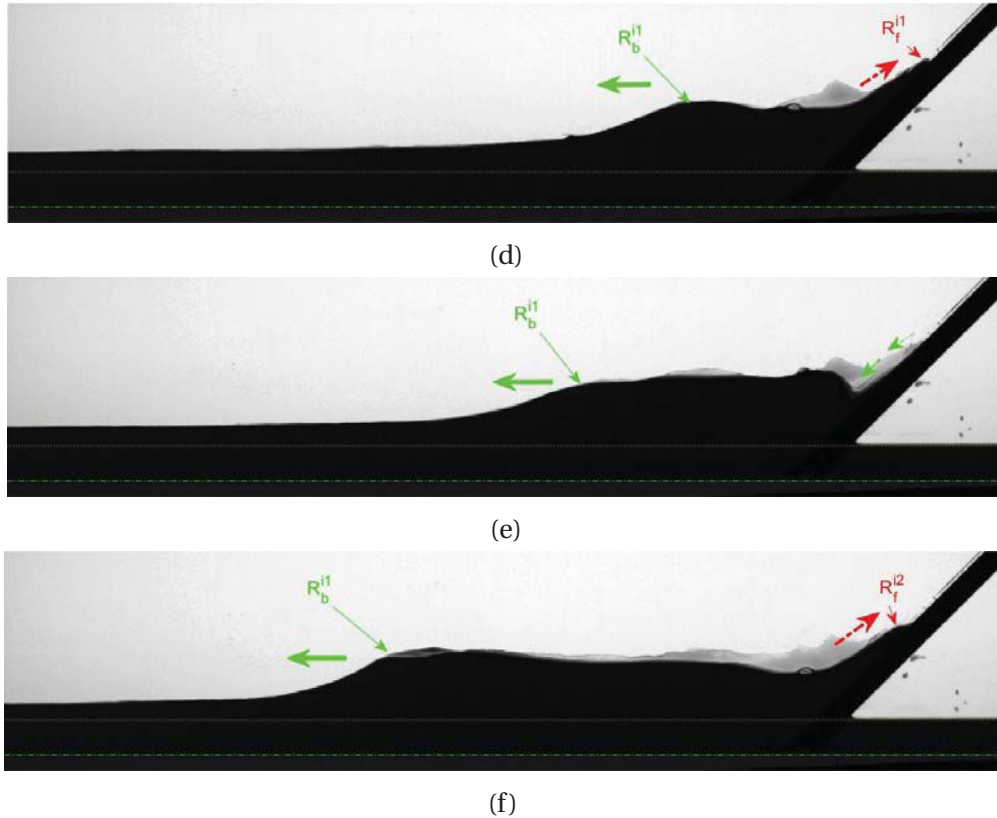


FIGURE 5.14 – Interaction de deux vagues sur la plage, $\beta = 45^\circ$ (phase *backwash*). (d), (e), et (f) : création d'un ressaut hydraulique "réfléchi"; $R_f^1 \rightarrow$: position du front du 1^{er} ressaut, avant l'interaction avec le 2^e, se déplaçant vers la plage; $R_f^2 \leftarrow$: position du front du 2^e ressaut avant interaction avec le premier; R_f^{i1} : lame d'eau correspondant à l'onde transmise suite à la collision avec R_f^2 , "ré-escaladant" la plage; $R_b^{i1} \leftarrow$: position du front de l'onde résultante réfléchie, après la collision, qui se déplace vers les réservoirs (sens "*backward*"); $R_f^{i2} \leftarrow$: lame d'eau correspondant à l'onde transmise suite à une 2^e interaction, "ré-escaladant" la plage; \rightarrow et \leftarrow (pleine ou en traits mixtes) : mouvements des masses d'eau avant l'interaction; \rightarrow et \leftarrow (pleine ou en traits mixtes) : mouvements des masses d'eau après l'interaction. (Les traces grises sur les images sont dues au mouillage des parois au cours de l'écoulement). ($\Delta t = 0,7$ s, $l_1 = 14,5$ cm, champ de la caméra N°1).

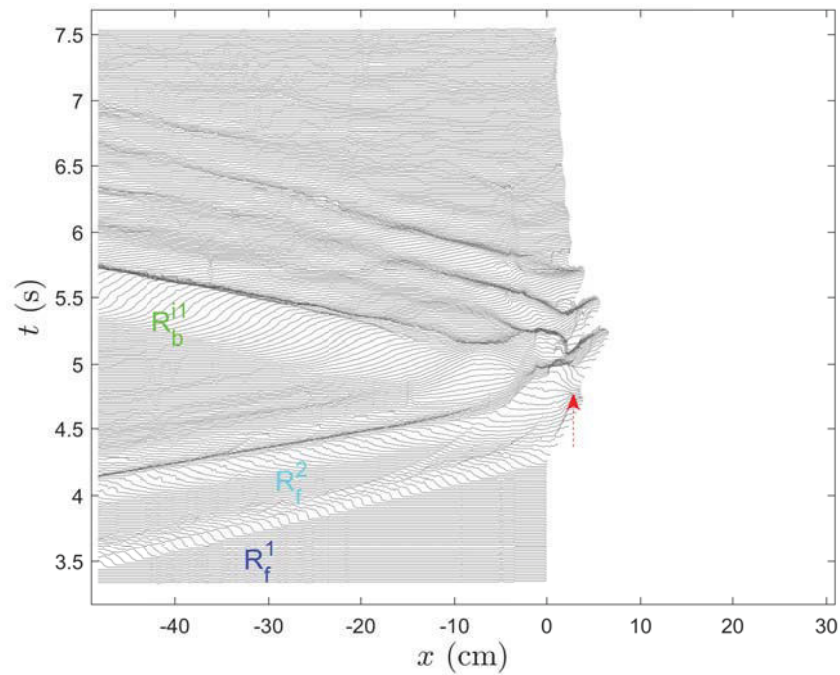


FIGURE 5.15 – Interaction entre deux vagues sur la plage : évolution temporelle de la surface libre, chaque courbe correspond au profil de la surface libre pour un temps t fixé (les courbes successives sont décalées les unes des autres, verticalement); R_f^1 : 1^{er} ressaut hydraulique avant sa réflexion sur la plage; R_f^2 : 2^e ressaut hydraulique; R_b^{i1} : onde réfléchie suite à la collision avec R_f^2 , se déplaçant vers les réservoirs; $-->$: abscisse de l'interaction (collision) entre les deux fronts sur la plage (plage à 45° , $\Delta t = 0,7$ s).

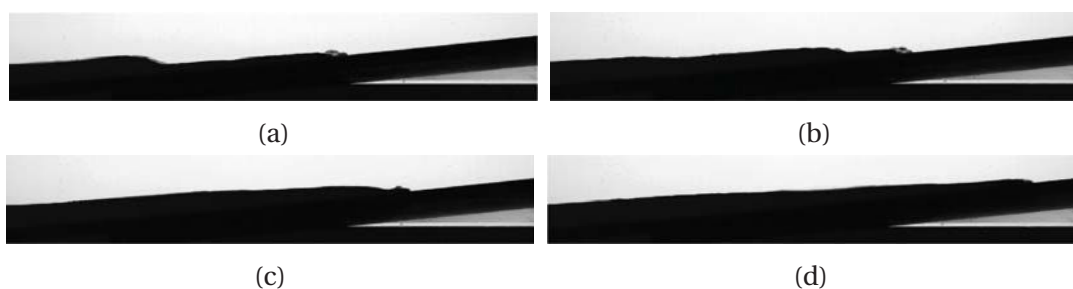


FIGURE 5.16 – Interaction de deux vagues au niveau de la plage, $\beta = 5,71^\circ$, phase *uprush*. (a) et (b) : les deux ressauts hydrauliques "escaladent" la plage en se suivant; (c) : interaction entre les deux vagues; (d) : l'écoulement résultant continu à grimper la pente ($\beta = 45^\circ$, $\Delta t = 0,7$ s, $l_1 = 14,5$ cm, champ de la caméra N°1).

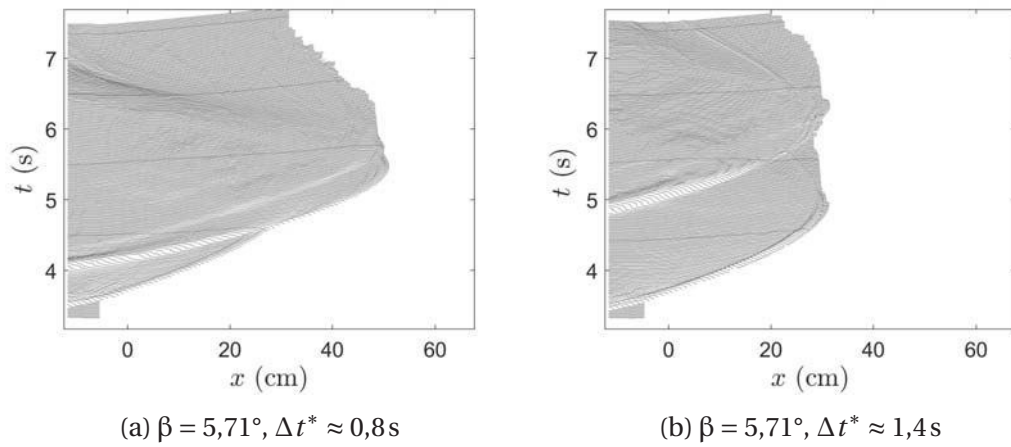


FIGURE 5.17 – Illustration des deux principaux types d’interaction sur une plage faiblement pentue; (a) : fusion dans la phase *uprush* ($\Delta t = 0,7\text{s}$) et (b) : collision dans la phase *backwash* ($\Delta t = 1,2\text{s}$).

5.2.3 Décalage temporel Δt important

Ce troisième cas correspond à une interaction entre les deux vagues qui s'effectue en zone (L), après que la première se soit réfléchi sur la plage, avec ainsi :

$$dx_{f1}/dt (x_{f1} = x_i) < 0, dx_{f2}/dt (x_{f2} = x_i) > 0 \text{ et } x_i < 0.$$

Un exemple est illustré sur la figure 5.18 dans le cas d'une plage de pente $\beta = 45^\circ$. Les figures (a), (b), (c), (d), (e), (f) présentent les principales phases de cette interaction, dans l'ordre chronologique. On peut remarquer :

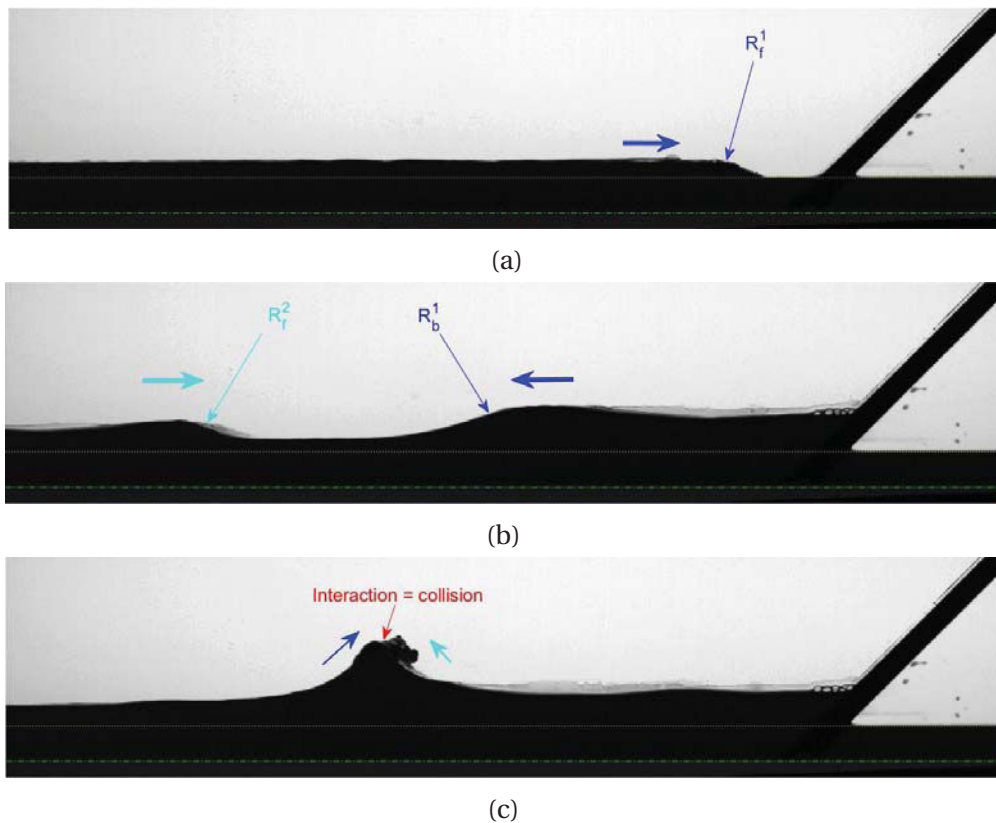


FIGURE 5.18 – Interaction de deux vagues en dehors de la plage (sens retour) : $\beta = 45^\circ$; - - - : position du fond du canal; : position de la surface libre au repos; (a) : arrivée du 1^{er} ressaut hydraulique R_f^1 à proximité de la plage; (b) : le 1^{er} ressaut hydraulique a été réfléchi par la plage et a amorcé son déplacement en sens inverse R_b^1 (sens "backward"), alors que le 2^{ième} ressaut hydraulique R_f^2 arrive en vue du premier; (c) : interaction frontale (collision) entre les deux ressauts hydrauliques (suite et fin de la légende p. 112);

- figure 5.18a : le premier ressaut R_f^1 est en approche de la plage;
- figure 5.18b : le premier ressaut hydraulique s'est réfléchi sur la plage (après l'ascension et la redescente de la plage par la lame d'eau) et a initié son déplacement vers les réservoirs R_b^1 . Dans le même temps, le deuxième ressaut R_f^2 arrive à sa rencontre,
- figure 5.18c : interaction frontale (collision) entre les deux ressauts hydrauliques,
- figure 5.18d : le choc a généré deux ondes qui se déplacent en sens inverse, l'une vers la plage R_f^{i1} , et l'autre vers les réservoirs R_b^{i1} ,
- figure 5.18e : l'onde R_b^{i1} a pris la forme d'un ressaut hydraulique qui ondule, dont le front se déplace vers les réservoirs,

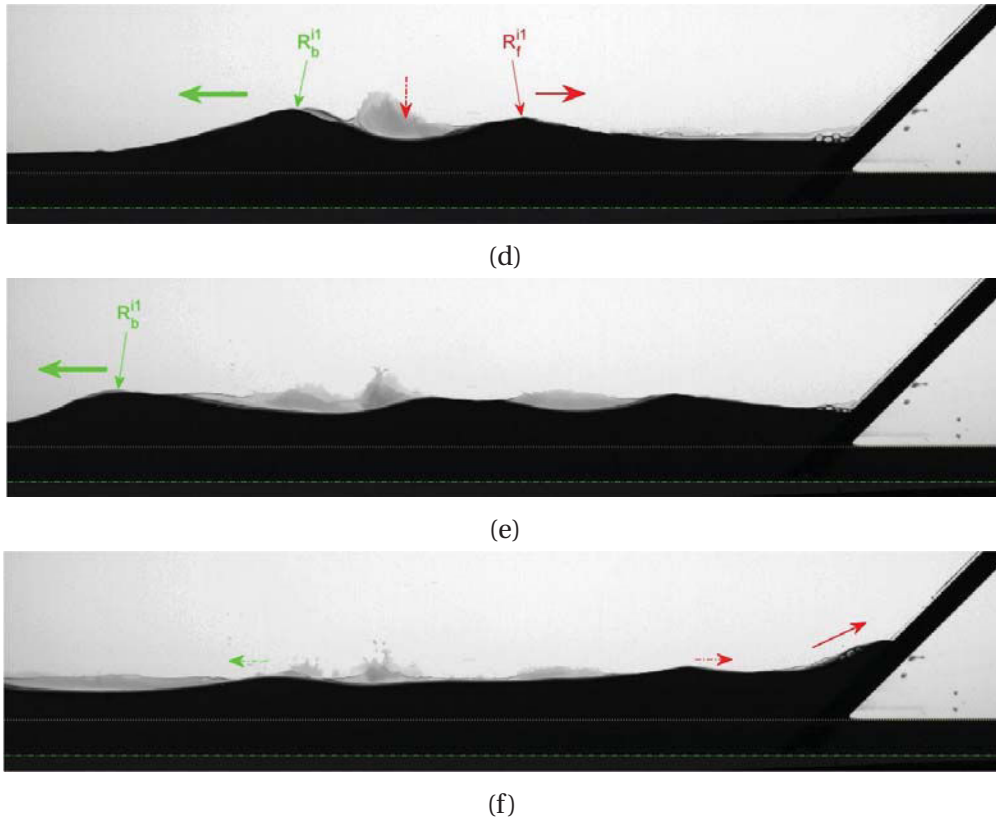


FIGURE 5.18 – Interaction de deux vagues sur la plage, $\beta = 45^\circ$ (phase *backwash*). (d) : la collision génère deux ondes se déplaçant en sens inverse R_b^{i1} et R_f^{i1} ; (e), et (f) : le ressaut hydraulique "réfléchi" résultant R_b^{i1} poursuit son déplacement vers les réservoirs, tandis que les mouvements à la "queue" de ce nouveau ressaut hydraulique s'atténuent progressivement; $R_f^1 \rightarrow$: position du front du 1^{er} ressaut, avant l'interaction avec le 2^e, se déplaçant vers la plage; $R_b^1 \rightarrow$: position du front du 1^{er} ressaut, avant l'interaction avec le 2^e, se déplaçant vers les réservoirs après réflexion sur la plage; $R_f^2 \rightarrow$: position du front du 2^e ressaut avant interaction avec le premier; $R_b^{i1} \rightarrow$: position du front de l'onde résultante réfléchie, après la collision, qui se déplace vers les réservoirs (sens "backward"); $R_f^{i1} \rightarrow$: position du front de l'onde résultante, transmise, après la collision, qui se déplace vers la plage (sens "forward"); \rightarrow et \leftarrow (pleine ou en traits mixtes) : mouvements des masses d'eau avant l'interaction; \leftarrow et \rightarrow (pleine ou en traits mixtes) : mouvements des masses d'eau après l'interaction. (Les traces grises sur les images sont dues au mouillage des parois au cours de l'écoulement).

($\Delta t = 1,2$ s, $l_1 = 14,5$ cm, champ de la caméra N°1).

- figure 5.18f : à l'arrière du ressaut "ondulé" résultant, une partie de l'énergie de l'onde qui a été générée par la collision des deux fronts propulse une lame d'eau qui escalade la plage.

Dans le cas d'une interaction frontale entre les deux ondes R_b^1 et R_f^2 (collision), chacune des ondes générées se compose sans doute d'une partie transmise d'une des deux ondes et d'une partie réfléchie de l'autre (figure 5.18d) : R_b^{i1} se compose d'une partie transmise de R_b^1 et d'une partie réfléchie de R_f^2 , et R_f^{i1} se compose d'une partie transmise de R_f^2 et d'une partie réfléchie de R_b^1 .

La figure 5.19 présente l'évolution temporelle de la surface libre. On voit nettement sur cette figure les évolutions de R_b^{i1} et R_f^{i1} , dont l'énergie entraîne une partie de la masse

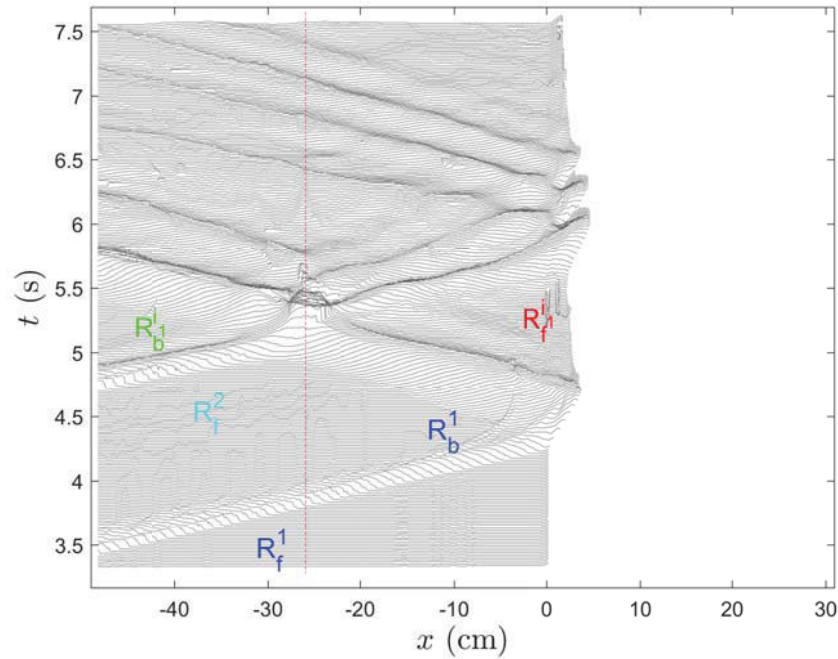


FIGURE 5.19 – Interaction entre deux vagues après réflexion sur la plage : évolution temporelle de la surface libre, chaque courbe correspond au profil de la surface libre pour un temps t fixé (les courbes successives sont décalées les unes des autres, verticalement); R_f^1 : 1^{er} ressaut hydraulique avant sa réflexion sur la plage; R_b^1 : 1^{er} ressaut hydraulique après sa réflexion sur la plage et avant son interaction avec le 2^e; R_f^2 : 2^e ressaut hydraulique; R_f^{i1} : onde transmise suite à la collision avec R_f^2 , se déplaçant vers la plage; R_b^{i1} : onde réfléchie suite à la collision avec R_f^2 , se déplaçant vers les réservoirs; --- : abscisse de l'interaction (collision) entre les deux fronts (plage à 45° , $\Delta t = 1,2$ s).

d'eau à osciller sur la plage. On constate une grande similitude au niveau des phénomènes qui agissent sur la plage et après réflexion sur celle-ci, du point de vue des ondes transmises et des réflexions multiples (figures 5.14 et 5.19). On notera, en particulier, que toutes ces interactions multiples des ondes entre elles, et des ondes avec la plage, génèrent de nouveaux fronts qui se propagent vers la zone (L), $dx_f/dt < 0$, ou vers la zone (S), $dx_f/dt > 0$, dont les vitesses de propagation semblent globalement similaires à celle des deux fronts initiaux. On remarque néanmoins sur la figure 5.19, qu'après la première collision, les courbes représentatives de l'évolution du front $x_f(t)$, R_b^1 et de R_b^{i1} , sont parallèles et décalées l'une par rapport à l'autre. Il en est de même pour R_f^2 et R_f^{i1} . Le décalage indique que l'interaction, bien que rapide, n'est pas instantanée.

5.2.4 Représentation dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(\beta, \Delta t)$

Finalement, quatre cas différents d'interactions entre deux vagues générées par deux ruptures de barrage successives peuvent être répertoriés selon le déphasage Δt et l'angle β de la plage :

- *Interaction I* : $x_i < 0$ (zone (L)), et $dx_{f1}/dt (x_{f1} = x_i) > 0$, $dx_{f2}/dt (x_{f2} = x_i) > 0$,
- *Interaction II* : $x_i > 0$ (zone (S)), et $dx_{f1}/dt (x_{f1} = x_i) > 0$ (*uprush*),
 $dx_{f2}/dt (x_{f2} = x_i) > 0$,

- Interaction III : $x_i > 0$ (zone (S)), et $dx_{f1}/dt (x_{f1} = x_i) < 0$ (*backwash*),
 $dx_{f2}/dt (x_{f2} = x_i) > 0$,
- Interaction IV : $x_i < 0$ (zone (L)), et $dx_{f1}/dt (x_{f1} = x_i) < 0$ (après réflexion),
 $dx_{f2}/dt (x_{f2} = x_i) > 0$,

Ces interactions peuvent être regroupées en deux types :

- interaction de type fusion : les deux vagues se déplacent dans le même sens ; dans le cadre de notre expérimentation, la deuxième vague rattrape la première pendant que celle-ci se déplace dans le sens initial de l'écoulement (sens des $x+$). Les deux premiers cas correspondent à cette situation.
- interaction de type collision : les deux vagues se déplacent en sens contraire ; dans le cadre de notre expérimentation, la deuxième vague vient *percuter* la première vague qui s'est préalablement réfléchi sur la plage. Pour la plage verticale, cette observation n'offre pas de difficulté. Par contre pour les plages faiblement pentues, la lente redescente de la lame d'eau sur la plage masque un peu le moment de l'inversion de l'écoulement au niveau de l'extrémité de la première vague. Les deux derniers cas correspondent à cette situation. Dans le cas d'une interaction sur une plage faiblement pentue, pendant la phase *backwash*, la collision peut-être qualifiée de "*faible*".

Nous nous proposons, dans ce qui suit, d'étudier l'influence des deux paramètres variés de l'expérimentation, à savoir la pente de la plage et le décalage temporel entre les fronts des ressauts hydrauliques successifs qui arrivent dessus.

Contraintes expérimentales

Δt n'est plus ici un paramètre pertinent. En effet, le point d'intérêt de la caméra N°1 à champ étroit varie selon l'inclinaison de la pente β de la plage, celle ci devant rester fixe (pour des raisons de contraintes expérimentales) on doit déplacer O_{sh} . En conséquence, la longueur l_0 – longueur comprise entre la position de la vanne N°1 et la position de la ligne de rivage au repos – (figure 3.1a) varie également en fonction de β , les abscisses des origines du premier, et du deuxième écoulement, respectivement $x_{O_{eclt1}}$ et $x_{O_{eclt2}}$, de même que l'abscisse x_{fd} du fond du canal également. Nous les rappelons ici pour information :

- plage verticale : $x_{O_{eclt1}} \equiv x_{v1} \equiv x_{f1}(0) = -341,7$ cm,
 $x_{O_{eclt2}} \equiv x_{v2} \equiv x_{f2}(0) = -357,3$ cm, et $x_{fd} = -373,1$ cm
- plage à 45 ($\beta = 45^\circ$) : $x_{f1}(0) = -311,8$ cm, $x_{f2}(0) = -322,4$ cm, et $x_{fd} = -343,1$ cm
- plage de pente 1/5 ($\beta = 11,3^\circ$) : $x_{f1}(0) = -260,0$ cm, $x_{f2}(0) = -275,7$ cm,
et $x_{fd} = -291,3$ cm
- plage de pente 1/10 ($\beta = 5,7^\circ$) : $x_{f1}(0) = -274,8$ cm, $x_{f2}(0) = -290,5$ cm ,
et $x_{fd} = -306,4$ cm

En conséquence, pour une même valeur Δt , le déphasage temporel entre la position des fronts à l'entrée de la zone (S) est différent pour des plages de pentes différentes. Pour comparer les différentes mesures entre elles dans la zone (S), nous avons déterminé un paramètre de contrôle Δt^* qui correspond au décalage temporel entre le passage des deux fronts à une position fixe dans le repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, lié à la plage (figure 5.20).

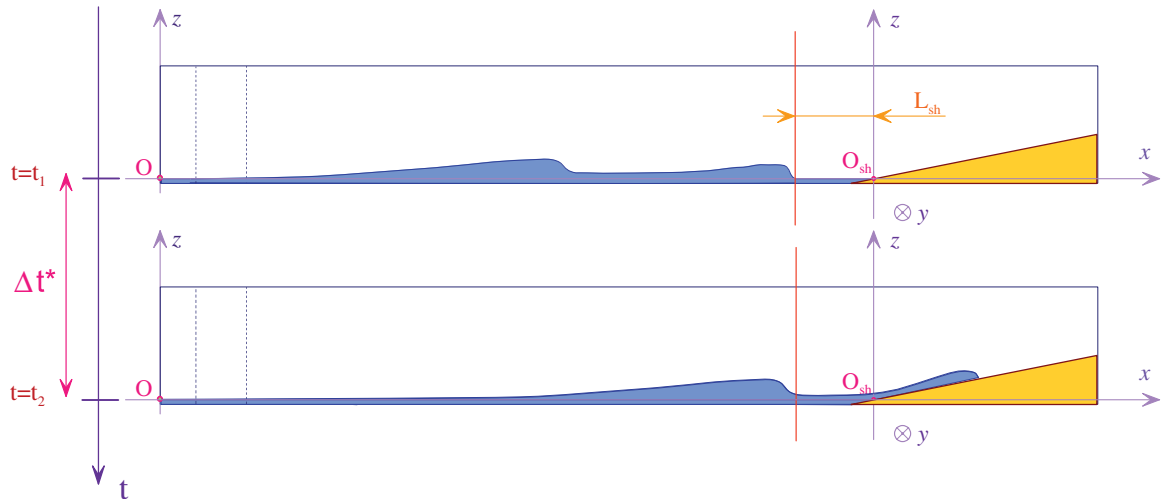


FIGURE 5.20 – Définition du paramètre de contrôle Δt^*

Avec les notations de la figure, on a :

$$\Delta t^* = t_2 - t_1 \quad (5.29)$$

Cette mesure a été faite à l'abscisse $x = -L_{sh} = -150,0$ cm pour qu'à cette position, la plus faible valeur de Δt donne une valeur de Δt^* non nulle, et que la longueur de parcours soit suffisante ($l_{parcours} > 75$ cm) pour que l'écoulement généré par la rupture de barrage se stabilise et se transforme en ressaut hydraulique, quel que soit l'angle β de la plage étudiée et les longueurs l_1 et l_2 des réservoirs N°1 et N°2. Enfin le choix a été fait pour être assez prêt de l'origine O_{sh} et suffisamment en avant de cette position, pour précéder la brisure de pente et donc être dégagé de l'influence du pied de plage.

Représentation dans le plan des paramètres

A l'aide de ce nouveau paramètre Δt^* , nous avons représenté les différents cas d'interactions entre deux vagues, générées par deux ruptures de barrage successives, dans le plan des paramètres $\mathcal{P}(\beta, \Delta t^*)$ (figure 5.21). Sur la figure 5.21 on a tracé deux courbes qui constituent une aide à la lecture de ce diagramme en séparant le plan en trois zones distinctes. (Remarque : les zones sont démarquées par deux lignes, une en traits discontinus et une en traits mixtes, la forme de ces courbes de transition n'étant faite que pour guider l'observation, et ne sont en aucun cas des modèles de transition). En dessous de la courbe à traits discontinus, les valeurs de Δt^* correspondent à la situation pour laquelle la première vague est rattrapée par la deuxième vague, avant d'avoir atteint la plage (*Interaction I*). Au dessus de la courbe en traits mixtes, les valeurs de Δt^* sont suffisamment grandes pour que la première vague se soit complètement réfléchi sur la plage – et que l'écoulement généré en retour se dirige en sens inverse –, avant que la deuxième vague ne l'atteigne (*Interaction IV*). Entre ces deux courbes sont situées les interactions des deux vagues sur la plage, *Interaction II* et *Interaction III*. L'écart entre ces deux courbes (zone grisée sur la figure 5.21), pour une plage d'angle de pente β donné, est corrélé à la durée maximale d'un événement de *swash*. Cette durée est d'autant plus importante que la pente de la plage est faible (élargissement de la zone grisée lorsque β décroît). On peut noter, également corrélé aux observations faites sur la figure 5.21, une forte dissymétrie entre

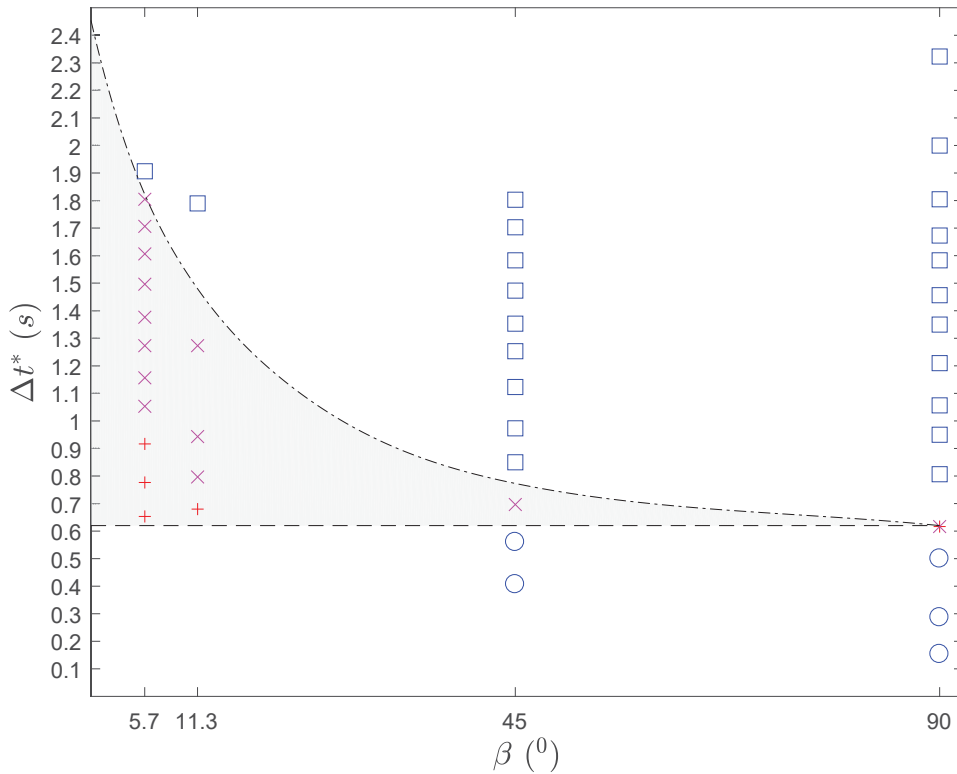


FIGURE 5.21 – Classement des différents cas d’interactions de deux vagues successives, dans l’espace des paramètres $(\beta, \Delta t^*)$. \circ : interaction en avant de la plage ; \square : interaction en avant de la plage, après réflexion de la 1ère vague sur la plage ; $+$: interaction sur la plage pendant la phase *uprush* ; \times : interaction sur la plage pendant la phase *backwash*. Le cas $*$ correspond au cas limite de la plage verticale, où les deux phases sont confondues ; $- \cdot -$ et $- - -$: limite de zones (aides à la lecture).

la durée de la phase *uprush* et de la phase *backwash*, quelle que soit la plage. L’*Interaction II* (symboles $+$ sur la figure 5.21) est alors observé sur un intervalle Δt^* plus petit que l’intervalle d’observation de l’*Interaction III* (symboles \times sur la figure 5.21).

On notera enfin que pour la plage à pente verticale ($\beta = 90,0^\circ$), l’*Interaction II* et l’*Interaction III* ne sont plus observables. Dans ce cas, la durée de la phase *uprush* et *backwash* est quasi nulle, le symbole $*$ indique la superposition de celles-ci.

5.3 Étude des interactions entre deux vagues successives hors plage

5.3.1 Interaction avant réflexion d’une des deux vagues

Dans cette section nous étudions les interactions qui ont lieu entre deux vagues dans la zone (L), avant que le premier front ne soit entré dans la zone (S) : il s’agit d’une interaction de type fusion entre R_f^1 et R_f^2 qui le rattrape. Les observations faites concernent la plage verticale mais restent vraies quel que soit le type de plage.

La figure 5.22 présente l’évolution temporelle de la surface libre (a), et des positions des

5.3. ÉTUDE DES INTERACTIONS ENTRE DEUX VAGUES SUCCESSIVES HORS PLAGES

fronts N°1 et N°2 (b) pour le cas $\Delta t^* = 0,29$ s. On observe (figure 5.22a) que le 2^e front R_f^2

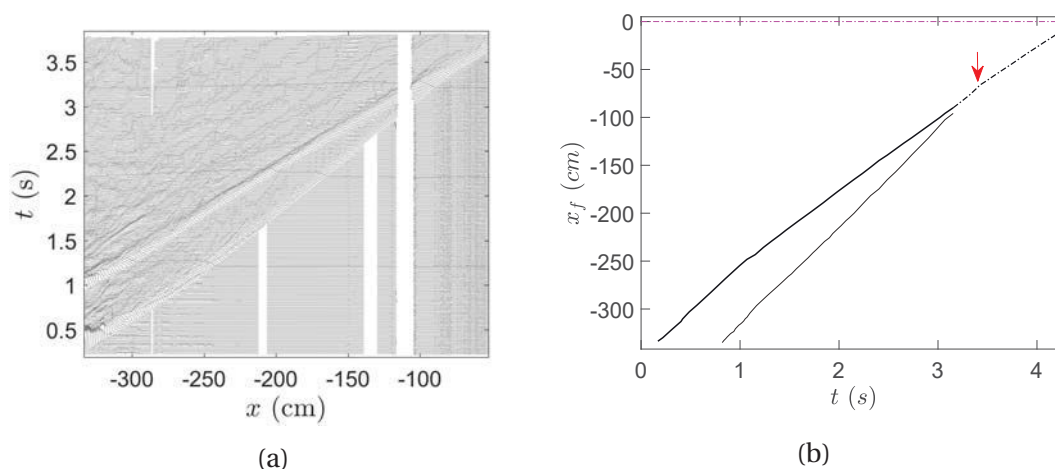


FIGURE 5.22 – Interaction entre deux vagues "avant" la plage (en avant, sens aller) : (a) : Évolution temporelle de la surface libre, chaque courbe correspond au profil de la surface libre pour un temps t fixé (la succession des courbes sont décalées les unes des autres, verticalement); (b) : évolution temporelle des positions des fronts N°1 et N°2 en fonction du temps, — : évolution du premier front en fonction du temps, avant l'interaction avec le deuxième front, - - : évolution du deuxième front en fonction du temps, avant l'interaction avec le premier front, - · - : évolution des fronts après leur interaction commune et avant la réflexion sur la plage verticale, - · - · : position de la plage verticale ($\Delta t^* = 0,29$ s).

rattrape le premier front R_f^1 , se mélange avec lui, et qu'à partir d'une certaine abscisse, les deux fronts n'en forment plus qu'un R_f^{i1} . L'interaction entre les deux fronts R_f^2 et R_f^1 n'est pas instantanée, et les instants ou abscisses bornant cette phase transitoire ne sont pas forcément très faciles à déterminer sur cette simple observation. Nous définissons le point $I_i(t_i, x_i)$ de l'espace spatio-temporel, comme point d'interaction de fusion. Il est probable cependant que l'interaction entre les deux fronts n'est pas instantanée, au moment où les fronts se confondent. Nous choisissons donc ici de définir le point $I_i(t_i, x_i)$ à la fin de l'interaction, i.e. lorsqu'un seul front devient visible sur nos observations. Par ailleurs, cette méthode n'est pas toujours d'une très grande précision, lorsque le ressaut hydraulique ne possède pas un front très "raide" par exemple et, dans ces situations, une certaine extrapolation est nécessaire.

Néanmoins, avec cette définition, on note que R_f^2 rattrape R_f^1 , et interagit avec lui à $t_i \approx 3,4$ s et $x_i \approx -66,0$ cm pour $\Delta t^* = 0,29$ s. De plus, on note que le ressaut qui résulte de cette fusion, R_f^{i1} , subit une décélération brusque, et semble suivre une évolution temporelle qui paraît assez linéaire. La figure 5.23 présente les évolutions dans le temps des positions des deux fronts dans deux autres situations où l'interaction s'effectue avant la plage, pour $\Delta t^* = 0,15$ s et $\Delta t^* = 0,50$ s. On constate la même décélération brusque du front résultant R_f^{i1} dans le cas $\Delta t^* = 0,29$ s (figure 5.23a), mais ce phénomène est moins perceptible dans le cas $\Delta t^* = 0,50$ s (figure 5.23b). Dans ce dernier cas, l'interaction a lieu très près de la plage verticale, ce qui perturbe peut-être la dynamique de l'écoulement.

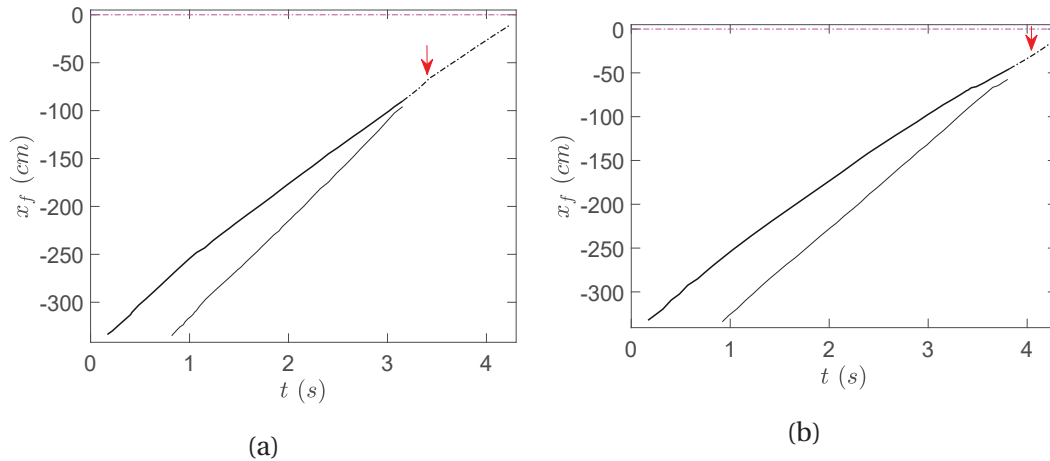


FIGURE 5.23 – Interaction entre deux vagues "avant" la plage : positions des fronts dans le temps. Évolution temporelle des positions des fronts N°1 et N°2 en fonction du temps : (a) : $\Delta t^* = 0,15$ s ; (b) : $\Delta t^* = 0,50$ s, — : évolution du premier front en fonction du temps, avant l'interaction avec le deuxième front, - - : évolution du deuxième front en fonction du temps, avant l'interaction avec le premier front, - · - · : évolution des fronts après leur interaction commune et avant la réflexion sur la plage verticale, - · - · : position de la plage verticale.

Évolution de $\eta(x_0, t)$ à x_0 fixé

La figure 5.24 présente les évolutions de $\eta(x_0, t)$ à x_0 fixé, pour quinze différents x_0 variant de $x_0 \approx -220$ cm à $x_0 \approx -60$ cm, et pour deux valeurs du décalage temporel entre les ouvertures des vannes : (a) pour $\Delta t^* = 0,15$ s, et (b) pour $\Delta t^* = 0,29$ s. Le choix des valeurs de x_0 a été fait pour former un intervalle qui contient les points $I_i(t_i, x_i)$ correspondant aux deux cas d'interaction ($\Delta t^* = 0,15$ s et $\Delta t^* = 0,29$ s), et les encadre de manière suffisamment large pour voir des variations significatives des courbes représentatives de $\eta(x_0, t)$.

L'évolution de $\eta(x_0, t)$ avant fusion a déjà été reportée sur la figure 5.5 (§ 5.1.1). En particulier, deux maxima locaux sont observés, correspondant au passage des deux fronts. Après fusion, on n'observe plus qu'une seule croissance monotone qui culmine en arrivant au maximum global de la courbe : à partir de cet instant les pentes des deux fronts sont alignées pour n'en former plus qu'un, c'est probablement le début de la fusion. On constate (figure 5.24) que cet instant précède légèrement l'instant défini comme "fin de l'interaction de fusion" (profils bleus sur la figure 5.24). Ce décalage, est le temps nécessaire à l'interaction de fusion, pour que les écoulements soient totalement confondus. En relevant les débuts et fins de l'interaction (figure 5.26), on obtient respectivement : $t_{i\text{deb}} \approx 2,3$ s et $t_i \approx 2,9$ s dans le cas où $\Delta t^* = 0,15$ s (a), et $t_{i\text{deb}} \approx 2,9$ s et $t_i \approx 3,5$ s dans le cas où $\Delta t^* = 0,29$ s (b), ce qui donne une durée moyenne de l'interaction égale à : $\delta t \approx 0,5$ s, pour une longueur parcourue environ égale à : $\delta x \approx 45$ cm.

On peut remarquer que la hauteur $h_{R_f^{i1}}$ du front résultant R_f^{i1} est inférieure à la hauteur h_{b2} du 2^e front, avant l'interaction des deux vagues, et également inférieure à la hauteur h_{b1} du 1^{er} front avant la fusion (profils bleus). Elle est légèrement inférieure sur la figure 5.24a, et un peu plus nettement sur la figure 5.24b, et elle semble décroître après une phase "plateau". Cette diminution de $h_{R_f^{i1}}$ par rapport aux hauteurs semble corrélée

5.3. ÉTUDE DES INTERACTIONS ENTRE DEUX VAGUES SUCCESSIVES HORS PLAGES

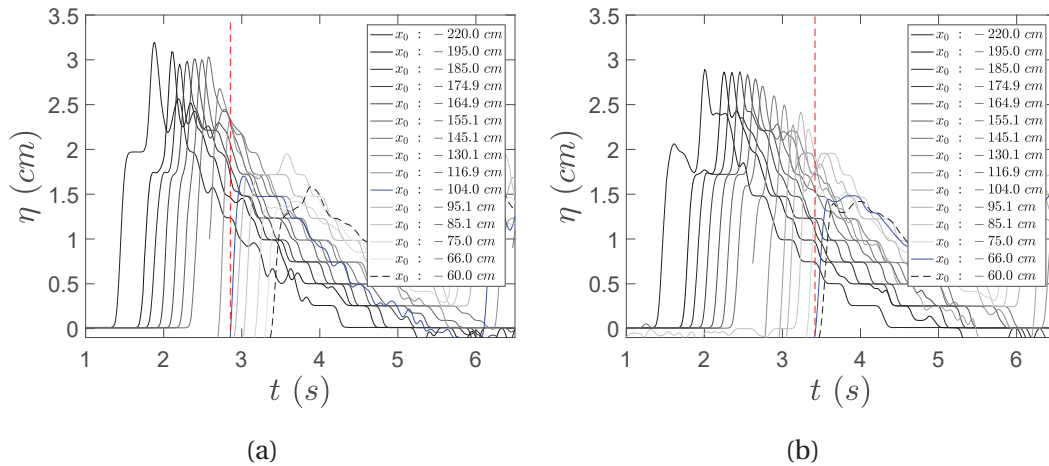


FIGURE 5.24 – Interaction "avant" la plage : variations de $\eta(x_0, t)$.

Courbes d'évolution de $\eta(x_0, t)$ pour quinze abscisses x_0 fixés hors plage : $x_0 = -220,0$, $x_0 = -195,0$, $x_0 = -185,0$, $x_0 = -174,9$, $x_0 = -164,9$, $x_0 = -155,1$, $x_0 = -145,1$, $x_0 = -130,1$, $x_0 = -116,9$, $x_0 = -104,0$, $x_0 = -95,1$, $x_0 = -85,1$, $x_0 = -75,0$, $x_0 = -66,0$, et $x_0 = -60,0$ cm, les quatorze premières dans l'ordre des intensités décroissantes des gris (sauf une particulière en bleue), la dernière en traits discontinus noirs. (a) : $\Delta t^* = 0,15$ s ; (b) : $\Delta t^* = 0,29$ s ; — : courbe particulière de $\eta(x_0, t)$ où se situe la fin de la fusion, (a) pour $x_0 = -104,0$ cm, (b) pour $x_0 = -66,0$ cm ; - - - : abscisse temporelle correspondant à l'instant où les fronts se confondent (plage verticale).

avec l'observation de la décélération brusque de la vitesse du front résultant, en accord avec la modélisation de [Stoker \(1957\)](#) qui relie la hauteur et la célérité du front. Nous mettons en évidence cette évolution de la célérité du front après fusion sur la figure 5.25. En particulier, nous avons représenté les célérités des 1^{er} front R_f^1 , du 2^e front R_f^2 , et du front résultant R_f^{i1} , pour deux mesures : $\Delta t^* = 0,15$ s et $\Delta t^* = 0,29$ s. On remarque très nettement cette brusque variation de la vitesse du front résultant (se produisant dans la zone grisée de la figure 5.25), par rapport à la vitesse juste avant par le 2^e front, qui coïncide avec une brusque diminution de la hauteur du front.

La brusque variation de hauteur du front, juste après que R_f^1 et R_f^2 ont fusionné, est probablement associée à un déferlement de type "déferlement glissant" du 2^e sur le 1^{er}, ou de l'ensemble sur la hauteur d'eau libre devant. Les critères de déferlement ne sont pas faciles à utiliser dans cette situation, car sous leurs différentes formes, ils se réfèrent pratiquement tous à une houle périodique, et font appel à la longueur d'onde de la vague. Cependant, on peut avancer une explication qualitative en considérant que le 2^e front "monte" sur le dos du 1^{er} front, la hauteur totale de la vague s'accroît, et le déséquilibre entre hauteur, célérité et pente à l'avant du front entraîne ce déferlement qui est moins apparent que le déferlement plongeant.

Caractérisation de l'interaction : coefficient de restitution K_{fus}

Dans la suite, nous nous proposons de définir des coefficients, que nous nommons coefficients de restitution, permettant de quantifier ces observations lors de la fusion (diminution de la hauteur et perte de vitesse). Pour cela, nous estimons une hauteur moyenne \bar{h}_{b2} du front R_f^2 sur une distance d'environ 80 cm avant l'interaction (cf. figure 5.24a sur laquelle nous observons que la hauteur du second front est quasi constante sur

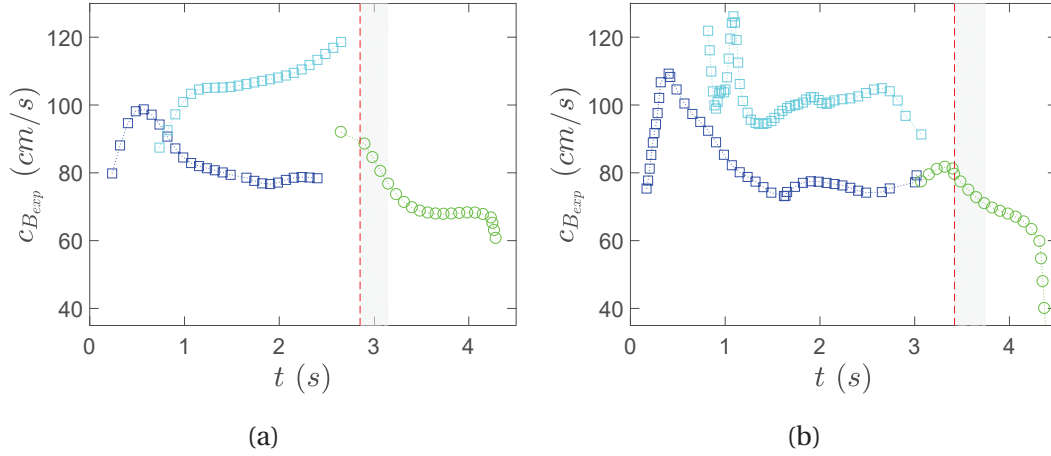


FIGURE 5.25 – Célérité du 1^{er} et du 2^e front et du front résultant "avant" la plage. Courbes d'évolution des vitesses des fronts : \square : célérité du front de R_f^1 , \square : célérité du front de R_f^2 , et \circ : célérité du front de R_f^{i1} ; (a) : pour $\Delta t = 0,4$ s $\Delta t = 0,4$ s; (b) : $\Delta t = 0,5$ s; --- : abscisse temporelle correspondant au moment où les fronts se confondent pendant l'interaction de fusion; la zone grisée correspond à une durée estimée d'interaction (plage verticale).

cette distance), ainsi que la valeur moyenne \bar{h}_{b1} de R_f^1 sur la même longueur de parcours, et une valeur moyenne $\bar{h}_{R_f^{i1}}$ de R_f^{i1} . Nous réalisons ces mesures pour les trois situations obtenues en fusion, i.e. $\Delta t^* = 0,15$ s, $\Delta t^* = 0,29$ s, et $\Delta t^* = 0,50$ s. Avec ces données (tableau 5.1.), nous avons défini les "coefficients de restitution" K_{fus} et K'_{fus} :

$$K_{fus} = \bar{h}_{R_f^{i1}} / \bar{h}_{b2} \quad (5.30)$$

$$K'_{fus} = \bar{h}_{R_f^{i1}} / \bar{h}_{b1} \quad (5.31)$$

également représentés dans le même tableau. Nous avons procédé de même avec les célérités des 1^{er} et 2^e front, et du front résultant. Nous définissons des coefficients similaires

Δt (s)	\bar{h}_{b1} (cm)	\bar{h}_{b2} (cm)	$\bar{h}_{R_f^{i1}}$ (cm)	K_{fus}	K'_{fus}
0,4	4,2	5,2	3,7	0,71	0,88
0,5	3,8	4,9	3,6	0,74	0,95
0,6	3,2	4,1	3,5	0,85	1,09

TABEAU 5.1 – Hauteurs des fronts de deux vagues successives et coefficients de restitution (interaction de type fusion, avant la plage).

à partir de ces célérités :

$$k_{fus} = \bar{c}_{R_f^{i1}} / \bar{c}_{R_f^2} \quad \text{avec : } \bar{c}_{R_f^2} \equiv \bar{c}_{B2} \quad (5.32)$$

$$k'_{fus} = \bar{c}_{R_f^{i1}} / \bar{c}_{R_f^1} \quad \text{avec : } \bar{c}_{R_f^1} \equiv \bar{c}_{B1} \quad (5.33)$$

Ces différentes grandeurs sont regroupées dans le tableau 5.2 (nous avons omis la mesure correspondant à $\Delta t = 0,6$ s car la fusion s'effectuant très près de la plage verticale, il est difficile de déterminer une vitesse stabilisée pour le front résultant).

5.3. ÉTUDE DES INTERACTIONS ENTRE DEUX VAGUES SUCCESSIVES HORS PLAGE

Δt (s)	$\bar{c}_{R_f^1}$ (cm/s)	$\bar{c}_{R_f^2}$ (cm/s)	$\bar{c}_{R_f^{i1}}$ (cm/s)	k_{fus}	k'_{fus}	$c_{B_{th}}$ (cm/s)
0,4	78,6	120	68	0,57	0,87	69,7
0,5	79	104	68	0,65	0,86	68,2

TABLEAU 5.2 – Comparaison des célérités des fronts, et coefficients de restitution (interaction de type fusion, avant la plage).

Nous avons également calculé la vitesse théorique $c_{B_{th}}$ du ressaut hydraulique résultant (tableau 5.2), à partir des valeurs moyennes des hauteurs de part et d'autre du front résultant h_0 et $\bar{h}_{R_f^{i1}}$ (tableau 5.1), en utilisant la relation (2.68) (Stoker (1957)). En comparant cette valeur théorique $c_{B_{th}}$ à $\bar{c}_{R_f^{i1}}$, compte tenu de la précision sur la détermination de $\bar{c}_{R_f^{i1}}$, on remarque un très bon accord des valeurs correspondantes pour les deux mesures $\Delta t^* = 0,15$ s et $\Delta t^* = 0,29$ s. Sous la réserve du petit nombre de cas étudiés, on peut noter que la célérité du ressaut résultant R_f^{i1} suit bien la même loi locale (2.69).

Ainsi pour conclure cette analyse sur l'interaction de fusion, nous présentons les évolutions de x_i et t_i (figure 5.26a) et $K_{fus}, K'_{fus}, k_{fus}$, et k'_{fus} , (figure 5.26b) en fonction de $\Delta t^* \in [0,15;0,50]$ s, dans la gamme des paramètres de notre expérience. Bien que trois cas soient insuffisants pour tirer des conclusions générales très affirmées, on remarque que les durées pendant lesquelles s'effectue cette fusion, et les distances parcourues par l'écoulement sont similaires – pour les paramètres de contrôle h_0, h_1 , et h_2 choisis – : $\delta t \approx 0,5$ s et $\delta x \approx 45$ cm. L'évolution des valeurs de ces instants et abscisses correspon-

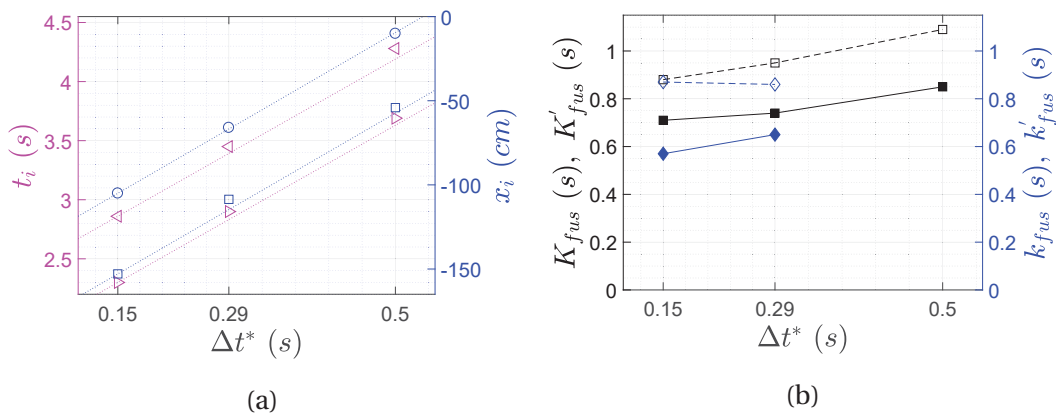


FIGURE 5.26 – Interaction "avant" la plage : synthèse des observations. Interaction de type fusion entre deux vagues successives : (a) : instants et abscisses de l'interaction, \blacktriangle et \triangleleft instants début et fin, \square et \circ abscisses de début et fin, \cdots : deux droites parallèles, la première étant une interpolation linéaire des valeur de $t_{i,deb}$, \dots : deux droites parallèles, la première étant une interpolation linéaire des valeur de $x_{i,deb}$; (b) : coefficients de restitution, \blacksquare K_{fus} , \square K'_{fus} , \blacklozenge k_{fus} , \whitebox k'_{fus} .

nant au début de fusion, en fonction du décalage temporel initial entre les ouvertures des vannes, semble à peu près linéaire : ce qui peut s'expliquer par une vitesse du 2^e front à peu près constante, en première approximation. Les coefficients de restitutions, $K_{fus}, K'_{fus}, k_{fus}$, et k'_{fus} , sont globalement constants avec peut être une légère augmentation avec Delta t. Leur valeur inférieure à 1 indique une dissipation lors de l'interaction

(liée au déferlement), celle ci pourrait être plus importante pour les configurations à faible Δt^* .

5.3.2 Interaction après réflexion de la première vague

La figure 5.27 présente l'évolution temporelle de la surface libre (a), et des positions du fronts N°1 et N°2 (b) en fonction du temps pour $\beta = 45^\circ$ et $\Delta t^* = 1,35$ s. Nous avons précisé sur la figure 5.27b l'abscisse $x = 0$ correspondant à la ligne de rivage au repos, ainsi que la position du "pied de plage". La première remarque que nous pouvons faire sur cette figure est que l'interaction de collision engendre des ondes multiples se déplaçant vers la plage ou vers le large, contrairement à l'interaction de fusion que ne génère qu'une onde se déplaçant dans le même sens que les deux vagues dont elle est issue.

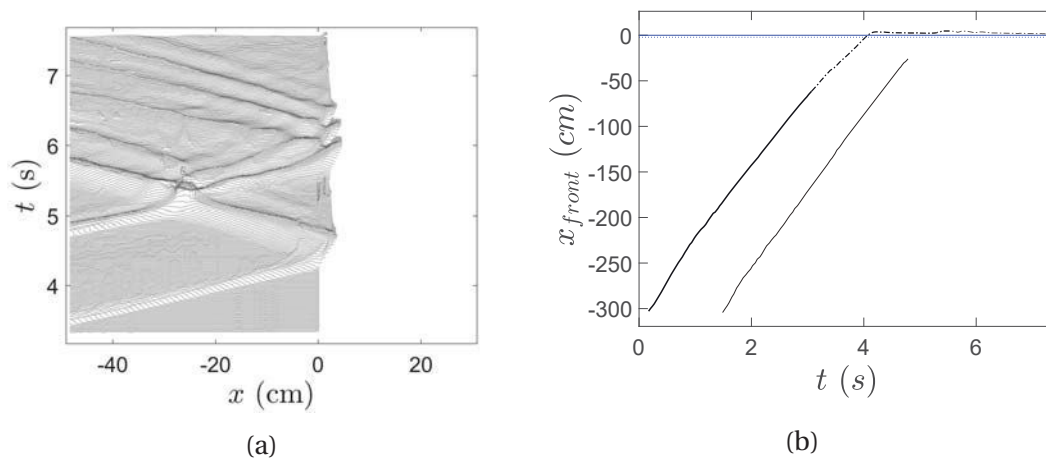


FIGURE 5.27 – Interaction "hors" plage, après réflexion du 1^{er} ressaut hydraulique sur la plage : (a) : évolution temporelle de la surface libre, chaque courbe correspond au profil de la surface libre pour un temps t fixé (les courbes successives sont décalées les unes des autres, verticalement); (b) : évolution temporelle des positions des fronts N°1 et N°2 en fonction du temps, — : évolution du premier front en fonction du temps, avant l'interaction avec le deuxième front, - - : évolution du deuxième front en fonction du temps, avant l'interaction avec le premier front, - · - : évolution du front résultant en fonction du temps, après interaction, avant qu'il n'ait atteint la position la plus élevée sur la plage (avant l'atteinte du *run-up*), - · - : évolution du front résultant en fonction du temps, après l'interaction des deux premiers fronts, après l'atteinte du *run-up*, - · - : position de la ligne de rivage, ···· : position du pied de plage ($\beta = 45^\circ$, $\Delta t^* = 1,35$ s).

On peut remarquer qu'à la suite de la collision entre les deux fronts l'onde R_f^{i1} se déplace de manière telle que l'extrémité du front de cette masse d'eau "escalade" la plage, redescend, puis remonte plusieurs fois, de moins en moins haut, avant que le phénomène ne s'amortisse totalement. Ce phénomène génère également des ondes multiples. En effet chaque fois que la masse contenue dans la lame d'eau redescend de la plage, elle génère une onde qui semble avoir des caractéristiques de déplacements similaires à la première réflexion de R_b^1 (crêtes des ondes sensiblement parallèles sur le diagramme spatio-temporel (figure 5.27a)). En redescendant de la plage avec une certaine vitesse, la masse d'eau, s'accumule, et génère une onde réfléchiée par la plage qui a les caractéristiques d'un ressaut hydraulique se déplaçant vers les réservoirs. En même temps qu'il y a formation de ce ressaut, une onde de "détente" se propage vers l'arrière entraînant la formation

d'une lame d'eau qui "escalade" à nouveau la plage, mais moins haut. Ce processus se reproduit plusieurs fois jusqu'à amortissement complet du phénomène, formant un ensemble d'ondes réfléchies multiples, sensiblement parallèles, très visibles sur la figure 5.27a. Pour information, l'évolution temporelle de R_f^1 et R_f^2 est tracée sur la figure 5.27b avant collision. Le suivi des fronts après collision, et à cause de la génération multiples d'ondes mentionnée précédemment, le suivi individuel des fronts générées au cours du temps, est plus complexe, et n'est pas l'objectif de cette étude. Nous nous focaliserons sur la dynamique avant la première collision entre R_b^1 et R_f^2 .

Dans cette section, les interactions ne sont plus indépendantes de la plage, les pentes des plages ayant des effets différents sur l'onde réfléchie R_b^1 , la collision avec R_f^2 en est nécessairement impactée. Ces interactions vont donc dépendre a priori de deux paramètres : la pente de la plage contrôlée par β , et le décalage temporel entre les fronts R_f^1 et R_f^2 qui, compte-tenu des contraintes expérimentales – distances des pieds de plages aux réservoirs variables (§ 5.2.4) –, sera nécessairement Δt^* . Pour illustrer l'influence de la plage, la figure 5.28 présente deux exemples qui encadrent le cas de plage déjà présenté, $\beta = 45^\circ$ (figure 5.27a), une plage plus pentue pour laquelle $\beta = 90^\circ$ (figures 5.28 (a) et (c)), et une plage moins pentue pour laquelle $\beta = 11,31^\circ$ (figures 5.28 (b) et d), pour des valeurs quasi-similaires de $\Delta t^* \sim 1,6$ s.

On remarque que pour le cas $\beta = 45^\circ$ (figure 5.28a) et $\beta = 90^\circ$ (figure 5.27a), les interactions semblent similaires : elles sont "fortes" avec une brusque élévation de l'interface libre formant comme une sorte de "bosse", très localisée, et génèrent des ondes réfléchies ou transmises multiples. Dans ces deux cas également, comme nous l'avons déjà mentionné à la section précédente (§ 5.2.3), R_b^1 et R_b^{i1} sont légèrement décalés, de même que R_f^2 et R_f^{i1} , ce décalage étant probablement lié à la durée de l'interaction. Dans le cas $\beta = 11,31^\circ$ au contraire (figure 5.28b), l'interaction semble difficile à localiser : les deux fronts incidents R_f^1 et R_f^2 ainsi que le front transmis R_f^{i1} sont bien visibles, alors que R_b^{i1} ne "réapparaît" qu'assez loin de l'endroit supposé de la collision, et le front R_b^1 n'est quasiment pas discernable. Comme pour les cas précédents ($\beta = 90^\circ$ ou $\beta = 45^\circ$), les fronts R_f^2 et R_f^{i1} sont parallèles et légèrement décalés, mais avec une transition plus douce et plus continue au niveau de ce qui pourrait être la zone d'interaction correspondant à la "collision faible" de R_f^2 et R_b^1 : $-50 \text{ cm} \leq x_f \leq -25 \text{ cm}$. La difficulté à discerner un front R_b^1 signifie que la masse d'eau qui se déplace vers les réservoirs est beaucoup moins énergétique lorsqu'elle rencontre R_f^2 que dans les cas précédents ; l'apparition tardive de R_b^{i1} , à l'inverse de R_f^{i1} , montre quant à elle que le front résultant R_f^{i1} semble plus "fort" que le front résultant R_b^{i1} , la part transmise de R_f^2 étant sans doute plus importante que dans le cas où $\beta = 90^\circ$ ou même $\beta = 45^\circ$.

Ces observations mettent en évidence la différence fondamentale de dynamique des ondes entre une plage réfléchive (forte pente) et dissipative (faible pente), et plus particulièrement l'incidence sur la réflexion de la première vague, modifiant ainsi son interaction avec la deuxième. Une conséquence particulière est que le maximum local $\eta_{Max} \approx 5,7$ cm atteint dans le cas $\beta = 45^\circ$ est très différent de celui $\eta_{Max} \approx 3,9$ cm atteint dans le cas $\beta = 11,31^\circ$, mais assez proche de celui atteint par $\eta_{Max} \approx 5,8$ cm atteint dans le cas $\beta = 90^\circ$ (figure 5.28c). Une analyse plus complète et plus systématique de la localisation spatiale et temporelle de cette interaction, ainsi que de l'importance de η_{Max} , en fonction de β et

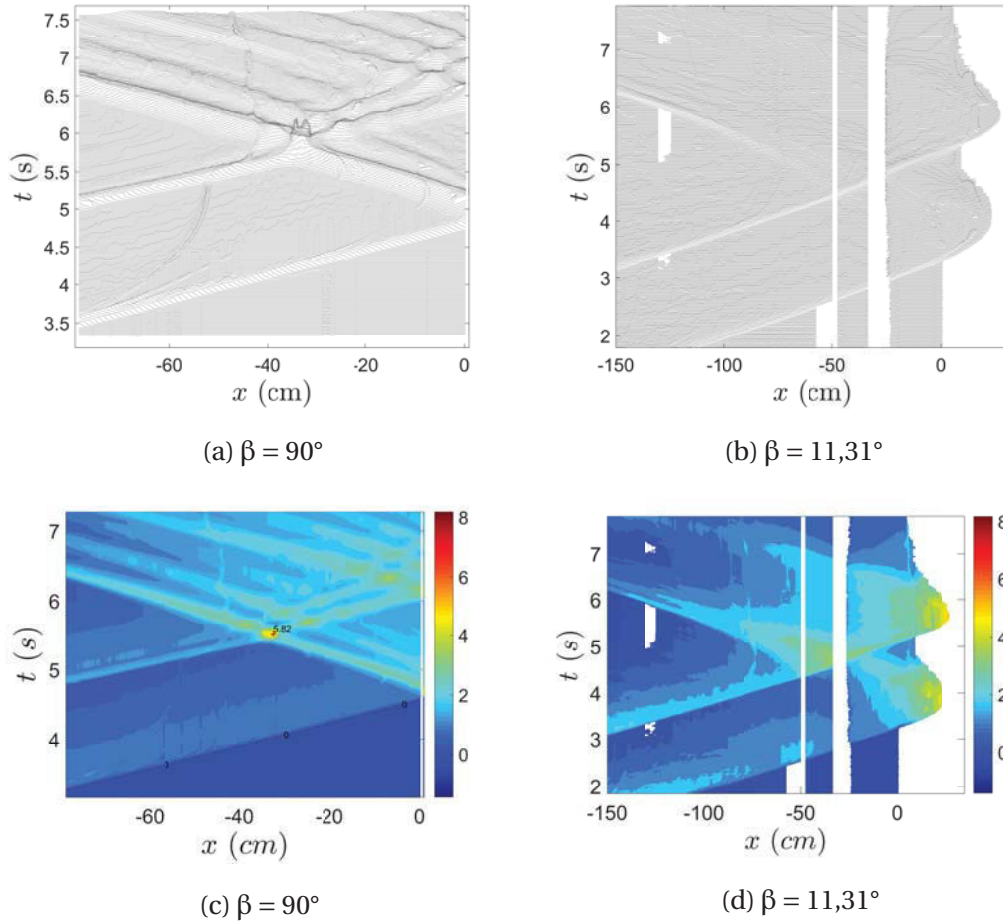


FIGURE 5.28 – Interaction "hors" plage, après réflexion du 1^{er} ressaut hydraulique sur la plage : effet de la pente. (a) et (c) : plage verticale ($\beta = 90^\circ$) et $\Delta t^* = 1,58$ s ; (b) et (d) : plage de pente 1/5 ($\beta = 11,31^\circ$) et $\Delta t^* = 1,79$ s.

Δt^* , est présentée un peu plus loin.

Évolution de $\eta(x_0, t)$ à x_0 fixé

La figure 5.29 présente les évolutions de $\eta(x_0, t)$ à x_0 fixé, pour neuf différents x_0 variant de $x_0 \approx -65$ cm à $x_0 \approx -5$ cm et pour trois types de plage : la plage verticale, la plage à 45° , et la plage de pente 1/5 ($\beta = 11,31^\circ$). Pour les deux premières plages, deux cas avec deux décalages temporels différents Δt^* sont présentés : $\Delta t^* \approx 1,1$ s s (5.29a) et (5.29c) d'une part, et $\Delta t^* \approx 1,6$ s (5.29b) et (5.29d) d'autre part. Pour la troisième plage, le seul cas d'interaction de type collision, dans la zone (L), est obtenue pour $\Delta t^* \approx 1,8$ s s (5.29e), dans la gamme des paramètres considérés dans cette étude. Le choix des valeurs de x_0 est plus limité que dans la section précédente, pour améliorer le lisibilité des sous-figures. En conséquence les valeurs retenues ne sont pas toutes identiques pour les cinq cas étudiés, sauf les trois premières et la dernière de l'intervalle parcouru. Chaque cas étudié contient une valeur particulière de x_0 en laquelle la courbe $\eta(x_0, t)$ atteint un maximum local (courbe bleue).

5.3. ÉTUDE DES INTERACTIONS ENTRE DEUX VAGUES SUCCESSIVES HORS PLAGE

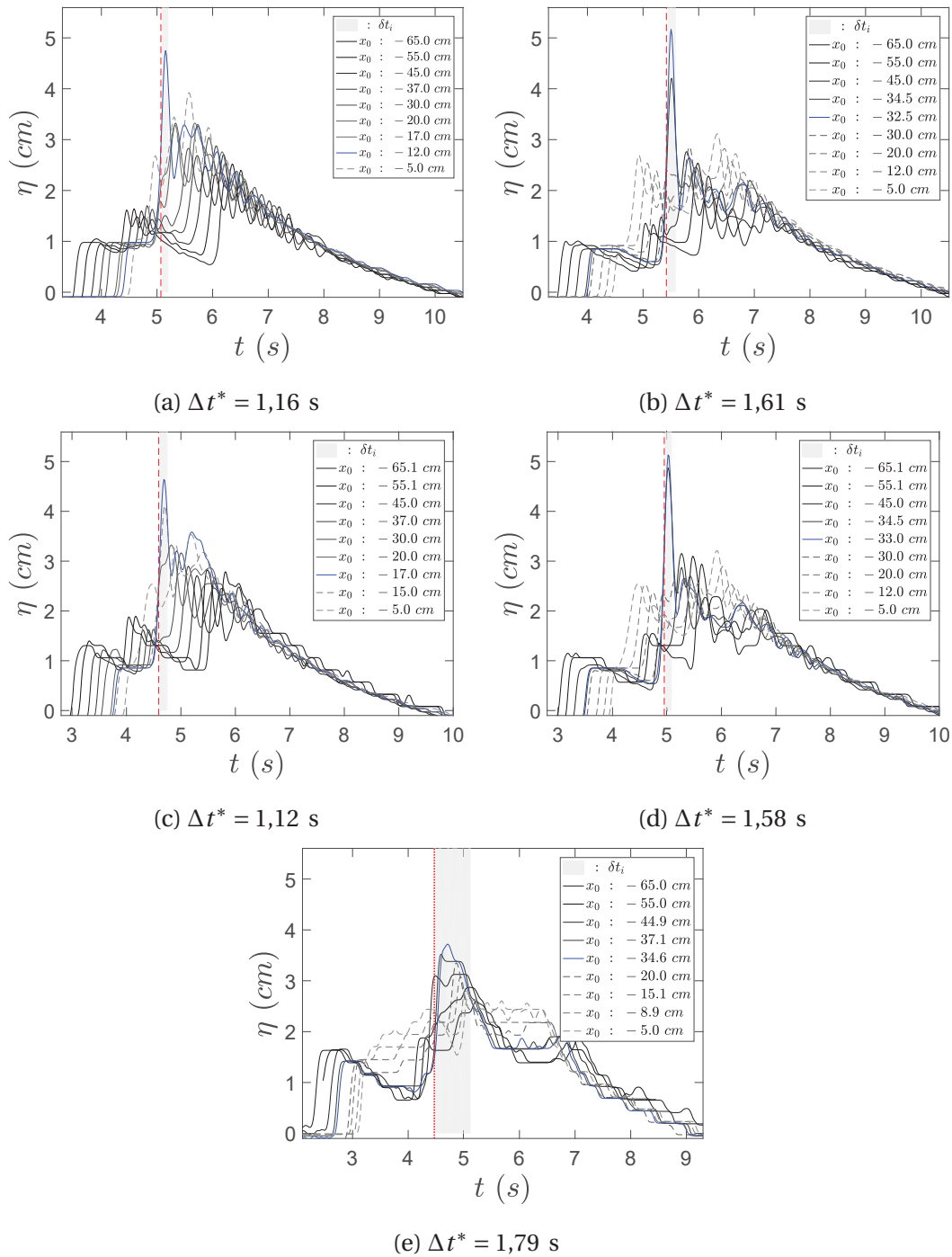


FIGURE 5.29 – Interaction "hors" plage, après réflexion du 1^{er} ressaut hydraulique sur la plage : variations de $\eta(x_0, t)$. Courbes d'évolution de $\eta(x_0, t)$ pour neuf abscisses x_0 fixées hors plage : $-65,0 \leq x_0 \leq -5,0$ cm, et pour trois types de plage. Dans chaque sous-figures, les courbes d'évolution de $\eta(x_0, t)$ ont des intensités décroissantes de gris (sauf une particulière en bleue) dans l'ordre des x_0 croissants (en se rapprochant de la ligne de rivage) : lignes continues pour $x_0 \leq x_i$, lignes discontinues pour $x_0 > x_i$; de haut en bas : plage verticale (a) et (b), plage à 45° (c) et (d), et plage de pente 1/5 (e); — : courbe particulière de $\eta(x_0, t)$ où se situe l'interaction de type collision, et pour laquelle $\eta(x_0, t)$ atteint un maximum local, (a) pour $x_0 = -12,0$ cm, (b) pour $x_0 = -32,5$ cm; $\eta(x_0, t)$ atteint un maximum local, (c) pour $x_0 = -17,0$ cm, (d) pour $x_0 = -33,0$ cm et (e) pour $x_0 = -34,6$ cm; - - - : abscisse temporelle de l'interaction de type collision (plage verticale et à 45°); ···· : abscisse temporelle "estimée" de l'interaction de type collision pour la plage de pente 1/5 (zones grisées correspondant à la durée estimée de l'interaction).

A la différence de l'interaction de type fusion, chaque courbe de la figure 5.29 (a), (b), (c), et (d), correspondant à un cas donné (β et Δt^* donnés), et pour un x_0 fixé dont la valeur est inférieure à l'abscisse de la collision ($x_0 < x_{0coll}$), comporte trois parties principales. En effet, x_0 voit passer devant lui, successivement, R_f^1 , puis R_f^2 , avant de voir passer en sens inverse R_b^{i1} . Les deux premières phases sont similaires à ce qui a déjà été rapporté à la figure 5.24 (§ 5.3.1). La troisième phase, intéressante à observer ici, correspond à la variation de $\eta(x_0, t)$, suite à la collision des deux fronts. Pour cette phase, la courbe $\eta(x_0, t)$ qui avait décru après le passage de R_f^2 présente une troisième croissance très rapide qui aboutit à un troisième maximum local, généralement bien supérieur aux deux premiers. Ce maximum, généralement maximum global, est suivi ensuite par une décroissance accompagnée de fortes oscillations, jusqu'à revenir à $\eta(x_0, t) \approx 0$. Au fur-et-à-mesure que l'on choisit un x_0 qui se rapproche de l'abscisse où a lieu la collision, et où elle atteint son maximum, la durée de la deuxième phase se raccourcit pour ne faire qu'une avec la troisième phase pour x_0 correspondant au maximum de la collision.

Sur la figure 5.29, l'interaction de collision se manifeste par le fait que l'ordre des dégradés de gris entre les deux premières parties des courbes, passage de R_f^1 , puis R_f^2 , et la troisième, passage de R_b^{i1} , est inversé.

Pour les valeurs de x_0 supérieures à l'abscisse de la collision ($x_0 > x_{0coll}$), la courbe ne comporte plus que les deux premières parties – x_0 ne voit plus passer devant lui que R_f^1 , puis R_b^1 – décrites ci-avant avec une décroissance de la deuxième partie également fortement perturbée, généralement par la proximité de la plage. La figure 5.29e est plus confuse, bien que respectant à peu près la même chronologie.

L'instant t_{ideb} correspondant au début de l'interaction de type collision est indiqué sur la figure 5.29 (a), (b), (c), et (d) (droite verticale en traits mixtes rouges); l'instant de fin d'interaction t_{ifin} coïncide à peu près avec l'instant où la courbe particulière de $\eta(x_0, t)$ atteint un maximum local (la méthode utilisée pour estimer les instants t_{ideb} et t_{ifin} est décrite à l'annexe A.3.2). Comme à la section précédente (§ 5.3.1), et comme déjà noté à propos de la figure 5.19, l'interaction entre les deux vagues n'est pas instantanée, bien que généralement plus courte dans ce dernier cas. Sur la figure 5.29, on remarque que pour les deux premiers types de plage, la plage verticale ((a) et (b)) et la plage à 45° ((c) et (d)), les durées de l'interaction δt_i sont comprises entre $0,08s \leq \delta t_i \leq 0,17s$, soit entre 3 et 6 fois plus courtes que dans le cas de l'interaction de fusion. De plus, ce temps δt_i (zones grisées sur la figure 5.29), semble augmenter lorsque β diminue. L'effet de la dissipation de la première vague sur la plage lors de sa réflexion jouerait donc un rôle sur cette interaction. Nous pouvons donc supposer que la dissymétrie énergétique des deux vagues entrant en collision impacte l'interaction. Il est à noter que le maximum local au point de collision (courbes bleues sur la figure 5.29) dépend également de cette interaction, avec une forte diminution de ce maximum lorsque β décroît. Encore une fois, l'interaction dépend de l'énergie de l'onde réfléchi de la première vague R_b^1 , qui dépend fortement de la pente de la plage.

On remarque que les parties arrières des courbes $\eta(x_0, t)$ présentent toutes une décroissance similaire aux temps longs quelle que soit la position $x_0 \in [-65, -5]$ cm. (figure 5.29). Cette observation traduit la génération d'une onde de relaxation longue, typiquement

une onde de bassin, en plus d'ondes courtes correspondant aux réflexions multiples de la vague sur la plage (oscillation des courbes après le point de collision sur la figure 5.29). Les ondes courtes ont un caractère fortement dispersif, et entraînent une atténuation ("lissage") des ondulations. L'onde longue est la conséquence de l'interface libre qui se "creuse" en dessous du niveau $\eta = 0$, par moments, lorsque il y a accumulation d'eau au niveau de la plage et par voie de conséquence "manque" d'eau au niveau des réservoirs". La zone des réflexions multiples correspond à la zone délimitée par les crêtes de R_f^1 et R_b^1 (figure 5.19).

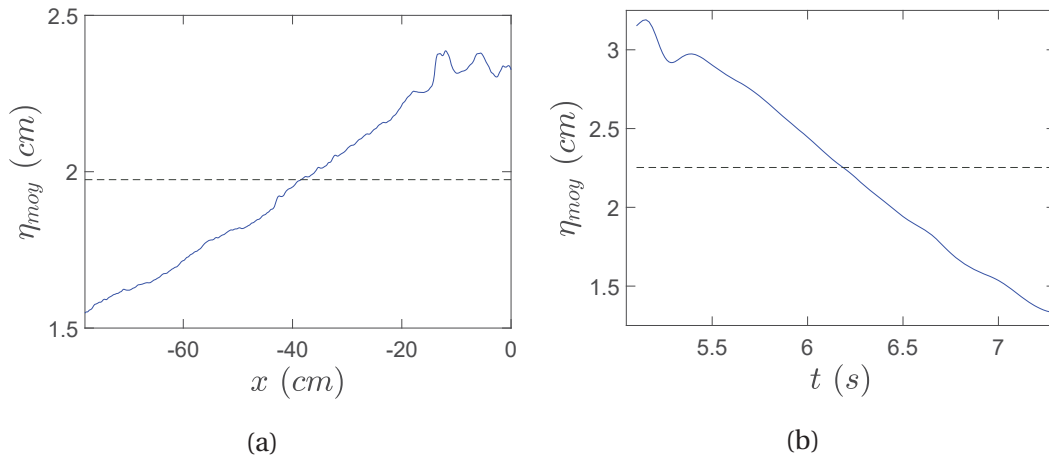


FIGURE 5.30 – Hauteur moyenne de la zone d'interférences multiples : interaction "après" la plage. (a) : η_{moy} en fonction de x ; (b) : η_{moy} en fonction de t ($\Delta t = 1,0$ s, plage verticale).

La figure 5.30 présente les évolutions η_{moy} calculées au niveau de cette zone, soit en fonction de l'abscisse x (a), soit en fonction du temps t (b). On remarque que le niveau moyen de l'eau, dans cette zone, est plus important près de la plage (a), la moyenne pour l'ensemble de la zone valant $\eta_{moy} \approx 2,0$ cm, mais que ce niveau décroît progressivement dans le temps, sans parvenir à retrouver son état d'équilibre, sur la durée de l'observation. Cette variation est un indicateur de cette onde longue.

Caractérisation de l'interaction

Dans cette section, nous nous proposons de préciser les positions et moments de l'interaction, ainsi que la valeur maximale locale atteinte par l'interface libre, lors de cette collision, en fonction de Δt^* , et de β . La détermination des coordonnées spatiales et temporelles des début, fin, ou position moyenne de celle-ci, dépend de la pente de la plage, et est précisée à l'annexe A.3.2.

Pour pouvoir comparer les deux instants $t_{i_{moy}}$ où s'effectue l'interaction de type collision entre les deux vagues, entre deux plages différentes mais pour une même valeur de Δt^* , compte tenu des contraintes expérimentales déjà évoquées (voir figure 5.20, § 5.2.4), nous avons fait un changement de repère temporel :

$$t^* = t - t_{sh} \quad (5.34)$$

où t représente le temps absolu utilisé jusqu'ici (pour lequel on a : $t = t_0 = 0$ au moment de la levée de la première vanne), et t_{sh} l'instant exprimé dans le repère des temps absolus correspondant au passage du 1^{er} front de R_f^1 à l'abscisse $x = -L_{sh} = -150,0$ cm (figure 5.20). Pour les mêmes raisons, la hauteur maximale atteinte lors de la collision est adimensionnée par η^* , définie comme la hauteur du premier front lorsqu'il passe à l'abscisse $x_L = -L_{sh}$ (voir annexe A.3.3). Ces précautions prises, nous avons représenté (figure 5.31) les cordonnées spatiales (a) et temporelles (b) de l'interaction de collision, ainsi que la valeur maximale non dimensionnelle η_{Max}/η^* atteinte localement par l'interface libre au cours du déroulement de l'interaction (c), en fonction de Δt^* , pour trois valeurs de β : $\beta = 90^\circ$, $\beta = 45^\circ$ et $\beta = 11,31^\circ$. Pour la dernière pente, seules deux mesures ont pu être collectées; les étendues et durées sur lesquelles se sont effectuées les interactions sont représentées sur la figure 5.31(a) et (b).

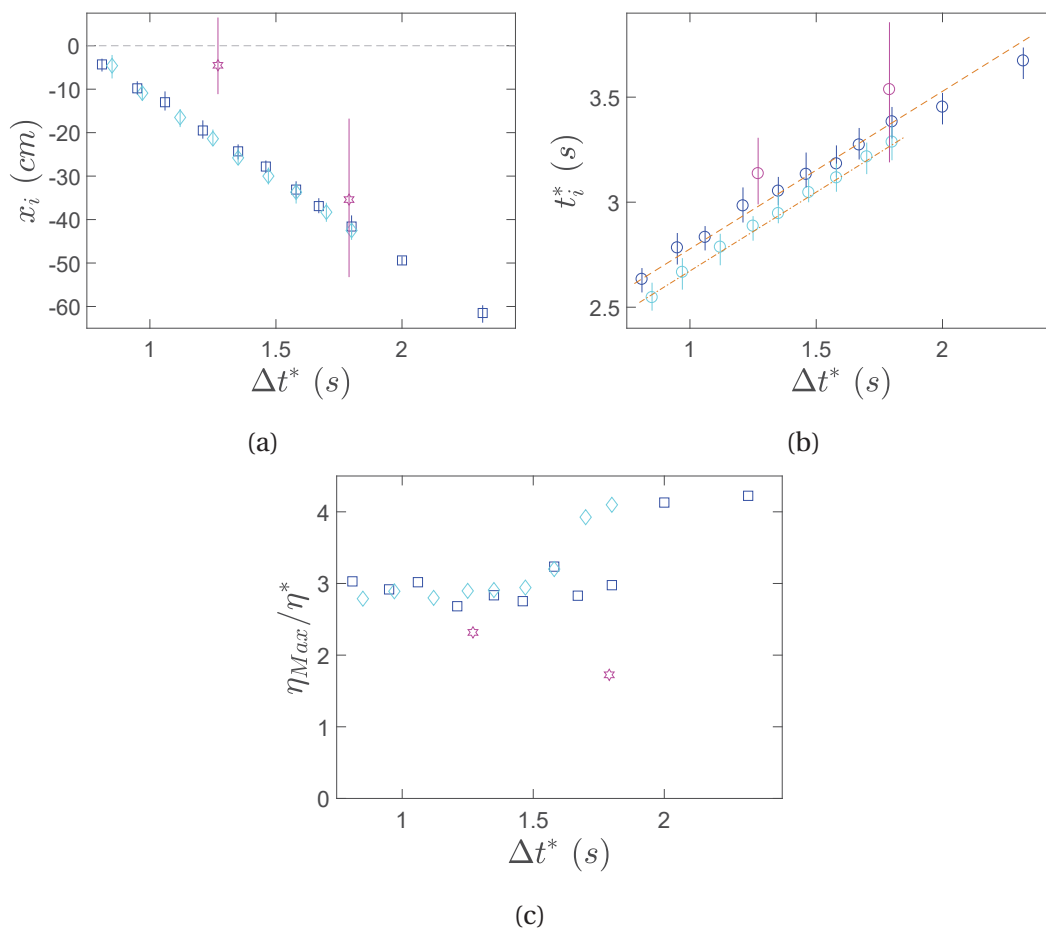


FIGURE 5.31 – Interaction "après" la plage : synthèse des observations. Interaction de type collision entre deux vagues successives : (a) : abscisse spatiale de l'interaction et distance moyenne sur laquelle s'effectue l'interaction, \square : plage verticale, \diamond : pour la plage verticale à 45° , \star : pour la plage de pente 1/5; (b) : instant moyen (cercle) de l'interaction et durée de l'interaction (barres verticales), \circ : pour la plage verticale, \circ : pour la plage verticale à 45° , \circ : pour la plage de pente 1/5 ($\beta = 11,31^\circ$); (c) : valeur de maximale atteinte par l'interface libre – localement au moment de la collision–, \square : plage verticale, \diamond : pour la plage verticale à 45° , \star : pour la plage de pente 1/5; --- : position de la ligne de rivage; -.- : hauteur théorique du 1^{er} ressaut hydraulique, au dessus de la SWL ($\eta_{b1} = h_{b1} - h_0$); -.- et -.- : deux droites parallèles, la première interpolant les positions $t_{i_{moy}}$ pour la plage à 45° , la deuxième parallèle passant par la première valeur de $t_{i_{moy}}$ pour la plage verticale (aide à la lecture).

5.3. ÉTUDE DES INTERACTIONS ENTRE DEUX VAGUES SUCCESSIVES HORS PLAGE

Sur la figure 5.31 on constate que les abscisses spatiales $x_{i_{moy}}$ (a) et les ordonnées temporelles $t_{i_{moy}}$ (b), varient linéairement en fonction de Δt^* pour les plages verticale et à 45° (pour la plage de pente 1/5, deux points ne permettent pas de se prononcer). La variation $x_{i_{moy}}$ en fonction de Δt^* – inversement proportionnelle – est particulièrement rectiligne, et les positions de $x_{i_{moy}}$ sont quasiment identiques pour les deux premières plages. La variation $t_{i_{moy}}$ en fonction de Δt^* est moins régulière que la variation $x_{i_{moy}}$ en fonction de Δt^* , mais semble néanmoins à peu près linéaire, et de fait un peu plus pour la plage à 45° que pour la plage verticale, sur l'intervalle observé. Les instants $t_{i_{moy}}$ correspondant au moment médian des interactions sont proches, pour un même Δt^* , mais non confondus. On note également que pour le même Δt^* , l'instant moyen $t_{i_{moy}}$ correspondant à l'interaction apparaît un peu plus tôt pour la plage à 45° que pour la plage verticale. Par exemple, pour $\Delta t^* = 1,35$ s, l'instant moyen correspondant à l'interaction apparaît à $t_{i_{moy}} = 2,95$ s pour la plage à 45° contre $t_{i_{moy}} = 3,05$ s pour la plage verticale, soit une différence d'environ 0,1 s entre deux mesures effectuées avec le même décalage temporel entre les fronts de R_f^1 et R_f^2 lorsqu'ils passent à $x = -150,0$ cm.

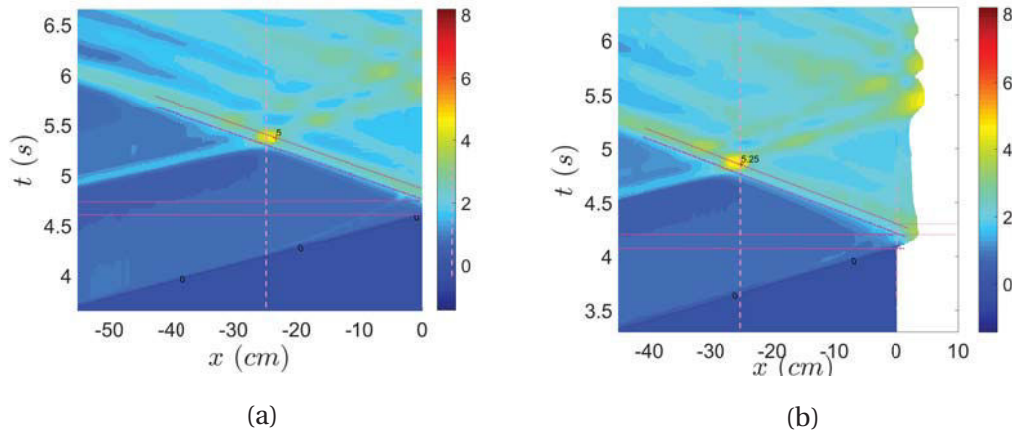


FIGURE 5.32 – Évaluation du temps nécessaire à la réflexion : cas particulier. Exemple d'évaluation dans le cas où $\Delta t^* = 1,35$ s, pour deux plages différentes : (a) : $\beta = 90^\circ$ (plage verticale); (b) : $\beta = 45^\circ$.

$x_{i_{moy}}$ et $t_{i_{moy}}$ varient linéairement avec Δt^* car, pour une même plage (même β), l'instant et la position de l'interaction sont seulement dépendants de R_f^2 , donc du décalage temporel entre les fronts. Pour une même valeur de Δt^* , la différence entre les différents β est seulement due au temps nécessaire à la réflexion sur la plage (très similaire pour des plages très réfléchives, mais différent avec une plage dissipative).

La figure 5.31c présente les valeurs de $\eta(x, t)$ qui atteignent un maximum local η_{Max} au moment de la collision (la "bosse" dans le cas des deux premières plages). On peut noter, tout d'abord, que la hauteur maximale atteinte est bien supérieure (plus de 3 fois supérieure à R_f^1) à la hauteur qu'ont le 1^{er} puis le 2^e front quand ils arrivent en vis-à-vis, ce que l'on peut vérifier sur la figure 5.18c dans un cas particulier. La tendance générale pour la plage verticale et pour la plage à 45° semble – sur l'intervalle observé – une augmentation soudaine de η_{Max} lorsque Δt^* augmente. Cette transition abrupte autour de $\Delta t^* \sim 1,5$ s relie deux valeurs de η_{Max}/η^* quasi indépendantes de Δt^* dans la gamme des paramètres considérée. Nous attribuons cette transition à la nature de l'interaction de collision ou plus particulièrement à la symétrie de R_f^2 et R_b^1 . Une symétrie parfaite est obtenue dans le

cas grand β et grand Δt^* . En effet, nous pouvons avoir une perte de symétrie pour deux raisons : dissipation de la première vague lors de sa réflexion sur la plage (influence de β) mais également par proximité de la plage par effet de bord (influence de Δt^*). la conséquence est dans tous les cas une diminution de la valeur η_{Max}/η^* lorsque β diminue et Δt^* diminue (voir figure 5.31c).

5.4 Étude des interactions entre deux vagues successives sur la plage

La figure 5.33 présente l'évolution temporelle de la surface libre (a), et des positions des fronts N°1 et N°2 (b) en fonction du temps, pour $\Delta t^* = 0,7s$ et $\beta = 45^\circ$. Dans cet exemple, l'interaction se produit en phase de *backwash*, il s'agit donc d'une collision, mais sur la plage contrairement au cas décrit dans la section 5.3.2. De fortes similarités sur la génération d'ondes multiples et d'interaction multiples sont observées. En revanche, l'interaction reste localisée dans la zone (S), ainsi une fois le processus d'oscillation de la lame d'eau sur le plan incliné atténué, les ondes générées repartent vers la zone (L) sans revenir sur la plage.

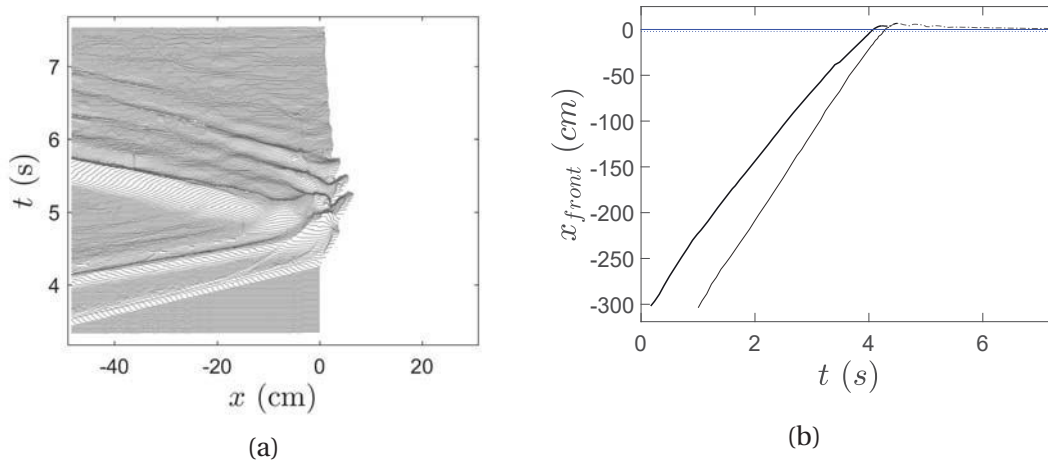


FIGURE 5.33 – Interaction entre deux vagues "sur" la plage : (a) : Évolution temporelle de la surface libre, chaque courbe correspond au profil de la surface libre pour un temps t fixé (la succession des courbes sont décalées les unes des autres, verticalement); (b) : évolution temporelle des positions des fronts N°1 et N°2 en fonction du temps, — : évolution du premier front en fonction du temps, avant l'interaction avec le deuxième front, - - : évolution du deuxième front en fonction du temps, avant l'interaction avec le premier front, ···· : évolution du front résultant en fonction du temps, après interaction, avant qu'il n'ait atteint la position la plus élevée sur la plage (avant l'atteinte du *run-up*), - · - : évolution du front résultant en fonction du temps, après l'interaction des deux premiers fronts, après l'atteinte du *run-up*, - · - : position de la ligne de rivage, ···· : position du pied de plage ($\beta = 45^\circ$, $\Delta t^* = 0,7 s$).

La figure 5.34 détaille l'interaction entre les deux vagues, avec un zoom essentiellement centré sur la plage (a) et un diagramme spatio-temporel de η (b), où la couleur en un point donne la valeur de $\eta(x, t)$ en ce point. Sur la figure 5.34a, on peut vérifier que l'interaction entre les deux vagues a lieu après que l'extrémité de la première vague ait atteint son extension maximale, lorsqu'elle a commencé à redescendre : c'est donc une interaction de type collision entre R_b^1 et R_f^2 que l'on peut qualifier de "faible", car R_b^1 n'a pas eu le temps

d'acquérir beaucoup de vitesse avant sa rencontre avec R_f^2 . À la suite de cette collision qui dure un certain temps, court mais non nul, la partie transmise de l'interaction, R_f^{i1} , reprend l'ascension de la plage commencée par R_f^2 pour atteindre le point le plus éloigné en x sur la plage (*run-up*), avant de redescendre, remonter un peu moins haut, puis redescendre, ce processus se reproduisant plusieurs fois de suite.

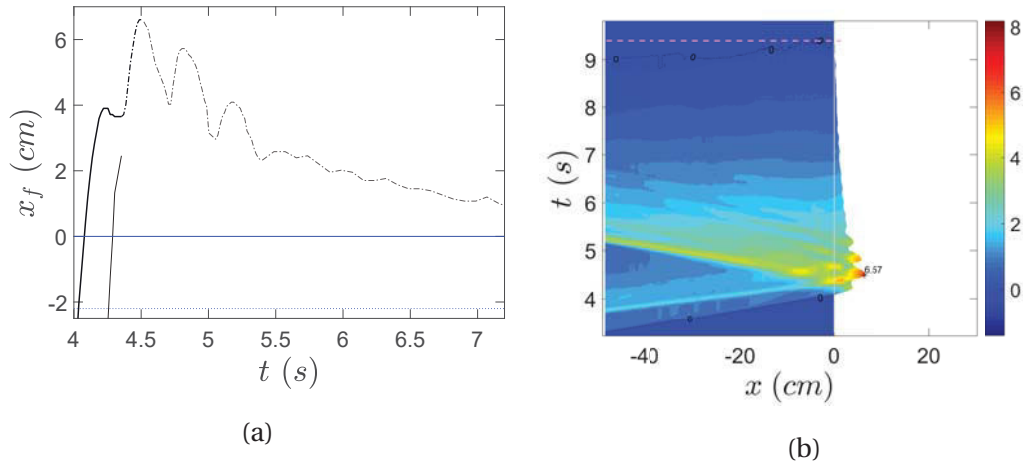


FIGURE 5.34 – Interaction entre deux vagues "sur" la plage (détails) :

(a) : évolution temporelle des positions des fronts N°1 et N°2 en fonction du temps, — : évolution du premier front en fonction du temps, avant l'interaction avec le deuxième front, - - : évolution du deuxième front en fonction du temps, avant l'interaction avec le premier front, - · - : évolution du front résultant en fonction du temps, après interaction, avant qu'il n'ait atteint la position la plus élevée sur la plage (avant l'atteinte du *run-up*), · · · : évolution du front résultant en fonction du temps, après l'interaction des deux premiers fronts, après l'atteinte du *run-up*, - · - : position de la ligne de rivage, ···· : position du pied de plage; (b) : diagramme spatio-temporel de η , la couleur en un point correspond à la valeur de $\eta(x, t)$ ($\beta = 45^\circ$, $\Delta t = 0,7$ s).

Les oscillations successives de l'abscisse de l'extrémité du front résultant sur la plage, apparaissent nettement (figure 5.34a) : les quatre premiers intervalles de temps δt qui séparent les instants où la lame d'eau atteint ses extensions maximales successives – suffisamment marquées pour être identifiées – ne sont pas égaux mais croissent régulièrement de $\delta t \approx 0,27$ s à $\delta t \approx 0,4$ s pendant que les extensions sur la plage diminuent dans le même temps. Sur la figure 5.34 (a) et (b), on constate enfin une forte dissymétrie temporelle entre la phase ascensionnelle de l'eau (*uprush*) et sa redescente (*backwash*), au niveau global surtout, mais aussi au niveau de chaque oscillation.

On a vu (figure 5.17, § 5.2.2) que l'interaction entre les deux fronts peut s'effectuer pendant la phase *uprush* ou pendant la phase *backwash* de la première vague. La dynamique qui en résulte est très différente, les sections qui suivent abordent ces deux situations.

5.4.1 Interaction entre deux vagues en phase *uprush*

La figure 5.35 (ainsi que la figure 5.17a) présente des exemples d'interaction sur la plage, en phase *uprush* : (a) et (c) dans le cas d'une plage de pente 1/10 ($\beta = 5,71^\circ$), et (b) et (d) dans le cas d'une plage 1/5 ($\beta = 11,31^\circ$), pour des valeurs de Δt^* similaires ($\Delta t^* \approx 0,7$ s).

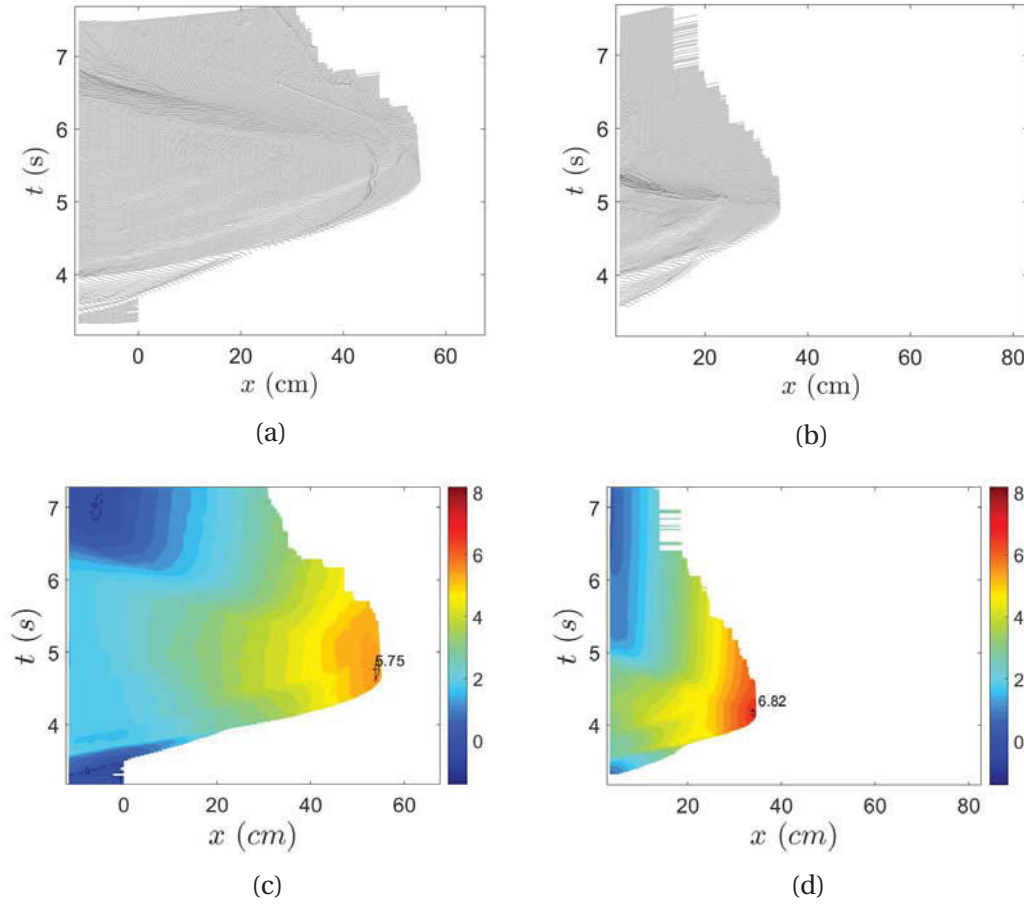


FIGURE 5.35 – Interaction entre deux vagues sur la plage en phase *uprush* : (a) et (c) : $\beta = 5,71^\circ$ et $\Delta t^* = 0,65\text{s}$; (b) et (d) : $\beta = 11,31^\circ$ et $\Delta t^* = 0,68\text{s}$.

On peut remarquer tout d'abord, sur l'exemple présenté, que pour des valeurs de Δt^* très proches, les extensions maximales atteintes par les lames d'eau sur la plage, $(x_f)_{Max}$, sont fort différentes entre la plage de pente 1/10 et la plage de pente 1/5, elle est plus importante pour la première : $(x_f)_{Max} \approx 55,2\text{ cm}$, contre $(x_f)_{Max} \approx 34,7\text{ cm}$ pour la seconde. Les hauteurs maximales η_{Max} atteintes par rapport à la SWL, le *run-up*, sont également sensiblement différentes entre les deux plages, mais a contrario de l'extension, le *run-up* est moins élevé pour la première : $\eta_{RU_p} = 5,6\text{ cm}$ ($\eta_{Max} = 5,8\text{ cm}$), contre $\eta_{RU_p} = 6,6\text{ cm}$ pour la seconde ($\eta_{Max} = 6,8\text{ cm}$). Le transfert de l'énergie cinétique en énergie potentielle est sans doute le même dans les deux cas, mais l'écoulement sur la plage entraîne des pertes par frottement qui sont plus importantes, au regard du chemin à parcourir pour atteindre la même hauteur.

Sur la figure 5.35, la redescente complète de l'eau n'est pas représentée dans son intégralité, car cette phase est fort longue – environ 4,9s pour $\beta = 45^\circ$ –, et d'autant plus que β est faible. On peut remarquer sur la figure 5.35a un petit bourrelet d'eau qui se forme légèrement en arrière de l'extrémité de la lame d'eau, au niveau du front résultant R_f^1 à l'abscisse $x \approx 32\text{ cm}$ ($t \approx 4,0\text{ s}$) et suit à distance, en se décalant, l'extrémité de la lame d'eau. Ce bourrelet continue à progresser vers le haut de la plage, puis s'infléchit une première fois, une deuxième fois avant de disparaître dans la masse d'eau à $x \approx 41\text{ cm}$ ($t \approx 4,5\text{ s}$) :

il semble indiquer qu'une certaine partie de la masse d'eau initie un mouvement rétrograde vers les réservoirs, alors que l'extrémité avant continue son extension vers le haut de la plage. Dans notre deuxième phase, après le *run-up*, on peut également voir la formation de deux bourrelets décalés, l'un très près de l'extrémité de la lame d'eau, et l'autre plus en retrait. Ces bourrelets, liés à l'accumulation d'eau qui redescend de la plage, sont de petits ressauts hydrauliques en formation.

5.4.2 Interaction entre deux vagues en phase *backwash*

La figure 5.36, ainsi que la figure 5.15, présentent des interactions sur la plage pendant la phase *backwash*, mais cette fois-ci, pour des Δt^* différents. Il n'est en effet pas possible de trouver des valeurs similaires de Δt^* pour les deux plages, car le Δt^* minimum nécessaire pour obtenir une collision entre les deux vagues en phase *backwash* pour la plage de pente 1/10 ($\Delta t^* \geq 1,05$ s), entraîne un retrait complet de la première vague R_b^1 pour la plage de pente 1/5, avant que la deuxième ne soit arrivée au niveau du pied de plage.

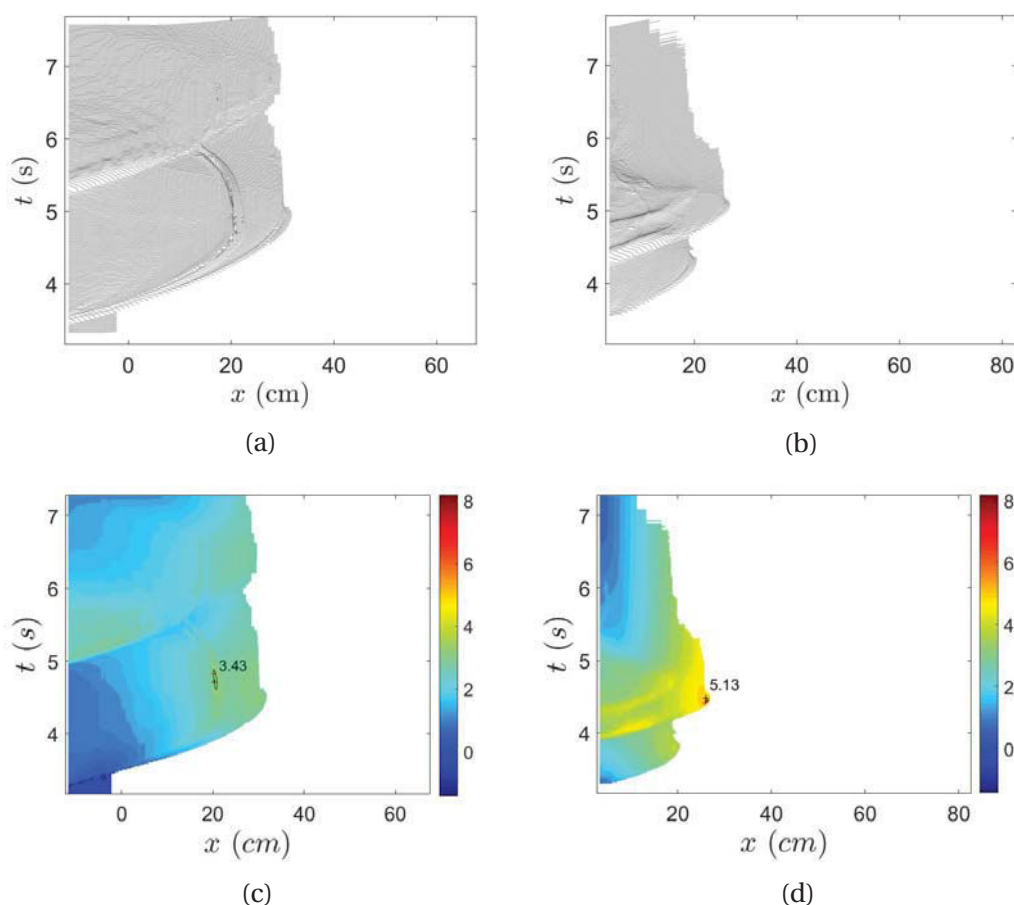


FIGURE 5.36 – Interaction entre deux vagues sur la plage en phase *backwash* : (a) et (c) : $\beta = 5,71^\circ$ et $\Delta t^* = 1,71$ s; (b) et (d) : $\beta = 11,31^\circ$ et $\Delta t^* = 0,94$ s.

Concernant la plage de pente 1/5, on voit assez nettement que la première vague a déjà atteint son extension maximale et donc que R_f^2 entre en collision avec un R_b^1 qui démarre (figure 5.36 (b) et (d)), cela est moins net pour la plage de pente 1/10 (figure 5.36 (a) et (c)). En effet, l'extrémité de la première vague reste à une abscisse voisine de l'extension maxi-

male pendant un très long moment, et ne s'infléchit que très progressivement. Cependant, le bourrelet très marqué qui s'est formé à l'arrière de la lame d'eau que représente la première vague, et qui progresse de manière similaire en retrait, a nettement amorcé un mouvement vers les réservoirs : on peut raisonnablement penser que l'interaction s'effectue bien pendant la phase *backwash*...

La comparaison des interactions entre les deux vagues sur des plages différentes, mais avec des Δt^* similaires n'est pas possible, néanmoins on remarque que pour une même plage, l'extension maximale atteinte par la lame d'eau sur la plage, $(x_f)_{Max}$ lors d'une interaction en phase *backwash*, est moins importante que lorsque l'interaction se fait en phase *uprush*. Sur l'exemple présenté l'extension maximale de la lame d'eau, et la hauteur maximale atteinte par l'interface libre valent respectivement $(x_f)_{Max} \approx 31,8$ cm et $\eta_{Max} \approx 3,4$ cm pour la plage de pente 1/10, contre $(x_f)_{Max} \approx 26,9$ cm et $\eta_{Max} \approx 5,1$ cm pour la plage de pente 1/5. On remarque cependant que dans le cas de la plage de pente 1/10 et pour $\Delta t^* = 1,71$ s, η_{Max} n'est pas situé à l'extrémité de la lame d'eau lorsqu'elle atteint son extension maximale, où elle vaut $\eta \approx 3,1$ cm, mais au niveau du bourrelet un peu en retrait. Dans ce cas, les hauteurs atteintes par l'extrémité de la lame d'eau lorsqu'elle a atteint son extension maximale par rapport à la SWL, η_{RUp} , et la hauteur maximale η_{Max} atteinte par l'interface libre dans la zone (S) sur un cycle *uprush/backwash*, ne sont pas égales : $\eta_{Max} \neq \eta_{RUp}$.

5.5 Dynamique de la lame d'eau sur la plage

Nous regroupons dans cette section, les observations qui concernent le comportement dynamique de la lame d'eau sur la plage, pour $\beta = 5,71^\circ$, $\beta = 11,31^\circ$, $\beta = 45^\circ$, et $\beta = 90^\circ$, en fonction de Δt^* . Les objectifs principaux de cette section sont d'éclairer l'influence de l'interaction entre deux vagues successives sur la dynamique de la lame d'eau sur la plage, et plus précisément sur le *run-up* – l'extension maximale de la lame d'eau sur la plage –, et de caractériser l'influence de la pente. Dans cette optique nous utili-

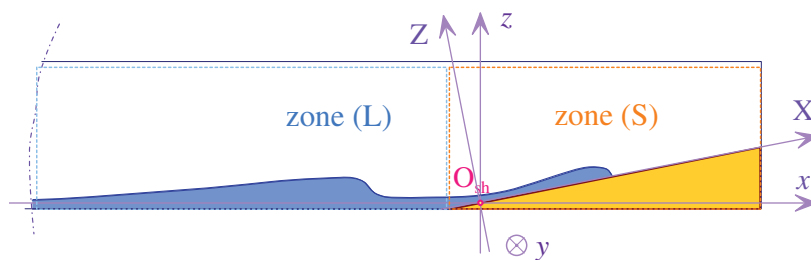


FIGURE 5.37 – repère $\mathcal{R}_{sh2}(O_{sh}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$.

serons, si nécessaire, un repère alternatif $\mathcal{R}_{sh2}(O_{sh}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ (figure 5.37), où l'axe (O_{sh}, \vec{Y}) est parallèle à la plage, ce repère permettant de représenter aussi bien les plages pentues non verticales, que la plage verticale (dans ce dernier cas $\vec{X} \equiv \vec{z}$). Nous considérons enfin, les interactions qui s'effectuent dans la zone (E), c'est à dire la zone comprenant la zone (S), pour $x \geq 0$ (ou de manière équivalente $X \geq 0$), et la partie de la zone (L) telle que $-L_{sh} \leq x < 0$. Cette dernière zone, à proximité de la ligne de rivage, définit une zone à l'entrée de laquelle les deux ressauts successifs n'ont pas encore interagi entre-eux, quelque

soit Δt^* (figure 5.20).

La figure 5.38 présente les différents cas possibles de dynamiques des lames d'eau sur une plage pentue (non verticale), à la suite d'une interaction dans la zone (S). Dans le cas des plages très réfléchives, lorsque l'interaction entre les deux fronts s'effectue en dehors de la plage, mais néanmoins dans la zone (E), l'influence de l'interaction sur le *run-up* est également pris en compte. Les situations et les figures correspondantes sont similaires, avec pour différence, le lieu de l'interaction tel que $x_i \leq 0$.

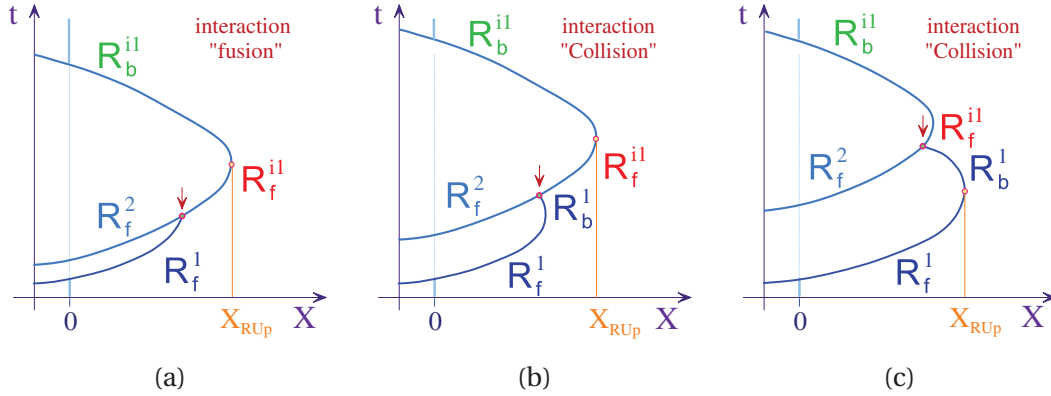


FIGURE 5.38 – Typologie des dynamiques sur la plage. (a) : interaction de type fusion avec $(X_{R_f^{i1}})_{Max} \geq (X_{R_f^1})_{Max}$; (b) : interaction de type collision avec $(X_{R_f^{i1}})_{Max} \geq (X_{R_f^1})_{Max}$; (c) : interaction de type collision avec $(X_{R_f^{i1}})_{Max} \leq (X_{R_f^1})_{Max}$.

La figure 5.38a illustre le cas où la première lame d'eau, qui a commencé à escalader la plage, est rattrapée par une seconde lame d'eau, avant que la première n'ait atteint son extension maximale. Il s'agit d'une fusion entre les deux vagues successives. La dynamique de la 2^e vague R_f^2 étant plus forte que celle de la 1^{re} vague R_f^1 , la vague résultante R_f^{i1} continue à progresser sur la plage, et le *run-up* correspond à l'extension maximale de la vague résultante R_f^{i1} :

$$X_{RU_p} = \max \{X(R_f^{i1})\} \quad (5.35)$$

Les figures 5.38b et 5.38c présentent le cas où la première lame d'eau a atteint son extension maximale avant que la deuxième ne la rejoigne. Cette situation correspond à une interaction de type collision, et deux cas sont possibles selon que le *run-up* est associé à l'extension maximale de la vague résultante, i.e. $\max \{X(R_f^{i1})\} > \max \{X(R_f^1)\}$ (b), et dans ce cas on a également :

$$X_{RU_p} = \max \{X(R_f^{i1})\} \quad (5.36)$$

ou à la première vague, i.e. $\max \{X(R_f^{i1})\} < \max \{X(R_f^1)\}$ (c), et dans ce cas on a :

$$X_{RU_p} = \max \{X(R_f^1)\} \quad (5.37)$$

Dans cette dernière situation, la collision peut être qualifiée de "*faible*", l'énergie de la 2^e vague R_f^2 n'est pas assez forte pour que la vague résultante R_f^{i1} ait une extension supérieure à la première.

Dans la suite, pour alléger les notations, nous appellerons $r_1 = \max\{X(R_f^1)\}$, l'extension maximale de la première lame d'eau et, $r_i = \max\{X(R_f^{i1})\}$, celle de la lame résultante. Nous considérons également l'abscisse X_i de l'interaction, lorsqu'elle a lieu sur la plage. Les instants correspondants à r_1 , r_i sont notés respectivement t_1 , t_{e_i} , et le moment correspondant à l'interaction des vagues sur la plage est noté t_i .

Nous exprimons à la fois r_1 , et r_i comme fonction de Δt^* , pour les différents β . La hauteur du point correspondant au *run-up* par rapport à la SWL vaut alors :

$$\eta_{RUp} = X_{RUp} \sin \beta \quad (5.38)$$

Les résultats sont présentés dans les figures 5.39, 5.40, 5.41, et 5.42, pour β fixé (étude par type de plage), et figure 5.43 pour une synthèse, avec en particulier les symboles + pour positionner r_1 , et les symboles ouverts et les symboles pleins pour positionner r_i . Pour ces derniers symboles, différentes situations sont distinguées selon que la vague résultante est la conséquence d'une fusion (cercles) ou d'une collision (carrés ou losanges). Ces deux derniers symboles permettent de préciser si η_{Max} est un maximum sur l'ensemble de la zone (E) (carrés), $\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{glob}$, ou seulement sur la zone (S) (losanges), $\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{loc}$. Enfin, les abscisses des interactions X_i sont également représentées par un symbole *, celles-ci correspondent à la flèche rouge sur la figure 5.38 (a),(b), et (c). Enfin les zones (I), (II), et (III) sur les figures qui suivent se réfèrent aux situations (a), (b) et (c) représentées à la figure 5.38.

5.5.1 Évolution du *run-up* pour β fixé

Plage d'angle de pente $\beta = 5,71^\circ$:

La figure 5.39 présente la dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle de pente $\beta = 5,71^\circ$, en fonction de Δt^* . Pour cette plage, toutes les interactions entre R_f^2 et R_f^1 , ou entre R_f^2 et R_b^1 ont lieu en zone (S). Sur la figure 5.39a, on remarque que l'extension maximale, r_1 de la 1^{re} vague, croît en fonction de Δt^* jusqu'à $\Delta t^* \approx 0,9$ s, à partir de laquelle sa valeur reste approximativement constante, et vaut ici $r_1 \approx 38,5$ cm. Ce maximum correspondrait au *run-up* de la première vague si elle était seule. Pour des Δt^* inférieurs à 0,9 s, la 1^{re} vague est rattrapée par la 2^e vague R_f^2 qui interagit avec, avant qu'elle n'ait atteint son extremum. L'extension maximale r_i de la vague résultante décroît uniformément à partir de $\Delta t^* \approx 0,65$ s. Il est probable que pour des valeurs plus faibles de Δt^* , à partir d'un certain seuil, la courbe s'inverse, et donc que son maximum soit atteint pour une valeur comprise entre 0 et 0,65 s. On peut noter que les trois valeurs les plus élevées sont obtenues pour des interactions de type fusion. Pour une valeur quelconque de Δt^* , X_{RUp} correspond au maximum de ces deux courbes :

$$X_{RUp} = \max(r_1, r_i) \quad (5.39)$$

avec une bascule entre les deux courbes pour $\Delta t^* \approx 1,4$ s. Cependant, même lorsque c'est la première vague qui définit X_{RUp} , on peut constater (pour les expérimentations effectuées) que la valeur correspondante r_i n'est que très légèrement inférieure.

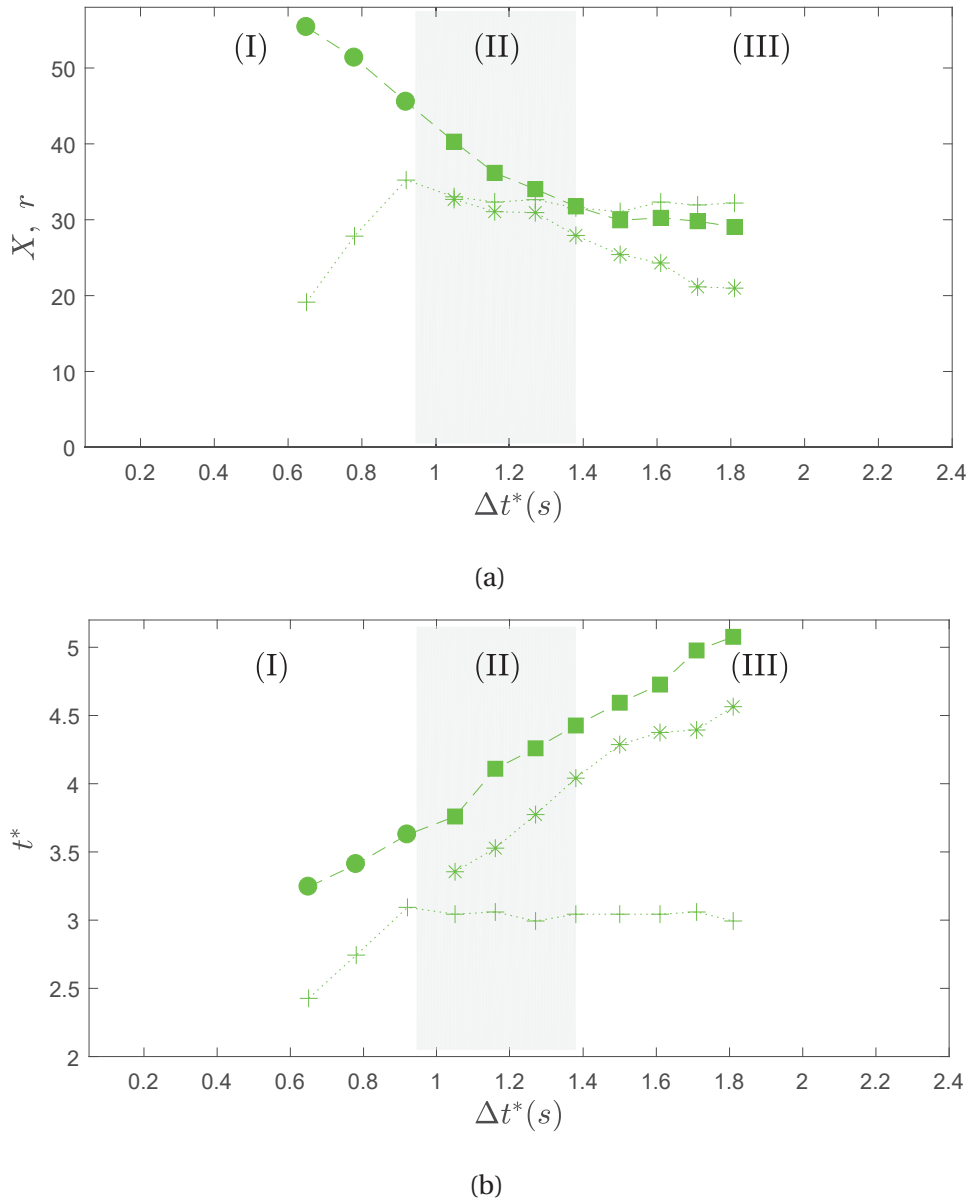


FIGURE 5.39 – Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 5,71^\circ$ en fonction de Δt^* : (a) : abscisses des extensions maximales r_1 et r_i , respectivement de la 1^{re} lame d'eau et de la lame résultante, et abscisses X_i de leur interaction, dans le repère $\mathcal{R}_{sh2}(\mathcal{O}_{sh}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$; + : r_1 , ● : r_i lors d'une interaction de type fusion, ■ : r_i lors d'une interaction de type collision, * : X_i ; (b) : moments t_1 et t_{e_i} correspondant aux extensions maximales, respectivement de R_f^1 et de R_f^{i1} , + : t_1 , ● : t_{e_i} lors d'une interaction de type fusion, ■ : t_{e_i} lors d'une interaction de type collision, * : t_i ; les zones (I), (II), et (III), correspondent aux situations (a), (b) et (c), de la figure 5.37 (toutes les interactions se déroulent sur la plage).

Dans l'intervalle des Δt^* testés, les abscisses des interactions X_i sont toutes sur la plage (figure 5.39a). Pour les trois premières valeurs de Δt^* , ces interactions étant des fusions, on a : $X_i = r_1$. Pour les Δt^* correspondant à des collisions, ces abscisses décroissent uniformément avec l'augmentation de Δt^* , mais il faut noter que pour une plage faiblement pentue, telle que celle-ci, la position et le moment de l'interaction entre R_f^2 et R_b^1 est difficile à déterminer, et la durée et l'étendue spatiale de l'interaction sont plus importantes

que pour une plage de pente plus prononcée. Sur la figure 5.39b, nous avons représenté les moments t_1 , t_{e_i} , et t_i , correspondant aux extensions maximales r_1 et r_i , et au moment de l'interaction entre les deux vagues successives (avec les réserves citées ci-avant). On remarque que ces différentes grandeurs temporelles croissent approximativement linéairement avec Δt^* , sauf t_1 qui atteint un maximum sensiblement constant ($t_1 \approx 3,0$ s), à partir de $\Delta t^* \approx 0,9$ s, correspondant au maximum de l'extension de R_f^1 lors d'interactions de collision, sensiblement constant pour toutes les 1^{re} vagues dans cette situation.

Plage d'angle de pente $\beta = 11,31^\circ$:

La figure 5.40 présente la dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle de pente $\beta = 11,31^\circ$, en fonction de Δt^* . Nous n'avons que cinq mesures avec des Δt^* différents, toutefois on peut constater que les tendances observées précédemment avec la plage d'angle de pente $\beta = 5,71^\circ$ s'observent également ici : l'évolution décroissante de r_i en fonction de Δt^* , avec un maximum pour la seule interaction de type fusion (figure 5.40a), une variation pratiquement linéaire du moment de t_{RU_p} et t_i (figure 5.40b). Il faut noter que, avec le panel des valeurs de Δt^* testées, les extensions maximales de la lames d'eau liées R_f^{i1} sont toujours plus importantes que celles liées à R_f^1 : $r_i > r_1$.

Plage d'angle de pente $\beta = 45^\circ$:

La figure 5.41 présente la dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle de pente $\beta = 45^\circ$, en fonction de Δt^* . Dans ce cas, la plage est plus réfléchive que les deux plages précédentes, et avec le panel de mesures effectuées, un seul cas $\Delta t^* = 0,7$ s correspond à une interaction qui s'effectue sur la plage. En particulier, nous n'avons pas de mesure correspondant à une fusion sur la plage, pour des $\Delta t^* \leq 0,7$ s. On remarque, comme pour la plage où $\beta = 11,31^\circ$, que les extensions maximales de la 1^{re} vague, r_1 , sont toujours inférieures à r_i , liées à R_f^{i1} . Dans ce cas, la courbe représentative de l'évolution de r_i en fonction de Δt^* n'est pas monotone décroissante, mais passe par un maximum $(r_i(\Delta t^*))_{Max} \approx 14,1$ cm pour $\Delta t^* = 0,56$ s, correspondant comme pour les plages précédentes à une interaction de type fusion. Cette mesure correspondant à une interaction qui s'effectue en dehors de la plage, il est probable que le maximum réel de cette courbe soit un peu plus important que celui observé, et apparaîtrait pour une valeur de Δt^* comprise entre la valeur qui nous donne le maximum que nous avons observé, et la valeur qui nous donne une interaction sur la plage, soit pour :

$$0,56 \leq \Delta t^* \leq 0,7s \quad (5.40)$$

(les évolutions $r_i(\Delta t^*)$ pour les autres valeurs de β sont sans doute similaires). Pour cette plage, la hauteur maximale atteinte par l'interface libre dans la zone (S), $(\eta_{Max})_{loc}$ (la plupart du temps approximativement égale à la hauteur η_{RU_p} atteinte par le *run-up*) ne correspond pas toujours à la hauteur maximale $(\eta_{Max})_{glob}$ atteinte par l'interface libre sur l'ensemble des zones zone (S) et zone (L) : c'est par exemple le cas pour pour toutes les mesures telles que $\Delta t^* \geq 1,25$ s.

Plage verticale ($\beta = 90^\circ$) :

La figure 5.42 présente la dynamique de la lame d'eau sur une plage verticale ($\beta = 90^\circ$), en fonction de Δt^* (dans ce cas particulier l'axe (O_{sh}, \vec{X}) correspond à l'axe (O_{sh}, \vec{Z})).

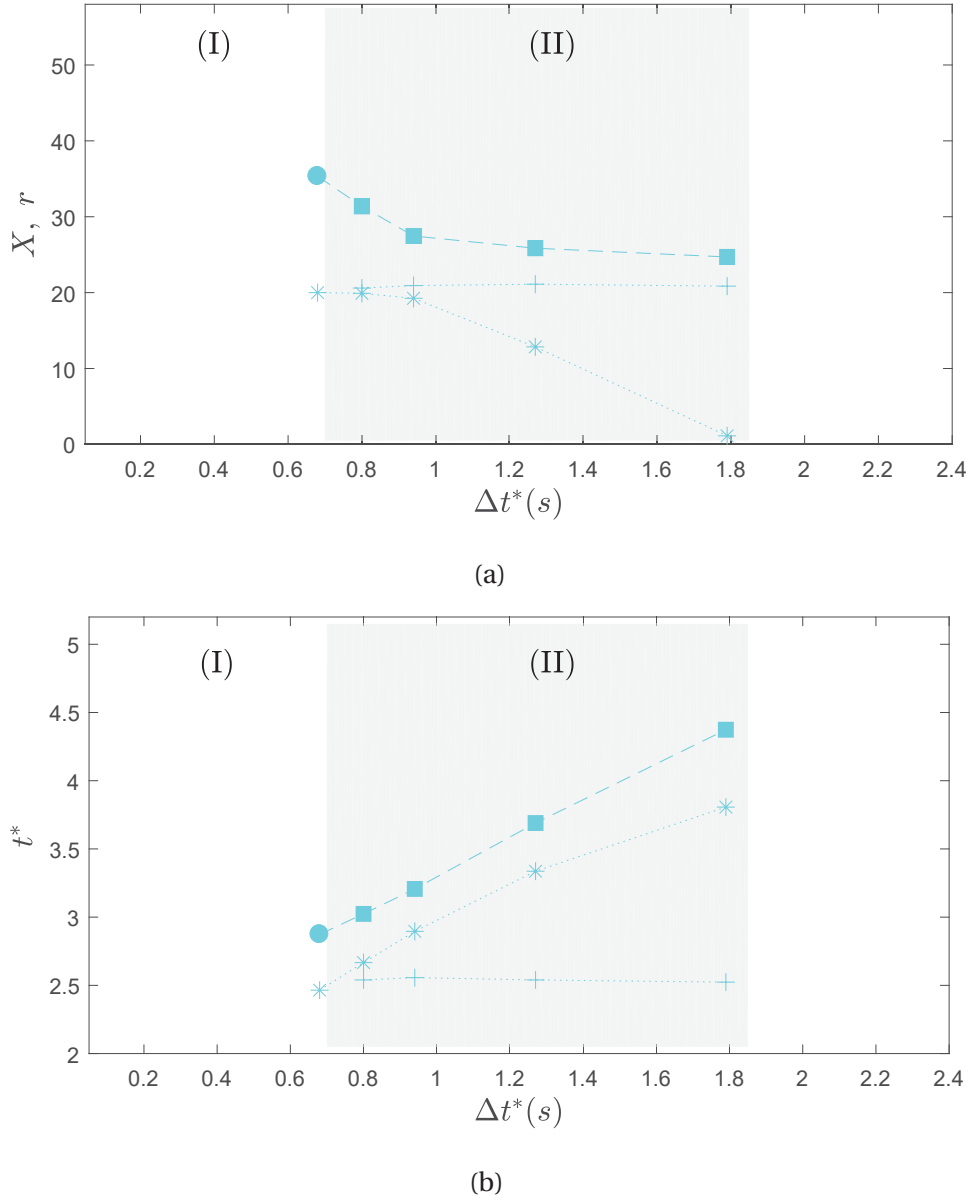


FIGURE 5.40 – Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 11,31^\circ$ en fonction de Δt^* : (a) : abscisses des extensions maximales r_1 et r_i , respectivement de la 1^{re} lame d'eau et de la lame résultante, et abscisses X_i de leur interaction, dans le repère $\mathcal{R}_{sh2}(O_{sh}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$; + : r_1 , ● : r_i lors d'une interaction de type fusion, ■ : r_i lors d'une interaction de type collision, * : X_i ; (b) : moments t_1 et t_{e_i} correspondant aux extensions maximales, respectivement de R_f^1 et de R_f^1 , + : t_1 , ● : t_{e_i} lors d'une interaction de type fusion, ■ : t_{e_i} lors d'une interaction de type collision, * : t_i ; les zones (I) et (II) correspondent aux situations (a) et (b) de la figure 5.37 (toutes les interactions se déroulent sur la plage).

La plage verticale est la plus réfléchive de toutes les plages possibles. Les tendances observées sur la figure 5.42 sont très similaires à celles observées sur la plage précédente à 45° , et là aussi, nous n'avons pu saisir qu'une mesure où l'interaction entre les deux vagues successives s'effectue sur la plage, pour $\Delta t^* = 0,62$ s. Cette mesure correspond dans notre expérimentation à l'arrivée au même moment des deux vagues R_f^1 et R_f^2 , et constitue donc un cas limite où l'interaction peut-être considérée aussi bien comme une fusion que comme une collision, et constitue le maximum de la courbe représentative

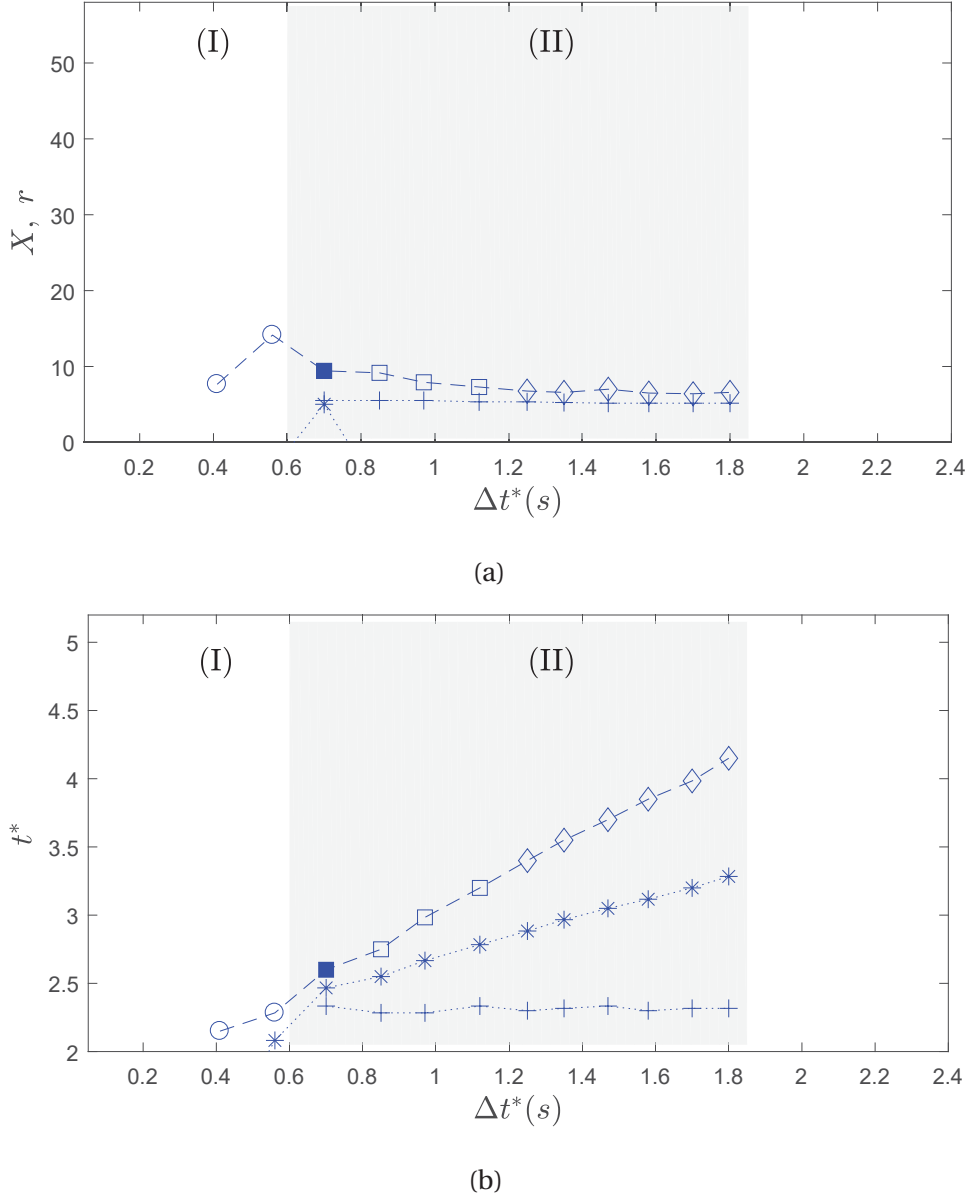


FIGURE 5.41 – Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 45^\circ$ en fonction de Δt^* : (a) : abscisses des extensions maximales r_1 et r_i , respectivement de la 1^{re} lame d'eau et de la lame résultante, et abscisses X_i de leur interaction, dans le repère $\mathcal{R}_{sh2}(O_{sh}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$; + : r_1 , ● et ○ : r_i lors d'une interaction de type fusion, ■, □ et ◇ : r_i lors d'une interaction de type collision (carrés pour $\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{glob}$ et losanges pour $\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{loc}$), * : X_i ; (b) : moments t_1 et t_{e_i} correspondant aux extensions maximales, respectivement de R_f^1 et de R_f^{i1} , + : t_1 , ● et ○ : t_{e_i} lors d'une interaction de type fusion, ■, □ et ◇ : t_{e_i} lors d'une interaction de type collision (carrés pour $\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{glob}$ et losanges pour $\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{loc}$), * : t_i ; les symboles pleins (respectivement vides) correspondent à une interaction entre R_f^2 et R_f^1 , ou entre R_f^2 et R_b^1 , en zone (S) (resp. en zone (L)); les zones (I) et (II) correspondent aux situations (a) et (b) de la figure 5.37.

de l'évolution de R_f^{i1} en fonction de Δt^* : $(r_i(\Delta t^*))_{Max} \approx 8,6 \text{ cm}$ pour $\Delta t^* = 0,56 \text{ s}$. Cette courbe est très similaire à celle obtenue pour $\beta = 45^\circ$, mais un peu plus "aplatie". A partir de $\Delta t^* = 0,81 \text{ s}$, les hauteurs d'eau η_{Max} obtenues pour la 1^{re} vague R_f^1 et pour la vague résultante R_f^{i1} , sont très voisines, et η_{RUP} correspondant à l'extension maximale de la vague

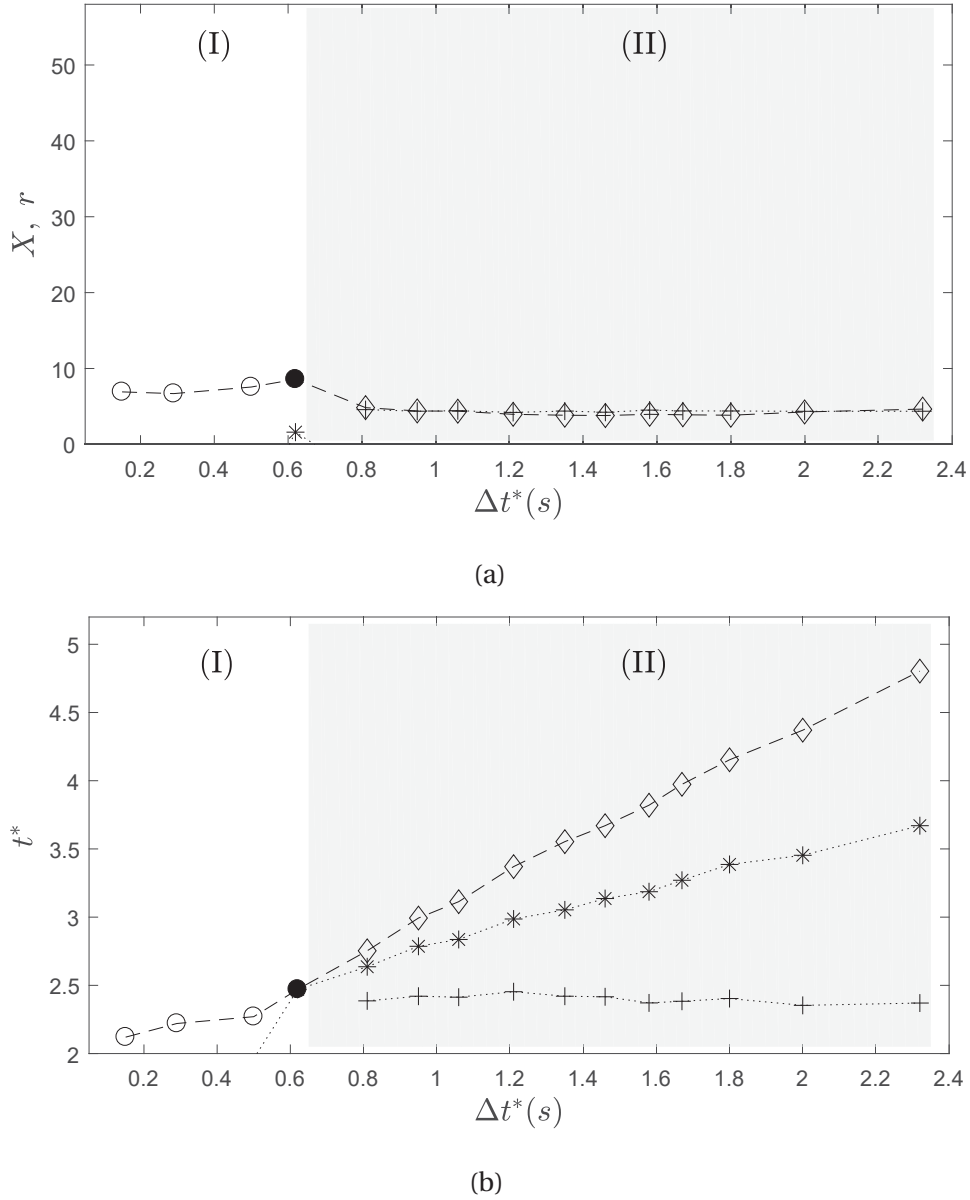


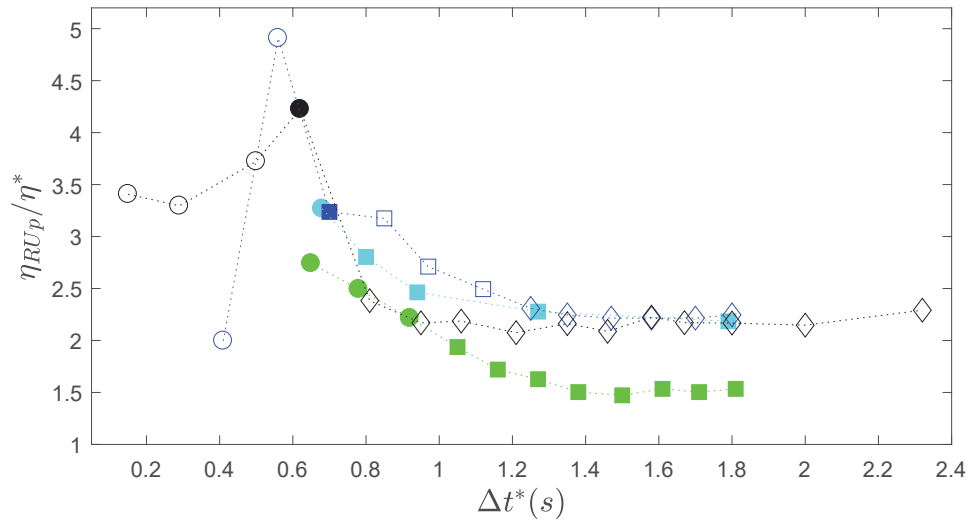
FIGURE 5.42 – Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 45^\circ$ en fonction de Δt^* : (a) : abscisses des extensions maximales r_1 et r_i , respectivement de la 1^{re} lame d'eau et de la lame résultante, et abscisses X_i de leur interaction, dans le repère $\mathcal{R}_{sh2}(O_{sh}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$; $+$: r_1 , \bullet et \circ : r_i lors d'une interaction de type fusion, \diamond : r_i lors d'une interaction de type collision ($\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{loc}$), $*$: X_i ; (b) : moments t_1 et t_{e_i} correspondant aux extensions maximales, respectivement de R_f^1 et de R_f^{i1} , $+$: t_1 , \bullet et \circ : t_{e_i} lors d'une interaction de type fusion, \diamond : t_{e_i} lors d'une interaction de type collision ($\eta_{Max} \equiv (\eta_{Max})_{loc}$), $*$: t_i ; les symboles pleins (respectivement vides) correspondent à une interaction entre R_f^2 et R_f^1 , ou entre R_f^2 et R_b^1 , en zone (S) (resp. en zone (L)); les zones (I) et (II) correspondent aux situations (a) et (b) de la figure 5.37.

résultante R_f^{i1} , ne constituent pas des maximums $(\eta_{Max})_{glob}$ sur l'ensemble des zones zone (S) et zone (L).

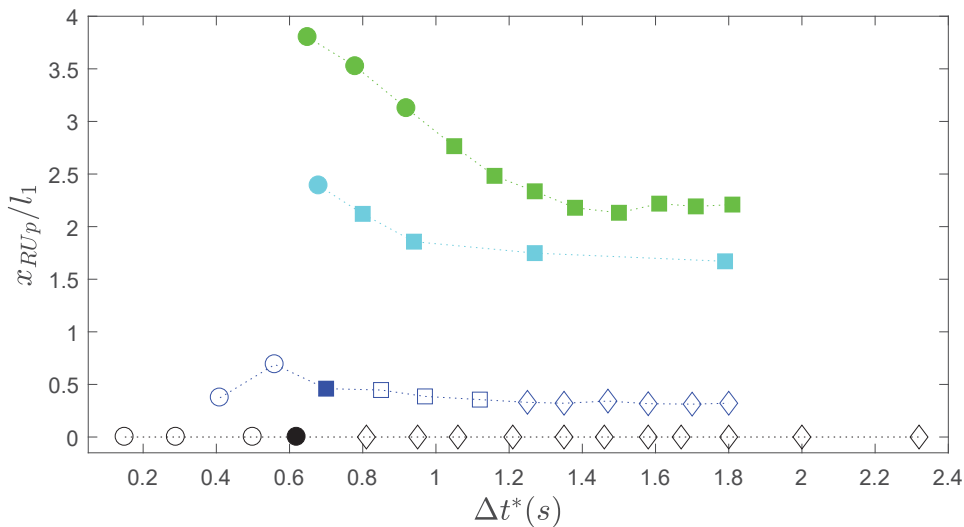
5.5.2 Évolution du *run-up* en fonction de Δt^* et de β : synthèse

Dans cette section, nous présentons une synthèse (figure 5.43) des principaux résultats relatifs aux différentes plages, pour $\beta = 5,71^\circ$, $\beta = 11,31^\circ$, $\beta = 45^\circ$, et $\beta = 90^\circ$, ainsi

qu'une comparaison entre elles. Les mesures du *run-up* sont effectuées ici, dans le repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. Elle présente l'évolution de grandeurs non dimensionnelles caractéris-



(a)

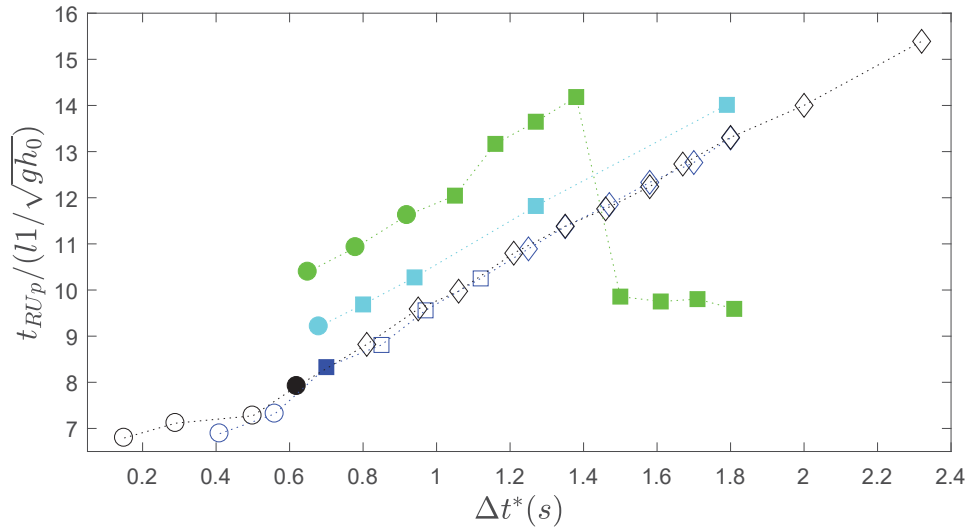


(b)

FIGURE 5.43 – Évolution et positions de η_{Max} en fonction de Δt^* et de β pour les différentes plages. Pour les trois sous-figures, la couleur des marqueurs caractérise le type de plage : vert et pour $\beta = 5,71^\circ$, cyan et pour $\beta = 11,31^\circ$, bleu et pour $\beta = 45^\circ$, noir et pour $\beta = 90^\circ$; l'aspect "plein" ou "vide" caractérise le lieu de l'interaction entre les deux vagues : marqueurs pleins pour une interaction qui s'effectue sur la plage, marqueurs "vides" pour une interaction qui s'effectue à proximité de la plage, mais en dehors (la signification des marqueurs est la même que pour les figures 5.39, 5.40, 5.41 et 5.42).

(a) : évolution des valeurs de η_{RUP} calculée au niveau de la plage, cercles (pleins ou vides) : interactions entre les deux vagues de type fusion, carrés (pleins ou vides) : interactions entre les deux vagues de type collision avec $\eta_{RUP} \equiv (\eta_{Max})_{glob}$, losanges (pleins ou vides) : interactions entre les deux vagues de type collision avec $\eta_{RUP} \equiv (\eta_{Max})_{loc}$ locale sur la zone définie par la plage; (b) : abscisse du *run-up*; (suite et fin de la légende p. 143)

tiques du *run-up* en fonction de Δt^* , et de β : les hauteurs non dimensionnelles η_{RUP}/η^* (a), les abscisses x_{RUP}/l_1 (b) et moments t_{RUP}/t_0 (c), adimensionnées, respectivement par



(c)

FIGURE 5.43 – Évolution et positions de η_{Max} en fonction de Δt^* et de β pour les différentes plages. (c) : moment correspondant au *run-up*.

η^* (voir § 5.3.2), pour tenir compte des contraintes expérimentales (hauteurs différentes du front de la 1^{re} vague R_f^1 à l'entrée de la zone (E)), par la longueur des réservoirs $l_1 = l_2$, et par un temps $t_0 = l_1 / \sqrt{gh_0}$ après changement de repère temporel (5.34) (§ 5.3.2). Dans le cas de la plage verticale, comme l'extension maximale r_1 de la 1^{re} vague R_f^1 est sensiblement égale à r_i de la vague résultante R_f^{i1} , nous avons choisi de définir le moment t_{RU_p} du *run-up* comme étant celui correspondant à l'extension maximale de cette dernière, pour simplifier la lecture de la figure 5.43c.

Nous rappelons que η_{RU_p} représente un maximum local, qui n'est pas toujours un maximum sur l'ensemble des zone (S) et zone (L), et parfois pas non plus sur la seule zone (S) seule. En effet, pour une plage très réfléchive comme la plage à 45°, le maximum $(\eta_{Max})_{glob}$ calculé dans la zone (L) peut être plus important, pour certaines valeurs de Δt^* , et former une "bosse" plus élevée en avant de la plage (figure 5.27, § 5.3.2). Concernant le cas limite de la plage verticale, nous avons considéré comme vague "sur" la plage, la masse d'eau comprise dans une zone délimitée par $x \approx -2,2$ cm et le mur vertical formant la plage. Là aussi la valeur η_{Max} est bien le maximum local $(\eta_{Max})_{loc}$ de la masse d'eau sur cette courte zone, le maximum $(\eta_{Max})_{glob}$ sur une zone plus étendue pouvant être également plus important pour certaines valeurs de Δt^* , et former une "bosse" plus élevée en avant de la plage.

On observe tout d'abord, que les valeurs les plus élevées de η_{RU_p} sont obtenues pour des interactions de type fusion, quel que soit le type de plage (figure 5.43a). Pour le cas limite de la plage verticale, la valeur non-dimensionnelle la plus élevée $\eta_{Max} / \eta^* \approx 5,0$ est obtenue également dans le cas d'une fusion, pour $\Delta t^* = 0,62$ s. Cette situation correspond au cas où les deux vagues R_f^1 et R_f^2 aboutissent simultanément sur le mur vertical et constitue de fait la seule interaction qui s'effectue sur la plage.

On observe également que jusqu'à $\beta = 45^\circ$, chaque courbe s'étage par ordre de β crois-

sant : la courbe $\eta_{Max}(\beta = 45^\circ, \Delta t^*)$, relative à la plage à 45° , est au-dessus de la courbe $\eta_{Max}(\beta = 11,31^\circ, \Delta t^*)$ relative à la plage de pente $1/5$, qui est au-dessus de la courbe $\eta_{Max}(\beta = 5,71^\circ, \Delta t^*)$ relative à la plage de pente $1/10$, pour Δt^* fixé, η_{Max} est d'autant plus grand que β est important. L'escalade de la plage par la lame d'eau suppose la transformation d'une partie de l'énergie cinétique en énergie potentielle : le parcours de l'écoulement sur une plage de pente douce est plus long que sur une plage plus pentue, et une partie de cette énergie disponible est perdue en frottement et turbulences diverses : les plages de faibles pentes sont plus "dissipatives". Cependant cette observation ne tient pas pour la plage verticale : on peut remarquer, en particulier, que sur l'ensemble des valeurs relevées, la plus grande valeur de η_{Max} est obtenue dans le cas de la plage à 45° : $\eta_{Max}/\eta^* \approx 5,7$ pour $\Delta t^* = 0,56$ s. Dans ce cas, la plage à 45° est sans doute guère plus dissipative que la plage verticale, par contre dans le cas plage verticale l'interaction de l'onde résultante R_f^{i1} avec la plage est trop "frontale" créant de la dispersion qui consomme une partie de l'énergie dépensée dans le transfert « énergie cinétique-énergie potentielle-énergie cinétique ». Il est possible que la tendance η_{Max} croissant pour β croissant, à Δt^* fixé, s'inverse peut-être pour des valeurs inférieures à 90° , mais supérieures à 45° : l'effet lié à la dissipation étant compensé par l'effet lié à la dispersion. Une autre manière de voir le problème est peut-être de considérer que la balance entre la partie transmise R_f^{i1} et la partie réfléchie R_b^{i1} de l'onde résultante de l'interaction, s'inverse à partir d'une certaine valeur de β ...

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'interaction entre deux ressauts hydrauliques générés par deux ruptures de barrage successives, décalées d'un intervalle de temps contrôlé Δt . Nous avons pu observer que la dynamique initiale des deux vagues successives était fortement influencée par ce décalage temporel. Pour de petites valeurs de Δt , le front du 2^e ressaut hydraulique évolue sur le dos ou la queue du ressaut hydraulique qui le précède et rencontre une hauteur d'eau devant lui h_{a2} plus importante que celle h_{a1} que rencontre le 1^{er} front au cours de sa progression, sa vitesse augmente, l'écart initial entre les deux fronts se réduit jusqu'à ce que jusqu'à *fusion* complète des deux. Inversement, pour un Δt suffisamment grand, la propagation de la 2^e vague est quasiment identique à la 1^{re}. Entre ces deux limites, nous avons toute la gamme des comportements intermédiaires avec des convergences entre les courbes représentatives des évolutions $x_{f1}(t)$ et $x_{f2}(t)$ des deux fronts, d'autant plus rapides que le décalage temporel est petit. En utilisant une formulation locale de la vitesse du front issue du modèle de [Stoker \(1957\)](#), nous avons construit deux modélisations simples qui encadrent le comportement réel du 2^e front. Cependant, les modélisations présentées restent imparfaites, en particulier parce qu'elles ne prennent pas en considération les effets de taille finie des réservoirs, déjà mis en évidence au chapitre précédent.

Dans notre étude, le décalage temporel Δt entre les ouvertures de vannes a également conditionné le type d'interactions entre les deux vagues : interaction avant la plage déjà évoquée, sur la plage, ou après la réflexion d'une vague sur celle-ci. Toutefois, cette typologie se ramène à deux types principaux : interaction de fusion quand le 2^e front rattrape le 1^{er} front (avant ou sur la plage), et interaction de type collision lorsque les fronts avancent l'un vers l'autre en sens inverse, après la réflexion partielle ou totale du 1^{er} ressaut hydraulique.

lique.

Lors d'une fusion entre les deux fronts, nous avons pu observer un "effondrement" de la hauteur du front résultant, par rapport à la hauteur du 2^e front juste avant la rencontre. Cette constatation concorde avec l'observation d'un brusque ralentissement de la vitesse du front résultant par rapport à la vitesse des deux premiers. Lorsque deux vagues entrent en collision après que l'une d'entre elles s'est réfléchi sur la plage, le résultat de l'interaction dépend de l'angle de plage β , et dans une moindre mesure de la proximité de celle-ci (effets de bord). Pour des plages fortement réfléchives, par exemple dans notre cas, $\beta = 45^\circ$ ou $\beta = 90^\circ$, la collision entre le ressaut hydraulique incident et le ressaut hydraulique réfléchi entraîne une forte élévation de l'interface libre sous forme de "jet", et cette élévation est beaucoup plus élevée que les hauteurs initiales des ressauts hydrauliques. Pour des plages plus "dissipatives", par exemple dans notre cas, $\beta = 11,3^\circ$ ou $\beta = 5,7^\circ$, cette élévation de l'interface libre est fortement atténuée.

Notre étude de la dynamique de la lame d'eau sur la plage prend en compte les interactions entre deux vagues successives, que celles-ci s'effectuent sur la plage ou à proximité. Lorsqu'elles s'effectuent sur la plage, elles peuvent avoir lieu pendant la phase *uprush*, c'est-à-dire approximativement pendant la phase ascensionnelle de la première vague, ou pendant la phase *backwash* après que celle-ci a commencé à amorcer sa redescente. Compte-tenu de la métrologie que nous avons utilisée, il n'était pas possible de déterminer le moment précis d'inversion de la vitesse moyenne de la lame d'eau sur la plage, qui caractérise objectivement la limite entre ces deux phases. Nous avons donc analysé le comportement des lames d'eau sur la plage en fonction de la nature fusion ou collision des interactions, sur ou à proximité de la plage. Nous avons pu observer trois situations principales :

- les deux ressauts hydrauliques interagissent sur la plage, ou à proximité, par une fusion. Le *run-up* correspond dans ce cas à la mesure de la hauteur de l'extrémité de la vague résultante R_f^{i1} , au moment où elle atteint son extension maximale,
- les deux vagues interagissent par une collision, et la vague résultante R_f^{i1} qui continue dans le sens des $x+$, et éventuellement prolonge l'ascension de la plage par la deuxième vague (interaction sur la plage), a une extension maximale supérieure ou égale à celle de la première : le *run-up* est encore déterminé par la vague résultante au moment où elle atteint son extension maximale,
- les deux vagues interagissent par une collision, mais la vague résultante R_f^{i1} a une extension maximale inférieure à celle de la première : le *run-up* est dans ce cas déterminé par la première vague R_f^1 au moment où elle atteint son extension maximale,

Cette troisième situation s'observe seulement sur les plages dissipatives (dans notre étude pour $\beta = 5,7^\circ$). Enfin, quel que soit le type de plage, il semblerait que le *run-up* maximum soit obtenu dans le cas d'une interaction de type fusion, pour un angle de plage β qui corresponde à un type de plage intermédiaire entre les plages purement réfléchives et les plages très dissipatives : dans notre étude, ce maximum est obtenu pour $\beta = 45^\circ$. Dans ce cas, il semblerait – sur les expérimentations observées – que le décalage temporel Δt optimum soit celui qui entraîne une interaction de fusion au début de l'ascension de la plage de la 1^{re} vague, autrement dit au début la phase de *uprush*. Cette phase étant généralement très brève, d'autant plus brève que la plage est réfléchive, il ne nous a pas été

possible de comparer de nombreuses interactions de fusions pour des angles de plages variés. Il serait sans doute intéressant de vérifier si cette hypothèse se confirme, et pour quel angle β

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Sommaire

6.1 Bilan de l'étude	148
6.2 Perspectives	149

6.1 Bilan de l'étude

Ce projet s'inscrit dans la thématique de compréhension fine des processus hydrodynamiques qui interviennent dans la zone de littoral proche, et en particulier dans la zone de "jet de rive". Pour s'affranchir de l'hydrodynamique complexe du transfert de houle vers la zone de *swash*, nous avons conçu et réalisé un dispositif expérimental permettant d'étudier l'interaction de deux ressauts propagatifs en fonction de leur déphasage et de la pente de la plage. Un dispositif de métrologie optique par "ombroscopie", à haute résolution, a permis la mesure à haute fréquence de la position de l'interface libre au cours du temps. Plusieurs campagnes de mesure ont été menées en fonction de la thématique abordée.

L'originalité du dispositif expérimental réside dans la possibilité de réglage – continu – de la longueur des deux réservoirs sur un peu plus d'un tiers de la longueur du canal. Le pilotage des ouvertures assure une bonne reproductibilité de son comportement, avec une durée de relèvement des vannes satisfaisante comprise entre 0,07s pour un relèvement d'une hauteur $h_1 = h_2 \approx 10$ cm correspondant au remplissage des réservoirs dans la deuxième partie de notre étude, et 0,15s pour un effacement complet (environ 50,0 cm). La précision dans la mesure de la position de l'interface libre $h(x, t)$ a variée en fonction des campagnes, du matériel optique utilisé, et du champ examiné pour la troisième campagne, entre $\pm 1,5$ mm lors des études préliminaires à $\pm 0,3$ mm pour l'étude des interactions entre vagues dans la zone de *swash*.

Lors de la caractérisation du dispositif expérimental, nous avons mis en évidence trois régimes principaux. En étudiant plus particulièrement le régime des ressauts hydrauliques, nous avons mis en évidence que la mesure expérimentale de la célérité du front consécutif à une rupture de barrage suit assez bien la modélisation théorique de [Stoker \(1957\)](#), malgré quelques effets qui perturbent cette dynamique, liés à la taille finie des réservoirs. Nous observons également que la célérité du front dépend principalement de la non-linéarité et faiblement de la dispersion, ce qui correspond bien aux théories décrivant un écoulement dans des conditions "d'eaux peu profondes" ("*shallow water*") de type Saint-Venant.

L'étude de l'interaction entre deux ressauts hydrauliques s'est faite en deux temps : nous nous sommes intéressés dans un premier temps à la dynamique initiale de l'écoulement résultant des deux ruptures de barrage successives, avant que les fronts générés n'interagissent entre-eux, puis dans un deuxième temps à la dynamique de la lame d'eau sur la plage. Dans la première partie, nous avons étudié l'influence de la première vague sur la propagation de la deuxième en fonction du décalage temporel Δt , et nous avons proposé deux modélisations simples pour décrire le déplacement du deuxième front en fonction du temps, avant qu'il n'interagisse avec le premier. Ces modèles simples encadrent la solution réelle, mais il semble que dans ce cas également, les effets de taille finie des réservoirs complexifient la dynamique du système. Dans la deuxième partie, nous nous sommes d'abord intéressés aux interactions entre les deux ressauts hydrauliques, en dehors de la plage, à proximité de la plage dans le cas d'une réflexion et sur celle-ci. Ces interactions sont de deux types : de type "fusion" lorsque la deuxième vague rattrape la première et se mêle complètement à elle, on observe alors un effondrement de la hauteur

du front de la vague résultante, en concordance avec un brusque ralentissement de sa célérité, ou de type collision lorsque les deux fronts progressent en sens inverse, après que l'une des deux vagues se soit réfléchié totalement ou partiellement sur la plage. Puis nous avons étudié le comportement de la lame d'eau sur la plage, en fonction du déphasage entre les fronts à l'entrée de la zone de *swash* et de l'angle de pente de la plage β , en considérant en particulier la nature l'interaction entre les deux ressauts hydrauliques, qu'elle s'effectue sur la plage ou à proximité. L'étude a permis de mettre en évidence que pour un angle β donné, le *run-up* est maximum pour un déphasage entre les fronts Δt^* qui entraîne une interaction de type "fusion" sur la plage, et probablement lorsqu'elle intervient au début de l'ascension. Lorsque l'on compare les plages entre-elles, en fonction de leur angle de pente β , nous constatons que le *run-up* est maximum pour une plage dont la pente est intermédiaire entre les plages très réfléchives, comme par exemple la plage verticale où $\beta = 90^\circ$, et des plages plus dissipatives, comme par exemple la plage d'angle de pente $\beta = 5,7^\circ$ (pente 1/10). Dans notre cas, ce maximum a été obtenu avec un angle de plage $\beta = 45^\circ$. Cependant, nous n'avons testé que quatre angles de pente, avec deux ressauts hydrauliques successifs aux caractéristiques similaires (en tout cas générés par des hauteurs de réservoirs h_1 et h_2 identiques), nous ne pouvons donc pas conclure que $\beta = 45^\circ$ constitue l'angle de pente optimum (pour obtenir un *run-up* élevé), ni si celui-ci est indépendant des caractéristiques des ressauts hydrauliques qui interagissent entre-eux, il serait sans doute intéressant d'affiner la question.

6.2 Perspectives

Lors de la caractérisation du dispositif expérimental, nous avons pu mettre en évidence des effets lié à la taille finie des réservoirs, avec à certains instants de l'avancement du front, un brusque ralentissement de celui-ci. Nous avons pu mettre en évidence en testant deux autres longueurs de réservoirs que ce ralentissement semble d'autant plus important que la longueur du réservoir est petite, ce qui semble concorder avec les évolutions des courants de gravité mis en mouvement suite à une rupture de barrage, phénomène finement analysé par [Hogg \(2006\)](#). Il serait intéressant de vérifier si l'analyse peut s'appliquer à notre situation.

Concernant l'interaction de deux ressauts hydrauliques successifs, nous avons fait le choix de les générer avec des hauteurs de réservoirs identiques et figées pendant toute la durée de l'étude, pour réduire l'espace des paramètres. On peut imaginer de continuer ce travail en se focalisant sur des interactions de type "fusion", en faisant varier plus finement le décalage temporel Δt^* , et en expérimentant d'autres angles de pente β . Dans le même ordre d'idée, nous n'avons expérimenté qu'une plage imperméable plane, que pouvons nous dire d'un plage de géométrie simple, mais non plane, comme une portion de cylindre ou de paraboloidé? ...

Enfin, il y aurait un intérêt, et qui ne serait pas des moindres, à remplacer le plan imperméable par du sédiment formant une meilleure modélisation de la plage, et à étudier les mouvements de sédiments ainsi que les champs de vitesse en utilisant une autre métrologie.

Bibliographie

- J. Astier. *Morphodynamique de la zone de "swash": étude en canal à houle par une méthode de stéréoscopie optique*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2014. 3, 10, II
- A. Babarit, A. Vincent, S. Delvoye, J. Wackers, L. Davoust, and F. Bonnefoy. Etude numérique et expérimentale d'un nouveau système de génération conjointe de houle et courant en bassin utilisant des pompes axiales. In *15ième journée de l'Hydrodynamique (Brest 2016)*. Actes des 15ièmes Journées de l'Hydrodynamique, 2016, HAL, 2017. 9
- M. P. Bradshaw. Topographic control of run-up variability. In *Coastal Engineering 1980*, pages 1091–1105. 1980. 4, 9, 32
- I. Cáceres and J. M. Alsina. A detailed, event-by-event analysis of suspended sediment concentration in the swash zone. *Continental Shelf Research*, 41 :61 – 76, 2012. ISSN 0278-4343. doi : <https://doi.org/10.1016/j.csr.2012.04.004>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0278434312000921>. 10
- Chanson, Hubert. Solutions analytiques de l'onde de rupture de barrage sur plan horizontal et incliné . *La Houille Blanche*, (3) :76–86, 2006. doi : 10.1051/lhb:200603012. URL <https://doi.org/10.1051/lhb:200603012>. 31
- B.-T. Chen, G. A. Kikkert, D. Pokrajac, and H.-J. Dai. Experimental study of bore-driven swash–swash interactions on an impermeable rough slope. *Coastal Engineering*, 108 :10 – 24, 2016. ISSN 0378-3839. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2015.10.010>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378383915001878>. 32
- Z. Dai, J. Du, C. Li, and Z. Chen. The configuration of equilibrium beach profile in south china. *GEOMORPHOLOGY*, 86 :441–454, 2007. doi : 0.1016/j.geomorph.2006.09.016. 2
- R. G. Dean and R. A. Dalrymple. *Water wave mechanics for engineers and scientists*, volume 2. world scientific publishing Co Inc, 1991. 21
- O. Delestre, C. Lucas, P.-A. Ksinant, F. Darboux, C. Laguerre, T.-N.-T. Vo, F. James, and S. Cordier. Swashes : a compilation of shallow water analytic solutions for hydraulic and environmental studies. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 72 (3) :269–300, 2014. doi : 10.1002/fld.3741. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/fld.3741>. 31
- E. Domingo Sanchez. Experimental study of the shallow water wave propagation with the application to the swash zone hydrodynamics. Master thesis, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse and Universidad Politecnica Valencia, 2015. 38, 39, 59

- J. A. Fay. Physical processes in the spread of oil on a water surface. *International Oil Spill Conference Proceedings*, 1971(1) :463–467, 1971. doi : 10.7901/2169-3358-1971-1-463. URL <https://doi.org/10.7901/2169-3358-1971-1-463>. 76, 83
- C. J. Galvin. Breaker type classification on three laboratory beaches. *Journal of geophysical research*, 73(12) :3651–3659, 1968. doi : 10.1029/JB073i012p03651. 7, 8
- S. Hibberd and D. H. Peregrine. Surf and run-up on a beach : a uniform bore. *Journal of Fluid Mechanics*, 95(2) :323–345, 1979. doi : 10.1017/S002211207900149X. 18, 31
- A. J. Hogg. Lock-release gravity currents and dam-break flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 569 :61–87, 2006. doi : 10.1017/S0022112006002588. 18, 21, 78, 81, 84, 149
- K. Horikawa. Nearshore dynamics and coastal processes - theory, measurement, and predictive models. Technical report, University of Tokyo Press, 1988. 5, II
- D. P. Hoult. Oil spreading on the sea. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 4(1) :341–368, 1972. doi : 10.1146/annurev.fl.04.010172.002013. URL <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.04.010172.002013>. 76, 83
- M. G. Hughes. Application of a non-linear shallow water theory to swash following bore collapse on a sandy beach. *Journal of Coastal Research*, 8(3) :562–578, 1992. ISSN 07490208, 15515036. URL <http://www.jstor.org/stable/4298006>. 7, 9, 18, 32, 33, 34, 80
- M. G. Hughes, G. Masselink, and R. W. Brander. Flow velocity and sediment transport in the swash zone of a steep beach. *Marine Geology*, 138(1-2) :91–103, 1997. 9, III
- G. Kikkert, T. O’Donoghue, D. Pokrajac, and N. Dodd. Experimental study of bore-driven swash hydrodynamics on impermeable rough slopes. *Coastal Engineering*, 60 :149 – 166, 2012. ISSN 0378-3839. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2011.09.006>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378383911001669>. 31
- G. Kikkert, D. Pokrajac, T. O’Donoghue, and K. Steenhauer. Experimental study of bore-driven swash hydrodynamics on permeable rough slopes. *Coastal Engineering*, 79 :42 – 56, 2013. ISSN 0378-3839. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2013.04.008>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378383913000847>. 32
- D. J. Korteweg and G. de Vries. On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves. *Philosophical Magazine*, 39 (5) :422, 1895. 70
- L. Lacaze, J. Barale, F. Charru, D. Astruc, R. Almar, P. Almeida, P. Marchesiello, R. Benshila, and F. Auclair. SWASHLAB : SWASH-by-swash hydro-morphodynamics crossing Laboratory, field and numerical modeling approaches. appel à projet index 2015, partie d’un projet ANR 2015-2018 COASTVAR, Université Fédérale de Toulouse, IMFT, LEGOS, 2015. 3
- J. G. Leal, R. M. Ferreira, and A. H. Cardoso. Dam-break wave-front celerity. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132(1) :69–76, 2006. 31

- G. Masselink and M. Hughes. Field investigation of sediment transport in the swash zone. *Continental Shelf Research*, 18(10) :1179 – 1199, 1998. ISSN 0278-4343. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0278-4343\(98\)00027-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0278-4343(98)00027-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0278434398000272>. 4, 9
- H. Matsutomi. Dam-break flow over a uniformly sloping bottom. *Journal of Hydraulics, Coastal and Environmental Engineering. Japan Society of Civil Engineers*,, 2003(726) : 151–156, 2003. doi : 10.2208/jscej.2003.726_151. 31
- A. Morang and L. Parson. *Coastal Terminology and and Geologic Environments*. U.S. Army Corps of Engineers, Washington, D.C., coastal engineering manual edition, 2002. 3, 5, II
- W. H. Munk. Origin and generation of waves. Technical report, SCRIPPS INSTITUTION OF OCEANOGRAPHY LA JOLLA CALIF, 1951. 6
- G. Ondoa, F. Bonou, F. Tomety, Y. du Penhoat, C. Perret, C. Degbe, and R. Almar. Beach response to wave forcing from event to inter-annual time scales at grand popo, benin (gulf of guinea). *WATER*, 9(447), 2017. 2
- D. H. Peregrine. Calculations of the development of an undular bore. *J. Fluid Mech.*, 25 (2) :321–330, 1966. doi : 10.1017/S0022112066001678. 32
- M. Petcu and R. Temam. The one-dimensional shallow water equations with transparent boundary conditions. *Mathematical Methods in the Applied Sciences*, 36(15) :1979–1994. doi : 10.1002/mma.1482. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/mma.1482>. 21
- J. Puleo, R. Beach, R. Holman, and J. Allen. Swash zone sediment suspension and transport and the importance of bore-generated turbulence. *Journal of Geophysical Research*, 105(C7) :17021 – 17044, 2000. doi : <http://dx.doi.org/10.1029/2000JC900024>. 9
- J. A. Puleo. Special issue on swash-zone processes. *Continental Shelf Research*, 26(5) :555, 2006. ISSN 0278-4343. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.csr.2006.01.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0278434306000227>. Swash-Zone Processes. 4
- J. A. Puleo and T. Butt. The first international workshop on swash-zone processes. *Continental Shelf Research*, 26(5) :556 – 560, 2006. ISSN 0278-4343. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.csr.2006.01.008>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0278434306000239>. Swash-Zone Processes. 3
- J. A. Puleo and A. Torres-Freyermuth. The second international workshop on swash-zone processes. *Coastal Engineering*, 115 :1 – 7, 2016. ISSN 0378-3839. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.coastaleng.2015.09.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378383915001556>. Swash-zone Processes. 3, 9
- R. Ré. Etude du lacher instantané d'une retenue d'eau dans un canal par la méthode graphique. *La Houille Blanche*, (3) :181–188, 1946. 31

- A. Ritter. Die fortpflanzung von wasserwellen. *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, 36(33 part 3) :947–954, 1892. URL <https://ci.nii.ac.jp/naid/10024474030/en/>. 24, 25, 30, 31
- J. W. Rottman and J. E. Simpson. Gravity currents produced by instantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 135 :95–110, 1983. doi : 10.1017/S0022112083002979. 83
- F. Sabatier. *Fonctionnement et dynamiques morpho-sédimentaires du littoral du delta du Rhône*. Thèse de doctorat, Université Aix-Marseille III, 2001. 3
- M. C. Shen and R. E. Meyer. Climb of a bore on a beach part 2. non-uniform beach slope. *Journal of Fluid Mechanics*, 16(1) :108–112, 1963a. doi : 10.1017/S0022112063000616. 18, 31
- M. C. Shen and R. E. Meyer. Climb of a bore on a beach part 3. run-up. *Journal of Fluid Mechanics*, 16(1) :113–125, 1963b. doi : 10.1017/S0022112063000628. 18, 31
- P. K. Stansby, A. Chegini, and T. C. D. Barnes. The initial stages of dam-break flow. *Journal of Fluid Mechanic*, 374 :407–424, 1998. 18, 31, 38, 39, 67, 68, 69, 70, 82, 83, 94
- J. Stoker. *Water Waves. The Mathematical Theory with Applications*. New York : Interscience Publ. Inc., 1957. iii, 14, 17, 18, 19, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 33, 67, 73, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 88, 94, 95, 96, 97, 98, 99, 100, 101, 119, 121, 144, 148, XV, XVI, XVIII, XXXVI, XXXIX
- A. Stépanian. *Evolution morphodynamique d'une plage macrotidale à barres : Omaha beach (Normandie)*. Thèse de doctorat, Université de Caen, 2002. 4
- O. Thual. *Des ondes et des fluides*. Cépaduès-Éditions, 2005. 22
- D. H. Thuan, L. Binh, N. Viet, D. Hanh, R. Almar, and P. Marchesiello. Typhoon impact and recovery from continuous video monitoring : a case study from nha trang beach, vietnam. *Journal of Coastal Research*, 75((spl)) :263–267, 2016. 2
- I. L. Turner, P. E. Russell, and T. Butt. Measurement of wave-by-wave bed-levels in the swash zone. *Coastal Engineering*, 55(12) :1237 – 1242, 2008. ISSN 0378-3839. doi : <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2008.09.009>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0378383908001543>. 10
- P.-L. Viollet, J.-P. Chabard, and P. Esposito. *Mécanique des fluides appliquée : écoulements incompressibles dans les circuits, canaux et rivières, autour des structures et dans l'environnement*. Presses des Ponts, 2003. 22, 25
- L. Wright and A. Short. Morphodynamic variability of surf zones and beaches : A synthesis. *Marine Geology*, 56(1) :93 – 118, 1984. ISSN 0025-3227. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/0025-3227\(84\)90008-2](http://dx.doi.org/10.1016/0025-3227(84)90008-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0025322784900082>. 32

Annexe A

Figures, tableaux et informations complémentaires

Sommaire

A.1 Compléments sur la problématique côtière	II
A.1.1 Termes et traits caractérisant la zone côtière (terminologie anglaise)	II
A.1.2 Types de transport sédimentaire	II
A.2 Conception et dimensionnement : compléments	III
A.2.1 CdCF : tableaux annexes	III
A.2.2 Conception du canal : points particuliers	IV
A.2.3 Dimensionnement du canal	IV
A.2.4 Contrôle dimensionnel du canal en verre (3)	V
A.3 Interaction entre deux vagues	IX
A.3.1 correspondance entre Δt et Δt^*	IX
A.3.2 Détermination des limites début et fin de l'interaction	IX
A.3.3 Détermination de η^*	XI

A.1 Compléments sur la problématique côtière

A.1.1 Termes et traits caractérisant la zone côtière (terminologie anglaise)

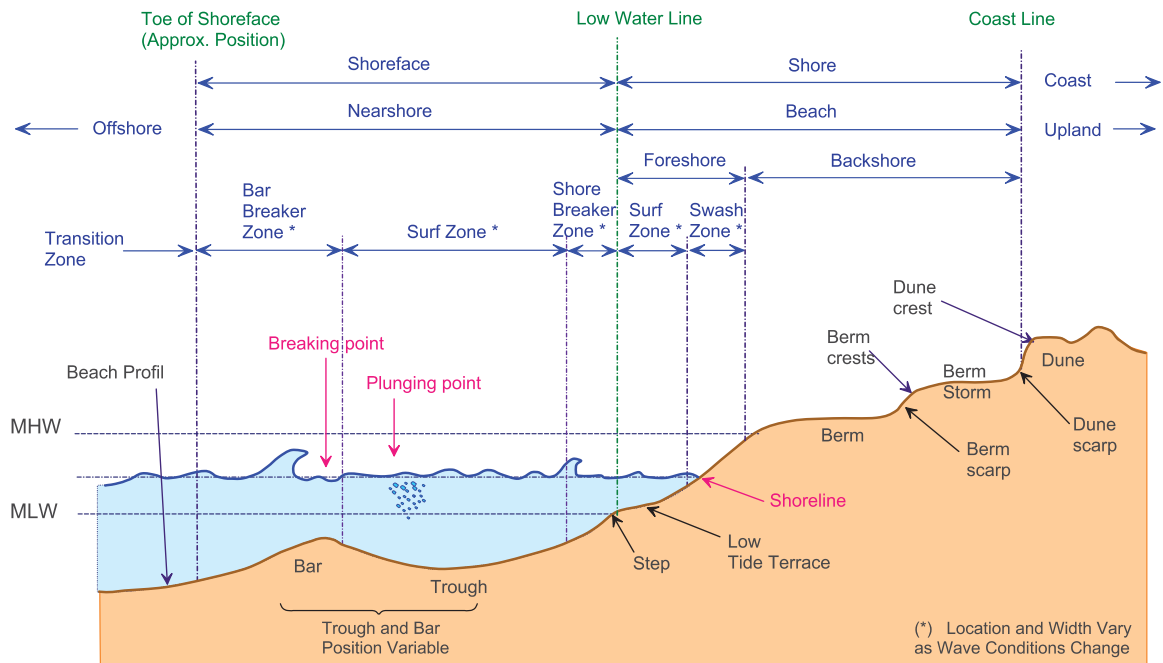


FIGURE A.1 – Termes et traits caractérisant la zone côtière (d'après Morang and Parson (2002), Horikawa (1988) et Astier (2014)).

A.1.2 Types de transport sédimentaire

Il existe plusieurs modes de transport des sédiments dans la zone de littorale proche, et bien que les définitions ne soient pas toutes unanimes, les principaux sont illustrés par la figure A.2. Ce sont :

- le mode par charriage, – ou "*bed load : rolling*" –, ou également "*roulement*" ou "*roulage*" : les particules se déplacent en roulant, en restant en contact avec le fond de la plage (ou du lit) sous l'effet du courant. Ce sont généralement les particules les plus massives qui sont affectées, et elles se déplacent de manière relativement lente et continue.
- le mode par saltation, – ou "*bed load : saltating*" – : les sédiments de taille réduite (sable ou gravier) sont entraînés par le courant sur une courte distance, en subissant une sorte d'effet de "*lift*". Ils se déplacent par sauts.
- le mode par *suspension* : les sédiments de petite taille (sables fins, limons) sont entraînés par le courant sur de longues distances sans se redéposer.

Certains auteurs différencient également un mode tirage, – ou "*bed load : sliding*", ou "*traction*" – où les sédiments sont plutôt entraînés par traction que par roulage. Pour beaucoup d'entre-eux, le mode de transport sédimentaire de type *bedload* regroupe le roulage, la traction quand elle est évoquée, et la saltation, ce qui correspond alors parfois

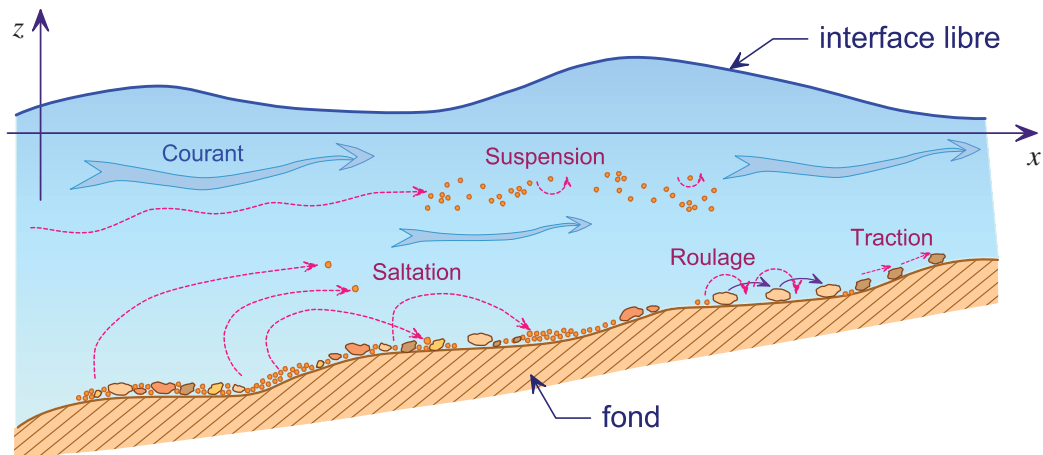


FIGURE A.2 – Schéma des principaux modes de transport sédimentaire.

à notre terme *charriage*. Enfin sous certaines conditions : ressaut hydraulique bien développé, un paramètre de Shields supérieur à 0,8, on peut également avoir un mode de transport appelé "*sheet flow*", qui mobilise plusieurs couches de grains du lit en même temps, pendant la phase de *uprush* (Hughes et al. (1997)). Il peut y avoir également des substances dissoutes etc ...

A.2 Conception et dimensionnement : compléments

A.2.1 CdCF : tableaux annexes

FC2 : Maintenir l'appareillage de mesure.			
critère	Niveau	Limite	Flexibilité
Visibilité optique des processus physiques, aux appareils de mesures	Maximale		F1
Faciliter d'accrochage			F2
Faciliter de réglage de leurs positions dans le sens de la longueur du canal		réglage continue sur l'axe (O, \vec{x})	F2

TABEAU A.1 – Extrait du Cahier des charges fonctionnel : fonction complémentaire FC2

Le critère de *Visibilité optique ... Maximale* de la fonction contrainte FC2 (tableau A.1) correspond à accès optique total par tous les côtés du parallélépipède rectangle que constitue le volume du canal, avec une petite exception pour l'accès par le dessus du canal au niveau des équipages mobiles lorsqu'ils sont en position au dessus du canal dans le mode opératoire N°1. Pour d'autres utilisations, si nécessaire, ceux-ci peuvent être translatés en dehors du canal (prolongation de la liaison en translation de (5) par rapport à (2) en dehors du canal non représentée sur le SCM).

FC4 : Positionner le Référentiel du canal par rapport au sol.			
critère	Niveau	Limite	Flexibilité
Garantir l'horizontalité du Référentiel absolu du banc d'étude	Mise en position par 3 pieds réglables Maintien en position par appuis complémentaires	tolérance par rapport à l'horizontalité $\pm 1'$ d'angle?	F0

TABLEAU A.2 – Extrait du Cahier des charges fonctionnel : fonction complémentaire FC4

A.2.2 Conception du canal : points particuliers

- liaison pivot berceau (2)/bâti (1) : conception d'une liaison non traversante "fusée", réglable pour pouvoir se rendre indépendant des défauts de fabrication du bâti mécano-soudée, réalisée en interne ...
- guidage horizontal de l'ensemble équipage mobile ((5),(6)) par rapport au berceau (2) : rectitude
- guidage vertical de la vanne (6) par rapport à l'équipage mobile ((5),(6)) : rectitude, caractéristiques dynamiques (vitesse et accélération)

A.2.3 Dimensionnement du canal

Structures porteuses L'essentiel des structures porteuses : bâti (1), les différentes parties du berceau (2) (structure porteuse du canal en verre (3), portique, haubannage du portique ...), les différentes parties constituant le coulisseau (5), etc ... ont été dimensionnées, et pour partie optimisées, pour garantir le fonctionnement en toute sécurité du dispositif expérimental, et pour contrôler les déformations maximales, particulièrement lorsque celles-ci avaient des répercussion sur la fonctionnalité du dispositif etc ...

Ces calculs ont été fait pour partie analytiquement (modèle "poutre" de la Résistance des Matériaux (RdM)), et pour partie en modélisant tout ou partie des structures étudiées avec le module "ossatures" du logiciel "RdM Le Mans". A titre d'exemple la "structure porteuse" du berceau (2) a été dimensionnée afin d'assurer une rigidité suffisante pour garantir une bonne planéité du canal qui repose dessus après remplissage : flèche $f \leq 0,2 \text{ mm}$ et $|\sigma|_{Max} \leq 5,0 \text{ MPa}$. La figure A.3¹ présente quelques exemples extraits des résultats obtenus pour celle-ci pour les deux modes : mode VAV et mode Permanent.

Liaisons Les liaisons telles que :

- liaison pivot berceau (2)/bâti (1)
- liaison glissière coulisseau (5)/berceau (2)
- liaison glissière vanne (6)/coulisseau (5)

réalisées à l'aide d'éléments standards du commerce, ont été dimensionnées à l'aide des méthodes habituelles de la conception mécanique : choix de l'élément en fonction de critère de capacité statique (paliers de la liaison berceau (2)/bâti (1)), caractéristiques cinématiques et/ou dynamiques (liaisons glissières coulisseau (5)/berceau (2) et vanne

1. les liaisons pivot et appui simple étaient au départ telles que représentées sur ces exemples de calcul, puis elles ont été inversées pour diverses raisons constructives. Cela ne change cependant pas les résultats des calculs de dimensionnement.

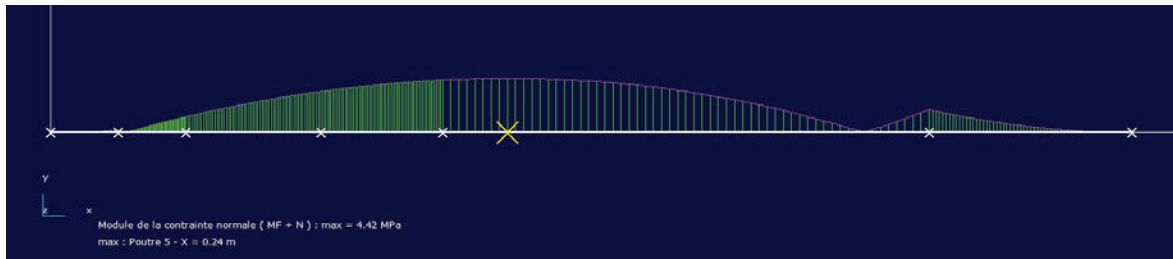
(6)/coulisseau (5)), calcul de durée de vie etc ... Un certain nombre d'éléments filetés "sensibles" (goujons assurant la prise en charge du porte-à-faux de l'effort du berceau sur la fusée, vis diverses etc ...) ont également été vérifiés.

A.2.4 Contrôle dimensionnel du canal en verre (3)

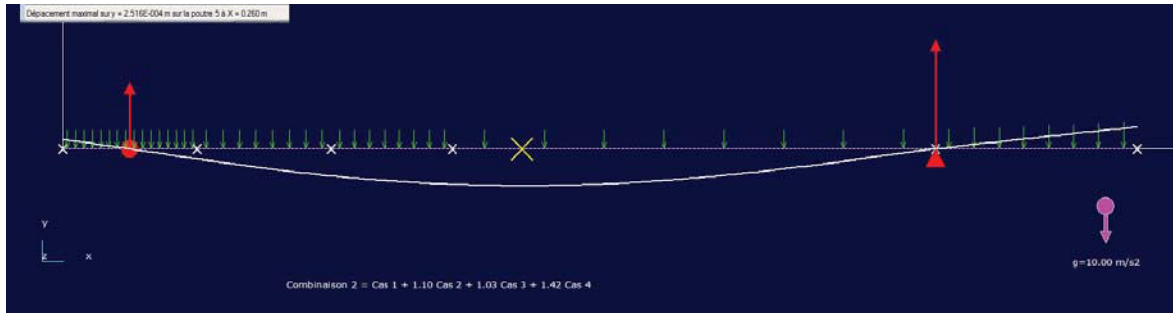
Après l'assemblage et le collage du canal en verre (3), un contrôle dimensionnel des faces internes a été effectué, sur toute la hauteur du canal et sur environ 1,0m dans le sens longitudinal, à partir de l'abscisse la plus petite possible physiquement pour la vanne du réservoir N°1, en palpant quinze points sur chaque face interne (voir figure A.4a). La rectitude des guidages horizontal et vertical, une fois montés, ayant été évaluée après contrôle inférieur à 1/10 mm, deux comparateurs ont été fixé sur l'étrier de vanne "aval" (la deuxième dans le sens de l'écoulement des futures vagues), cet étrier étant lui-même fixé sur la glissière verticale de l'équipage mobile ((5),(6)). Après avoir régler les comparateurs à zéro, sur deux premiers points en vis-à-vis, situés à l'abscisse la plus faible et l'altitude la plus élevées, nous avons relevé les écarts par rapport à ce zéro simultanément sur les deux comparateurs, en 14 autres positions de l'ensemble constitué par les deux comparateurs. Les données issues de ce "palpage" ont été traitées par le logiciel PC-DMIS d'une machine à mesurer tridimensionnelle (voir figure A.5), qui a calculé le plan moyen de chaque nuage de points (nuage de gauche et nuage de droite) : le positionnement relatif des deux plans moyens correspond au défaut d'orientation. Puis pour chaque plan moyen, le logiciel a calculé les deux plans parallèles au plan moyen, placés de part et d'autre, englobant l'ensemble du nuage de points, tout en minimisant la distance qui les sépare : la distance entre ces deux plans correspond au défaut de planéité de la surface interne de la paroi de verre du canal (défaut de forme).

L'analyse des résultats montre que la géométrie est plutôt bonne. Pour pouvoir visualiser les défauts plus facilement, les points de mesures ont été reportés (avec leurs coordonnées réelles) sous le logiciel Catiav5, ainsi que les 2 plans moyens, eux-mêmes encadrés par leurs deux plans parallèles (voir figure A.4b) :

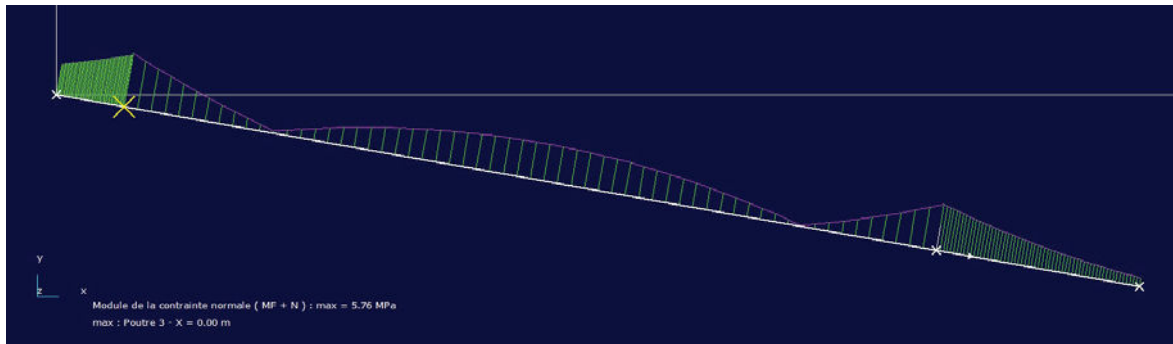
- les défauts de forme (planéité) sont prépondérants sur le défaut d'orientation : 1,0 mm sur la face "gauche" et 0,7 mm sur la face "droite" (quand l'observateur voit l'écoulement venir vers lui),
- les défaut d'orientation sont très faibles : les plans moyens ont un défaut de parallélisme inférieur à 0,3 mm pour 1 m dans le sens de la longueur et bien inférieur à 0,1 mm pour 0,5 m dans le sens de la hauteur, tout en "s'évasant" vers le haut.



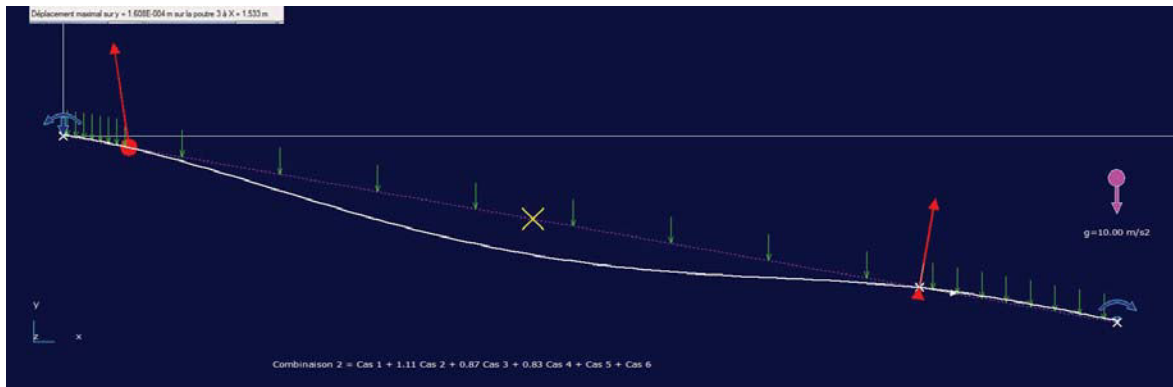
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE A.3 – Dimensionnement de la structure porteuse du canal en verre (3) : contrainte normale et déformation maximales de la poutre en flexion. (a) et (b) du berceau en mode "Vagues à Vagues" (notre étude); (c) et (d) du berceau en mode "Permanent"

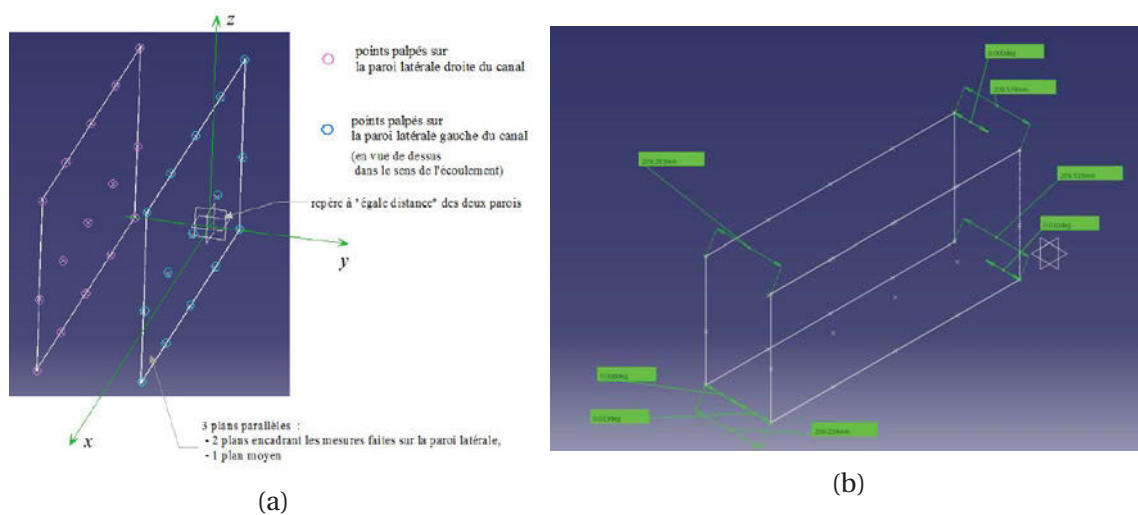


FIGURE A.4 – Contrôle dimensionnel du canal en verre (3) : en vue de dimensionner les joints d'étanchéité des vannes.

(a) principe du palpage; (b) résultats illustrés par des côtes dimensionnels obtenues entre les "plans moyens"

DIM PLAT4= PLANÉITE DE PLAN PLN 1									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
M	0.000		0.010	0.000	1.089	0.461	-0.628	1.089	1.079
DIM PLAT5= PLANÉITE DE PLAN PLN 2									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
M	0.000		0.010	0.000	0.692	0.372	-0.320	0.692	0.682
DIM ANGL 9= ANGLE 2D (VRAI) DEPUIS PLAN PLN 1 VERS AXEX									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
A	0.013		0.010	0.010	0.013	0.013	0.013	0.000	0.000
DIM ANGL 10= ANGLE 2D (VRAI) DEPUIS PLAN PLN 2 VERS AXEX									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
A	-0.008		0.010	0.010	-0.008	-0.008	-0.008	0.000	0.000
DIM ANGL 11= ANGLE 2D (VRAI) DEPUIS PLAN PLN 1 VERS AXEY									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
A	-89.987		0.010	0.010	-89.987	-89.987	-89.987	0.000	0.000
DIM ANGL 12= ANGLE 2D (VRAI) DEPUIS PLAN PLN 2 VERS AXEY									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
A	89.992		0.010	0.010	89.992	89.992	89.992	0.000	0.000
DIM ANGL 13= ANGLE 2D (VRAI) DEPUIS PLAN PLN 1 VERS AXEZ									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
A	0.000		0.010	0.010	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DIM ANGL 14= ANGLE 2D (VRAI) DEPUIS PLAN PLN 2 VERS AXEZ									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
A	0.000		0.010	0.010	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DIM ANGL 15= ANGLE 3D (VRAI) DEPUIS PLAN PLN 1 VERS PLAN PLN 2									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
A	0.023		0.010	0.010	0.023	0.023	0.023	0.000	0.000
DIM LOC 1= EMPLACEMENT DE PLAN PLN 1									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
Y	104.525		0.000	0.000	104.525	105.030	104.060	0.000	0.000
DIM LOC 2= EMPLACEMENT DE PLAN PLN 1									
AX	VAL.	NOM.	+TOL	-TOL	MESU	MAX	MIN	DÉV	HORSTOL
X	600.000		0.000	0.000	600.000	1000.000	200.000	0.000	0.000
Y	104.525		0.000	0.000	104.525	105.030	104.060	0.000	0.000
Z	250.000		0.000	0.000	250.000	440.000	80.000	0.000	0.000

FIGURE A.5 – Résultats du contrôle dimensionnel du canal en verre (3) : ces résultats ont été obtenus par le logiciel PC-DMIS d'une machine à mesurer tridimensionnelle.

A.3 Interaction entre deux vagues

A.3.1 correspondance entre Δt et Δt^*

		Δt^*			
		$5,71^\circ$	$11,31^\circ$	$45,0^\circ$	$90,0^\circ$
Δt	β				
0,4					0,15
0,5				0,41	0,29
0,6	0,65	0,68		0,56	0,50
0,7	0,78	0,80		0,70	0,62
0,8	0,92	0,94		0,85	0,81
0,9	1,05			0,97	0,95
1,0	1,16			1,12	1,06
1,1	1,27	1,27		1,25	1,21
1,2	1,38			1,35	1,35
1,3	1,50			1,47	1,46
1,4	1,61			1,58	1,58
1,5	1,71			1,70	1,67
1,6	1,80	1,79		1,80	1,80
1,7	1,91				
1,8					2,00
2,1					2,32

TABLEAU A.3 – Tableau des correspondance entre Δt et Δt^* , pour les différentes valeurs de β .

A.3.2 Détermination des limites début et fin de l'interaction

La détermination des débuts, fins et "positions" moyennes" de l'interaction de collision dépend du type de plage. Nous avons utilisé deux approches, selon l'importance de la pente.

Pour une plage "très réfléchive" telle que la plage verticale ou la plage à 45° , et pour un Δt^* donné, nous avons défini "arbitrairement" le "début de l'interaction", graphiquement quand c'était possible (figure A.6), en positionnant le point $I_{deb}(t_{i_{deb}}, x_{i_{deb}})$ de l'espace spatio-temporel, intersection des bords des fronts, côté plage pour R_f^2 , et côté réservoirs pour R_b^1 . L'intersection des bords des fronts, côté plage pour R_f^{i1} et côté réservoirs pour R_b^{i1} a été envisagé comme fin de l'interaction collision – fin de la phase où les deux fronts R_b^1 et R_f^2 se résolvent en deux fronts résultants R_f^{i1} et R_b^{i1} , cependant on constate qu'avec ces hypothèses, et sur l'exemple présenté, le point $I_{Max}(t_{i_{Max}}, x_{i_{Max}})$ correspondant à l'instant et à l'abscisse où $\eta(x, t) = \eta_{Max}$ n'appartient pas à l'intervalle : $[t_{i_{deb}}, t_{i_{fin}}] \times [x_{i_{deb}}, x_{i_{fin}}]$, et la largeur de l'intervalle $[x_{i_{deb}}, x_{i_{fin}}]$ correspondant à la longueur approximative nécessaire à l'écoulement pour interagir, est beaucoup plus petite que la zone tourmentée (la "bosse").

Enfin, cette estimation des limites "spatio-temporelles" de l'interaction se heurte au cas

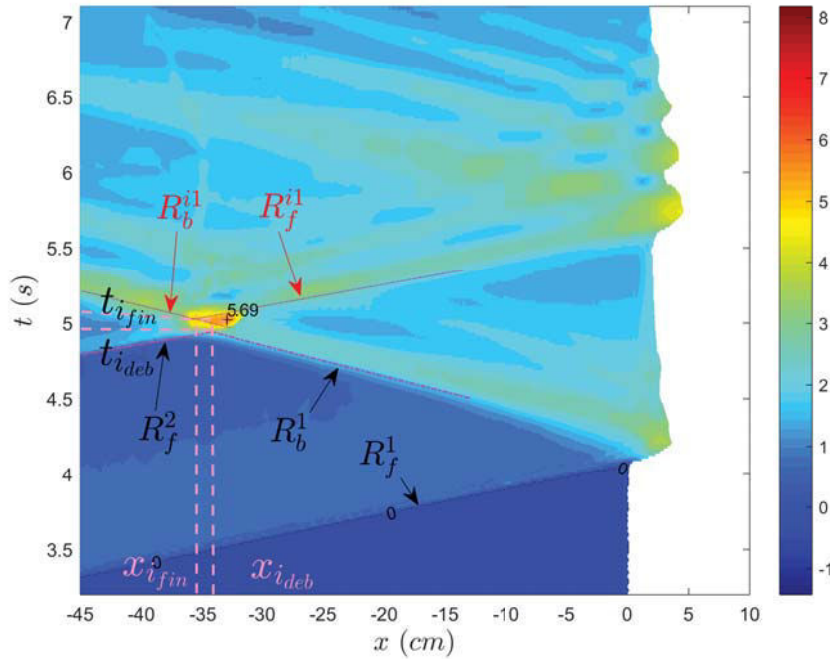


FIGURE A.6 – Mesure des début et fin de l'interaction : principe de la détermination ($\beta = 45^\circ$ et $\Delta t^* = 1,58$ s).

de plage beaucoup moins réfléchive telles que la plage de pente 1/5 où la visualisation d'une intersection de R_f^2 avec R_b^1 est difficile à déterminer (figure A.7b) car la redescente de la masse d'eau de la plage ne forme pas un front clairement défini ...

Finalement, pour plus de facilité, nous avons décidé de définir la zone moyenne de l'interaction, toujours graphiquement, en délimitant au mieux cette zone de l'espace spatio-temporel correspondant à la "bosse" – dans la mesure où l'on peut définir une limite assez claire entre l'élévation brusque de l'interface libre, et le reste de la surface libre – par un rectangle qui contient l'essentiel de la zone perturbée, en particulier la zone comprenant le point I_{Max} (figure A.7). Nous considérerons comme valeurs approchées de Δx_i et δt_i , la "largeur" Δx_i et la "hauteur" δt_i de cette zone ainsi définie, la position moyenne de l'interaction sera prise comme le barycentre de cette zone. Nous pouvons constater qu'avec l'une ou l'autre de ces approches, cela ne modifie pas beaucoup la valeur de δt_i , et que dans les deux cas, $t_{i_{fin}}$ correspond à peu près avec l'instant où $\eta(x, t)$ atteint ce maximum local. Par contre avec la première approche, Δx_i est fortement minoré, et correspond sans doute seulement à la longueur sur laquelle la partie transmise de R_b^1 se mêle à la partie réfléchie de R_f^2 , avant de former R_b^{i1} , il manque la longueur sur laquelle la partie transmise de R_f^2 se mêle à la partie réfléchie de R_b^1 , pour former R_f^{i1} . Pour une plage peu réfléchive, avec une "bosse" beaucoup moins marquée, les valeurs de $x_{i_{deb}}$ et de $t_{i_{deb}}$ seront exclusivement définies comme bornes horizontale et verticale inférieures de cette zone.

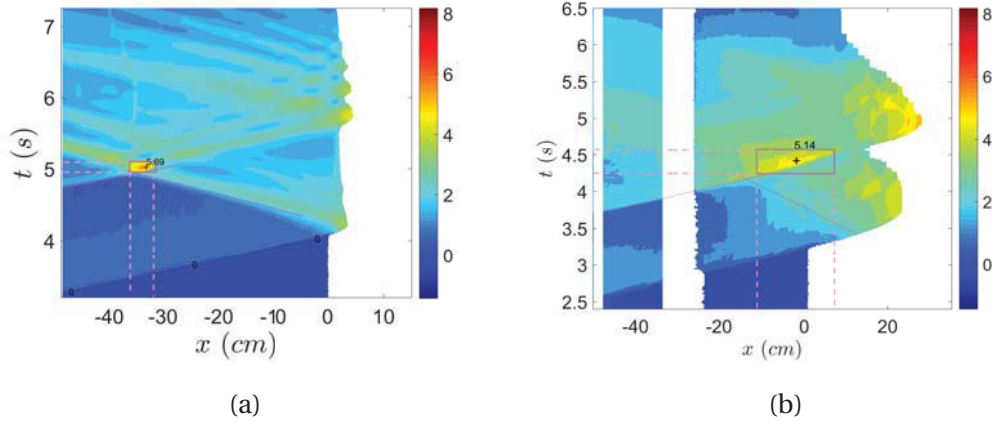


FIGURE A.7 – Détermination des caractéristiques de l'interaction : (a) : $\beta = 45^\circ$ et $\Delta t^* = 1,58$ s; (b) : $\beta = 11,31^\circ$ et $\Delta t^* = 1,27$ s.

A.3.3 Détermination de η^*

Cette hauteur est variable selon la plage utilisée, elle a été déterminée en calculant une valeur "représentative" du 1^{er} front lorsqu'il passe à l'abscisse x_L . Pour chaque plage, puis pour chaque mesure, nous avons déterminé cette valeur comme la moyenne des valeurs de $\eta(x, t)$ prises dans l'ensemble des valeurs représentant 10% des η les plus élevées sur une zone définie localement (de longueur $l \approx 3$ cm) autour de l'abscisse x_L . Pour une plage donnée, les hauteurs du 1^{er} front R_f^1 passant à x_L sont sensiblement les mêmes, à peu près indépendantes de Δt^* , nous en avons donc fait la moyenne et obtenu :

- $\eta^* = 2,03$ cm pour la plage de pente 1/10. La longueur parcourue par R_f^1 pour parvenir à l'abscisse x_L est : $l_{parcours} \approx 124,8$ cm (écart-type de 0,1 cm),
- $\eta^* = 2,11$ cm pour la plage de pente 1/5. La longueur parcourue par R_f^1 pour parvenir à l'abscisse x_L est : $l_{parcours} \approx 110,0$ cm (écart-type de 0,05 cm),
- $\eta^* = 1,74$ cm pour la plage à 45° . La longueur parcourue par R_f^1 pour parvenir à l'abscisse x_L est : $l_{parcours} \approx 172,4$ cm (écart-type de 0,11 cm),
- $\eta^* = 1,70$ cm pour la plage verticale. La longueur parcourue par R_f^1 pour parvenir à l'abscisse x_L est : $l_{parcours} \approx 223,1$ cm (écart-type de 0,13 cm),

Nous avons vu que la hauteur du front de R_f^1 diminue au fur et à mesure qu'il se déplace vers la plage : les valeurs obtenues de η^* semblent en concordance avec cette observation antérieure.

Annexe B

Compléments théoriques

Sommaire

B.1 Propagation d'une onde en régime "shallow water"	XIV
B.1.1 Formulation générale	XIV
B.1.2 Analogie avec la dynamique des gaz	XV
B.2 intégration des équations différentielles : méthode des caractéristiques	XVI
B.3 Modélisation d'un "dambreak" dans un canal	XVII
B.3.1 Notion d'onde "simple"	XVII
B.3.2 Conditions de discontinuité, ou conditions de choc	XVIII
B.3.3 Rupture de barrage	XX
B.3.4 Règle de Leibniz	XX

B.1 Propagation d'une onde en régime "shallow water"

Dans l'approximation (SW), on commence par intégrer les équations du mouvement sur la hauteur totale d'eau. Le fond est donné par $z = -d(x)$ et le déplacement de la surface est donné par $z = \eta(x, t)$ (figure 2.1). Les composantes de la vitesse sont $u(x, z, t)$ et $w(x, z, t)$.

B.1.1 Formulation générale

Pour un écoulement bidimensionnel, l'équation de continuité (2.1) devient :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{B.1})$$

La condition cinématique à la surface libre (2.27) peut s'écrire :

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} - w \right) \Big|_{z=\eta} = 0 \quad (\text{B.2})$$

Sur le fond, la condition cinématique au fond s'écrit :

$$\left(u \frac{\partial d}{\partial x} + w \right) \Big|_{z=-d} = 0 \quad (\text{B.3})$$

L'intégration de (B.1), en fonction de z , donne :

$$\int_{-d}^{\eta} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) dz + w \Big|_{-d}^{\eta} = 0 \quad (\text{B.4})$$

En utilisant les expressions (B.2) et (B.3), permettant d'obtenir w pour, respectivement $z = \eta$ (B.2) et $z = -d$, afin d'évaluer le deuxième terme de (B.4), et en appliquant les règles permettant d'échanger les opérations de dérivée partielle et d'intégration, on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-d}^{\eta} u dz = - \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (\text{B.5})$$

A partir de là, l'approximation (SW) fait l'hypothèse que la composante suivant z de l'accélération des particules d'eau est négligeable. Cela revient à supposer que la pression au sein du liquide est essentiellement hydrostatique :

$$p = g\rho(\eta - z) \quad (\text{B.6})$$

En dérivant l'expression de p (B.6), on obtient :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g\rho \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (\text{B.7})$$

On remarque qu'une des conséquences est que la composante suivant x de l'accélération des particules d'eau est indépendante de z , et par suite que la composante u , suivant x , est également indépendante de z quel que soit t : $u = u(x, t)$. L'équation (B.5) peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial [u(\eta + d)]}{\partial x} = - \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (\text{B.8})$$

La composante suivant x de l'équation du mouvement (équation d'Euler) (2.2a) se simplifie ($\partial u / \partial z = 0$), et s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (\text{B.9})$$

B.1.2 Analogie avec la dynamique des gaz

La dynamique des gaz étant bien connue, il est commode de retrouver dans les équations (2.23) et (2.24) des formes déjà bien étudiées. Pour ce faire [Stoker \(1957\)](#) introduit une "masse volumique" $\bar{\rho}$ par :

$$\bar{\rho} = \rho(\eta + d) \quad (\text{B.10})$$

et une "pression" \bar{p} par :

$$\bar{p} = \int_{-d}^{\eta} p \, dz \quad (\text{B.11})$$

qui compte-tenu de l'équation (B.6) donne :

$$\bar{p} = \frac{g}{2\rho} \bar{\rho}^2 \quad (\text{B.12})$$

Les équations (B.8) et (B.9) exprimées avec ces deux quantités $\bar{\rho}$ et \bar{p} se réécrivent :

$$\bar{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + g \bar{\rho} \frac{\partial d}{\partial x} \quad (\text{B.13})$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}u)}{\partial x} = - \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \quad (\text{B.14})$$

Lorsque $\partial d / \partial x = 0$, c'est à dire lorsque le fond est horizontal, ces équations correspondent exactement, dans leur forme, à la dynamique des écoulements unidimensionnels de gaz compressibles ([Stoker \(1957\)](#)). Par analogie avec l'expression de la célérité du son dans l'air, l'expression de déplacement d'une "petite perturbation" dans l'eau sera donnée par $c = \sqrt{d\bar{p}/d\bar{\rho}}$, ce qui dans notre cas donne :

$$c = \sqrt{\frac{g\bar{\rho}}{\rho}} = \sqrt{g(\eta + d)} \quad (\text{B.15})$$

A partir des dernières équations : (2.28), (2.29) et (2.30), on peut facilement mettre en évidence que la quantité c correspond bien à une vitesse de propagation d'une "petite perturbation", au moins dans le cas où $c = c_0 + \varepsilon(x, t)$, avec $c_0 = \sqrt{gd}$ et ε un infiniment petit du premier ordre, et dans une situation où l'état initial correspond à un état au repos, et dans le cas où h est constant.

En effet, en supposant que u et ses dérivées sont également des infiniment petits du premier ordre, les équations (2.28) et (2.29) deviennent :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + 2c_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0 \quad (\text{B.16})$$

$$2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + c_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (\text{B.17})$$

Et en éliminant ε entre les deux dernières équations (B.16) et (B.17), on obtient :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{B.18})$$

où l'on reconnaît la forme classique d'une équation d'onde pour laquelle toutes les solutions sont de la forme $u = u(x \pm c_0 t)$, ce qui signifie que les écoulements sont des superpositions d'ondes dont la vitesse de propagation est constante, et vaut $c_0 = \sqrt{gd}$. Dans le cas général où c , u et ses dérivées, ne vérifient pas les hypothèses énoncées ci-avant, mais c représente toujours la célérité de l'onde ([Stoker \(1957\)](#)).

B.2 intégration des équations différentielles : méthode des caractéristiques

Intégration numérique par une approche aux "différences finies"

La détermination des valeurs de $u(x, t)$ et de $c(x, t)$ pour différentes valeurs de x et de c , peut être faite par approches successives à l'aide des "caractéristiques". Supposons que soit connu l'état du système à l'instant considéré comme initial $t = 0$, c'est à dire les valeurs :

$$\begin{cases} u(x, 0) = \bar{u}(x) & \text{(B.19a)} \\ c(x, 0) = \bar{c}(x) & \text{(ou } \eta(x, 0) = \bar{\eta}(x) \text{ Cf. (B.15))} \end{cases} \quad \text{(B.19b)}$$

où $\bar{u}(x)$ et $\bar{c}(x)$ sont des fonctions données. On peut approximer les valeurs de u et c pour de petits accroissements de t de la manière suivante : on considère tout d'abord une série de points $1, 2 \dots 4, \dots$ sur l'axe de abscisses, séparés d'une petite distance δx (figure B.1). Pour chacun de ces points, on connaît les valeurs de u et c . On peut donc calcu-

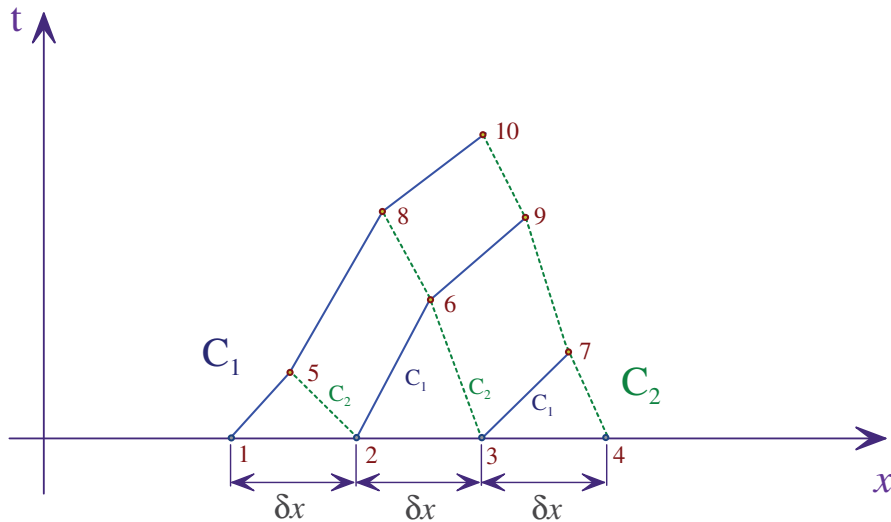


FIGURE B.1 – Méthode des caractéristiques : principe d'intégration par différences finies (d'après Stoker (1957)).

ler les valeurs des tangentes aux courbes C_1 et C_2 aux points $1, 2 \dots 4, \dots$ avec les relations (2.33). Si on assimile, sur une petite distance (donc pour une petite valeur de δt), l'arc que constitue la portion de courbe C_1 (resp. C_2) à sa tangente, on trouve les points $5, 6 \dots 7, \dots$, intersections des segments de droite correspondant aux tangentes. Aux nouveaux points $5, 6 \dots 7, \dots$ on peut calculer les nouvelles valeurs de u et c à l'aide des relations (2.34), et du t correspondant à ces points si $m \neq 0$, et on peut ensuite réitérer le processus

B.3 Modélisation d'un "dambreak" dans un canal

B.3.1 Notion d'onde "simple"

Avec les hypothèses précisées au § 2.2.1 du Chap. 2, on suppose qu'une perturbation contrôlée est créée à l'origine du dispositif de manière telle que, soit u , soit $c = \sqrt{g(\eta + d)}$, soit pilotée en temps.

Dans la mesure où on suppose que les particules de fluide qui se trouve initialement dans une section verticale, y restent, la perturbation va se déplacer dans un canal de profondeur constante avec une célérité constante, et au moins une des deux familles de "caractéristiques" décrites par (2.33) consiste en une famille de droites (voir pour exemple la figure 2.2), le long desquelles u et c sont également constantes. Cette situation est appelée "onde simple".

Avec les hypothèses précisées ci-avant, on a les principaux résultats suivants :

- il existe une zone du plan $\mathcal{P}(x, t)$, repérée (I) sur la figure 2.2, appelée "zone de calme". Elle est définie pour tous $t \geq 0$, limitée par l'axe des abscisses à sa partie inférieure et par une "caractéristique" C_1^0 dans sa partie supérieure, consistant en une droite passant par l'origine et de pente c_0 . Dans cette zone de calme, les deux familles de "caractéristiques" sont constituées de droites parallèles de pentes $\pm c_0$.
- on peut exprimer la pente d'une "caractéristique" donnée parmi les droites de la famille C_1 si l'on connaît la valeur des conditions aux limites en $x = 0$ pour $t = \tau$ (figure 2.2), en l'exprimant soit en fonction de $u(\tau)$, soit en fonction de $c(\tau)$:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{2}[3u(\tau) - u_0] + c_0 \quad \text{ou} \quad (\text{B.20a})$$

$$\frac{dx}{dt} = 3c(\tau) - 2c_0 + u_0 \quad (\text{B.20b})$$

Dans la mesure où l'on connaît à la fois u et t le long de l'axe des ordonnées,

- la génération d'une onde simple est d'une nature différente selon le sens du déplacement du "piston", placé par exemple à un bout du canal ...

Onde de détente

Dans le cas de l'onde de détente, différentes situations peuvent se présenter en fonction de la phase transitoire existant avant que la vitesse de déplacement de ce "piston" se stabilise :

- détermination d'une vitesse maximale de propagation de l'onde simple. Pour cela, on considère une caractéristique de la famille (C_2) entre les points A et I (figure 2.5a), et considérant les relations (2.34) (avec $m = 0$) :

$$u_A - 2c_A = u_0 - 2c_0 \quad (\text{B.21})$$

et avec les conditions initiales $u_0 = 0$, on obtient :

$$c_A = \frac{1}{2}u_A + c_0 \quad (\text{B.22})$$

Dans la mesure où $c_A = \sqrt{g(d + \eta_A)}$ ne peut pas être négatif, on obtient la relation :

$$-u_A \leq 2c_0 \quad (\text{B.23})$$

- phénomène de "cavitation" lorsque la vitesse "piston" est supérieure à la vitesse maximale,
- phase transitoire quasi-instantanée ...

B.3.2 Conditions de discontinuité, ou conditions de choc

Pour traiter cette discontinuité, on se place au niveau d'un ressaut où de l'eau se maintient à deux niveaux différents de part et d'autre d'une section de l'écoulement repérée par son abscisse $\xi(t)$, qui peut varier au cours du temps (figure 2.7). Pour obtenir les conditions qui décrivent cette discontinuité, nous considérons l'eau contenue entre deux sections planes de l'écoulement, d'abscisses respectives $a_0(t)$ et $a_3(t)$, avec $a_3 > a_0$, entourant la section du "ressaut", et suffisamment proches de lui. On applique, à ce volume du fluide, les loi de conservation de la masse :

$$\frac{d}{dt} \int_{a_0(t)}^{a_3(t)} \rho(\eta + d) dx = 0 \quad (\text{B.24})$$

et de la quantité de mouvement :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{a_0(t)}^{a_3(t)} \rho(\eta + d) u dx &= \int_{-d}^{\eta_0} p_0 dz - \int_{-d}^{\eta_1} p_3 dz \\ &= \frac{1}{2} g \rho (\eta_0 + d)^2 - \frac{1}{2} g \rho (\eta_3 + d)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

en remarquant que la résultante des forces appliquées au volume de fluide se réduit ici, aux efforts de pression sur les sections limites du volume de fluide considéré. Les intégrales des premiers membres sont des intégrales de fonctions supposées continues par morceaux (mais discontinue en $x = \xi(t)$). On pose :

$$\begin{cases} v_3 = u_3 - \dot{\xi} \\ v_0 = u_0 - \dot{\xi} \end{cases} \quad (\text{B.26a})$$

$$(\text{B.26b})$$

où u_0 et u_3 sont les vitesses des sections de la colonne d'eau, d'abscisses a_0 et a_3 , et on fait tendre a_3 vers a_0 . En utilisant les relations (2.25) et (B.12), on obtient (Stoker (1957)) les relations :

$$\begin{cases} \bar{\rho}_3 v_3 = \bar{\rho}_0 v_0 & = \bar{m} \\ \bar{m}(v_3 - v_0) = \bar{p}_0 - \bar{p}_3 \end{cases} \quad (\text{B.27a})$$

$$(\text{B.27b})$$

où \bar{m} représente le flux de matière à travers la section du "ressaut".

La variation d'énergie contenue dans le volume d'eau défini à la figure 2.7 s'écrit :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left\{ \int_{a_0(t)}^{a_3(t)} \left[\rho(\eta + d) \frac{u^2}{2} + \frac{g\rho}{2} (\eta + d)^2 \right] dx \right\} + \int_{-d}^{\eta_3} p_3 u_3 dz - \int_{-d}^{\eta_0} p_0 u_0 dz \quad (\text{B.28})$$

En faisant tendre a_1 vers a_0 , et en utilisant les relations (2.25) et (B.12), ces relations deviennent :

$$\frac{dE}{dt} = m \left\{ \frac{1}{2} (v_3^2 - v_0^2) + 2(\bar{p}_3/\bar{\rho}_3 - \bar{p}_0/\bar{\rho}_0) \right\} \quad (\text{B.29})$$

où \tilde{m} est le flux de masse du fluide qui traverse la section du ressaut. Enfin, en éliminant v_3 et v_0 par le fait que $v_3 = m/\bar{\rho}_3$ et $v_0 = m/\bar{\rho}_0$, on trouve finalement :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{mg}{\rho} \frac{(\bar{\rho}_0 - \bar{\rho}_3)^3}{4\bar{\rho}_3\bar{\rho}_0} \quad (\text{B.30})$$

en vérifie bien qu'il y a perte d'énergie, sauf si $\bar{\rho}_3 = \bar{\rho}_0 \dots$

En remarquant que les relations (B.27a) et (B.27b), définies pour la situation de choc, sont écrites dans le repère mobile du "ressaut", et n'impliquent que v_0 et v_3 , on peut poser $u_0 = 0$, i.e. que l'eau est au repos d'un côté du "ressaut", sans perte notable de généralité. Comme les lois de la mécanique sont invariantes pour tout changement de repère, en translation rectiligne uniforme par rapport à l'original, on peut donc ajouter la même constante à u_0 , u_3 et ξ sans modifier les valeurs de v_0 et v_3 . En supposant dorénavant que $u_0 = 0$, c'est à dire que l'eau est initialement au repos d'un côté du choc, et en observant que $m v_3 = \bar{\rho}_0 v_0 v_3$ et $m v_0 = \bar{\rho}_3 v_3 v_0$, on peut récrire la deuxième condition de choc (B.27b) sous la forme :

$$v_0 v_3 = \frac{\bar{\rho}_0 - \bar{\rho}_3}{\bar{\rho}_0 - \bar{\rho}_3} \quad (\text{B.31})$$

Comme $u_0 = 0$, nous avons $v_0 = -c_B$ et $v_3 = u_3 - c_B$ (B.26). Avec la relation (B.12), l'équation (B.31) peut se réécrire sous la forme :

$$-c_B(u_3 - c_B) = \frac{g}{2\rho} (\bar{\rho}_0 + \bar{\rho}_3) \quad (\text{B.32})$$

et la première condition de choc (2.51a) prend maintenant la forme :

$$-c_B(u_3 - c_B) = -\bar{\rho}_0 c_B \quad (\text{B.33})$$

Finalement, on obtient deux expressions équivalentes de la *condition de "choc"*, la première exprime la vitesse de déplacement du "ressaut" :

$$(c_B)^2 = \frac{g\bar{\rho}_3}{2\rho} \left(1 + \frac{\bar{\rho}_3}{\bar{\rho}_0} \right) \quad (\text{B.34})$$

en éliminant u_3 , en remplaçant l'expression de $u_3 - c_B$ tirée de (B.33) dans (B.32). La deuxième expression peut s'écrire :

$$-\dot{\xi}(u_3 - \dot{\xi}) = \frac{g\bar{\rho}_3}{2\rho} \left(1 - \frac{u_3 - \dot{\xi}}{\dot{\xi}} \right) \quad (\text{B.35})$$

en éliminant $\bar{\rho}_0$. Si on appelle h , la hauteur totale d'eau mesurée à partir du fond, soit :

$$\begin{cases} h_0 = d + \eta_0 \\ h_3 = d + \eta_3 \end{cases} \quad (\text{B.36a})$$

$$\quad \quad \quad (\text{B.36b})$$

la vitesse de déplacement du ressaut (B.34) peut alors s'exprimer en fonction des hauteurs d'eau de part et d'autre du ressaut, ce qui permet d'obtenir l'expression (2.53) ...

B.3.3 Rupture de barrage

Dès la "disparition soudaine" de la vanne, on peut distinguer quatre zones (voir figure 2.9. Comme la vitesse des particules d'eau est nulle dans la zone (1), et non nulle au niveau du ressaut – elle vaut u_3 en adaptant l'expression (2.54) –, il faut envisager une continuité de son évolution entre le front du ressaut et la limite arrière de la zone (3). La détermination des du problème s'effectue de la manière suivante :

- on applique les deux conditions de choc telles que nous les avons exposées précédemment (voir (B.32) et (B.33)), mais pour la situation décrite sur la figure 2.9 :

$$-c_B(u_3 - c_B) = \frac{1}{2}(c_0^2 + c_3^2) \quad (\text{B.37})$$

$$c_3^2(u_3 - c_B) = -c_0^2 c_B \quad (\text{B.38})$$

en remplaçant $g\bar{\rho}_i/\rho$ par $c_i^2 = gh_i$.

- on écrit une relation permettant de relier u et c des zones (1) et (3) en passant par la zone (4), en fait permettant de relier les interfaces libres des zones (3) et (4). On a la relation :

$$u + 2c = 2c_3 \quad (\text{B.39})$$

au niveau du raccordement à la droite caractéristique séparant les zones (1) et (4), car $u_3 = 0$ de l'autre côté. On a également la relation :

$$u + 2c = u_3 + 2c_3 \quad (\text{B.40})$$

au niveau du raccordement à la droite caractéristique séparant les zones (3) et (3). La comparaison des relations (B.39) et (B.40) permet enfin d'écrire :

$$u_3 + 2c_3 = 2c_1 \quad (\text{B.41})$$

Finalement, nous avons trois inconnues : c_B , u_3 et c_3 (ou h_3) et trois équations (B.37), (B.38), et (2.61). On peut montrer que ce problème a une solution (racine positive réelle) pour tout rapport $h_1/h_0 \geq 1$.

B.3.4 Règle de Leibniz

Soit une fonction $f(x, t)$ avec des propriétés de continuité qui vont bien ... La règle de Leibniz est utilisée pour calculée la différentiation de l'intégrale :

$$\int_{a(x)}^{b(x)} f(x, t) dt \quad (\text{B.42})$$

où $-\infty < a(x), b(x) < +\infty$. La différentiation de cette intégrale s'écrit :

$$\frac{d}{dx} \left(\int_{a(x)}^{b(x)} f(x, t) dt \right) = \int_{a(x)}^{b(x)} \frac{\partial}{\partial x} f(x, t) dt + f(x, b(x)) \cdot \frac{d}{dx} b(x) - f(x, a(x)) \cdot \frac{d}{dx} a(x) \quad (\text{B.43})$$

Liste des figures

1.1	Types d'interfaces côtières	2
1.2	Échelles spatiales et temporelles des phénomènes géologiques et océaniques	3
1.3	Mesures de la dynamique dans la zone de <i>swash</i> en milieu naturel	3
1.4	Schématisation d'un système morphodynamique	4
1.5	Termes et traits caractérisant la zone côtière	5
1.6	Classification des vagues de l'océan	6
1.7	Morphologie type des vagues déferlant sur la plage	8
2.1	Variables utilisées pour la description des modèles.	14
2.2	Méthode des Caractéristiques : généralités	20
2.3	Spécifications des conditions aux limites pour une onde périodique	21
2.4	Rupture de barrage	23
2.5	Exemples d'ondes simples.	24
2.6	Rupture de barrage sur fond sec	25
2.7	Étude de la condition de choc	26
2.8	Ressaut avançant dans de l'eau initialement au repos	27
2.9	Rupture de barrage (analyse)	28
2.10	Solution graphique pour c_B	30
2.11	Variables utilisées pour la description des modèles.	33
3.1	Paramètres de contrôle et variable mesurée	36
3.2	Essais préliminaires dans un canal expérimental	38
3.3	Quelques résultats préliminaires	39
3.4	Génération d'une vague consécutif à un "Dam break"	39
3.5	Diagramme APTE	41
3.6	Diagramme FAST-01	44
3.7	Graphe des liaisons	45
3.8	SCM du Canal	48
3.9	Collage du canal en verre	49
3.10	Équipage mobile	49
3.11	Canal à vagues terminé	50
3.12	Génération de deux vagues successives par "Dam breaks"	51
3.13	Évolutions comparées du front entre deux campagnes	52
3.14	Schéma du dispositif expérimental lors de la 3ième campagne (vue de dessus).	53
3.15	Détection de la surface libre par ombroscopie	54
3.16	Détection de la surface libre par ombroscopie	55
3.17	Champs des caméras et repères des images	56
3.18	Détermination de la position du front	57

3.19	Détection des niveaux d'eau initiaux	58
4.1	Hauteurs d'eau dans la partie droite et gauche du canal	66
4.2	Évolution temporelle de la surface libre pour les différents régimes	66
4.3	Représentation des régimes d'écoulement dans le plan (h_0, h_1)	68
4.4	Représentation des régimes d'écoulement dans le plan (ϵ, μ)	70
4.5	Représentation des régimes d'écoulement dans le plan (ϵ, μ) (échelle "log-log")	71
4.6	Exemple de ressauts hydrauliques sur une plage sableuse	72
4.7	Caractéristiques types du régime : cas de $h_0 = 2,0$ et $h_1 = 9,9$ cm.	73
4.8	Évolution de l'énergie potentielle et de la hauteur moyenne d'eau pour $h_0 = 2,0$ et $h_1 = 9,9$ cm.	74
4.9	Évolution de la position du front x_f^+ en fonction du temps t^+ : influence de μ, ϵ fixé.	76
4.10	Évolution de la position du front x_f^+ en fonction du temps t^+ : influence de ϵ, μ fixé.	77
4.11	Évolution de la position du front x_f pour des l_1 différents	78
4.12	Ondes de choc et de détente dans canal de dimension finie à $t_1 = 0,147$ s	79
4.13	comparaison des célérités théorique $c_{B_{th}}$ et expérimentale $c_{B_{exp}}$ du front, pour $h_0 = 2,0$ et $h_1 = 9,9$ cm.	81
4.14	Vitesse du front c_B en fonction de ϵ	82
5.1	Définition des zones d'étude (S) et (L)	86
5.2	Évolution de $x_f(t)$ de deux vagues successives, avant leur interaction, pour différentes valeurs de Δt	88
5.3	Positions de décélération rapide des fronts :	89
5.4	Positions des "ruptures" de pente en fonction de Δt :	90
5.5	Forme du front et du dos des ressauts	92
5.6	Hauteur d'eau h_{a2} pour différentes positions du deuxième front, en fonction de Δt	93
5.7	Modélisation : hypothèses utilisées	95
5.8	Étude de la condition de choc	96
5.9	Modélisation N°1, du déplacement du 2 ^e front	101
5.10	Modélisation N°1 et N°2, du déplacement du 2 ^e front	102
5.11	Modélisation N°1 et N°2, des déplacements des 2 ^e fronts	103
5.12	Interaction entre deux vagues "avant" la plage	105
5.13	Interaction entre deux vagues "avant" réflexion sur la plage	105
5.14	Interaction de deux vagues sur la plage ($\beta = 45^\circ$)	107
5.14	Interaction de deux vagues sur la plage ($\beta = 45^\circ$)	108
5.15	Interaction entre deux vagues sur la plage	109
5.16	Interaction de deux vagues au niveau de la plage	109
5.17	Fusion et collision entre deux vagues sur une plage faiblement pentue	110
5.18	Interaction de deux vagues en dehors de la plage (sens retour) ($\beta = 45^\circ$)	111
5.18	Interaction de deux vagues sur la plage ($\beta = 45^\circ$)	112
5.19	Interaction entre deux vagues après réflexion sur la plage	113
5.20	Définition de Δt^*	115
5.21	Classement des interactions des deux vagues dans l'espace des paramètres	116
5.22	Interaction entre deux vagues "avant" la plage	117

5.23 Interaction "avant" la plage : courbes $x_{f_1}(t)$ et $x_{f_2}(t)$	118
5.24 Interaction "avant" la plage : variations de $\eta(x_0, t)$	119
5.25 Célérité des fronts "avant" la plage	120
5.26 Interaction "avant" la plage : synthèse	121
5.27 Interaction entre deux vagues "après" la plage	122
5.28 Interaction entre deux vagues "après" la plage : exemples	124
5.29 Interaction "après" la plage : variations de $\eta(x_0, t)$	125
5.30 Hauteur moyenne de la zone d'interférences multiples	127
5.31 Interaction "après" la plage : synthèse	128
5.32 Évaluation du temps nécessaire à la réflexion : cas particulier	129
5.33 Interaction entre deux vagues "sur" la plage	130
5.34 Interaction entre deux vagues "sur" la plage (détails)	131
5.35 Interaction entre deux vagues sur la plage en phase <i>uprush</i>	132
5.36 Interaction entre deux vagues sur la plage en phase <i>backwash</i>	133
5.37 repère $\mathcal{R}_{sh2}(O_{sh}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$	134
5.38 Typologie des dynamiques sur la plage	135
5.39 Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 5,71^\circ$ en fonction de Δt^*	137
5.40 Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 11,31^\circ$ en fonction de Δt^*	139
5.41 Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 45^\circ$ en fonction de Δt^*	140
5.42 Dynamique de la lame d'eau sur une plage d'angle $\beta = 45^\circ$ en fonction de Δt^*	141
5.43 Évolution et positions de η_{Max} sur la plage en fonction de Δt^* et de β	142
5.43 Évolution et positions de η_{Max} sur la plage en fonction de Δt^* et de β	143
A.1 Termes et traits caractérisant la zone côtière	II
A.2 Schéma des principaux modes de transport sédimentaire	III
A.3 Dimensionnement du berceau du canal	VI
A.4 Contrôle dimensionnel du canal nu	VII
A.5 Résultats du contrôle dimensionnel du canal nu	VIII
A.6 Détermination des début et fin de l'interaction	X
A.7 Détermination des caractéristiques de l'interaction	XI
B.1 Méthode des Caractéristiques : principe de calcul	XVI

Liste des tableaux

2.1	Solution de Ritter pour une rupture de barrage	25
3.1	Extrait du Cahier des charges CdCF	43
3.2	Mesures de la 1 ^{ière} campagne	60
3.3	Mesures de la 2 ^{ième} campagne	60
3.4	Mesures de la 2 ^{ième} campagne	61
3.5	Mesures de la 3 ^{ième} campagne	62
5.1	Hauteurs des fronts de deux vagues successives.	120
5.2	Comparaison des célérités des fronts lors d'une interaction de fusion.	121
A.1	Extrait du Cahier des charges CdCF	III
A.2	Extrait du Cahier des charges CdCF	IV
A.3	Tableau des correspondance entre Δt et Δt^* , pour les différentes valeurs de β	IX

Annexe C

Liste des acronymes

APTE diagramme des "inter-acteurs" – ou diagramme "pieuvre" –. 41, 43

Canal AV "Canal à vagues". 41, 43, 46, 49, 55

CdCF Cahier des Charges Fonctionnel. 41, 43

C.I. Conditions Initiales. 15

C.L. Conditions aux Limites. 15, 16, 21

E.D.P. Équations aux Dérivées Partielles. 15, 18, 19, 22, 83

FAST diagramme d'analyse fonctionnel – ou (*Function Analysis System Technique*) –. 42, 43, 46

IMFT Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. 3, 10

LEGOS Laboratoire d'études en Géophysique et Océanographie Spatiales. 3

LIF Laser-Induced Fluorescence. 10

mode Permanent "mode écoulement permanent". 40, IV

mode VAV "mode vagues à vagues". 40, IV

Niveau Moyen Bas de l'eau Niveau Moyen Bas de l'eau. 5

Niveau Moyen de l'eau au repos Niveau Moyen d'eau au repos. 5, 6

Niveau Moyen Haut de l'eau Niveau Moyen Haut de l'eau. 5

PIV *Particle Image Velocimetry*. 10

SCM Schéma Cinématique Minimal. 43, 44, 46, III

SWL position de la surface libre au repos, ou *Still Water Level*. 20, 37, 56, 72, 132, 134

Annexe D

Glossaire

actionneur **((7),(8))** actionneur permettant l'inclinaison du canal pour d'autres modes opératoires que celui utilisé dans notre étude. Cet actionneur est en réalité un ensemble de deux vérins hydrauliques placés de part et d'autre du canal pour éviter de masquer le champ de mesures par le dessous du canal. Chaque vérin hydraulique constitue en lui-même un ensemble mécanique **((7),(8))** formé d'un cylindre **(8)** et d'un piston **(7)** (voir le SCM, Figure 3.8). 44, 45

ADCP l'ADCP est un "courantomètre" (instrument destiné à mesurer la vitesse d'écoulement de l'eau) à effet Doppler, il est capable d'enregistrer un profil des vitesses et la direction du courant. 2

ADV capteurs acoustique à effet Doppler. 2

backwash phase de événement de *swash* correspondant à la redescente du front de la vague sur la plage. 4, 7, 9, 34, 106, 107, 114, 116, 130, 131, 133–135

bâti **(1)** structure porteuse fixe du canal en verre **(3)**, en appui plan avec le sol du laboratoire (voir le SCM, Figure 3.8). 43–45, 49, IV

bedload terminologie anglaise désignant un mode de transport sédimentaire regroupant plusieurs sous-modes, et concernant principalement le déplacement de sédiments au niveau du lit ou à très proche distance. III

berceau **(2)** partie mobile de la structure porteuse du canal, ou "berceau" du canal. Cette structure a pour principale fonction de servir de support au canal et au guidage en translation horizontale de équipement mobile **((5),(6))** (voir le SCM, Figure 3.8). 43–46, 49, 55, IV

bouchon **(4a)** bouchon d'extrémité fermant le canal en verre dans lequel a lieu les expérimentations, dans le mode opératoire correspondant à cette étude. Ce bouchon est celui qui se trouve du côté des réservoirs (voir le SCM, Figure 3.8). 45

bouchons **(4a) et (4b)** bouchons d'extrémité fermant le canal en verre dans lequel a lieu les expérimentations, dans le mode opératoire correspondant à cette étude (voir le SCM, Figure 3.8). 44

canal en verre **(3)** canal en verre dans lequel a lieu les expérimentations (voir le SCM, Figure 3.8). 43–47, 49, 55, I, IV–VIII

"caractéristique" courbes du plan $\mathcal{P}(x, t)$ facilitant la résolution du système d'équations aux dérivées partielles décrivant le mouvement du fluide. 18, 20, 23, 24, XVI, XVII

- charriage** mode de transport sédimentaire par lequel les grains sont entraînés par "roulement" (en anglais : "*bed load : rolling*"). III
- condition cinématique à la surface libre** condition aux limites du problème (C.L.), exprimée à la surface libre. 15, 16, XIV
- condition cinématique au fond** conditions aux limites du problème (C.L.), exprimée sur le fond. 15, 16, 21, XIV
- condition dynamique à la surface libre** condition aux limites du problème (C.L.), exprimée à la surface libre. 16
- conditions limites latérales, périodiques** conditions aux limites du problème (C.L.), exprimée au niveau des zones latérales du volume étudié, lorsqu'elles sont périodiques. 21
- coulisseau (5)** coulisseau supportant la vanne et son actionneur. Ce coulisseau est en liaison en translation horizontale par rapport au plan médian vertical du canal (voir le SCM, Figure 3.8). 46, IV, V
- déferlement à "effondrement"** vague dans un état intermédiaire entre le déferlement glissant et déferlement plongeant. 8
- déferlement "frontal"** vague dans un état intermédiaire entre le déferlement glissant et déferlement plongeant. 7, 8
- déferlement glissant** vague dans un état de déferlement glissant. 7, 8
- déferlement plongeant** vague dans un état de déferlement plongeant. 7, 8, 32
- équations différentielles caractéristiques** équations différentielles ordinaire (EDO) dont les courbes du plan $\mathcal{P}(x, t)$ facilitent la résolution du système d'équations aux dérivées partielles décrivant le mouvement du fluide. 19, 83
- équipage mobile ((5),(6))** ensemble mécanique en liaison glissière horizontal par rapport au berceau du canal (2). Ce mécanisme est constitué d'un coulisseau (5), de la vanne (6) en liaison glissière verticale par rapport à celui-ci, et de l'actionneur de la vanne (voir le SCM, Figure 3.8). 44, 46, 49, 50, IV, V
- laisse de mer** la laisse (estran) de mer désigne l'espace découvert sur le littoral entre les marées hautes et les marées basses (Cf. Wikipédia). 5, 7
- fully developed bore** ressaut hydraulique "classique" lors d'un événement de événement de *wash*, parfaitement développé. 32
- Interaction I** terme choisi pour identifier un cas possible d'interactions entre deux vagues successives : le cas (I). 113, 115
- Interaction II** terme choisi pour identifier un cas possible d'interactions entre deux vagues successives : le cas (II). 113, 115, 116
- Interaction III** terme choisi pour identifier un cas possible d'interactions entre deux vagues successives : le cas (III). 114–116
- Interaction IV** terme choisi pour identifier un cas possible d'interactions entre deux vagues successives : le cas (IV). 114, 115
- JONSWAP** spectre de houle correspondant à une houle typique de la mer du nord. 9

LIDAR capteurs acoustique à effet Döppler. 2

ligne de rivage ligne de rivage : intersection de la surface libre (de l'écoulement) avec la surface extérieure de la plage. 5, 33, 37, 103, 106, 114, 122

longueur de base longueur égale à 14,5 *cm*, elle correspondant à la longueur du réservoir N°1 utilisée lors de la deuxième campagne, pour la presque totalité des mesures. 61

NLSWE système d'équations non-linéaire régissant le mouvement du fluide en "eaux peu profondes" (condition (*SW*)). Elles constitue se que l'on appelle un "modèle asymptotique". 18, 33

offshore mouvement de la vague se déplaçant de la plage vers le large – ou en laboratoire dans un canal à vague, vers le ou les réservoir(s) –. 63

onde cnoïdale onde cnoïdale. 67, 69, 70

onshore mouvement de la vague se déplaçant en direction de la plage. 61

point de brisance point particulier sur le profil de la côte, souvent sommet d'une *barre*, définissant une ligne dans la zone de brisance, où la "brisance" des vagues est supposée atteindre son maximum. Au-delà de laquelle, en venant du large, les vagues commencent à se déformer et leur hauteurs à varier rapidement. 5, 6, 8

ressaut hydraulique ressaut hydraulique propagatif, se déplaçant à vitesse constante, type "mascaret". 7–10, 18, 23–26, 28, 30–34, 38, 57, 61, 63, 67–75, 78–83, 86–88, 91, 93, 95–100, 103–109, 111, 112, 114, 115, 117, 120, 122, 128, 133–135, 138, 139, III, XXII

run-up hauteur maximale atteinte par l'écoulement pendant un événement de *swash*. 6, 9, 31, 131–136, 139

rupture de barrage génération d'un écoulement par relèvement rapide d'une vanne. 10, 14, 18, 23–25, 30, 31, 36–39, 46, 50, 58, 60, 61, 66, 69, 70, 72, 78, 80, 83, 84, 86, 87, 90, 94, 102, 103, 113, 115, 134, 138, 139

saltation mode de transport sédimentaire par lequel les grains sont entraînés par le courant sur une courte distance, en se déplaçant par sauts (en anglais : "*bed load : saltating*"). III

(*SW*) régime asymptotique à "faible hauteur d'eau devant la longueur d'onde de la vague. 15, 17, 22, 83, XIV

"**sheet flow**" mode de transport sédimentaire, sous certaines conditions hydrodynamiques, qui se traduit par une mobilisation de plusieurs couches du lit, et un déplacement en "bloc". III

paramètre de Shields paramètre physique utilisé dans certains modèles de transports sédimentaires. III

soliton onde solitaire, ou soliton. 67–70, 82

suspension mode de transport sédimentaire par lequel les sédiments de petite taille sont entraînés sur de longues distances sans se redéposer. III

événement de swash durée comprise l'instant où la ligne de rivage est à sa position la plus basse sur la plage, et l'instant qui suit où celle si se retrouve de nouveau au niveau le plus bas, après être passée par une montée puis une redescente de l'extrémité de la lame d'eau sur la plage. 6, 32, 115

- tirage** mode de transport sédimentaire par lequel les grains sont entraînés par "traction" (en anglais : "*bed load : sliding*"). III
- undular bore** ressaut hydraulique lors d'un événement de événement de *swash* présentant des ondulations. 32
- uprush** phase de l'événement de événement de *swash* correspondant à la montée du front de la vague sur la plage. 4, 6, 7, 9, 33, 56, 107, 113, 116, 131, 134–136, III
- vague déferlante** vague déferlante que l'on peut classer en quatre sous-catégories principales. 7, 8, 24, 67–69, 82, 83
- vanne (6)** vanne, qui en position basse délimite un réservoir dans le canal. La vanne est en translation verticale par rapport au coulisseau (5) (voir le SCM, Figure 3.8). 44–46, IV
- zone (L)** délimitation d'une zone restreinte du canal pour notre étude, dans le chapitre 5. La zone (L) commence environ à l'abscisse $x = -x_L$ et finit au début de la zone (S) : elle représente dans le cadre de notre modélisation le "large". 86, 87, 103, 106, 111, 113, 114, 116, 124, 130
- zone (S)** délimitation d'une zone restreinte du canal pour notre étude, dans le chapitre 5. La zone (S) commence au début du plan incliné jusqu'à son sommet, et représente dans le cadre de notre modélisation essentiellement la zone de plage, plus la zone comprise entre le pied de plage et la ligne de rivage. 86, 103, 106, 113, 114, 116, 130, 134
- zone de brisance** zone de l'interface terre/eau, incluse dans la zone de déferlement, ou la précédant selon les auteurs, à partir de laquelle les vagues se brisent. A l'intérieur de cette zone réduite, on observe une *barre*. 5, 6
- zone de déferlement** zone de l'interface terre/eau, à partir de laquelle les vagues se brisent. 4, 5, 7, 9, 33
- zone de surf interne** zone d'une plage sableuse comprise entre la laisse de basse mer et le début de zone de *swash*. 5, 9, 32
- zone de swash** zone d'une plage sableuse alternativement couverte et découverte par les vagues, sous l'effet de la houle seule. 4, 5, 9, 10, 31–34, 38, 61, 66, 71, 72, 138, 139

Annexe E

Liste des symboles

- β angle que forme la plage avec le plan horizontal. 32, 33, 36, 38, 55, 58, 59, 61, 62, 66, 77, 86, 105, 107–116, 122–124, 126–132, 134–136, 139, IX, XXII, XXV
- Δt décalage temporel entre les ouvertures des vannes du réservoir N°1 et celle du réservoirs N°2 (décalage temporel entre les "rupture de barrage"). 36, 51, 55, 58, 61, 62, 77, 78, 86–95, 97–103, 105, 106, 108–110, 112–115, 120, 121, 131, 134–136, 138, IX, XXV
- δt notation d'un petit accroissement de temps, dans la modélisation de l'avancée du deuxième front. 99, 131
- Δt^* décalage temporel entre les arrivées des fronts arrivant à une distance fixe L_{sh} de la position de la ligne de rivage au repos, suite aux deux "rupture de barrage". 110, 114–119, 121–124, 126–134, 139, IX, XI, XXV
- δt_i durée de l'interaction entre deux vagues successives, différence entre $t_{i\,fin}$ et $t_{i\,deb}$. 126, X
- δx notation d'un petit accroissement d'espace (de parcours suivant x), dans la modélisation de l'avancée du deuxième front. 99
- Δx_i longueur parcourue par le front résultant lors de l'interaction entre deux vagues successives, différence entre $x_{i\,fin}$ et $x_{i\,deb}$. X
- ϵ paramètre adimensionnel caractéristique de la non-linéarité des écoulements générés par un rupture de barrage : $\epsilon = \frac{h_1 - h_1}{h_0}$. 69–71, 75–77, 80–83, XXII
- η mesure de la position de la surface libre de l'écoulement à partir de la SWL (notation simplifiée). 15–19, 22, 26, 127, 130, 134, XI, XIV, XV, XVII–XIX
- $\eta(x)$ mesure de la position de la surface libre de l'écoulement à partir de la SWL (notation simplifiée). 56
- $\eta(x, t)$ mesure de la position de la surface libre de l'écoulement à partir de la SWL. 14–17, 19, 20, 37, 56–59, 66, 86, 95, 99–101, 129, 130, IX–XI, XIV
- $\eta(x_0, t)$ mesure de la position de la surface libre de l'écoulement à partir de la SWL, pour x_0 fixé. 91, 92, 117, 118, 124, 126
- η^* hauteur de référence servant à adimensionner η_{Max} dans des graphes représentant l'évolution de η_{Max} en fonction de Δt^* et de β . Cette hauteur est définie comme la hauteur du 1^{er} front lorsqu'il passe au niveau de l'abscisse $x = -L_{sh}$, et est différente selon la plage utilisée lors de la mesure. 128–130, XI

- η_{Max} valeur maximale de $\eta(x, t)$. 123, 128–130, 132, 134, IX
- η_{moy} valeur moyenne de $\eta(x, t)$. 127
- η_{RUp} mesure du *run-up*, correspondant à la plus grande hauteur d'eau atteinte au cours du temps (particulièrement au cours du *uprush* par l'extrémité de la vague, évaluée à partir de la *SWL*. 132, 134
- k nombre d'onde de la vague incidente : $k = \frac{2\pi}{L}$. 21, 22
- μ paramètre adimensionnel caractéristique de la dispersion des écoulements générés par un rupture de barrage : $\mu = \frac{h_0}{l_1}$. 69–71, 75–77, 81–83, XXII
- ω pulsation en *rad/s* de la vague incidente : $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$. 21
- ρ masse volumique de l'eau. 15–18, 22, 26, 29, 95–97, XIV, XV, XVIII–XX
- $\bar{\rho}$ "masse volumique" (fictive) de l'eau, utilisée lors de l'étude comparative des équations différentielles décrivant la dynamique de l'eau avec la dynamique des écoulements unidimensionnels instationnaires de gaz. Elle correspond au produit de ρ par la hauteur totale de l'eau au point considéré. 18, 26, 29, XV, XVIII–XX
- a amplitude de la vague. Pour un signal sinusoïdale, on a : $a = H/2$, où H est la hauteur de la vague. 69
- c célérité de la vague dans le cas général. 18–20, 22, 23, 29, XV–XVII, XX
- c_0 célérité d'une petite perturbation se déplaçant sur un fond de hauteur uniforme de hauteur h_0 . 25, 27, 29, 30, 80, 81
- c_1 célérité d'une petite perturbation qui se déplacerait sur un fond de hauteur uniforme de hauteur h_1 . 28–30, 81
- c_2 célérité d'une petite perturbation qui se déplacerait sur un fond de hauteur uniforme de hauteur h_2 . 97
- c_B célérité du ressaut hydraulique : vitesse du front du ressaut hydraulique. 26–30, 33, 80–82, 96–98, XIX–XXII
- \bar{c}_{B1} célérité moyenne du premier ressaut hydraulique : vitesse du front du 1^{er} ressaut hydraulique. 120
- c_{B2} célérité du deuxième ressaut hydraulique : vitesse moyenne du front du 2^e ressaut hydraulique. 97–100
- \bar{c}_{B2} célérité moyenne du deuxième ressaut hydraulique : vitesse moyenne du front du 2^e ressaut hydraulique. 120
- $c_{B_{exp}}$ célérité réelle du ressaut hydraulique : vitesse du front du ressaut hydraulique, mesurée expérimentalement. 73, 80, 81, XXII
- $\bar{c}_{B_{exp}}$ célérité moyenne réelle du ressaut hydraulique sur un parcours donné : vitesse moyenne du front du ressaut hydraulique, mesurée expérimentalement, entre deux instants donnés. 87
- $c_{B_{th}}$ célérité théorique du ressaut hydraulique : vitesse théorique du front du ressaut hydraulique. 79–81, 88, 120, 121, XXII
- c_f célérité du front : vitesse du front dans le cas général. 72
- $c_{f_1}(t)$ célérité du 1^{er} front en fonction du temps (1^{er} ressaut hydraulique généré). 56

- $c_{f_2}(t)$ célérité du 2^e front en fonction du temps (2^e ressaut hydraulique généré). 56
- $\bar{c}_{R_f^1}$ célérité moyenne du front du ressaut hydraulique réfléchi R_b^1 vitesse du front du ressaut hydraulique. 120, 121
- $\bar{c}_{R_f^2}$ célérité moyenne du front du ressaut hydraulique réfléchi R_b^1 vitesse du front du ressaut hydraulique. 120, 121
- $\bar{c}_{R_f^{il}}$ célérité moyenne du front du ressaut hydraulique réfléchi R_b^1 vitesse du front du ressaut hydraulique. 120, 121
- d hauteur d'eau mesurée à partir du fond jusqu'à une référence horizontale qui est généralement la *Niveau Moyen* de l'eau au repos (ou la *SWL*). 15–19, 21, 22, 69, XIV, XV, XVII–XIX
- $d(x)$ hauteur d'eau mesurée, à l'abscisse x à partir du fond jusqu'à référence horizontale confondue avec la *Niveau Moyen* de l'eau au repos (ou la *SWL*). L'expression $d(x)$, fonction de x , intervient lorsque le fond n'est pas horizontal. 14, 17, 23, 95, XIV
- g accélération de la pesanteur. 15–22, 25–30, 33, 75, 81, 96–98, XIV, XV, XVII–XX
- H hauteur de la vague : pour une onde périodique, H représente la différence d'altitude entre le point le plus haut "*la crête*" et le point le plus bas "*le creux*" sur une période. Pour un signal sinusoïdale, on a : $H = 2 \times a$, où a est l'amplitude. 69
- h hauteur totale d'eau mesurée à partir du fond ($h = d + \eta$). 20, 22, 29, 67, 97, 99, 118–120, XIX, XX
- $h(x)$ hauteur totale d'eau mesurée à partir du fond, à l'abscisse x . 100
- $h(x, t)$ hauteur totale d'eau mesurée à partir du fond, à l'abscisse x et à l'instant t . 14, 54, 56, 58, 72, 95, 96, 138
- h_0 hauteur d'eau dans le canal, côté plage avant ouverture de la première vanne. 23, 27, 30, 36, 38, 39, 43, 46, 50, 52, 54, 57–62, 66–71, 73–75, 77–83, 86, 90, 91, 93–95, 98, 100–103, 120, 121, XIX, XXII
- h_1 hauteur d'eau dans le réservoir N°1, le plus proche de la plage, avant ouverture de la première vanne. 23, 24, 28, 30, 36, 38, 39, 43, 46, 50–52, 54, 57–62, 66–71, 73–75, 77–83, 86, 101–103, 121, 138, 139, XXII
- h_2 hauteur d'eau dans le réservoir N°2, le plus éloigné de la plage, avant ouverture de la première vanne. 36, 57, 61, 62, 66, 79, 86, 97, 100, 121, 138, 139
- h_3 hauteur du ressaut hydraulique : mesuré entre le fond et l'interface libre juste en arrière du front du ressaut hydraulique. Cette mesure se réfère le plus souvent à des mesures faites en canal. 27–29, 79, 80, XIX, XX
- h_a hauteur d'eau mesurée entre le fond et l'interface libre, en avant du ressaut hydraulique, côté plage. Cette mesure se réfère le plus souvent à des mesures faites en canal, dans ce cas le fond est le fond du canal. 33, 80, 96, 97
- h_{a1} lorsqu'il y a plus de deux ressauts hydrauliques décrits, cette mesure se rapporte à h_a du premier bore. 93, 134
- h_{a2} lorsqu'il y a plus de deux ressauts hydrauliques décrits, cette mesure se rapporte à h_a du deuxième bore. 91, 93, 94, 97, 134

- h_b hauteur du ressaut hydraulique : mesure entre le fond et l'interface libre juste en arrière du front du ressaut hydraulique, côté plage. Cette mesure se réfère le plus souvent à des mesures faites en canal. 30, 33, 72, 73, 80, 81, 96, 97
- h_{b1} lorsqu'il y a plus de deux ressauts hydrauliques décrits, cette mesure se rapporte à h_b du premier bore. 92, 94, 100, 118
- \bar{h}_{b1} valeur moyenne : lorsqu'il y a plus de deux ressauts hydrauliques décrits, cette mesure se rapporte à la moyenne des valeurs de h_b du premier bore (sur une longueur ou pour une durée définie préalablement). 119, 120
- h_{b2} lorsqu'il y a plus de deux ressauts hydrauliques décrits, cette mesure se rapporte à h_b du deuxième bore. 91–94, 97–100, 118
- \bar{h}_{b2} valeur moyenne : lorsqu'il y a plus de deux ressauts hydrauliques décrits, cette mesure se rapporte à la moyenne des valeurs de h_b du deuxième bore (sur une longueur ou pour une durée définie préalablement). 119, 120
- $h_{b_{th}}$ hauteur théorique du front du ressaut hydraulique mesuré à partir du fond, dans le modèle de [Stoker \(1957\)](#). 80
- $h_{R_f^{i1}}$ hauteur du front du ressaut hydraulique résultant d'une interaction de type "fusion" entre deux ressauts hydrauliques consécutifs, à priori variable dans le temps. 118
- $\bar{h}_{R_f^{i1}}$ hauteur moyenne du front du ressaut hydraulique résultant d'une interaction de type "fusion" entre deux ressauts hydrauliques consécutifs ; cette mesure se rapporte à la moyenne des valeurs de h_b du premier bore (sur une longueur ou pour une durée définie préalablement). 119, 120
- h_{RU_p} mesure du *run-up*, correspondant à la plus grande hauteur d'eau atteinte au cours du temps (particulièrement au cours du *uprush* par l'extrémité de la vague, évaluée à partir du fond du canal. 33, 56
- $h_{SM_{ax}}(x)$ mesure correspondant à la plus grande hauteur d'eau atteinte par l'interface libre au cours d'un cycle correspondant à un événement de *swash*, et plus précisément au cours du *uprush*, évaluée à partir du fond du canal. 33
- h_{t1} lorsqu'il y a plus de deux ressauts hydrauliques décrits, cette mesure se rapporte à la hauteur devant le deuxième bore, mais correspond également à la hauteur à la fin de la queue du 1^{er} bore. On a donc égalité avec h_{a2} . 97–100
- $I_i(t_i, x_i)$ point I de l'espace spatiotemporel où à lieu l'interaction entre les fronts générés par les deux ressauts hydrauliques consécutifs. 117, 118
- $I_{deb}(t_{i_{deb}}, x_{i_{deb}})$ point I_{deb} de l'espace spatiotemporel où à lieu l'interaction entre les fronts générés par les deux ressauts hydrauliques consécutifs, correspondant au début de l'interaction dans le cas d'une collision. IX
- I_{Max} point I de l'espace spatiotemporel appartenant à la zone de l'interaction (de type "collision") entre les fronts générés par les deux ressauts hydrauliques consécutifs, où $\eta(x, t) = \eta_{Max}$ est maximum. X
- $I_{Max}(t_{i_{Max}}, x_{i_{Max}})$ point I de l'espace spatiotemporel appartenant à la zone de l'interaction (de type "collision") entre les fronts générés par les deux ressauts hydrauliques consécutifs, où $\eta(x, t) = \eta_{Max}$ est maximum. IX

- K_{fus} premier coefficient de restitution, rapport de la hauteur moyenne $\bar{h}_{R_f^{i1}}$ du ressaut hydraulique résultant R_f^{i1} , à la hauteur moyenne \bar{h}_{b2} du front R_f^2 , lors d'une interaction de type fusion. 120, 121
- k_{fus} premier coefficient de restitution, rapport de la célérité moyenne du $\bar{c}_{R_f^{i1}}$ du front résultant R_f^{i1} , à la célérité moyenne $\bar{c}_{R_f^2}$ du 2^e front R_f^2 , lors d'une interaction de type fusion. 120, 121
- K'_{fus} deuxième coefficient de restitution, rapport de la hauteur moyenne $\bar{h}_{R_f^{i1}}$ du ressaut hydraulique résultant R_f^{i1} , à la hauteur moyenne \bar{h}_{b1} du front R_f^1 , lors d'une interaction de type fusion. 120, 121
- k'_{fus} deuxième coefficient de restitution, rapport de la célérité moyenne du $\bar{c}_{R_f^{i1}}$ du front résultant R_f^{i1} , à la célérité moyenne $\bar{c}_{R_f^1}$ du 1^{er} front R_f^1 , lors d'une interaction de type fusion. 120, 121
- L longueur d'onde de la vague. 69
- l_0 longueur mesurée, dans le plan médian du canal, le long de l'axe (O, \vec{x}) , comprise entre la position de la vanne du réservoir N°1 (avant sa levée) et la position de la ligne de rivage au repos – égale à la différence entre les abscisses de vanne N°1 et de O_{sh} , dans le repère $\mathcal{R}_0(O_0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. 114
- l_1 longueur intérieure du le réservoir N°1, le plus proche de la plage, avant ouverture de la première plage. 36, 38, 50, 53, 56, 57, 59–62, 66–71, 73, 74, 76–79, 81–83, 86, 90, 97, 100, 105, 108, 109, 112, 115
- l_2 longueur intérieure du le réservoir N°2, le plus proche de la plage, avant ouverture de la première plage. 36, 37, 53, 56, 57, 61, 62, 66, 86, 115
- $l_{parcours}$ longueur de parcours de l'écoulement entre deux moments différents ; cette longueur est différente, mais définie, lors de différentes analyses. 87, 115, XI
- L_{sh} distance mesurée suivant l'axe x à partir de l'origine O_{sh} du repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, et servant à évaluer Δt^* et t^* . 115, 128
- O_0 point origine du repère du canal. Ce point est l'intersection du plan médian du canal, du plan coïncidant avec le fond du canal et du plan coïncidant avec la face intérieure du bouchon fermant l'extrémité du canal, du côté réservoir(s). 37, 79
- O_{sh} point origine du repère de la mesure dans "l'étude de l'interaction de deux vagues", au niveau de la zone de *swash*. Ce point appartient au plan médian du canal, à la SWL, et à la surface extérieure de la plage. 37, 78, 86, 103, 114, 115
- \bar{p} "pression" (fictive) de l'eau, utilisée lors de l'étude comparative des équations différentielles décrivant la dynamique de l'eau avec la dynamique des écoulements unidimensionnels instationnaires de gaz. 18, 26, XV, XVIII, XIX
- R_b^1 identification du front du premier ressaut hydraulique consécutif au premier rupture de barrage, avant qu'il n'interagit avec le deuxième ressaut hydraulique, lorsqu'il se déplace vers les réservoirs après s'être réfléchi sur la plage (sens "*backward*"). 106, 111–113, 122, 123, 126, 127, 129, 130, 133, IX, X

- R_f^1 identification du front du premier ressaut hydraulique consécutif au premier rupture de barrage, lorsqu'il se déplace vers la plage (sens "*forward*"). 104–106, 108, 111, 112, 116, 117, 119–123, 126–129, 132, 135, XI
- R_f^2 identification du front du deuxième ressaut hydraulique consécutif au deuxième rupture de barrage, lorsqu'il se déplace vers la plage (sens "*forward*"). 104–106, 108, 111–113, 116, 117, 119–123, 126, 129–131, 133, IX, X
- $\mathcal{R}_0(O_0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ repère spatial absolu du canal. 56, 66
- $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ repère spatial de la mesure, utilisé pour étudier l'interaction des deux vagues au niveau de la zone de *swash*. 78, 86, 103, 114
- R_b^{i1} identification du premier front résultant, consécutif à une interaction de type "*collision*", lorsqu'il se déplace vers la plage (sens "*forward*"). 106, 108, 111–113, 123, 126, IX, X
- R_f^{i1} identification du front résultant, consécutif à une interaction de type "*fusion*" lorsqu'il se déplace vers la plage (sens "*forward*", OU lors d'une interaction frontale ("*collision*"), *identification du front correspondant à la partie transmise se déplaçant vers la plage, ou sur la plage vers le haut*). 104, 111–113, 117–123, 131, 135, IX, X
- t^* mesure du temps dans un repère différent du repère des temps absolus, et permettant de comparer entre-eux des événements hydrodynamiques impactés par la plage. Dans ce repère, $t = 0$ lorsque le 1^{er} front passe à l'abscisse $x = -L_{sh}$ mesurée dans le repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, quelle que soit le type de plage. 127
- t_i instant t de la fin l'interaction entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, dans le repère temporel choisi(origine des temps $t = 0$ au moment de la levée de la première vanne). 117, 118, 121, 126, IX, X
- $t_{i deb}$ instant t du début de l'interaction entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, dans le repère temporel choisi(origine des temps $t = 0$ au moment de la levée de la première vanne). 118, 126, IX, X
- $t_{i fin}$ instant t de la fin de l'interaction entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, dans le repère temporel choisi(origine des temps $t = 0$ au moment de la levée de la première vanne). 126, IX, X
- t_{iMax} instant t appartenant à la zone de l'interaction (de type "*collision*") entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, où $\eta(x, t) = \eta_{Max}$ est maximum. IX
- $t_{i moy}$ instant t appartenant à la zone de l'interaction (de type "*collision*") entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, correspondant à l'instant intermédiaire entre le début et la fin de l'interaction. 127–129
- \bar{t}_{rupt} valeur moyenne obtenue à partir du relevé de plusieurs instants t correspondant à une brusque variation dans l'évolution temporelle de $x_{f_1}(t)$, ou $x_{f_1}(t)$ (décélération), identifiable sur les graphes par une "rupture" de pente de la courbe représentative, pour plusieurs expérimentations différentes. 89
- t_{rupt} instant t correspondant à une brusque variation dans l'évolution temporelle de $x_{f_1}(t)$, ou $x_{f_1}(t)$ (décélération), identifiable sur le graphe par une "rupture" de pente de la courbe représentative. 88, 89

- t_{sh} instant différent en fonction de β , mesuré dans le repère des temps absolus, coïncidant avec le passage du 1^{er} front à l'abscisse $x = -L_{sh}$, mesurée dans le repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. 127, 128
- $\tan\beta$ pente de la plage ($\tan\beta$). 32, 36
- u composante horizontale de la vitesse du fluide (vélocité de l'écoulement) (notation simplifiée). 17–20, 22, 23, XIV–XVI
- $u(x, t)$ vitesse du fluide (réduite à sa composante horizontale) : vitesse locale des particules du fluide suite à une rupture de barrage, dans le modèle de [Stoker \(1957\)](#). 96
- u_0 vitesse initiale d'une petite particule de fluide (dans le modèle *ballistique*) égale à la célérité du ressaut hydraulique à l'instant $t = t_0 = 0$, lorsqu'il entre dans la zone de *swash*. 33
- u_a vitesse des particules du fluide dans la zone proche du ressaut hydraulique, en avant du front. 97, 98
- u_{a2} vitesse des particules du fluide dans la zone proche du ressaut hydraulique, en avant du 2^e front. 97
- u_b vitesse de l'écoulement dans la zone proche du ressaut hydraulique, en arrière du front (différente de la célérité du ressaut hydraulique). 33, 97, 98
- u_{b2} vitesse des particules du fluide dans la zone proche du ressaut hydraulique, en arrière du 2^e front. 97, 98
- u_{t1} vitesse des particules du fluide dans la zone proche du ressaut hydraulique, en avant du 2^e front, à la fin de la queue du 1^{er} front. Cette vitesse vaut u_{a2} . 97, 98, 100, 101
- x_0 abscisse donnée où s'effectue une observation, elle est différente en fonction du cas étudié. 91–94, 117, 118, 124, 126
- x_{0coll} valeur particulière de x_0 , où a lieu l'interaction de type "collision", entre deux vagues successives. Cette abscisse correspond à celle pour laquelle η_{Max} est un maximum local. 126
- x_f abscisse d'un front d'écoulement. 57, 71, 73, 75, 123, 132, 134
- $x_f(t)$ abscisse d'un front d'écoulement, fonction du temps. 72, 75, 77, 78, 83, 113
- $x_{f_1}(0)$ origine de l'écoulement lors de la première levée de vanne. Elle correspond à l'abscisse du front d'écoulement du 1^{er} ressaut hydraulique généré à l'instant $t = 0$. 87, 90, 114
- $x_{f_1}(t)$ abscisse en fonction du temps, du front d'écoulement du 1^{er} ressaut hydraulique généré. 50, 51, 56, 87, 100, 101, 134
- $x_{f_2}(0)$ origine de l'écoulement lors de la deuxième levée de vanne. Elle correspond à l'abscisse du front d'écoulement du 2^e ressaut hydraulique généré à l'instant $t = \Delta t$. 114
- $x_{f_2}(t)$ abscisse en fonction du temps, du front d'écoulement du 2^e ressaut hydraulique généré. 56, 87, 91, 95, 98, 100, 101, 134
- $(x_f)_{Max}$ abscisse maximale atteinte par la lame d'eau sur la plage, à la suite d'une interaction entre deux vagues successives qui s'effectue sur la plage : extension maximale de la lame d'eau. 132, 134

- $x_{f_{th}}$ abscisse d'un front d'écoulement, fonction du temps (théorique). 78
- x_i abscisse x de l'interaction entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, dans le repère O_{sh} . 103, 104, 111, 113, 114, 117, 121, IX, X
- $x_{i_{Max}}$ abscisse x appartenant à la zone de l'interaction (de type "collision") entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, où $\eta(x, t) = \eta_{Max}$ est maximum. IX
- $x_{i_{moy}}$ abscisse x appartenant à la zone de l'interaction (de type "collision") entre les deux vagues générées par deux ruptures de barrage consécutives, correspondant à la position spatiale intermédiaire entre le début et la fin de l'interaction. 129
- x_L abscisse particulier, égale à $-150,0$ cm, servant de référence pour définir d'autres grandeurs : Δt^* , t^* , ... 128, XI
- $x_{O_{eclt1}}$ abscisse de l'origine du premier écoulement (après le 1^{er} rupture de barrage) dans le repère de la $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, correspondant à la position de la face externe de la vanne du réservoir N°1 lorsqu'il est fermé. 114
- $x_{O_{eclt2}}$ abscisse de l'origine du deuxième écoulement (après le 2^e rupture de barrage) dans le repère de la $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, correspondant à la position de la face externe de la vanne du réservoir N°2 lorsqu'il est fermé. 114
- x_{rupt} abscisse x correspondant à une brusque variation dans l'évolution temporelle de $x_{f_1}(t)$, ou $x_{f_1}(t)$ (décélération), identifiable sur le graphe par une "rupture" de pente de la courbe représentative. 89, 90
- x_{sh} abscisse de la ligne de rivage au cours du temps, c'est à dire de l'intersection de l'interface libre avec la plage, au cours du temps. 33
- $x_{sh}(t)$ abscisse de la ligne de rivage au cours du temps, c'est à dire de l'intersection de l'interface libre avec la plage, au cours du temps. 33
- x_{v_1} abscisse de la face externe de la vanne du réservoir N°1, dans le repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. 87, 90, 114
- x_{v_2} abscisse de la face externe de la vanne du réservoir N°2, dans le repère $\mathcal{R}_{sh}(O_{sh}, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$. 90, 114
- \bar{x}_{rupt} valeur moyenne obtenue à partir du relevé de plusieurs abscisses x correspondant à une brusque variation dans l'évolution temporelle de $x_{f_1}(t)$, ou $x_{f_1}(t)$ (décélération), identifiable sur les graphes par une "rupture" de pente de la courbe représentative, pour plusieurs expérimentations différentes. 89, 90, 100