

Modélisation expérimentale de génération de tsunami par effondrement granulaire

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à Université Paris-Sud

École doctorale n°579 Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et
géosciences (SMEMaG)
Spécialité de doctorat : Mécanique des fluides

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 06 décembre 2019, par

MANON ROBBE-SAULE

Composition du Jury :

François Costard Directeur de Recherche, Université Paris-Sud (GEOPS)	Président
Pascale Aussillous Maître de Conférence, Université Aix-Marseille (IUSTI)	Rapportrice
Anne Mangeney Professeur, Université de Paris (IPGP)	Rapportrice
Hélène Hébert Directrice de Recherche, CEA (Bruyères-le-Châtel)	Examinatrice
Philippe Gondret Professeur, Université Paris-Sud (FAST)	Directeur de thèse
Cyprien Morize Maître de Conférence, Université Paris-Sud (FAST)	Co-encadrant de thèse
Anthony Hildenbrand Chargé de Recherche, CNRS (GEOPS, Orsay)	Invité

Remerciements

JE voulais en premier lieu remercier mes nombreux encadrants de thèse : Philippe Gondret, Cyprien Morize, Yann Bertho, Alban Sauret et Anthony Hildenbrand. Merci pour vos nombreux conseils, votre aide et vos encouragements tout au long de ces trois années de thèse. Une mention toute particulière pour Cyprien qui m'a convaincue de postuler quelques jours avant la date limite et sans qui je n'aurais jamais commencé cette thèse. Un grand merci pour ton soutien et pour avoir cru en moi. Les débuts n'ont pas été toujours faciles avec beaucoup de moments creux et de doutes mais, cette fin de thèse a été une période très intense et a éveillé en moi une réelle passion pour le sujet. Ce fut une période à la fois captivante et éprouvante.

Un grand merci aussi à tous les membres de mon jury qui ont bravé la grève en ce 6 décembre 2019. Merci à Pascale Aussillous et Anne Mangeney d'avoir accepté de lire attentivement mon manuscrit et d'en avoir fait le rapport, merci à François Costard d'avoir accepté de présider le jury et merci à Hélène Hébert d'avoir accepté d'examiner mes travaux.

Je tiens aussi à remercier tous les permanents du laboratoire pour vos conseils et vos "quand est-ce que tu soutiens ?!" alors que je n'étais encore qu'en début de deuxième année. Un merci tout particulier aux techniciens et ingénieurs de l'atelier sans qui ce travail n'aurait jamais pu être accompli : Rafaël merci pour ta bonne humeur, et ton grand sens de l'ironie, un grand merci à Johannes de m'avoir toujours aidée et merci à vous deux pour avoir construit ce magnifique toit à ma cabane, réelle prouesse architecturale! Merci à Alban de t'être préoccupé de ma sécurité, merci à Lionel pour toutes ces impressions 3D, merci à Babacar d'avoir risqué ta vie pour des câbles ethernet. Merci à Mai et Fabienne de ne jamais avoir abandonné mes problèmes administratifs, et d'avoir toujours répondu à mes questions.

Merci aux doctorants et post-doctorants du laboratoire FAST. Merci à mes trois premiers co-bureaux du parc club : Maxime pour ta pugnacité, tes origamis et nos conversations qui s'éternisaient un peu parfois, Romaric pour tes éclaboussures quotidiennes dans le couloir, Wen, la clef restera à jamais gravée dans ma mémoire ainsi que ma première fondue chinoise. Merci Marine pour ta gentillesse et nos conversations autour d'un repas ou d'un café ; merci aux anciens Adama, Marguerite, Chen, Yinqin, Florent et Perrine (l'initiatrice de l'ultimate) ; merci Gianluca pour m'avoir aussi bien accueillie et pour tous nos échanges (*NB* : Sto ancora aspettando quella PARMIGIANA !); merci à Julien et Clotilde (mon bureau des plaintes),

Remerciements

Julien le danseur professionnel et Clotilde pour ces discussions de 5 min qui dureraient plusieurs heures, pour ton soutien et surtout pour ton écoute ; Wladimir (le petit privilégié) ça y est, je te lègue le bébé, prends en soin, c'était sympa de passer ces derniers mois ensemble (*NB* : une tour t'attend en bas) ; and finally a special thanks to Nicolò, my co-worker for this end of PhD, grazie per le nostre interminabili dibattiti, le nostre incomprensioni, le nostre sessioni sportive e, soprattutto, per la tua positività (*NB* : il badminton é uno sport !). Merci bien évidemment à Robin pour toutes ces expériences accomplies et pour m'avoir rappelée chaque jour que mon clavier et ma souris n'étaient pas du bon matériel. Un merci très spécial à Arnaud pour toutes nos discussions interminables, de m'avoir initiée au skateboard (encore merci pour cette magnifique planche de SF) et toutes nos virées dans la région parisienne, à Vienne à l'EGU ou encore à San Francisco à l'AGU et maintenant même à Aurillac (*NB* : t'as 2h devant toi ? !).

Un grand merci aussi aux doctorants, post-doctorants et permanents du laboratoire GEOPS. Et plus particulièrement au bâtiment 509 de m'avoir toujours accueillie au sein du laboratoire pour des pauses, des repas ou encore des sorties. Merci particulièrement à Axel sans qui cette thèse n'aurait pas été la même, merci de m'avoir supportée et soutenue, pour toutes nos crises de fou rire, et pour tous nos moments partagés.

Merci à Sophie Sépulcre, Xavier Quidelleur, Pierre Lahitte et Albane Saintenoy pour m'avoir donnée l'opportunité d'encadrer des travaux dirigés.

Merci à mes amies d'enfance (Alexandra, Lucile, Manon et Marion), toujours là après toutes ces années, et nos retrouvailles annuelles devenues un rituel. Je tiens aussi à remercier toutes les personnes que j'ai pu croiser au cours de ma scolarité en licence ou en master. J'ai fait de très belles rencontres mais mention spéciale à mes trois fantastiques Elsa, Eva et Laëtitia, toujours présentes dans les bons comme dans les mauvais moments. Huit ans maintenant qu'on se suit, merci pour toutes ces soirées, tous ces magnifiques dîners, tous nos fous rires, quelques larmes aussi et surtout des projets de vacances constamment échoués. Elsoune tous ces *subway* à Alésia dans mon sixième appartement, et notre premier camping sauvage ensemble en Auvergne avec une première nuit pour le moins mémorable sous les orages ; Laëtichouille, notre futur docteur, je détiens toujours nos petits mots échangés lors de cours en licence (oui nous étions très concentrées parfois...), et ce week-end mémorable de dernière minute avec notre cher Fred avec tout de même THE chocolat chaud (Ranmaligote !); Vavou mes premiers stages UCPA de folies avec toi, je me souviens encore de ta petite tête en L1, on a bien changé, que de souvenirs ensembles... Ces stages de terrains mythiques, surtout celui de L3. Que de souvenirs gravés dans ma mémoire.

Malgré des premiers contacts difficiles en master, merci bien évidemment à mon Juju. Merci pour tout, de m'avoir accueillie à plusieurs reprises dans ton bureau pour des sessions de travail intensives, pour ce voyage au Mexique sur un coup de tête et pour cette première plongée sous-marine qui ne sera sûrement pas la dernière !

Merci à mes compagnons de Master : Amaury (merci pour ces week-ends incroyables où

tu nous as fait découvrir la spéléologie, pour tes blagues pourries et pour ce dernier voyage qu'on a partagé en Californie), Quentin (toujours prêt pour un bon petit repas et surtout une bonne binouze!), Jean (ton rire inimitable et mémorable), Samson (je me souviendrai toujours de ce stage de terrain en L3 où tu avais fini ton rapport 5 min avant le réveil).

Merci Julie et Joïa, c'est avec vous que j'ai réalisé mes deux premiers voyages à l'étranger et surtout notre premier woofing irlandais, ce fut une sacrée expérience. Merci Robin et Martin pour ces "conversations" incompréhensibles pour les autres comme pour nous... Merci aussi à mon petit Quentinou, on ne se voit pas souvent mais à chaque fois qu'on se retrouve on se marre toujours autant alors merci pour toutes ces crises de fou rire, d'avoir répondu présent pour le festival de musique au cours duquel nous avons réussi à nous retrouver inondés sous la tente, et plus récemment le road trip en Californie qui était incroyable.

Merci à Thaïs de nous avoir hébergés chez tes parents pour un week-end au ski de folie, ton optimisme et ta bonne humeur à toute épreuve! Merci à Quentin aussi, on aura quand même partagé THE formation à l'université ensemble.

Mon petit Pierre... merci à toi aussi, toujours les bonnes questions aux bons moments, un timing parfait constamment : c'était Cadeau ;). Et encore désolée Chloé pour les pop corn sur le tapis... Merci de nous supporter ;). Merci à Morgane et Valérie, mes copines du dancefloor! Je tenais à remercier aussi Lambert, merci pour tout, tu m'as beaucoup aidé dans mes choix lorsque c'était difficile pour moi. Merci à Mathilde aussi pour ce road trip mémorable et incroyable au Portugal qui nous aura valu de nombreuses crises de fou rire. David merci pour ton rire communicatif, tu auras été un bon élève au ski même si, ça m'aura valu des contractures aux mollets (plus jamais de piste noir à Chamonix avec toi par contre!).

Merci à Alexandre et tous ces stages UCPA passés ensembles qui m'auront permis de souffler un peu. Plus récemment, mais que je tiens aussi à remercier, Kristan, ce fut un réel plaisir de te rencontrer et de partager plusieurs soirées avec toi, dont un abandon de notre bon vieux Juju. I want to thanks Finn too, to have been a part of my motivation at the beginning of this third year. Thank you for all our enriching conversations and for everything.

Et enfin, je remercie ma famille qui m'a toujours soutenue et cru en moi. Merci à mes grandes soeurs, Marie qui nous remet toujours sur le droit chemin et Maud pour les moments de folies. Merci à mon nouveau grand frère Loïc, depuis maintenant 7 ans, pour me mettre toujours la banane. Un très grand merci à mes parents, un soutien à toute épreuve et sans qui je ne serais pas là où j'en suis. Encore désolée pour ces 7 déménagements en 3 ans et ces "Je suis au bout de ma vie!" perpétuels... Merci aussi à toute la famille, et du côté Monteil à tous ces Noël partagés ensembles en Auvergne, ces jeux de pistes et plus récemment ce tournoi de babyfoot. Un grand merci à mes grands parents qui nous ont toujours soutenu, cru en nous et donné de belles leçons de vie. Ne t'inquiète pas grand-père je suis fourmi, pas cigale!

Sans vous tous, je crois que je ne serais jamais arrivée au bout, et vous avez tous contribué à cette thèse, donc un très grand merci à vous et à tous ces moments partagés.

Table des matières

Introduction	9
1 État de l'art	15
1.1 Physique des vagues	15
1.1.1 Vitesse de propagation des vagues	17
1.1.2 Vagues solitaires	17
1.1.3 Critères de déferlement	20
1.1.4 Energie d'une vague solitaire	22
1.2 Génération de vagues	23
1.2.1 Génération par piston	23
1.2.2 Génération par blocs solides	24
1.2.3 Génération par impact granulaire	30
1.2.4 Etudes numériques	40
1.3 Effondrements de colonnes granulaires	43
1.3.1 Dynamique de l'effondrement	44
1.3.2 Morphologie des dépôts	44
1.3.3 Bilan énergétique	46
1.4 En résumé	47
2 Méthodes expérimentales	49
2.1 Dispositif expérimental	49
2.1.1 Description du dispositif expérimental	49
2.1.2 Protocole expérimental	51
2.1.3 Paramètres expérimentaux et nombres sans dimension	52
2.1.4 Deuxième configuration expérimentale	53
2.2 Visualisation et techniques de mesure	55
2.2.1 Visualisation	55
2.2.2 Traitement d'image	55
2.3 Limitations expérimentales et incertitudes	57
2.3.1 Reproductibilité	57
2.3.2 Influence de la marche	60
2.3.3 Influence de l'ouverture de la porte	63
2.3.4 Largeur de la cuve	70
2.3.5 Rugosité	72
3 Génération de vague par effondrement d'une colonne granulaire	77
3.1 Formation de la vague	78
3.1.1 Evolution temporelle de la vague	78
3.1.2 Diagramme spatio-temporel	80

3.2	Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée .	81
3.2.1	Volume de grains	81
3.2.2	Rapport d'aspect initial de la colonne	82
3.2.3	Hauteur initiale de la colonne	87
3.2.4	Largeur initiale de la colonne	88
3.2.5	Influence des grains	89
3.2.6	Hauteur initiale d'eau	92
3.2.7	Bilan	94
3.3	Dynamique de la vague	96
3.3.1	Critères de déferlement	96
3.3.2	Position du déferlement	99
3.3.3	Vitesse de la vague	99
3.3.4	Forme des vagues	100
3.3.5	Bilan d'énergie et de quantité de mouvement	103
3.4	Influence de la dynamique de l'effondrement granulaire	105
3.4.1	Dynamique de fronts	106
3.4.2	Vitesses de front	107
3.4.3	Temps caractéristiques d'effondrement et de génération	115
3.4.4	Bilan de quantité de mouvement	116
3.5	Conclusion	116
4	Des expériences en laboratoire à la nature	119
4.1	Dépôts finaux issus d'effondrements de colonne à l'échelle du laboratoire . . .	120
4.1.1	Lois d'échelle des dépôts	121
4.1.2	Volume de grains immergés	123
4.1.3	Volume de grains immergés et amplitude de vague	123
4.2	Dépôts finaux issus d'effondrements sur plan incliné	127
4.2.1	Loi d'échelle des dépôts finaux	128
4.2.2	Volume de grains immergés	129
4.2.3	Volume de grains immergés et amplitude de vague	129
4.2.4	Transfert d'énergie et de quantité de mouvement des grains immergés à la vague	130
4.3	Évènements réels passés	131
4.3.1	Chehalis Lake - Canada 2007	132
4.3.2	Lituya Bay - Alaska 1958	137
4.3.3	Taan Fjord - Alaska 2015	142
4.3.4	Autres évènements aériens	144
4.3.5	Effondrements partiellement immergés	146
4.3.6	Autres évènements avec des données manquantes	149
4.4	Potentiels futurs évènements	150
4.4.1	Cumbre Vieja - La Palma Canarie	150
4.4.2	Es Vedrá - Ibiza Espagne	151
4.4.3	Karrat Fjord	151
4.5	Conclusion	152
	Conclusion & Perspectives	157
	Bibliographie	163

Introduction

LES TSUNAMIS sont l'un des phénomènes naturels les plus catastrophiques et les plus destructeurs sur Terre, pouvant engendrer des dégâts considérables le long des côtes avec de lourdes pertes matérielles et humaines. Quasiment imperceptible en pleine mer, cette onde océanique de grande longueur d'onde, peut se propager à une vitesse élevée sur de grandes distances, jusqu'à plusieurs milliers de kilomètres. En arrivant près du littoral, la vague peut atteindre une amplitude d'une dizaine de mètres, voir plusieurs dizaines, lié au changement drastique de profondeur à l'approche des côtes et inonder l'intérieur des terres sur plusieurs kilomètres. De nombreux événements passés ont illustré la puissance et la capacité destructrice de ces vagues. Deux événements majeurs, les plus meurtriers, ont tous deux été déclenchés par un séisme : le tsunami de 2004 sur l'île de Sumatra en Indonésie [141] (Fig. 1) résultat d'un séisme de magnitude 9.2 sur l'échelle de Richter ou encore celui de 2011 sur la côte Est du Japon [104] de magnitude 9, comptabilisant des centaines de milliers de pertes humaines et des dégâts considérables au niveau des infrastructures entraînant une destruction économique majeure. Ces événements catastrophiques récents ont fait prendre conscience que le risque de tsunami ne peut pas être ignoré.

Les tsunamis ne se limitent pas seulement aux océans, mais peuvent aussi se produire dans les baies [95], les fjords [9], les rivières [116] ou encore les lacs [150]. La genèse des tsunamis provient d'un mouvement vertical déplaçant une colonne d'eau adjacente. Ce mouvement vertical peut résulter : (1) d'un séisme, (2) de la chute de météorites ou de comètes dans les océans, (3) d'un phénomène météorologique, (4) d'une éruption volcanique ou encore (5) d'un glissement de terrain sous-marin et/ou aérien.

Lorsque l'on aborde le sujet des tsunamis auprès d'un public large, les tsunamis sont généralement perçus comme associés à une origine tectonique. En effet, le mécanisme de génération de tsunami le plus connu, est celui lié au tremblement de terre en domaine sous-marin, comme dans les deux exemples cités plus haut. D'autres mécanismes plus rares, comme l'impact de météorites ou d'astéroïdes dans des étendues d'eau, génèrent des tsunamis de très hautes énergies [13]. Cependant les tsunamis générés par l'impact de météorites sont difficiles à identifier *a posteriori* sur Terre, à cause de la présence active de l'érosion à la surface terrestre et du recyclage de la croûte à travers la tectonique des plaques. De tels événements pourraient aussi expliquer des dépôts observés à la surface de Mars appuyant la possibilité de la présence d'un grand océan au début de son histoire géologique [21]. D'après



FIGURE 1: Image satellite de Banda Aceh sur la pointe nord de Sumatra (Indonésie) avant et après le passage du tsunami du 26 décembre 2004.

Costard *et al.* [20], une vague initiale d’amplitude proche de 300 m pourrait être à l’origine de ces dépôts. Heureusement pour nous, ce genre d’évènement est assez peu probable sur Terre, aux échelles de temps humaines, même si cela finira par arriver et aura alors 7 chances sur 10 de tomber dans l’eau, du fait de la représentation dominante des océans à la surface du globe.

Les météo-tsunamis sont causés par des variations importantes de la pression atmosphérique. Ils sont, par exemple, associés au passage de typhons ou de cyclones. En effet, le niveau de la mer est plus élevé au niveau de l’œil d’un cyclone (dépression). Ce dernier peut se déplacer à plusieurs dizaines de km/h dans certains cas, créant un météo-tsunami lors de son arrivée sur les terres. Néanmoins, il faut des conditions assez spécifiques pour la génération de météo-tsunamis rendant ces évènements exceptionnels et observés seulement dans un nombre limité de sites dans le monde [100]. Cependant, ces évènements météorologiques exceptionnels pourraient expliquer l’origine inconnue de certains tsunamis.

Un autre évènement est le tsunami d’origine volcanique. En effet, une éruption volcanique produit rarement des tsunamis, principalement dû au fait que le volcan doit se situer dans l’océan. L’éruption volcanique la plus connue ayant donné naissance à un tsunami est certainement l’explosion du volcan Krakatoa en 1883 dont une partie de l’énergie liée à l’explosion a généré une vague de tsunami qui impacta toutes les côtes de l’Océan Indien faisant 35000 victimes [108]. La majorité de ces évènements se limitent aux îles Kouriles (îles japonaises), et aux archipels indonésiens et philippins.

La génération de tsunami par impact de météorites, en raison de conditions météorologiques extrêmes ou liée à une éruption volcanique sont des cas très rares. Un cas plus fréquent néanmoins, faisant d’ailleurs l’objet de cette thèse est le glissement de terrain sous-marin et/ou aériens. En effet, les glissements de terrains peuvent également générer une vague de très grande ampleur lorsqu’ils sont situés sur ou proches des côtes. Ce mécanisme de génération a été pendant longtemps sous-estimé, principalement en raison du fait qu’ils apparaissent généralement dans des zones peu peuplées sur Terre et restent donc largement méconnus. Un cas célèbre est l’évènement de 1998 en Papouasie Nouvelle Guinée où un glissement de terrain sous-marin d’environ $6,4 \text{ km}^3$, provoqué par un tremblement de terre de

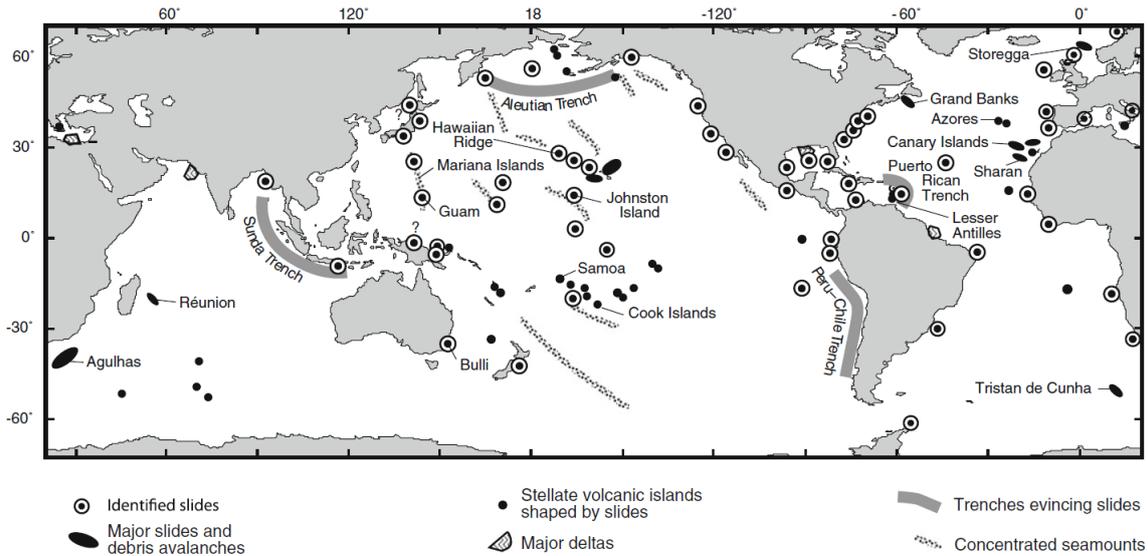


FIGURE 2: Localisation de la majorité des tsunamis générés par glissements de terrain sur le globe. Extraite du livre de Bryant [13].

magnitude 7.1, a généré un tsunami [138, 140]. Une vingtaine de minutes après le séisme, une vague de 10 m d’amplitude s’est abattue sur les côtes de la Papouasie Nouvelle Guinée faisant environ 2100 morts et de nombreux dégâts. Cette catastrophe a marqué un tournant dans l’étude des tsunamis et a fait prendre conscience que le risque de tsunami par glissements de terrain ne pouvait plus être ignoré davantage.

Cependant, si la lumière a été faite sur les dangers liés aux glissements de terrain sous-marins, les glissements de terrain aériens représentent également un risque majeur. En effet, en 1958, le *run-up* (hauteur maximale atteinte par la vague sur les rives) le plus élevé jamais enregistré jusqu’à ce jour, de 524 m d’altitude, est lié à un effondrement de terrain aérien dans la baie de Lituya en Alaska [95]. Comme le montre cet évènement, les tsunamis générés par glissement de terrain aérien peuvent être de très grandes amplitudes, plus élevés que ceux d’origines tectoniques mais sont généralement plus localisés, les rendant particulièrement redoutables au voisinage de la zone d’impact. De plus, l’évènement très récent du volcan Anak Krakatau, provenant de l’effondrement partiel de son flanc, ce décembre 2018, nous a aussi rappelé que ces évènements n’étaient pas si rares.

Ces dernières années de nombreux glissements de terrain à caractère tsunamogénique ont été répertoriés et mis en évidence partout dans le monde [15, 55, 101] (Fig. 2). De tels évènements impliquent des volumes plus ou moins conséquents : allant de quelques milliers à millions de m^3 pour de « petits » évènements et supérieurs au km^3 , jusqu’à des centaines de km^3 pour de « gros » évènements.

Les « gros » évènements sont généralement localisés sur le pourtour des îles volcaniques (Fig. 2). En effet, lorsqu’on regarde la structure de ces îles en détail, on remarque qu’elles présentent fréquemment des structures ouvertes vers la mer en forme de fer à cheval, cicatrice d’anciens glissements (Fig. 3). Les dépôts associés ont parfois été identifiés à l’aide de données

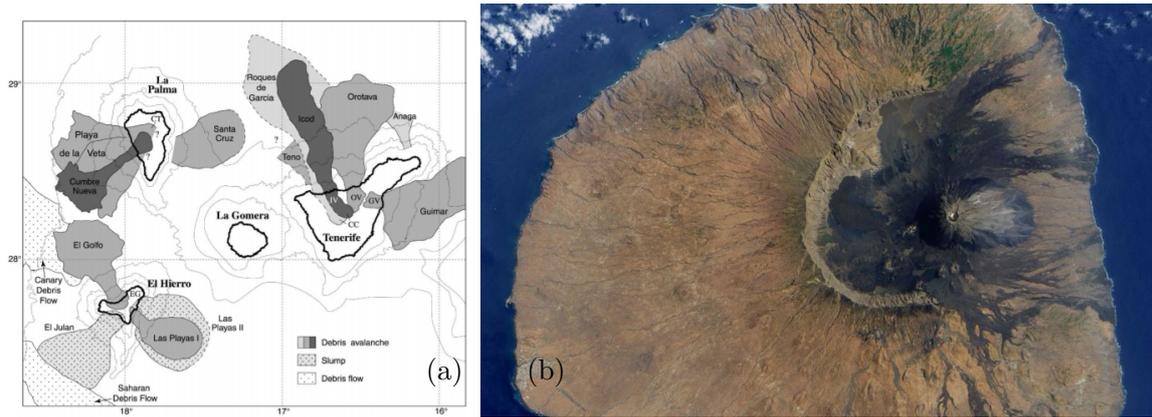


FIGURE 3: (a) Carte des glissements de terrains et leurs dépôts sous-marins répertoriés sur le pourtour des îles Canaries [88]. (b) Photo du volcan Pico de Fogo (Ile de Fogo, Cap Vert), qui a rempli récemment la cicatrice d'un effondrement catastrophique survenu il y a quelques dizaines de milliers d'années (NASA).

bathymétriques sur tout le pourtour des îles (Fig. 3). Ce sont de hauts reliefs propices aux effondrements, fragilisés par de nombreuses éruptions, des jeux de failles, et des cavités créées lors de la vidange de grande chambre magmatique en profondeur, et dont la structure est un assemblage de couches plus ou moins cohésives. Ces effondrements sont au moins deux ordres de grandeur plus grands que ceux d'origine non volcaniques. En effet, les plans de rupture des glissements de terrain volcaniques prennent racine généralement beaucoup plus profondément que ceux d'origine non volcaniques, atteignant souvent une profondeur de plusieurs kilomètres [133].

Les effondrements de plus faibles volumes sont généralement situés au niveau des fjords, des baies, des lacs, c'est-à-dire en domaine montagneux, ou encore des falaises, là où il y a présence de pentes abruptes surplombant des réservoirs d'eau, susceptibles de s'effondrer sous la gravité. A l'origine de ces événements il peut y avoir plusieurs facteurs possibles : un séisme déstabilisant une zone fragilisée, la réactivation d'anciennes failles, des changements climatiques importants comme la fonte de glacier laissant à découvert des paysages escarpés constitués de roches fragilisées, ou encore des périodes de fortes pluies. Ces différents facteurs fragilisent le terrain avec le temps et augmentent ainsi le risque d'effondrement de terrain dans toutes les régions froides de notre planète.

Les données géophysiques montrent que des effondrements potentiels pourraient se produire dans un futur proche et engendrer des tsunamis conséquents. Par exemple, Hildenbrand *et al.* [54] ont montré que le flanc sud-est de l'île de Pico, aux Açores, subit un léger déplacement horizontal vers le sud-est de l'ordre de $1,6 \pm 1,3$ mm/an mais avec un mouvement significatif vers le bas de l'ordre 5 – 12 mm/an. En plus de ce mouvement, comme l'illustre la figure 4, de nombreuses failles à forte inclinaison vers la mer sont présentes. Ce mouvement progressif pourrait un jour se transformer en une rupture instantanée du flanc de l'île s'effondrant dans l'océan et générant une vague de tsunami. De tels effondrements catastrophiques ont d'ailleurs été reconnus récemment sur la plupart des îles des Açores

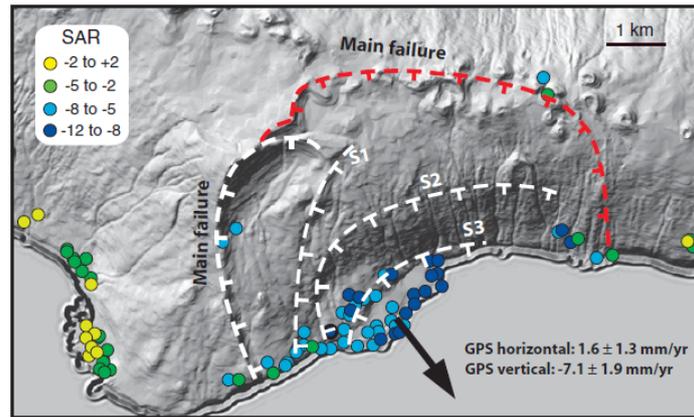


FIGURE 4: Taux de déplacement horizontal et vertical de l'île de Pico aux Açores. Les traits en pointillés représentent les failles reconnues sur le terrain. Extrait de l'article de Hildenbrand *et al.* [54].

[18, 19, 109, 130, 131, 132]. L'étude récente de Urlaub *et al.* [143] a montré que le flanc sud-est du Mont Etna en Sicile, s'enfonce de quelques centimètres par an dans la mer Ionienne, avec un pic de déplacement autour de 4 cm. Ce mouvement pourrait lui aussi se transformer en un effondrement catastrophique et donc générer une vague de tsunami en Europe. Un autre exemple, très controversé, est le potentiel glissement de terrain sur l'île de La Palma, aux Canaries, où un volume estimé de 500 km^3 , pour le scénario le plus catastrophique, générerait une vague d'environ 1200 m d'amplitude à la source, d'après les modélisations de Abadie *et al.* [1], traversant tout l'Océan Atlantique et frappant les Caraïbes et le littoral américain avec des vagues de l'ordre de quelques mètres à une dizaine de mètres en Floride. Il y a encore bien d'autres exemples qui pourraient être cités.

Cependant, la cause des glissements de terrain n'est pas toujours d'origine naturelle. En effet, l'activité humaine, et en particulier les infrastructures que l'on construit peuvent favoriser l'apparition de tsunamis. Par exemple, la construction de barrages en région montagneuse, donne naissance à des réservoirs d'eau conséquents entourés de falaises abruptes, pouvant s'effondrer dans l'eau et créer une vague. Un exemple ravageur bien connu, est le glissement de terrain de Vajont, le 9 octobre 1963 au nord de Venise, en Italie. Une masse de 270 à 300 millions de m^3 s'est effondrée dans le réservoir d'eau générant une vague. La vague d'une amplitude estimée de 200 m s'est alors propagée, est passée au-dessus du barrage construit dans la gorge (Fig. 5). La ville de Longarone, et quelques villages situés non loin du barrage, ont été inondés et complètement détruits par le passage de cette masse d'eau faisant plus de 2000 morts [7]. Un autre exemple est celui du 16 octobre 1979, lorsqu'une partie de l'extension du nouveau port de Nice en France, s'est effondrée en mer Méditerranée lors de travaux sur le chantier. Une vague, provoquée par l'éboulement de la digue s'est formée et a frappé la côte environnante, notamment à Antibes [3]. Ce tsunami a entraîné d'importantes pertes économiques et fait 8 morts.

Naturels ou non, les glissements de terrains peuvent générer des dégâts considérables, par le glissement lui-même, mais aussi par la vague générée, lorsqu'il impacte une étendue



FIGURE 5: (Gauche) Glissement de terrain de Vajont en Italie. Vue panoramique de la surface d’effondrement et photo du barrage. Le cercle rouge montre la localisation du barrage. (Droite) Photo du barrage. Extraits de Barla et Paronuzzi [7].

d’eau. Encore mal compris, il est important de les étudier afin d’être en mesure de mieux les prévenir, et pourquoi pas les prédire. C’est pourquoi dans ce manuscrit, nous allons nous focaliser sur la génération de vague de tsunami par un effondrement de terrain aérien. Avant de présenter les résultats de notre étude, nous rappelons d’abord les principaux résultats bibliographiques sur ce sujet.

Chapitre 1

État de l'art

Sommaire

1.1	Physique des vagues	15
1.1.1	Vitesse de propagation des vagues	17
1.1.2	Vagues solitaires	17
1.1.3	Critères de déferlement	20
1.1.4	Energie d'une vague solitaire	22
1.2	Génération de vagues	23
1.2.1	Génération par piston	23
1.2.2	Génération par blocs solides	24
1.2.3	Génération par impact granulaire	30
1.2.4	Etudes numériques	40
1.3	Effondrements de colonnes granulaires	43
1.3.1	Dynamique de l'effondrement	44
1.3.2	Morphologie des dépôts	44
1.3.3	Bilan énergétique	46
1.4	En résumé	47

L'objectif de ce premier chapitre est d'introduire les bases nécessaires à ce travail de thèse. Nous rappelons d'abord quelques aspects théoriques sur les vagues, avant de présenter les différents travaux expérimentaux, théoriques et numériques effectués sur le sujet, principalement sur la prédiction de l'amplitude des vagues générées par glissement de terrain.

1.1 Physique des vagues

Une vague est le résultat d'une déformation de la surface libre d'une masse d'eau [45]. Deux mécanismes conduisent au retour à l'équilibre de la surface libre lorsque l'onde se propage : la gravité qui s'oppose à la déviation de la surface à partir de l'horizontale et la tension superficielle qui s'oppose à la courbure de l'interface. Il existe deux types d'ondes, les ondes

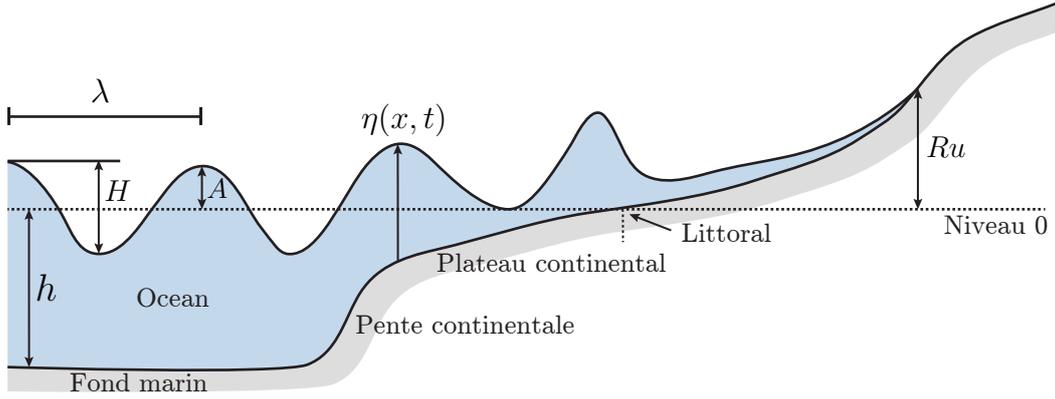


FIGURE 1.1: Schéma représentant les différents paramètres d'une vague, à la surface d'une couche de liquide d'épaisseur h : hauteur maximale H (distance creux-crête), amplitude $A = \eta(x,t) - h$, longueur d'onde λ de la vague. Ru représente le *run-up* de la vague : hauteur maximale atteinte par la vague sur les rives.

de gravité et les ondes capillaires. Ces ondes sont caractérisées par plusieurs paramètres, représentés sur la figure 1.1 : leur hauteur maximale H , *i.e.* la distance crête à creux, leur amplitude $A = \eta(x,t) - h$, soit la différence entre la crête et la hauteur d'eau au repos, leur longueur d'onde λ , largeur séparant deux crêtes, décrite aussi par le nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$. Ces vagues se propagent à une vitesse c et sont caractérisées par leur période ou fréquence, *i.e.* par l'intervalle de temps entre deux pics d'onde successifs.

La pulsation d'une onde $\omega = ck$ se propageant à la surface d'une couche de liquide d'épaisseur h , de masse volumique ρ et de tension superficielle γ vérifie

$$\omega^2 = \left(gk + \frac{\gamma k^3}{\rho} \right) \tanh(kh), \quad (1.1)$$

où g représente la gravité. Cette équation (1.1) correspond à l'équation de dispersion des vagues.

Les vagues de tsunami sont des ondes de très grande longueur d'onde de sorte que les échelles horizontales sont grandes devant les échelles verticales. Les vagues de tsunami obéissent donc à une approximation en eau peu profonde lorsque $kh \ll 1$, où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde, avec λ la longueur d'onde des vagues et h la hauteur d'eau au repos. Cette propriété est particulièrement vraie pour les tsunamis générés par tremblements de terre où les longueurs d'ondes peuvent atteindre plusieurs centaines de kilomètres. Pour les tsunamis générés par glissements de terrain, cette approximation est un peu plus délicate à utiliser, principalement dû au fait que les vagues générées présentent généralement une amplitude plus élevée et une largeur de vague plus faible allant de plusieurs centaines de mètres au kilomètre. Dans ce cas, le paramètre kh devient donc proche de l'unité et les phénomènes dispersifs deviennent non négligeables. De plus, les tsunamis générés par tremblement de terre sont initiés par un forçage 2D compte tenu de la dimension de la faille, tandis que ceux générés par des glissements de terrain sont dus à un forçage 3D donnant lieu à plus de

dispersion.

Ces vagues océaniques de grande longueur d'onde sont des ondes gravitaires pour lesquelles la tension de surface est négligeable et donc le terme $\gamma k^3/\rho$ de l'équation (1.1) devient négligeable. La relation de dispersion s'écrit alors,

$$\omega^2 = gk \tanh(kh), \quad (1.2)$$

valable pour des vagues de gravité de faibles amplitudes.

1.1.1 Vitesse de propagation des vagues

En partant de la relation de dispersion (1.2), on peut en déduire l'expression de la vitesse de phase $c = w/k$ de la vague, tel que

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh(kh). \quad (1.3)$$

Dans l'approximation en eau peu profonde, c'est-à-dire lorsque $kh \ll 1$, la vitesse de phase se simplifie sous la forme

$$c = \sqrt{gh}. \quad (1.4)$$

Pour les vagues en eau peu profonde, la profondeur contrôle la vitesse ce qui donne naissance à un choc traduisant le raidissement du front d'onde pouvant donner lieu au déferlement des vagues compte tenu du fait que la vitesse de propagation est plus grande au niveau de la crête qu'à sa base. Cependant, le déferlement est un phénomène à courte échelle où la tension de surface et la viscosité deviennent des paramètres que l'on ne peut pas ignorer.

1.1.2 Vagues solitaires

En 1837, après l'observation d'une vague très particulière appelée soliton, générée par l'arrêt brutal d'une péniche dans un canal reliant Edimbourg à Forth-Clyde, l'ingénieur écossais John Scott Russel [124] décida de la reproduire expérimentalement dans son jardin. Les vagues solitaires ont des définitions très particulières surtout au niveau de leur forme et de leur vitesse de propagation.

Forme des ondes solitaires

Dans le cas de vagues générées par glissement de terrain, les phénomènes dispersifs tendent à changer la forme des vagues. Ainsi, les vagues générées par de tels événements sont des ondes non-linéaires qui se déforment lors de leur propagation. Deux effets contribuent à modifier le profil d'une onde solitaire au cours de son déplacement [45] :

- un effet d'étalement dû à la dispersion ;

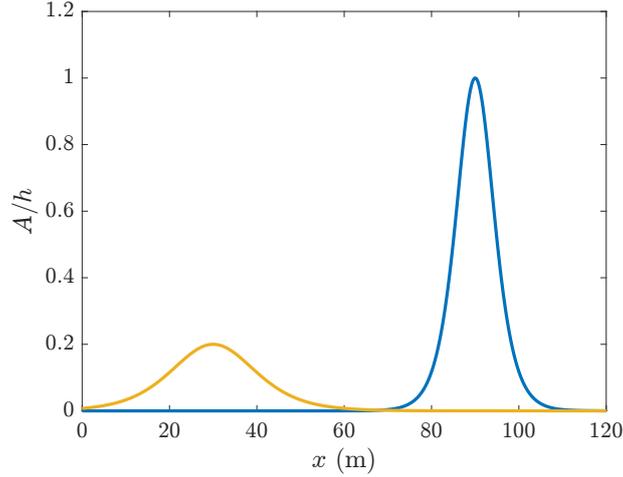


FIGURE 1.2: Deux exemples de la forme de solitons : solution de l'équation KdV en sech^2 (Eq. 1.6).

- un effet de raidissement du front de l'onde, dû aux effets de non-linéarité : la vitesse des ondes croît avec l'épaisseur d'eau, le sommet et la base de la vague ne se déplacent donc plus à la même vitesse dû à une amplitude de vague non négligeable.

Ainsi, la vague se propage sans déformation si ces deux effets se compensent exactement en tout point de la vague.

L'équation de Korteweg-de-Vries (KdV) exprime l'équilibre entre ces deux effets c'est-à-dire la non linéarité des vagues et la dispersion, en eau peu profonde pour un liquide incompressible, non-visqueux et irrotationnel :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sqrt{gh} \left(1 + \frac{3\eta}{2h} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\sqrt{gh} h^2}{6} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} = 0, \quad (1.5)$$

où η représente la surface libre de l'eau, \sqrt{gh} la vitesse des vagues en eau peu profonde (Eq. 1.4) et h la hauteur d'eau. Une solution de cette équation est appelée onde solitaire et s'écrit sous la forme :

$$\eta = A \text{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3A}{4h^3}} \left(x - \sqrt{gh} \left(1 + \frac{A}{2h} \right) t \right) \right], \quad (1.6)$$

avec A l'amplitude de la vague. Le préfacteur du temps dans cette expression, donne la vitesse de propagation de la vague tel que $c = \sqrt{gh}(1 + A/2h)$. Cette équation décrit la forme d'une vague solitaire, onde qui se propage sans changement de forme, observée pour la première fois par l'ingénieur écossais John Scott Russel en 1834 [124]. De plus, dans cette équation, le terme $(4h^3/3A)^{1/2}$ représente la largeur de la vague Δ , dépendante de son amplitude et de la hauteur d'eau. Ainsi, si l'amplitude relative A/h de la vague augmente, la largeur va diminuer (Fig. 1.2).

Vitesse des ondes solitaires

Si le terme kh reste modéré et que l'on développe la relation (1.3) exprimant la vitesse d'une onde de gravité pour laquelle les effets capillaires sont négligés, nous obtenons

$$c(k) \approx \sqrt{gh} \left(1 - \frac{k^2 h^2}{6} \right). \quad (1.7)$$

Cette expression montre que les vagues de plus petites longueurs d'onde, correspondant à un nombre d'onde plus élevé, se propagent plus lentement. Or, si l'extension spatiale de l'onde est Δ , son spectre s'étendra de $k = 0$ à $k \sim 1/\Delta$. La différence δc entre ces deux extrêmes a donc pour ordre de grandeur

$$\delta c \approx \sqrt{gh} \frac{h^2}{\Delta^2}. \quad (1.8)$$

C'est cette différence de vitesse δc qui tend à étaler le paquet d'onde, et conduit au phénomène de dispersion. De plus, la vitesse des vagues croît avec la profondeur h du fluide. Ainsi, le sommet et la base d'une vague tendent à se déplacer à des vitesses différentes, tels que

$$c' = \sqrt{g(h+A)} \text{ et } c = \sqrt{gh}$$

respectivement. La crête se déplace donc plus rapidement que la base créant un raidissement du front, éventuellement suivi d'un déferlement. La variation correspondante de vitesse est de l'ordre de

$$c' - c \approx \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{A}{2}. \quad (1.9)$$

Les effets de dispersion et de non-linéarité se compensent lorsque les différences de vitesse de propagation dues à la dispersion de l'onde (Eq. (1.8)) et au raidissement du front (Eq. (1.9)) sont du même ordre de grandeur, soit lorsque

$$A \approx \frac{h^3}{\Delta^2}. \quad (1.10)$$

L'onde se propage sans déformation si la compensation se fait en tout point du profil. Elle a alors le profil décrit par l'équation (1.6), avec une vitesse de propagation,

$$c = \sqrt{g(h+A)}. \quad (1.11)$$

La solution (1.6) des équations KdV introduisent une expression de la vitesse sous la forme

$$c = \sqrt{gh} \left(1 + \frac{A}{2h} \right), \quad (1.12)$$

prenant en compte la dépendance de la vitesse avec l'amplitude de la vague. Plus celle-ci va être élevée, plus la vitesse va augmenter. On remarque d'ailleurs que l'on retrouve l'équation 1.12 à partir de l'équation 1.11 dans l'hypothèse des vagues de faible amplitude, *i.e.* $A/h \ll 1$.

1.1.3 Critères de déferlement

Comme il a déjà été introduit précédemment, certaines vagues conservent une forme invariante lors de leur propagation, comme les solitons, mais d'autres se déforment. Lorsque les effets non linéaires deviennent plus importants, généralement dû à un changement brusque de hauteur d'eau par exemple le long des côtes, celles-ci deviennent instables et déferlent de façon plus ou moins brutale.

En 1894, une première étude expérimentale et théorique réalisée par McCowan [90] a établi un critère de déferlement tel que

$$\left(\frac{A}{h}\right)_c = 0,78. \quad (1.13)$$

Lorsque l'amplitude relative $A/h > (A/h)_c$, la vague est condamnée à déferler.

Deike *et al.* [27] ont fait une étude des effets capillaires sur le déferlement des vagues à travers des simulations numériques, basées sur les équations de Navier-Stokes pour un écoulement à deux phases (air/eau). Afin d'étudier l'effet de la tension de surface sur les vagues, ils ont gardé constant le nombre de Reynolds (rapport entre les forces d'inerties et les forces visqueuses du fluide) et la longueur d'onde des vagues. Ils ont alors observé plusieurs formes possibles de déferlement de vague :

- les vagues non déferlantes, *Non-Breaking*, notées *NB*. Ces vagues sont stables et se propagent sans changement notable de forme ;
- les ondes capillaires parasites sur la crête des vagues, *Parasitic Capillary Waves*, notées *PCW*. Ces vagues ont d'abord un profil correspondant au profil de vague de gravité pure, mais développent à l'avant de la vague des ondulations capillaires ;
- les vagues à déferlements progressifs ou glissants *Spilling Breakers* notées *SB*. Certaines de ces vagues déferlent sans créer de rouleau à l'avant et donc sans entrainement d'air et certaines sont plus proches de s'enrouler créant plus de mélange et d'aération ;
- et enfin les vagues à déferlements plongeants *Plunging Breaker*, notées *PB*. Ces vagues deviennent de plus en plus raides jusqu'à ce que l'interface du front avant de la vague devienne vertical, forme un rouleau et déferle en entrainant de l'air. Le mélange est important pour ce type de déferlement.

Deike *et al.* [27] en ont déduit un critère de déferlement des vagues, $\epsilon = Ak$, avec A l'amplitude maximale avant déferlement, et $k = 2\pi/\lambda$, le nombre d'onde. Ce critère est dépendant du nombre de Bond, $Bo = \Delta\rho g/\gamma k^2$, avec $\Delta\rho$ la différence de densité entre les deux fluides et γ la tension de surface. Ce nombre représente le rapport entre les forces gravitationnelles et la tension de surface sur une interface entre deux fluides. Pour de grands nombres de Bond, $Bo > 100$, c'est-à-dire lorsque les forces gravitationnelles dominent largement par rapport aux forces capillaires, un critère de déferlement critique $\epsilon_c = 0,32$ a été trouvé. Si $\epsilon > \epsilon_c$ alors

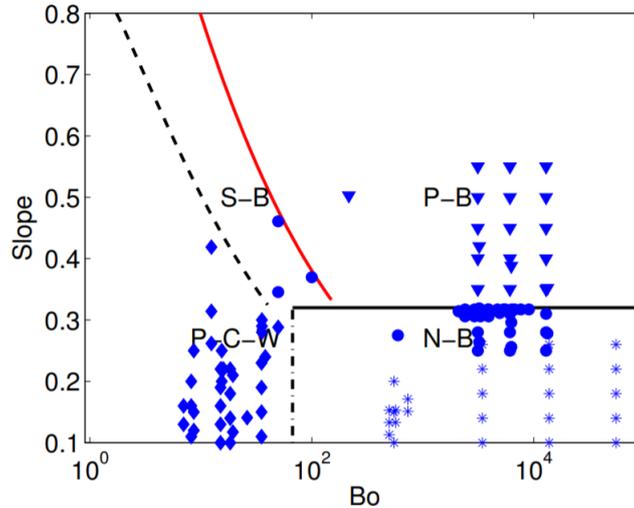


FIGURE 1.3: Diagramme de phase ($\epsilon = Ak$, Bo) de Deike *et al.* [27] avec les différents régimes de déferlement. Les points représentent des vagues expérimentales extraites dans la littérature par Deike *et al.* (*): *NB*, *Non-Breaking waves*; (▼): *PB*, *Plunging Breaker*; (●): *SB*, *Spilling Breakers*; (◆): *PCW*, *Parasitic Capillary Waves*.

la vague déferle. En revanche pour de plus faibles nombres de Bond $Bo < 100$, où les forces capillaires sont plus importantes, l'influence de la tension de surface est quantifiée à travers deux limites $\epsilon = K(1 + Bo)^{-1/3}$, séparant pour $K = 1,12$ les vagues parasites capillaires *PCW*, des vagues à déferlement glissant *SB* et pour $K = 1,75$, les vagues à déferlement glissant *SB* aux vagues à déferlement plongeant *PB*. Le diagramme de phase, issu de [27] avec ces différents régimes est représenté en figure 1.3.

Les points représentent des données expérimentales issues de la littérature par Deike *et al.* [27] afin de comparer leur modèle avec des expériences en laboratoire. Pour ces expériences, les vagues sont générées à l'aide d'un agitateur ou par le vent. Leur modèle semble être très bien corrélé avec les expériences. Cependant, ils observent pour de grands nombres de Bond, des vagues à déferlement glissant (*SB*) dans la partie du diagramme $0,25 < \epsilon < 0,35$ où apparaissent normalement des vagues non déferlantes (*NB*). Ils interprètent donc les vagues glissantes (*SB*) comme la transition entre les vagues non déferlantes (*NB*) et les vagues plongeantes (*PB*).

Dans ce diagramme, les vagues de tsunami, en pleine mer, se situeraient dans le domaine des grands nombres de Bond avec une pente très faible, soit dans le domaine des *NB*. En revanche, lorsque celles-ci se rapprochent des côtes, le changement de hauteur d'eau entraîne le raidissement des vagues, augmentant ϵ jusqu'à dépasser le critère de déferlement décrit plus haut $\epsilon_c = 0,32$. On s'attend à retrouver ces différents régimes de vagues gravitaires pour des vagues générées par glissement de terrain en fonction des paramètres du problème.

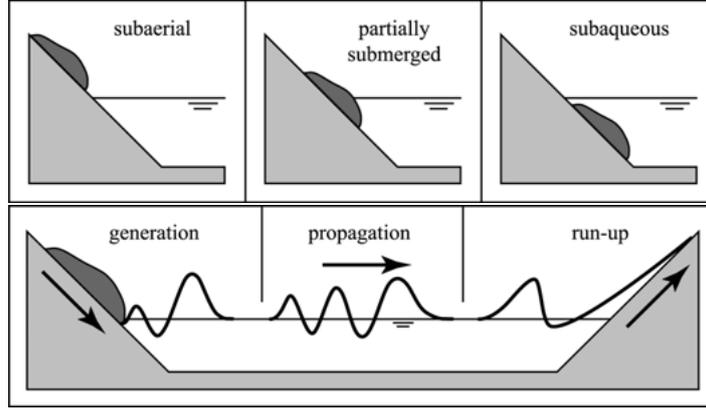


FIGURE 1.4: Schémas présentant les différentes configurations initiales d'un glissement de terrain (aérien, partiellement immergé et sous-marin) et les différentes phases de génération, propagation et *run-up* de la vague, issus de la thèse de Fritz [38].

1.1.4 Energie d'une vague solitaire

Le volume d'une vague solitaire V_w , peut être obtenu en intégrant son profil, donné par l'équation (1.6) tel que

$$V_w = \int \eta \, dx = \sqrt{\frac{16}{3}} h^3 A. \quad (1.14)$$

Ainsi, l'énergie potentielle E_{p_w} d'une vague solitaire est de la forme

$$E_{p_w} = \frac{\rho_w g}{2} \int \eta^2 \, dx = \frac{4\rho_w g}{3\sqrt{3}} A^{3/2} h_0^{3/2}, \quad (1.15)$$

et son énergie cinétique E_{c_w}

$$E_{c_w} = \frac{\rho_w g}{2} \int \frac{A+h}{\eta+h} \eta^2 \, dx = \frac{4\rho_w g}{3\sqrt{3}} A^{3/2} h_0^{3/2} + \frac{4\rho_w g}{15\sqrt{3}} A^{5/2} h_0^{1/2}. \quad (1.16)$$

D'après Li et Raichlen [73], il peut être montré que l'énergie cinétique est au plus 8% supérieure à l'énergie potentielle pour des vagues de faibles amplitudes tel que $A/h < 0,5$. Il est donc usuel de simplifier le problème en faisant l'hypothèse que l'énergie cinétique est de l'ordre de l'énergie potentielle [73] tel que

$$E_{c_w} \approx E_{p_w} = \frac{4\rho_w g}{3\sqrt{3}} A^{3/2} h_0^{3/2}. \quad (1.17)$$

Seule une partie de l'énergie de la vague est perdue lors de sa propagation par la friction avec le fond [41]. En revanche, lorsque la vague déferle la perte d'énergie associée est importante avec peu d'énergie potentielle restant dans le système [27].

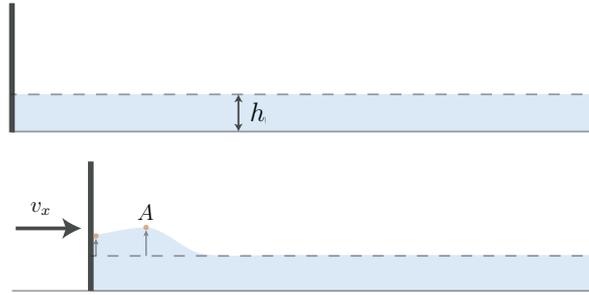


FIGURE 1.5: Illustration de la génération de vague par l'avancée d'un piston horizontal à une vitesse constante v_x dans une hauteur d'eau h . Noda [107] s'intéresse à l'élévation de l'eau par rapport à sa hauteur initiale au niveau du piston, et à l'amplitude maximale de la vague plus en aval (représentées par les points oranges).

1.2 Génération de vagues

La génération de vagues par glissements de terrain a été le sujet de nombreuses études expérimentales, numériques et théoriques. Comme illustré sur la figure 1.4 il existe trois configurations initiales pour le glissement de terrain : un glissement aérien, partiellement immergé ou totalement immergé. Cette figure montre aussi que 3 étapes sont importantes dans l'étude de ce phénomène : la phase de génération de la vague par le glissement de terrain, la phase de propagation et enfin l'inondation des terres. Si la propagation de la vague est maintenant plutôt bien décrite, le problème majeur reste encore d'estimer et modéliser l'amplitude de la vague de tsunami lors de sa génération. Ce problème est complexe puisqu'il nécessite de cerner les mécanismes physiques mis en jeu lors de la génération de la vague et de pouvoir estimer le volume du glissement de terrain et sa vitesse lors de l'impact dans l'eau. Les études expérimentales permettent de tester les nombreux paramètres impliqués dans la génération de vague et de mieux comprendre la physique de ces événements. Elles permettent aussi la validation par la suite de certains modèles numériques. Les modélisations sont très importantes puisqu'elles permettent de pousser plus loin l'analyse en prenant en compte la topographie et la bathymétrie réelles du terrain. Nous allons donc d'abord présenter les différentes études expérimentales faites sur le sujet en partant des premières modélisations simplifiant considérablement le glissement, à des modèles plus réalistes mais de rhéologie complexes, puis nous verrons les avancées récentes de la communauté scientifique au niveau numérique.

1.2.1 Génération par piston

La façon la plus simple de générer une vague consiste à déplacer un mur vertical horizontalement dans l'eau, comme illustré sur la figure 1.5. Noda [107] proposa en 1970, un modèle théorique de génération de vague par un piston horizontal de vitesse constante. En faisant l'hypothèse que le déplacement du piston est petit devant la hauteur d'eau, il a montré que

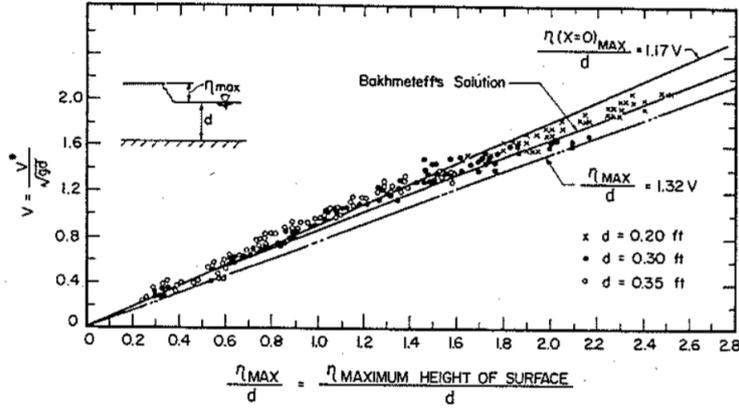


FIGURE 1.6: Nombre de Froude horizontal du piston v_x/\sqrt{gh} en fonction de l'amplitude relative A/h . Les points correspondent aux expériences de Miller et White [97] tandis que les droites correspondent au modèle théorique de Noda [107].

l'amplitude relative de la vague A/h est donnée par

$$\frac{A}{h} = \alpha \frac{v_x}{\sqrt{gh}}, \quad (1.18)$$

avec v_x la vitesse du piston et \sqrt{gh} la vitesse de propagation de la vague en eau peu profonde. Ce rapport de vitesse v_x/\sqrt{gh} correspond au nombre de Froude qui caractérise l'importance relative de l'énergie cinétique du piston à l'énergie potentielle gravitationnelle de la vague. Le préfacteur α vaut 1,17 pour l'élévation de l'eau par rapport à sa hauteur initiale au niveau du piston et 1,32 pour l'amplitude maximale atteinte par la vague (Fig. 1.5). Il a comparé son modèle avec les expériences de laboratoire faites en 1966 par Miller et White [97] et observe que ses deux lois encadrent, de façon très convaincante, ces données expérimentales, comme le montre la figure 1.6. Avec cette loi, il montre donc que l'amplitude dépend de façon linéaire du nombre de Froude du piston.

Cependant, la modélisation d'un effondrement par un simple piston semble très éloignée de la réalité. En effet, dans ce modèle les seuls paramètres d'entrée sont la vitesse d'avancée du mur et la hauteur d'eau. Cette configuration particulière restreint grandement l'application des résultats aux cas géophysiques. Un autre inconvénient de ce modèle est le fait d'imposer le mouvement du piston qui fixe sa vitesse v_x et ne traduit donc pas le couplage entre le glissement de terrain et la vague générée.

1.2.2 Génération par blocs solides

Une autre façon de générer une vague consiste à faire tomber verticalement un bloc solide dans un canal rempli d'eau (Fig. 1.7). Il s'agit de l'expérience de Russel, en 1844 [124] qui a été le premier à observer la génération d'une onde solitaire. John Scott Russel s'est particulièrement intéressé à sa propagation plutôt qu'à sa génération et a montré qu'une fois générée, une vague solitaire se déplace à la vitesse constante, donnée par $v_w = \sqrt{g(h+A)}$,

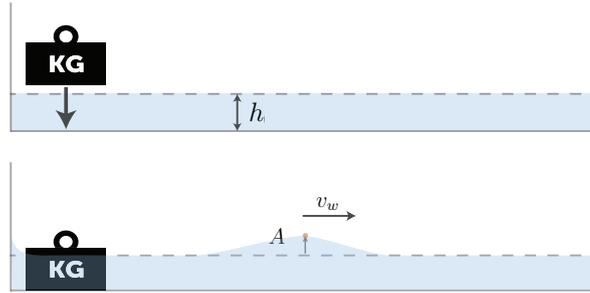


FIGURE 1.7: Illustration de la génération de vague par la chute verticale d'un bloc solide de masse M dans une couche d'eau de hauteur h . La vague générée d'amplitude A se déplace à une vitesse v_w .

sans changement significatif de forme. Cette vitesse a déjà été introduite précédemment, à l'équation 1.11.

Presque un siècle plus tard, en 1968, Law et Brebner [72] ont réalisé des expériences avec des blocs solides mais cette fois-ci le long d'un plan incliné, plus proche d'un glissement de terrain réel. Dans chacune de leurs expériences, la première vague générée est celle d'amplitude la plus élevée et contient 90% de l'énergie totale. En regardant le rapport d'énergie transférée entre le bloc solide et la vague, ils ont montré qu'il existait une valeur optimale de ce rapport d'énergie pour une profondeur d'eau donnée. Par la suite, en 1972, Kamphuis et Bowering [64] ont eux aussi réalisé des expériences de bloc solide glissant sur une rampe constituée de rouleaux qui tournent librement sur eux-même pour favoriser le glissement et limiter les frottements, impactant un bassin rempli d'eau (Fig. 1.8 (a)). Ils ont trouvé que la hauteur de vague crête à creux H , dépendait du volume de glissement du bloc solide et du nombre de Froude à l'impact, et qu'elle diminuait de façon exponentielle avec la distance avec un transfert d'énergie allant de 10 à 50%.

A partir de 1997, Watts [151, 152, 153] a étudié l'effondrement d'un bloc solide triangulaire sous-marin sur une pente d'angle $\alpha = 45^\circ$. A partir d'une analyse dimensionnelle, il a défini un nombre sans dimension appelé nombre de Hammack. Ce nombre permet de lier le temps de génération de la vague à son temps de propagation, indiquant la façon dont est générée la vague :

$$\text{Ha} = \frac{t_{sd}\sqrt{gh}}{l_s \cos \alpha}, \quad (1.19)$$

où t_{sd} est le temps de génération de la vague et l_s la distance parcourue par le glissement du bloc solide. Si ce nombre est très faible devant l'unité, la génération de la vague est équivalente à une brève impulsion et elle n'a pas le temps de quitter la zone de génération avant la fin du glissement du solide. Plus le bloc est proche de la surface, plus le transfert d'énergie entre le glissement et la vague est efficace. Ils rapportent un taux de transfert d'énergie compris entre 3 et 7%.

Monaghan et Kos [99] ont fait des expériences en 2000, en utilisant le générateur de

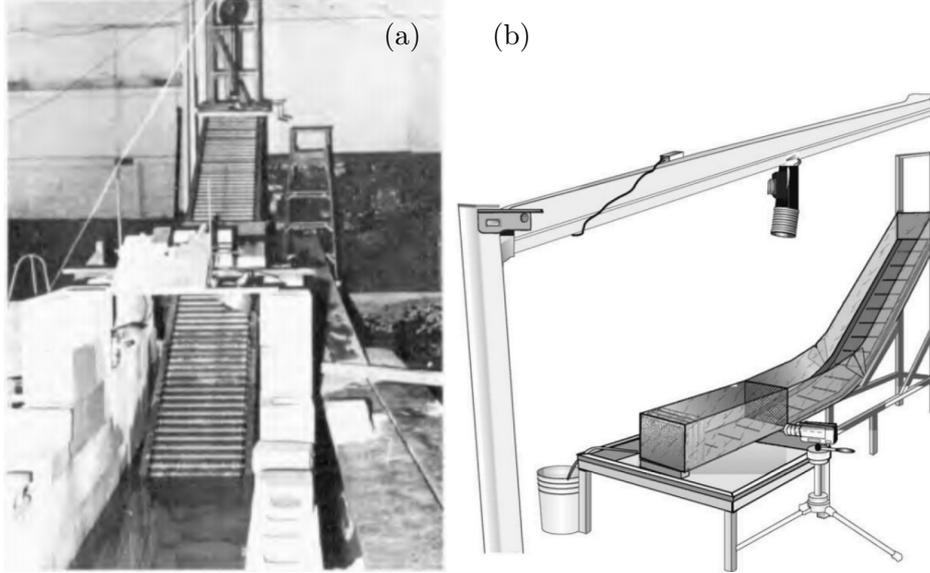


FIGURE 1.8: Dispositif expérimental de (a) Kamphuis et Bowering [64] et (b) Walder *et al.* [147].

vagues de Scott Russel présenté plus haut (Fig. 1.7), avec des simulations numériques complémentaires. Ils ont trouvé une loi d'échelle non-linéaire pour l'amplitude de la vague telle que

$$\frac{A}{h} = 3 \left(\frac{M}{40\rho_w Lhl} \right)^{2/3} \left(\frac{L}{h} \right)^{2/3}, \quad (1.20)$$

où $M/(40\rho_w Lhl)$ désigne le rapport entre la masse du bloc et la masse de fluide en dessous (ρ_w correspond à la masse volumique de l'eau, l la largeur du bloc et donc du canal) et L/h le rapport entre la longueur du bloc et la hauteur d'eau.

En 2003, Walder *et al.* [147] ont quant à eux fait l'étude de la génération de vagues par un glissement solide aérien (Fig. 1.8 (b)). Leur configuration expérimentale est très proche de celle de Kamphuis et Bowering [64], avec néanmoins une transition entre la pente et le fond du canal plus douce (Fig. 1.8 (b)). Cela permet d'éviter un impact brutal avec le fond du canal et donc optimise la transmission d'énergie entre le glissement et la vague générée. Ils ont réalisé des expériences en variant la hauteur d'eau et la pente. D'après une analyse dimensionnelle de l'équation d'Euler, ils trouvent que l'amplitude relative A/h dépend principalement du temps de déplacement du solide sous l'eau adimensionné par le temps caractéristique de chute libre $T_s = t_s(g/h)^{1/2}$, et du volume adimensionné $V = V_s/lh^2$ (l est la largeur du glissement) de sorte que

$$\frac{A}{h} = 1,32 \left(\frac{T_s}{V} \right)^{-0,68}. \quad (1.21)$$

Cette loi d'échelle empirique permet de prédire l'amplitude de vagues en champ proche et a d'ailleurs été utilisée à plusieurs reprises pour prédire les vagues générées de certains cas historiques [147].

En 2005, Liu *et al.* [75] ont réalisé des expériences 3D à grandes échelles pour étudier le

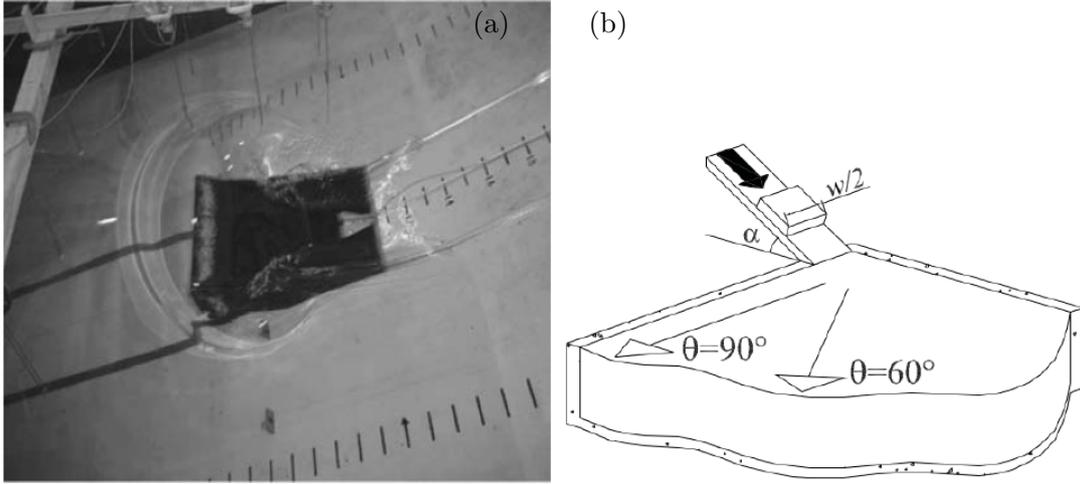


FIGURE 1.9: (a) Photo de l'expérience grande échelle (3D) de Liu *et al.* [75]. (b) Dispositif expérimental (3D) de Panizzo *et al.* [110].

run-up et le *run-down* des vagues générées par glissement solide le long d'une pente de 30° (Fig. 1.9 (a)). Ils ont montré que le *run-up* est plus important pour les glissements aériens et qu'il était en grande partie contrôlé par la taille et la position du bloc solide. La même année, Panizzo *et al.* [110] trouvent une loi empirique issus de leur étude expérimentale 3D (Fig. 1.9 (b))

$$\frac{A}{h} = 0,02A_s^*(\sin \alpha)^{-0,9}(t_s^*)^{-0,27}e^{1,6 \cos \theta} \left(\frac{r}{h}\right)^{-0,8}, \quad (1.22)$$

avec $A_s^* = lh_b/h^2$ où l et h_b sont respectivement la largeur et la hauteur du solide, α l'angle de la pente, θ l'angle de propagation de la vague par rapport au glissement, r la distance au glissement et t_s^* la durée du glissement sous l'eau inspirée de la loi (1.21), trouvée par Walder *et al.* [147], telle que

$$t_s^* = t_s \sqrt{\frac{g}{h}} = 0,43 \left(\frac{lh_b}{h^2}\right)^{-0,27} \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}}\right)^{-0,66} (\sin \alpha)^{-1,32}. \quad (1.23)$$

En 2008, Ataie-Ashtiani et Nik-Khah [5] ont réalisé des expériences de génération de vague par glissement solide aérien, quasi-2D. Ils ont étudié l'influence de la forme et du volume des blocs ainsi que l'angle de la pente sur la vague générée. Leurs résultats ont mis en évidence un taux de transfert d'énergie entre 5 et 50%. Le maximum d'énergie correspond au glissement solide pour des nombres de Froude à l'impact faibles ($\sim 0,42$). Ils trouvent une loi empirique pour l'amplitude relative de la vague la plus haute générée tel que

$$\frac{A}{h} = (0,398 + 0,076(VFr^2)^{1,27}) \left(\frac{T_s}{V}\right)^{-0,26} \left(\frac{l_s}{s}\right)^{-0,125} \left(\frac{r}{h}\right)^{-0,48}, \quad (1.24)$$

où $V = V_s/lh^2$, l est la largeur du solide, $Fr = v_s/\sqrt{gh}$ où v_s correspond à la vitesse du solide à l'impact, $T_s = t_s/(g/h)^{1/2}$, s et l_s l'épaisseur et la longueur du solide, respectivement et r la distance entre l'amplitude de la vague et le point d'impact. L'amplitude générée serait

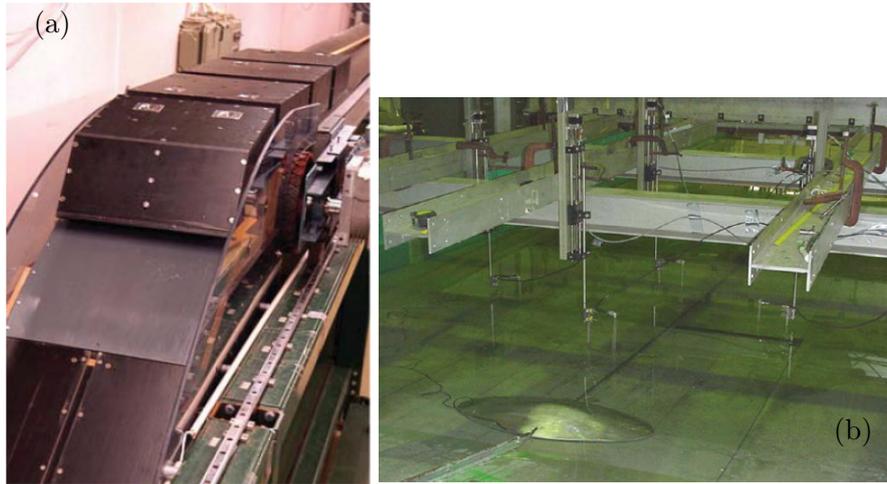


FIGURE 1.10: (a) Photo du solide, constitué de plusieurs blocs, utilisé par Sælevik *et al.* [126]. (b) Photo du dispositif expérimental de Enet *et al.* [31] de la génération de vague par solide de forme semi-elliptique.

donc dépendante de cinq nombres sans dimensions : le volume adimensionné du glissement V , le nombre de Froude à l'impact Fr , le temps de déplacement du solide sous l'eau T_s , l'effet de la forme du bloc l_s/s et la distance relative de la vague r/h par rapport à la zone d'impact. L'influence de la longueur du glissement sur le train d'onde généré a été étudié par Sælevik *et al.* [126] en 2009. Ils utilisent plusieurs blocs solides reliés les uns aux autres (Fig. 1.10 (a)). Leurs résultats ont montré que le volume du glissement était le paramètre prédominant pour l'amplitude de la première vague alors que la longueur du glissement est important pour le train d'onde suivant : plus le solide est court, plus le train d'onde suivant la première vague sera important.

La même année, Di Risio *et al.* [29] ont eux aussi étudié la génération de tsunami par glissement aérien de blocs solides de forme gaussienne ou elliptique comme Enet et Grilli [31] auparavant (Fig. 1.10 (b)). Contrairement aux autres études ils se concentrèrent sur l'élévation d'eau le long de la côte perpendiculaire au glissement. Ils observèrent que le *run-up* maximum n'avait pas lieu près du glissement comme on pourrait s'y attendre mais de 2 à 3 fois sa largeur. Ils ont aussi présenté de nouvelles expériences sur les tsunamis générés par des glissements de corps solide en forme de demi-ellipsoïde et ont regardé l'impact sur la côte d'une île conique [30]. Le rayon de la côte insulaire et la hauteur de chute du glissement de terrain ont été variés au cours des séries d'expériences. Ils observent que la première vague est responsable du *run-up* maximum uniquement dans le champ proche, soit de l'ordre de la largeur du glissement, pour un angle supérieur à 90° par rapport au glissement, tandis que la deuxième et troisième vague sont responsables du *run-up* le plus élevé en champ lointain.

En 2013, Viroulet *et al.* [144] ont étudié la génération de vague à plus petite échelle par l'entrée d'un bloc dans l'eau sur une pente. Ils trouvent que les paramètres les plus importants sont la vitesse d'entrée du bloc solide dans l'eau et la hauteur d'eau. Ainsi, la génération et la propagation de la vague est fortement dépendante du nombre de Froude qui est directement

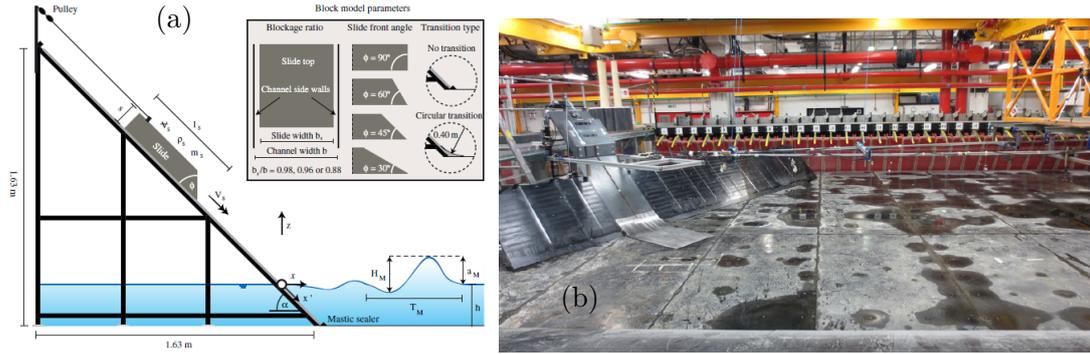


FIGURE 1.11: (a) Schéma du dispositif expérimental dans un grand canal 2D [50]. (b) Photo du dispositif expérimental 3D de Heller et Spinneken [51].

lié à ces deux paramètres. Ce résultat est en accord avec les études précédentes [64, 147].

Plus récemment encore, Heller et Spinneken [50, 51] ont réalisé des expériences de génération de vagues par l'impact de blocs solides sur une pente de 45° . Ils ont testé l'influence de la géométrie du bloc solide sur la vague en faisant varier sa longueur L_s (largeur l_s et épaisseur s gardées constantes) et la hauteur d'eau, ainsi que la position initiale du bloc. Deux configurations ont été testées : une configuration 2D dans un grand canal (Fig. 1.11 (a)), et une configuration 3D dans un bassin (Fig. 1.11 (b)), dans un intervalle de nombre de Froude $0,54 < Fr < 2,47$. Dans la configuration 3D, leurs résultats montrent que l'amplitude relative de la vague dans la direction principale du glissement, est dépendante de trois paramètres : le nombre de Froude Fr , l'épaisseur du glissement relative $S = s/h$ et la masse de glissement relative $M = m_s/(\rho_w l_s h^2)$,

$$\frac{A}{h} = \frac{1}{2} \left(Fr^1 S^{1,1} M^1 \right)^{0,85}. \quad (1.25)$$

Ils comparent la vitesse des vagues expérimentales à la vitesse théorique donnée par l'équation 1.12, et trouvent que leurs vitesses suivent cette loi tant que l'amplitude est suffisamment grande $A/h > 0,3$. Pour des vagues de faibles amplitudes $A/h < 0,3$, la vitesse de la vague est de l'ordre de \sqrt{gh} . Ils proposent aussi une méthode pour passer de l'amplitude de vague générée par un bloc solide 2D à 3D, telle que :

$$\frac{A_{3D}}{A_{2D}} = 1 - \exp \left(-2,1 Fr^{0,3} S^1 M^{0,3} \right). \quad (1.26)$$

Beaucoup d'études ont été effectuées sur la génération de vagues par l'impact d'un ou plusieurs blocs solides, de formes diverses et variées et dans des configurations 2D et 3D. On se rend compte que les lois d'échelle proposées diffèrent toutes les unes des autres. Aucune des lois d'échelles proposées à ce jour ne fait consensus, ce qui suggère que le mécanisme de génération de vague par l'impact d'un bloc solide est encore mal compris à ce jour et semble grandement dépendre de la géométrie.

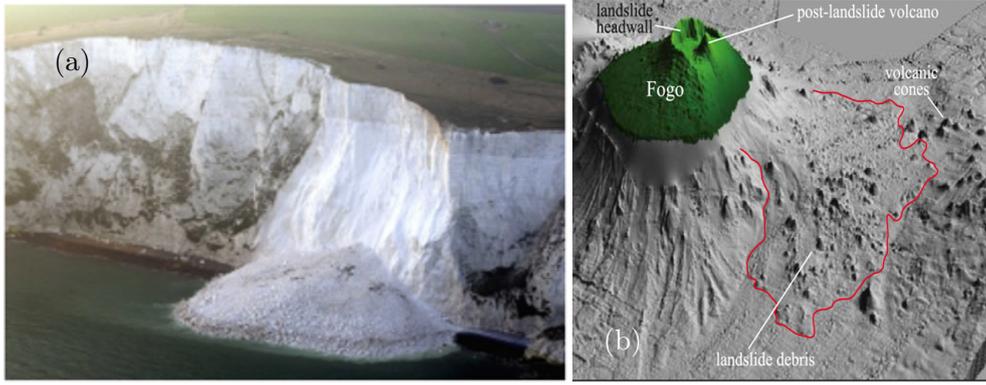


FIGURE 1.12: (a) Image d'un effondrement de falaise en 2013 à Dover, Angleterre. (b) Effondrement de l'île Fogo, au Cap Vert [87].

1.2.3 Génération par impact granulaire

Si la génération de tsunamis par un bloc solide a été largement étudiée depuis les années 70, différentes études expérimentales ont été également réalisées en utilisant un matériau granulaire. En effet, il peut être pertinent de prendre en compte l'aspect granulaire des glissements de terrain comme illustré sur la figure 1.12. La figure 1.12 (a) correspond à un effondrement de falaise en Angleterre. On observe la présence de nombreux blocs dans les dépôts associés à l'effondrement de falaise, due à sa fragmentation lors de l'effondrement. La figure 1.12 (b) montre un grand glissement de terrain sur l'île de Fogo au Cap Vert. La partie aérienne est représentée en vert et la partie sous-marine en gris. Les dépôts sous-marins associés à ce glissement de terrain sont délimités par la ligne rouge, on observe la présence de gros blocs à l'intérieur de ces dépôts. Ces deux images illustrent la nature granulaire des glissements de terrain que ce soit pour des petits ou des grands effondrements.

Les interactions entre le glissement et la vague générée sont d'une grande importance pour caractériser les propriétés de cette dernière. Fritz *et al.* [35, 37, 38, 39, 40] ont réalisé de nombreuses expériences 2D en utilisant un matériau granulaire polydisperse pour modéliser le glissement. Celui-ci est propulsé à de grandes vitesses, à l'aide d'un piston pneumatique, le long d'un plan incliné ($\alpha = 45^\circ$) dans un grand canal (Fig. 1.13 (a)). Ils ont gardé constant l'angle de la pente α et la masse volumique du glissement ρ_s et ont fait varier de nombreux paramètres tels que la hauteur d'eau h , l'épaisseur du glissement s , le diamètre des grains d_g , la vitesse d'impact v_s et le volume du glissement V_s . Ces auteurs ont montré que l'amplitude relative de la vague principale générée est principalement gouvernée par le nombre de Froude Fr , et par l'épaisseur relative du glissement lors de l'impact s/h , tel que

$$\frac{A}{h} = 0,25 \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{1,4} \left(\frac{s}{h} \right)^{0,8}. \quad (1.27)$$

Toutes ces expériences ont été réalisées pour des nombres de Froude compris entre 1 et 5. Des mesures du champ de vitesse par PIV (vélocimétrie par images de particules) ont permis d'enregistrer les interactions entre le glissement et l'eau pendant la phase de génération. Fritz

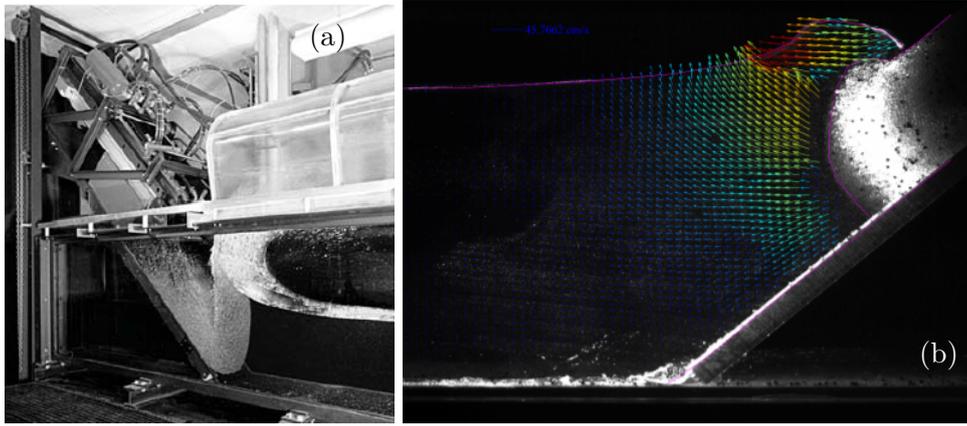


FIGURE 1.13: Photo d'une expérience : (a) à grande échelle de Fritz *et al.* [38], (b) à petite échelle de Viroulet *et al.* [146] de la génération de vague par effondrement granulaire.

et al. ont montré que 1 à 30% de l'énergie cinétique du glissement est transféré à la première vague générée.

En 2006, Zweifel *et al.* [162] ont poursuivi ces études en étudiant plus précisément l'influence de la masse volumique des grains ρ_s composant le milieu granulaire sur la vague générée, variant de 955 kg/m^3 à 2640 kg/m^3 . De la même manière que Fritz *et al.*, ils ont déduit une loi empirique pour l'amplitude relative de la première vague générée telle que

$$\frac{A}{h} = \frac{1}{3} \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right) \left(\frac{s}{h} \right)^{1/2} \left(\frac{m_s}{\rho_w l h^2} \right)^{1/3}, \quad (1.28)$$

en ajoutant l'effet lié à la masse du glissement m_s .

Jusqu'ici, toutes les expériences de génération de vagues impliquent la similitude du nombre de Froude, car les forces pertinentes incluent la gravité et l'inertie. Heller *et al.* [49] ont étudié les effets d'échelles, afin de déterminer les limites d'application de telles expériences hydrauliques. Leurs résultats suggèrent que les études expérimentales de générations de vague par effondrement de terrain aériens basées sur la similitude du nombre de Froude peuvent donner des résultats biaisés si le modèle est trop petit. Les effets d'échelle sont principalement dus à la tension de surface et à la viscosité du fluide qui ont pour effet de réduire l'amplitude de la vague générée mais n'ont que très peu d'influence sur la vitesse de propagation de cette dernière. Une limite a donc été établie, fonction du nombre de Reynolds Re et du nombre de Weber noté We , correspondant au rapport des forces d'inertie et la tension superficielle, conforme à une profondeur d'eau $h > 0,2 \text{ m}$ et testée dans un canal de largeur $l = 0,5 \text{ m}$ de sorte que

$$Re = \frac{\sqrt{gh^3}}{\nu} > 3 \cdot 10^5 \quad \text{et} \quad We = \frac{\rho_w g h^2}{\sigma} > 5000, \quad (1.29)$$

avec ν et σ la viscosité cinématique et la tension de surface de l'eau respectivement. Deux ans plus tard, Heller et Hager [48] introduisent ce qu'ils appellent « *the impulse product parameter* » noté P traduisant le transfert de quantité de mouvement à la vague générée. Ce

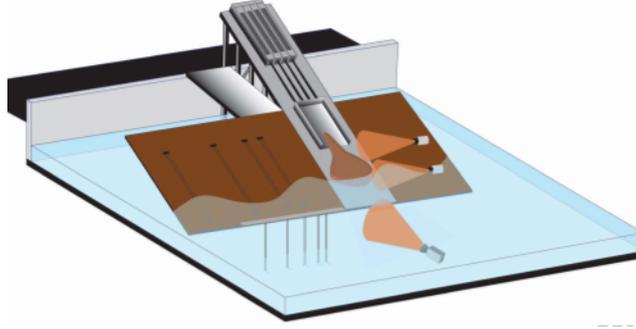


FIGURE 1.14: Schéma du dispositif expérimental 3D de Mohammed et Fritz [98].

paramètre s'exprime comme

$$P = \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right) \left(\frac{s}{h} \right)^{1/2} \left(\frac{m_s}{\rho_w l h^2} \right)^{1/4} \left(\cos \left[\frac{6}{7} \alpha \right] \right)^{1/2}. \quad (1.30)$$

Ils expriment l'amplitude relative de la vague générée à partir de ce paramètre :

$$\frac{A}{h} = \frac{4}{9} P^{4/5} \quad (1.31)$$

soit,

$$\frac{A}{h} = \frac{4}{9} \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{4/5} \left(\frac{s}{h} \right)^{2/5} \left(\frac{m_s}{\rho_w l h^2} \right)^{1/5} \left(\cos \left[\frac{6}{7} \alpha \right] \right)^{2/5}. \quad (1.32)$$

Plus P augmente, plus les caractéristiques de la vague vont augmenter comme ici son amplitude. L'angle d'impact α a un effet sur la vague de sorte que l'amplitude de la vague augmente avec la décroissance de cet angle compte tenu de l'augmentation de la composante horizontale de la vitesse des grains. En revanche, les effets relatifs au diamètre des grains utilisés ont été observés comme négligeables. D'après Heller et Hager [48], le nombre de Froude basé sur la vitesse d'impact représente le paramètre le plus important dans la génération de la vague, déjà observé dans les études précédentes. Cependant, d'autres paramètres semblent jouer un rôle non négligeable comme l'épaisseur relative du glissement à l'impact s/h , l'angle de la pente α et la masse relative du glissement $m_s/\rho_w l h^2$.

En 2012, des expériences à plus grandes échelles ont été réalisées par Mohammed et Fritz [98] sur la génération de tsunami par glissement de terrain granulaire dans une configuration 3D (Fig. 1.14), faisant varier le nombre de Froude entre 1 et 4. Ils ont proposé une évolution empirique de l'amplitude en prenant en compte la direction de propagation par rapport au glissement θ de sorte que

$$\frac{A}{h} = 0,54 \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{1,8} \left(\frac{s}{h} \right)^{0,85} \left(\frac{r}{h} \right)^{-1,24} \left(\frac{l}{h} \right)^{-0,36} \left(\frac{s}{h} \right)^{-0,03} \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{-0,25} \cos \theta. \quad (1.33)$$

L'équation (1.33) suggère que l'amplitude de la vague est maximale dans la direction du glissement en $\theta = 0^\circ$.

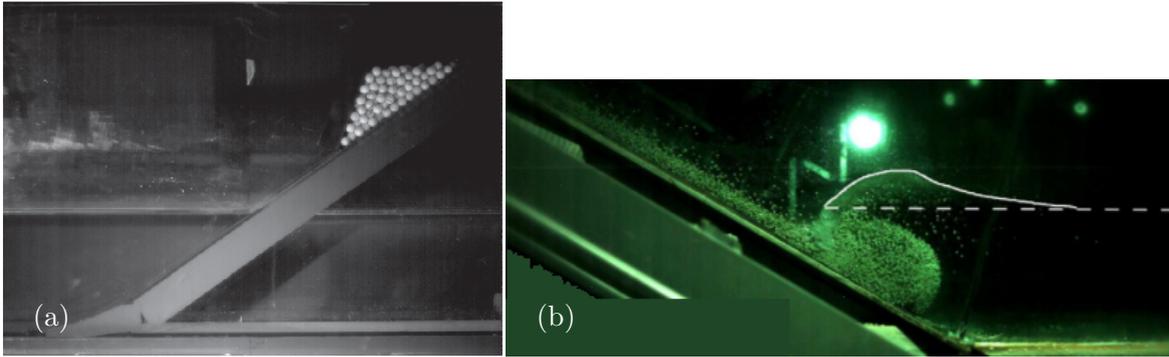


FIGURE 1.15: (a) Photo du dispositif expérimental 2D de Lindstrøm [74]. (b) Dispositif expérimental 2D de Miller *et al.* [96].

En 2014, Viroulet *et al.* [145] ont fait des expériences à plus petites échelles d'un effondrement granulaire gravitaire le long d'un plan incliné (Fig. 1.13 (b)). La différence principale est que l'effondrement se situe juste au dessus de l'eau, et n'est pas propulsé, impliquant une vitesse initiale nulle. Ils ont observé que l'amplitude de la vague générée est proportionnelle à la masse de grains selon une loi de puissance d'exposant 0,9. Les expériences ont toutes été réalisées à un nombre de Froude inférieur à l'unité. Dans cette configuration, la friction sur la pente devient prépondérante. Ainsi, l'amplitude de la vague ne dépend pas seulement de l'angle de la pente mais de la différence entre cet angle et l'angle critique d'avalanche du matériau utilisé. Ils ont également montré que le transfert d'énergie entre le glissement et le train d'onde généré n'excède pas 10%.

En 2016, Lindstrøm [74] a fait une étude expérimentale sur la génération de vague par effondrement granulaire le long d'un plan incliné (Fig. 1.15 (a)). Il a regardé l'influence de la porosité des grains sur la vague générée. Il a remarqué que la vitesse d'infiltration de l'eau dans les grains, lié à la perméabilité, est plus faible que la vitesse d'impact, l'eau s'infiltrerait instantanément lors de l'entrée des grains dans l'eau. Comparé à un bloc solide, la quantité d'eau déplacée par l'effondrement est dans ce cas plus petite, et la vague générée moins importante. Ils ont testé plusieurs types de matériau pour modéliser l'effondrement d'un volume constant égal à 2,7 L : un bloc solide (constitué d'une plaque de PEHD1000 et de deux murs sur les côtés en PVC de 15 mm d'épaisseur, rempli de plomb pour atteindre la même masse $M = 5,43$ kg que les grains d'alumine), des grains de forme sphériques d'alumine $d = 2,5$ cm et $\rho = 2,01$ g/cm³, des billes de verre $d = 1,5 - 1,7$ cm et $\rho = 1,44$ g/cm³, et des graviers de dolomite $d = 5-8$ mm et $d = 3-5$ mm, $\rho = 1,55$ g/cm³ et $\rho = 1,49$ g/cm³, respectivement. Les résultats ont montré que le bloc solide était celui qui générerait la plus grande amplitude de vague, avec une vitesse d'entrée dans l'eau plus importante. Pour les effondrements granulaires, ils ont observé que les billes sphériques, laissaient passer l'eau plus facilement que les graviers, compte tenu de leurs formes plus irrégulières. Néanmoins, il faut noter que les dolomites (graviers) ont généré une vague de plus faible amplitude, en partie aussi dû au fait que la vitesse d'impact de ceux-ci est plus faible que la vitesse d'entrée des billes de verre et d'alumine.

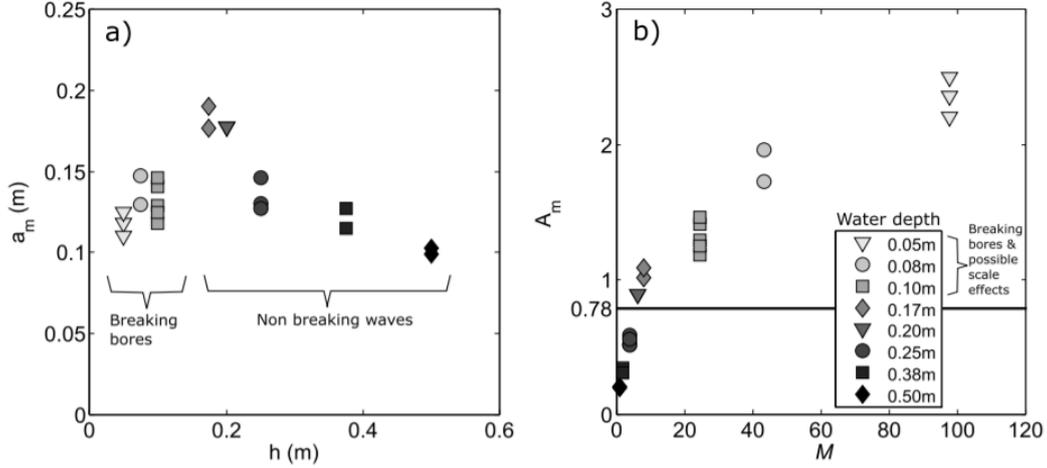


FIGURE 1.16: (a) Amplitude de la vague en fonction de la hauteur d'eau pour un même volume de grains. (b) Amplitude relative A/h de la vague en fonction de la masse relative $m_s/\rho_w l h^2$. Résultats de l'étude expérimentale de Miller *et al.* [96].

Miller *et al.* [96] ont réalisé des expériences de génération de vague par l'effondrement d'un milieu granulaire de volume fixe, accéléré par la gravité sur plan incliné ($\alpha = 30^\circ$, Fig. 1.15 (b)). Ils ont étudié l'influence de la hauteur d'eau sur la vague générée, la faisant varier de 5 à 50 cm. Ils s'intéressent aux 3 phases : la génération de la vague en champ proche, la propagation de celle-ci en champ lointain ainsi que son *run-up* sur une pente $\alpha = 27^\circ$. Ils observent que l'amplitude n'a pas une dépendance simple avec la hauteur d'eau : un maximum d'amplitude à une hauteur d'eau intermédiaire, sépare d'un côté les vagues déferlantes pour une faible hauteur d'eau, et de l'autre les vagues non déferlantes pour une hauteur d'eau élevée (Fig. 1.16 (a)). De plus, ils constatent que seule une fraction de l'effondrement, qu'ils appellent la masse effective, joue un rôle dans la génération de la vague principale. Les caractéristiques de la vague générée semblent être très dépendantes de la hauteur d'eau par rapport à la taille du glissement (Fig. 1.16 (b)). La masse du glissement semble plus efficace et joue un rôle plus important dans la génération de vague de tsunami quand les dimensions du glissement sont petites par rapport aux dimensions du réservoir d'eau. Pour de plus gros effondrements $M = m_s/\rho_w l h^2 > 10$, l'équation (1.31) de Heller et Hager [48] surestime l'amplitude de la vague puisque toute la masse ne contribue pas à sa génération comme l'illustre la figure. 1.17.

Mulligan et Take [105] stipulent que le moteur de la génération de vague par effondrement de terrain est piloté par le flux de quantité de mouvement transmis de l'effondrement à l'eau. Ils ont développé un modèle pour exprimer l'amplitude maximale de la vague en champ proche à partir du transfert de quantité de mouvement en utilisant à la fois des hypothèses hydrostatiques (Fig. 1.18),

$$\frac{A}{h} = \sqrt{1 + \frac{\rho_s s (v_s \cos \alpha)^2}{\rho_w g h^2}} - 1, \quad (1.34)$$

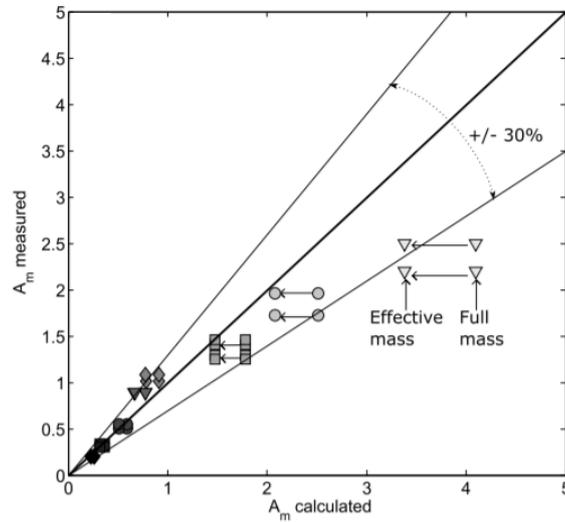


FIGURE 1.17: Amplitude mesurée en fonction de l'amplitude calculée à partir de l'équation (1.31) d'Heller et Hager [48]. Résultats de l'étude expérimentale de Miller *et al.* [96]. Les flèches indiquent la prise en compte de la masse effective dans le calcul du paramètre P au lieu de la masse totale.

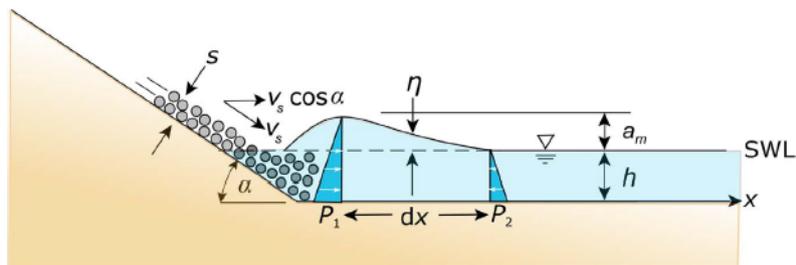


FIGURE 1.18: Schéma de la génération d'un tsunami par effondrement granulaire. Eau déplacée par l'impact granulaire créant un gradient de pression horizontal hydrostatique. Images tirées de Mulligan et Take [105].

et hydrodynamiques,

$$\frac{A}{h} = \frac{\rho_s s (v_s \cos \alpha)}{\rho_w \sqrt{gh} h}, \quad (1.35)$$

Ces relations ont été comparées aux données expérimentales de Miller *et al.* [96] et de Heller *et al.* [48] et sont en bon accord avec leurs résultats expérimentaux. De plus, ils ont mis en évidence que ces relations étaient vraies pour des nombres de Froude densimétriques sous-critiques $Fr_d \ll 1$, définis par

$$Fr_d = \frac{v_s}{v_w} \left(\frac{s \rho_s - \rho_w}{h \rho_w} \right). \quad (1.36)$$

Cette nouvelle définition du nombre de Froude prend en compte la force de flottabilité. Pour $Fr_d \gg 1$, la quantité de mouvement du glissement transférée au fluide conduit à un déferlement turbulent de la vague principale. Dans ce cas, ils supposent que l'amplitude maximale de la vague principale peut être décrite par l'équation de continuité du fluide. Lorsque $Fr_d \ll 1$ au contraire, l'effondrement déplace verticalement le fluide entraînant une modification de l'élévation de la surface libre de l'eau qui génère un gradient de pression hydrostatique horizontal. Dans ce cas il en résulte une vague solitaire avec une forme bien définie. La condition critique $Fr_d \approx 1$ (transition entre le régime sous-critique et sur-critique) est la condition pour que l'amplitude de la vague soit maximale et stable dans le champ proche. Cela implique que pour un glissement de terrain donné, il existe une profondeur d'eau critique h_c pour laquelle l'amplitude de la vague est maximale.

Très récemment, une étude de Bullard *et al.* [14] s'est intéressée à la forme des vagues générées par effondrement granulaire. En effet, le mécanisme de génération de vague peut aboutir à des formes de vagues très différentes et variées, allant de vagues non déferlantes et symétriques à des vagues très asymétriques par rapport à l'axe vertical au niveau de la crête de la vague. Cette asymétrie est notée A_s : une vague parfaitement symétrique correspond à $A_s = 0$, une vague avec une face avant abrupte correspond à $A_s < 0$ et $A_s > 0$ correspond à une vague avec un front avant moins abrupte (Fig. 1.19).

Leurs résultats expérimentaux suggèrent que le critère de déferlement de McCowan [90] $A/h = 0,78$ est plus faible. Bullard *et al.* [14] affinent ce critère et définissent un nouveau critère de déferlement tel que

$$\left(\frac{A}{h} \right)_c = 0,60. \quad (1.37)$$

Ainsi, les vagues ayant une asymétrie positive $A_s > 0$ ont un rapport $A/h \leq 0,6$ correspondant à des vagues non déferlantes. Cette asymétrie décroît au cours du temps, la vague devient de plus en plus symétrique. En revanche celles ayant une asymétrie négative $A_s < 0$ ont une amplitude relative $A/h > 0,6$. Ces vagues asymétriques sont condamnées à déferler et retrouvent, en champ lointain après déferlement, une forme symétrique $A_s \approx 0$. L'équation (1.6) décrivant la forme d'une vague solitaire, très utilisée dans la littérature, décrit la forme d'une onde parfaitement symétrique. Or, nous avons vu que dans cette situation, les vagues générées peuvent avoir des formes diverses et variées. Ces auteurs ont donc modifié

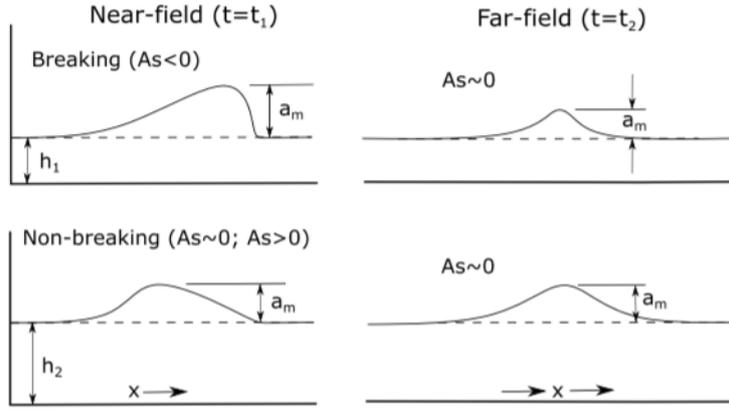


FIGURE 1.19: Schéma de Bullard *et al.* [14] représentant les différents profils de la surface de l'eau observés en champ proche (near-field) et champ lointain (far-field). Les vagues déferlantes avec $A_s < 0$ vont diminuer en amplitude après déferlement et les vagues non déferlantes $A_s \sim 0$ ou $A_s > 0$ vont avoir un léger changement en amplitude pour une hauteur d'eau constante.

l'équation (1.6) en introduisant deux coefficients B et C pour tenir compte de l'asymétrie de ces vagues. Ils utilisent deux équations d'onde solitaire pour séparer le front avant du front arrière de la vague et ainsi la décrire dans sa totalité, tel que

$$\eta_1(x,t) = \begin{cases} A \operatorname{sech}^2 \left[B \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (-v_w t) \right], & \text{pour } t < 0 \\ 0, & \text{pour } t \geq 0 \end{cases} \quad (1.38)$$

$$\eta_2(x,t) = \begin{cases} A \operatorname{sech}^2 \left[C \sqrt{\frac{3A}{4h^3}} (-v_w t) \right], & \text{pour } t \geq 0 \\ 0, & \text{pour } t < 0 \end{cases} \quad (1.39)$$

où A est l'amplitude de la vague et $t = 0$ est placé au niveau de la crête de la vague. La forme complète de la vague est donnée par,

$$\eta(x,t) = \eta_1 + \eta_2 \quad (1.40)$$

et les coefficients B et C ont pour leur part été déterminé de façon empirique tel que

$$B = 0,86 \quad (1.41)$$

$$C = A \exp \left[\frac{5\pi}{9} A_s \right]. \quad (1.42)$$

La figure 1.20 représente cette équation pour 3 cas différents : une vague déferlante avec $A_s < 0$ (Fig. 1.20 (a)), et deux vagues non déferlantes avec une symétrie parfaite $A_s = 0$ (Fig. 1.20 (b)) ou asymétrique $A_s > 0$ (Fig. 1.20 (c)).

De nombreuses études ont été effectuées dans différentes configurations expérimentales. Toutes ces études montrent un comportement de la vague très différent en fonction des divers

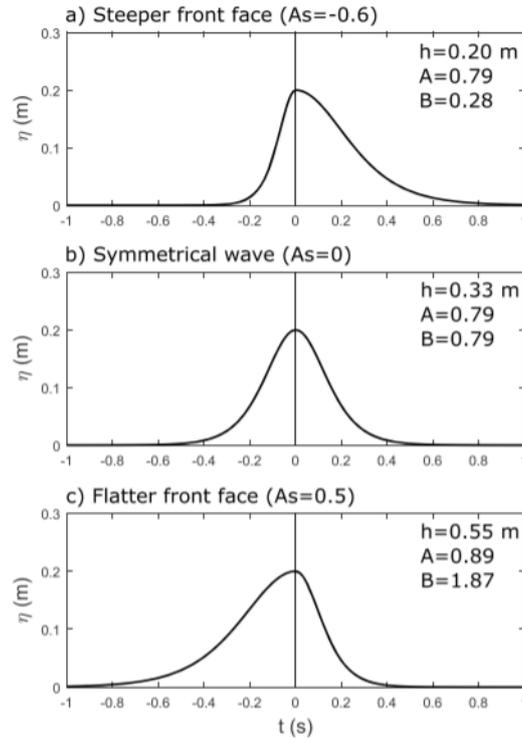


FIGURE 1.20: Figure de Bullard *et al.* [14] : surface libre de l'eau en fonction du temps en utilisant l'équation 1.40 illustrant l'asymétrie des vagues pour différentes hauteurs d'eau. Le temps est ajusté pour que $t = 0$ soit au niveau de la crête de la vague.

paramètres du problème. A ce jour, aucun consensus ne semble émerger de ces travaux, suggérant que le mécanisme de génération de vague par effondrement granulaire reste une question ouverte dans la communauté. Le tableau 1.1 résume les différentes lois théoriques et empiriques trouvées pour l'amplitude relative de la première vague. Cependant, ces études ont montré que la vague générée dépend essentiellement du nombre de Froude à l'impact et de l'épaisseur du glissement. Pour certains, la masse relative et la pente vont aussi jouer un rôle. On remarque, par ailleurs, que la grande majorité des travaux sur ce problème l'ont été à grands nombres de Froude, proche ou supérieur de l'unité et finalement assez peu d'études ont étudié la génération de vague à petits nombres de Froude $Fr < 1$.

Référence	Froude	Type de glissement	A/h	1ère vague
NODA [107] 1970	0,2 - 2	piston (2D)	1,32	Fr_x
MONAGHAN & KOS [99] 2000		solide (2D)	$3 \left(\frac{M}{40\rho_w Lhl} \right)^{2/3}$	$\left(\frac{L}{h} \right)^{2/3}$
WALDER <i>et al.</i> [147] 2003	1 - 4	solide (2D)	1,32	$\left(\frac{T_s}{V} \right)^{-0,68}$
FRITZ <i>et al.</i> [35] 2004	1 - 5	granulaire (2D)	0,25	$\left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{1,4}$ $\left(\frac{s}{h} \right)^{0,8}$
PANIZZO & DE GIROLAMO [110] 2005	1 - 2	solide (3D)	0,02	$A_s^* (\sin \alpha)^{-0,9} (t_s^*)^{-0,27} e^{1,6 \cos \theta} \left(\frac{r}{h} \right)^{-0,8}$
ZWEIFEL <i>et al.</i> [162] 2006	1 - 5	granulaire (2D)	$\frac{1}{3}$	$\left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right) \left(\frac{s}{h} \right)^{1/2} \left(\frac{m_s}{\rho_w h^2} \right)^{1/3}$
ATAIE-ASHTIANI & NIK-KHAH [5] 2008		solide (2D)	$(0,398 + 0,076(VFr^2)^{1,27})^{-0,26}$	$\left(\frac{L_s}{t_s} \right)^{-0,125} \left(\frac{r}{h} \right)^{-0,48}$
HELLER & HAGER [48] 2010	0,8 - 7	granulaire (2D)	$\frac{4}{9}$	$\left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{4/5} \left(\frac{s}{h} \right)^{2/5} \left(\frac{m_s}{\rho_w h^2} \right)^{1/5} \left(\cos \left[\frac{6}{7} \alpha \right] \right)^{2/5}$
MOHAMMED <i>et al.</i> [98] 2012	1 - 4	granulaire (3D)	0,54	$\left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{1,8} \left(\frac{s}{h} \right)^{0,85} \left(\frac{r}{h} \right)^{-1,24} \left(\frac{l}{h} \right)^{-0,36} \left(\frac{s}{h} \right)^{-0,03} \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{-0,25} \cos \theta$
HELLER & SPINNEKEN [51] 2015	0,5 - 2,5	solide (3D)	$\frac{1}{2}$	$(Fr^1 S^{1,1} M^1)^{0,85}$

TABLE 1.1: Expressions de l'amplitude relative de la première vague A/h en fonction du type des paramètres du glissement, trouvés dans la littérature.

$\tau = \tau_c + a' \dot{\gamma}^n$ Rhéologie	τ_c	a'	n
COULOMB	$\sigma' \tan \delta$	0	0
NEWTONIEN	0	μ_d	1
BINGHAM	constante	μ_B	1

TABLE 1.2: Quelques rhéologies utilisées pour modéliser le glissement de terrain. τ contrainte de cisaillement, τ_c contrainte seuil, $\dot{\gamma}$ taux de cisaillement, σ' contrainte normale, δ angle de friction basal, μ_d viscosité dynamique, μ_B viscosité du fluide de Bingham.

1.2.4 Etudes numériques

Contrairement aux études expérimentales, les études numériques peuvent permettre de prendre en compte plus facilement la topographie et la bathymétrie du terrain. Les phases de génération de la vague, de sa propagation et d'inondation des terres par le tsunami peuvent être étudiés. Ces différentes phases représentent différentes échelles pouvant être prises en compte séparément par différents codes.

Modélisation numérique du glissement de terrain

Le glissement de terrain peut être modélisé de plusieurs manières : par la chute ou le glissement d'un bloc solide ou encore par l'écoulement d'un fluide déformable avec une rhéologie fixée. L'importance du couplage entre l'eau et le glissement de terrain a été mis en relief en 1992 par Jiang et LeBlond [63]. Du point de vue expérimental ou numérique, la chute ou le glissement d'un bloc solide est la façon la plus simple de modéliser un glissement de terrain. Il permet une première estimation de la vague générée et des hauteurs de *run-up* impliquées. Cependant une surestimation de 15 à 35% a été notée entre le modèle rigide et les expériences en laboratoire avec un matériau granulaire [4, 5]. Une représentation plus réaliste et plus élaborée consiste alors à prendre en compte la déformabilité et la porosité du glissement de terrain. Les glissements de terrains se comportent comme un « *fluid-like flow* » avec une rhéologie bien définie. La rhéologie des glissements de terrain décrit la structure constitutive de la masse glissante en reliant les contraintes de cisaillement τ au taux de cisaillement $\dot{\gamma} = \partial u' / \partial z'$. Les paramètres u' et z' représentent respectivement la vitesse d'écoulement parallèle à la pente et la profondeur. La forme générale est la suivante,

$$\tau = \tau_c + a' \dot{\gamma}^n, \quad (1.43)$$

avec τ_c la contrainte seuil critique en dessous de laquelle l'écoulement se comporte comme un corps solide et au-dessus de laquelle il se comporte comme un fluide newtonien, plastique ou viscoplastique (fonction de leur teneur en fluide) [158].

Dans le cas d'un fluide continu, le glissement de terrain peut être simulé de plusieurs façon :

- un fluide parfait (de viscosité nulle) interprété comme le pire des scénarios par Abadie *et al.* [1] (code THETIS) puisqu'il n'y a aucune dissipation pendant l'écoulement ;
- un fluide newtonien (code THETIS, Fluidity [26] et TSUNAMI3D [56]), dont la viscosité est constante quelques soient les contraintes exercées ;
- un fluide non newtonien, avec une viscosité dépendant du taux de cisaillement, comme le fluide à seuil de Bingham (code NASA-Vof2D Bingham modifié [125]) dont aucune déformation n'est possible en dessous d'une certaine contrainte de cisaillement. D'après Rzadkiewicz [125] le fluide de Bingham ne serait pas le plus approprié pour approximer un écoulement granulaire, même si les résultats sont en relativement bon accord avec les expériences ;
- un fluide régi par la loi de friction de type Mohr-Coulomb. Ce modèle consiste à modéliser les contraintes intergranulaires par friction de Coulomb ([84], code VolcFlow [66], HySEA [12, 82], NHWAVE [28]) ;
- une autre possibilité est de modéliser le glissement de terrain par le glissement de plusieurs blocs solides [160]. Dans ce cas le fluide est couplé à des blocs dont le mouvement de chacun d'entre eux est induit en résolvant les équations pour un bloc solide. Contrairement aux autres modèles, celui-ci permet de prendre en compte l'infiltration de l'eau entre les grains.

La masse granulaire en mouvement peut être décrite comme un écoulement monophasique (homogène), un mélange ou encore un écoulement multiphasique (avec 2 phases solide-liquide ou avec 3 phases solide-liquide-gaz). L'un des challenges qui persiste encore aujourd'hui est de réaliser des simulations numériques réalistes de milieux granulaires qui contiennent des millions de particules. La méthode DEM (*Discrete Element Method*) consiste à modéliser chaque grains individuellement. Cependant, celui-ci est très couteux en terme de temps de calcul.

Modélisation numérique de la vague générée

Afin de simuler la vague générée, il existe plusieurs types de modélisations :

- les équations d'onde en eau peu profonde sont très utilisées dans la littérature. Généralement plutôt utilisées pour la partie propagation de la vague même si certaines études l'utilisent aussi pour modéliser la génération (environ 50% des études d'après l'étude de Yavari-Ramshe et Ataie-Ashtiani [158] en 2016). D'après Lynett et Liu [81], les équations en eau peu profonde ne sont valables que pour les glissements sous-marins en eau très peu profonde, c'est-à-dire une profondeur d'eau supérieure de 15 fois la longueur horizontale caractéristique du glissement. A partir d'un rapport plus faible, l'effet dispersif ne peut être négligé et les équations d'ondes de Boussinesq sont recommandées ;

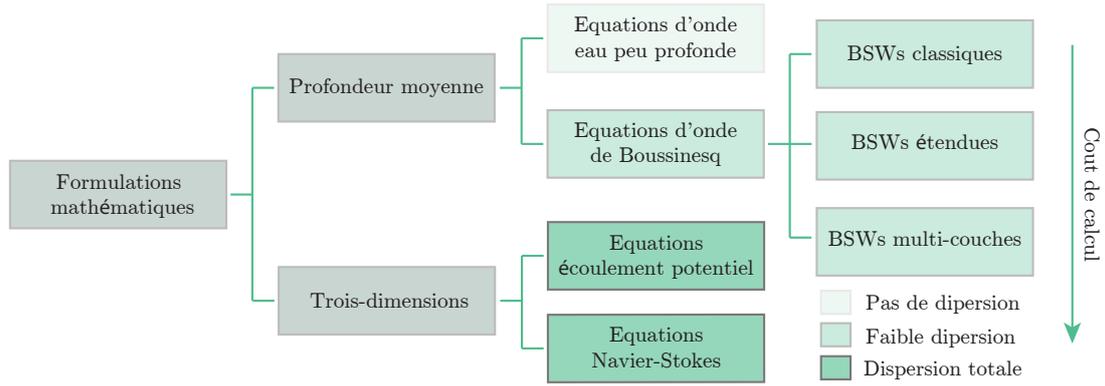


FIGURE 1.21: Quelques formulations mathématiques appliquées dans les modèles de génération de vagues par glissement de terrain.

- les équations d'onde de Boussinesq : contrairement aux équations en eau peu profonde, les équations des ondes de Boussinesq permettent une valeur non constante de la vitesse sur la profondeur, qui est souvent rencontrée lors de la propagation et de l'inondation (Watts *et al.* [154]). Les modèles de type Boussinesq sont généralement utilisés pour la propagation des ondes parce qu'ils tiennent compte de la dispersion et de la non-linéarité mais ne sont pas aussi coûteuses que les équations complètes de Navier-Stokes. Leur utilisation pour la génération de vagues par les glissements de terrain est également limitée d'une manière ou d'une autre en raison de la profondeur moyenne d'eau en champ proche. D'après Lynett et Liu [81], d'autres modèles doivent être utilisés pour des profondeurs d'eau plus faibles ;
- les équations d'écoulement potentiel (fluide parfait) : dans ce cas on suppose que le fluide a un mouvement idéal et homogène sans tourbillons et sans forces de frottement. Néanmoins ce modèle comprend à la fois les effets dispersifs et non-linéaires. Cependant il ne peut être appliqué qu'aux tsunamis générés par des effondrements sous-marin, et non aériens où les interactions entre l'eau et le glissement sont plus complexes avec de la vorticité créée à l'interface glissement/fluide [2] ;
- les équations de Navier-Stokes : ces équations complètes sont celles qui font le moins d'hypothèses sur l'écoulement et peuvent donc être appliquées dans la plupart des cas, mais elles sont aussi très coûteuses en terme de temps de calcul et en ressources informatiques pour des géométries grandes ou complexes. Ces équations peuvent donc être utilisées que pour des problèmes localisés.

Comme nous avons pu le voir, il existe une grande variété de modèles numériques pour la génération de vague par glissement de terrain. Les outils numériques utilisés pour la modélisation de tels événements ne sont généralement pas aussi normalisés que ceux utilisés pour les tsunamis d'origine tectoniques. Tous les modèles présentent des avantages et des inconvénients à des degrés divers, dans la modélisation. L'application d'un modèle particulier dépend de plusieurs facteurs :

- Les dimensions de la source : en fonction de la géométrie 2D ou 3D, la dispersion peut être négligée ou non.
- Les capacités de calcul disponibles : par exemple, les modèles dispersifs ont généralement besoin de beaucoup de ressources informatiques.
- Disponibilité d'une grille bathymétrique fine : la plupart des modèles de tsunamis dus aux glissements de terrain nécessitent une grille particulièrement fine par rapport aux modèles tectoniques.
- Le but de la modélisation et le niveau de précision souhaité. Dans la plupart des cas, l'heure d'arrivée et le *run-up* des vagues sur les côtes sont les données de sortie qui permettent la validation ou non du modèle. Dans de nombreux cas, la dispersion est importante pour la phase de propagation. La longueur d'onde est importante pour l'amplification et le *run-up*.

A ce jour, faire des expériences est important à double titre : pour comprendre la physique du processus de génération de vagues par glissement de terrain, mais aussi une meilleure compréhension du problème nous permettra de mieux le simuler dans le futur.

1.3 Effondrements de colonnes granulaires

Nous avons vu expérimentalement que la modélisation la plus réaliste pour les effondrements de terrains sont les écoulements granulaires. Nous nous intéressons donc maintenant aux écoulements granulaires secs. Les milieux granulaires ont des caractéristiques propres, complexifiant le problème et sa compréhension. La complexité de ces écoulements ainsi que leurs nombreuses applications ont donné naissance à de nombreuses études ayant des applications aussi bien industrielles que géophysiques. De nombreuses expériences se sont focalisées sur l'écoulement de matériau granulaire le long d'un plan incliné dont l'angle est supérieur à l'angle de repos du matériau utilisé [58, 117]. Dans cette configuration, l'écoulement est gouverné par la gravité dans le sens de la pente et son épaisseur est généralement assez faible pour permettre d'utiliser les modèles hydrodynamiques basé sur l'approche Saint-Venant [85, 86, 127]. De tels modèles hydrodynamiques ont été appliqué avec succès sur la description de quelques évènements réels géophysiques [84, 115]. Une autre configuration d'effondrement granulaire a été beaucoup étudiée : l'effondrement d'une colonne de grains secs sur un plan horizontal, comparable à un effondrement de falaise. Dans ce cas, on s'attend à ce que la masse granulaire se fragmente et s'étale sous son propre poids. Ce problème pose de nombreuses questions pour savoir quelle est la fraction de grains mobilisée par l'écoulement ? Qu'est ce qui contrôle la dynamique de l'effondrement ? Quelle forme des dépôts en résulte ?

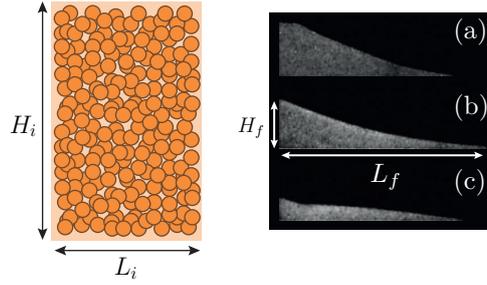


FIGURE 1.22: Colonne granulaire définie par sa hauteur initiale H_i et sa largeur initiale L_i , avec un rapport d'aspect $a = H_i/L_i$. Différentes formes de dépôts finaux, caractérisés par leur longueur d'étalement L_f et leur hauteur finale H_f , en fonction du rapport d'aspect (tiré de Lajeunesse *et al.* [70]) : (a) $a = 0,6$, (b) $a = 2,4$ et (c) $a = 16,7$.

1.3.1 Dynamique de l'effondrement

La colonne granulaire est définie par sa hauteur initiale H_i et sa largeur initiale L_i (Fig. 1.22). La dynamique d'effondrement d'une colonne granulaire est principalement contrôlée par la hauteur initiale de la colonne avec un temps caractéristique de chute libre τ_c de l'ordre de

$$\tau_c \approx \sqrt{\frac{H_i}{g}}. \quad (1.44)$$

Cette dynamique est généralement divisée en trois phases (Fig. 1.23) : une phase d'accélération de l'effondrement granulaire, une phase à vitesse quasi-constante, et enfin une phase d'arrêt. La seconde phase n'est en fait liée qu'à une transition accélération/décélération donnant lieu à un point d'inflexion [137]. Lorsque l'effondrement s'arrête, ce dernier peut être défini par une longueur d'étalement L_f ou la distance de *runout* $\Delta L = L_f - L_i$ et la hauteur du dépôt final H_f (Fig. 1.22 (b)).

1.3.2 Morphologie des dépôts

Le rapport d'aspect $a = H_i/L_i$ de la colonne, traduit sa forme géométrique initiale : si a est grand, la colonne sera alors haute et fine. Plusieurs études ont montré que les paramètres du dépôt final H_f et ΔL (Fig. 1.22) sont fonction du rapport d'aspect initial de la colonne a . Les autres paramètres comme la masse volumique, le diamètre et la forme des grains ou la masse initiale de la colonne n'influencent que très peu la morphologie du dépôt final [69, 79]. Trois types de dépôts ont été observés en fonction du rapport d'aspect. A petit rapport d'aspect, le dépôt final correspond à une colonne tronquée donnant lieu à une forme trapézoïdale. Dans ce cas, la hauteur finale est égale à la hauteur initiale $H_f = H_i$. En augmentant a , le dépôt final présente une forme triangulaire où la hauteur finale H_f est inférieure à la hauteur initiale H_i . Enfin, à grand rapport d'aspect, un transfert de masse vers le front se produit pouvant donner lieu à une évolution non monotone du profil. Il a été observé [6, 67, 70, 71, 77, 93, 94, 136, 137] que malgré la complexité de ces écoulements, la distance de *runout* relative $\Delta L/L_i$ et la hauteur du dépôt final relatif H_f/H_i évoluent en loi

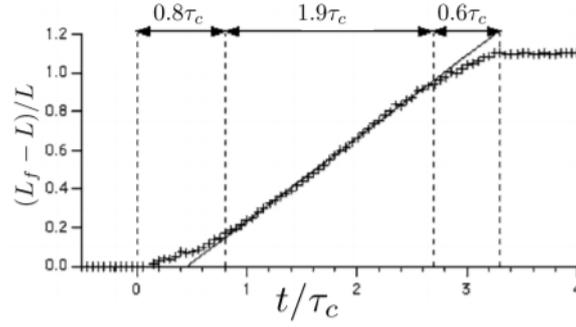


FIGURE 1.23: Evolution temporelle de la position du front adimensionnée (tiré de Lajeunesse *et al.* [70]).

de puissance avec le rapport d'aspect a tel que

$$\frac{\Delta L}{L_i} \propto \begin{cases} a & \text{si } a < 3 \pm 1 \\ a^{0,7 \pm 0,1} & \text{si } a > 3 \pm 1, \end{cases} \quad (1.45)$$

$$\frac{H_f}{H_i} \propto \begin{cases} 1 & \text{si } a < 0,8 \pm 0,2 \\ a^{-0,6 \pm 0,1} & \text{si } a > 0,8 \pm 0,2, \end{cases} \quad (1.46)$$

Quant au préfacteur, d'après Balmforth et Kerswell [6] il semble dépendre uniquement de la nature frictionnelle des grains. En effet, Roche *et al.* [121] ont montré comme précédemment que $\Delta L/L_i = \lambda a^n$ mais que le préfacteur λ est inversement proportionnel à la friction moyenne de l'écoulement granulaire. L'exposant n est quant à lui indépendant de celle-ci.

Autour des années 2000, les recherches se sont axées sur la rhéologie de ces écoulements denses, et plus particulièrement, sur une meilleure prise en compte de la friction en fonction des paramètres du milieu granulaire. Pouliquen [117] a montré que pour des écoulements impliquant des billes sphériques, il existe pour une pente donnée, une épaisseur minimale en dessous de laquelle il n'y a pas d'écoulement. Cette étude a mis en évidence l'importance des conditions aux limites sur les écoulements granulaires. Iordanoff et Khonsari [60] et Da Cruz *et al.* [23] ont défini un nombre sans dimension appelé nombre inertiel reliant la taille des grains d , leur masse volumique ρ_g , le taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et la pression de confinement P tel que

$$I = \frac{\dot{\gamma} d}{\sqrt{P/\rho_g}}. \quad (1.47)$$

Une analyse dimensionnelle a montré que la fraction volumique ϕ et la contrainte tangentielle τ dépendent de I suivant,

$$\phi = \phi(I) \text{ et } \tau = \mu(I)P, \quad (1.48)$$

où μ représente le coefficient de friction effectif.

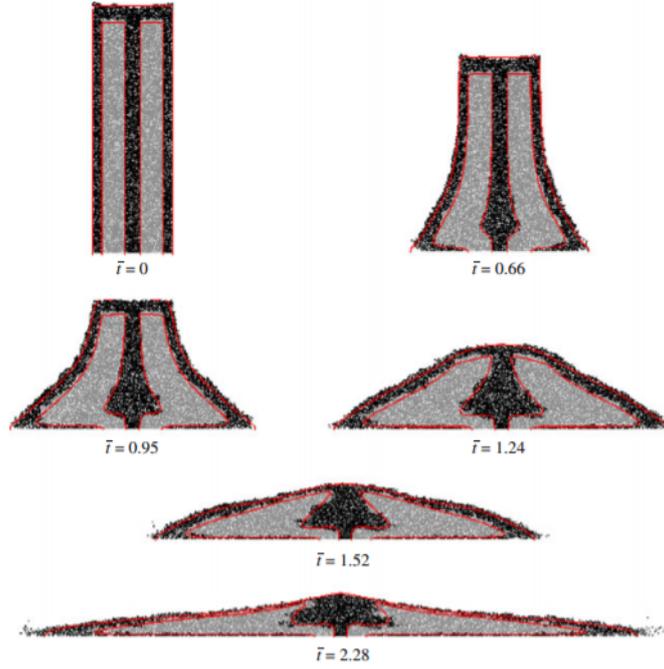


FIGURE 1.24: Comparaison entre une méthode discrète (DEM) et continue (Gerris $\mu(I)$), représentée par le trait rouge, pour l'effondrement d'une colonne granulaire sèche. Figure tirée de Lagrée *et al.* [68].

Lagrée *et al.* [68] ont développé, une approche continue avec l'implémentation de la viscosité de type $\mu(I)$ pour étudier l'effondrement d'une colonne de grains de façon numérique. Cette méthode continue a été comparée à une méthode discrète largement utilisée pour des écoulements granulaires secs (Fig. 1.24). Plus récemment, Topin *et al.* [142] ont couplé une méthode discrète pour les grains à un code résolvant une partie fluide pour étudier l'effondrement d'une colonne de grains complètement immergée.

1.3.3 Bilan énergétique

Trois étapes se succèdent lors de l'effondrement d'une colonne granulaire. Pendant la première étape, l'énergie potentielle initiale est convertie en mouvement vertical, et si la hauteur initiale de la colonne est assez élevée, les grains seront accélérés vers le bas. Ensuite, dans une seconde étape, les grains subissent des collisions avec le sol ou avec les grains environnants, et son mouvement vertical est converti en mouvement horizontal. Dans la troisième et dernière étape, les grains finissent par quitter la surface de base et la colonne s'étale latéralement. L'énergie potentielle initiale d'une colonne granulaire de volume $H_i L_i l$ peut s'écrire sous la forme :

$$E_p = mg \frac{H_i}{2} = \frac{1}{2} \rho_g g H_i^2 L_i l, \quad (1.49)$$

en prenant comme référence son centre de masse c'est-à-dire une hauteur $H_i/2$. En revanche, pour obtenir l'énergie cinétique de la colonne il faut connaître la vitesse de chacune des particules la constituant.

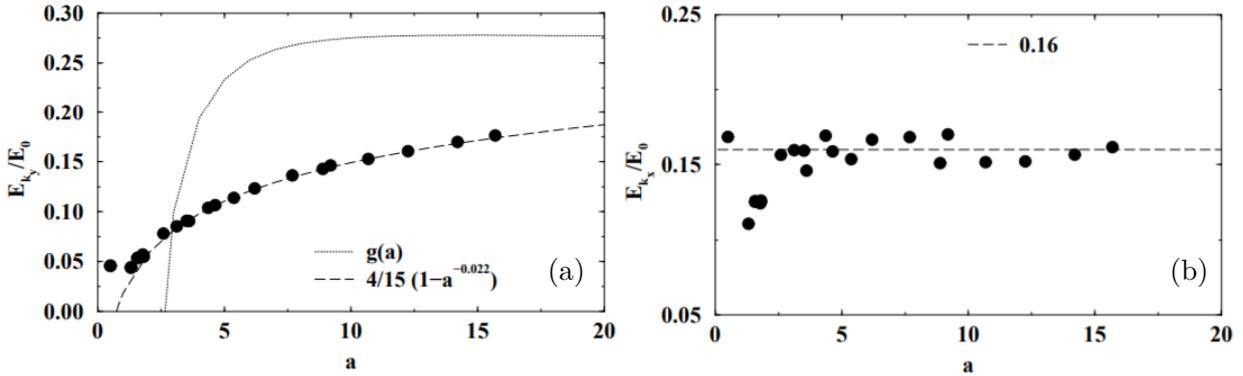


FIGURE 1.25: Rapport de (a) l'énergie cinétique verticale moyennée et de l'énergie potentielle totale en fonction du rapport d'aspect a de la colonne, et (b) de l'énergie cinétique horizontale moyennée, et de l'énergie potentielle totale en fonction du rapport d'aspect a de la colonne.

Staron et Hinch [136] ont réalisé des simulations numériques discrètes sur l'étude de l'effondrement de colonne granulaire. Leurs modélisations permettent d'avoir accès aux champs de vitesse des grains de la colonne. Ainsi ils ont pu calculer l'énergie cinétique horizontale et verticale de la colonne au cours du temps. Ils observent que ces énergies sont dépendantes du rapport d'aspect. Plus a est élevé, plus l'effondrement va être violent et la perte d'énergie significative. Leurs résultats montrent que le transfert de l'énergie potentielle initiale en énergie cinétique verticale est une fonction croissante de a (Fig. 1.25 (a)). En revanche, sur la figure 1.25 (b), le rapport entre l'énergie horizontale E_{c_x} et l'énergie potentielle initiale est approximativement constante dès lors que $a \geq 2,5$,

$$\frac{E_{c_x}}{E_p} \simeq 0,16. \quad (1.50)$$

Ceci signifie que l'énergie disponible pour le mouvement horizontal est simplement proportionnelle à l'énergie potentielle initiale et représente 16% de l'énergie potentielle initiale. Le transfert d'énergie de l'effondrement d'une colonne granulaire semble donc être très dépendant du rapport d'aspect initial de celle-ci.

1.4 En résumé

Les tsunamis générés par glissements de terrain ont été largement étudiés depuis les années 1970. Cependant ce problème est complexe et reste encore ouvert à ce jour. La modélisation de l'effondrement par un bloc solide surestime l'amplitude de la vague et ne prend pas en compte les interactions complexes entre le glissement et la vague. Les études expérimentales semblent toutes montrer que la vague générée dépend essentiellement du nombre de Froude à l'impact, de l'épaisseur du glissement, de sa masse pour certains et de la pente. Les effets 3D semblent avoir une grande importance sur l'évolution de l'amplitude de la vague. Les nombreuses expériences réalisées l'ont été essentiellement pour de grands nombres

de Froude ($Fr > 1$). La majeure partie des équations gouvernant l'évolution de l'amplitude de la première vague sont empiriques et déduites à partir de régressions sur les résultats expérimentaux. De plus, la précision des modèles numériques dépend fortement de la prise en compte de la rhéologie pour le glissement et des hypothèses employées. Les expériences permettent la validation de ces modèles puisque nous ne possédons pas de données réelles pour de tels événements, et permettent de mieux comprendre les paramètres mis en jeu lors de la génération des vagues.

Dans la littérature, toutes les expériences ont été faites sur un plan incliné. Nous proposons dans ce manuscrit une nouvelle configuration, celle de l'effondrement d'une colonne granulaire initialement sèche dans un réservoir d'eau de hauteur constante puisque cette configuration a déjà été étudiée largement dans la littérature dans le cas d'effondrements granulaires secs. Cette configuration semble plus proche des effondrements de falaise, par sa géométrie et pourra sans doute être comparée à des simulations numériques dans cette géométrie simple et bien contrainte dans le domaine de granulaire sec. Nous nous intéressons plus particulièrement à la génération de la vague.

Chapitre 2

Méthodes expérimentales

Sommaire

2.1 Dispositif expérimental	49
2.1.1 Description du dispositif expérimental	49
2.1.2 Protocole expérimental	51
2.1.3 Paramètres expérimentaux et nombres sans dimension	52
2.1.4 Deuxième configuration expérimentale	53
2.2 Visualisation et techniques de mesure	55
2.2.1 Visualisation	55
2.2.2 Traitement d'image	55
2.3 Limitations expérimentales et incertitudes	57
2.3.1 Reproductibilité	57
2.3.2 Influence de la marche	60
2.3.3 Influence de l'ouverture de la porte	63
2.3.4 Largeur de la cuve	70
2.3.5 Rugosité	72

Afin de mieux comprendre les tsunamis générés par glissement de terrain, nous avons réalisé des expériences à l'échelle du laboratoire. Dans ce chapitre nous allons présenter les différents dispositifs expérimentaux utilisés pour cette étude ainsi que les méthodes associées. Nous parlerons aussi des incertitudes et des limites expérimentales.

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Description du dispositif expérimental

Plusieurs études expérimentales ont été réalisées par le passé en utilisant un matériau granulaire modèle pour simuler l'effondrement de terrain. En effet, il faut prendre en compte l'aspect granulaire des glissements de terrain comme discuté dans la partie 1.2.3. Cependant,

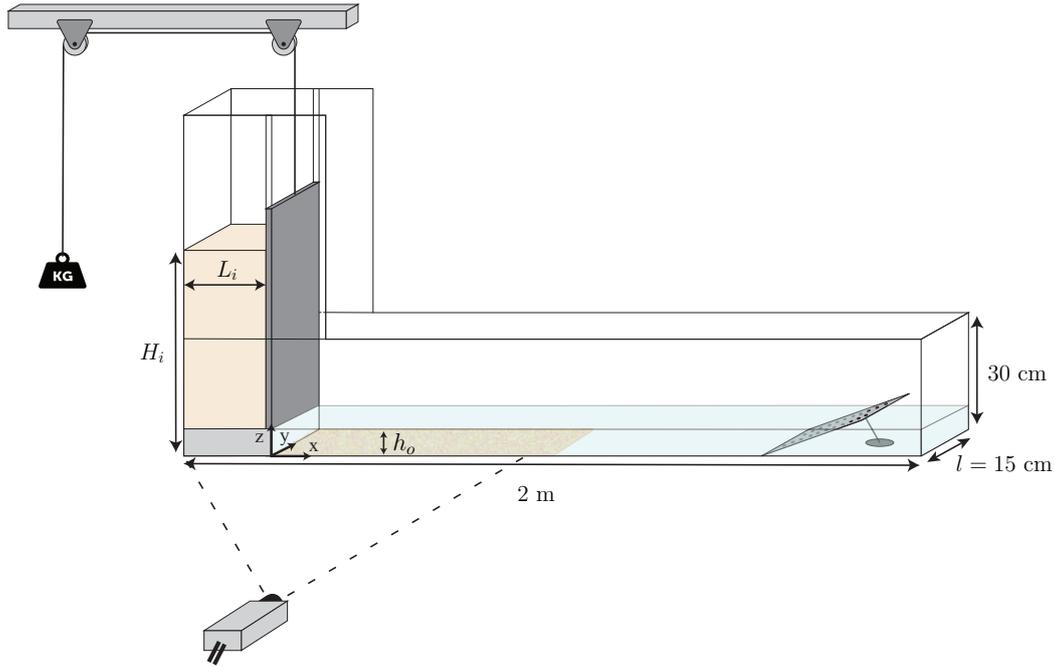


FIGURE 2.1: Schéma du dispositif expérimental.

dans le cas de la génération de vague par effondrement granulaire, afin de se rapprocher des conditions réelles, les études passées ont toutes été réalisées sur un plan incliné [35, 98, 146]. Nous avons pris le parti de réaliser des effondrements de colonnes granulaires sur un plan horizontal qui, de par sa géométrie, se rapproche plus d'une configuration d'effondrement de falaise. Ce modèle est utilisé afin de nous permettre de comprendre la dynamique et les mécanismes de génération de vagues lors de l'entrée d'un milieu granulaire dans l'eau, et d'estimer quels sont les paramètres les plus importants dans la génération de vague. Si l'effondrement de colonne granulaire a été largement étudié dans la littérature, que ce soit pour des effondrements granulaires secs ou totalement immergés [70, 122, 142], nous nous intéressons ici à l'effondrement d'une colonne granulaire, initialement sèche, dans l'eau et à la génération de la vague associée. Nous sommes donc dans un problème triphasique (grains, air et eau) rendant cette étude particulièrement complexe. Il est important de noter que dans cette étude, nous nous concentrons essentiellement sur les mécanismes de génération de la vague et assez peu à la propagation de cette dernière.

Plusieurs séries d'expériences ont été réalisées dans une cuve de verre de 2 m de long, 15 cm de large et 30 cm de haut. Un schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.1. Cette cuve est suffisamment grande pour pouvoir observer les interactions entre l'effondrement granulaire et la vague générée, sans se soucier de la réflexion de celle-ci sur la paroi du fond. En effet, la longueur de 2 m a été choisie pour s'assurer que l'effondrement granulaire soit terminé avant que la vague n'ait eu le temps de parcourir cette longueur, se réfléchir, et venir perturber l'effondrement. La largeur de la cuve confère un aspect quasi-2D aux expériences, c'est-à-dire que le mouvement du milieu granulaire et de l'onde générée se

fait selon la direction x uniquement, et que les variations selon y sont négligeables. Nous verrons cet aspect plus en détail dans la partie 2.3.4. De plus, la cuve est assez large pour éviter tout effet de confinement lié aux parois. En effet, une étude a montré qu'il fallait que la largeur de la cuve soit supérieure à 20 fois le diamètre des grains, pour s'abstraire de ce problème [22]. L'extrémité gauche de la cuve sert de réservoir pour les grains. Une structure en plexiglas est placée au-dessus de la cuve en verre, afin d'augmenter la hauteur de celle-ci et de ce fait, nous permet de faire varier la hauteur des colonnes. Les grains sont maintenus par une porte coulissante qui se soulève verticalement. La porte coulisse dans des rainures creusées dans le plexiglas. La porte est en métal ce qui la rend rigide et permet d'éviter une éventuelle flexion liée au poids des grains, mais ce qui la rend, dans un même temps, relativement lourde ($m = 6$ kg). Ainsi, pour faciliter sa remontée, elle est reliée à des poulies (fabriquées avec une imprimante 3D) et à des masses permettant de diminuer son poids apparent. Une paroi mobile qui se déplace à une interface génère une perturbation de cette dernière. Par conséquent, afin de découpler le mécanisme d'ouverture de la porte et la déformation de l'interface air/eau, la colonne de grains est surélevée sur une marche de hauteur h_0 , correspondant à la hauteur initiale d'eau, permettant à la porte d'affleurer l'eau, afin de s'affranchir de toute perturbation de l'interface par l'ouverture de celle-ci. Cette marche est recouverte de billes de verre de 5 mm de diamètre collées au silicone (comprise dans la hauteur h_0). Le reste de la cuve sert de contenant pour l'eau. Nous avons placé dans le fond de la cuve, une plaque recouverte de billes de verre de 3 mm de diamètre, collées au silicone, afin de reproduire un sol rugueux. A noter que les coordonnées $x = 0$ et $z = 0$ se trouvent au pied de la marche, comme indiqué sur la figure 2.1. A l'extrémité opposée de la cuve, nous avons placé une "plage", plaque de plexiglas inclinée et perforée, dépassant le niveau de l'eau. La vague, en percutant cet obstacle, se dissipe, limitant ainsi sa réflexion.

2.1.2 Protocole expérimental

Avant chaque expérience, nous mesurons la masse, $m = \rho_g \phi H_i L_i l$, de grains nécessaire à l'aide d'une balance, où ρ est la masse volumique des grains, ϕ la compacité des grains, H_i et L_i la hauteur et la largeur initiale de la colonne de grains, et l la largeur de la cuve. La masse volumique ρ , est fixée par les grains que l'on utilise, la compaction a été mesurée au préalable ($\phi \simeq 0,64$), et la largeur de la cuve l , est fixe et vaut 15 cm. Il faut donc avant chaque expérience définir les paramètres H_i et L_i . Une fois les paramètres définis et les grains pesés, nous les versons, à l'aide d'un entonnoir dans la partie gauche de la cuve. Les grains se déposent ainsi de façon aléatoire. Par la suite, nous venons juste aplanir le haut de la colonne en prenant soin de n'appliquer aucune force sur celle-ci. Ensuite, nous vérifions que nous obtenons bien la hauteur de colonne souhaitée. Une fois toutes ces vérifications faites, nous pouvons passer au remplissage de la cuve en eau. Celle-ci se fait à l'aide d'un trou de vidange situé à l'extrémité droite de la cuve. Puis, nous ajoutons un colorant, la rhodamine 6G, dans l'eau afin de faciliter la visualisation de la vague générée. Lorsque tout est prêt, nous procédons aux différents réglages de lumière et de l'appareil photo. On commence

l'enregistrement de la vidéo, puis on ouvre la porte manuellement. Une fois l'expérience effectuée, vient ensuite l'étape du nettoyage : ouverture de la vanne pour retirer le maximum d'eau, puis le reste d'eau et les grains sont récupérés à l'aide d'un aspirateur. Les billes de verres sont systématiquement rincées puis placées dans des tamis afin de les sécher (à l'aide d'un ventilateur).

2.1.3 Paramètres expérimentaux et nombres sans dimension

Le but de notre étude est de comprendre comment les paramètres initiaux influencent la morphologie de la vague générée, notamment sa hauteur (selon z) et sa largeur (selon x). Dans ce dispositif expérimental, de nombreux paramètres peuvent être variés. On appelle H_i la hauteur de la colonne initiale de grains, qui tient compte de la marche (Fig. 2.1) et L_i sa largeur. La hauteur H_i et la largeur L_i initiale de la colonne peuvent être facilement contrôlées en ajoutant plus ou moins de grains et en utilisant des cales pour faire varier L_i . Les différentes études sur les effondrements de colonnes granulaires, ont montré que l'un des paramètres clés est le rapport d'aspect initial $a = H_i/L_i$ de la colonne. C'est pourquoi nous avons tout d'abord effectué des expériences à rapport d'aspect variable $1,5 < a < 9$ mais à volume de grains constant $V_i \simeq 4,1 \text{ dm}^3$ (Tab 2.1, ligne 1). Un autre paramètre important est la masse de grains $m = \rho \phi H_i L_i l$ qui va s'effondrer dans l'eau, et donc finalement son volume $V_i = H_i L_i l$, puisqu'ici nous ne faisons pas varier ρ . Nous avons donc réalisé une deuxième série d'expériences pour des colonnes de volume variable $2,7 < V_i < 10,2 \text{ dm}^3$ avec un rapport d'aspect constant, $a = 2,5$ (Tab 2.1, ligne 2). Nous pouvons voir que lorsqu'on modifie le rapport d'aspect ou le volume, nous sommes contraints de faire varier la hauteur $20 < H_i < 50 \text{ cm}$ et la largeur $5 < L_i < 20 \text{ cm}$ de la colonne. C'est pourquoi nous avons réalisé deux autres séries d'expériences : l'une en gardant la hauteur H_i constante, et l'autre en gardant la largeur L_i constante (Tab 2.1, lignes 3 et 4). De plus, nous considérons la marche comme une pile de grains ne subissant aucun mouvement. Comme nous le verrons par la suite, lorsque la colonne de grains est suffisamment haute, la marche peut être considérée comme faisant partie de la colonne. Par conséquent, pour le calcul de la masse, et donc du volume ou du rapport d'aspect, nous prenons en compte cette marche.

Nous avons utilisé des billes de verre (matériau modèle largement utilisé dans l'étude d'effondrement granulaire), sphériques et mono-disperses. Pour toutes les séries d'expériences énumérées précédemment, nous avons utilisé des billes de verre de 5 mm de diamètre, de masse volumique $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$ et une hauteur d'eau initiale $h_0 = 5 \text{ cm}$. D'autres expériences additionnelles ont été réalisées en faisant varier le diamètre des grains $1 < d < 8 \text{ mm}$ (Tab 2.1, ligne 6). Afin de tester l'influence de la masse volumique, ρ (Tab 2.1, ligne 7), différents matériaux pour les billes ont été utilisées : des billes en plastiques sphériques de diamètre 6 mm et de masse volumique $\rho = 1030 \text{ kg/m}^3$ et $\rho = 1760 \text{ kg/m}^3$, ainsi que des billes d'acier, de diamètre 5 mm, avec une masse volumique $\rho = 7780 \text{ kg/m}^3$. La hauteur initiale d'eau h_0 est aussi un paramètre que nous avons exploré. D'autres hauteurs d'eau ont été testées : de $h_0 = 2 \text{ cm}$ à $h_0 = 25 \text{ cm}$ (Tab 2.1, ligne 5). Toutes ces expériences faites avec

le dispositif expérimental présenté sur la figure 2.1, sont répertoriées dans le tableau 2.1.

Pour les écoulements à surface libre, le nombre de Froude caractérise l'importance relative de l'énergie cinétique par rapport à son énergie potentielle gravitationnelle. Dans notre géométrie, on peut définir un nombre de Froude basé sur la vitesse de l'effondrement : on l'exprime alors comme le rapport de vitesse entre la vitesse de l'écoulement, donc ici du collapse, v_c et la vitesse de l'onde de surface. Or, l'effondrement vertical de la colonne est piloté par la gravité pendant un temps caractéristique proportionnel à $\tau_c \propto \sqrt{H_i/g}$. La vitesse du collapse est donc de l'ordre de $v_c \propto \sqrt{gH_i}$ et la vitesse des ondes de surface en eau peu profonde est proportionnelle à $\sqrt{gh_0}$. Ainsi, le nombre de Froude global peut s'écrire de la manière suivante,

$$Fr \propto \frac{\sqrt{gH_i}}{\sqrt{gh_0}} \propto \sqrt{\frac{H_i}{h_0}}. \quad (2.1)$$

Ceci implique que dans notre géométrie, le rapport H_i/h_0 correspond au carré d'un nombre de Froude global, basé sur la vitesse verticale des grains. La gamme explorée dans cette étude est : $4 < H_i/h_0 < 12$. A noter que celui-ci est supérieur à l'unité, impliquant que la vitesse de nos effondrements est supérieure à la vitesse de l'onde générée.

2.1.4 Deuxième configuration expérimentale

Dans la nature, les effondrements granulaires peuvent aussi résulter d'un glissement sur plan incliné. Quelques expériences supplémentaires ont donc été effectuées sur un plan incliné dans la même cuve. Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.2. Pour ces expériences nous avons fait varier la valeur de la pente $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ et 60° (Tab 2.2). Nous avons aussi fait varier la hauteur de glissement h_s : soit les grains affleurent la surface de l'eau $h_s = 0$, soit ils doivent parcourir une longueur de glissement l_s avant d'impacter la surface libre de l'eau et donc $h_s > 0$. Typiquement, on a fait des expériences en faisant varier h_s de 0 à 7,7 cm. Nous discuterons de ces expériences au chapitre 4.

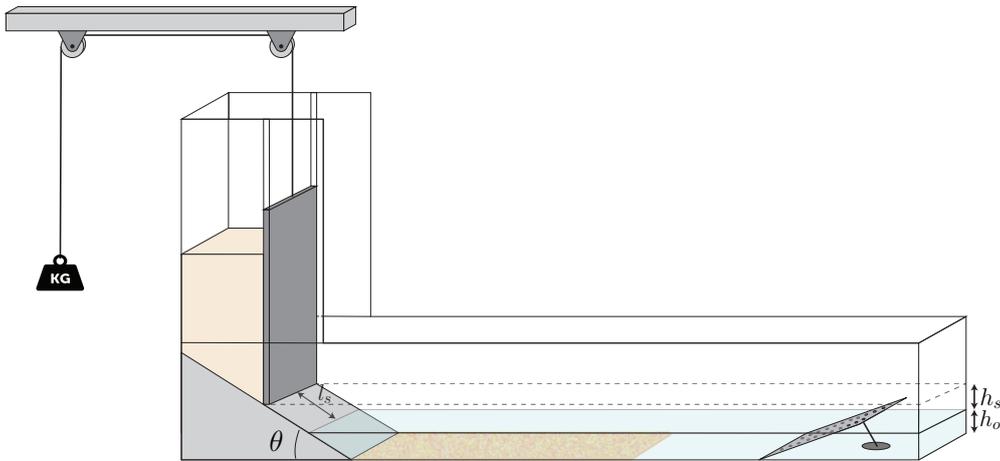


FIGURE 2.2: Schéma du dispositif expérimental sur plan incliné.

Symboles	H_i (cm)	L_i (cm)	a	V_i (dm ³)	h (cm)	d (mm)	ρ (kg/m ³)
□	20 22 23,5	13,5 12,5 11,5	1,5 1,7 2				
	26 28,5 32	10,5 9,5 8,5	2,5 3 3,75	4,1	5	5	2500
	36 42,5 50	7,5 6,5 5,5	4,8 6,5 9				
●	21 24 26	8,5 9,5 10,5		2,7 3,4 4,1			
	29 31 34	11,5 12,5 13,5	2,5	5 5,9 6,8	5	5	2500
	36 39 41	14,5 15,5 16,5		7,9 9 10,2			
▼	35	19,5 16 13	1,8 2,2 2,7	10,2 8,4 6,8	5	5	2500
		10 7 5	3,5 5 7	5,2 3,7 2,6			
◆	40 35 30		4 3,5 3	6 5,2 4,5	5	5	2500
	25 20	10	2,5 2	3,7 3			
★	25,8 19 25	10,5 14 10	2,5 1,4 2,5	4,1 4 3,8	3 3 3		
	33 35 40	8 14 16	4,2 2,5 2,5	4,1 7,4 9,6	3 3 8	5	2500
	33 44 35	8 6 14	4,1 7,4 2,5	4 4 7,4	8 8 8		
	41	10	4,1	6,1	2-25		
		25	10	2,5	3,7	5	2500
×	24 23 41	10 5 5	2,4 4,6 8,2	3,6 1,7 3,1	5	5-6	1760 1760 1030
	24 24	10 10	2,4 2,4	3,6 3,6			1030 7780

TABLE 2.1: Expériences faites sur plan horizontal (fig 2.1).

Symboles	V_i (dm ³)	h (cm)	d (mm)	ρ (kg/m ³)	θ (°)	h_s (cm)
▶	4,1	5	5	2500	15 30 45	0 0 0
					60 30 30	0 7,7 6,2

TABLE 2.2: Expériences faites sur un plan incliné (fig. 2.2).

2.2 Visualisation et techniques de mesure

2.2.1 Visualisation

Nous filmons les expériences de côté, à l'aide d'un appareil photo Nikon D5200. Il permet d'enregistrer les images avec une fréquence de 25 Hz. Le capteur est un capteur CMOS de résolution maximale de 1920×1080 pixels en mode vidéo. La taille physique du capteur est de $23,5 \times 15,6$ mm. Nous utilisons un objectif Nikon, couvrant une amplitude de zoom de 18 à 55 mm. On filme à une distance d'environ 2,5 m nous procurant une résolution spatiale de l'ordre du mm/pixel.

Pour faciliter la détection de la surface libre de l'eau, nous avons ajouté un colorant dans l'eau, la rhodamine 6G. L'éclairage se fait à l'aide de deux lampes : une sur le côté et une autre disposée au dessus. Un exemple d'effondrement de grains, de volume $4,1 \text{ dm}^3$ et de rapport d'aspect $a = 2,5$, est représenté sur la figure 2.3. Tous ces réglages nous permettent une visualisation de la dynamique des grains lors de l'effondrement, mais aussi de la surface libre de l'eau, et donc de suivre la phase de génération de la vague au cours du temps. Cette séquence d'images montre dans un premier temps que l'ouverture de la porte génère l'effondrement de la colonne de grains qui impacte la surface libre de l'eau (Fig. 2.3 (b)). Cet effondrement génère une vague qui se propage. Durant sa propagation, son amplitude et sa largeur augmentent dans un premier temps (Fig. 2.3 (c-d)), puis la vague devient de plus en plus raide provoquant le déferlement de celle-ci (Fig. 2.3 (e-f)). On observe que la vague principale est formée avant que le collapse ne soit terminé. Le temps de génération de la vague est donc plus rapide que le temps du collapse. On peut aussi observer une seconde vague de faible amplitude juste après la première (Fig. 2.3 (e)). De plus, comme le montrent ces images, le mouillage des grains initialement secs ne se fait pas de façon instantanée. En effet, un front de grains secs apparaît clairement en-dessous du niveau initial de l'eau h_0 , suggérant que de l'air est piégé entre les grains pendant l'effondrement (Fig. 2.3 (d)). Ce front sec remonte progressivement au cours de l'effondrement avec un certain temps d'imbibition. Ce volume d'air, contribue à déplacer le volume d'eau et influence donc les caractéristiques de la vague générée. On peut voir vers la fin que l'air emprisonné s'échappe en créant des bulles remontant à la surface (Fig. 2.3 (e-f)).

2.2.2 Traitement d'image

Les vidéos sont transformées en séquences d'images. Pour le traitement de ces images, nous avons développé des routines sous Matlab qui s'appuient sur des techniques de seuillage permettant de distinguer la surface libre de l'eau ainsi que le front de l'effondrement granulaire au cours du temps. On note $\eta(x,t)$ le front granulaire, et $h(x,t)$ la surface libre de l'eau que l'on est capable d'extraire comme le montre la figure 2.4 (a-f). Une fois que $\eta(x,t)$ et $h(x,t)$ sont extraits à chaque instant t de l'effondrement, on est capable de mesurer l'amplitude A et la largeur de la vague à mi-hauteur λ au cours du temps, ainsi que l'avancée

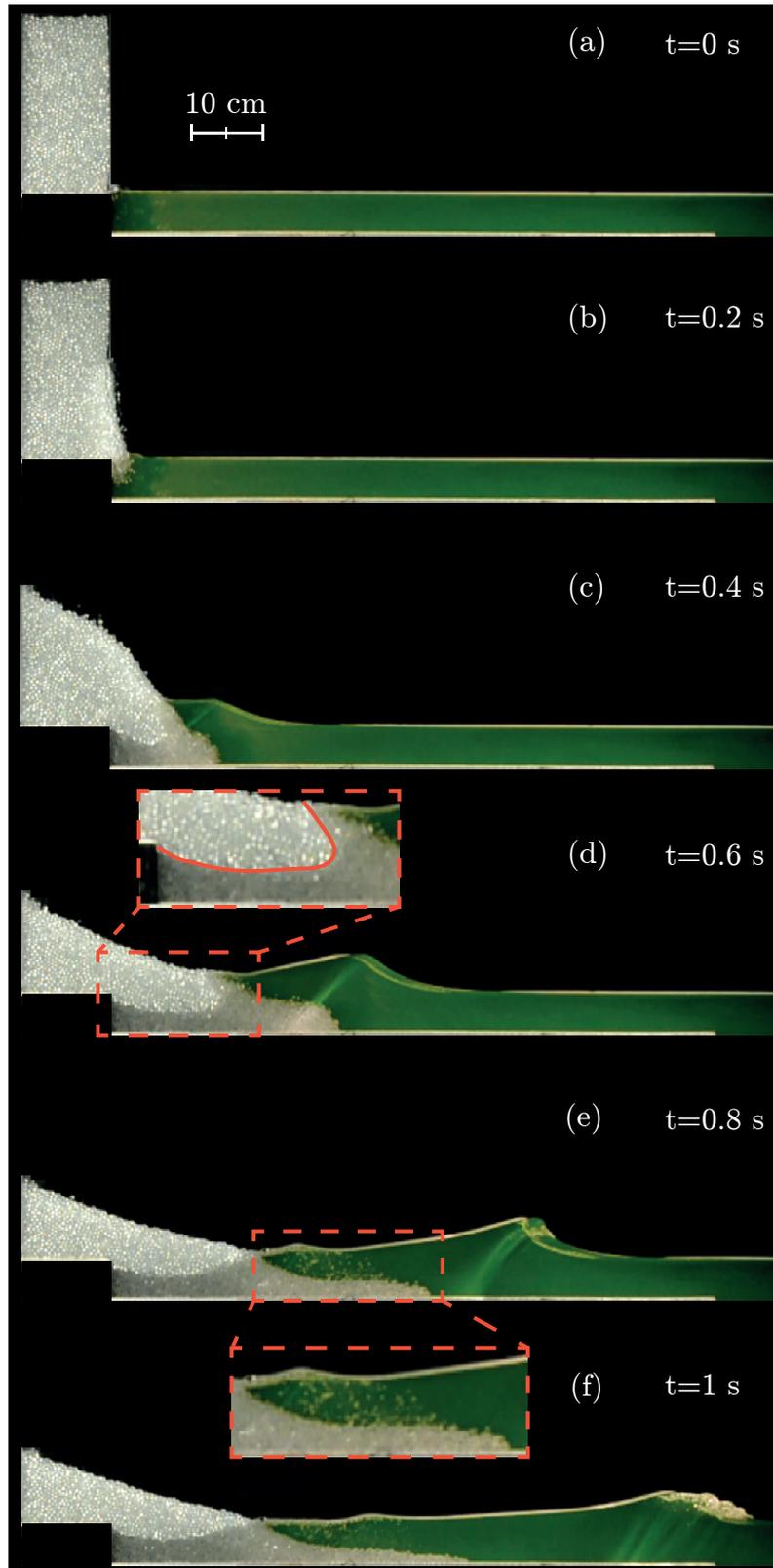


FIGURE 2.3: Séquence d'images d'une expérience : $V_i \simeq 4,1 \text{ dm}^3$, $a \simeq 2,5$ pour la colonne initiale, et une hauteur d'eau $h_0 = 5 \text{ cm}$.

horizontale du front granulaire ΔL , au fond de la cuve, en $z = 0^+$ et le mouvement vertical de la hauteur H_{0-} , juste à côté de la porte, en $x = 0^-$. L'amplitude de la vague est définie à l'instant t , comme la différence de hauteur d'eau entre la hauteur maximale $h_{max}(t)$, et la hauteur initiale h_0 de l'eau, $A(t) = h_{max}(t) - h_0$ (Fig. 2.4 (d)). La largeur de la vague λ est, quant à elle, définie comme la largeur de vague à mi-hauteur (Fig. 2.4 (d)). Ainsi, nous pouvons voir qu'avec des techniques de seuillage, nous pouvons suivre non seulement la surface libre de l'eau mais aussi le front de l'effondrement au cours du temps. Nous étudierons plus en détail les évolutions de ces grandeurs, montrées sur la figure 2.4 (I-III), au chapitre 3.

2.3 Limitations expérimentales et incertitudes

2.3.1 Reproductibilité

Une condition essentielle pour les études expérimentales est de vérifier leur reproductibilité. Pour vérifier cela, nous avons répété des expériences avec les mêmes conditions initiales (Fig. 2.5), dans le cas sec et dans le cas d'expériences d'effondrement granulaire sec dans l'eau.

Expériences d'effondrements secs

Quatre effondrements de colonnes sèches ont été réalisés dans l'air, pour les mêmes conditions initiales (Fig. 2.5 (a)) : une hauteur $H_i = 25$ cm et une largeur initiale $L_i = 16$ cm (soit un volume $V_i \simeq 6$ dm³ et un rapport d'aspect $a \simeq 1,6$). On peut voir sur la figure 2.5 (a) que les 4 interfaces sont bien superposées au cours du temps, indiquant donc une excellente reproductibilité des expériences.

Expériences d'effondrements de grains secs dans l'eau

Cinq effondrements, dans l'eau, de colonnes initialement sèches ont été réalisés pour les mêmes conditions initiales (Fig. 2.5 (b)) : une hauteur $H_i = 25$ cm et une largeur initiale $L_i = 10$ cm (soit un volume $V_i \simeq 3,7$ dm³ et un rapport d'aspect $a \simeq 2,5$), et une hauteur d'eau initiale $h_0 = 5$ cm. On peut voir sur la figure 2.5 (b) que les 5 interfaces, que ce soit l'interface des grains ou la surface libre de l'eau, sont bien superposées au cours du temps.

Écarts-type

Pour quantifier plus précisément la reproductibilité d'une expérience à l'autre, la figure 2.6 présente 4 paramètres caractéristiques, présentés précédemment (Fig. 2.4), de la vague (l'amplitude A et la largeur à mi-hauteur λ) et du collapse (la distance de *runout* ΔL , c'est-à-dire l'avancée du front de grains en $z = 0$, et la hauteur de la colonne de grains au voisinage de la porte H_{0-}) au cours du temps, avec à chaque fois la moyenne des expériences représentée par un trait plein noir, et les écarts à la moyenne associés. On peut voir sur

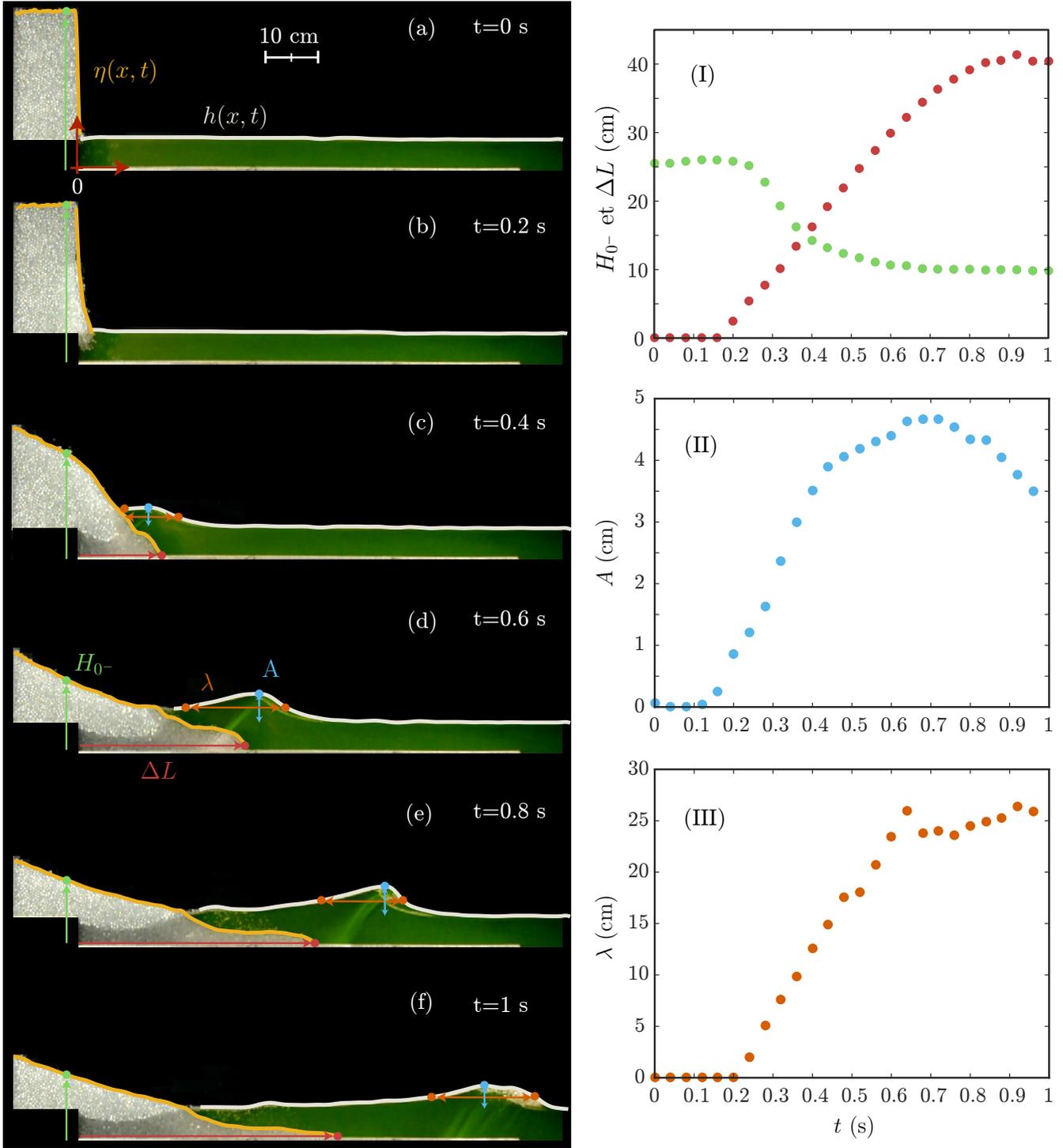


FIGURE 2.4: Exemple de traitement d'images. On extrait simultanément le front du collapse granulaire, ainsi que l'interface de l'eau à chaque instant. Expérience : $V_i \simeq 4,1 \text{ dm}^3$, $a \simeq 2,5$ pour la colonne initiale, et une hauteur d'eau $h_0 = 5 \text{ cm}$. La porte se situe en $x = 0$ et le pied de la marche en $z = 0$. (I) Évolution temporelle de la distance de runout ΔL , au fond de la cuve, en $z = 0^+$, et du mouvement vertical de la hauteur H_{0^-} , juste à côté de la porte, en $x = 0^-$. (II) Évolution temporelle de l'amplitude de la vague A . (III) Évolution temporelle de la largeur à mi-hauteur de la vague.

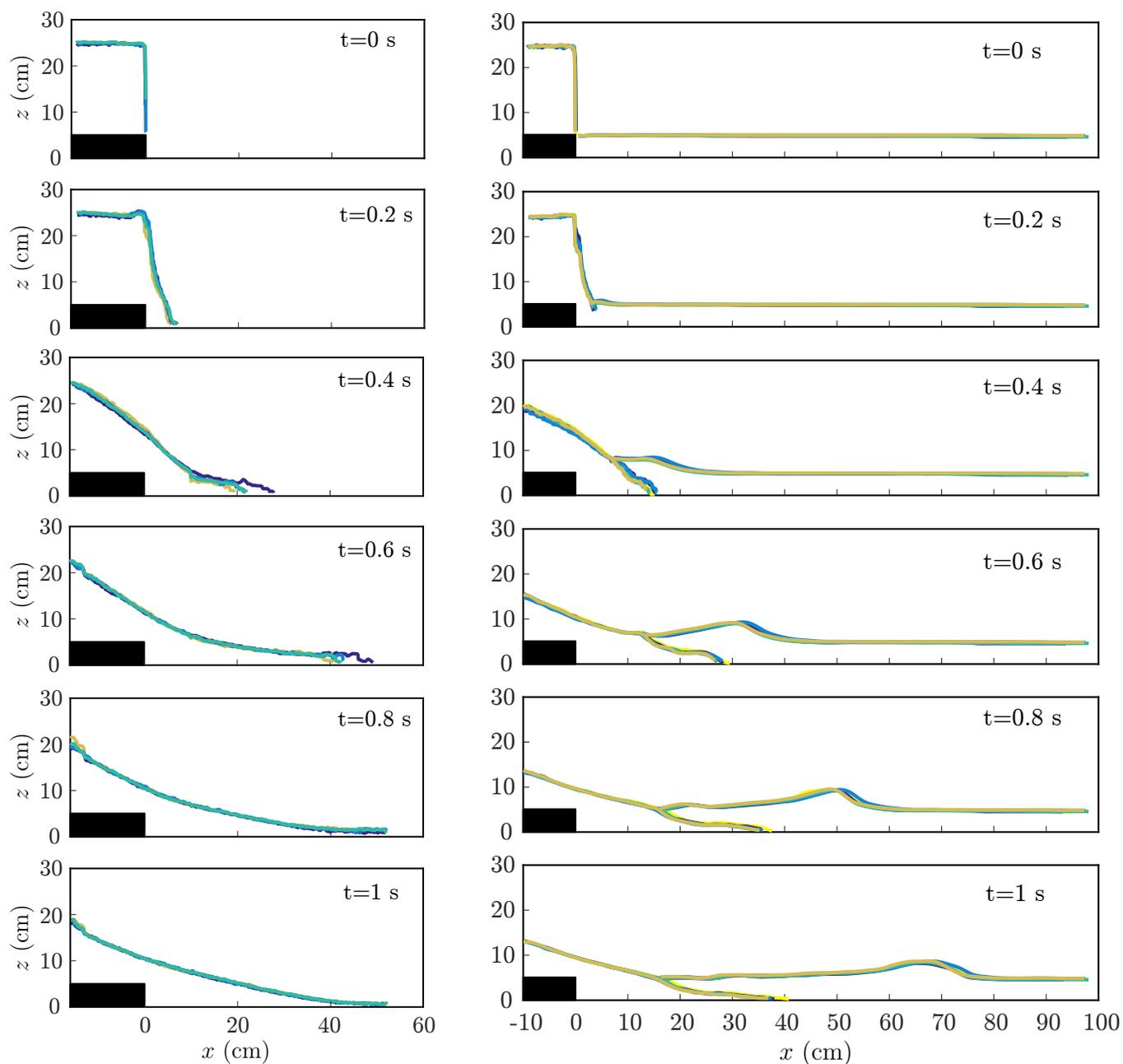


FIGURE 2.5: Expériences de reproductibilité : (gauche) effondrements secs : $H_i = 25$ cm et $L_i = 16$ cm ; (droite) effondrements de grains secs dans l'eau : $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm, $h_0 = 5$ cm.

ces graphiques que les écarts à la moyenne sont faibles. Les écarts maximum (et moyens) sont de : 5% (1,4%) sur la hauteur $H_0(t)$, 8% (3%) sur la longueur de *runout* ΔL , 20% (9%) sur l'amplitude A et 20% (7%) sur la largeur λ de la vague. Précisons également que la fréquence d'acquisition de la caméra étant de 25 Hz, nous ne sommes pas capable de déterminer le moment d'ouverture de la porte plus précisément que $1/25$ s, soit 0.04 s. Cette limitation fait qu'un léger décalage temporel peut être présent d'une expérience à une autre. De plus, pour chacune des expériences nous prenons le maximum de l'amplitude de la vague (± 2 pix $\simeq \pm 2$ mm), la largeur associée, ainsi que la hauteur finale et la longueur de *runout* finale de l'effondrement. Les écarts à la moyenne associés sont : 1,2% pour l'amplitude maximale, 3,3% pour la largeur à mi-hauteur associée, 1,5% pour la longueur de *runout* finale et enfin 0,3% pour la hauteur finale du milieu granulaire à proximité de la porte.

On peut donc dire que nous avons une bonne reproductibilité de nos expériences que ce soit pour les effondrements ou pour la génération de vague. Nous avons donc réalisé, par la suite, une seule expérience pour chaque condition initiale testée.

2.3.2 Influence de la marche

L'utilisation d'une marche sur laquelle repose les grains, afin d'éviter toute perturbation de l'interface de l'eau autre que par l'effondrement granulaire, ne doit pas modifier significativement la dynamique de l'effondrement granulaire. C'est pourquoi, afin de valider la pertinence de notre dispositif expérimental, nous avons réalisé des expériences préliminaires dans le cas d'une colonne de grains secs qui s'effondre dans l'air. Pour cela, nous avons reproduit deux expériences d'effondrement d'une colonne granulaire de même hauteur initiale H_i et de même largeur L_i en présence et en l'absence de marche. Afin de détecter d'éventuelles différences nous avons calculé la différence de surface entre le profil final avec marche η_{AM} et le profil final sans marche η_{SM} , que l'on nommera ΔS :

$$\Delta S = \int [(\eta_{AM} - \eta_{SM})^2]^{1/2} dx. \quad (2.2)$$

La figure 2.7 illustre cette quantité. Plus ΔS est élevé, plus la différence entre les deux profils est conséquente, en revanche plus ΔS est proche de 0, plus les profils se ressemblent.

Plusieurs largeurs ($L_i = 5, 10, 15$ cm) et hauteurs ($10 < H_i < 40$ cm) initiales de colonnes ont été testées, ainsi que plusieurs hauteurs de marche ($3 < h_0 < 8$ cm). Cette différence de surface ΔS normalisée par la surface de la colonne initiale $H_i L_i$, en fonction du rapport de la hauteur de marche h_0 sur la hauteur initiale de la colonne H_i est représentée sur la figure 2.8. Sur cette figure, en prenant une erreur relative de 1%, on observe que les valeurs commencent à se différencier au-delà d'un rapport $h_0/H_i = 0,25$. On établit donc un critère, à partir de la figure 2.8 : tant que $h_0/H_i < 0,25$, la présence de la marche n'a pas d'influence sur le profil final de l'effondrement. La marche peut alors être considérée comme étant des grains restant immobiles lors de l'effondrement. En revanche, on observe que pour une colonne de faible largeur, $L_i = 5$ cm, deux points sur trois montrent une erreur relative supérieure à 1%

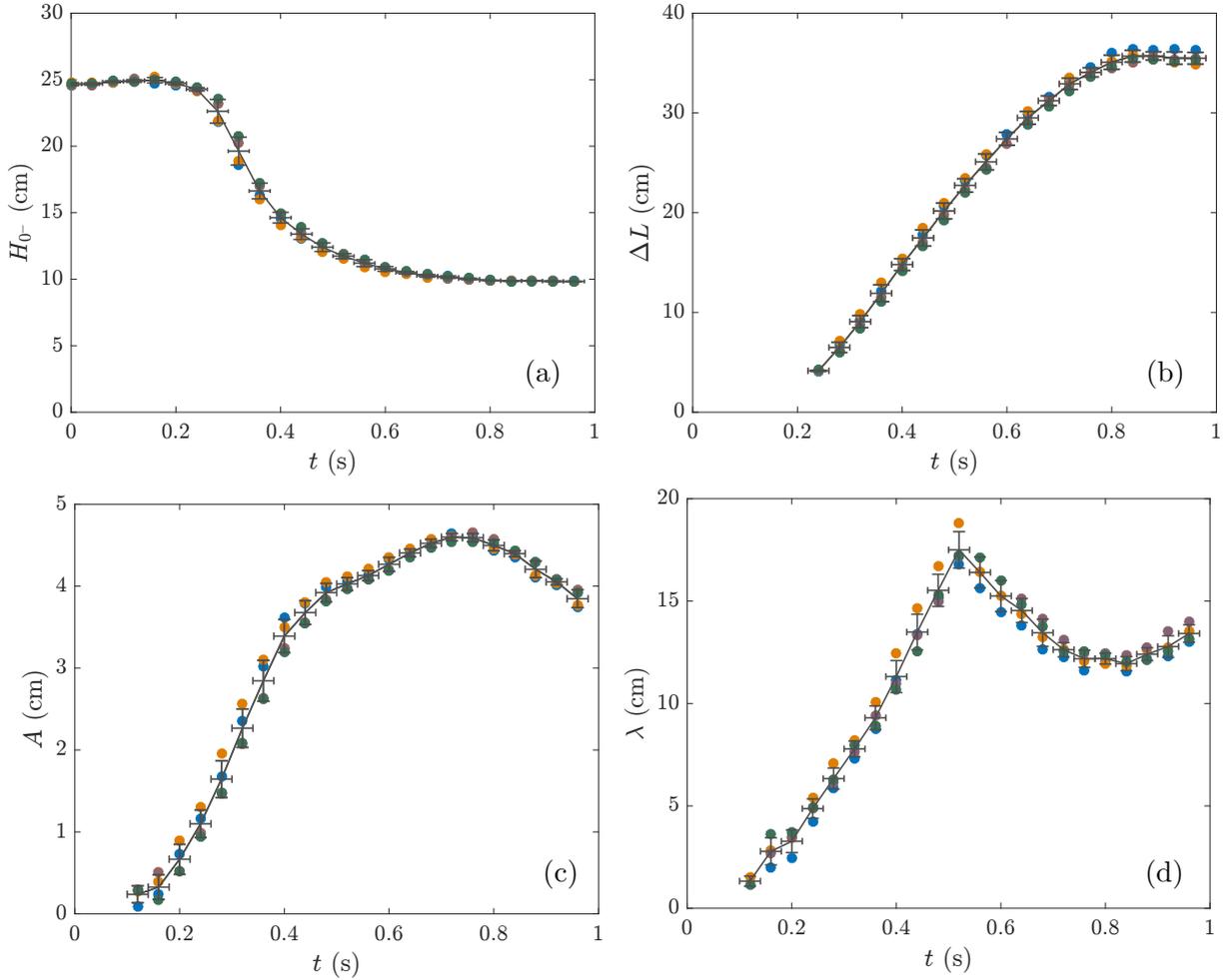


FIGURE 2.6: Profils de (a) la hauteur H_{0-} et (b) la longueur de *runout* ΔL de l'effondrement, et (c) amplitude A et (d) largeur λ de la vague au cours du temps, pour quatre expériences réalisées dans les mêmes conditions expérimentales ($H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm, $h_0 = 5$ cm). Ces quatre expériences sont représentées par des points de couleurs différentes. Le trait plein noir représente la moyenne des expériences, tandis que les barres d'erreurs verticales représentent l'écart-type. Les barres d'erreurs horizontales représentent l'incertitude de mesure sur le temps.

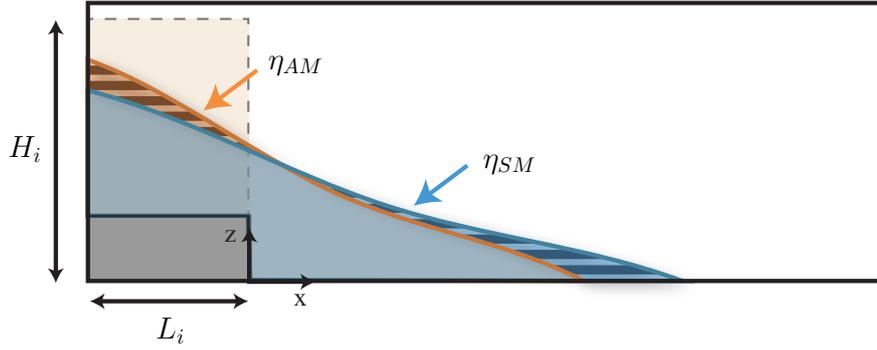


FIGURE 2.7: Profils finaux de l'effondrement d'une colonne de hauteur initiale H_i et de largeur initiale L_i . η_{AM} désigne le profil final du collapse avec marche (orange) tandis que η_{SM} représente le profil final sans marche (bleu). ΔS est la différence de surface entre ces 2 profils (zones hachurées).

alors que $h_0/H_i < 0,25$. On constate que pour les colonnes de très faibles largeurs $L_i \leq 5$ cm, c'est-à-dire une colonne de largeur du même ordre de grandeur que la hauteur de la marche h_0 , les effets de bords deviennent importants. Il faut donc des colonnes assez hautes pour éviter que la marche n'influence l'effondrement du milieu granulaire. Toutes les expériences effectuées dans le cadre de cette thèse respecteront ce critère, à savoir que $h_0/H_i < 0,25$.

Néanmoins, la conclusion précédente est basée sur les dépôts finaux. Mais la marche pourrait avoir un effet sur la dynamique de l'effondrement. Pour s'assurer que celle-ci n'a pas ou peu d'influence sur la dynamique du collapse, nous avons tracé les profils de 2 expériences au cours du temps avec et sans marche dans le cas d'effondrements secs (Fig. 2.9 (a)) et dans le cas de génération de vague (Fig. 2.9 (b)).

Dans le cas des effondrements secs, nous observons, sur la figure 2.9 (a), une légère différence entre les deux profils au cours du temps. Pour ce qui est des effondrements initialement secs dans l'eau, on observe peu de différences sur le collapse, en revanche la vague semble être différente. Cependant, pour l'expérience sans marche, la porte est initialement dans l'eau. Ainsi, lorsqu'on la soulève, cela crée une dépression dans l'eau et génère une première déformation de l'interface avant l'effondrement des grains. Il est donc difficile de comparer ces deux profils. C'est pourquoi nous allons uniquement nous focaliser sur l'effondrement.

La figure 2.10 montre quantitativement les deux paramètres, H_{0-} et ΔL de l'effondrement au cours du temps. Les tracés bleus sont la moyenne des expériences de reproductibilité avec les écarts-types pour une colonne de $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et une hauteur d'eau de $h_0 = 5$ cm. Les points oranges représentent une expérience sans marche pour une colonne de $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et une hauteur d'eau de $h_0 = 5$ cm. On observe que l'expérience sans marche (points oranges) se superpose très bien avec les expériences de reproductibilité. En conclusion, la marche n'a que peu d'influence sur la dynamique de l'effondrement et l'évolution temporelle de la longueur de *runout* $\Delta L(t)$ ainsi que la hauteur du collapse $H_{0-}(t)$, montrent que ces deux paramètres ne sont pas influencés par la présence d'une marche.

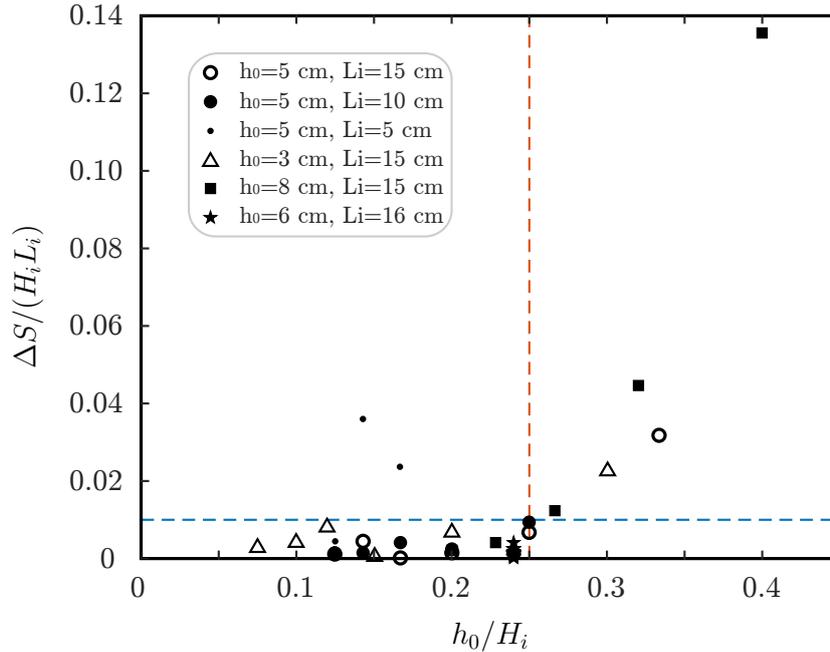


FIGURE 2.8: Différence de surface entre le profil final avec marche et sans marche (ΔS) adimensionnée par la surface de la colonne initiale ($H_i L_i$), en fonction du rapport de la hauteur de la marche (h_0) et la hauteur initiale de la colonne (H_i), pour différentes hauteurs, largeurs de colonne initiale, et plusieurs hauteurs de marche.

Avec cette étude, nous pouvons donc raisonnablement dire que la marche n'a pas d'influence significative sur l'effondrement, en se restreignant aux cas $h_0/H_i < 0,25$ et en prenant une largeur initiale de colonne $L_i > h_0$.

2.3.3 Influence de l'ouverture de la porte

Ionescu *et al.* [59] ont fait une étude numérique sur l'influence d'une porte sur un effondrement de colonne granulaire sur un plan horizontal. Ils ont montré que la porte n'avait aucune influence sur le profil final des dépôts mais en revanche celle-ci a une influence sur la dynamique de l'effondrement. En effet, par rapport à un effondrement sans porte, le collapse est plus lent pour un effondrement avec une porte. Ils ont aussi montré que celle-ci avait une influence plus importante lorsque l'effondrement se faisait sur un plan incliné. Nous allons donc étudier dans cette partie l'influence de la porte dans notre configuration.

L'ouverture de la porte est réalisée manuellement dans l'essentiel des expériences faites dans le cadre de ce travail de thèse. Pour ces expériences, la vitesse moyenne de remontée de la porte est de l'ordre de 1 m/s. Afin de regarder l'influence de l'ouverture de la porte, la translation de la porte a été motorisée (Fig. 2.11). Les seules expériences utilisant ce moteur, sont les expériences réalisées dans cette section ainsi que celles de la section 2.3.4 (expériences réalisées par Robin Henaff [52]).

Ainsi, pour ces quelques expériences, nous utilisons un vérin électrique pour soulever la

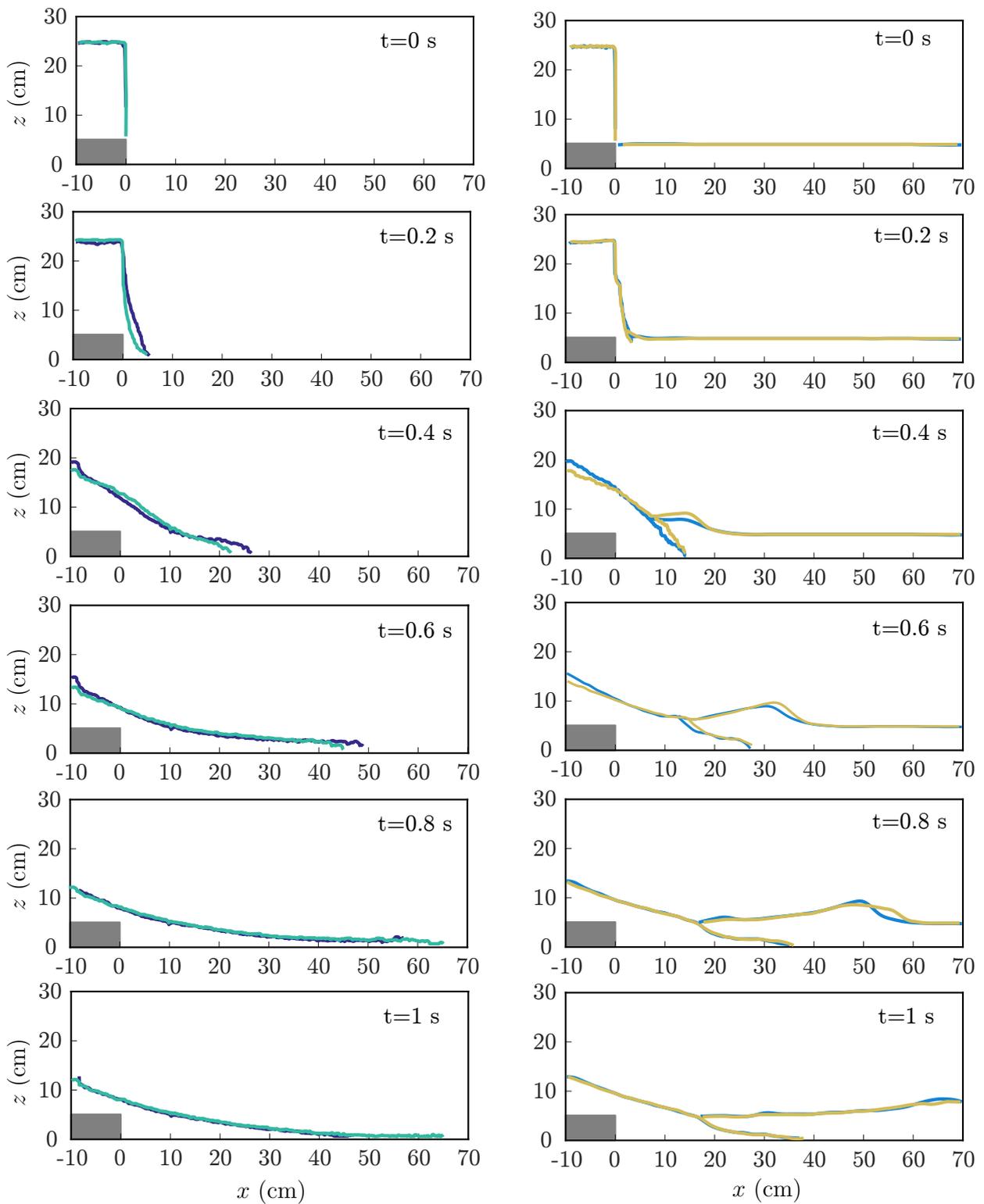


FIGURE 2.9: Expériences ayant pour conditions initiales : $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et $h_0 = 5$ cm. (gauche) Effondrements secs (—) avec marche et (—) sans marche. (droite) Effondrements secs dans l'eau (—) avec marche et (—) sans marche.

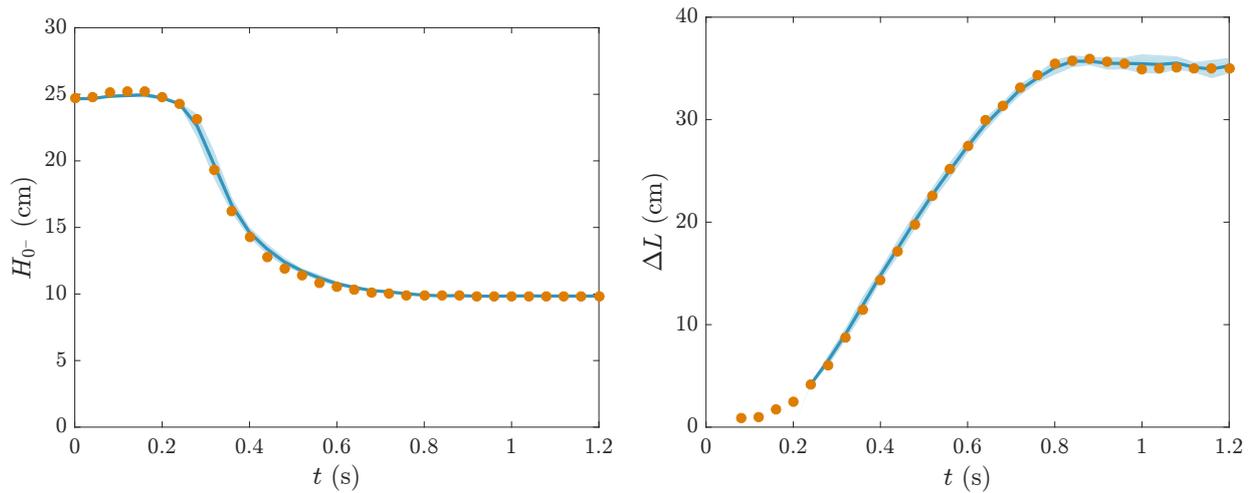


FIGURE 2.10: Expériences ayant pour conditions initiales : $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et $h_0 = 5$ cm. Les tracés bleus sont la moyenne des expériences de reproductibilité, avec marche, avec les écarts-types associés. Les points oranges représentent une expérience sans marche.

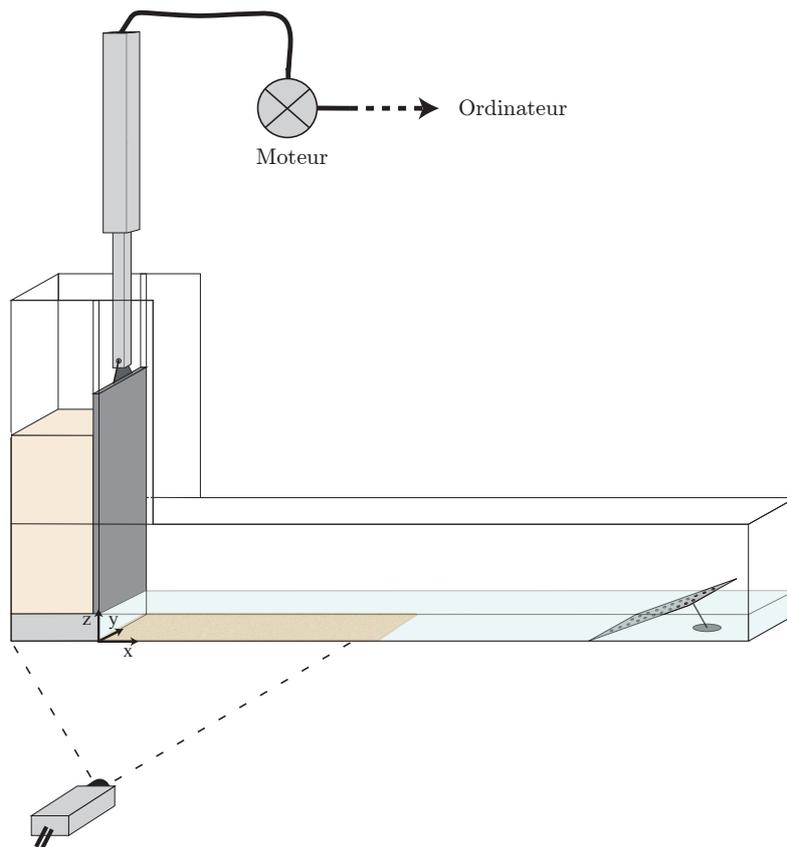


FIGURE 2.11: Configuration expérimentale comprenant une porte motorisée, utilisée pour les expériences sur l'influence de l'ouverture de la porte (section 2.3.3) et sur l'influence de la cuve (section 2.3.4).

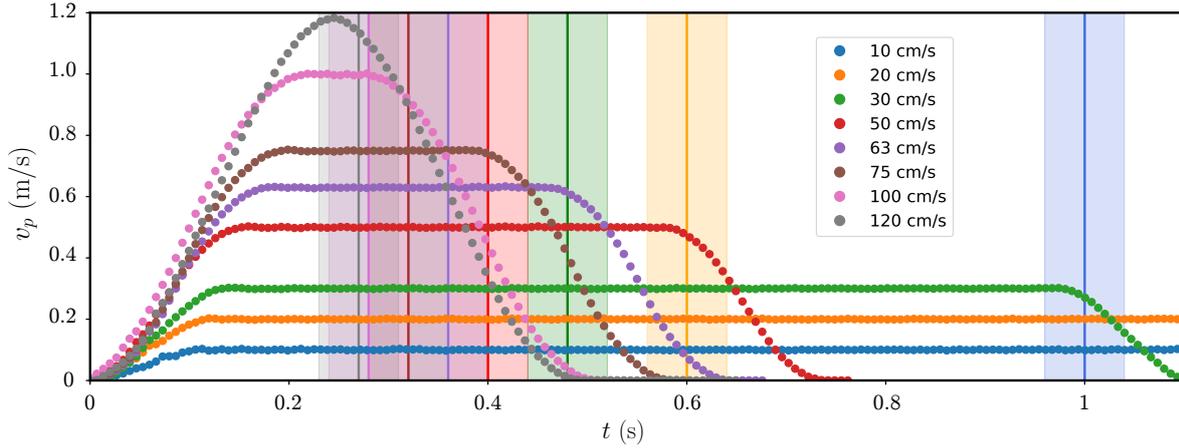


FIGURE 2.12: Profils de vitesse de la porte pour différentes vitesses consignes, avec une accélération de 7 cm/s^2 . Les traits verticaux indiquent l'instant où la porte atteint le haut de la colonne de grains (ici $H_i = 25 \text{ cm}$) et les bandes de couleur représentent l'erreur sur le temps associé.

porte (Fig. 2.11). Le moteur utilisé est le ServoMoteur Brushless (DSM 5.22.11Z8), ayant $1,3 \text{ Nm}$ de couple nominal et 3000 tour/min de vitesse nominale et dispose d'une vitesse maximale de 6000 tour/min . Celui-ci est associé à un piston Unimotion (PNCE 40 BS 1616 300) de 300 mm de course et de pas 16 mm . Ce vérin électrique est, quant à lui, associé à un variateur (LTI CDE 32.003.C3.0), ayant une puissance de 950 KVA , nous fournissant le contrôle sur la vitesse. Enfin, le tout est contrôlé en USB via le logiciel Drive Manager.

Le vérin électrique nous permet de faire varier la vitesse d'ouverture de la porte ainsi que ses phases d'accélération et de décélération. Nous allons donc regarder comment la remontée de la porte influence l'effondrement du milieu granulaire et la vague générée. Mais au préalable, nous allons regarder très brièvement comment la porte répond aux consignes administrées. La figure 2.12 présente les profils réels de vitesse de la porte au cours du temps pour différentes vitesses consignes demandées ($10 \text{ cm/s} < v < 120 \text{ cm/s}$). Nous observons que ces profils présentent tous une première phase d'accélération, pour ensuite atteindre la vitesse consigne voulue, formant un plateau (excepté pour une vitesse $v = 120 \text{ cm/s}$), pour ensuite ralentir. Ces phases durent plus ou moins longtemps en fonction de la vitesse consigne demandée. En effet, on remarque qu'au fur et à mesure qu'on augmente la vitesse consigne, le plateau de vitesse devient de moins en moins long. Les phases d'accélération sont, quant à elle, de plus en plus élevées au fur et à mesure que l'on augmente la vitesse consigne. Effectivement, plus on va augmenter la vitesse consigne, plus la porte va mettre du temps à l'atteindre. Les droites de couleurs (chaque couleur étant associée à un profil et donc à une consigne donnée) indiquent l'instant où la porte atteint le haut de la colonne granulaire. Au delà de ce temps, la porte n'est plus en contact avec le milieu granulaire et son profil de vitesse n'a donc plus aucune importance. On remarque que pour chacune des consignes, la porte atteint la vitesse demandée avant de ne plus être en contact avec les grains, même pour de grandes vitesses.

Pour en revenir à l'influence que la porte peut avoir sur le milieu granulaire et sur la vague générée, plusieurs séries d'expériences ont été réalisées : pour une même colonne de grains ($H_i = 25$ cm et $L_i = 10$ cm), et une même hauteur d'eau ($h_0 = 5$ cm), nous avons fait une étude systématique en faisant varier la vitesse consigne d'ouverture de 10 cm/s jusqu'à 120 cm/s, à une accélération de 7 cm/s², et en faisant varier l'accélération de 1 cm/s² à 10 cm/s², à vitesse constante de 50 cm/s.

Les profils de la hauteur H_{-L_i} du collapse en $x = -L_i$, la distance de *runout* ΔL en $z = 0$, ainsi que l'amplitude A et la largeur à mi-hauteur λ de la vague, sont représentés au cours du temps sur la figure 2.13, à une accélération de 7 cm s⁻² pour différentes vitesses de remontée de la porte : de $v = 10$ cm/s à $v = 100$ cm/s. On remarque que les quantités H_{-L_i} , ΔL , A et λ se superposent très bien pour $v = 100$ cm/s et 75 cm/s. A mesure que la vitesse diminue, on remarque que la hauteur H_i décroît moins rapidement et la longueur de *runout* ΔL est plus faible, suggérant que le collapse est de plus en plus lent et s'étale de moins en moins. La conséquence de cet effondrement moins brutal sur la surface libre de l'eau est visible sur A et λ qui sont de moins en moins importants à mesure que la vitesse v de la porte décroît. La vitesse de remontée de la porte a donc une forte influence sur la dynamique du collapse et sur les caractéristiques de la vague générée. Cependant, à partir d'une vitesse supérieure à 75 cm/s la porte semble ne plus influencer les profils $\eta(x,t)$ et $h(x,t)$.

Ces mêmes profils ont été tracés au cours du temps sur la figure 2.14, mais cette fois-ci à vitesse constante de 50 cm s⁻¹, et pour différentes accélérations de remontée de la porte : de $a = 1$ cm/s² à $a = 10$ cm/s². On remarque que les quantités H_{-L_i} , ΔL , A et λ se superposent très bien pour $a = 10$ cm/s², 7 cm/s² et 5 cm/s². A mesure que l'accélération diminue, on remarque que la hauteur H_i décroît moins rapidement et la longueur de *runout* ΔL augmente moins rapidement, suggérant que le profil final du collapse est le même mais que l'effondrement est plus lent. La conséquence de cet effondrement plus lent sur la vague est que son amplitude A et sa largeur λ croissent de plus en plus tard, à mesure que l'accélération a de la porte décroît, mais, néanmoins sans affecter la valeur maximale des paramètres de la vague. Finalement, on observe que l'accélération a a aussi une influence que ce soit sur l'effondrement ou sur la vague générée mais surtout au niveau du temps d'effondrement pour le matériau granulaire et du temps de génération pour la vague. Cependant, à partir d'une accélération supérieure à 3 cm/s² l'ouverture de la porte ne semble plus modifier la dynamique.

Comparons maintenant le temps caractéristique du collapse τ_c au temps caractéristique de remontée de la porte τ_d . Le temps caractéristique de l'effondrement est défini de la manière suivante : $\tau_c = \sqrt{H_i/g}$. Dans nos expériences, H_i ne varie pas, donc τ_c est le même pour toutes les expériences. En revanche, τ_d va dépendre de la vitesse de remontée de la porte. Il correspond en fait au temps nécessaire pour que la porte atteigne le haut de la colonne de grains. On peut l'exprimer de la façon suivante : $\tau_d = (H_d - h_0)/\bar{v}$, où H_d est la hauteur à partir de laquelle la porte atteint le haut de la colonne granulaire au cours d'une expérience,

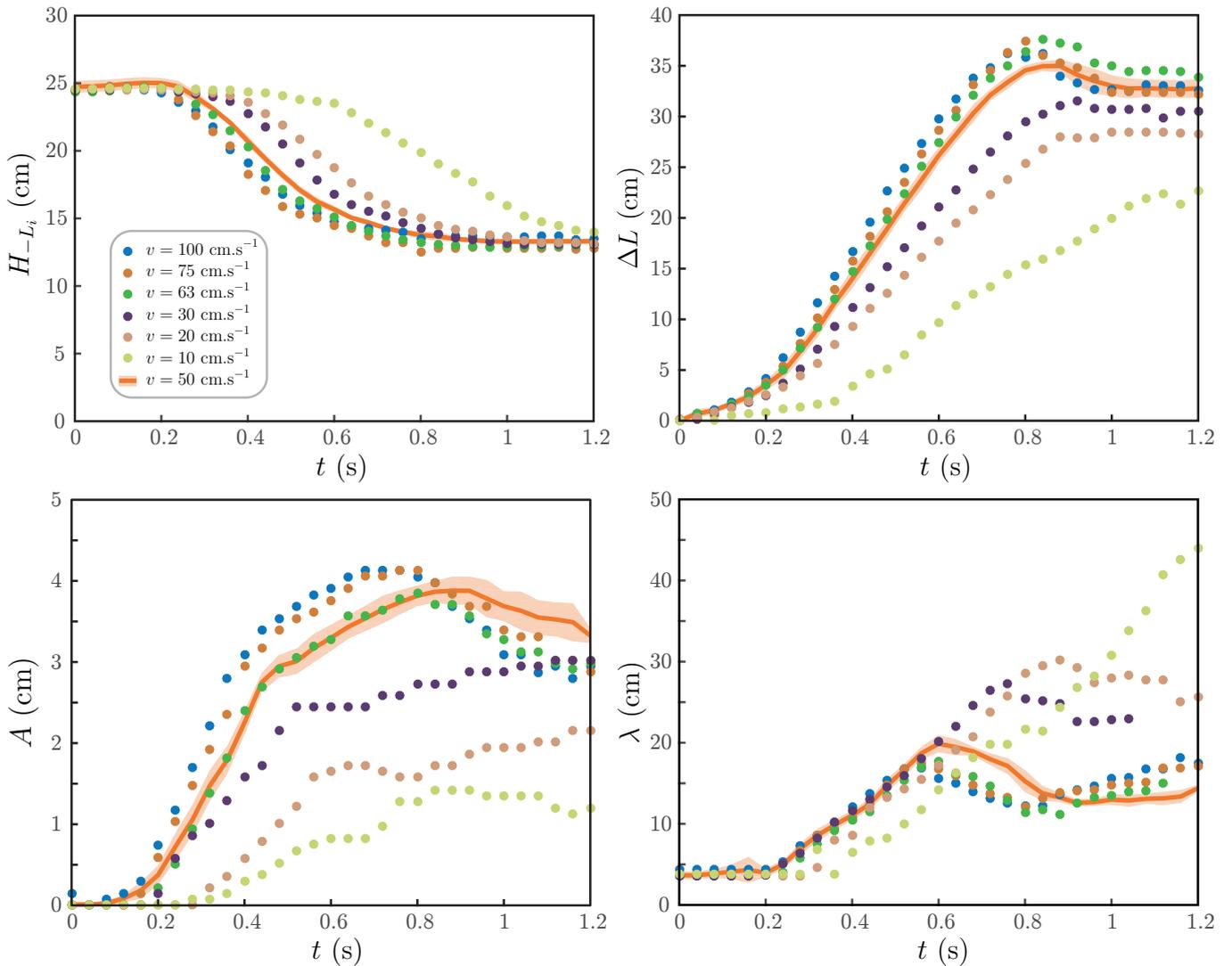


FIGURE 2.13: Expériences ayant pour conditions initiales : $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et $h_0 = 5$ cm. Chaque couleur représente une vitesse spécifique. Les tracés oranges sont la moyenne des expériences de reproductibilité, avec une ouverture de porte motorisée ($v = 50$ cm/s et $a = 7$ cm/s²), et ses écarts-types.

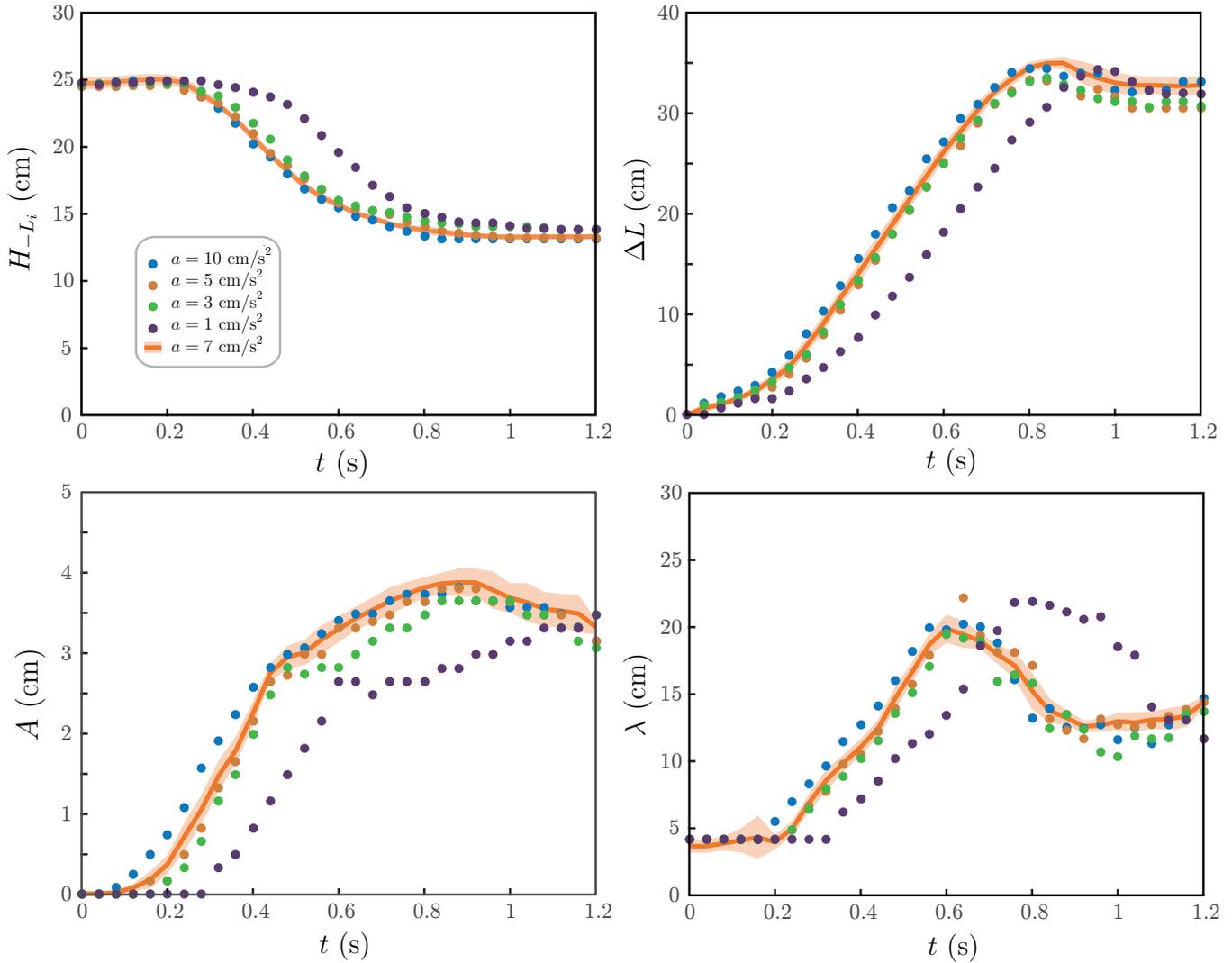
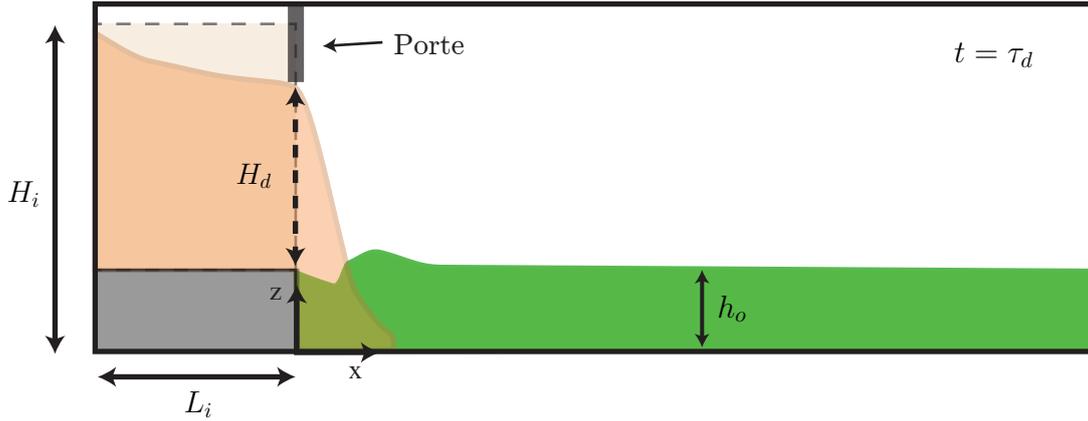


FIGURE 2.14: Expériences ayant pour conditions initiales : $H_i = 25 \text{ cm}$, $L_i = 10 \text{ cm}$ et $h_0 = 5 \text{ cm}$. Chaque couleur représente une accélération spécifique. Les tracés oranges sont la moyenne des expériences de reproductibilité, avec une ouverture de porte motorisée ($v = 50 \text{ cm/s}$ et $a = 7 \text{ cm/s}^2$), et ses écarts-types.


 FIGURE 2.15: Définition du temps caractéristique de la remontée de la porte τ_d .

h_0 la hauteur de départ de la porte, qui n'est ni plus ni moins égale à la hauteur de la marche et de l'eau, et \bar{v} la vitesse moyenne de remontée de la porte sur la hauteur $H_d - h_0$, pendant la durée τ_d . Ces différents paramètres sont illustrés en figure 2.15.

Nous avons représenté la distance de *runout* et l'amplitude de la vague en fonction du rapport de ces deux temps caractéristiques τ_c/τ_d sur la figure 2.16, pour toutes les expériences. Les points verts représentent les expériences à vitesses variables, avec une accélération de 7 cm s^{-2} , les points bleus sont les expériences avec des accélérations différentes et une vitesse constante de 50 cm s^{-1} , et l'étoile orange est la moyenne des expériences de reproductibilité pour lesquelles la porte a été soulevée manuellement. Dans les deux cas, que ce soit pour la longueur de *runout* du collapse ΔL ou l'amplitude de la vague A , on observe une saturation à partir d'un rapport $\tau_c/\tau_d \gtrsim 0,45$. A partir de ce rapport, la dynamique de remontée de la porte ne semble plus influencer l'effondrement du milieu granulaire et la vague générée. De plus, on constate que l'expérience faite avec une remontée manuelle de la porte se trouve au niveau de cette saturation. Cela conforte l'idée que les expériences réalisées, avec une remontée manuelle de la porte, se trouvent dans les bonnes conditions pour que celle-ci n'ait pas d'influence sur l'effondrement et donc sur la vague générée.

Pour résumer, pour que la porte n'ait pas ou peu d'influence sur nos expériences, il faut un rapport de temps caractéristique $\tau_c/\tau_d \gtrsim 0,45$. Dans notre configuration, cela correspond à une vitesse de remontée de la porte supérieure à 75 cm/s , avec une accélération supérieure à 3 cm/s^2 .

2.3.4 Largeur de la cuve

Pour revenir sur le sujet des dimensions de la cuve, celles-ci n'ont pas été choisies au hasard. Et plus particulièrement sa largeur. En effet, [22] ont montré qu'il fallait que la largeur de la cuve soit supérieure à 20 fois le diamètre des grains pour s'abstraire des effets de bord liés aux parois latérales de la cuve et conférer un aspect quasi-2D aux expériences.

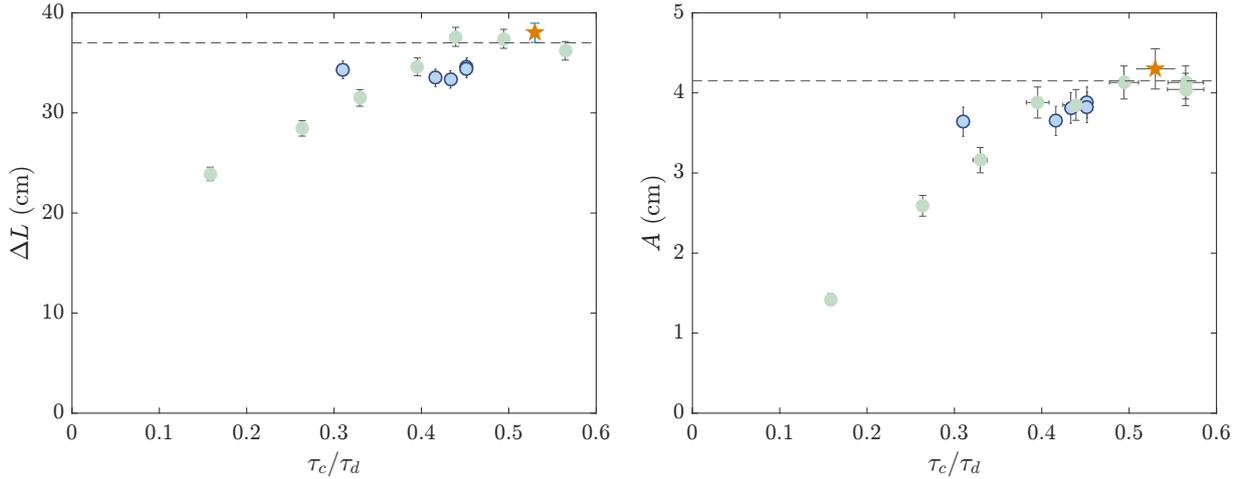


FIGURE 2.16: Distance de *runout* ΔL et amplitude A de la vague, tracés en fonction du rapport des temps caractéristiques τ_c/τ_d . Les points verts représentent les expériences à vitesses variables, avec une accélération de 7 cm s^{-2} , les points bleus sont les expériences avec des accélérations différentes et à une vitesse de 50 cm s^{-1} , et l'étoile orange est la moyenne des expériences de reproductibilité pour lesquelles la porte a été soulevée manuellement.

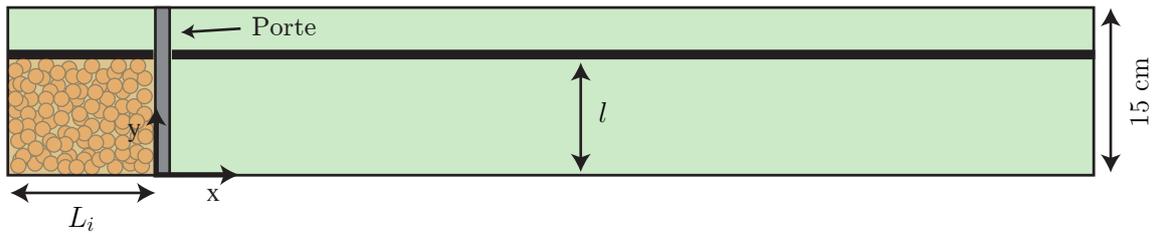


FIGURE 2.17: Schéma du dispositif expérimental vu du dessus. La largeur de la cuve l est modifiée à l'aide de cales en plexiglas (représentées par les traits noirs). Pour cette étude seule la largeur de la cuve l est modifiée. La hauteur et la largeur initiale de la colonne ainsi que la hauteur d'eau restent inchangées.

Néanmoins, nous avons voulu vérifier son influence en faisant quelques expériences supplémentaires, pour lesquelles nous avons fait varier la largeur de la cuve, $6 < l < 15 \text{ cm}$, à l'aide de cales en plexiglas, pour une colonne de $H_i = 25 \text{ cm}$ de haut et $L_i = 10 \text{ cm}$ de large avec une hauteur d'eau $h_0 = 5 \text{ cm}$ (Fig. 2.17).

L'évolution temporelle des paramètres de la colonne, ΔL et H_{-L_i} , et de la vague, A et λ , est représentée sur la figure 2.18. Lorsque l'on regarde la distance de *runout* et la hauteur du milieu granulaire au cours du temps, on observe que pour de petites largeurs de cuve, $l = 6$ à 9 cm le collapse va moins loin et donc la hauteur finale est plus élevée, laissant penser que les frottements de la cuve sont de plus en plus importants et ralentissent l'effondrement. En revanche les profils sont les mêmes pour des largeurs supérieures à 9 cm . Si maintenant on regarde l'amplitude et la largeur de la vague au cours du temps, on observe que plus on diminue la largeur de la cuve, plus ces deux paramètres vont être plus faibles, liés au fait que le collapse s'étale de moins en moins mais aussi aux frottements avec les parois. En revanche

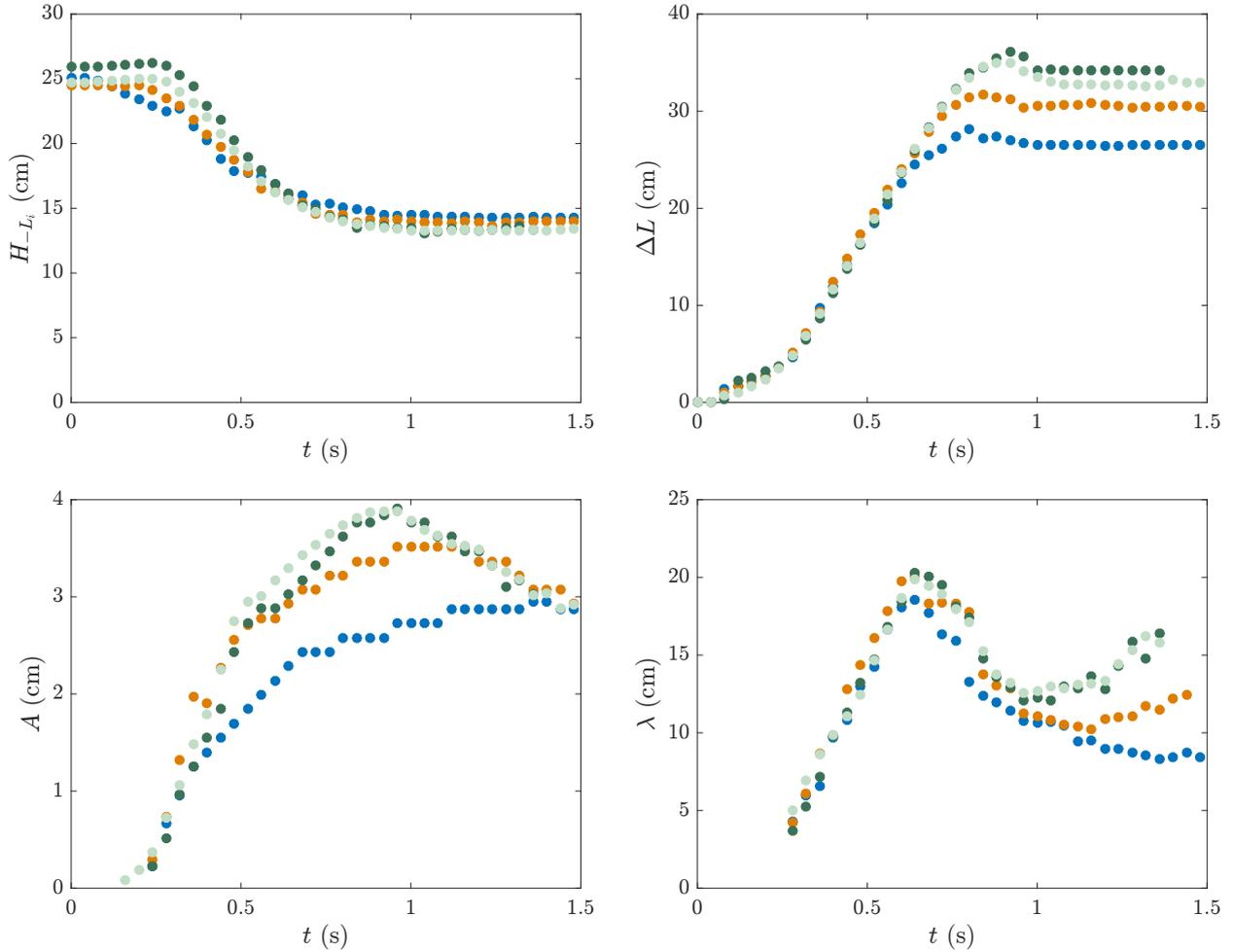


FIGURE 2.18: Evolution temporelle de la hauteur H_{-L_i} , de la longueur de *runout* ΔL de l'effondrement, de l'amplitude A et de la largeur λ de la vague, pour quatre expériences en faisant varier la largeur de la cuve (\bullet) $l = 6$ cm ; (\circ) $l = 9$ cm ; (\bullet) $l = 12$ cm ; (\circ) $l = 15$ cm ($H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm, $h_0 = 5$ cm).

on observe, là aussi, que lorsque $l > 9$ cm les profils de la vague se superposent bien. On peut en déduire que pour une largeur de cuve supérieure à 10 cm, les effets de bords de la cuve sont négligeables dans notre configuration où des grains de diamètre $d = 5$ mm sont utilisés, ce qui correspond précisément au critère trouvé par [22] : $l/d \geq 20$.

2.3.5 Rugosité

Afin de reproduire un sol rugueux, nous avons placé au fond de notre cuve une plaque sur laquelle des billes de verre de diamètre 3 mm ont été collées. Nous avons voulu réaliser une expérience sur un sol lisse pour voir l'influence de la rugosité du sol. Sur la figure 2.19, sont tracées deux expériences ayant les mêmes conditions initiales, la seule différence étant la présence d'un sol rugueux ou non. On observe que les deux profils concernant l'effondrement sont très proches puis commencent à se différencier un peu entre les temps $t = 0,4$ s et

$t = 0,6$ s. Dans un même temps, les profils de la vague commencent eux aussi à se différencier.

Pour regarder plus en détail et être un peu plus précis sur ces différences observées, la figure 2.20 montre les 4 paramètres, ΔL , H_{0-} , A et λ , en fonction du temps. Les tracés bleus sont la moyenne des expériences de reproductibilité, avec les écarts-types. Les points oranges représentent une expérience avec un fond lisse. Pour toutes ces expériences, $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et $h_0 = 5$ cm. On peut voir que ces profils sont tout d'abord les mêmes puis, à partir de $t = 0,4$ s, lorsque le sol est lisse, la hauteur finale du collapse est plus petite (de 10%) et la distance de *runout* ΔL plus grande, suggérant que l'effondrement s'étale bien plus loin (20% plus loin) qu'en présence de rugosité. Ceci semble cohérent avec une modification des conditions aux limites, au fond de la cuve. Le même comportement est observé pour la vague avec, au début, pas de différences significatives, puis à partir de $t = 0,4$ s, temps où l'effondrement commence à être différent, les points s'écartent atteignant une amplitude maximale plus élevée (6,5%) et une largeur de la vague plus importante. Les écarts maximum à la courbe bleue sont de 13% pour l'amplitude et de 14% pour la largeur de la vague.

Finalement, le passage d'un sol rugueux à un sol complètement lisse semble modifier la dynamique de l'effondrement au cours du temps. En effet, la vitesse d'avancée du front semble être plus importante, à partir d'un certain temps t , lorsque le collapse se fait sur un fond lisse, impliquant une génération de vague différente au même instant.

Etant donné que la présence d'un fond lisse semble impacter à la fois l'effondrement ainsi que la vague, nous allons systématiquement utiliser le fond rugueux pour toutes nos expériences, ce qui se rapproche plus des conditions géophysiques réelles.

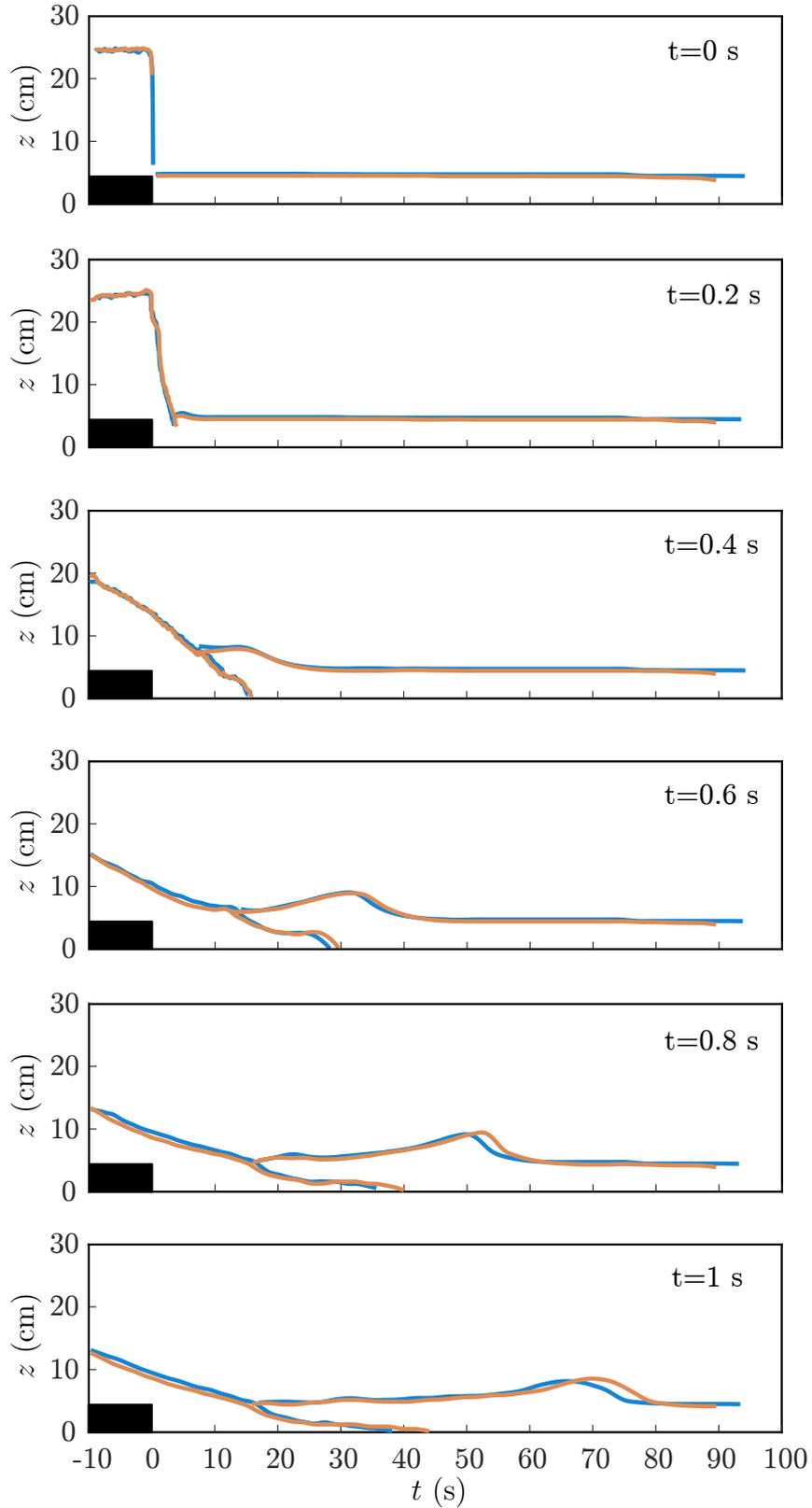


FIGURE 2.19: Comparaison de deux expériences, ayant pour conditions initiales, $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et $h_0 = 5$ cm : (—) fond lisse, (—) sol rugueux.

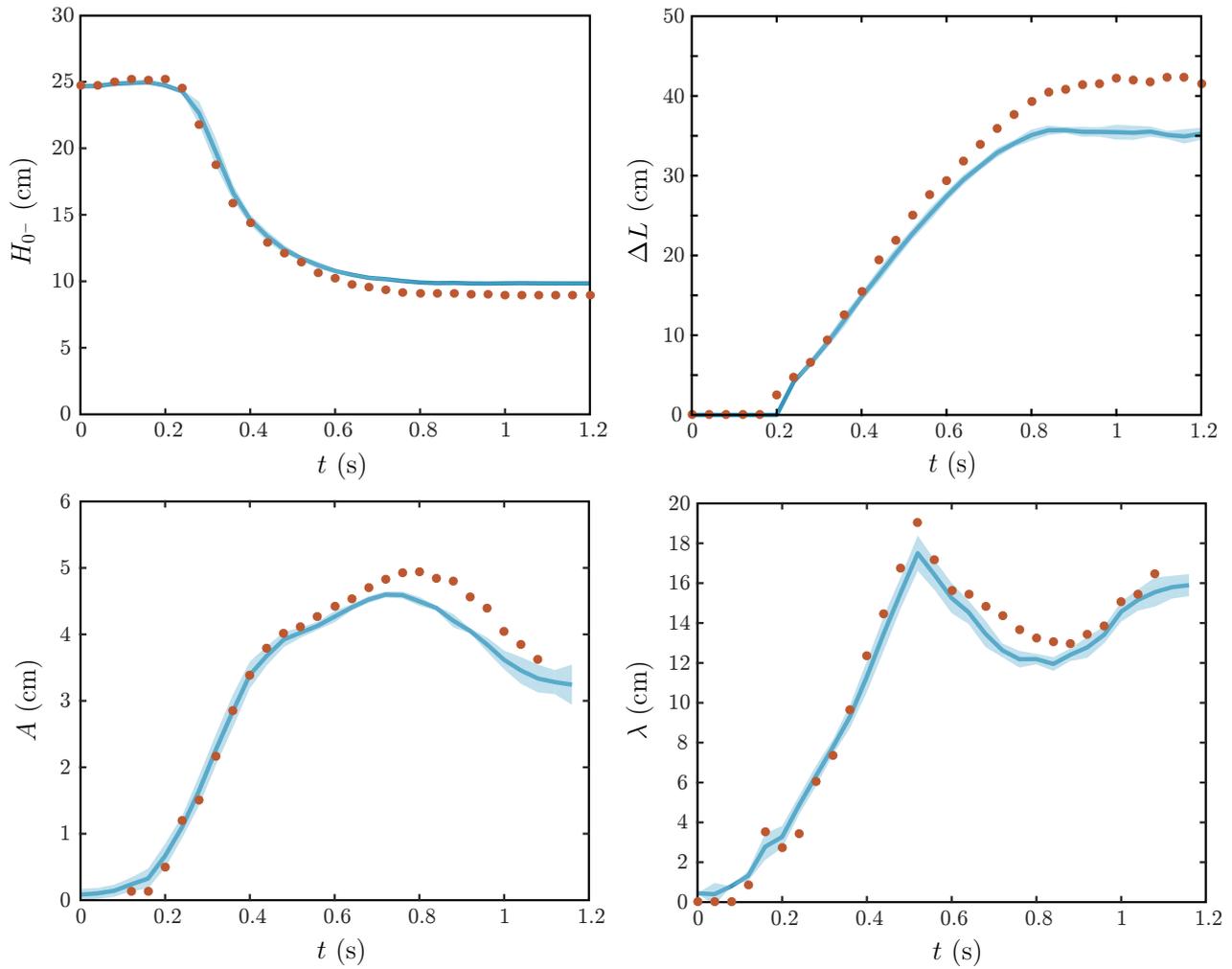


FIGURE 2.20: Expériences ayant pour conditions initiales : $H_i = 25$ cm, $L_i = 10$ cm et $h_0 = 5$ cm. Les points oranges correspondent à l'expérience sur sol lisse. Le tracé bleu représente la moyenne des expériences de reproductibilité et ses écarts-types, sur un sol rugueux.

Chapitre 3

Génération de vague par effondrement d'une colonne granulaire

Sommaire

3.1	Formation de la vague	78
3.1.1	Evolution temporelle de la vague	78
3.1.2	Diagramme spatio-temporel	80
3.2	Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée	81
3.2.1	Volume de grains	81
3.2.2	Rapport d'aspect initial de la colonne	82
3.2.3	Hauteur initiale de la colonne	87
3.2.4	Largeur initiale de la colonne	88
3.2.5	Influence des grains	89
3.2.6	Hauteur initiale d'eau	92
3.2.7	Bilan	94
3.3	Dynamique de la vague	96
3.3.1	Critères de déferlement	96
3.3.2	Position du déferlement	99
3.3.3	Vitesse de la vague	99
3.3.4	Forme des vagues	100
3.3.5	Bilan d'énergie et de quantité de mouvement	103
3.4	Influence de la dynamique de l'effondrement granulaire	105
3.4.1	Dynamique de fronts	106
3.4.2	Vitesses de front	107
3.4.3	Temps caractéristiques d'effondrement et de génération	115
3.4.4	Bilan de quantité de mouvement	116
3.5	Conclusion	116

Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur la génération d'une vague par l'effondrement d'une colonne granulaire. Nous présentons les expériences faites avec le dispositif expérimental décrit dans le chapitre précédent (Chap. 2, Fig. 2.1). Dans un premier temps, nous regardons en détail l'évolution temporelle de la vague générée lors d'une expérience typique, puis nous nous intéressons à l'influence des différents paramètres expérimentaux (géométrie de la colonne, grains utilisés) sur la vague générée. Enfin nous terminons ce chapitre en étudiant plus précisément la dynamique de génération de vague et la dynamique de l'effondrement granulaire. Ce chapitre a fait l'objet d'un article soumis à *Journal Of Fluid Mechanics* [119].

3.1 Formation de la vague

3.1.1 Evolution temporelle de la vague

Une séquence d'images de l'effondrement d'une colonne granulaire initialement sèche dans l'eau est représentée sur la figure 3.1. Dans cette expérience, les conditions initiales sont fixées par le volume de grains $V_i = 10,2 \text{ dm}^3$, le rapport d'aspect $a = 2,5$ de la colonne et la hauteur d'eau initiale $h_0 = 5 \text{ cm}$. Le nombre de Froude global (introduit au chapitre 2, section 2.1.3) de cette expérience est égal à $Fr = \sqrt{H_i/h_0} \simeq 3$. Lorsque l'effondrement granulaire impacte la surface libre de l'eau, une vague commence à se former. Son amplitude et sa largeur commencent à croître au cours du temps (Fig. 3.1 (b-c)). Puis la vague devient de plus en plus raide, jusqu'à ce que son front avant devienne vertical (Fig. 3.1 (d)) et commence à s'enrouler autour d'une poche d'air (Fig. 3.1 (e-f)) pour ensuite s'effondrer sous l'influence de la gravité (Fig. 3.1 (g-h)). Ce type de déferlement est appelé un déferlement plongeant. Nous discuterons des différents types de déferlement des vagues dans la section 3.3. L'entrée du milieu granulaire dans l'eau est un problème complexe impliquant trois phases : l'eau, les grains et l'air piégé entre les grains. En effet, la pénétration de l'eau dans les grains initialement secs ne se fait pas de façon instantanée. On observe un front d'imbibition, limite bien définie entre les grains encore secs et les grains mouillés, sous l'eau comme illustré sur la figure 3.1 (i). Un volume d'air est donc piégé entre les grains, aux temps courts, et contribue au déplacement du volume d'eau et donc à la génération de la vague. Finalement, cet air piégé s'échappe et remonte à la surface sous forme de petites bulles, comme on peut l'observer sur la figure 3.1 (j).

La figure 3.2 montre l'évolution temporelle de l'amplitude A de la vague et de sa largeur à mi-hauteur λ , correspondant à l'expérience présentée précédemment (Fig. 3.1). La figure 3.3 montre l'évolution temporelle de la position de la crête de la vague x_A , et des deux points définissant sa largeur à mi-hauteur au niveau du front arrière x_{λ_1} et du front avant x_{λ_2} , avec $\lambda = x_{\lambda_2} - x_{\lambda_1}$. Ces figures montrent que l'on peut distinguer trois phases distinctes dans le processus de génération de la vague. Une première phase (I), où l'amplitude et la largeur de la vague augmentent rapidement avec le temps (Fig. 3.1 (b-c)) et où la position de la crête de la vague x_A se situe à peu près au même niveau que le front arrière de la vague x_{λ_2} (Fig. 3.3). Durant cette phase, l'amplitude croît plus vite que la largeur de la vague, et donc augmente

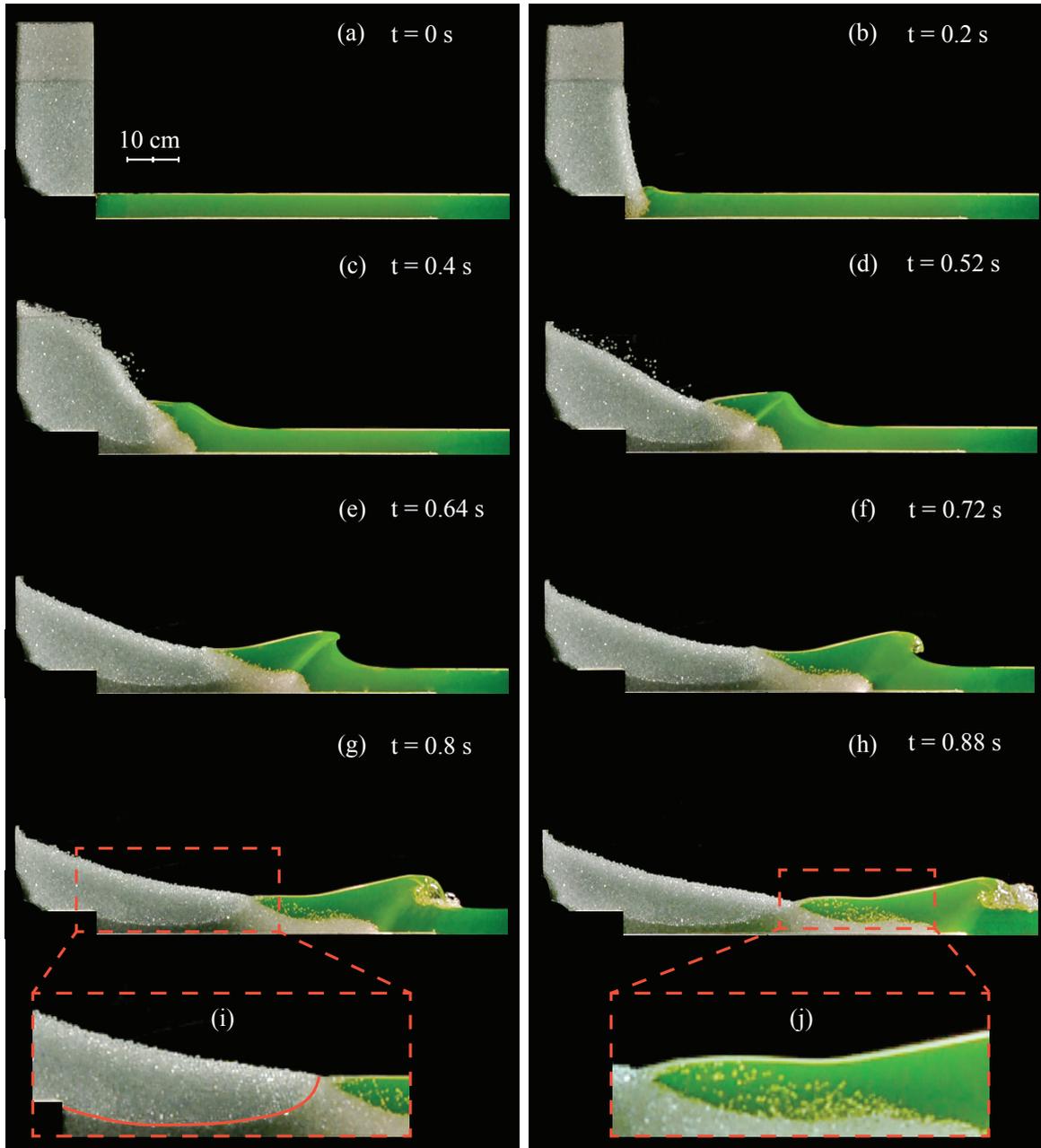


FIGURE 3.1: Séquence d'images d'une expérience de génération de vague par effondrement d'une colonne granulaire ($a = 2,5$, $H_i = 41$ cm, $L_i = 16,5$ cm, $V_i = 10,2$ dm³ et $h_0 = 5$ cm). (i)-(j) zooms sur une partie des images (g)-(h), respectivement. La ligne rouge sur l'image (i) indique le front d'imbibition séparant les grains secs des grains mouillés.

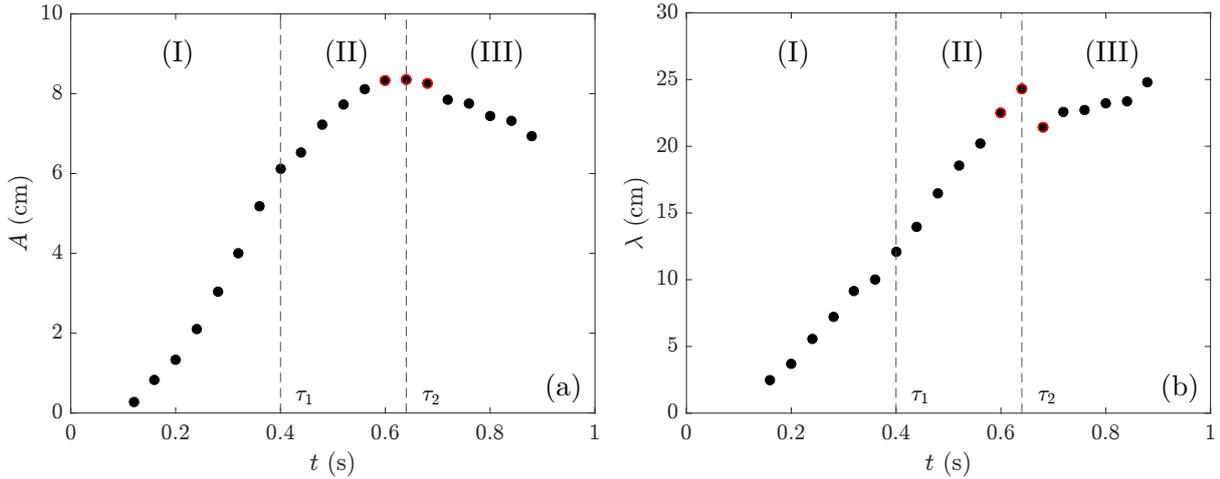


FIGURE 3.2: (a) Evolution de l'amplitude A et (b) de la largeur à mi-hauteur λ de la vague au cours du temps pour l'expérience présentée sur la figure 3.1. Les points encerclés en rouge représentent l'amplitude maximale (± 2 pix) et la largeur associée. Les droites en pointillés indiquent les temps $\tau_1 = 0,4$ s et $\tau_2 = 0,64$ s délimitant les différentes phases de génération de la vague.

son rapport d'aspect A/λ (c'est-à-dire sa pente) jusqu'à une valeur maximale $A/\lambda \simeq 0,5$ à l'instant $\tau_1 \simeq 0,4$ s. Au-delà de ce temps, pendant la seconde phase (II), l'amplitude de la vague et sa largeur continuent de croître jusqu'à atteindre une amplitude maximale de $A \simeq 8,3$ cm à l'instant $\tau_2 \simeq 0,64$ s, dans l'expérience présentée ici. Durant cette phase, la vague devient de plus en plus raide, sa crête avance plus vite que sa base (Fig. 3.3), créant la formation d'un jet en son sommet. Enfin, pendant la troisième phase (III), le jet de la vague plongeante s'effondre sous la gravité. A partir de cet instant, son amplitude diminue et sa largeur reste à peu près constante, diminuant drastiquement le rapport d'aspect de la vague.

Dans la suite, afin de regarder l'influence des différents paramètres, nous allons nous concentrer sur l'amplitude maximale A (moyenne sur ± 2 pixels, soit ± 2 mm) et la largeur à mi-hauteur associée λ (moyenne des points) de la vague en considérant les points représentés en rouge sur la figure 3.2.

3.1.2 Diagramme spatio-temporel

La figure 3.4 représente un diagramme spatio-temporel de l'élévation de la surface libre de l'eau $A(x,t) = h(x,t) - h_0$, de l'expérience présentée sur la figure 3.1. On y observe une première vague de forte amplitude (amplitude maximale $A \simeq 8,3$ cm), suivie d'une seconde vague de beaucoup plus faible amplitude (amplitude maximale $A \simeq 2$ cm). La première vague se déplace avec une vitesse de l'ordre de 118 cm/s, correspondant à une vitesse donnée par $\sqrt{g(A + h_0)} \simeq 115$ cm/s (vitesse introduite au chapitre 1 pour des vagues d'amplitude non négligeable). En revanche, la seconde vague se déplace à la vitesse significativement moins élevée, de l'ordre de 71 cm/s, correspondant à la vitesse $\sqrt{gh_0} \simeq 70$ cm/s. Nous discuterons

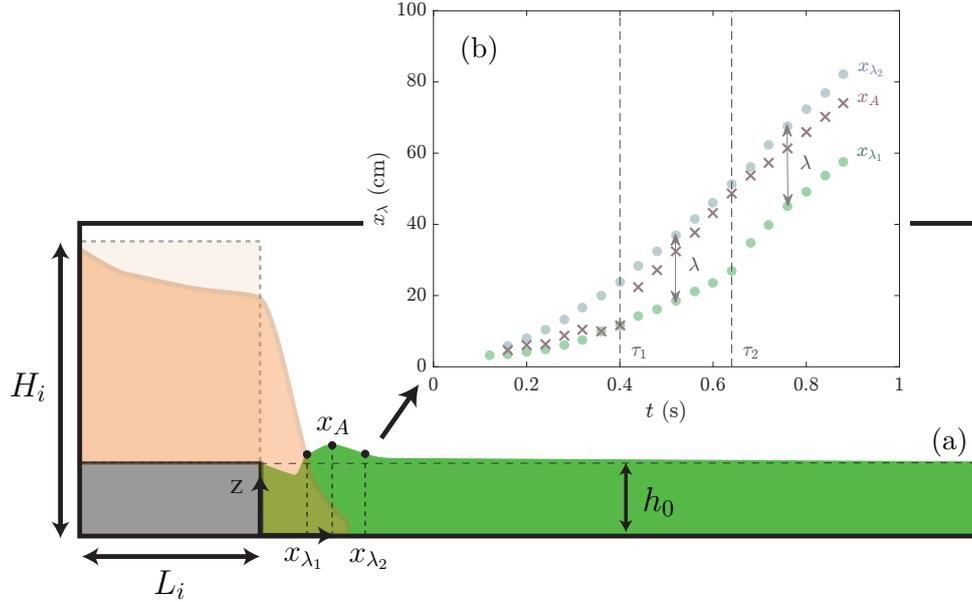


FIGURE 3.3: (a) Schéma du suivi des positions de l'amplitude de la vague x_A et des deux points définissant sa largeur à mi-hauteur (à $z = h_0 + A/2$), son front arrière x_{λ_1} et son front avant x_{λ_2} . (b) Exemple d'évolution temporelle des positions x_{λ_1} , x_{λ_2} et x_A pour l'expérience présentée sur la figure 3.1.

plus en détails de la vitesse de nos vagues expérimentales dans la section 3.3.3.

3.2 Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée

Il est certain que les paramètres initiaux, tels que le volume de grains qui s'effondre dans l'eau, le rapport d'aspect de la colonne, la hauteur d'eau et bien d'autres encore, ont une influence sur la vague générée. Nous allons donc caractériser comment ces paramètres influencent la génération de la vague, notamment son amplitude A et sa largeur à mi-hauteur λ .

3.2.1 Volume de grains

Le volume de la colonne de grains, $V_i = H_i L_i l$ (où H_i est la hauteur initiale de la colonne, L_i sa largeur initiale et l la largeur fixe de la cuve), doit avoir une influence sur la vague générée. Intuitivement, on s'attendrait à ce que plus on augmente le volume de grains, plus l'amplitude de la vague soit élevée. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons fait une première série d'expériences, en gardant le rapport d'aspect de la colonne constant $a = 2,5$, et en variant le volume de grains dans l'intervalle $2,7 < V_i < 10,2 \text{ dm}^3$. Dans toutes ces expériences, la colonne de grains s'effondre dans une hauteur d'eau $h_0 = 5 \text{ cm}$. Nous avons représenté, sur la figure 3.5, les différents paramètres décrivant la vague générée, tels que son

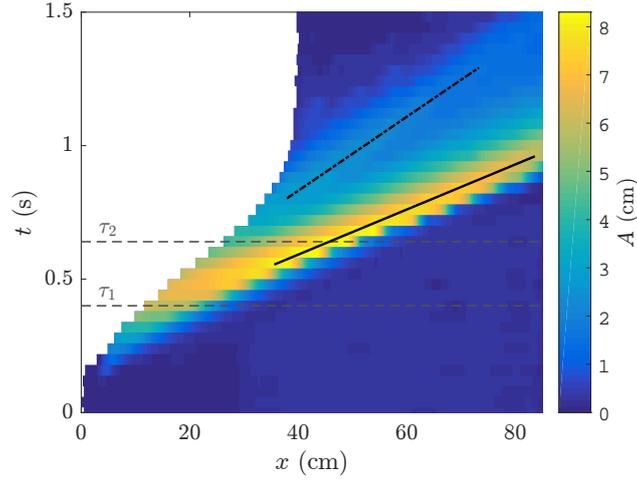


FIGURE 3.4: Diagramme spatio-temporel de l'élévation de l'eau $A(x,t) = h(x,t) - h_0$ pour l'expérience présentée sur la figure 3.1. Les droites en pointillés, indiquent les temps τ_1 et τ_2 introduits dans la partie 3.1.1. (—) et (---) indiquent la présence de vagues primaire et secondaire de pente 0,0085 s/m et 0,014 s/m respectivement.

amplitude A , sa largeur à mi-hauteur λ , son rapport d'aspect $a_w = A/\lambda$ et le produit de son amplitude et de sa largeur, correspondant au volume approximatif par unité de profondeur de la vague, $V_w/l = A\lambda$ en fonction du volume de grains par unité de profondeur $V_i/l = H_i L_i$.

On observe que, pour un rapport d'aspect donné ($a = 2,5$), l'amplitude maximale de la vague et sa largeur associée augmentent avec le volume de grains. En revanche, on remarque que le rapport d'aspect de la vague, est approximativement constant autour d'une valeur $a_w \simeq 0,35$. Quant au volume de la vague, on observe qu'il est proportionnel au volume de grains $V_w \simeq 0,26 V_i$.

3.2.2 Rapport d'aspect initial de la colonne

Dans les études d'effondrement de colonne granulaire sèche et immergée, le rapport d'aspect $a = H_i/L_i$ a été identifié comme un paramètre de contrôle essentiel pour décrire la morphologie du dépôt final [6, 68, 70, 78, 85, 122, 136, 142]. Intéressons nous d'abord à l'influence du rapport d'aspect sur l'effondrement granulaire avant de regarder son influence sur la vague. Comme présenté au chapitre 1, il existe des lois d'échelles empiriques pour la distance de *runout* $\Delta L = L_f - L_i$ avec L_f la longueur d'étalement et H_f la hauteur finale du dépôt, pour des effondrements de colonnes sèches dans l'air [69] :

$$\frac{\Delta L}{L_i} \propto \begin{cases} a & a \leq 3 \\ a^{2/3} & a \geq 3, \end{cases}$$

$$\frac{H_f}{L_i} \propto \begin{cases} a & a \leq 0,7 \\ a^{1/3} & a \geq 0,7. \end{cases}$$

3.2. Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée

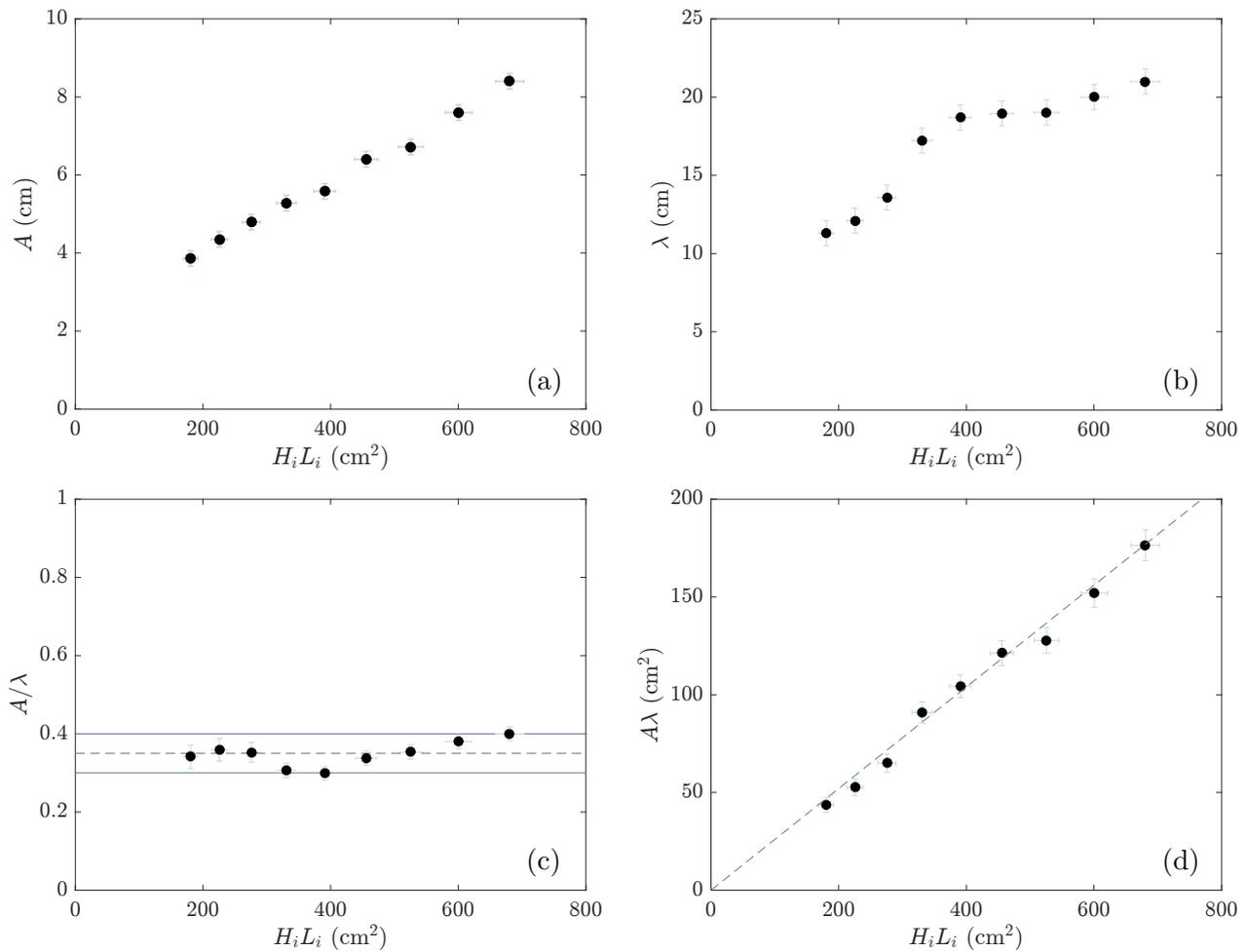


FIGURE 3.5: Influence du volume de grains $V_i/l = H_i L_i$ de la colonne granulaire sur la vague générée pour une colonne de rapport d'aspect $a = 2,5$ et une hauteur d'eau $h_0 = 5$ cm. Evolution (a) de l'amplitude A , (b) de la largeur à mi-hauteur λ , (c) du rapport d'aspect A/λ et (d) du volume $A\lambda$ de la vague par unité de largeur. (c) : (—) $A/\lambda = 0,3$ et $0,4$; (---) $A/\lambda \simeq 0,35$. (d) : (---) droite de régression linéaire $A\lambda = 0,26 H_i L_i$.

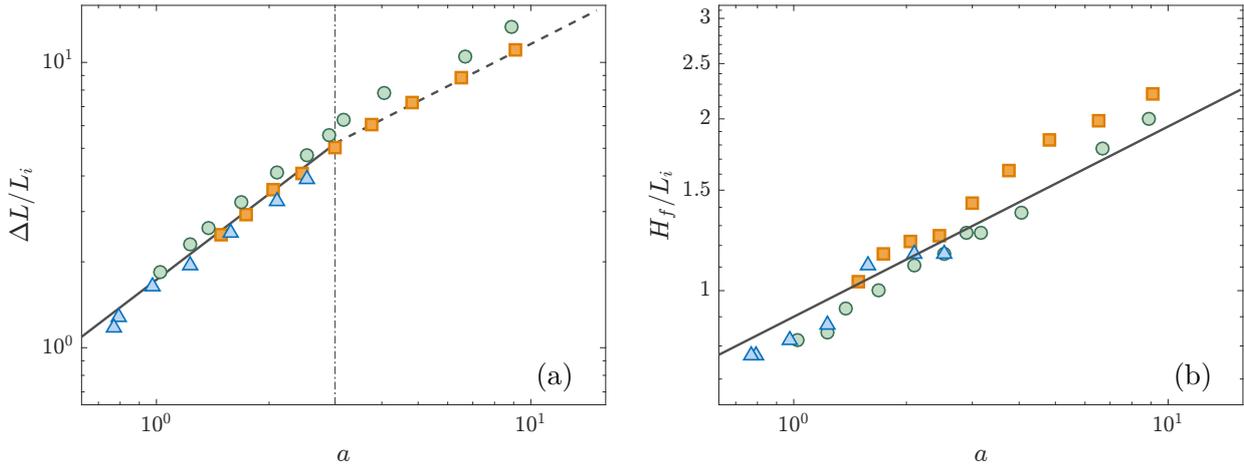


FIGURE 3.6: Distance de *runout* $\Delta L/L_i$ et hauteur finale H_f/L_i adimensionnées en fonction du rapport d'aspect $a = H_i/L_i$ de la colonne initiale. Effondrement de colonne : (●) sèche dans l'air; (▲) immergée dans l'eau; (■) initialement sèche dans l'eau. (a) (—) droite d'équation $\Delta L/L_i = 1,73 a$ et (---) $\Delta L/L_i = 2,5 a^{2/3}$; (---) séparation $a = 3$. (b) (—) droite d'équation $H_f/L_i = 0,9 a^{1/3}$.

Ces deux paramètres $\Delta L/L_i$ et H_f/L_i ne dépendent principalement que du rapport d'aspect initial a de la colonne. Nous avons donc réalisé des expériences d'effondrements granulaires secs dans l'air, totalement immergés dans l'eau, et initialement secs dans l'eau. Les résultats sont représentés sur la figure 3.6 et montrent un bon accord avec ces lois d'échelle pour ces trois types d'expériences. On observe cependant un léger décalage entre les différentes expériences. En effet, bien que la distance de *runout* ΔL suive la même loi, on remarque que $\Delta L_{im} < \Delta L_{sec}$. Les forces de frottement et la résistance visqueuse sont plus importantes dans l'eau que dans l'air, expliquant ainsi cette différence. Il a d'ailleurs déjà été montré par Roche *et al.* [121] que le décalage vertical entre les données était lié au coefficient de friction.

De plus, ces études sur les effondrements granulaires ont mis en évidence un temps caractéristique d'effondrements τ_c , proportionnel à $\sqrt{H_i/g}$. Nous avons donc regardé, pour les différentes expériences d'effondrements (secs dans l'air, immergés dans l'eau et initialement secs dans l'eau), la chute verticale des grains au niveau de la porte afin d'obtenir un temps caractéristique de chute τ_c . La figure 3.7 (a) représente un exemple d'une expérience pour laquelle la hauteur de la colonne adimensionnée $\tilde{y} = (H_{0-} - H_i)/(H_f - H_i)$ est tracée en fonction du temps adimensionné par le temps caractéristique de chute $\tilde{t} = t/\sqrt{H_i/g}$. Il nous est possible d'estimer le temps caractéristique d'effondrement τ_c à partir de cette figure, temps caractéristique correspondant à l'intervalle de temps pris entre le début et la fin de l'effondrement comme représenté sur la figure 3.7 (a). La figure 3.7 (b) représente ce temps caractéristique extrait de façon systématique pour les différentes expériences en fonction de H_i . On observe que pour chacune des expériences, que ce soit des effondrements de colonnes sèches, dans l'air ou dans l'eau ou bien totalement immergées, le temps caractéristique est bien proportionnel à $H_i^{1/2}$. On remarque cependant que les temps caractéristiques sont plus importants pour des effondrements complètement immergés. Ceci semble cohérent, puisque

3.2. Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée

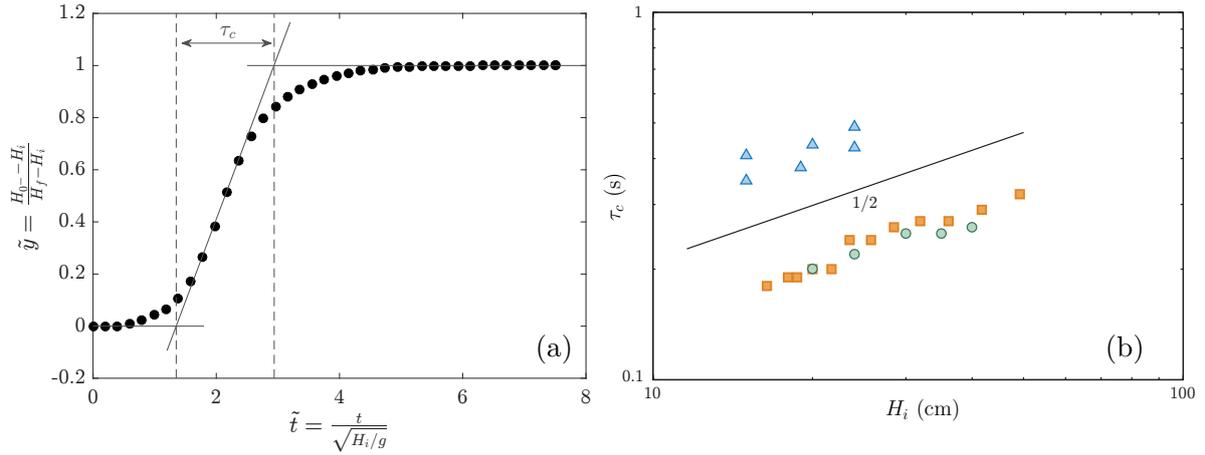


FIGURE 3.7: (a) Evolution temporelle de la hauteur de la colonne adimensionnée au niveau de la porte en $x = 0^-$. (b) Temps caractéristique du collapse τ_c en fonction de la hauteur initiale H_i de la colonne. (—) loi de puissance d'exposant 1/2. Effondrement de colonne : (●) sèche dans l'air ; (▲) immergée dans l'eau ; (■) initialement sèche dans l'eau.

la présence d'eau à la place de l'air diminue le rapport de densité entre les grains et le fluide environnant menant ainsi à une gravité réduite et donc à des temps caractéristiques plus long. En effet, si l'on se place dans le diagramme de Courrech du Pont *et al.* [22], nous passons d'un régime en chute libre, pour les effondrements granulaires secs, à un régime inertiel, pour les effondrements immergés. Pour les expériences d'effondrement de colonne initialement sèche dans l'eau, nous observons des temps un peu plus élevés que pour les expériences d'effondrement sec. Ceci aussi semble cohérent puisque l'impact des grains dans l'eau ralentit ces derniers.

Puisque que le rapport d'aspect $a = H_i/L_i$ est le paramètre qui gouverne l'effondrement de la colonne, on s'attend à ce qu'il soit un paramètre important sur la formation de la vague. C'est pourquoi nous avons fait une deuxième série d'expériences, en gardant cette fois-ci le volume de grains constant $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$ et en faisant varier le rapport d'aspect sur l'intervalle $1,5 < a < 9$.

La figure 3.8 (a) représente l'amplitude maximale de la vague en fonction du rapport d'aspect a . On remarque que lorsque a augmente, l'amplitude de la vague augmente aussi. Cependant, au-delà d'un rapport d'aspect $a \gtrsim 4$, l'amplitude commence à saturer vers une valeur constante de l'ordre de 6,4 cm, pour les paramètres expérimentaux considérés ici. Cette saturation peut s'expliquer par le fait que pour de grands rapports d'aspect, à volume de grains constant, la colonne granulaire devient de plus en plus haute et de moins en moins large : on peut alors supposer que la colonne commence à s'effondrer, une vague est générée puis part alors que toute la colonne n'est pas encore totalement effondrée. Ceci signifie que tous les grains ne contribuent pas à la génération de la vague pour de très grands rapports d'aspect, expliquant ainsi cette saturation. On remarque sur la figure 3.8 (b) que la largeur de la vague à mi-hauteur augmente faiblement avec le rapport d'aspect. En revanche, la figure 3.8 (c) montre que le rapport d'aspect maximal de la vague est approximative-

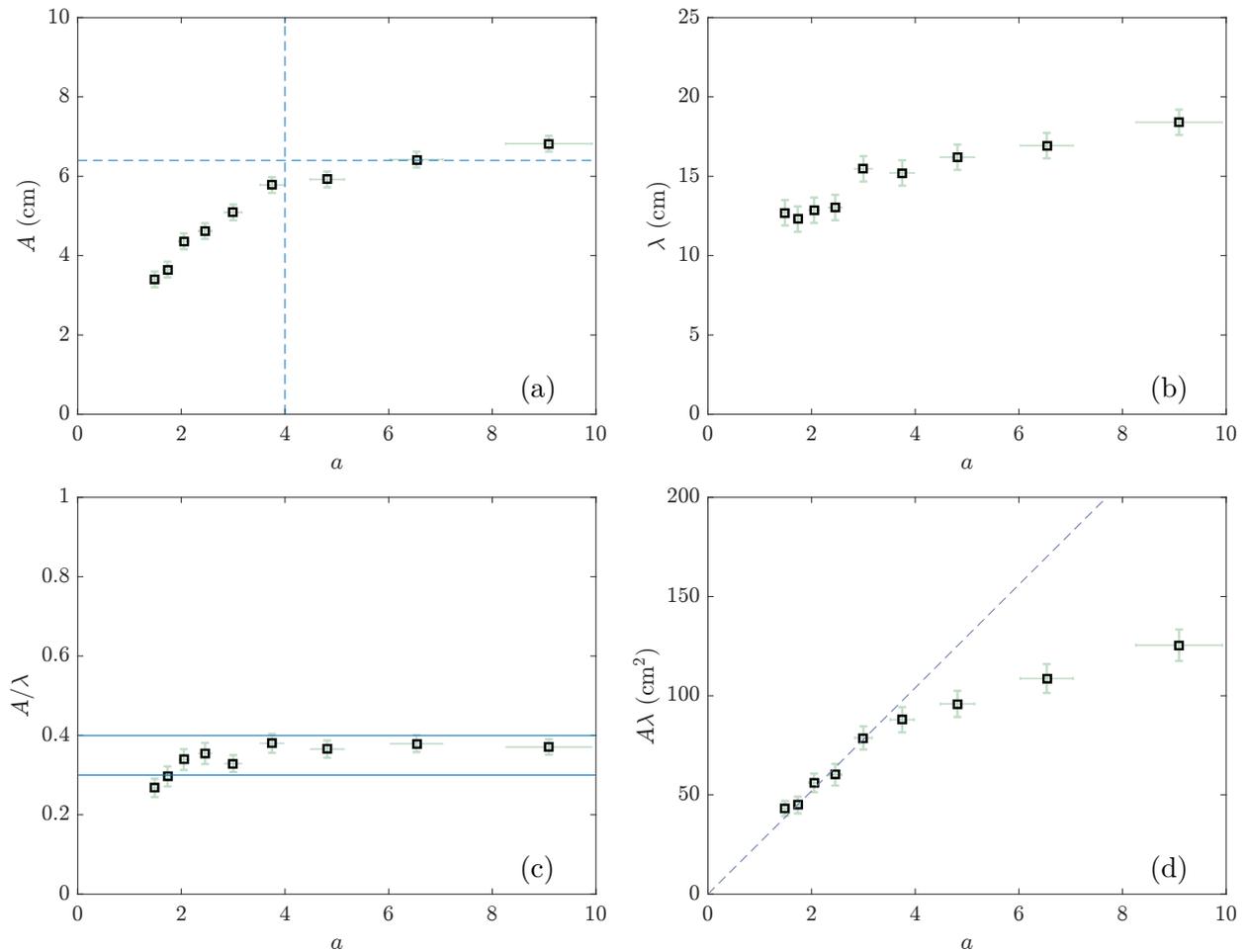


FIGURE 3.8: Influence du rapport d'aspect de la colonne granulaire sur la vague générée pour un volume de grain constant, $V_i \simeq 4,1 \text{ dm}^3$ et une hauteur d'eau $h_0 = 5 \text{ cm}$. Evolution (a) de l'amplitude A , (b) de la largeur à mi-hauteur λ , (c) du rapport d'aspect A/λ et (d) du volume $A\lambda$ de la vague par unité de largeur. (a) : (---) $a = 4$ et $A = 6,4 \text{ cm}$; (c) : (—) $A/\lambda = 0,3$ et $0,4$; (d) : (---) droite de régression linéaire $A\lambda = 26 a$.

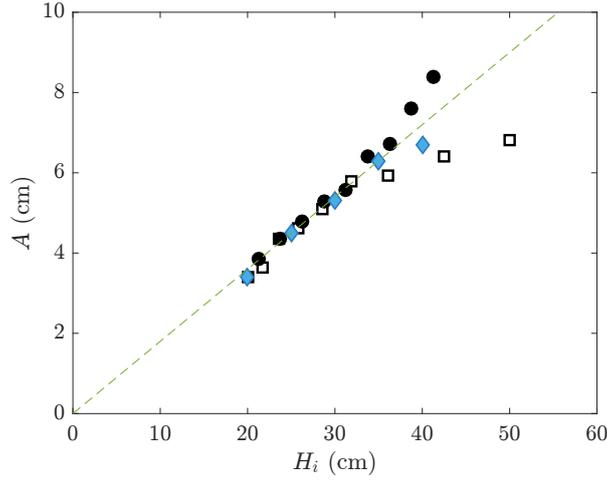


FIGURE 3.9: Influence de la hauteur initiale de la colonne granulaire sur l'amplitude de la vague générée. Expériences (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$. (- - -) Droite $A = 0,18 H_i$.

ment constant entre 0,3 et 0,4, venant du fait que toutes les vagues ont atteint un rapport d'aspect critique et déferlent. En revanche pour de petits rapport d'aspect de colonne, le rapport d'aspect de la vague est légèrement plus faible. Les vagues associées sont en effet de faible amplitude et déferlent faiblement. Lorsque l'on regarde le volume de la vague sur la figure 3.8 (d), celui-ci augmente avec le rapport d'aspect de la colonne alors que le volume de grains est constant pour toutes les expériences. Il augmente, en premier lieu, de façon linéaire avec le rapport d'aspect, $A\lambda \simeq 26 a$, puis augmente plus faiblement pour de plus grands rapports d'aspect, voire sature.

Nous avons donc montré que le volume de grains et le rapport d'aspect initial de la colonne sont deux paramètres déterminants dans le processus de génération de vague. Cependant, dans les deux cas, à rapport d'aspect constant et à volume constant, nous faisons varier la hauteur de grains. Or, comme la vitesse de l'effondrement est proportionnelle à $\sqrt{gH_i}$, il est fort probable que H_i influence également la génération de vague.

3.2.3 Hauteur initiale de la colonne

La hauteur initiale de la colonne de grains est un paramètre important qui contrôle la vitesse d'effondrement de la colonne $v = \sqrt{gH_i}$. Nous avons donc réalisé une troisième série d'expériences, en gardant la largeur initiale de colonne constante $L_i = 10 \text{ cm}$, et en faisant varier sa hauteur dans l'intervalle $20 < H_i < 40 \text{ cm}$ (donc V_i et a varient). L'amplitude de la vague générée lors des expériences à rapport d'aspect constant, volume constant et largeur initiale de colonne constante sont représentées sur la figure 3.9 en fonction de la hauteur initiale de la colonne. On observe que l'amplitude de la vague augmente avec la hauteur H_i de la colonne de grains. Ceci est cohérent avec le fait que la vitesse des grains à l'impact est plus importante lorsque la hauteur initiale des grains augmente. De plus, on remarque que les points se regroupent sur une droite montrant que l'amplitude est proportionnelle à la

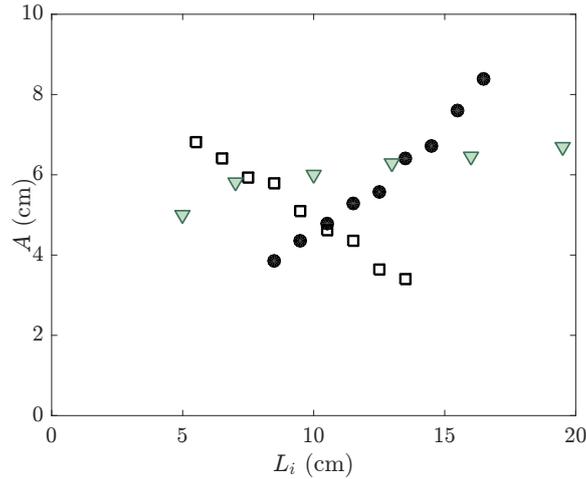


FIGURE 3.10: Influence de la largeur initiale de la colonne granulaire sur l'amplitude de la vague générée. Expériences (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▼) $H_i = 35 \text{ cm}$.

hauteur initiale $A \simeq 0,18 H_i$ pour des hauteurs $H_i \leq 30 \text{ cm}$. Cependant, pour des hauteurs H_i plus importantes, on observe une séparation, due à la saturation observée précédemment pour les expériences à volume de grains constant.

On voit donc que la hauteur semble être un paramètre important dans la génération de vague mais n'est cependant pas l'unique paramètre de contrôle. Puisque H_i contrôle la vitesse d'effondrement des colonnes, ces résultats suggèrent aussi que la dynamique de l'effondrement est importante dans le processus de génération de vague. Nous reviendrons plus en détail sur ce point par la suite.

3.2.4 Largeur initiale de la colonne

En faisant varier le rapport d'aspect a de la colonne ou son volume de grains V_i , on a systématiquement fait varier la largeur initiale de la colonne. Une autre série d'expériences a donc été réalisée en gardant cette fois-ci la hauteur initiale fixe, $H_i = 35 \text{ cm}$, pour différentes largeurs L_i dans l'intervalle $5 < L_i < 20 \text{ cm}$. La figure 3.10 montre l'amplitude de la vague en fonction de la largeur initiale L_i pour les trois séries d'expériences à $a = cte$, $V_i = cte$ et $H_i = cte$. Pour les expériences à rapport d'aspect constant (●), on observe que l'amplitude augmente linéairement avec la largeur de la colonne. Ce résultat est logique puisque le volume de grain est de plus en plus important, et on a vu précédemment (3.5 (a)) que l'amplitude de la vague augmente linéairement avec le volume de grains lorsque le rapport d'aspect de la colonne est constant. En revanche, lorsque l'on augmente la largeur initiale de la colonne à volume de grains constant (□), l'amplitude de la vague diminue (H_i diminue quand L_i augmente). Ce résultat peut se comprendre par le fait qu'en diminuant H_i , on diminue la vitesse de chute des grains. En ce qui concerne les expériences à hauteur initiale constante (▼), on observe que l'amplitude augmente très faiblement avec la largeur de la colonne. En effet, en augmentant L_i (à H_i fixée), le dépôt final correspond à une colonne tronquée donnant lieu à une forme trapézoïdale, de sorte qu'en augmentant L_i , les grains éloignés de

3.2. Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée

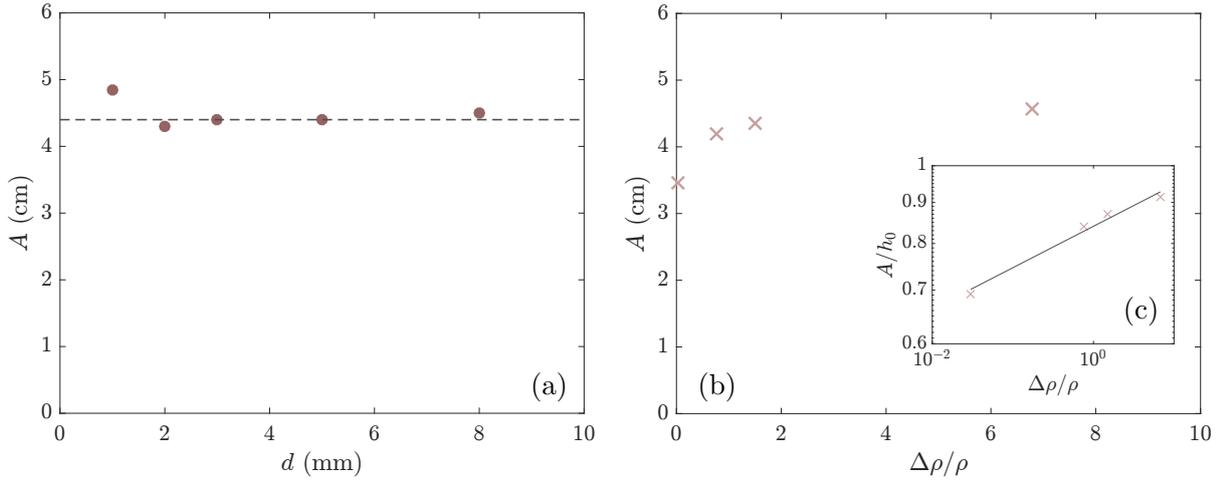


FIGURE 3.11: Influence (a) du diamètre des grains (billes de verre) et (b) de la masse volumique sur l'amplitude de la vague générée, pour une colonne : $a = 2,5$, $V_i = 3,7 \text{ dm}^3$, $d = 5 \text{ mm}$ et $h_0 = 5 \text{ cm}$. (---) $A = 4,3 \text{ cm}$. (c) Influence de la masse volumique sur l'amplitude relative en échelle log-log. (—) droite d'équation $y = 0,84 x^{0,05}$.

la porte ne participe pas à la génération de vague. On comprend donc cette saturation de l'amplitude de la vague avec L_i pour cette série d'expérience. Ces résultats suggèrent une dépendance particulière de l'amplitude de la vague avec le volume. L'amplitude semble varier linéairement avec le volume de grains à rapport d'aspect de la colonne initiale constante, mais l'amplitude semble saturer avec le volume à hauteur initiale H_i constante. Ceci est dû au fait que dans notre géométrie, tous les grains du dépôt final ne sont pas immergés. On reviendra plus en détail sur ce point au chapitre 4. Finalement, on remarque directement que la dépendance avec la largeur est complexe et que ce n'est pas le bon paramètre de contrôle. La vague semble davantage contrôlée par la hauteur initiale H_i de la colonne que par sa largeur initiale L_i . Cependant, comme nous l'avons vu précédemment la hauteur initiale de la colonne granulaire ne suffit pas à tout expliquer pour autant.

Les effets de la géométrie de la colonne (a , V_i , H_i et L_i) sur la vague générée sont complexes. En effet, tous semblent avoir un rôle à jouer dans sa genèse. La hauteur H_i de la colonne semble pour le moment être un paramètre jouant un rôle plus important mais ne permet pas pour autant de regrouper tous les points expérimentaux sur une courbe maîtresse pour des hauteurs supérieures à 30cm.

3.2.5 Influence des grains

Nous étudions maintenant l'influence des grains constituant la colonne sur la génération de la vague, et plus particulièrement l'influence de leur diamètre et de leur masse volumique.

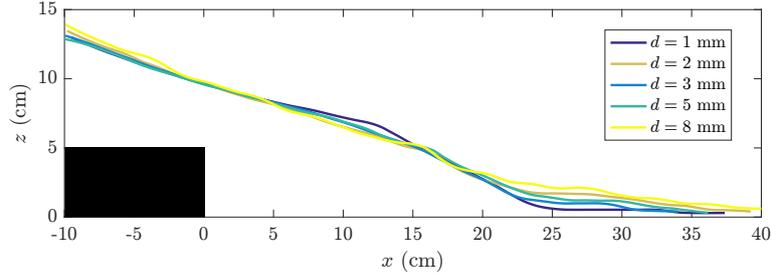


FIGURE 3.12: Influence du diamètre des grains sur le profil final de l'effondrement, pour une colonne : $a = 2,5$, $V_i = 3,7 \text{ dm}^3$ et $h_0 = 5 \text{ cm}$. Le carré noir indique la position de la marche.

Influence du diamètre des grains

Afin de regarder l'influence de la taille des grains, nous avons fait varier le diamètre des grains (billes de verre de masse volumique $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$) de 1 mm à 8 mm pour des colonnes identiques, de rapport d'aspect $a = 2,5$ et de volume $V_i = 3,7 \text{ dm}^3$. L'amplitude de la vague est représentée en fonction du diamètre des grains sur la figure 3.11 (a). Sur cette figure, on remarque que le diamètre des grains n'a quasiment pas d'influence sur l'amplitude de la vague : $A \simeq 4,3 \text{ cm}$ dans la gamme de diamètres explorés. De plus, on remarque que même pour des diamètres de grains inférieurs à la longueur capillaire de l'eau (à 20°C) $l_c = 2,7 \text{ mm}$, c'est-à-dire dans le cas où les forces capillaires prédominent par rapport aux forces gravitationnelles, cela n'a pas d'influence significative sur la vague générée. A noter que le rapport d'aspect des vagues générées reste approximativement constant pour ces expériences tel que $0,35 < A/\lambda < 0,4$. Le diamètre des grains n'a en effet pas d'influence sur la largeur à mi-hauteur de la vague non plus et ce malgré le fait que les dépôts finaux soient légèrement différents, comme l'illustre la figure 3.12. En revanche, le diamètre des grains a une influence sur la dynamique d'effondrement. En effet, pour des grains de petite taille, l'entrée dans l'eau diffère un peu et on observe une rupture de pente assez importante sur les profils finaux, représentés sur la figure 3.12. Le temps d'imbibition des grains est plus important pour les grains de petites tailles. L'effondrement se comporte plus comme un bloc solide imperméable et déformable ce qui pourrait expliquer que l'amplitude de la vague soit très légèrement plus élevée pour les grains de diamètre $d = 1 \text{ mm}$. De plus, lorsqu'on regarde la dynamique de la vague, on observe des vagues secondaires d'amplitude plus élevée pour les grains de petites tailles. Ceci est visible sur les diagrammes spatio-temporels de la figure 3.13, représentés pour les différents diamètres de grains. Effectivement, on voit que plus on augmente la taille des grains, plus l'amplitude de la vague secondaire diminue jusqu'à ne quasiment plus exister.

Comme introduit dans le chapitre 1, Lindstrøm [74] a fait des études expérimentales, sur un plan incliné, sur l'influence de la porosité d'une colonne de grains sur la vague générée. Il a remarqué que si la vitesse d'infiltration de l'eau dans les grains, décrite par la perméabilité, était plus faible que la vitesse d'impact, l'eau s'infiltrait instantanément lors de l'entrée des grains dans l'eau. Dans notre cas, plus le diamètre des grains diminue plus il est difficile

3.2. Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée

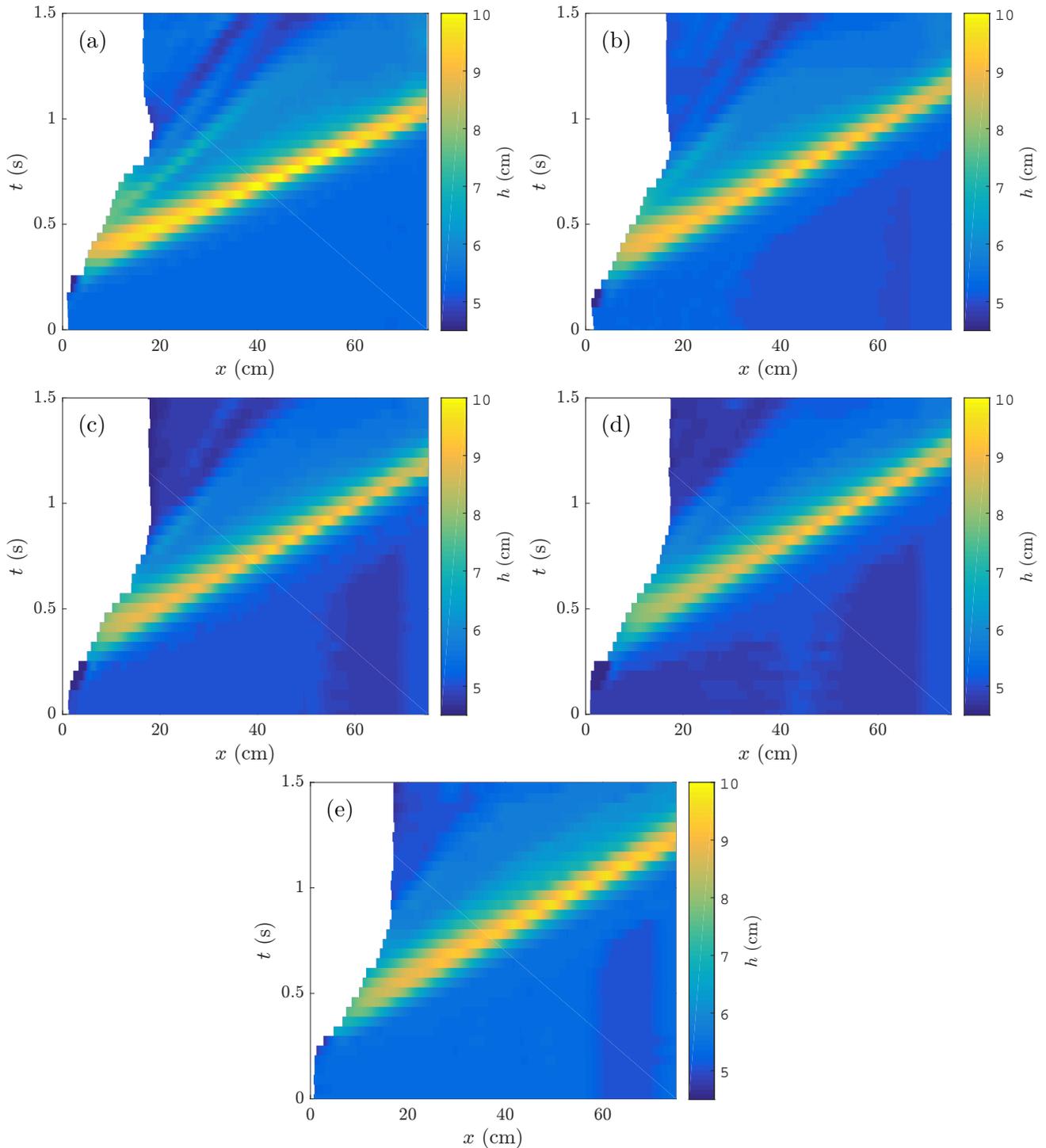


FIGURE 3.13: Diagramme spatio-temporel de l'élévation de l'eau $h(x,t)$, pour des effondrements de colonne : $a = 2,5$ et $V_i = 3,7 \text{ dm}^3$, pour différents diamètres de grains (billes de verre) : (a) $d = 1 \text{ mm}$; (b) $d = 2 \text{ mm}$; (c) $d = 3 \text{ mm}$; (d) $d = 5 \text{ mm}$; (e) $d = 8 \text{ mm}$.

pour l'eau de s'imbibber dans les pores. De plus, pour les grains de 1 mm la force capillaire peut jouer un rôle. Néanmoins, comme vu précédemment, nous n'observons pas une grande influence de la taille des grains sur l'amplitude de la vague. Le diamètre des grains avaient par ailleurs déjà été considéré comme négligeable par Heller *et al.* [48].

Influence de la masse volumique des grains

Nous avons aussi fait varier la masse volumique des grains de $\rho_g = 1030 \text{ kg/m}^3$ (soit quasi égale à la densité de l'eau) à 7800 kg/m^3 (7,8 fois plus grand que la densité de l'eau) en utilisant des grains de différentes matières : plastique léger, plastique lourd et acier, en plus du verre utilisé habituellement. L'amplitude de la vague est représentée, sur la figure 3.11 (b), en fonction de la différence de densité entre les grains et l'eau $\Delta\rho/\rho_w$, où $\Delta\rho = \rho_g - \rho_w$ est la différence de masse volumique entre les grains et l'eau. De manière un peu surprenante, on observe que la masse volumique n'a pas une influence importante sur la vague générée. L'amplitude n'augmente que très faiblement avec la masse volumique, dans la gamme des densités explorées. La figure 3.11 (c), représentant l'amplitude relative A/h_0 en fonction de la différence de densité en échelle logarithmique, montre bien qu'il y a une légère augmentation de l'amplitude relative avec $\Delta\rho/\rho_w$ de l'ordre de $A/h_0 = 0,84(\Delta\rho/\rho_w)^{0,05}$. Ces résultats illustrent alors que, contrairement à ce qu'on aurait intuitivement pu croire, ce n'est pas la masse de l'effondrement qui gouverne la génération de la vague au premier ordre mais plutôt son volume qui joue un rôle prépondérant.

3.2.6 Hauteur initiale d'eau

Un dernier paramètre important dans la génération de vague est la hauteur initiale d'eau h_0 . Une série d'expérience a également été réalisée en considérant des colonnes identiques dans une hauteur d'eau allant de $h_0 = 2 \text{ cm}$ à $h_0 = 25 \text{ cm}$. L'amplitude de la vague est représentée sur la figure 3.14 (a) en fonction de la hauteur d'eau h_0 , pour une colonne avec un rapport d'aspect initial $a \simeq 4,1$ et un volume de grains $V_i \simeq 6,1 \text{ dm}^3$. Les résultats nous indiquent que l'amplitude n'a pas une dépendance simple avec la hauteur d'eau. En effet, l'amplitude est maximale pour une hauteur d'eau intermédiaire $h_0 = 8 \text{ cm}$ et décroît à plus faibles et plus grandes hauteurs d'eau. Ceci a déjà été observé expérimentalement par Miller *et al.* [96], lors d'effondrement granulaire sur plan incliné. Ils observent le même comportement avec un pic séparant d'un côté les vagues déferlantes (*PB* et *SB*), et les vagues non déferlantes (*NB*) de l'autre. En effet, on s'attend à ce que pour une hauteur d'eau tendant vers 0, l'amplitude de la vague disparaisse, tandis que pour une profondeur d'eau infinie, l'amplitude de la vague devrait tendre vers une valeur asymptotique non nulle, une fois que l'eau est suffisamment profonde et que la paroi inférieure n'influence plus la génération de la vague. Ce résultat suggère qu'il existe une hauteur d'eau intermédiaire, pouvant optimiser le transfert d'énergie de l'effondrement granulaire à la vague. En effet, pour une même colonne de grains, le pic observé pourrait traduire une augmentation de

3.2. Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée

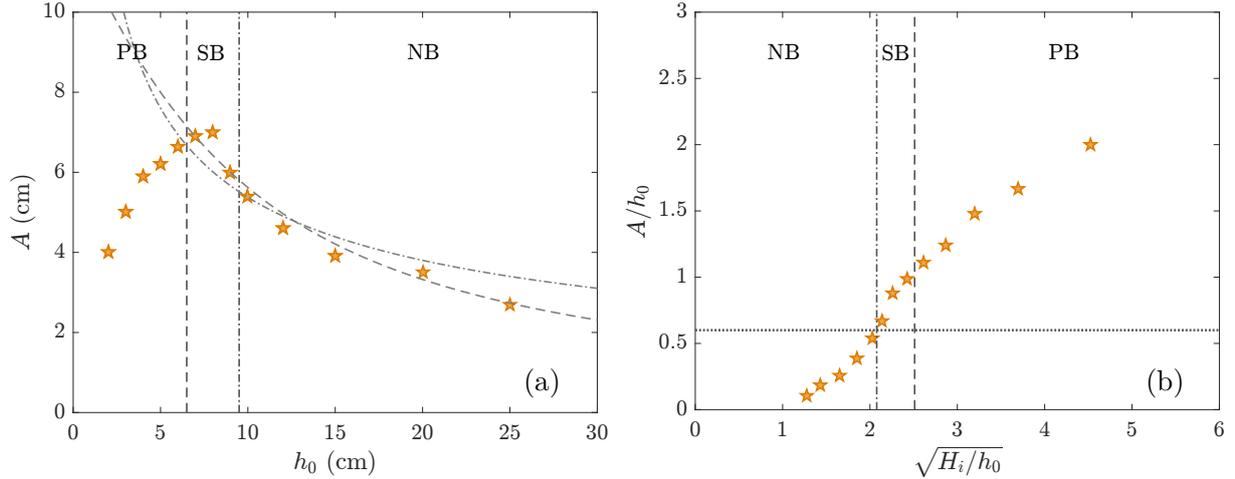


FIGURE 3.14: (a) Influence de la hauteur d'eau h_0 sur l'amplitude maximale de la vague générée A . (---) $A = \sqrt{h_0^2 + 144} - h_0$ (Eq. (3.1), hydrostatique [105]); (-.-.-) $A = 17h_0^{-1/2}$ (Eq. (3.2), hydrodynamique [105]). (b) Amplitude relative A/h_0 en fonction du nombre de Froude global, pour une colonne : $a \simeq 4,1$ et $V_i \simeq 6,15 \text{ dm}^3$. (---) transition entre les vagues déferlantes et non déferlantes; (-.-.-) transition entre deux déferlements différents (cf. section 3.3); (.....) $A/h_0 \simeq 0,6$ critère proposé par Bullard *et al.* [14] pour la transition des vagues déferlantes et non-déferlante.

l'énergie cinétique et potentielle de la vague. De plus, il est à noter que les vagues générées sont différentes lorsqu'on modifie la profondeur d'eau : déferlantes à faible hauteur d'eau et non déferlantes à grande hauteur d'eau. Nous discuterons plus en détail des différents types de déferlement de nos vagues, dans la section 3.3. Comme introduit dans le chapitre 1, Mulligan et Take [105] expliquent cette évolution de l'amplitude avec la hauteur d'eau, pour les vagues non déferlantes, par un bilan de quantité de mouvement au moment de l'impact en utilisant à la fois des hypothèses hydrostatique :

$$A = \sqrt{h_0^2 + a} - h_0, \quad (3.1)$$

où $a = \rho_g s (v_s \cos \alpha)^2 / (\rho_w g)$ et hydrodynamique :

$$A = b h_0^{-1/2}, \quad (3.2)$$

où $b = \rho_g s v_s \cos \alpha / (\rho_w \sqrt{g})$. Nous avons testé ces deux équations sur nos expériences, en laissant libre le choix des coefficients a et b . Ces deux équations sont tracées sur la figure 3.14 (a) : (---) équation hydrostatique (3.1) avec $a = (12 \text{ cm})^2$, et (-.-.-) équation hydrodynamique (3.2) avec $b = (6,6 \text{ cm})^{3/2}$. Pour une expérience avec un volume et un rapport d'aspect donnés, il existe donc une hauteur critique h_c pour laquelle l'amplitude A est maximale.

Une remarque sur ces expériences est que pour des hauteurs d'eau $h_0 \geq 12 \text{ cm}$, le critère établi dans le chapitre précédent $H_i/h_0 > 4$ n'est plus respectée. La marche jouerait donc un rôle sur l'effondrement de telles colonnes et le volume n'est donc plus le même. Ainsi,

la décroissance pour de grandes hauteurs d'eau peut donc être le biais de l'effondrement d'un volume certes plus faible. Cependant, on croit à la décroissance de A à grande hauteur d'eau h_0 . En effet, ce pic a été observé ultérieurement dans l'étude de Miller *et al.* [96] et de plus, on observe une nette diminution de l'amplitude entre les expériences à $h_0 = 8$ cm et $h_0 = 10$ cm (expériences respectant le critère $H_i/h_0 > 4$).

Pour finir, il est important de noter que lorsque nous faisons varier la hauteur d'eau, nous faisons aussi varier le nombre de Froude global, qui est dans nos expériences proportionnel à $\sqrt{H_i/h_0}$. Lorsque h_0 augmente, le nombre de Froude diminue impliquant un potentiel changement de régime. Les mêmes données sont représentées sur la figure 3.14 (b) pour laquelle l'amplitude relative A/h_0 est représentée en fonction du nombre de Froude global $Fr = \sqrt{H_i/h_0}$. On observe que le rapport A/h_0 augmente avec le nombre de Froude global, avec une rupture de pente lorsqu'on passe des vagues non déferlantes à déferlantes. Un critère de déferlement, proposé par Bullard *et al.* [14] pour la transition des vagues déferlantes et non-déferlantes, $A/h_0 \simeq 0,6$, est représenté par le trait horizontal en pointillés sur la figure 3.14 (b). Ce critère de déferlement semble être en bon accord avec nos résultats expérimentaux. Pour cette série d'expérience, on observe donc un nombre de Froude de transition entre les vagues déferlantes et non déferlantes de l'ordre de 2.

3.2.7 Bilan

Nous avons vu que beaucoup de paramètres sont mis en jeu lors de la génération de vagues par un effondrement granulaire. Si l'on trace l'amplitude de la vague, normalisée par la hauteur initiale d'eau h_0 , pour toutes nos expériences, en fonction de ces différents paramètres adimensionnés (Fig. 3.15), on voit très clairement que le problème est très complexe et que chaque paramètre joue un rôle important dans la génération de vague. Les résultats de la figure 3.15 (a), (b), (c) et (d) nous indiquent une dépendance complexe de l'amplitude et de la largeur de la vague avec tous ces paramètres. Néanmoins, le paramètre qui semble le mieux regrouper toutes nos expériences, est la hauteur initiale de la colonne, c'est-à-dire le nombre de Froude global au carré H_i/h_0 (Fig. 3.15 (c)), qui contrôle en partie la vitesse de l'effondrement. Nous avons aussi vu que le diamètre et la densité des grains ne jouaient pas un rôle majeur sur la vague générée, dans la gamme de paramètres explorés. Même si aucun des paramètres de la colonne initiale ne permet d'expliquer à lui seul le processus de génération de vague, ceci n'est pas si surprenant puisque :

- dans notre géométrie, une fois l'effondrement terminé, tous les grains ne rentrent pas dans l'eau, comme l'illustre la figure 3.1 (h) par exemple, et donc seulement une fraction de ces grains participe à la génération de la vague. Nous reviendrons dessus au chapitre 4;
- nos résultats suggèrent que la dynamique de l'effondrement est importante dans le processus de génération de vague et c'est ce que nous allons regarder dans la section 3.4.

3.2. Influence de la colonne de grains et de la hauteur d'eau sur la vague générée

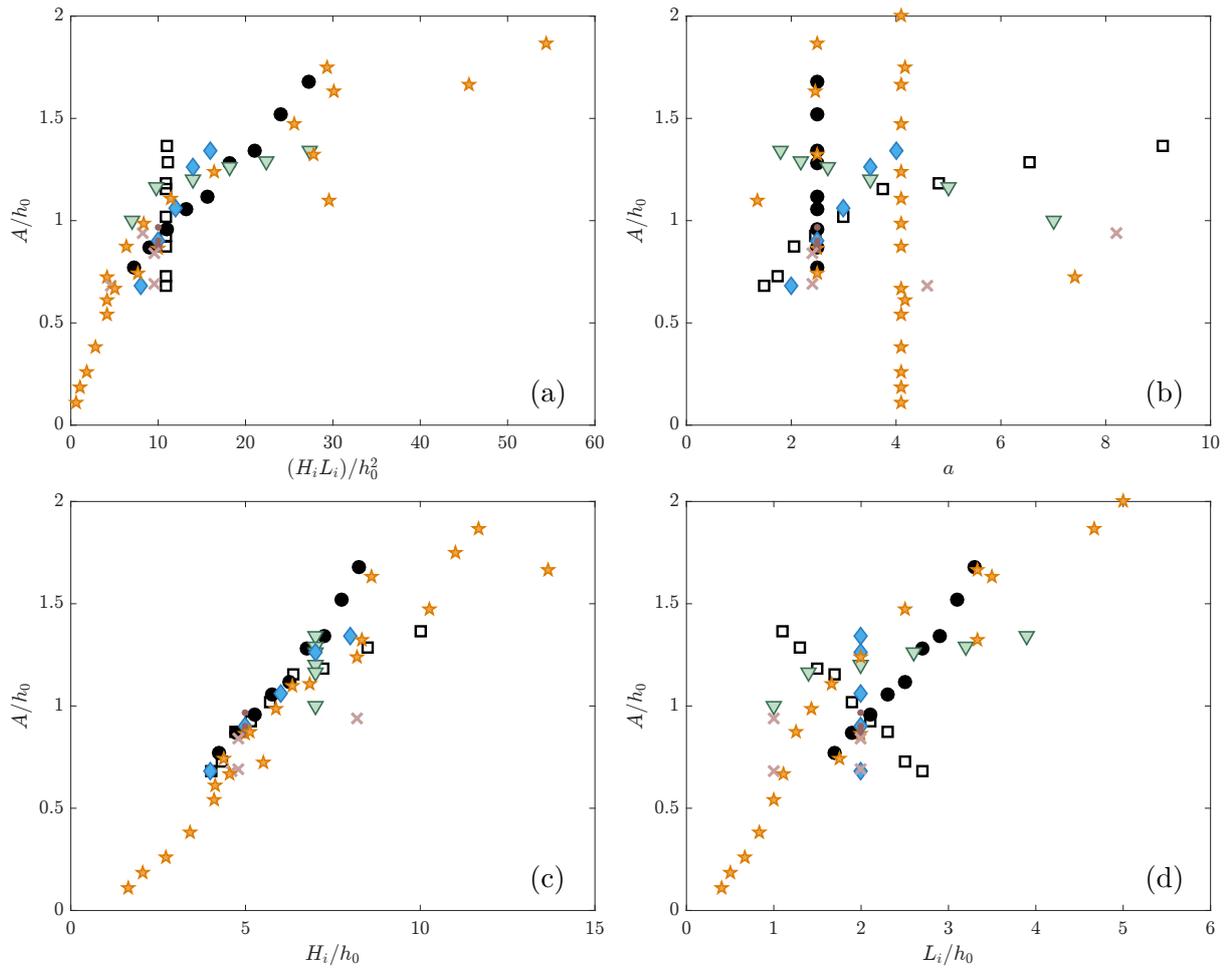


FIGURE 3.15: Influence des différents paramètres de la colonne granulaire sur l'amplitude de la vague générée. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

3.3 Dynamique de la vague

Nous observons plusieurs types de vagues dans notre étude expérimentale : certaines ne déferlent pas et conservent une forme quasi invariante au cours du temps (décroit doucement en $x^{1/3}$ sans déferler [145]) tandis que d'autres sont instables et déferlent de façon plus ou moins brutale. Dans cette section, nous allons donc caractériser plus en détails les vagues générées en nous intéressant à leur éventuel déferlement, leur vitesse de propagation, leur forme et enfin leur énergie.

3.3.1 Critères de déferlement

L'étude de Deike *et al.* [27], déjà introduit dans le chapitre 1, décrit les différents types de déferlement des vagues. Dans notre étude expérimentale, nous observons 2 types de déferlements de vague en addition des vagues non déferlantes (*Non-Breaking, NB*) comme illustré sur la figure 3.16 (a), à savoir les vagues à déferlements glissants (*Spilling Breaker, SB*) observés sur les figures 3.16 (b) et (c), et les vagues à déferlements plongeants (*Plunging Breaker, PB*) de la figure 3.16 (d). Un critère de déferlement des vagues a été obtenu et s'écrit $\epsilon = Ak$, avec A l'amplitude initiale avant déferlement, et $k = 2\pi/\lambda$, le nombre d'onde, dépendant du nombre de Bond, $Bo = \Delta\rho g/\gamma k^2$ où $\Delta\rho$ représente la différence de densité entre les deux fluides et γ la tension de surface. Ce nombre sans dimensions représente le rapport entre les forces de gravité et la tension de surface sur une interface entre deux fluides.

Le diagramme de phase avec les différents régimes identifiés par Deike *et al.* [27] est représenté en figure 3.17. Nous avons ajouté sur cette figure nos séries d'expériences, en suivant les critères d'identification des différentes catégories, et chaque symbole représente le type de vague générée, soit *NB*, *SB* ou *PB*. La différence est que dans notre cas nous prenons comme nombre d'onde $k = 1/\lambda$, donc finalement le critère de déferlement est simplement le rapport d'aspect de notre vague $\epsilon = A/\lambda$, et nous le prenons lorsque celui-ci est maximum. De plus, nous sous-estimons un peu la largeur de la vague λ puisque pour des soucis de traitement d'image, nous prenons cette largeur à mi-hauteur et non pas en $z = h_0$. Ce que l'on observe sur la figure 3.17, c'est que nos expériences sont faites à de grands nombres de Bond, $10^3 < Bo < 10^4$. Effectivement, nous générons des ondes gravitaires dans notre étude expérimentale. De plus, on remarque que seules quelques expériences présentent une vague non déferlante. Toutes les autres déferlent et nous n'avons que deux formes de déferlement : plongeant *PB* et glissant *SB*. D'après le modèle de Deike *et al.* [27], pour de grand nombres de Bond on ne devrait pas observer de vagues à déferlement glissant *SB*. Cependant la comparaison de leur modèle avec des expériences en laboratoire (générateur de vagues à l'aide d'un agitateur ou encore à l'aide du vent), a montré que pour de grands nombres de Bond, les déferlements glissants *SB* font finalement la transition entre les vagues non déferlantes *NB* et les vagues à déferlements plongeants *PB*.

Une autre méthode pour extraire un critère de déferlement consiste à mesurer la pente de la face amont de la vague. Le schéma en figure 3.18 (a) montre la méthode pour extraire

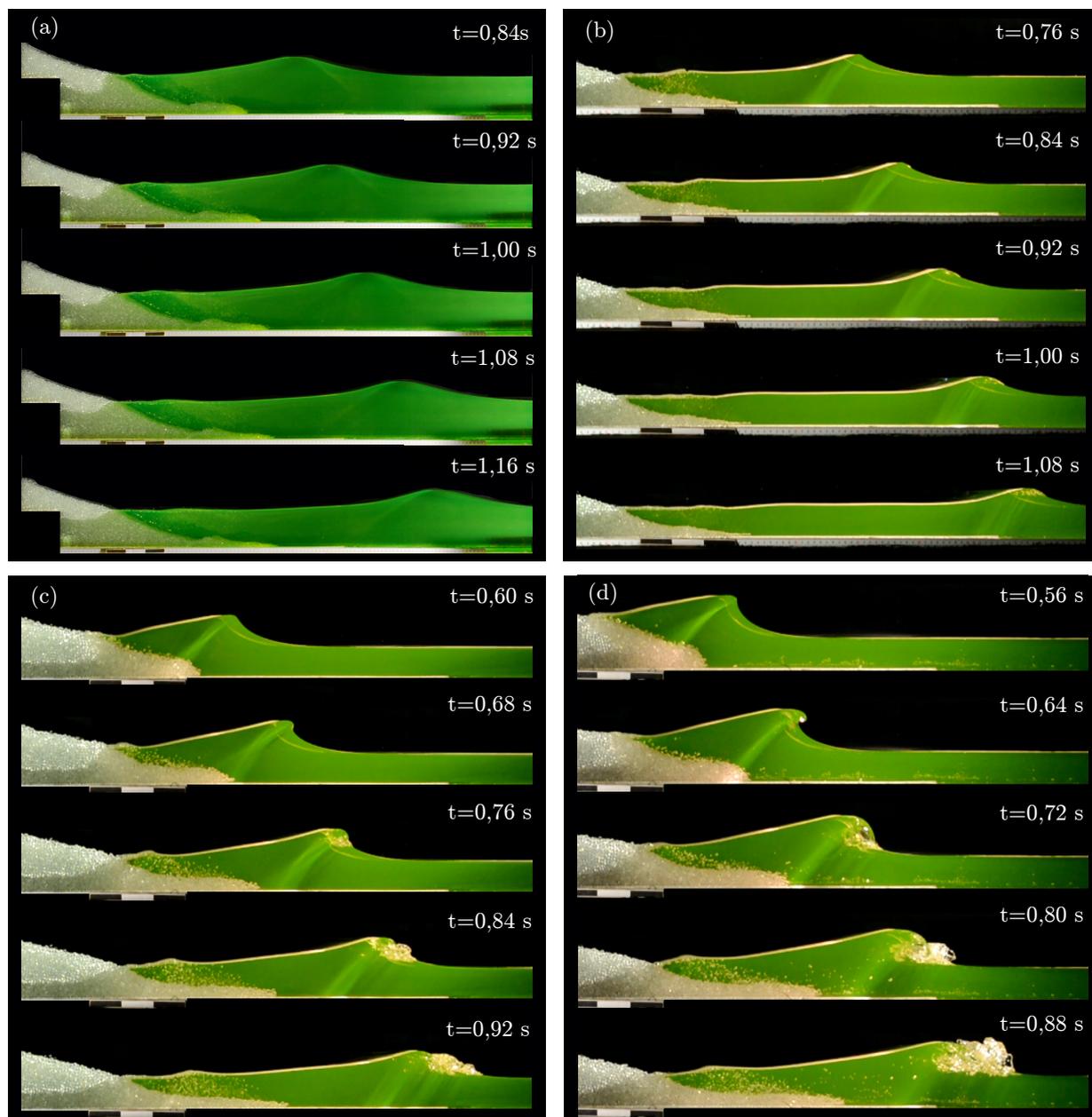


FIGURE 3.16: Les différentes catégories de déferlement. Exemple de déferlement pour des expériences ayant pour largeur initiale $L_i = 10\text{ cm}$: (a) *NB*, *Non-Breaking*, vagues non déferlantes pour $H_i = 41\text{ cm}$ et $h_0 = 10\text{ cm}$ ($Fr = \sqrt{H_i/h_0} \simeq 2$); (b) et (c) *SB*, *Spilling Breakers*, pour $H_i = 20\text{ cm}$ et $H_i = 30\text{ cm}$ respectivement et $h_0 = 5\text{ cm}$ ($Fr \simeq 2$ et $2,45$); (d) *PB*, *Plunging Breaker*, déferlement plongeant, pour $H_i = 40\text{ cm}$ et $h_0 = 5\text{ cm}$ ($Fr \simeq 2,8$).

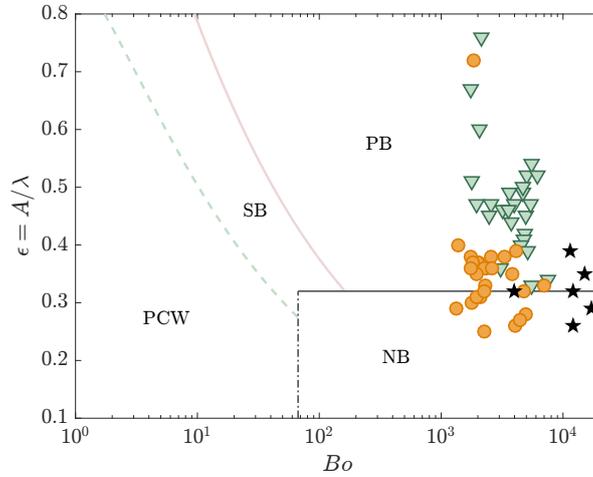


FIGURE 3.17: Diagramme de phase ($\epsilon = A/\lambda$, Bo) avec les différents régimes identifiés par Deike *et al.* [27]. Les points représentent nos résultats expérimentaux, comprenant les séries d'expériences du tableau 2.1. (★) : NB, *Non-Breaking waves*; (▼) : PB, *Plunging Breaker*; (●) : SB, *Spilling Breakers*.

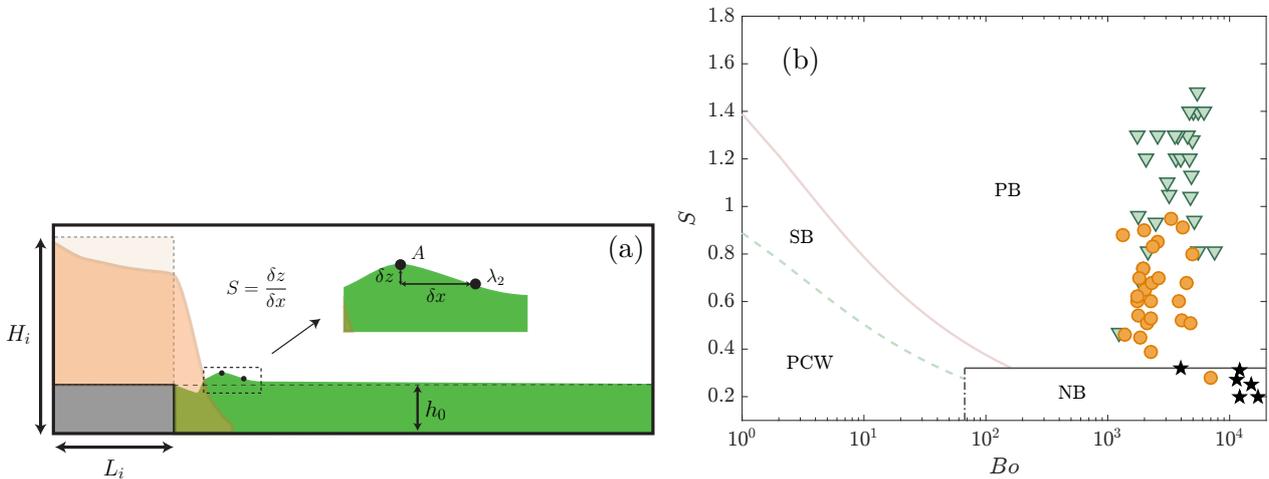


FIGURE 3.18: (a) Schéma du calcul de la pente S de la vague au cours du temps. (b) Diagramme de phase ($\epsilon = S$, Bo) avec les différents régimes identifiés par Deike *et al.* [27]. Les points représentent nos résultats expérimentaux, comprenant toutes les séries d'expériences du tableau 2.1. (★) : NB, *Non-Breaking waves*; (▼) : PB, *Plunging Breaker*; (●) : SB, *Spilling Breakers*.

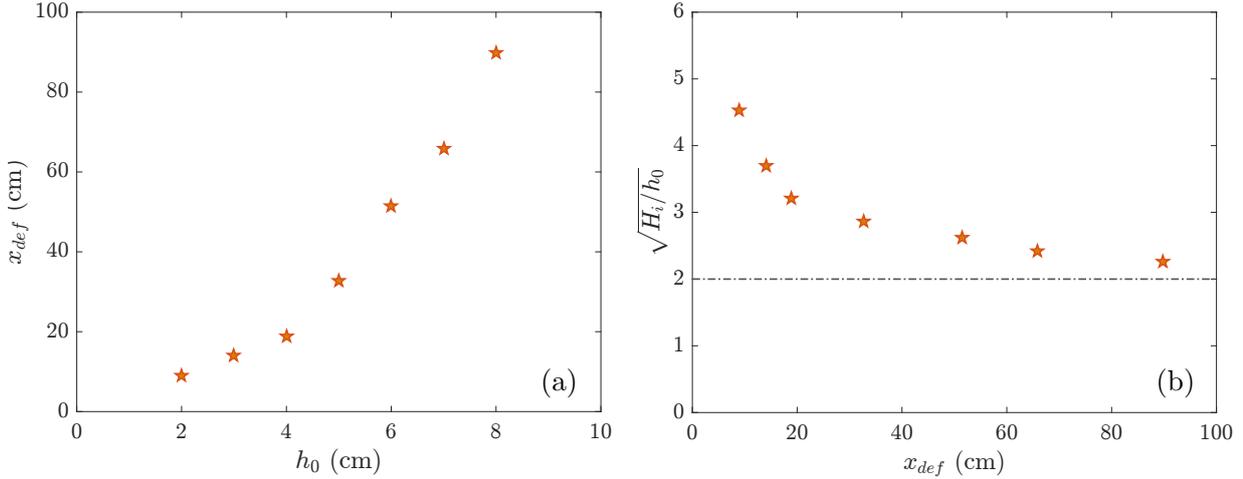


FIGURE 3.19: Position du déferlement au niveau de la crête de la vague en fonction (a) de la hauteur d'eau et (b) du nombre de Froude global. Colonne : $H_i = 41$ cm et $L_i = 10$ cm.

la pente S au cours du temps. Pour chaque expérience nous avons donc relevé la pente S associée, et nous obtenons la figure 3.18 (b). Nous voyons que cette fois-ci le critère de déferlement est respecté pour l'ensemble de nos expériences.

Finalement, Deike *et al.* [27] ont aussi montré que la manière dont la vague va déferler va influencer la dissipation de son énergie. Nous discuterons de l'aspect énergétique de nos vagues dans la section 3.3.5.

3.3.2 Position du déferlement

Lorsqu'on regarde la figure 3.16, on remarque que plus on augmente le nombre de Froude, plus l'effondrement granulaire est violent et donc plus la vague se déstabilise et déferle rapidement. Nous notons la position du déferlement x_{def} . Cette position est représentée en fonction de la hauteur d'eau h_0 (Fig. 3.19 (a)) et en fonction du nombre de Froude global Fr (Fig. 3.19 (b)) pour la série d'expériences à différents h_0 ($H_i = 41$ cm et $L_i = 10$ cm) (★). On observe que plus on augmente la hauteur d'eau, *i.e.* plus le nombre de Froude diminue, plus la position où la vague commence à déferler est grande. On observe une asymptote à $Fr \simeq 2$: en effet, comme le montre la figure 3.14 (b) la vague générée ne déferle pas, pour un nombre de Froude inférieur à 2 (dans ces conditions et pour cette série d'expériences). Il serait donc intéressant de regarder si ce critère est général ou juste rattaché à cette série d'expérience.

3.3.3 Vitesse de la vague

La position de la crête de la vague x_A , et des deux points définissant sa largeur à mi-hauteur x_{λ_1} et x_{λ_2} , peuvent être suivis au cours du temps, comme nous l'avons déjà vu précédemment sur la figure 3.3. La position $x_A(t)$ n'est pas très stable dans le temps, elle peut facilement être perturbée et fluctuer horizontalement du fait de notre résolution limitée.

La position $x_{\lambda_1}(t)$ est aussi très perturbée, par des soucis de traitement à la jonction entre les grains et l'eau. C'est pourquoi, pour le calcul de vitesse de propagation de la vague, nous prendrons systématiquement la position $x_{\lambda_2}(t)$. Normalement, la vitesse de propagation d'onde dans une eau peu profonde est égale à $\sqrt{gh_0}$. L'approximation en eau peu profonde s'applique pour des vagues ayant une largeur supérieure à la hauteur d'eau, soit $\lambda/h_0 > 1$. La vitesse de propagation des vagues, que l'on notera v_w , est représentée en fonction de cette vitesse théorique $\sqrt{gh_0}$ sur la figure 3.20 (a). On observe qu'il y a une variation de la vitesse observée dans nos expériences. Si l'on trace cette vitesse normalisée par la vitesse théorique $\sqrt{gh_0}$ en fonction de l'amplitude maximale de la vague, normalisée par h_0 , figure 3.20 (b), on observe que le rapport $v_w/\sqrt{gh_0}$ est supérieur à 1 et augmente avec l'amplitude relative de la vague A/h_0 . On observe donc clairement sur cette figure, une dépendance de la vitesse de propagation de la vague avec son amplitude. En effet, nos vagues sont des ondes solitaires non-linéaires, et se déforment lors de leur propagation. Deux effets concourent à modifier le profil d'une onde solitaire au cours de son déplacement [45] :

- un effet d'étalement dû à la dispersion ;
- un effet de raidissement du front de l'onde, dû aux effets de non-linéarité : la vitesse des ondes croît avec l'épaisseur h , le sommet et la base de la vague ne se déplacent donc plus à la même vitesse dû à une amplitude de vague non négligeable.

L'amplitude A des vagues étant non négligeable devant la hauteur d'eau h_0 , la vitesse de la vague dépend également de son amplitude, avec $v_w \simeq \sqrt{g(h_0 + A)}$, correspondant à la vitesse empirique de Russel [124] pour les vagues solitaires, représentée par le trait plein sur la figure 3.20 (b). La vitesse analytique $\sqrt{gh_0}(1 + A/2h_0)$ issue des équations non linéaires de Korteweg-de Vries [25] est représentée par le trait pointillé sur la figure 3.20 (b) et semble surestimer quelque peu nos vitesses mesurées expérimentalement. En effet, cette vitesse est valable pour des vagues de petites amplitudes, ce qui n'est pas toujours notre cas : A/h_0 est parfois supérieur à l'unité comme le montre la figure 3.20 (b).

Sur la figure 3.21 (a) et (b), sont représentées la vitesse v_w adimensionnée cette fois-ci par une vitesse théorique dépendante de l'amplitude $\sqrt{g(h_0 + A)}$, en fonction de A/h_0 et λ/h_0 . On observe dans les deux cas que $v_w/\sqrt{g(h_0 + A)} \simeq 1$. Ainsi, la vitesse de la vague dépend seulement de l'amplitude et non de la largeur de la vague à mi-hauteur λ . On remarque également que λ/h_0 est toujours supérieur à l'unité, confirmant que nous sommes bien toujours dans l'approximation en eau peu profonde (Fig. 3.21 (b)).

3.3.4 Forme des vagues

La forme d'une vague solitaire $h(x,t)$ est définie de la façon suivante [10],

$$h(x,t) = h_0 + A \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3A}{4h_0^3}} (x - v_w t) \right], \quad (3.3)$$

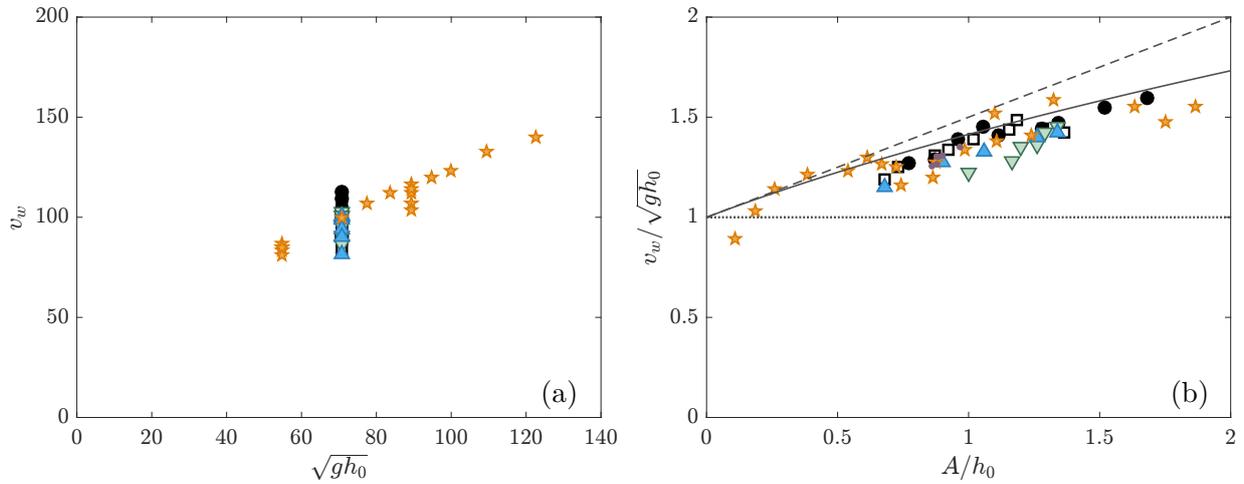


FIGURE 3.20: (a) Vitesse expérimentale de la vague v_w en fonction de la vitesse théorique en eau peu profonde, $\sqrt{gh_0}$. (b) Vitesse adimensionnée en fonction de l'amplitude relative de la vague A/h_0 . (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$. (.....) $v_w = \sqrt{gh_0}$, (- - -) $v_w = \sqrt{gh_0}(1 + A/2h_0)$ et (—) $v_w = \sqrt{g(h_0 + A)}$.

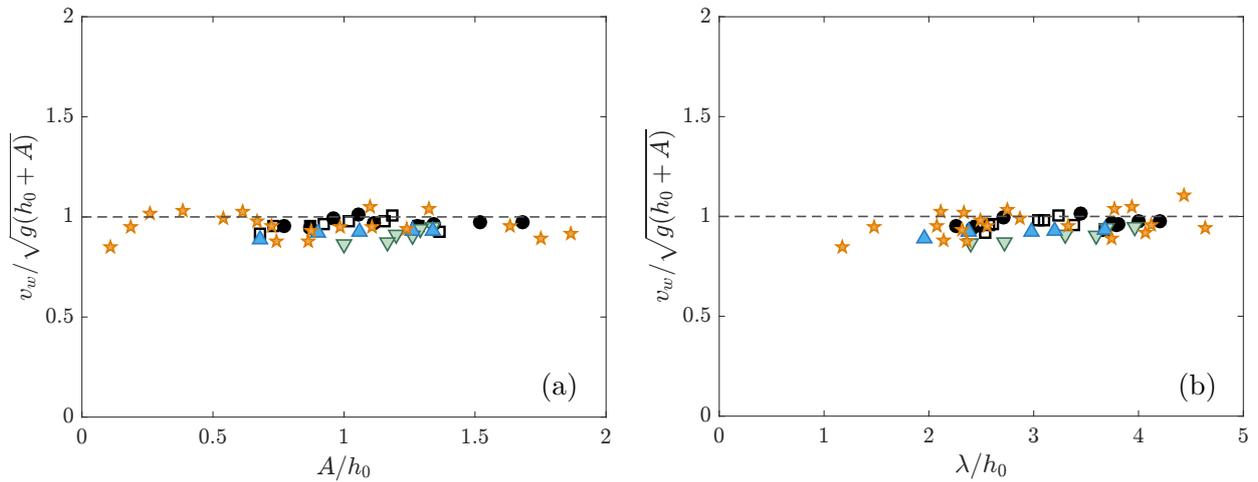


FIGURE 3.21: Vitesses expérimentales de vague $v_w/\sqrt{g(A + h_0)}$ en fonction de (a) l'amplitude relative A/h_0 , et de (b) la largeur relative à mi-hauteur λ/h_0 . (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$.

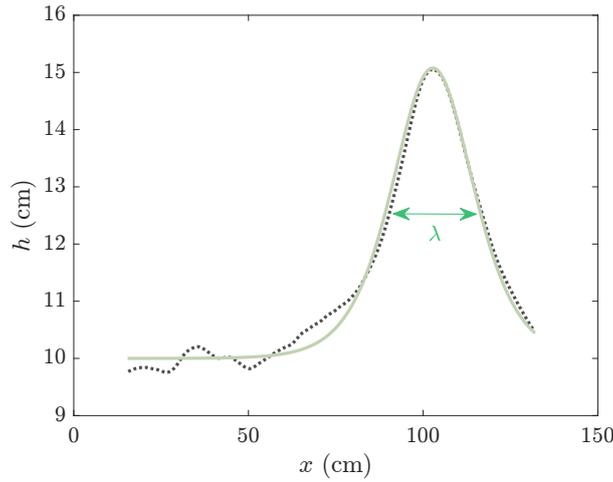


FIGURE 3.22: Élévation de l'eau pour une expérience avec une hauteur initiale d'eau $h_0 = 10$ cm, $a = 4,1$ et $V_i = 6,15$ dm³, correspondant à une vague non déferlante : (a) Comparaison du profil expérimental (.....) avec un profil théorique de la forme $y = a \operatorname{sech}^2[b(x - c)] + e$ en laissant libre les paramètres a , b , c et e (—) avec $a = 5,1$ cm, $b = 0,06$ cm⁻¹, $c = 103$ cm, $e = 10$ cm).

avec A l'amplitude de la vague, h_0 la hauteur initiale d'eau, v_w la vitesse de propagation de la vague et avec $v_w t = x_A$ la position de sa crête (Fig. 3.3). Il s'agit d'un profil de vague solitaire et symétrique, *i.e.* qui ne déferle pas. Nous allons, dans un premier temps regarder si la forme des vagues obtenues expérimentalement et qui ne déferlent pas, peut s'exprimer sous la forme donnée par l'équation (3.3). La figure 3.22 montre un exemple de profil d'une vague expérimentale ($h_0 = 10$ cm,), que l'on compare avec l'équation (3.3) (—). On observe que pour cette expérience, ce profil théorique est très proche de l'expérimental. Précisons également que l'on perd un peu la symétrie de la vague sur sa face aval compte tenu de la présence d'une vague secondaire de très faible amplitude.

Dans cette équation, le terme $\sqrt{4h_0^3/3A}$ représente une largeur caractéristique de la vague. Celui-ci ne correspond pas exactement à la demi-largeur à mi-hauteur de la vague. En effet, si on résout l'équation $1/2 = \operatorname{sech}^2(x)$, on trouve $x \simeq 1,73$. Ceci signifie que la largeur à mi-hauteur théorique correspond en fait à :

$$\lambda_{th} = 1,73 \sqrt{4h_0^3/3A}. \quad (3.4)$$

Nous pouvons donc comparer nos largeurs à mi-hauteur expérimentales λ aux largeurs théoriques λ_{th} pour la série d'expériences effectuées avec différentes hauteurs d'eau (★). La figure 3.23 représente le rapport des largeurs de la vague λ/λ_{th} en fonction de la hauteur d'eau h_0 . On observe que seules les vagues à déferlement glissant *SB* et une non déferlante *NB* ont un rapport de l'ordre de 1. On se doute que lorsque le déferlement est violent, comme pour les déferlements plongeants *PB*, la forme de la vague n'est pas symétrique et donc ne présente pas la forme décrite par l'équation (3.3). En revanche, pour les vagues non déferlantes, *NB*,

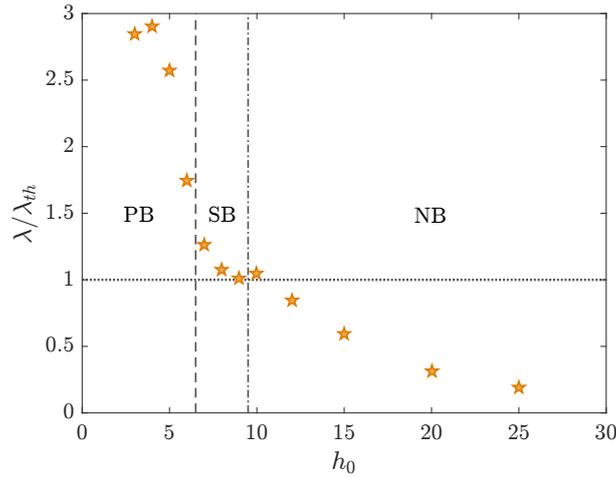


FIGURE 3.23: Comparaison de la largeur à mi-hauteur de la vague λ avec la largeur théorique $\lambda_{th} = 1,73\sqrt{4h_0^3/3A}$, en fonction de la hauteur initiale d'eau, pour $a = 4,1$ et $V_i = 6,15 \text{ dm}^3$.

ceci est un peu surprenant. Cependant, lorsqu'on regarde de plus près l'évolution temporelle de la largeur à mi-hauteur pour ces vagues, on observe que ces dernières n'ont pas fini de se former et donc de croître pour ces expériences. On peut donc imaginer que la vague n'est pas encore entièrement formée et donc ceci expliquerait les valeurs plus faibles de λ mesurées expérimentalement par rapport au λ_{th} (3.4). En effet, plus on augmente la hauteur d'eau, plus la vague met du temps à se former. Il faudrait donc un champ visuel plus important pour vérifier cela. Malheureusement nous n'avons pas eu le temps de le vérifier. Pour les vagues à déferlement glissant *SB*, ces dernières présentent une forme de vague solitaire avant qu'elles ne déferlent.

3.3.5 Bilan d'énergie et de quantité de mouvement

On s'intéresse maintenant aux transferts d'énergie et de quantité de mouvement entre la colonne de grains et la vague générée. En considérant une colonne de grains de volume $\phi H_i L_i l$ s'effondrant d'une hauteur $H_i/2$ équivalente à la hauteur de son centre de masse, l'énergie potentielle E_{p_g} de la colonne peut s'écrire de la façon suivante

$$E_{p_g} \simeq \frac{1}{2} \rho_w g \phi H_i^2 L_i l. \quad (3.5)$$

Nous avons vu au chapitre 1 que l'énergie cinétique E_{c_w} et potentielle E_{p_w} d'une vague solitaire ayant pour forme l'équation (3.3) extraite des équations de KdV, peuvent s'écrire de la façon suivante

$$E_{c_w} \simeq E_{p_w} = \frac{4\rho_w g}{3\sqrt{3}} A^{3/2} h_0^{3/2}. \quad (3.6)$$

Cette équation a été beaucoup utilisée pour calculer l'énergie cinétique de vagues dans la littérature [38, 73]. Cependant, nous avons vu que nos vagues ne respectaient pas, pour la plupart, la forme symétrique donnée par l'équation (3.3). Il ne nous a donc pas semblé

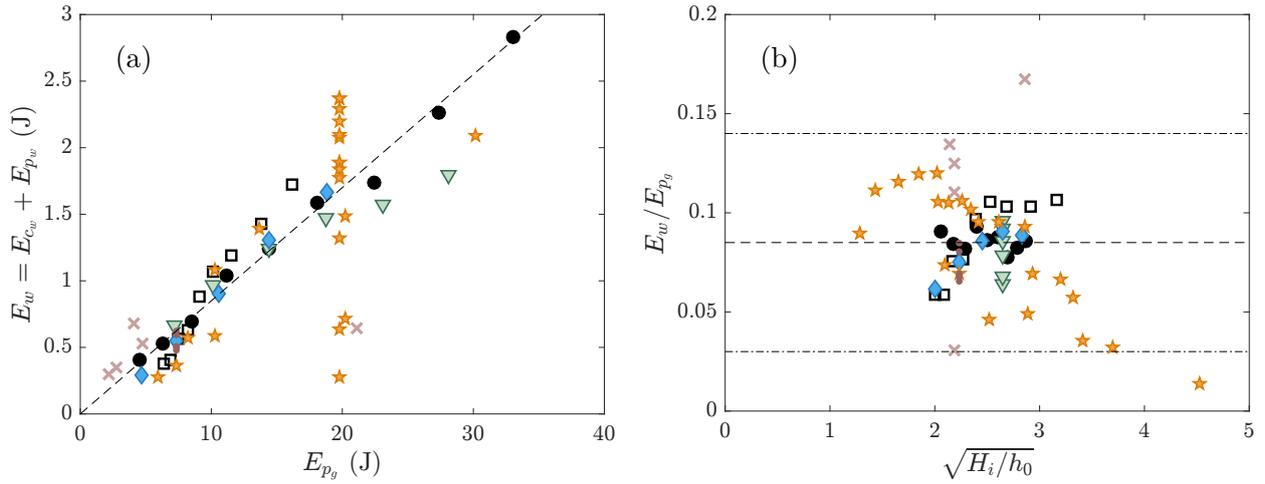


FIGURE 3.24: (a) Energie de la vague E_w en fonction de l'énergie potentielle initiale de la colonne E_{p_g} pour toutes les expériences. (b) Rapport de ces deux énergies en fonction du nombre de Froude global. (---) droite d'équation $E_w = 0,85 E_{p_g}$, (····) $8,5 \pm 5,5\%$. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

pertinent d'utiliser l'équation (3.6) pour estimer l'énergie cinétique des vagues. Afin d'avoir une estimation de leur énergie nous considérons donc que l'énergie cinétique d'une vague de volume $A\lambda l$ se déplaçant à la vitesse $\sqrt{g(A + h_0)}$ est donnée par

$$E_{c_w} \simeq \frac{1}{2} \rho_w g A \lambda l (A + h_0). \quad (3.7)$$

En considérant que ce volume de vague $A\lambda l$ s'élève sur une hauteur $A/2$, correspondant à la hauteur de son centre de masse, l'énergie potentielle de la vague peut s'écrire comme

$$E_{p_w} \simeq \frac{1}{2} \rho_w g A^2 \lambda l. \quad (3.8)$$

L'énergie totale de la vague générée, somme de ces deux énergies, est alors donnée par

$$E_w = E_{p_w} + E_{c_w} \simeq \frac{1}{2} \rho_w g A \lambda l (2A + h_0). \quad (3.9)$$

La figure 3.24 (a) représente l'énergie totale de la vague (cinétique + potentielle) en fonction de l'énergie potentielle initiale de la colonne. On observe qu'en première approximation l'énergie de la vague E_w augmente avec l'énergie potentielle de la colonne E_{p_g} avec un taux de 8,5%. En revanche, on observe que pour une même énergie potentielle initiale, l'énergie de la vague varie avec la hauteur d'eau (symboles (★) sur la figure 3.24 (a)). Il faudrait donc prendre en compte la variation de ce transfert d'énergie avec la hauteur d'eau. Des expériences complémentaires sont nécessaires pour mieux comprendre l'influence de cette hauteur d'eau h_0 . La figure 3.24 (b) représente le rapport d'énergie entre la vague et la colonne en fonction du nombre de Froude global. On observe que la proportion d'énergie de

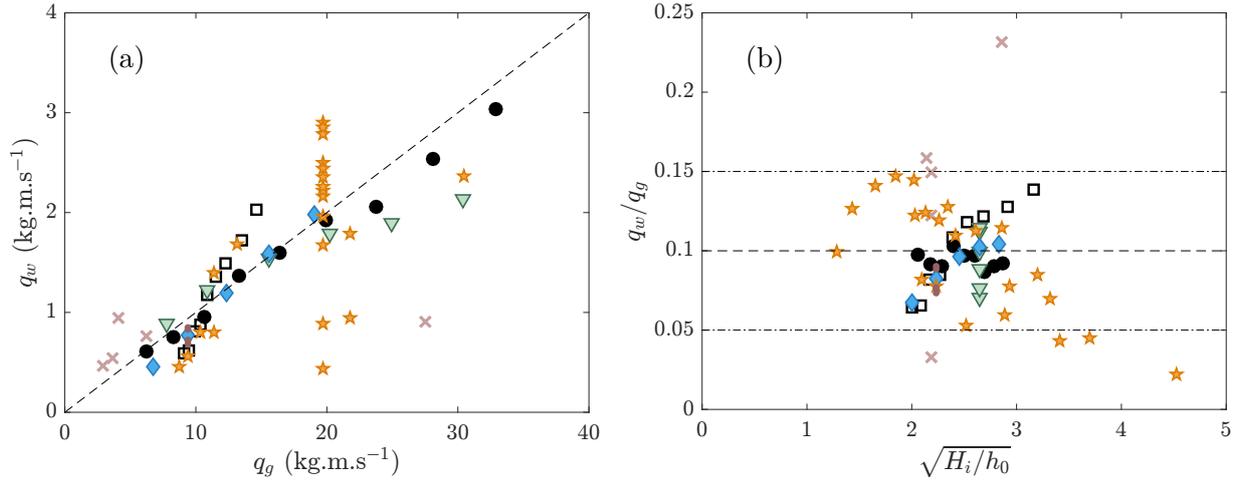


FIGURE 3.25: (a) Transfert de quantité de mouvement de la colonne de grains q_g à la vague q_w . (b) Rapport de ces deux quantités de mouvement en fonction du nombre de Froude global. (---) $q_w = 0.1 q_g$, (-.-.-) $10 \pm 5\%$. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▼) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

la colonne transférée à la vague varie de 3% à 14%. Ainsi, seulement $8,5 \pm 5,5\%$ de l'énergie potentielle initiale de la colonne est transférée à la vague. Cela suggère une grande perte d'énergie principalement due aux collisions entre les grains et à la friction, avec un transfert d'énergie devenant de moins en moins efficace pour les expériences à très faible hauteur d'eau. Ces quelques expériences correspondent à un grand nombre de Froude $Fr = \sqrt{H_i/h_0}$ signifiant que l'effondrement est plus violent et ainsi augmente encore la dissipation d'énergie.

On s'intéresse à présent au transfert de quantité de mouvement de la colonne à la vague générée. La quantité de mouvement q_g de la colonne de grains peut être estimée à partir de la masse de grains $\rho_g \phi H_i L_i l$ et de la vitesse typique d'effondrement $\sqrt{g H_i}$, basée sur un mouvement de chute libre des grains. La quantité de mouvement de la vague q_w peut de son côté être estimée par son volume équivalent $A \lambda l$ et sa vitesse de propagation $\sqrt{g(h_0 + A)}$ comme

$$q_g = \rho_g \phi H_i L_i l \sqrt{g H_i} \quad \text{et,} \quad q_w = \rho_w A \lambda l \sqrt{g(A + h_0)}. \quad (3.10)$$

La figure 3.25 représente le bilan entre ces deux quantités de mouvement adimensionnées. On remarque, comme pour l'énergie, que seule $10 \pm 5\%$ de la quantité de mouvement des grains est transférée à celle de la vague.

3.4 Influence de la dynamique de l'effondrement granulaire

Jusqu'à présent nous nous sommes contentés d'étudier l'influence des différents paramètres initiaux sur la vague générée. Dans cette partie nous allons regarder plus en détail l'aspect dynamique de l'effondrement. En effet, lors de l'effondrement, la colonne granulaire

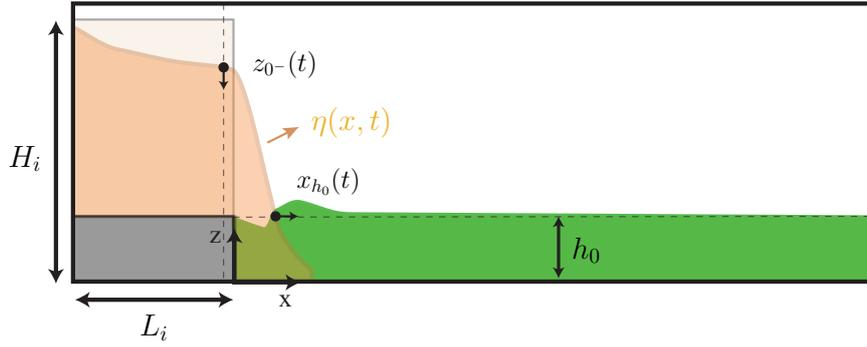


FIGURE 3.26: Schématisation du suivi des positions de l'avancée verticale, en amont de la porte, $z_{0^-}(t)$, et horizontale, $x_{h_0}(t)$, au niveau de l'interface de l'eau, de l'effondrement de la colonne granulaire.

s'affaisse verticalement puis s'étale horizontalement. Nous souhaitons donc nous focaliser plus précisément sur la dynamique de la chute verticale du front arrière, $z_{0^-}(t)$ juste en amont de la porte, et l'avancée horizontale du front avant, $x_{h_0}(t)$, au niveau de l'interface de l'eau.

3.4.1 Dynamique de fronts

On souhaite suivre l'évolution de l'effondrement granulaire au cours du temps. Pour ce faire, on choisit de se placer en deux points :

- on définit le front granulaire $x_{h_0}(t)$ à l'interface de l'eau, en $z = h_0$, de sorte que $\eta(x_{h_0}, t) = h_0$ où $\eta(x, t)$ est la surface des grains ;
- on définit également le front granulaire $z_0(t)$ pris derrière la porte en $x = 0^-$, de sorte que $\eta(x = 0^-, t) = z_{0^-}(t)$.

Ces deux positions $x_{h_0}(t)$ et $z_{0^-}(t)$ sont schématisés sur la figure 3.26. Par la suite, on appelle front avant, la position x_{h_0} , et front arrière, la position z_{0^-} de l'effondrement au cours du temps.

Le suivi de l'avancée avant et arrière du front de grains est représenté sur la figure 3.27 (a-d) pour une expérience ayant pour conditions initiales un rapport d'aspect $a \simeq 2,5$ et un volume de grains $V_i = 10,2 \text{ dm}^3$ pour une hauteur d'eau $h_0 = 5 \text{ cm}$ (même expérience que celle de la figure 3.1). Comme le montre les figures 3.27 (a) et (b), durant l'effondrement les grains s'effondrent sur eux-mêmes et s'étalent sur le plan horizontal. Cela implique que la hauteur z_{0^-} diminue avec le temps tandis que x_{h_0} augmente. Ces profils sont classiques et similaires aux profils observés dans la littérature sur les effondrements de colonnes granulaires sèches et immergées [70, 122, 142]. En effet, on observe, sur la figure 3.27 (b), une première phase d'accélération, pendant un temps τ_1 , puis une seconde phase de décélération entre $\tau_1 = 0,4 \text{ s}$ et $\tau_2 = 0,64 \text{ s}$ (temps que nous avons introduit précédemment, dans la partie 3.1).

Une fois l'effondrement terminé, z_{0-} et x_{h_0} sont constants. Le temps τ_2 correspond finalement à un temps caractéristique d'effondrement tel que $\tau_2 \simeq 3,2 \tau_c$ avec $\tau_c = \sqrt{H_i/g} \sim 0,2$ s.

Les figures 3.27 (c) et (d) montrent la vitesse verticale du front arrière, $v_{z_{0-}} = dz_{0-}/dt$, et la vitesse horizontale du front avant, $v_{x_{h_0}} = dx_{h_0}/dt$, au niveau de l'interface. On observe bien une phase d'accélération pendant le temps τ_1 , avec un pic de vitesse au même instant τ_1 , puis une phase de décélération entre τ_1 et τ_2 . On observe donc que lors de l'accélération du front, l'amplitude de la vague augmente très rapidement (Fig. 3.2 (a)), puis après le temps τ_1 l'effondrement décélère impliquant une croissance de l'amplitude moins prononcée, et après le temps τ_2 , les grains ne bougent plus et ne jouent plus aucun rôle sur la vague générée.

Dans la suite, afin de voir l'influence de la vitesse de l'effondrement sur la vague générée, nous considérons pour chaque expérience, le maximum de la vitesse verticale du front arrière et le maximum de la vitesse horizontale du front avant, avec leurs temps caractéristiques associés.

3.4.2 Vitesses de front

Pour chacune des expériences, nous avons pris le maximum de vitesse du front avant et arrière du collapse. Si on pense que le nombre de Froude est pertinent pour décrire le mécanisme de génération de vague, ces vitesses d'effondrement peuvent avoir une grande importance.

Vitesse verticale du front arrière

Nous avons vu, précédemment, que le nombre de Froude global H_i/h_0 semblait être le paramètre qui regroupait le mieux toutes les séries d'expériences (*cf.* Fig. 3.15 (c)). En effet la hauteur contrôle finalement la vitesse de l'effondrement de la colonne granulaire. On peut penser alors que plus la vitesse du front de grains au niveau de l'interface est élevée, plus la vague générée est importante. La figure 3.28 montre l'amplitude maximale de la vague A en fonction de la vitesse verticale du front arrière $v_{z_{0-}}$ pour toutes les séries d'expériences répertoriées précédemment (*cf.* Tab. 2.1). On remarque que pour toutes les expériences exceptées celles à différentes hauteur d'eau (★) et celles à hauteur initiale constante (▼), l'amplitude de la vague suit le même comportement que sur la figure 3.15 (c), c'est-à-dire, dans un premier temps un regroupement des points, puis une séparation aux alentours d'une vitesse de 65 cm/s. Pour les points à hauteur initiale H_i de la colonne constante (symboles (▼) sur la figure 3.28), on observe aussi une variation de la vitesse. Or, la vitesse verticale devrait se comporter comme $\sqrt{gH_i}$.

Dans notre étude, à l'extrémité gauche, c'est-à-dire la partie la plus éloignée de l'eau, la colonne parcourt une distance verticale de $H_i - H_f$, où H_f est la hauteur finale du dépôt granulaire, pendant un temps caractéristique de chute $\tau_c \propto \sqrt{gH_i}$. Or, cette hauteur finale dépend du rapport d'aspect $H_f/L_i \propto a^{1/3}$, comme nous avons pu le voir dans la partie 3.2.2.

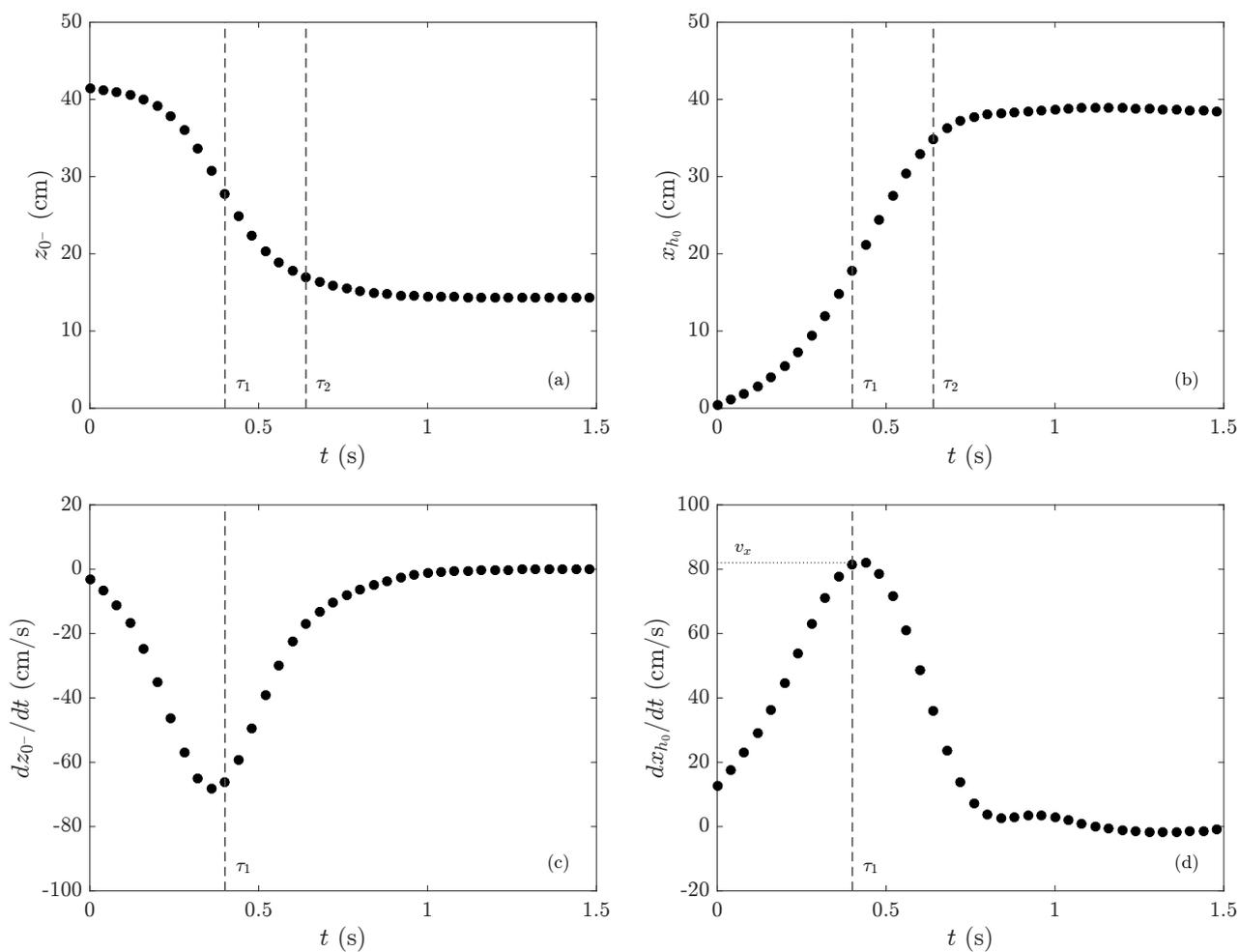


FIGURE 3.27: (a) Évolution expérimentale du front arrière z_{0-} et (b) avant x_{h_0} du collapse au cours du temps ($a \simeq 2,5$, $H_i = 41$ cm, $L_i = 16,5$ cm, $V_i \simeq 10,2$ dm³ et $h_0 = 5$ cm, expérience de la figure 3.1). (c) Vitesse du front arrière $v_{z_{0-}} = dz_{0-}/dt$ et (d) du front avant $v_{x_{h_0}} = dx_{h_0}/dt$ du collapse, au cours du temps pour la même expérience. $\tau_1 = 0,4$ s et $\tau_2 = 0,64$ s.

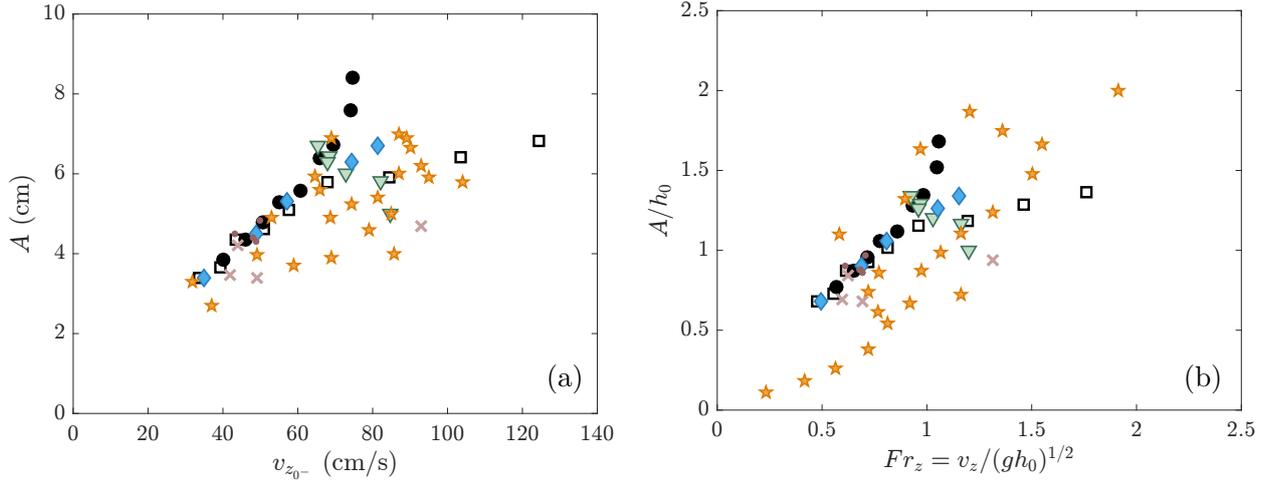


FIGURE 3.28: (a) Influence de la vitesse verticale du front arrière $v_{z_{0-}}$ sur l'amplitude maximale A de la vague générée. (b) Influence du nombre de Froude vertical Fr_z sur l'amplitude relative A/h_0 de la vague générée. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

La vitesse verticale moyenne peut alors s'écrire

$$\bar{V}_z \propto \frac{H_i - H_f}{\tau_c}, \text{ où } H_f \propto H_i^{1/3} L_i^{2/3} \text{ et } H_i/\tau_c \propto \sqrt{gH_i},$$

$$\text{soit, } \bar{V}_z \propto \sqrt{gH_i}(1 - a^{-2/3}). \quad (3.11)$$

Afin de vérifier cela, nous avons tracé les vitesses expérimentales $v_{z_{0-}}$ en fonction de \bar{V}_z sur la figure 3.29 (a). On remarque que la vitesse verticale, $v_{z_{0-}}$ est bien proportionnelle à \bar{V}_z excepté pour les expériences à différentes hauteur d'eau (★). La figure 3.29 (b) représente ces mêmes vitesses adimensionnées cette fois par $\sqrt{gh_0}$ et capture mieux l'évolution en faisant varier h_0 . Ce modèle est limité puisqu'il utilise les lois d'échelle expérimentale déduites précédemment des effondrements secs dans l'air, or ici nous avons vu que l'eau a un rôle important sur l'effondrement, tout comme nous comparons une vitesse moyenne à la vitesse verticale maximale expérimentale. Ceci explique que les points ne soient pas parfaitement alignés sur une droite. Cependant, ils sont tout de même très bien regroupés. Ceci pourrait donc expliquer pourquoi les vitesses verticales semblent ne pas être une fonction de H_i uniquement.

Finalement, regardons maintenant l'effet du nombre de Froude vertical, défini comme $Fr_z = v_{z_{0-}} / \sqrt{gh_0}$, sur la vague, soit sur son amplitude adimensionnée par la hauteur initiale de l'eau h_0 , montré en figure 3.28. Sur cette figure, on observe une tendance à regrouper les différentes séries d'expérience mais on observe toujours une dispersion assez importante. A noter qu'il en est de même pour la largeur à mi hauteur λ de la vague. La vitesse verticale du front arrière ne semble donc pas non plus être le paramètre qui contrôle la génération de la vague.

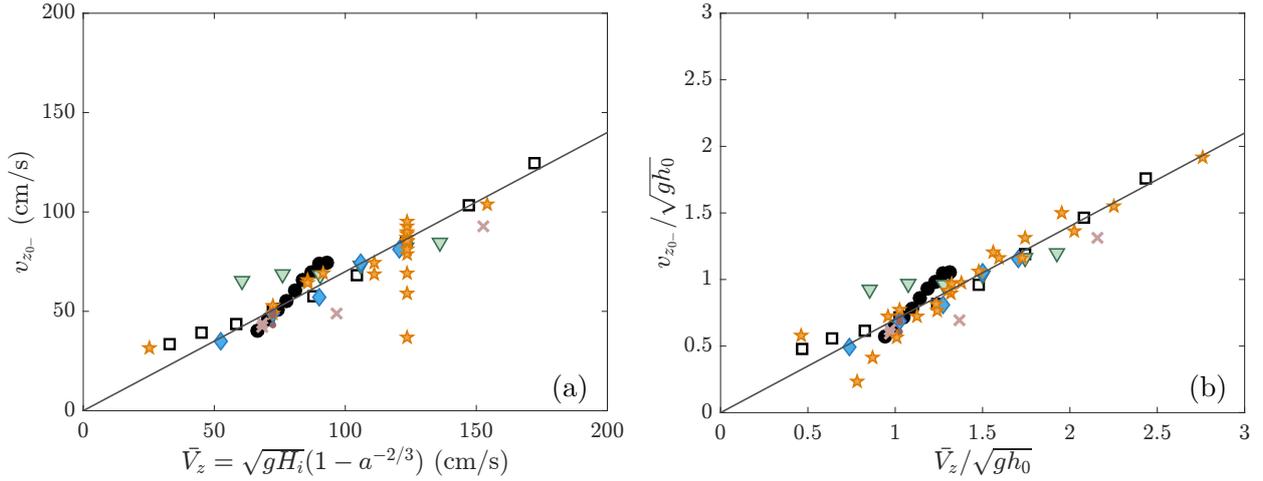


FIGURE 3.29: (a) Comparaison de la vitesse verticale v_z avec la vitesse théorique \bar{V}_z et (b) comparaison en utilisant des grandeurs adimensionnées par $\sqrt{gh_0}$. (—) droite de régression linéaire de pente 0,7. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

Vitesse horizontale du front avant

La figure 3.30 montre cette fois-ci l'amplitude de la vague générée en fonction de la vitesse horizontale du front avant, pour toutes les séries d'expérience. On observe une tendance générale comme quoi l'amplitude augmente avec la vitesse du front à l'interface. On remarque par ailleurs, que tous les points se regroupent relativement bien, excepté ceux pour lesquels la hauteur d'eau varie. Il est donc nécessaire d'adimensionner le problème par la hauteur d'eau h_0 .

Les figures 3.31 (a), (b) et (c) montrent l'amplitude relative de la vague A/h_0 , sa largeur relative λ/h_0 et son volume relatif $A\lambda/h_0^2$ en fonction d'un nouveau nombre de Froude, horizontal et localisé à l'interface, cette fois-ci défini comme

$$Fr_x = \frac{v_x}{(gh_0)^{1/2}}. \quad (3.12)$$

On remarque que tous les points expérimentaux se regroupent sur une courbe maitresse, que ce soit pour l'amplitude, la largeur (avec un peu plus de dispersion) et le volume de la vague. Malgré la variation de nombreux paramètres, tels que le volume de grains et le rapport d'aspect initial de la colonne de grains, la hauteur et la largeur initiale de la colonne, la masse volumique et le diamètre des grains et la hauteur d'eau initiale, la vitesse horizontale du front de grains au niveau de l'interface semble être le paramètre clef qui pilote et détermine la génération de vague. Finalement, on observe que contrairement à ce que beaucoup d'études affirment [37, 11, 134], ce n'est pas la vitesse des grains qui est pertinente, mais la vitesse d'avancée du front de grains, c'est-à-dire que c'est la dynamique collective des grains qui semble piloter la génération de vague. Nos expériences pourraient finalement se comparer à

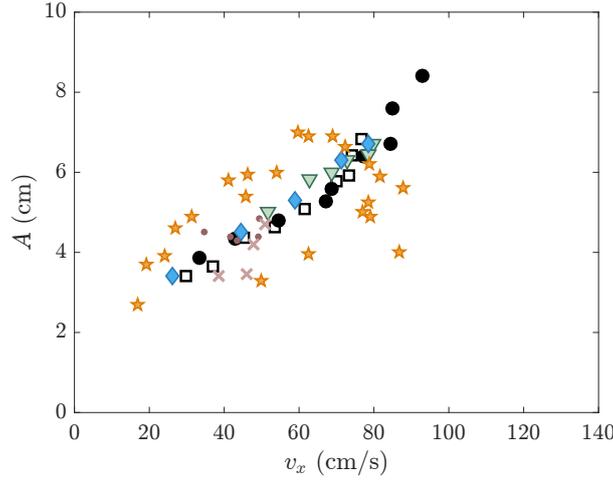


FIGURE 3.30: Influence de la vitesse horizontale du front avant v_x sur l'amplitude maximale A de la vague générée. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▼) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

un piston de vitesse variable avançant horizontalement.

Comme rappelé au chapitre 1, Noda [107] a développé un modèle théorique de génération de vague par un piston vertical avançant horizontalement à vitesse constante. Il a montré que l'amplitude de la vague, normalisée par la hauteur d'eau, est proportionnelle à un nombre de Froude défini comme le rapport de la vitesse horizontale du piston et de la vitesse des vagues en eau peu profonde. Il a comparé son modèle avec les expériences de Miller et White [97]. Noda a montré que $1,17 Fr_x < A/h_0 < 1,32 Fr_x$, le premier modèle $A/h_0 = 1,17 Fr_x$ correspond à la hauteur d'eau au niveau du piston et le deuxième $A/h_0 = 1,32 Fr_x$ correspond à l'amplitude de la vague. Les deux droites sont représentées en pointillés sur la figure 3.32. Le trait plein représente la droite de régression linéaire de nos points expérimentaux, ayant pour équation,

$$A/h_0 \simeq 1,23 Fr_x. \quad (3.13)$$

Étonnamment, on observe un très bon accord entre le modèle théorique de Noda et nos expériences. Ce résultat suggère alors que bien qu'elles soient très différentes, nos expériences de génération de vagues par effondrement granulaire se comportent de manière similaire à un piston avançant horizontalement.

Sur la figure 3.31 (b), la largeur à mi-hauteur de la vague relative λ/h_0 est tracée en fonction de ce nombre de Froude local. La largeur des vagues générées augmente avec ce nombre de Froude, néanmoins la courbe est plus dispersée. La figure 3.31 (c) montre cette fois-ci $A\lambda/h_0^2$ en fonction de Fr_x . On remarque que les points sont aussi très bien regroupés sur cette figure et donc que le volume de la vague augmente avec le nombre de Froude localisé à l'interface.

La figure 3.33 montre l'évolution de la vitesse horizontale du front granulaire avec le rapport d'aspect de la colonne initiale. Sur cette figure, on observe que v_x augmente d'abord

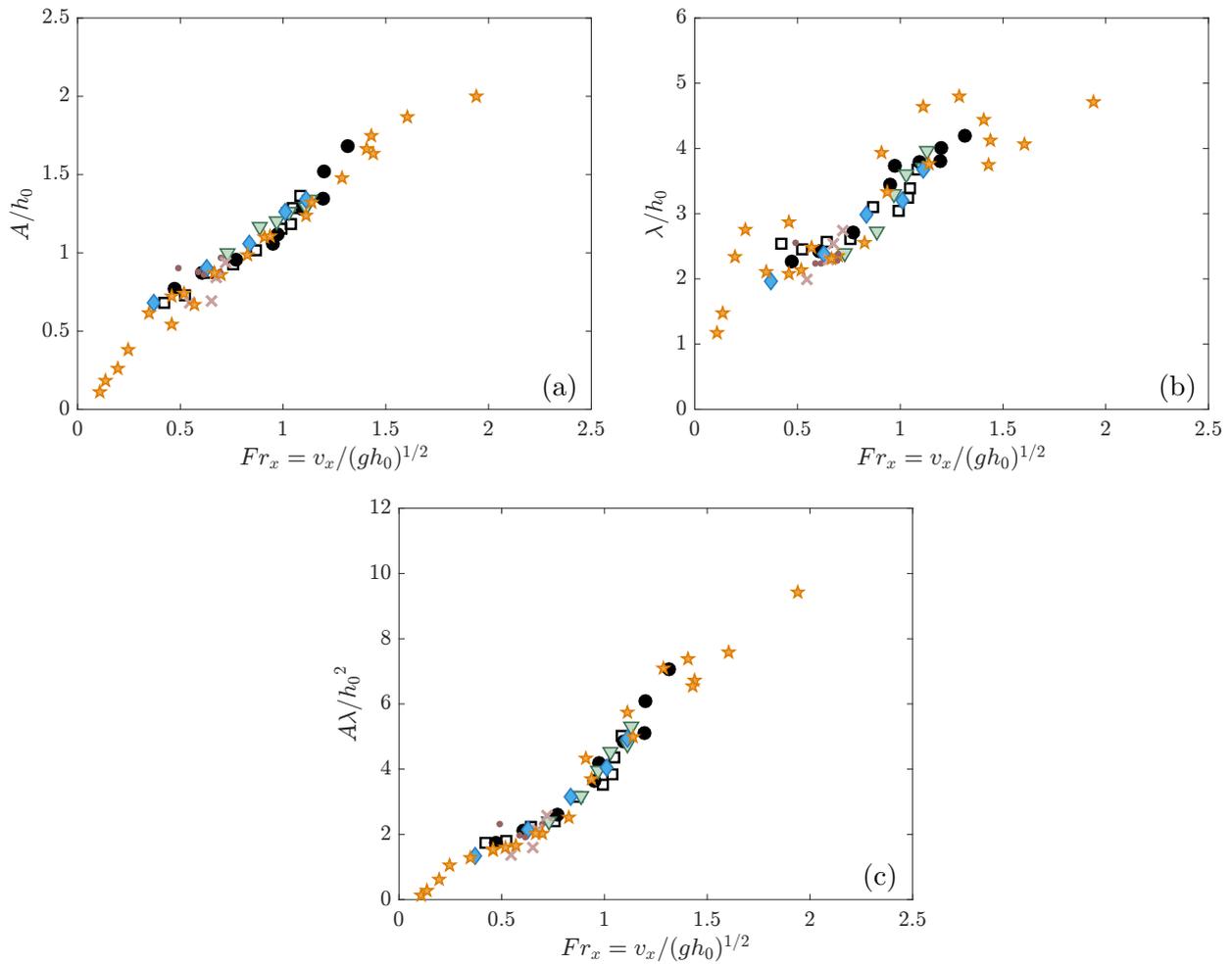


FIGURE 3.31: Influence du Froude horizontal Fr_x , du front avant, sur (a) l'amplitude A , (b) la largeur à mi-hauteur λ et (c) le volume $A\lambda$ de la vague générée. (\bullet) $a = 2,5$; (\square) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (∇) $H_i = 35 \text{ cm}$; (\diamond) $L_i = 10 \text{ cm}$; (\star) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (\cdot) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (\times) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

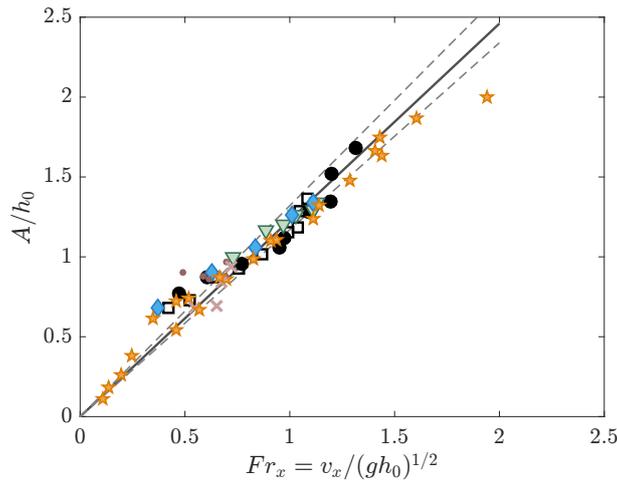


FIGURE 3.32: Comparaison avec le modèle d'un piston. Les droites en pointillés représentent les lois $A/h_0 = 1,17 Fr_x$ et $A/h_0 = 1,32 Fr_x$. (—) droite de régression linéaire de nos expériences, d'équation $A/h_0 = 1,23 Fr_x$.

de façon linéaire avec a puis la vitesse v_x sature pour de grand rapport d'aspect a . Finalement, la saturation de l'amplitude de la vague avec le rapport d'aspect observé précédemment sur la figure 3.8 (a) n'est en fait pas dû à la vague qui part avant que l'effondrement ne soit terminé, mais plutôt à une saturation de la vitesse du front à l'interface v_x .

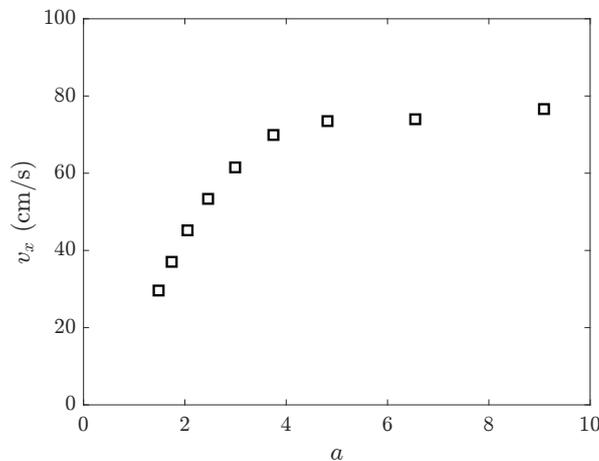


FIGURE 3.33: Vitesse maximale horizontale de l'effondrement v_x au niveau de l'interface, en $z = h_0 = 5$ cm, en fonction du rapport d'aspect a . (\square) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$.

De plus, nous avons vu que les vagues générées, avaient une vitesse de l'ordre de $\sqrt{g(A + h_0)}$. Pour être plus précis, nous pouvons donc définir un nouveau nombre de Froude local, basé cette fois sur la vitesse réelle des vagues, c'est-à-dire tel que $\tilde{Fr}_x = v_x / \sqrt{g(A + h_0)}$. Les résultats sont représentés sur la figure 3.34. On remarque que ceci a eu pour effet de redresser nos points de plus grande amplitude. Nous avons représenté une droite de régression linéaire pour l'amplitude,

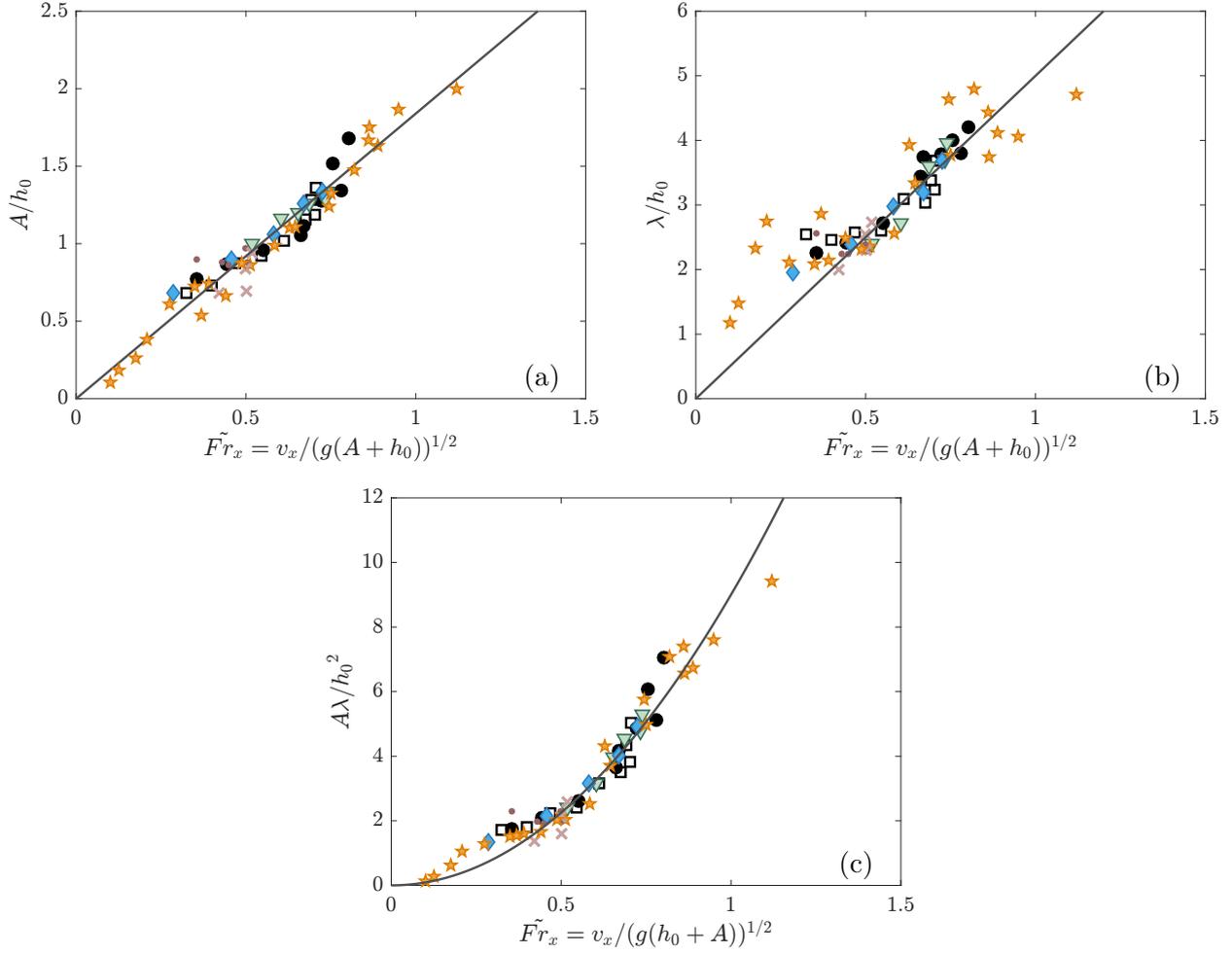


FIGURE 3.34: Influence du Froude horizontal modifié $\tilde{F}r_x$, sur (a) l'amplitude A , (b) la largeur à mi-hauteur λ et (c) le volume $A\lambda$ de la vague générée. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$. (a) : (—) $A/h_0 \simeq 1,84 \tilde{F}r_x$; (b) : (—) $\lambda/h_0 \simeq 5 \tilde{F}r_x$ et (c) : (—) $A\lambda/h_0^2 \simeq 9 \tilde{F}r_x^2$.

$$A/h_0 \simeq 1,84 \tilde{F}r_x. \quad (3.14)$$

Malgré la dispersion des points pour la largeur de la vague, sur la figure 3.34 (b) si l'on trace une droite de régression linéaire tel que $\lambda/h_0 \simeq 5 \tilde{F}r_x$, on obtient une relativement bonne corrélation entre le volume de la vague et le nombre de Froude modifié sous la forme $A\lambda/h_0^2 \simeq 9 \tilde{F}r_x^2$ (Fig 3.34 (c)).

Pour finir, on remarque que pour toutes nos expériences, le nombre de Froude local modifié est toujours inférieur à l'unité excepté pour l'expérience à $h_0 = 2 \text{ cm}$. Ceci caractérise un régime sous-critique : la vague se déplace plus vite que l'effondrement, ce qui nous conforte dans l'idée que la vague part, pour toutes nos expériences, toujours avant que l'effondrement ne soit terminé et pas seulement pour les grands rapports d'aspects.

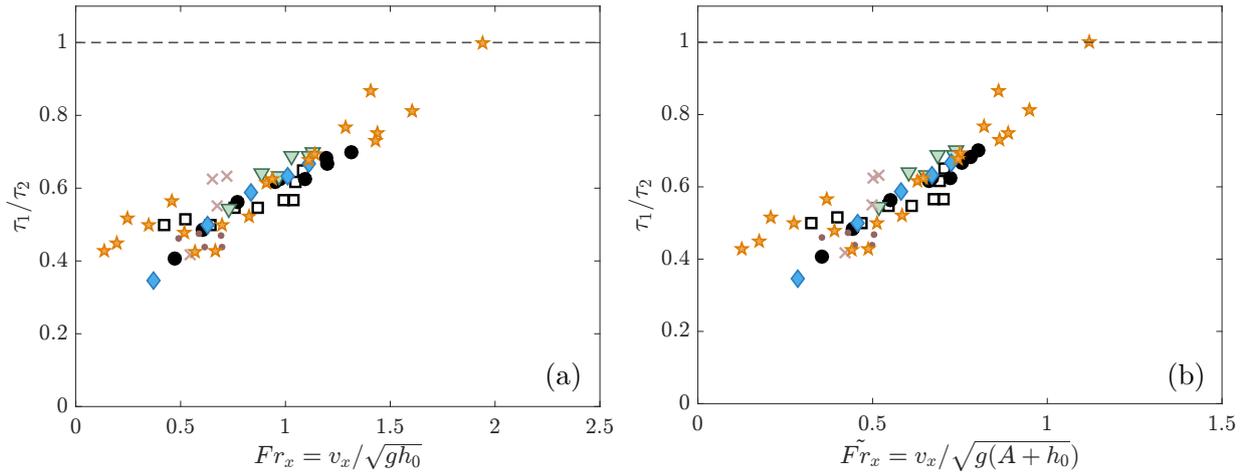


FIGURE 3.35: Rapport des temps caractéristiques de collapse τ_1 et de formation de vague τ_2 en fonction du nombre de Froude (a) local Fr_x (b) local modifié $\tilde{F}r_x$. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$

3.4.3 Temps caractéristiques d'effondrement et de génération

La vitesse du front de l'effondrement granulaire à la surface libre de l'eau semble être le paramètre essentiel qui pilote la génération de la vague. Cette vitesse étant prise à un instant donné, on s'assure que ce temps soit bien avant que la vague ne soit partie. Pour vérifier cela, nous comparons le temps nécessaire pour que la vitesse du front de l'effondrement soit maximale τ_1 au temps nécessaire pour que la vague atteigne son amplitude maximale τ_2 . On compare donc, en quelque sorte, le temps caractéristique de l'effondrement au temps caractéristique de génération de vague. On remarque sur la figure 3.35 (a-b), que τ_1/τ_2 est bien toujours inférieur à l'unité pour toutes nos expériences, excepté pour l'expérience à $h_0 = 2 \text{ cm}$, pour laquelle les deux temps coïncident $\tau_1 = \tau_2$. Ceci est cohérent avec le régime sous-critique souligné dans la section précédente signifiant que la vague se déplace plus vite que l'effondrement. On a aussi l'impression de voir une tendance : plus le nombre de Froude local augmente plus le temps caractéristique de l'effondrement τ_1 se rapproche du temps caractéristique de formation de la vague τ_2 . Cela veut dire que plus Fr_x augmente, plus la vague sera complètement développée et déferlera proche de l'effondrement, en accord avec ce que nous montre la figure 3.19. Sur la figure 3.35 (b), on observe que les points se regroupent plutôt bien autour d'une droite de pente l'unité, suggérant que $\tilde{F}r_x$, défini comme le rapport de deux vitesses caractéristiques du front granulaire et de la vague, correspond également au rapport des deux échelles de temps caractéristiques typiques pour l'évolution de l'effondrement et de la vague.

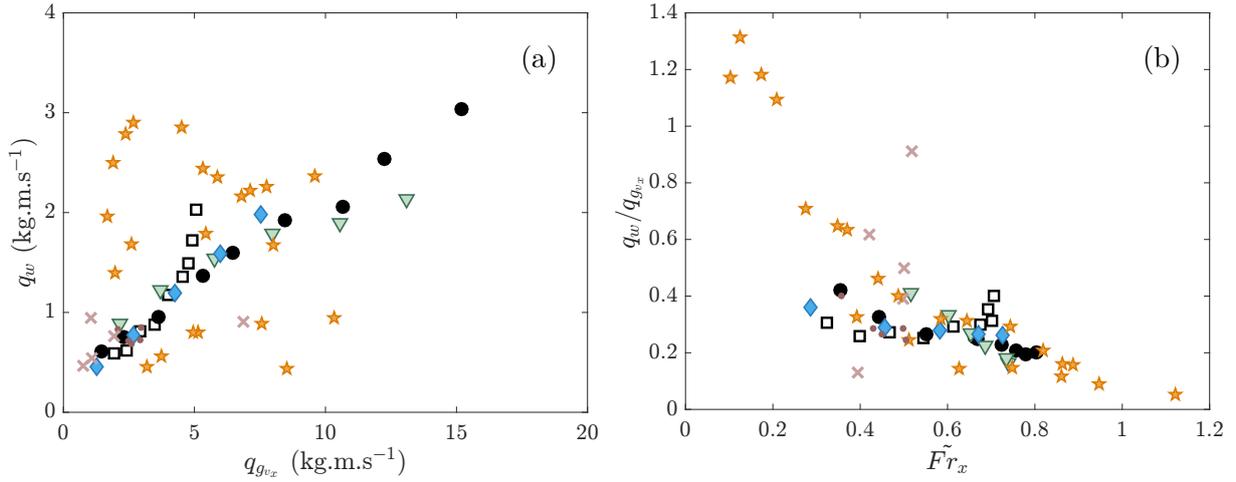


FIGURE 3.36: (a) Transfert de quantité de mouvement entre la vague q_w et la colonne $q_{g_{v_x}}$ qui tient compte de la vitesse du front de grains au niveau de l'interface. (b) Rapport de ces deux quantités de mouvement en fonction du nombre de Froude local modifié $\tilde{F}r_x$. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

3.4.4 Bilan de quantité de mouvement

Maintenant que nous avons identifié la vitesse du front des grains à l'interface v_x comme le paramètre majeur dans la génération de vagues, nous souhaitons faire un bilan de quantité de mouvement pour traduire plus précisément le transfert de la colonne à la vague, en prenant en compte la vitesse v_x des grains et non pas la vitesse de chute libre $\sqrt{gH_i}$. On peut ainsi redéfinir la quantité de mouvement de l'effondrement des grains, $q_{g_{v_x}}$ de la façon suivante,

$$q_{g_{v_x}} = \rho_g \phi H_i L_i v_x. \quad (3.15)$$

La figure 3.36 représente le transfert de quantité de mouvement entre les grains (quantité basée sur la vitesse horizontale du front granulaire à l'interface) et la vague. On remarque que cette fois-ci le transfert varie de 5% à environ 100% avec le nombre de Froude local modifié. Pour de faible nombre de Froude, 100% de la quantité de mouvement des grains est transférée à la vague, correspondant à des vagues non déferlantes. En revanche, plus celui-ci augmente moins le transfert devient important.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la génération de vague par l'effondrement d'une colonne granulaire, dans un premier temps en regardant l'influence des paramètres initiaux de la colonne de grains sur la vague générée, puis dans un second temps d'un point de vue dynamique de l'effondrement. Ce chapitre montre bien à quel point ce problème à trois phases (grains/air/eau) est complexe et fait intervenir de nombreux paramètres. La dépendance des

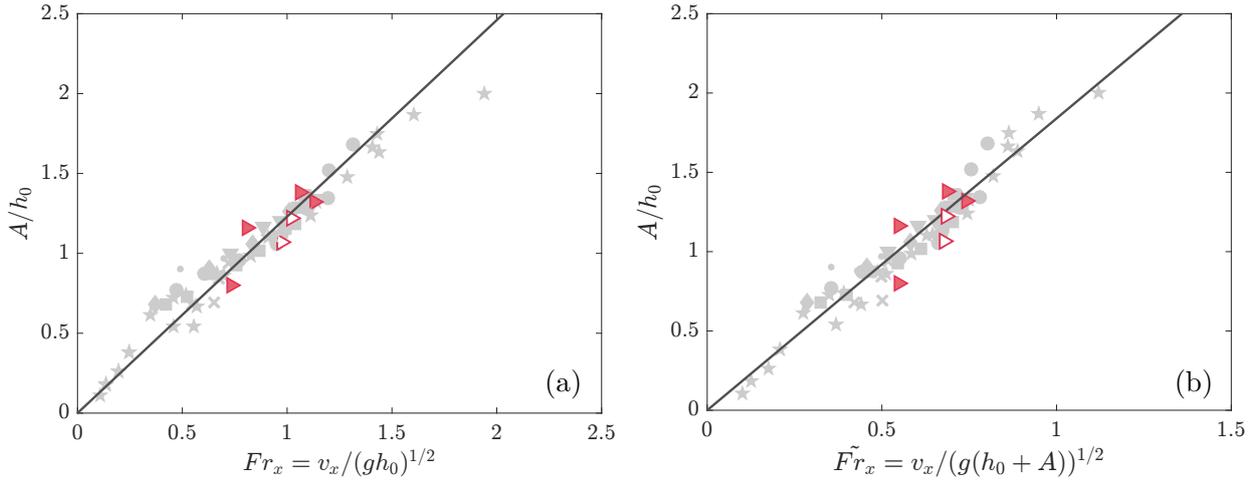


FIGURE 3.37: Amplitude relative en fonction (a) du nombre de Froude local Fr_x et (b) du nombre de Froude local modifié \tilde{Fr}_x . Expériences sur un plan incliné ($V_i = 4,1 \text{ dm}^3$ et $h_0 = 5 \text{ cm}$) : (\blacktriangleright) $h_s = 0$ et (\triangleright) $h_s > 0$.

paramètres de la vague, tels que son amplitude et sa largeur à mi-hauteur, avec les paramètres initiaux de la colonne n'est pas triviale. Cependant, nous avons trouvé une corrélation convaincante entre le nombre de Froude horizontal du front de grains à l'interface et les paramètres de la vague. Finalement, il semble que l'effondrement granulaire se comporte comme un piston de vitesse variable, poussant l'eau horizontalement, de sorte que

$$\frac{A}{h_0} \simeq 1,23 Fr_x,$$

$$\text{ou } \frac{A}{h_0} \simeq 1,84 \tilde{Fr}_x,$$

si l'on tient compte de la vraie vitesse des vagues.

De plus, nous avons vu que seulement une fraction de l'énergie de la colonne (environ 10%) est transférée à la vague. Les lois empiriques (3.13) et (3.14) ont été établies pour une géométrie particulière d'effondrement de colonne granulaire sur un plan horizontal. Néanmoins, nous avons utilisé le dispositif expérimental sur plan incliné, présenté au chapitre 2, sur la figure 2.2, d'effondrement sur plan incliné pour tester la robustesse de nos lois (3.13) et (3.14), et vérifier si elles résultent de notre géométrie ou non, puisque celle-ci a une influence sur la vitesse du front. Plusieurs inclinaisons ont été testées, $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$, pour une hauteur de glissement h_s nulle, c'est-à-dire que les grains affleurent initialement à la surface de l'eau ($V_i = 4,1 \text{ dm}^3$ et $h_0 = 5 \text{ cm}$). La figure 3.37 montre l'amplitude relative en fonction du nombre de Froude local Fr_x et modifié \tilde{Fr}_x pour les expériences sur plan horizontal présentées précédemment, représentées en gris, et les expériences sur plan incliné, représentées en rouges. Ces points sont proches de nos lois empiriques trouvées. Ainsi nous pouvons raisonnablement conclure que les lois empiriques ne sont pas juste liées à notre configuration expérimentale.

Chapitre 4

Des expériences en laboratoire à la nature

Sommaire

4.1	Dépôts finaux issus d'effondrements de colonne à l'échelle du laboratoire	120
4.1.1	Lois d'échelle des dépôts	121
4.1.2	Volume de grains immergés	123
4.1.3	Volume de grains immergés et amplitude de vague	123
4.2	Dépôts finaux issus d'effondrements sur plan incliné	127
4.2.1	Loi d'échelle des dépôts finaux	128
4.2.2	Volume de grains immergés	129
4.2.3	Volume de grains immergés et amplitude de vague	129
4.2.4	Transfert d'énergie et de quantité de mouvement des grains immergés à la vague	130
4.3	Évènements réels passés	131
4.3.1	Chehalis Lake - Canada 2007	132
4.3.2	Lituya Bay - Alaska 1958	137
4.3.3	Taan Fjord - Alaska 2015	142
4.3.4	Autres évènements aériens	144
4.3.5	Effondrements partiellement immergés	146
4.3.6	Autres évènements avec des données manquantes	149
4.4	Potentiels futurs évènements	150
4.4.1	Cumbre Vieja - La Palma Canarie	150
4.4.2	Es Vedrá - Ibiza Espagne	151
4.4.3	Karrat Fjord	151
4.5	Conclusion	152

Jusqu'à présent, nous avons étudié les tsunamis générés par effondrement granulaire à l'échelle du laboratoire. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'application de ces expériences aux événements réels passés.

Nous avons vu dans le chapitre précédent, que le paramètre de contrôle majeur pilotant la génération de vagues, semble être la vitesse du front de l'effondrement granulaire à la surface libre de l'eau, et non pas la vitesse des grains à l'impact, comme on le retrouve généralement admis dans la littérature [11, 35, 134]. Cependant, ce paramètre n'est pas une donnée connue que l'on peut facilement extraire sur le terrain. En effet, jusqu'à aujourd'hui, les seules données que nous possédons, sont les dépôts finaux des effondrements de terrain passés, cicatrices laissées par ces glissements, ainsi que les traces laissées par la vague lors de son passage sur les flancs, rivages et îles voisines. Pour les tsunamis récents, la hauteur maximale atteinte par la vague (*run-up*) est généralement estimée à partir des traces de végétation arrachée sur les rives impactées. Dans le cas des tsunamis anciens, la hauteur d'impact peut être estimée à partir de la position de dépôts chaotiques perchés, interprétés comme résultant du transport à haute énergie de blocs charriés par une vague [112, 113, 114]. Cependant, le *run-up* reste une donnée délicate à manier, car il est considérablement influencé par la topographie côtière locale (phénomènes d'amplification notamment). Son estimation ne donne donc des informations que très indirectes sur les caractéristiques de la vague initiale.

Dans ce chapitre, nous caractérisons la possible corrélation entre le dépôt final de l'effondrement et la vague générée, à l'échelle du laboratoire. Puis, pour tester notre modèle, nous nous penchons sur plusieurs cas réels passés afin de les comparer à nos données expérimentales.

4.1 Dépôts finaux issus d'effondrements de colonne à l'échelle du laboratoire

Les dépôts finaux issus de l'effondrement d'une colonne granulaire, peuvent être caractérisés par plusieurs paramètres, représentés sur la figure 4.1. L'effondrement s'étale sur le plan horizontal simulant le fond marin, et parcourt une distance L_f et s'affaisse jusqu'à une hauteur H_f , une fois l'effondrement terminé. Sa distance de *runout* $\Delta L = L_f - L_i$ est définie comme la différence entre la distance parcourue L_f et la largeur initiale de la colonne L_i . Un autre paramètre caractérisant le dépôt final, est le volume de grains effectivement rentré dans l'eau et qu'on appelle volume immergé, noté V_{im} . Si, dans le chapitre précédent, nous avons vu que le volume de grains $V_i = H_i L_i l$ n'était pas l'unique paramètre de contrôle pour décrire la vague générée, nous observons sur la figure 4.1 (b) que seule une partie des grains participe à la génération de la vague. Le volume immergé V_{im} apparaît donc plus pertinent pour tenter de comprendre le mécanisme de génération de vague. La surface totale de grain immergé sous la hauteur d'eau h_0 à l'instant t donné, et donc son volume $V_{im} = S_{im} l$ si on suppose que l'effondrement est bidimensionnel, est facilement extractable de nos données expérimentales. Le volume immergé est défini à un instant t comme

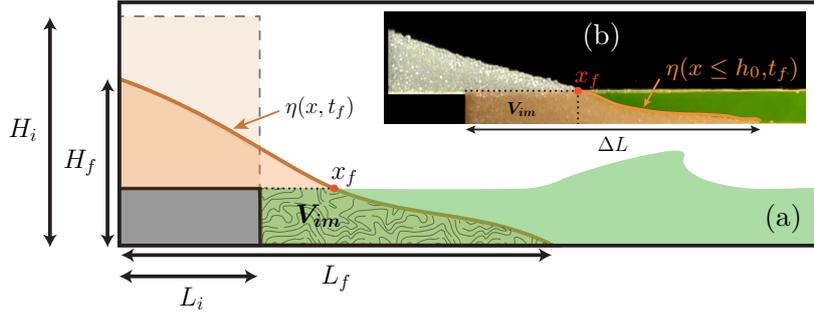


FIGURE 4.1: (a) Paramètres des dépôts finaux : $\eta(x, t_f)$ profil du dépôt final, sa distance de *runout* $\Delta L = L_f - L_i$, sa hauteur finale H_f , son volume immergé V_{im} et sa distance x_f parcouru par les grains à l'interface, en $z = h_0$. (b) Photo du dépôt final d'une expérience ($H_i = 25$ cm et $L_i = 10$ cm).

$$V_{im}(t) = h_0 x_f l + l \int_{x_f}^{\Delta L} \eta(x, t) dx,$$

où h_0 est la hauteur d'eau au repos, x_f la position du front granulaire au niveau de l'interface (en $z = h_0$), l la largeur du canal et $\eta(x, t)$ le profil de l'effondrement granulaire au cours du temps (Fig. 4.1).

Ainsi, pour chaque expérience, on considère le volume immergé V_{im} des dépôts finaux (c'est-à-dire une fois le collapse terminé), leur hauteur finale H_f , ainsi que leur distance de *runout* ΔL .

4.1.1 Lois d'échelle des dépôts

Dans le chapitre précédent, ainsi que dans l'introduction, nous avons déjà introduit les lois d'échelle disponibles dans la littérature pour des effondrements de colonnes granulaires sèches et immergées [6, 68, 70, 78, 85, 122, 136, 142]. Ces lois d'échelle montrent que la distance de *runout* ΔL et la hauteur finale H_f , sont principalement gouvernées par le rapport d'aspect $a = H_i/L_i$ de la colonne initiale. La figure 3.6 (du chapitre 3.2.2) montrait trois séries d'expériences de colonnes granulaires : des effondrements de colonnes initialement sèches dans l'air, totalement immergées et enfin une série d'expérience initialement sèche dans l'eau pour un volume de grains constant. Nous avons observé, en accord avec la littérature, une bonne corrélation avec ces lois d'échelle. La figure 4.2 représente la distance de *runout* et la hauteur finale, normalisées par la largeur de la colonne, en fonction du rapport d'aspect, pour toutes nos séries d'expériences d'effondrement de colonnes initialement sèches dans l'eau, présentées au chapitre précédent. Les droites représentent les lois d'échelles obtenues pour des effondrements de colonne de grains secs dans l'air par Lajeunesse *et al.* [70] :

$$\frac{\Delta L}{L_i} \propto \begin{cases} a & a \leq 3 \\ a^{2/3} & a \geq 3, \end{cases} \quad (4.1)$$

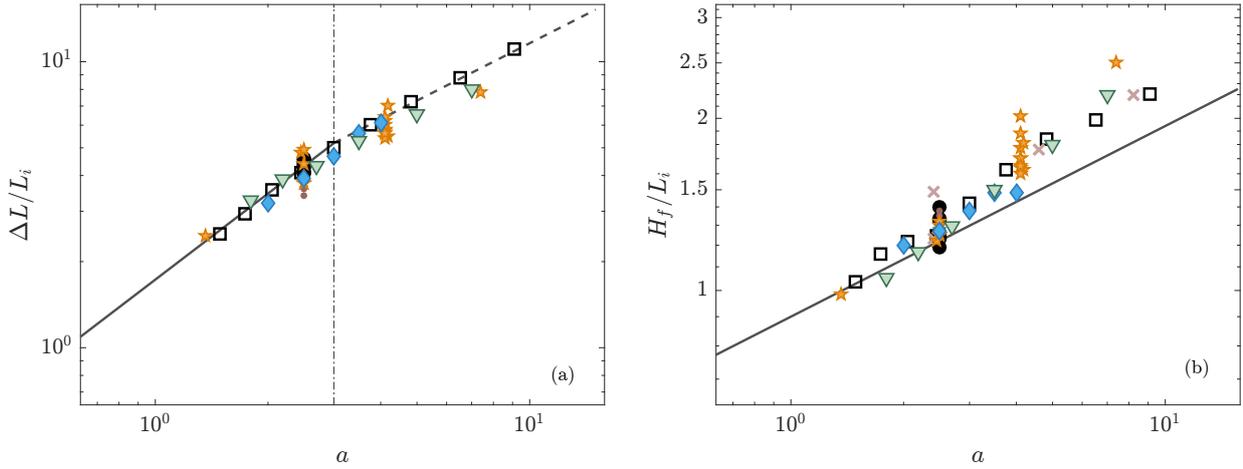


FIGURE 4.2: Effondrements de colonnes initialement sèches dans l'eau. (a) Distance de *runout* adimensionnée $\Delta L/L_i$ et (b) hauteur finale adimensionnée H_f/L_i du dépôt, en fonction du rapport d'aspect a de la colonne initiale. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▼) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$. (a) (—) droite d'équation $\Delta L/L_i = 1,73 a$ et (- - -) $\Delta L/L_i = 2,5 a^{2/3}$; (- · - ·) $a = 3$. (b) (—) droite d'équation $H_f/L_i = 0,9 a^{1/3}$.

avec deux régimes pour la distance relative de *runout* $\Delta L/L_i$: un premier régime où $\Delta L/L_i$ augmente linéairement avec le rapport d'aspect; un second régime pour $a > 3$, où $\Delta L/L_i$ augmente en $a^{2/3}$. Par ailleurs Lajeunesse *et al.* ont montré que la hauteur relative du dépôt final H_f/L_i est donnée par,

$$\frac{H_f}{L_i} \propto a^{1/3} \text{ pour } a \geq 0,7 \quad (4.2)$$

dans la gamme des paramètres étudiés. Topin *et al.* [142] retrouvent numériquement ces mêmes lois d'échelle (4.1) et (4.2) pour des expériences d'effondrement totalement immergé dans de l'eau.

Bien que notre configuration d'effondrement sec dans l'eau soit quelque peu différente, il semble pourtant que nos données expérimentales d'effondrements de colonnes initialement sèches dans l'eau sont bien corrélées avec ces lois (4.1) et (4.2). On observe tout de même une dispersion pour les expériences à volume variable (□), ainsi que pour les expériences à différentes hauteurs d'eau (★). Nous avons déjà parlé, dans le chapitre précédent de l'influence du coefficient de friction expliquant le décalage vertical. A noter que pour la hauteur finale, nos expériences d'effondrement de colonnes sèches dans l'eau sont plus proches d'une loi de puissance d'exposant 1/2 plutôt que 1/3. Cette différence pour la hauteur H_f du dépôt final est probablement due au changement de coefficient de friction entre l'air et l'eau qui entraîne un changement de pente de l'effondrement à l'interface, visible sur la figure 4.1 (b). Ainsi, les deux paramètres H_f et ΔL , décrivant le dépôt final, ne dépendraient donc principalement que du rapport d'aspect initial a de la colonne. En revanche nous avons vu dans le chapitre 3 que la vague n'était quant à elle pas exclusivement pilotée par ce

rapport d'aspect.

4.1.2 Volume de grains immergés

Nous allons maintenant nous intéresser au volume de grains immergés du dépôt final V_{im} . Sur la figure 4.1 (b) correspondant au dépôt final d'une expérience, on observe que seulement une partie des grains est immergée et participe au déplacement d'un volume fluide et à la génération de la vague. Dans un premier temps, nous pouvons regarder comment ce volume évolue avec les paramètres de la colonne initiale. Le volume relatif V_{im}/V_i est représenté sur la figure 4.3, en fonction des paramètres initiaux, adimensionnés, de la colonne H_i/h_0 , L_i/h_0 et $a = H_i/L_i$. On remarque que le volume immergé relatif est inversement proportionnel à la largeur initiale relative (Fig. 4.3 (b)). En effet, toutes les données expérimentales détaillées au tableau 2.1 du chapitre 2, se regroupent suivant une courbe maitresse, contrairement aux données tracées en fonction de la hauteur relative et du rapport d'aspect.

On en déduit donc que pour les colonnes de faible largeur L_i une grande partie des grains s'écoulent et tombent dans l'eau, tandis que pour les colonnes de grandes largeur L_i , les grains assez éloignés de la porte ne bougent pas ou peu. Dans ce dernier cas, seulement une petite fraction du volume de grains V_i tombe dans l'eau.

Lorsque l'on trace le volume immergé relatif V_{im}/V_i en fonction de la hauteur d'eau adimensionnée par la largeur initiale de la colonne h_0/L_i (Fig. 4.3 (b')), on obtient la relation suivante,

$$\frac{V_{im}}{V_i} = 0,25 \ln \left(13 \frac{h_0}{L_i} \right). \quad (4.3)$$

En extrapolant, ceci voudrait dire que pour que tous les grains soient complètement immergés après l'effondrement ($V_{im}/V_i = 1$), il faudrait que la hauteur d'eau soit environ 4 fois plus élevée que la largeur initiale de la colonne. Cette loi n'est donc valable que lorsque $h_0/L_i < 4$. Cependant, il a déjà été observé dans la nature que le volume final est parfois plus élevé que le volume initial, dû aux effets de dilatation lors de l'effondrement [80]. Dans la nature, l'avalanche peut également incorporer des sédiments du substratum conduisant à un volume plus important (parfois surestimé) dans la zone de dépôt. Bien évidemment, ceci ne peut pas être observé dans le cas de nos expériences.

Si cette loi est valide, cela voudrait dire que nous sommes capable d'extraire la fraction de volume de grains immergés à partir des paramètres initiaux de la colonne H_i , L_i , l et h_0 . Mais est-ce seulement une corrélation liée à notre géométrie expérimentale ? On reviendra sur cette possibilité à la section 4.2.

4.1.3 Volume de grains immergés et amplitude de vague

Regardons maintenant l'influence du volume immergé du dépôt final sur la vague générée, et plus particulièrement sur son amplitude maximale. Il semble assez facilement concevable que les caractéristiques de la vague générée, et donc son amplitude, soit en partie pilotée par

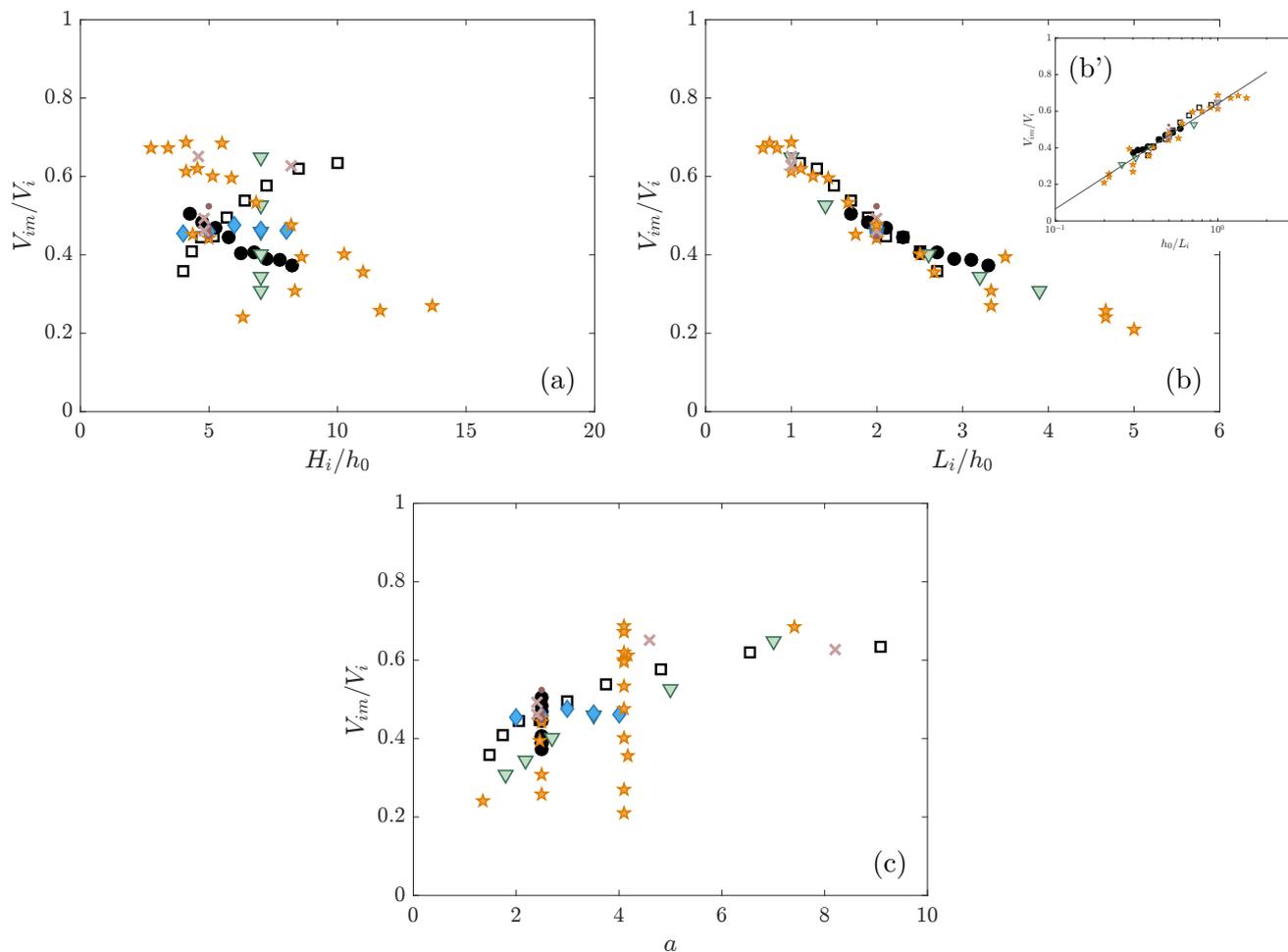


FIGURE 4.3: Effondrements de colonnes initialement sèches dans l'eau. Volume final de grains immergés V_{im} , adimensionné par le volume initial de grains $V_i = H_i L_i l$, en fonction de (a) la hauteur initiale de colonne relative H_i/h_0 ; (b) la largeur initiale relative L_i/h_0 ; (b') h_0/L_i échelle log-linéaire, (—) droite d'équation $y = 0,25 \ln(13x)$. et (c) rapport d'aspect a de la colonne initiale. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

4.1. Dépôts finaux issus d'effondrements de colonne à l'échelle du laboratoire

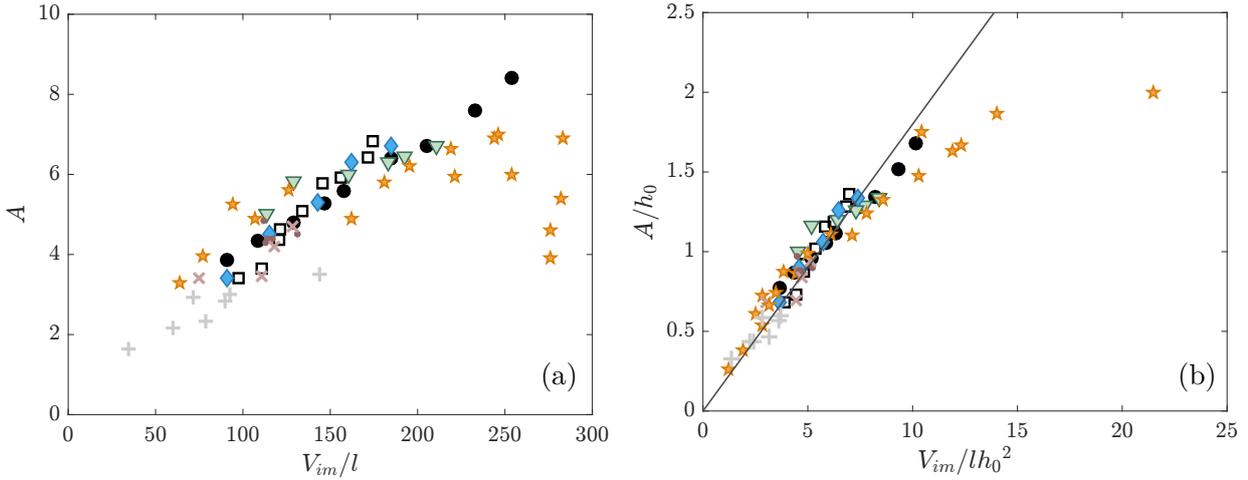


FIGURE 4.4: (a) Influence du volume immergé final, V_{im} sur l'amplitude de la vague générée, A . (b) Influence du volume immergé final adimensionné, V_{im}/lh_0^2 sur l'amplitude relative de la vague générée, A/h_0 . (—) droite d'équation $y = 0,18x$. (•) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

le volume de grains qui est effectivement tombé dans l'eau. On rappelle d'ailleurs que c'est le volume de grains qui semble en partie influencer la génération de vague, plutôt que la masse comme on l'a vu au chapitre précédent.

L'amplitude maximale A est tracée sur la figure 4.4 (a) en fonction du volume immergé V_{im} du dépôt final, par unité de largeur l , pour toutes les séries d'expériences listées dans le tableau 2.1. Sur cette figure, on remarque que les points se regroupent plutôt bien, excepté pour les expériences à différentes hauteurs d'eau (★), plus particulièrement pour les hauteurs d'eau élevées. La figure 4.4 (b) représente l'amplitude relative A/h_0 de la vague en fonction du volume immergé adimensionné par lh_0^2 , représentant finalement un volume élémentaire d'eau. Excepté pour les expériences avec des hauteurs d'eau très faible devant la hauteur H_i de la colonne on observe une corrélation linéaire pour toutes les séries d'expériences telle que

$$\frac{A}{h_0} \simeq 0,18 \frac{V_{im}}{lh_0^2}. \quad (4.4)$$

Cette loi n'est donc valide que lorsque le volume immergé est inférieur à dix fois le volume élémentaire d'eau lh_0^2 . Pour de très faibles hauteur d'eau (c'est-dire les symboles ★ les plus à droite qui s'écartent de la droite) le volume immergé final surestime le volume mis en jeu dans la génération de vague. En effet, pour ces faibles hauteurs d'eau la vague déferle très vite, bien avant que l'effondrement ne soit terminé, et donc seulement une petite partie de ce volume immergé final participe à la génération de la vague principale. Ainsi, il serait donc intéressant de prendre le volume immergé instantané $V_{im}(\tau_1)$ à l'instant où la vague est formée, c'est-à-dire à l'instant où l'amplitude de la vague est maximale. La dispersion de nos points expérimentaux autour de cette loi est de 15%.

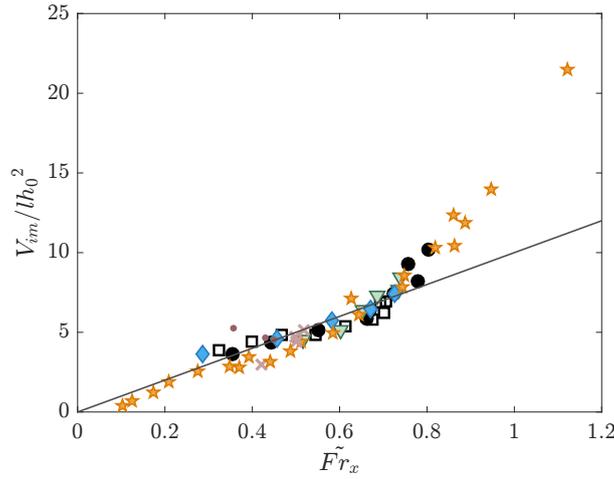


FIGURE 4.5: Volume immergé final adimensionné V_{im}/lh_0^2 en fonction du nombre de Froude modifié $\tilde{F}r_x$. (—) droite d'équation $y = 10x$. (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▼) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$.

Dans le chapitre 3 précédent nous avons vu que le paramètre de contrôle pour l'amplitude relative de la vague était le nombre de Froude local modifié basé sur la vitesse du front au niveau de l'interface. Si on égalise les deux lois empiriques trouvées pour l'amplitude relative de la vague générée, (4.4) et (3.14), on obtient la relation

$$\frac{V_{im}}{lh_0^2} = 10\tilde{F}r_x. \quad (4.5)$$

La figure 4.5 représente le volume immergé final adimensionné V_{im}/lh_0^2 en fonction du nombre de Froude horizontal modifié $\tilde{F}r_x = v_x/\sqrt{g(A+h_0)}$. La relation précédente est représentée par le trait plein sur la figure 4.5. On observe bien que nos points expérimentaux suivent cette loi, excepté pour quelques points à grand nombre de Froude (les mêmes que ceux observés sur la figure 4.4 (b)). Ce résultat suggère donc que le volume immergé est finalement le résultat de la dynamique d'effondrement.

Dans la gamme de paramètres explorés dans notre géométrie (a , V_i , H_i , L_i , h_0 , ρ_g , d), le volume immergé semble donc être un paramètre pertinent pour prédire l'amplitude relative de la vague puisqu'il semble lui-même piloté par le nombre de Froude dans notre géométrie. Or ce volume est généralement une donnée que les géologues peuvent plus ou moins facilement extraire sur le terrain. D'après cette relation empirique (4.4) on serait donc capable d'estimer, *a posteriori*, l'amplitude de la vague générée pour des événements passés.

Cependant, notre modèle expérimental de simple effondrement de colonne est très loin de la réalité du terrain. Une question qui se pose est la validité des lois (4.3) et (4.4) dans diverses configurations expérimentales. Pour répondre à cette question, nous avons réalisé des expériences avec notre dispositif expérimental, modifié et doté d'un plan incliné, a priori plus proche des glissements de terrain qui apparaissent dans la nature (excepté l'effondrement de falaise).

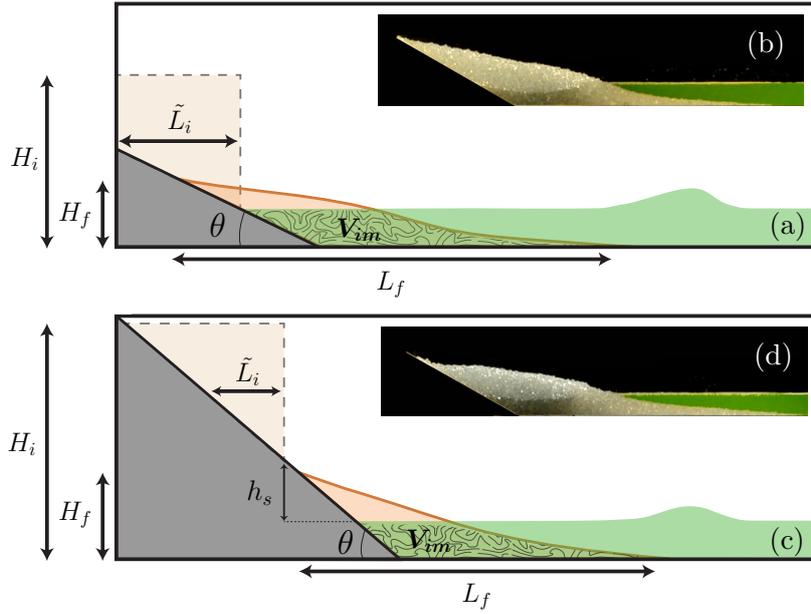


FIGURE 4.6: Paramètres des dépôts finaux : distance de *runout* $\tilde{\Delta}L = L_f - \tilde{L}_i$ (avec \tilde{L}_i la largeur à mi-hauteur), la hauteur finale H_f , le volume immergé V_{im} . (a) Les grains affleurent la surface de l'eau, $h_s = 0$; (b) Photo du dépôt final des grains pour une expérience sur un plan de 30° , avec $h_s = 0$ ($V_i = 4,1 \text{ dm}^3$); (c) Les grains parcourent une longueur de glissement l_s , avant d'impacter la surface libre de l'eau, $h_s > 0$; (d) Photo du dépôt final des grains pour une expérience sur un plan de 30° , avec $h_s = 8 \text{ cm}$ ($V_i = 4,1 \text{ dm}^3$).

4.2 Dépôts finaux issus d'effondrements sur plan incliné

La majorité des effondrements dans la nature, à quelques rares exceptions près, résultent de glissements de terrain sur des pentes. Nous avons donc fait des expériences additionnelles sur plan incliné, avec le dispositif expérimental présenté au chapitre 2 (Fig. 2.2). Nous avons pour ces expériences vérifié que nos lois restent valables dans cette configuration. Plusieurs inclinaisons ont été testées, $\theta = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$, pour une hauteur de glissement h_s nulle, c'est-à-dire que les grains affleurent initialement à la surface de l'eau (Fig. 4.6 (a-b)). Et pour un angle de 30° , nous avons testé des hauteurs de glissement non nulles pour lesquels les grains sont lâchés en amont de la surface de l'eau, c'est-à-dire qu'ils parcourent une certaine distance $l_s = h_s / \sin \theta$ avant d'impacter la surface libre de l'eau (Fig. 4.6 (c-d)). Toutes ces expériences sur plan incliné ont été faites avec un volume de grains ($V_i = 4,1 \text{ dm}^3$) identique et une hauteur d'eau constante $h_0 = 5 \text{ cm}$.

Pour ces expériences nous prenons comme hauteur initiale H_i la hauteur de chute des grains, comme défini sur les figures 4.6 (a) et (c). Nous définissons la largeur initiale comme la largeur à mi-hauteur \tilde{L}_i , du tas de grains, c'est-à-dire prise à la hauteur $z = (H_i - (h_s + h_0)) / 2$. Le volume correspondant est $\tilde{V}_i = H_i \tilde{L}_i l$. La hauteur H_f est la hauteur maximale du dépôt final et L_f est l'extension longitudinale du dépôt entre le front avant et le front arrière. Enfin, la distance de *runout* est toujours définie par $\tilde{\Delta}L = L_f - \tilde{L}_i$ et le volume immergé correspond toujours à l'intégrale de la surface du collapse des grains sous la surface libre de

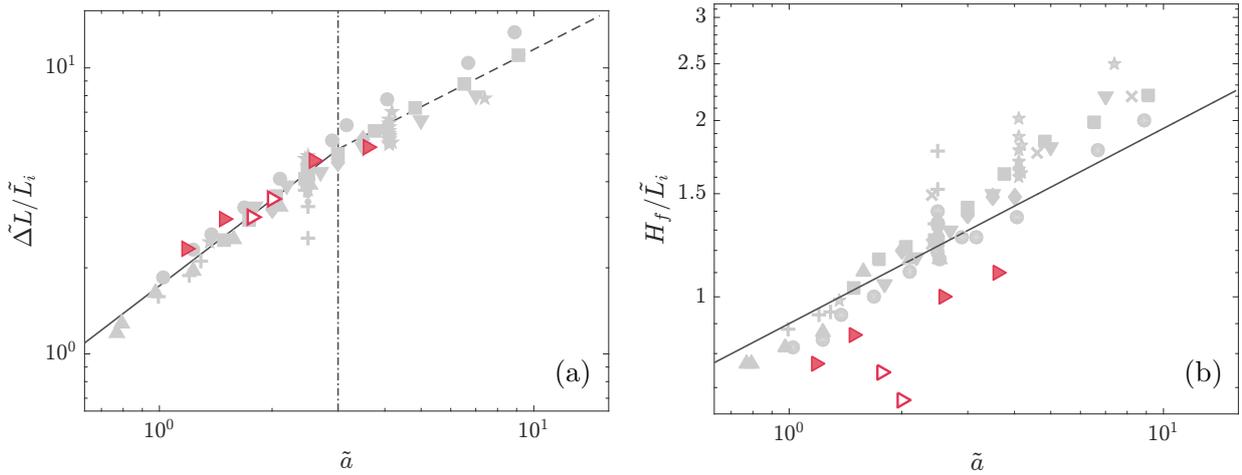


FIGURE 4.7: Distance de *runout* adimensionnée $\tilde{\Delta L}/\tilde{L}_i$ et hauteur finale adimensionnée H_f/\tilde{L}_i en fonction du rapport d'aspect $\tilde{a} = H_i/\tilde{L}_i$ de la colonne initiale. (a) (—) droite d'équation $\tilde{\Delta L}/\tilde{L}_i = 1,73 \tilde{a}$ et (- - -) $\tilde{\Delta L}/\tilde{L}_i = 2,5 \tilde{a}^{2/3}$; (- · - ·) $\tilde{a} = 3$. (b) (—) droite d'équation $H_f/\tilde{L}_i = 0,9 \tilde{a}^{1/3}$. Expériences sur un plan incliné : (▶) $h_s = 0$ et (▷) $h_s > 0$.

l'eau, initialement au repos.

4.2.1 Loi d'échelle des dépôts finaux

Sur la figure 4.7, nous avons représenté la distance de *runout* $\tilde{\Delta L}$ et la hauteur finale du dépôt H_f , normalisées par la largeur de la colonne \tilde{L}_i , en fonction du rapport d'aspect \tilde{a} . Les points en gris clair correspondent aux points expérimentaux d'effondrements de colonnes sur un plan horizontal, présentés précédemment dans la section 4.1, et les points en rouge correspondent aux nouvelles expériences réalisées sur plan incliné. On observe que les expériences sur plan incliné semblent suivre les mêmes lois d'échelle pour la distance de *runout*. Les effondrements sur plan incliné semblent donc se comporter, au premier ordre, comme les effondrements de colonne. En revanche, pour la hauteur finale du dépôt, tous les points semblent sensiblement se détacher. On observe cependant toujours une loi de puissance d'exposant $\tilde{a}^{1/2}$ excepté deux points qui sont les points expérimentaux pour lesquels la hauteur de glissement h_s est non nulle. En effet, pour ces deux expériences, les grains parcourent la distance l_s avant d'atteindre l'eau. Compte tenu de leur inertie ils s'étalent plus dans la cuve que pour les expériences affleurant initialement la surface libre de l'eau, modifiant significativement la forme du dépôt final et diminuant ainsi la hauteur finale. Lucas *et al.* [80] ont montré que la forme initiale de l'effondrement n'influait pas la distance de *run-out* mais seulement la forme des dépôts et leur extension latérale. Ceci pourrait expliquer la différence observée sur la hauteur finale H_f des dépôts. De plus, une étude de Farin *et al.* [34] a fait apparaître une dépendance des paramètres du dépôt au volume de la masse mise en jeu (en plus du rapport d'aspect) pour des pentes supérieures à 15°.

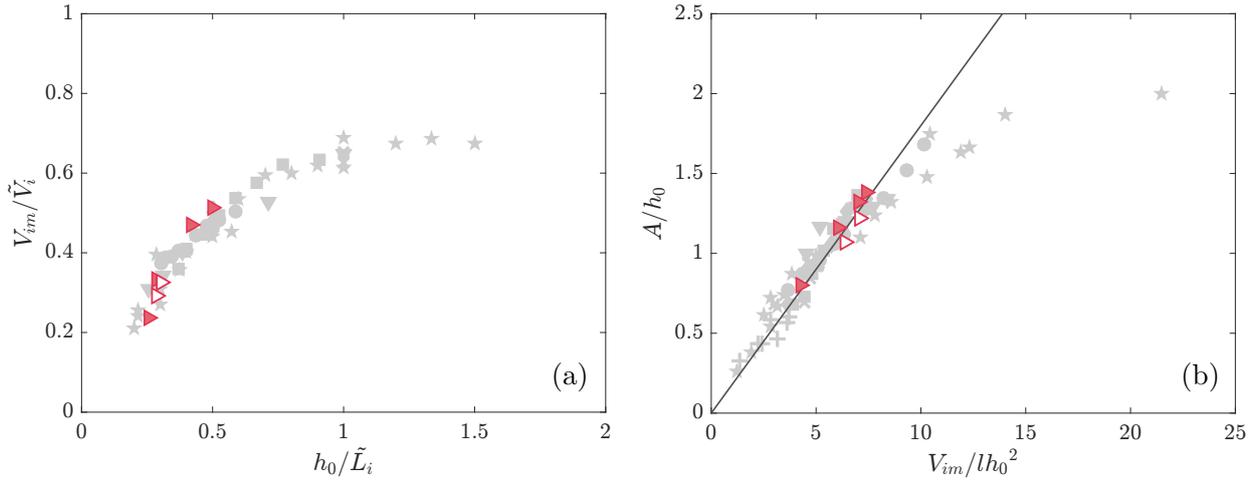


FIGURE 4.8: (a) Volume immergé relatif en fonction de la hauteur d'eau adimensionnée par la largeur initiale de la colonne. (b) Influence du volume immergé final, V_{im} sur l'amplitude de la vague générée, A . (—) droite d'équation $y = 0,18x$. Expériences sur plan incliné : (\blacktriangleright) $h_s = 0$ et (\triangleright) $h_s > 0$. Les points en gris clair correspondent aux points expérimentaux, d'effondrements de colonnes sur un plan horizontal, présentés précédemment dans la section 4.1.

4.2.2 Volume de grains immergés

Sur la figure 4.8 (a), la fraction du volume total de grains immergés à la fin de l'effondrement, V_{im}/\tilde{V}_i est représentée en fonction de la hauteur d'eau h_0 adimensionnée par la largeur initiale de la colonne \tilde{L}_i . On remarque que la loi d'échelle de l'équation (4.3) est toujours valable pour les expériences sur plan incliné, en prenant comme largeur initiale la largeur à mi-hauteur de la colonne (Fig. 4.6). Il est important de noter ici que le volume $\tilde{V}_i = H_i \tilde{L}_i l$ prend en compte la hauteur totale de chute H_i que parcourent les grains, et \tilde{L}_i la largeur à mi-hauteur de la colonne de grains. Dans le cas des effondrements de colonne granulaire sur un plan horizontal, on considère la marche comme des grains immobiles (comme discuté dans le chapitre 2) et dans cette situation la hauteur de chute totale multipliée par la largeur de la colonne reste constante. Finalement pour le cas d'effondrement sur plan incliné, le volume \tilde{V}_i n'est pas le vrai volume de grains initial V_i . Il convient donc de réécrire cette équation de la façon suivante :

$$\frac{V_{im}}{H_i \tilde{L}_i l} = 0,25 \ln \left(13 \frac{h_0}{\tilde{L}_i} \right). \quad (4.6)$$

4.2.3 Volume de grains immergés et amplitude de vague

La figure 4.8 (b) représente l'amplitude maximale de la vague A adimensionnée par h_0 en fonction du volume immergé V_{im} du dépôt final adimensionné par le volume d'eau élémentaire lh_0^2 . On observe sur cette figure que les expériences faites sur plan incliné suivent la même loi pour l'amplitude relative A/h_0 en fonction du volume immergé, à savoir

$$\frac{A}{h_0} = 0,18 \frac{V_{im}}{lh_0^2}. \quad (4.7)$$

On peut donc raisonnablement conclure que nos lois ne sont pas juste liées à notre géométrie expérimentale d'effondrement de colonne sur un plan horizontal. En effet, on observe que la loi (4.7) s'applique aussi aux expériences d'effondrement sur plan incliné quel que soit l'angle d'inclinaison θ et quelle que soit la hauteur de glissement h_s .

4.2.4 Transfert d'énergie et de quantité de mouvement des grains immergés à la vague

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que le transfert d'énergie de la colonne de grains initiale à la vague était de l'ordre de 8,5%. Mais tous les grains ne participant pas à la génération de la vague, il est sans doute plus pertinent de ne prendre en compte que l'énergie transmise par la fraction de grains qui sont effectivement rentrés dans l'eau, à la vague générée. Pour cela, nous ne prenons en compte ici que l'énergie potentielle de la fraction des grains qui est tombé dans l'eau, soit

$$E_{p_{im}} = (1/2)\rho_g g V_{im} H_i. \quad (4.8)$$

La figure 4.9 représente l'énergie totale de la vague $E_w = \tilde{E}_{c_w} + \tilde{E}_{p_w}$, définie par l'équation (3.9) du chapitre 3, en fonction de $E_{p_{im}}$. On observe cette fois-ci, que même les points à différentes hauteur d'eau (★) se regroupent plutôt bien. L'une des raisons est que dans l'expression de cette nouvelle énergie potentielle basée sur la fraction de grains immergés, on prend finalement en compte la hauteur d'eau, en effet, V_{im} tient compte de h_0 . On observe une relation linéaire entre ces deux énergies décrivant un taux de transfert d'environ 18%.

Pour le transfert de quantité de mouvement, nous prenons également en compte seulement la partie des grains immergés qui participent réellement à la génération de la vague et la vitesse typique d'avancée du front v_x . On peut ainsi réécrire la quantité de mouvement des grains $q_{g_{v_x}}^*$ de la façon suivante,

$$q_{g_{v_x}}^* = \rho_g \phi V_{im} v_x. \quad (4.9)$$

La figure 4.9 représente le rapport de quantité de mouvement de la vague et de cette nouvelle quantité de mouvement des grains immergés, basée sur la vitesse d'avancée du front granulaire à l'interface, en fonction du nombre de Froude local adimensionné. On remarque cette fois-ci que pour de faible nombre de Froude, jusqu'à 200% de la quantité de mouvement des grains est transférée à la vague, correspondant à des vagues non déferlantes. Ce résultat semble indiquer que la considération de la quantité de mouvement à partir du volume immergé seulement, semble tronquer les résultats. En effet, la vitesse du front granulaire v_x est le résultat d'une dynamique d'effondrement impliquant l'ensemble de la masse de grains, et pas seulement la fraction rentrée dans l'eau.

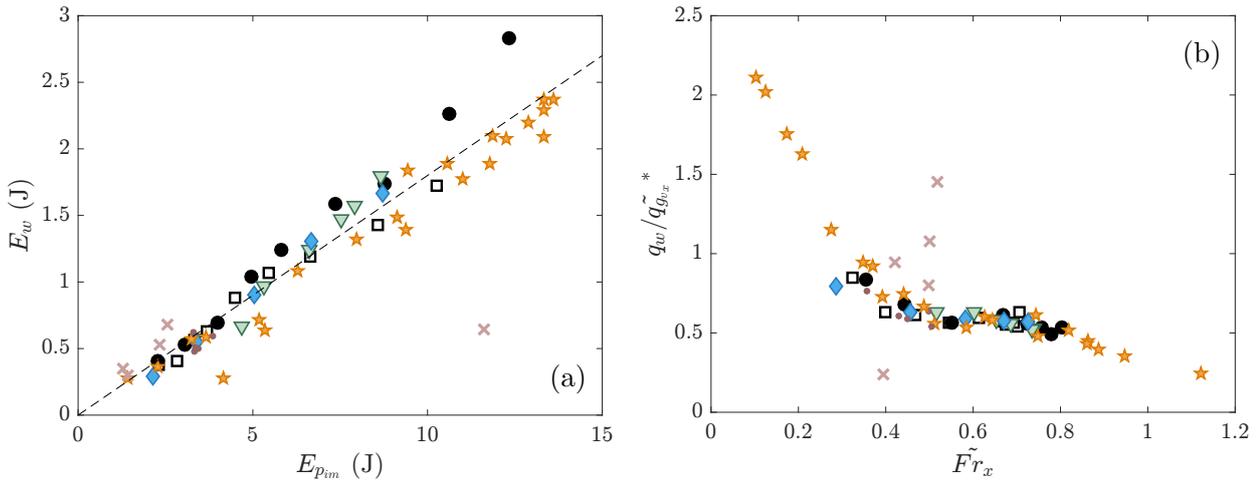


FIGURE 4.9: (a) Energie totale de la vague E_w en fonction de l'énergie potentielle adimensionnée des grains immergés $E_{p_{im}}$. (---) droite d'équation $E_w = 0,18 E_{p_{im}}$. (b) Rapport de quantité de mouvement en fonction du nombre de Froude local modifié. Expériences sur plan horizontal : (●) $a = 2,5$; (□) $V_i = 4,1 \text{ dm}^3$; (▽) $H_i = 35 \text{ cm}$; (◆) $L_i = 10 \text{ cm}$; (★) $2 < h_0 < 25 \text{ cm}$; (·) $1 < d < 8 \text{ mm}$; (×) $1030 < \rho_g < 7780 \text{ kg/m}^3$. Expériences sur plan incliné : (▶) $h_s = 0$ et (▷) $h_s > 0$.

4.3 Évènements réels passés

Comme nous avons pu le voir dans l'introduction, de nombreux effondrements de terrain ont eu lieu sur Terre pouvant, lorsqu'ils impactent une étendue d'eau plus ou moins profonde, générer des vagues de grande amplitude et faisant intervenir des volumes plus ou moins conséquents : quelques milliers à millions de m^3 pour de « petits » effondrements, et supérieurs au km^3 (jusqu'à des centaines de km^3) pour de « gros » effondrements. Dans cette partie, nous allons étudier en détail trois évènements passés et extraire des données de la littérature, pour chacun de ces évènements : le volume de l'effondrement, le volume immergé qui est effectivement rentré dans l'eau, la largeur moyenne de l'effondrement et la profondeur d'eau moyenne. Nous avons également cherché à extraire de la littérature l'amplitude maximale de la vague générée, mesurée numériquement ou expérimentalement puisqu'en général nous ne possédons pas de mesures réelles de celle-ci sur le terrain. Nous appliquerons ensuite la même méthode d'extraction de données pour d'autres effondrements, pour lesquels les données seront rassemblées dans un tableau. Bien entendu, ceci n'est pas une liste exhaustive. Nous nous focalisons sur quelques cas pour lesquels nous avons pu trouver les informations dans la littérature. Ces données nous permettront de tester la loi empirique (4.4), à savoir A , V_{im} , l et h_0 . La figure 4.10 montre la localisation des différents évènements que nous avons étudiés et décrits dans la suite.

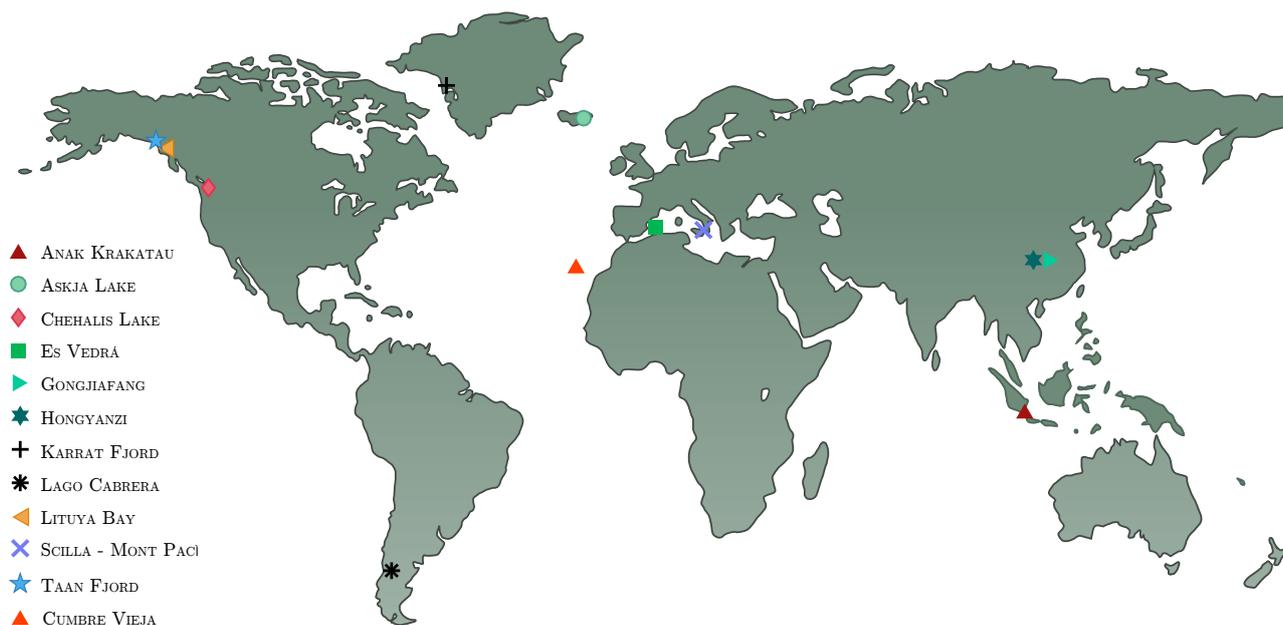


FIGURE 4.10: Localisation des différents glissements de terrain générant une vague de tsunami, traités dans ce chapitre.

4.3.1 Chehalis Lake - Canada 2007

Le 4 décembre 2007, au Canada, un glissement de terrain aérien impacta le nord-ouest du lac Chehalis (Fig. 4.11). La déstabilisation de ce pan de montagne a sûrement été induit par un changement de conditions météorologiques lors d'un épisode de pluie sur la neige [61]. L'impact de ce glissement de terrain dans le lac, d'un volume de $3 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, a généré une vague qui se propagea et détruisit tout le pourtour du lac. La figure 4.12 montre des images satellites, extraites sur Google Earth, du lac Chehalis en 2006, avant l'évènement, (Fig. 4.12 (I)) et en 2010 et 2017 après l'évènement (Fig. 4.12 (II-III)). Dans le décors, on peut encore apercevoir la cicatrice laissée par le glissement de terrain (délimitée par le tracé orange, Fig. 4.12 (II-III)), et les ravages causés par la vague lorsque celle-ci s'est propagée sur les terres (tracé jaune, Fig. 4.12 (II-III)). En effet, ces zones ont été ravagées par le passage de cette vague, puissante, arrachant tous les arbres jusqu'à plusieurs mètres au-dessus de la surface libre de l'eau et ne laissant apparaître plus que les roches mises à nues. Les points oranges sur ce tracé jaune sont les hauteurs de *run-up* de la vague, mesurées par Roberts *et al.* [120]. La vague a atteint une hauteur de 38 m sur le flanc opposé et s'est propagée sur plus de 7,5 km, jusqu'à l'exutoire du lac, atteignant des hauteurs de *run-up* de 8 m (non représenté sur ces images, [120]). Plusieurs sites de camping situés le long du lac ont été gravement endommagés par la vague. Heureusement, personne n'était présent dans les environs lorsque cet évènement se produisit. On observe sur l'image satellite prise en 2017 (Fig. 4.12 (III)) que la végétation commence seulement à repousser, dix ans après, et montre à quel point il est important de garder en mémoire que même pour des évènements très



FIGURE 4.11: Localisation du lac Chehalis au Canada. La zone délimitée en orange est la zone de glissement de terrain du 04/12/2007. Image satellite provenant de Google Earth.

récents, les cicatrices (et donc les données de terrain) s'effacent au cours du temps.

Roberts *et al.* [120] ont documenté cet évènement avec des données de terrain et des analyses de données provenant d'un levé bathymétrique SONAR (Sound Navigation And Ranging) et de données topographiques LiDAR (Light Detection And Ranging). La figure 4.13 montre que la masse rocheuse s'est effondrée sur une hauteur verticale de 550 m par rapport à la surface de l'eau, avant d'impacter le lac d'une profondeur de 175 m. La majeure partie du glissement s'est fait sur une largeur de 210 m au niveau de l'exutoire (un peu moins de la moitié de la largeur totale 460 m, fig. 4.13). D'après les données bathymétriques, la limite des débris s'étend jusqu'à une distance de 350 m de la zone d'impact [128].

Plusieurs études expérimentales et numériques ont cherché à reproduire cet évènement [92, 11, 148, 128]. McFall *et al.* [92] ont réalisé des expériences 3D en laboratoire dans un bassin de 48,8 m de long, 26,5 m de large, et 2,1 m de profondeur. A l'aide d'un piston pneumatique, les auteurs propulsent des graviers de rivière sur un plan incliné d'un $\alpha = 27,1^\circ$, dans ce bassin rempli d'eau. Dans cette étude, ils ont étudié le *run-up* des vagues sur différents types de plage (coniques afin de se rapprocher des îles volcaniques ou plans inclinés à différentes distances de l'effondrement pour se rapprocher des lacs ou des fjords) et ont utilisé une relation entre le *run-up* maximal sur le flanc opposé au glissement et l'amplitude de la vague :

$$\frac{R_u}{h_0} = 2,831(\cot \alpha_{opp})^{1/2} \left(\frac{A}{h_0} \right)^{5/4}, \quad (4.10)$$

où R_u représente le *run-up* sur le flanc opposé, h_0 la profondeur d'eau, α_{opp} l'angle moyen du

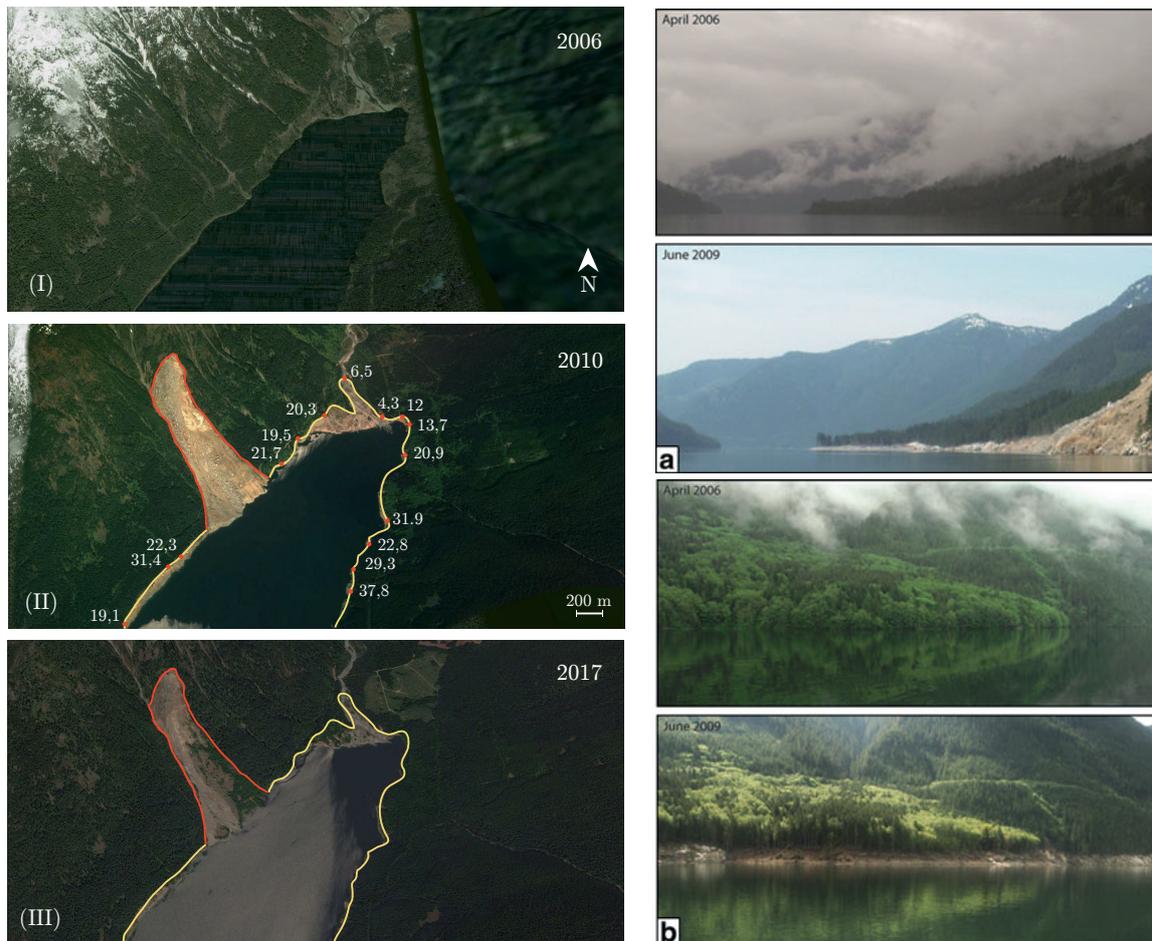


FIGURE 4.12: (I-III) Images satellite du lac de Chehalis, au Canada, prises sur Google Earth, pour trois années différentes, avec les données de *run-up* (points oranges), mesurés par Roberts *et al.* [120], sur le terrain. Le tracé orange délimite la zone de glissement et le jaune représente le *run-up* atteint par la vague. (a-b) Comparaison du paysage avant et après la déstabilisation du flanc de montagne en 2007 (photos avant l'évènement prises par J.Darrel et après évènement de Roberts *et al.* [120]).

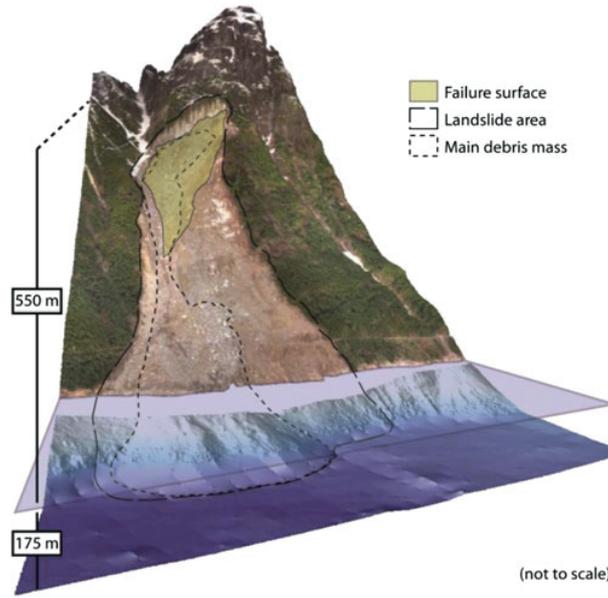


FIGURE 4.13: Géométrie du glissement et extension des dépôts associés d'après des données LiDAR et SONAR [120].

flanc opposé et A l'amplitude maximale de la vague principale. Ils ont plus particulièrement fait une étude de cas sur Chehalis Lake, en dimensionnant leurs expériences de façon adéquate, mais ne donnent malheureusement pas d'informations sur l'amplitude maximale de la vague observée expérimentalement. Cependant, nous pouvons utiliser leur équation (4.10), connaissant la valeur de l'angle opposé ($\alpha_{opp} = 28,5^\circ$, [11]), la hauteur d'eau ($h = 175$ m, [120]) et le *run-up* ($R_u = 38$ m, [120]) sur le flanc opposé. En prenant ces valeurs, nous trouvons une amplitude de l'ordre de 12,5 m.

Bregoli *et al.* ont aussi fait des expériences 3D en laboratoire dans un bassin de 4,1 m de long, 2,45 m de large et peuvent atteindre comme hauteur d'eau maximale 0,6 m. Ils utilisent aussi un piston afin de propulser leur masse de graviers sur un plan incliné dans ce bassin rempli d'eau. Ces auteurs proposent une relation pour l'amplitude maximale de la vague principale donnée par

$$\frac{A}{h_0} = 0,118 \left(\frac{e_s}{h_0} \right)^{0.459} \left(\frac{L_s}{h_0} \right)^{0.463} \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh_0}} \right)^{0.554}, \quad (4.11)$$

où e_s est l'épaisseur moyenne du glissement à l'impact, L_s la longueur moyenne du glissement à l'impact et v_s la vitesse moyenne du glissement à l'impact. En connaissant ces valeurs, nous pouvons retrouver l'amplitude maximale de la vague estimée à partir de cette loi. Pour Chehalis Lake, les auteurs ont pris les données suivantes : $v_s = 60$ m/s, $e_s = 40$ m, $L_s = 375$ m et $h = 175$ m. Ils trouvent donc une amplitude maximale de la vague de l'ordre de 18 m.

La figure 4.14 compare la loi empirique décrivant nos données expérimentales (Eq. 4.4), avec les amplitudes estimées par McFall *et al.* [92] (Eq. 4.10, \blacklozenge) et Bregoli *et al.* [11] (Eq. 4.11, \blacklozenge), dont les données sont regroupées dans le tableau 4.2. On observe que notre loi englobe

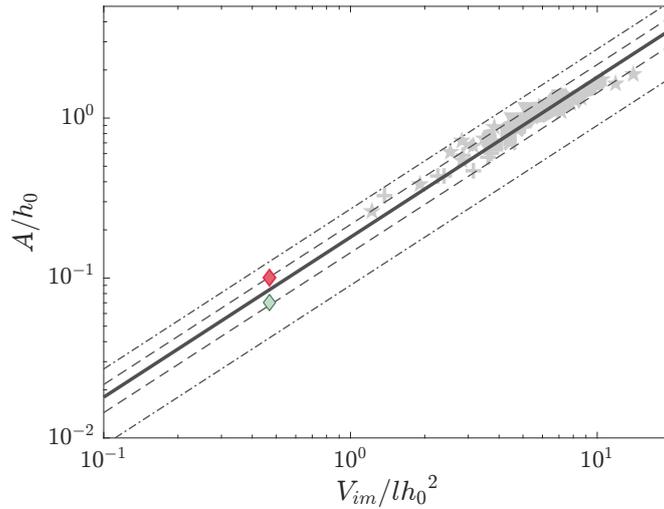


FIGURE 4.14: CHEHALIS LAKE : amplitude relative de vague en fonction du volume final de dépôt immergé adimensionné. (♦) amplitude obtenue avec l'équation (4.11) de Bregoli *et al.* [11]; (◆) amplitude obtenue avec l'équation (4.10) de McFall *et al.* [92]. (—) droite d'équation (4.4); (- - -) $\pm 20\%$; (- · - ·) $\pm 50\%$. Les points gris sont nos expériences en laboratoire sur un plan horizontal et incliné.

ces deux points. Notre loi (4.4) semble donc prédire une vague d'amplitude maximale, pour Chehalis, comparable aux estimations de [92] et [11] avec 17% d'écart.

D'autres études, numériques cette fois, se sont aussi intéressées à cet évènement. Wang *et al.* [148] ont fait une modélisation numérique en utilisant un code appelé *Tsunami Squares*, et simulent l'effondrement et la vague générée, ainsi que sa propagation avec ce code. *Tsunami Squares* est une formulation dynamique 2D, permettant de simuler un fluide en mouvement et des « *fluid-like nature* ». Le glissement accélère sous l'influence de la gravité, et décélère sous l'influence de frictions basales et dynamiques. Ils ont fixé un coefficient dynamique de friction dans l'air, $\mu_d = 0.003$, un coefficient dynamique de friction sous l'eau de 0.02 et un angle de repos $\theta_{repose} = 20,5^\circ$. Le coefficient de friction basal μ_b est initialement nul et lorsque l'angle de la pente devient inférieur à θ_{repose} , μ_b croît progressivement pour ralentir et arrêter le glissement. En ce qui concerne la vague ils ont implémenté une force de frottement à l'interface glissement de terrain/eau. Cette force de frottement agit pour ralentir le glissement et accélérer l'eau. Ils ont fixé ce coefficient $\mu_{da} = 0,11$, et pour satisfaire les valeurs des 42 *run-up* relevés sur le terrain, ils ont pris une hauteur d'eau de 240 m dans le lac bien que les levés bathymétriques de juin 2009 ont montré que la hauteur d'eau était de 175 m [120]. En ce qui concerne l'amplitude maximale de la vague, nous n'avons aucune information sur celle-ci excepté qu'elle excède les 10 m de haut. Dans leur papier, les auteurs font référence à une vidéo publiée sur YouTube par Ward, sur laquelle on peut voir une modélisation de cet évènement. Ward utilise un volume pour le glissement de $3,1 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ impactant le lac avec une vitesse de 60 m/s. On observe une vague d'amplitude maximale d'environ 70 m de hauteur. Cette simulation utilise la hauteur d'eau de 175 m et semble surestimer les hauteurs de *run-up*. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle Wang *et al.* [148] ont augmenté la hauteur

d'eau dans leur simulation. Cette vidéo se trouve aussi sur le site web de Ward ¹, dans lequel de nombreux évènements ont été simulés. L'amplitude trouvée par ce modèle numérique est beaucoup plus élevée que celles trouvées avec les études expérimentales.

Si *et al.* [128] ont utilisé un modèle non-hydrostatique pour leur simulation numérique, contrairement à Wang *et al.* [148]. Ils ont combiné deux modèles pour simuler cet évènement : DAN3D pour la dynamique du glissement et COMCOT (Cornell Multi-grid Coupled Tsunami Model) pour la vague générée. Dans le cas de Chehalis Lake, ils prennent un volume de glissement de $2,2 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, contrairement aux $3 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ évoqués dans les autres études, et une hauteur d'eau de 107 m au lieu des 175 m. La vague générée par leur simulation a une amplitude de 50 m. Cette amplitude est bien supérieure aux amplitudes trouvées expérimentalement. Ces études numériques semblent donc surestimer les amplitudes de vague générée par rapport aux études expérimentales faites avec des effondrements granulaires.

4.3.2 Lituya Bay - Alaska 1958

Le 9 juillet 1958, en Alaska, un tremblement de terre, de magnitude $M_w = 8.3$, déstabilisa un pan de montagne au nord-est de Lituya Bay. Un volume de $30,6 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ [95], de dimension $823 \times 970 \times 38 \text{ m}$ [134], s'est effondré dans une eau de profondeur moyenne de 122 m environ, proche de l'effondrement, et se propagea le long de la baie pour ensuite disparaître dans l'océan pacifique (Fig. 4.15). Cette vague déferla sur le flanc opposé jusqu'à une hauteur de *run-up* record de 524 m et a rasé tout le pourtour de la baie. Il est à ce jour le *run-up* le plus élevé jamais enregistré et a fait l'objet de nombreuses études expérimentales, numériques et théoriques. Le jour de l'effondrement, trois bateaux de pêcheurs se trouvaient dans la baie de Lituya [95]. Ils ont été les témoins de cet évènement. Le bateau *Edrie* (point **E** sur la figure 4.15) a allumé son moteur pour se diriger en direction de la vague. Malgré la vague d'une amplitude impressionnante, ils ont réussi à maintenir le bateau à l'équilibre, hors de l'eau et sont passés au-dessus de celle-ci, les amenant dans la baie. Les deux autres bateaux, *Badger* et *Sunmore*, points **B** et **S** respectivement, sur la figure 4.15, sont passés au-dessus de l'entrée de la baie, dans laquelle la profondeur d'eau n'excède pas les 10 m, appelée « *La Chaussee Spit* », et ont été détruits par la vague qui déferla après cette entrée.

Fritz *et al.* [37] ont reconstruit une coupe Nord-Est/Sud-Ouest de *Gilbert Inlet* (Fig. 4.16), à l'échelle 1 : 675 avec une expérience 2D, basé sur les similitudes du Froude global. Leur expérience a été dimensionnée afin d'étudier cet évènement. Ils ont utilisé une cuve de 11 m de long, 0,5 m de large et 1 m de haut, représenté sur la figure 4.16. Dans leur expérience, la largeur du glissement est de 0,5 m (toute la cuve), l'équivalent de 338 m sur le terrain, représentant environ 40% de la largeur moyenne du glissement (823 m [134]). La hauteur d'eau est de 0,18 m dans l'expérience, correspondant aux 122 m de profondeur d'eau moyenne dans *Gilbert Inlet*. Le matériau granulaire fait une chute verticale de 1,36 m, soit équivalent à 915 m sur le terrain, sur une pente de 45° , avant de s'effondrer dans l'eau. L'épaisseur initiale de ce glissement dans leur modèle expérimental est de 0,14 m, soit 92 m. De l'autre côté de

1. <https://websites.pmc.ucsc.edu/~ward/>

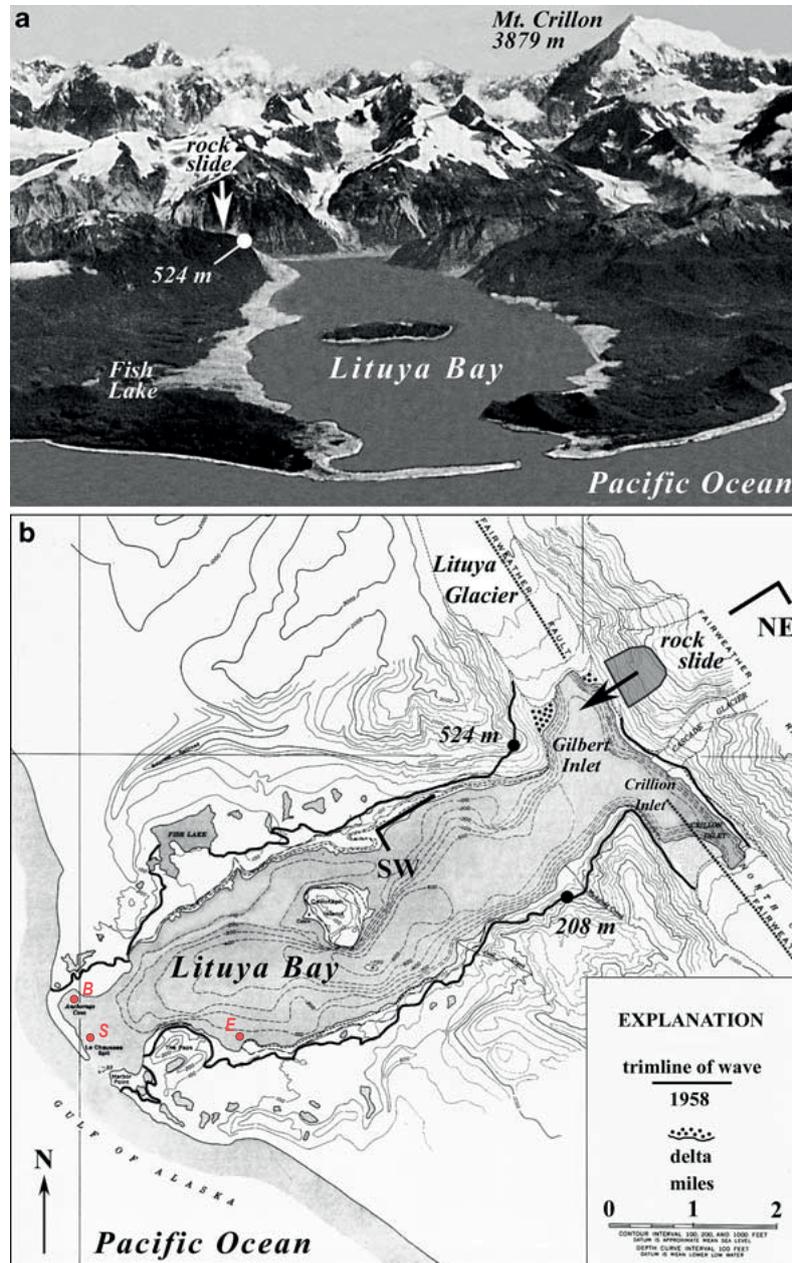


FIGURE 4.15: (a) Photo de la baie de Lituya, en Alaska. Les traces laissées par la vague générée, détruisant tout sur son passage, sont visibles sur cette photo [95]. (b) Carte montrant la topographie et la bathymétrie de Lituya Bay. Les hauteurs de *run-up* sont représentées par le tracé noir. Les points rouges montrent la localisation des différents bateaux de pêcheurs lors de cet évènement [95].

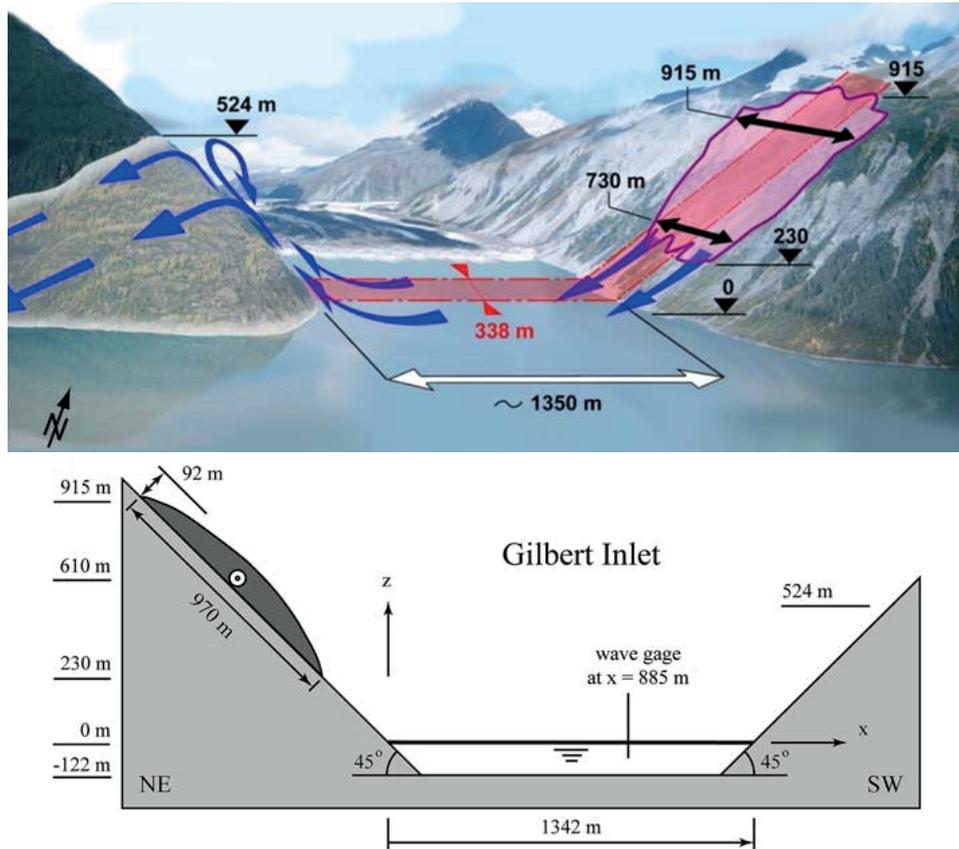


FIGURE 4.16: (a) Illustration de *Gilbert Inlet* montrant les dimensions du glissement de terrain et le *run-up* de 524 m de la vague générée sur le flanc opposé [155]. (b) Coupe NE-SW de *Gilbert Inlet*, orientation montrée sur la figure 4.15 (b). Ce schéma représente le setup expérimental de Fritz *et al.* [37] tiré de leur article [37].

la cuve, se trouve une plage, avec une inclinaison de 45° , sur laquelle la hauteur de *run-up* de la vague est mesurée. Le milieu granulaire est propulsé à une vitesse équivalente à 110 m/s dans la nature, vitesse estimée à partir des équations de chute libre [37], par un piston pneumatique. L'amplitude maximale de la vague principale mesurée expérimentalement est de 151 m lorsque celle-ci est remise à l'échelle, comme le montre la figure 4.18. Les 524 m de *run-up*, soit 0,78 m dans leur expérience, sur le plan incliné opposé ont été retrouvés, validant en quelque sorte leur expérience et leur mise à l'échelle.

On superpose sur la figure 4.17, le point extrait des expériences de Fritz *et al.* [37] (symbole \blacktriangle), données répertoriées dans le tableau 4.2, à nos données expérimentales. On observe un excellent accord avec notre loi empirique avec une dispersion de l'ordre de 13%.

Une étude numérique de Weiss *et al.* [155], utilisant comme modèle hydrodynamique iSALE (Impact Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian) pour modéliser le glissement et la vague générée en 2D, comporte la même géométrie prise par Fritz *et al.*, a été comparée avec leurs expériences. La figure 4.18 représente la superposition de l'élévation du niveau de l'eau des simulations et des expériences de Fritz. Ils observent un très bon accord de l'élévation de la vague au cours du temps.

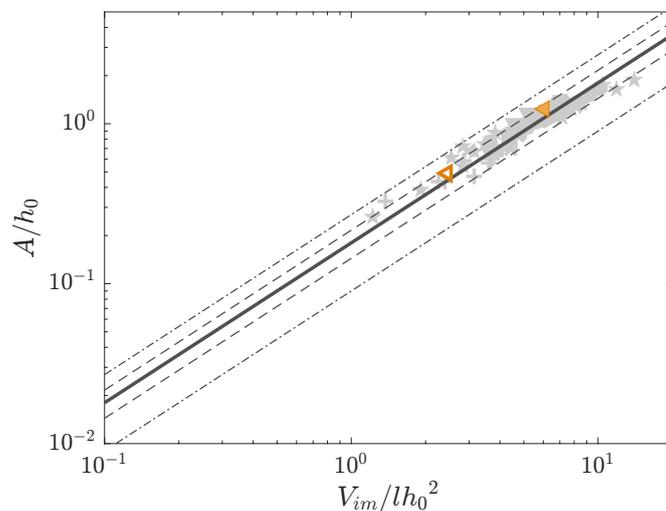


FIGURE 4.17: **LITUYA BAY** : amplitude relative de vague en fonction du volume de dépôt immergé adimensionné. (\blacktriangle) amplitude obtenue par Fritz *et al.* [37] pour une largeur de collapse $l = 338$ m ; (\triangleleft) amplitude de Miller. [95] pour une largeur de collapse $l = 823$ m. Le trait plein (—) est la droite d'équation 4.4 ; (---) $\pm 20\%$; (-.-.-) $\pm 50\%$. Les points gris sont nos expériences en laboratoire sur un plan horizontal et incliné.

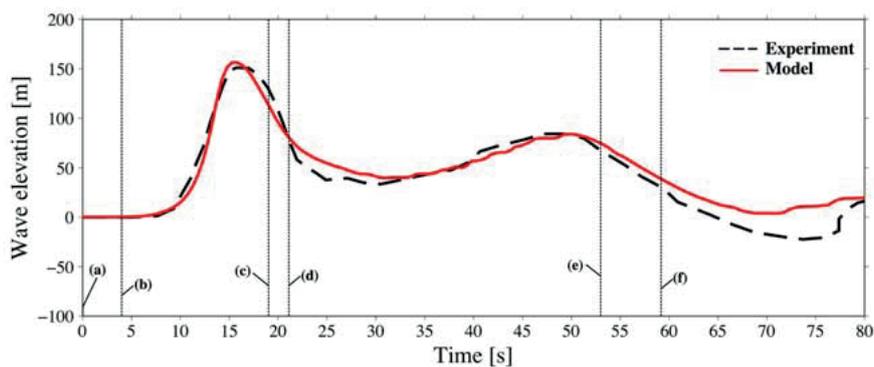


FIGURE 4.18: Comparaison de l'évolution temporelle de l'élévation de la vague entre les expériences faites par Fritz *et al.* [37] et Weiss *et al.* [155]

Références	Équations	A (m)
FRITZ <i>et al.</i> [35] Modèle granulaire expérimental	$\frac{A}{h} = 0,25 \left(\frac{v_s}{\sqrt{gh}} \right)^{1.4} \left(\frac{s}{h} \right)^{0.8}$	155
NODA [107] Modèle théorique piston horizontal	$\frac{A}{h} = 1,32 \frac{v_s}{\sqrt{gh}}$	515
SLINGERLAND ET VOIGHT [134] Loi empirique	$\log \left(\frac{A}{h} \right) = -1,25 + 0,71 \log \left(\frac{1}{2} \frac{\rho_s}{\rho_w} \frac{V_s}{h^3} \frac{v_s^2}{gh} \right)$	329
MADER ET GITTINGS [83] Simulation numérique	Navier-Stokes	170

TABLE 4.1: Comparaison des lois d'échelles des amplitudes A prédites par différents modèles, pour l'évènement de Lituya Bay 1958. h représente la hauteur d'eau, v_s la vitesse du glissement à l'impact, s l'épaisseur du glissement à l'impact, V_s volume du glissement, ρ_s sa masse volumique et ρ_w la masse volumique de l'eau. Table de Fritz *et al.* [40].

Fritz *et al.* [40] ont répertorié les résultats de plusieurs études, expérimentales et numériques, sur l'amplitude maximale de la vague générée lors de l'effondrement de Lituya Bay (Tab. 4.1). On remarque que la corrélation trouvée par Fritz *et al.* [35] donne une amplitude très proche de l'amplitude qu'ils mesurent expérimentalement. Toutes les autres études, qu'elles soient numériques, expérimentales ou théoriques [83, 107, 134], semblent surestimer l'amplitude de la vague générée d'après Fritz *et al.* [40].

Nous avons vu que notre modèle était très ressemblant au modèle piston de Noda [107]. Or d'après Fritz *et al.*, la loi théorique de Noda semble surestimer l'amplitude de la vague, de l'ordre de 515 m. Cependant, pour le modèle d'un piston, Fritz *et al.* prennent comme vitesse, la vitesse du glissement v_s à l'impact, et non la vitesse d'avancée horizontale du front du glissement au niveau de l'eau v_x . Ceci pourrait expliquer la valeur de l'amplitude anormalement élevée qu'il prête au modèle de Noda [107].

Par ailleurs, l'amplitude de l'ordre de 151 m, mesurée expérimentalement par Fritz *et al.* ou numériquement par Weiss *et al.*, l'a été en ne prenant en compte que 40% de la largeur moyenne du glissement. On peut d'ailleurs s'étonner de ce choix fait par Fritz *et al.* [40]. En effet ils ont dimensionné toute leur expérience à l'échelle pour reproduire au mieux l'évènement de Lituya Bay, en prenant seulement 40% de la largeur réelle. Peut être n'ont-ils pas dimensionné la largeur de la cuve avec la vraie valeur pour la largeur pour des raisons pratiques expérimentales. Cependant même si cette largeur n'apparaît pas dans leur loi empirique, elle influence l'épaisseur de l'effondrement et donc la vague générée, puisque si on fait tomber un même volume de grains dans l'eau pour différentes largeurs de collapse, on s'attend à la génération de vagues d'amplitude très différentes. Si on prend la vraie largeur initiale de 823 m [95], notre loi empirique (4.4) prédit une vague d'amplitude de l'ordre de 55 m, très proche des 60 m reportés dans le papier de Miller [95]. Le point de Miller est représenté sur la figure 4.17. On observe un très bon accord, à 11% près avec l'estimation de

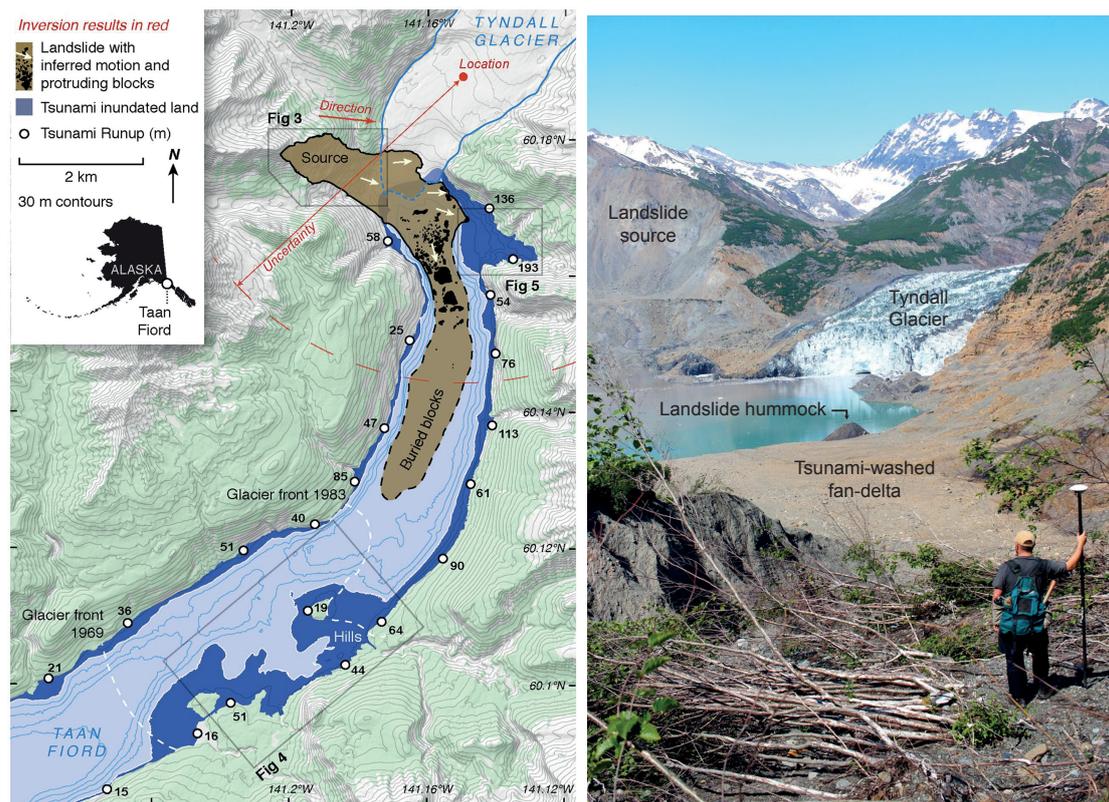


FIGURE 4.19: (a) Carte du fjord de Taan sur laquelle on peut voir le retrait du glacier au cours des années jusqu'à sa position actuelle, la source du glissement de terrain de 2015 et ses dépôts, s'étendant sur plusieurs kilomètres, ainsi que les *run-up* de la vague générée, d'après Higman *et al.* [53]. (b) Photo de la partie nord de Taan, prise par Higman *et al.* [53], là où l'effondrement a eu lieu. La personne sur cette photo se situe à environ 190 m au dessus du fjord, juste en dessous du *run-up* de 193 m de haut que l'on peut voir sur la carte (a).

notre loi (4.4). Sur la figure 4.17, on observe l'écart important entre les points de Miller et de Fritz *et al.*, dû au changement de largeur du collapse. Effectivement, dans notre modèle, la largeur de l'effondrement est une donnée importante du problème que l'on ne peut pas ignorer.

4.3.3 Taan Fjord - Alaska 2015

Le 17 octobre 2015, un large effondrement aérien a impacté le nord du fjord de Taan, en Alaska, générant une vague avec des hauteurs de *run-up* atteignant jusqu'à 193 m sur le flanc opposé (Fig. 4.19). Il fait partie des plus hauts *run-up* répertoriés dans la littérature, le 4ème après Lituya Bay.

Ce 17 octobre 2015, un volume de $76 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ s'est effondré dans le fjord. Le volume de glissement a été estimé à partir des différences entre les modèles numériques de terrains (MNT) de 2012 (avant le glissement) et 2016 (après le glissement) [53]. 67% de ce volume est entré dans l'eau du fjord de Taan, soit un volume total immergé de $51 \cdot 10^6 \text{ m}^3$.

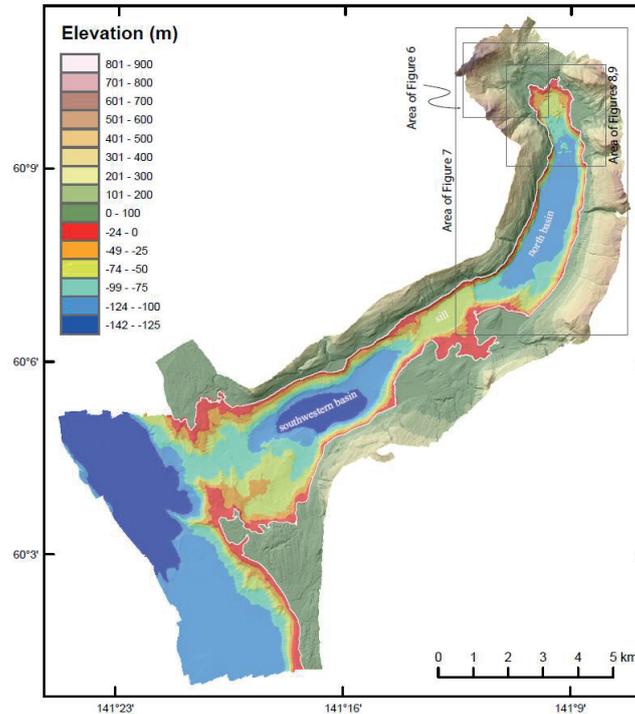


FIGURE 4.20: Topographie et bathymétrie du fjord de Taan, après le glissement de terrain de 2015, d'après Haeussler *et al.* [47] (modèle numérique de terrain, MNT). La ligne blanche représente le littoral.

Taan Fjord a été creusé par un glacier, le Tyndall Glacier. Au fur et à mesure des années, à cause du réchauffement climatique, ce glacier s'est retiré sur plus de 17 km entre 1961 et 1991, et a perdu 400 m d'épaisseur, laissant apparaître les pentes escarpées des montagnes de la région d'Icy Bay (Fig. 4.19). Cette topographie escarpée et élevée est propice aux glissements de terrain. Le soulèvement tectonique rapide (4-5 mm/an) de roches fragilisées, entraîne une excavation rapide de la vallée par le glacier et le retrait de celui-ci, laissant apparaître ces roches fragilisées, sont les facteurs initiateurs du glissement de 2015.

Le fjord a été cartographié, en 2016, à l'aide de levés bathymétriques et de données sismiques de haute résolution [47] (Fig. 4.20). D'autres levés bathymétriques avaient déjà été faits auparavant dans le fjord, permettant ainsi la comparaison de ces données pré et post-glissement. La profondeur d'eau dans le fjord est d'environ 100 m.

Higman *et al.* [53] ont utilisé un modèle hydrodynamique 3D iSALE (Impact Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian) pour modéliser le glissement de terrain et la génération initiale du tsunami. Ils ont utilisé un autre modèle, COULWAVE (Cornell University Long and Intermediate Wave Model), pour modéliser la propagation de l'onde de tsunami à travers Taan Fjord et Icy Bay. Ce modèle prend aussi en compte la dissipation due au déferlement des vagues et aux frottements. Ils avaient déjà comparé leur modélisation avec les expériences de Fritz *et al.* sur Lituya Bay, et semblait avoir un très bon accord [155]. Ils ont donc utilisé la même méthode pour décrire cet évènement. L'amplitude maximale de la vague principale extraite de leur simulation est de 100 m.

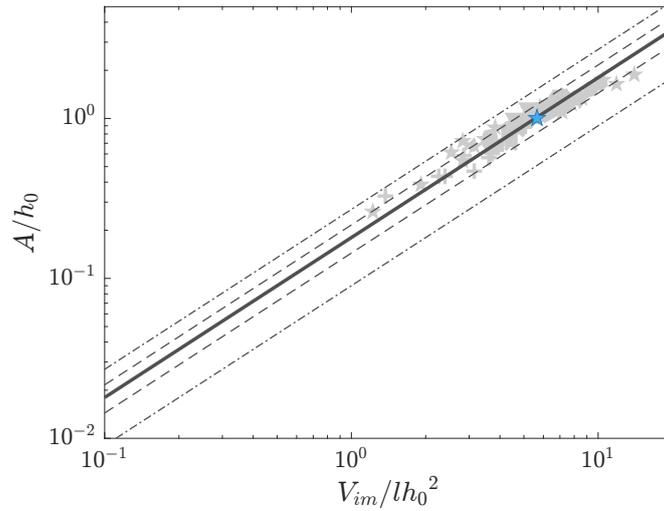


FIGURE 4.21: **TAAN FJORD** : amplitude relative de vague en fonction du volume de dépôt immergé adimensionné. (★) amplitude obtenue par Higman *et al.* [53]. Le trait plein (—) est la droite d'équation 4.4; (---) $\pm 20\%$; (····) $\pm 50\%$. Les points gris sont nos expériences en laboratoire sur un plan horizontal et incliné.

En considérant l'amplitude obtenue par Higman *et al.* [53] et en utilisant les données extraites de la littérature, on a pu estimer l'amplitude de la vague générée à l'aide de la loi empirique (4.4) représentée sur la figure 4.21. Les données utilisées se trouvent dans le tableau 4.2. On observe que la valeur de l'amplitude trouvée numériquement par Higman *et al.* correspond très bien à la valeur déduite de notre équation (4.4) à 2% près.

4.3.4 Autres évènements aériens

D'autres données ont été collectées, sur plusieurs évènements aériens, toutes reportées dans le tableau 4.2, en fin de chapitre, avec les références associées. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.22.

Askja Lake - Islande 2014

Le 21 juin 2014, en Islande, à l'intérieur de la caldeira d'Askja, dans laquelle se trouve un lac, un effondrement de terrain d'un volume de $20 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, a impacté ce lac générant une vague de tsunami se propageant sur environ 3 km à travers le lac. Les *run-up* associés à cette vague vont de 60 à 80 m de hauteur. Gylfadóttir *et al.* [46] ont modélisé l'effondrement à l'aide d'un bloc solide non-déformable de forme triangulaire. Quant à la vague, elle est modélisée de deux façons : avec les équations d'onde non-linéaire, et avec un modèle dispersif utilisant les équations de Boussinesq (code BoussClaw). Ils trouvent une vague d'amplitude supérieure à 40 m. Ils semblent surestimer cette amplitude, par rapport à notre loi empirique expérimentale (Fig. 4.22), avec un écart de 43%, probablement dû à l'approximation de l'effondrement par un bloc solide non-déformable. Une autre étude numérique, plus récente

de Ruffini *et al.* [123], a utilisé le code numérique SWASH, modèle hydrodynamique basé sur les équations en eau peu profonde et non-hydrostatique. Ils ont obtenu une amplitude de vague de l'ordre de 34,7 m. Cette amplitude est en accord avec celle trouvée par notre loi empirique, avec un écart de 8%.

Hongyanzi - Three Gorges Reservoir Chine 2015

Le 24 juin 2015, un volume de $23 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ s'est détaché et effondré dans la rivière de Daning, dans le barrage des Trois Gorges en Chine [156]. La profondeur moyenne d'eau au voisinage de l'effondrement est de 40 m. Deux jours avant, il y avait déjà eu un petit effondrement au pied de ce plus gros effondrement, permettant la mise en alerte à cet endroit et la collecte de données importantes telles que la topographie avant et après l'effondrement ainsi qu'une vidéo prise en direct lors de cet effondrement. Xiao *et al.* [156] ont reproduit cet évènement de façon numérique, en appliquant la méthode *Tsunami Squares* (présentée dans la section 4.3.1) afin de modéliser le glissement de terrain et la vague générée, sa propagation et son inondation sur les terres. Ils trouvent une amplitude maximale de la vague de 11 m, très proche de celle estimée avec notre loi empirique (4.4), avec une différence de 7%.

Karrat Fjord - Groenland 2017

Le 17 juin 2017, un glissement de terrain a impacté le fjord de Karrat au Groenland, d'une profondeur de 430 m [62], faisant intervenir un volume de $75 \cdot 10^6 \text{ m}^3$. Chao *et al.* [17] ont estimé ce volume à partir de données sismiques de la station GLISN localisée à quelque centaines de kilomètres du glissement de terrain. Ce volume estimé à l'aide des données sismiques, par Chao *et al.* [17], est plus élevé d'un facteur 1,5 que celui estimé à partir des MNT (Modèle Numérique de Terrain) avant et après le collapse, de $58 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, dont seulement $45 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, est effectivement tombé dans l'eau. Cette différence est due au fait qu'ils font l'hypothèse d'un bloc solide pour estimer leur volume à l'aide des données sismiques, et à la résolution spatiale des images satellites. En utilisant un bloc solide comme glissement de terrain, et en simulant la vague à l'aide du modèle COMCOT, ils obtiennent une vague de 80 m d'amplitude. L'utilisation d'un bloc solide et d'un volume plus élevé, surestime a priori l'amplitude de la vague générée. Lorsque l'on compare leur amplitude avec celle de notre loi empirique, on observe une nette différence d'amplitude (Fig. 4.22), supérieure à 100% d'écart.

Paris *et al.* [111] ont aussi fait une étude numérique pour décrire cet évènement, en utilisant le code *Avalanche* pour résoudre les équations du collapse et du tsunami, dont sa génération et sa propagation. Ils utilisent dans leur simulation un volume de $53 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, volume un peu plus élevé que les $45 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ effectivement tombé dans l'eau décrit par Gauthier *et al.* [42]. Ils ont d'abord utilisé les données bathymétriques de Jakobson *et al.* [62] dans leur modèle. Cependant, afin de trouver les bons temps d'arrivées des vagues observées sur le terrain à l'aide des enregistrement des données sismiques à la station NUUG, ils ont doublé la

profondeur d'eau, passant de 430 m à 860 m, remettant en cause les données bathymétriques de Jakobson *et al.* [62]. Ceci est un changement drastique, qui aurait apparemment déjà été observé par Fritz *et al.* [36] pour décrire l'évènement de Palu Bay. Avec cette nouvelle profondeur d'eau, ils obtiennent une amplitude maximale supérieure à 40 m. On observe une nouvelle fois une nette différence entre l'amplitude prédite par ce modèle numérique et notre loi empirique, supérieure à 100%.

Lago Cabrera - Chili 1965

Le 19 février 1965, une masse de roches et de glace s'est détachée au Sud-Ouest du sommet du volcan Yate, au Chili. Après avoir parcouru 7500 m avec 1490 m de dénivelé, le glissement de terrain est entré dans le lac Lago Cabrera. Watt *et al.* [150] ont étudié cet évènement et selon leur étude la hauteur du lac serait passé de 10 à 15 m après cet évènement. Ils estiment un volume des dépôts de l'ordre de $1,5 - 2,7 \cdot 10^7 \text{ m}^3$, dont 50% serait réellement rentré dans le lac, soit un volume de $9 \pm 3 \cdot 10^6 \text{ m}^3$. Ils estiment la hauteur d'eau en extrapolant les pentes de part et d'autres du lac, et trouvent une profondeur allant de 50 à 200 m et estiment une amplitude maximale de vague autour de 25 m basée sur les traces laissées par la vague. Leur estimation est faite par des observations sur le terrain et de simples calculs. Il y a donc de grandes incertitudes sur ces valeurs. L'écart avec notre loi empirique (4.4) est d'environ 56%.

Mont Pacì - Italie 1783

Le 6 février 1783 un volume de $5,4 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ s'est détaché du Mont Pacì, suite à un séisme de magnitude $M_w = 5.8$, près du village de Scilla au sud de Calabria en Italie, et a impacté la mer. La vague créée a tué 1500 personnes, faisant de cet évènement l'un des plus catastrophiques tsunamis dans l'histoire, en Italie. Mazzanti et Bozzano [89] ont modélisé le glissement de terrain avec le code DAN3D, code déjà testé et calibré sur plusieurs cas réels d'effondrements aériens [33, 91, 135]. Puis cette simulation a été convertie en un bloc non déformable pour la modélisation de la vague. Le tsunami, quant à lui, a été simulé avec un modèle d'onde linéaire en eau peu profonde, comprenant sa génération et sa propagation. Ils trouvent une vague supérieure à 20 m, valeur supérieure de 33% à la valeur prédite par notre loi empirique (Fig. 4.22). Leurs résultats semblent suggérer que l'amplitude de la vague est surestimée, probablement dû au fait que leur modèle est linéaire en eau peu profonde et utilise un bloc solide non déformable pour l'effondrement. Zaniboni *et al.* [159] en revanche, utilisent les équations d'ondes non linéaires en eau peu profonde. Ils trouvent une amplitude plus faible, légèrement supérieure à 10 m, dans leur modélisation (Fig. 4.22), valeur inférieure de 33% à celle prédite par la loi empirique (4.4).

4.3.5 Effondrements partiellement immergés

Bien que nos expériences de laboratoire correspondent à des effondrements aériens dans l'eau, nous allons quand même tester la loi empirique (4.4) avec deux évènements partielle-

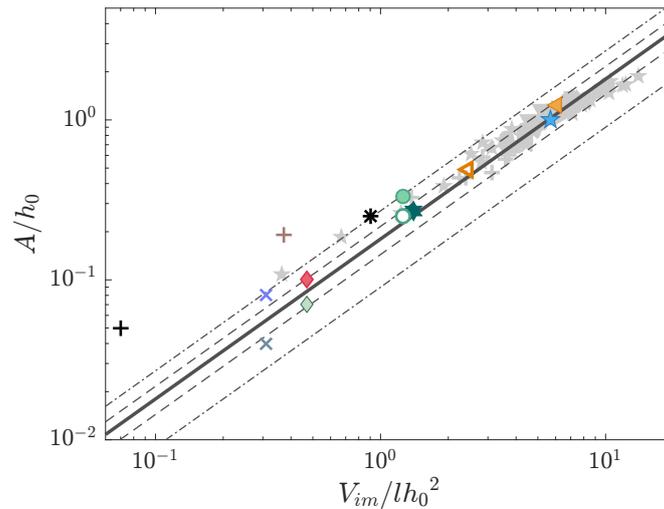


FIGURE 4.22: Amplitude relative de vague en fonction du volume de dépôt immergé adimensionné. **Evènements passés, aériens** : (•, ○) ASKJA LAKE, Islande 2014; (◊, ◆) CHEHALIS LAKE, Canada 2007; (■, □) ES VEDRÁ, Ibiza; (★) HONGYANZI, Chine 2015; (+, +) KARRAT FJORD, Groenland 2017; (*) LAGO CABRERA, Chili 1965; (◀, ▶) LITUYA BAY, Alaska 1958; (×, ×) SCILLA - MONT PACÌ, Italie 1783; (★) TAAN FJORD, Alaska 2015. (—) droite d'équation 4.4; (---) ±20%; (-.-.-) ±50%. Les points gris sont nos expériences en laboratoire sur un plan horizontal et incliné. Les différents points de couleurs, sont les évènements réels du tableau 4.2.

ment immergés dont un très récent et d'actualité au volcan Anak Krakatau, en Indonésie. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.24.

Anak Krakatau - Indonésie 2018

Le 22 décembre 2018, la déstabilisation du flanc de volcan d'Anak Krakatau, en Indonésie, pendant une période d'activité éruptive qui a débuté en juin, a généré un tsunami tuant 431 personnes (Fig. 4.23). Une étude de 2012 de Giachetti *et al.* [43], avait prédit qu'un potentiel glissement de terrain, générant une vague de tsunami, se produirait sur ce flanc de volcan, lors d'une éruption volcanique, avec un volume de $0,28 \text{ km}^3$ (2/3 du volume aérien, et 1/3 sous-marin). Afin de modéliser le glissement et la vague générée, ils ont utilisé le code numérique VolcFlow, et obtiennent une amplitude de 43 m pour la vague initiale. Après que le vrai évènement se soit produit, une étude très récente, paru en août 2019, de Grilli *et al.* [44] a aussi réalisé une modélisation numérique sur cet évènement. L'analyse des images satellites et de photos aériennes post et pré-évènement ont montré que entre $0,22$ - $0,30 \text{ km}^3$ du volume s'est effondré, dont 50% de ce volume constitue la partie aérienne. Pour leur modélisation numérique, les auteurs ont pris un volume de $0,27 \text{ km}^3$, très proche de celui estimé par Giachetti *et al.* [43]. Ils ont utilisé le code NHWAVE (*Non-Hydrostatic WAVE model*) pour modéliser le collapse et la vague générée et sa propagation en champ proche. Ils ont utilisé deux rhéologies pour le glissement de terrain, un utilisant un matériau granulaire et l'autre

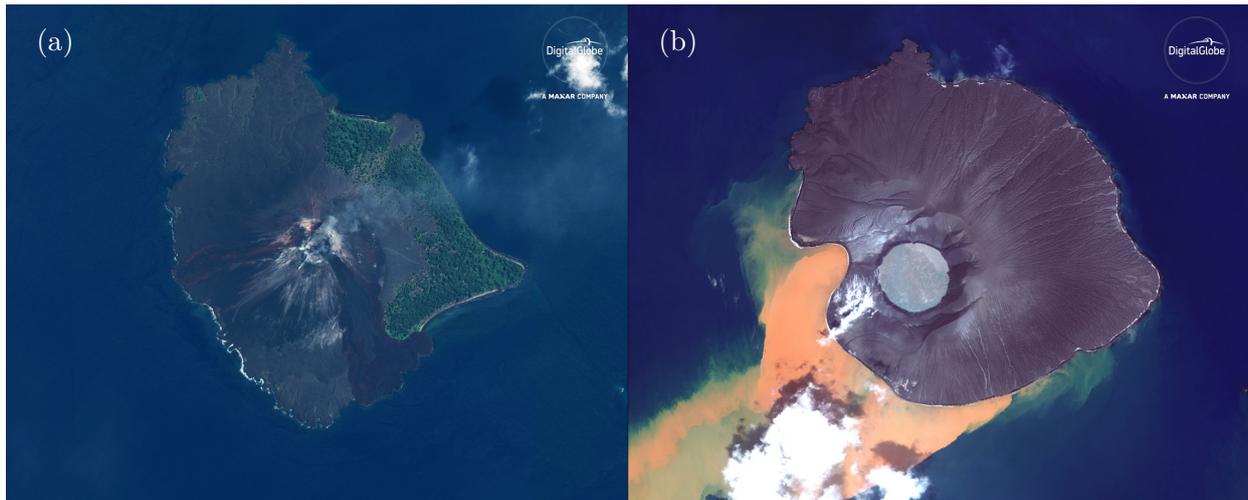


FIGURE 4.23: Images satellite prises (a) avant l’effondrement de terrain, le 14 novembre 2017 et (b) après l’effondrement, le 11 janvier 2019.

en utilisant un fluide dense et visqueux. Avec leur modèle, ils obtiennent une seule vague de tsunami sans la présence de vagues successives. Cette vague principale atteint une amplitude de 50 m, très proche des 43 m trouvé par l’étude de Giachetti *et al.* [43].

On peut douter de la pertinence d’appliquer notre loi empirique (4.4) à un évènement réel impliquant un effondrement en grande partie immergé. En effet, on s’attend à ce qu’un glissement de terrain aérien produise une vague bien plus importante qu’un glissement de terrain, de même volume, constitué d’une partie sous-marine. Ceci explique probablement pourquoi notre loi (4.4) prédit une amplitude plus grande, de 51% (Δ Fig. 4.24), que celle prédite par Grilli *et al.* [44].

En revanche, seulement 50% du volume représente la partie aérienne. Or, celle-ci va avoir un rôle majeur dans la génération de la vague. Si l’on prend en compte seulement les 50% de ce volume, notre loi empirique prédit la même amplitude de vague que celle de Grilli *et al.* [44] (\blacktriangle).

Gongjiafang - Three Gorges Reservoir Chine 2008

Le 23 novembre 2008, un volume de $38 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ [157] s’est détaché et effondré dans la rivière de Yangtze, au voisinage du barrage des Trois Gorges en Chine, dans une profondeur d’eau moyenne de 80 m, générant un tsunami. Cette vague a ravagé la ville de Wuxia, se situant à 3,5 km où l’effondrement a eu lieu, lorsqu’on remonte le courant, ainsi que des petits bateaux, des orangers et des routes [157]. Heureusement il n’y a eu aucun blessé, mais cet évènement aura eu un coût économique assez important, de l’ordre de 800000 USD [57]. Comme pour l’effondrement de Hongyanzi en 2015, un enregistrement vidéo de cet évènement a été réalisé. La partie inférieure de l’effondrement était immergée, mais la majorité du volume de l’effondrement était aérien. Deux études numériques différentes, se sont intéressées à cet évènement [57, 157]. Xiao *et al.* [157] ont utilisé le même modèle que

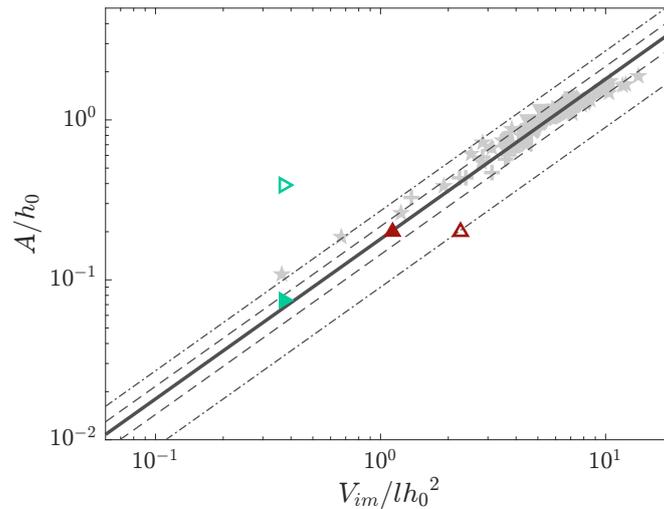


FIGURE 4.24: Amplitude relative de vague en fonction du volume de dépôt immergé adimensionné. **Évènements passés, partiellement immergés** : (\blacktriangle , \triangle) ANAK KRAKATAU, Indonésie 2018 ; (\blacktriangleright , \triangleright) GONGJIAFANG, Chine 2008. (—) droite d'équation 4.4 ; (---) $\pm 20\%$; (....) $\pm 50\%$. Les points gris sont nos expériences en laboratoire sur un plan horizontal et incliné. Les différents points de couleurs, sont les évènements réels du tableau 4.2.

celui utilisé pour l'effondrement de 2015 (*Tsunami Squares*). Ils trouvent alors une amplitude de vague de l'ordre de 6 m, amplitude proche de celle estimée par notre loi empirique (4.4), avec 12% d'écart entre ces deux valeurs. Huand *et al.* [57] ont, quant à eux, utilisé le code GEOWAVE (code basé sur les équations de Boussinesq) pour modéliser cet évènement. Ils trouvent une amplitude de vague très différente, d'une valeur de 31,5 m, de celle trouvée avec le modèle numérique *Tsunami Squares* et de notre loi empirique, avec plus de 100% d'écart avec notre loi.

4.3.6 Autres évènements avec des données manquantes

Notre liste d'évènements n'est évidemment pas exhaustive. En effet, nous avons étudié les évènements pour lesquels nous avons trouvé toutes les données dont nous avons besoin. Certains évènements sont très bien documentés mais avec malheureusement des données manquantes. C'est le cas pour les deux exemples qui vont suivre.

Mont Colonel Foster - Canada 1946

En 1946, sur l'île de Vancouver (Canada), un séisme d'une magnitude $M_w = 7.2$ a provoqué un effondrement de terrain sur la face nord du Mont Colonel Foster. Un volume de $1,5 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ s'est détaché, dont $0,7 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ sont entrés dans le lac Landslide d'après Evans [32]. Cependant, pour cet évènement aucune bathymétrie n'a été faite, et nous n'avons trouvé aucune profondeur d'eau répertoriée pour ce lac. Nous n'avons aussi aucune estimation de l'amplitude de la vague générée, juste des hauteurs de *run-up* de 51 m sur le flanc opposé et

une vague haute de 29 m lorsque celle-ci s'est déversée sur le bord du lac [32].

Paatuut - Groenland 2000

Le 21 novembre 2000, à Paatuut au Groenland, un volume de 90 millions de m^3 a impacté la mer créant une vague de tsunami. D'après Dahl-Jensen *et al.* [24] seulement 33% de ce volume est entré dans la mer d'une profondeur de 550 m au voisinage de l'impact, soit un volume de $30 \cdot 10^6 m^3$. La seule donnée manquante, à ce jour, pour cet évènement est l'amplitude maximale de la vague générée. Quoi qu'il en soit, notre loi (4.4) prédit une vague d'amplitude maximale d'environ 10 m pour cet évènement.

4.4 Potentiels futurs évènements

De nombreux potentiels futurs évènements ont été détectés par les géologues sur le terrain, pour lesquels des volumes de glissement ont été estimés. Dans cette section nous présenterons trois exemples pour lesquels nous avons trouvés des informations dans la littérature. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.25.

4.4.1 Cumbre Vieja - La Palma Canarie

Des effondrements de plus grande ampleur, faisant intervenir des volumes supérieurs au km^3 , ont été mis en évidence à partir de la première découverte faite en 1964 par Moore [102] sur les flancs d'Hawaii. Depuis cette découverte, d'autres évènements ont été identifiés sur le pourtour des îles volcaniques [65, 103]. Plus particulièrement, Masson *et al.* [88] ont identifié au moins 14 grands glissements de terrain sur les flancs des îles Canaries les plus jeunes (c'est-à-dire El Hierro, La Palma et Tenerife) dans le dernier million d'années dont le dernier évènement a seulement 15000 ans. Tous ces évènements sont très anciens mais des potentiels glissements pourraient avoir lieu dans le futur. Le volcan Cumbre Vieja sur l'île de La Palma aux Canaries, est celui qui montre la croissance la plus rapide des îles Canaries, et peut donc constituer la plus grande menace pour un potentiel effondrement de flanc de ce volcan [16]. Ward et Day [149] ont été les premiers à étudier numériquement ce potentiel effondrement partiellement immergé avec un volume de $500 km^3$ générant une vague de très grande amplitude et se propageant dans tout le nord de l'océan Atlantique avec des vagues atteignant les côtes américaines, de 10 à 20 m d'amplitude. Cette étude a fait l'objet de nombreuses controverses tant sur le scénario, impliquant un volume très important, que sur la vague simulée. Par la suite, d'autres études ont étudié cet évènement, dont Abadie *et al.* [1] testant plusieurs scénarios avec des volumes plus réalistes de 20, 40, 80 et le cas extrême de $450 km^3$.

La hauteur d'eau autour de la Palma varie de 0 à 4000 m sur environ 100 km. Dans notre modèle nous prendrons donc une hauteur d'eau moyenne de 2000 m. Nous nous concentrons sur le potentiel volume de $80 km^3$ puisqu'il correspond au scénario le plus décrit dans le papier de Abadie *et al.* [1], et de plus les $500 km^3$, testés par Ward and Day [149], Løvholt *et*

al. [76] et Abadie *et al.* [1], représentent un rapport V_{im}/lh_0^2 très proche de 10 correspondant à la limite de notre modèle discuté plus haut dans la section 4.1.3.

Abadie *et al.* [1] utilisent le modèle THETIS, résolvant les équations de Navier-Stokes pour un fluide newtonien. L'amplitude maximale de vague générée avec ce modèle est de 1300 m pour le cas 2D et de 800 m dans le cas 3D, lorsqu'ils prennent en compte la dispersion latérale. Avec les données résumées dans le tableau 4.3, notre loi empirique 4.4 estime une amplitude de l'ordre de 720 m correspondant à un écart de 10% par rapport au modèle 3D de Abadie *et al.* [1] et à 63% d'écart avec leur modèle 2D (Fig. 4.25). Leur modèle semble surestimer l'amplitude de la vague, et l'une des raisons pourrait être la forme incurvée vers le haut de leur glissement de terrain, imposant un mouvement vertical de celui-ci, au début de leur simulation. De plus, il est important de noter que cet effondrement est partiellement immergé, et très loin de notre géométrie expérimentale, il se pourrait donc que nous surestimions l'amplitude de la vague générée. Néanmoins, malgré toutes ces différences, nous ne sommes pas très éloignés de l'amplitude trouvée de façon numérique par Abadie *et al.* [1].

4.4.2 Es Vedrá - Ibiza Espagne

Tan *et al.* [139] ont étudié deux scénarios hypothétiques de tsunamis générés par glissement de terrain provenant de l'île Es Vedrá, au large d'Ibiza. Le premier scénario fait intervenir un volume de $4,33 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ qui s'effondre dans une profondeur d'eau de 50 m, et le deuxième un volume de $6,92 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ dans une eau de 100 m de profondeur. Ils modélisent le glissement et la génération de la vague à l'aide du code DualSPHysics et la propagation de la vague avec le code SWASH. Le premier scénario génère une vague de 133 m d'amplitude, plus grande que les 75,4 m d'amplitude observée dans le deuxième scénario. Lorsque l'on compare ces valeurs avec notre loi empirique, on obtient un écart de 54% pour le scénario 1 et de 9% pour le deuxième. Ce modèle numérique semble surestimer l'amplitude de la vague par rapport à notre loi empirique. Cette différence pourrait provenir de l'utilisation du code DualSPHysics qui a tendance à surestimer la vitesse du glissement.

4.4.3 Karrat Fjord

Paris *et al.* [111] estiment qu'il existe un risque potentiel de glissement de terrain dans le fjord de Karrat au Groënland, immédiatement à l'ouest de l'évènement de 2017 dont nous avons parlé dans la section 4.3.4. Ils considèrent quatre géométries possibles avec différents volumes d'effondrement de $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, $7 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, $14 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ et $38 \cdot 10^6 \text{ m}^3$. Ils utilisent le même modèle numérique que celui utilisé pour l'effondrement de 2017, et une bathymétrie modifiée avec une hauteur d'eau de 860 m au lieu de 430 m. Ils ne donnent malheureusement pas les amplitudes maximales prédites par leurs simulations mais seulement les amplitudes maximales à un point fixe donné. Nous allons donc estimer avec notre loi empirique les différentes amplitudes générées pour ces différents scénarios, pour lesquels le volume initial

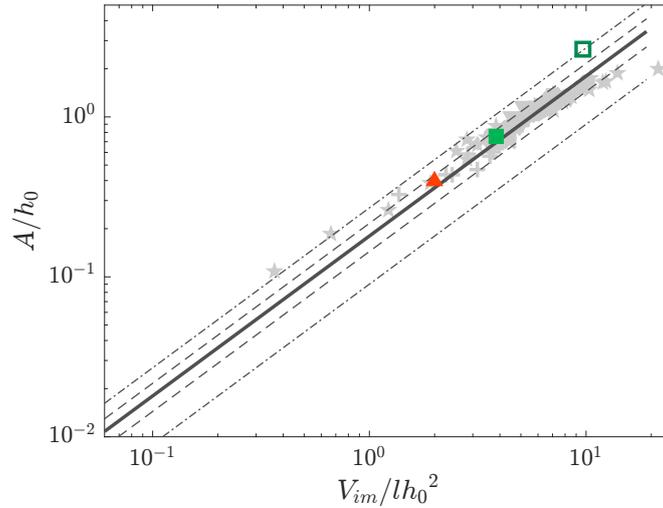


FIGURE 4.25: Amplitude relative de vague en fonction du volume de dépôt immergé adimensionné. **Potentiels évènements** : (▲) CUMBRE VIEJA, La Palma - Canaries; (■, □) ES VEDRÁ, Ibiza. (—) droite d'équation 4.4; (---) $\pm 20\%$; (····) $\pm 50\%$. Les points gris sont nos expériences en laboratoire sur un plan horizontal et incliné. Les différents points de couleurs, sont les évènements réels du tableau 4.2.

de glissement se trouve être totalement immergé à la fin, $V_{im} = \tilde{V}_i$. Si l'on se réfère à notre loi empirique (4.6), pour que V_{im}/\tilde{V}_i soit égal à l'unité, il faut que la hauteur d'eau soit environ 4 fois supérieure à la largeur moyenne initiale du collapse qu'on peut approximer dans ce cas à l'épaisseur moyenne initiale. L'épaisseur des différents glissements proposés varie de 110 m pour le plus petit volume, à 200 m pour le plus grand volume. Avec une hauteur d'eau de 860 m le rapport $h/\tilde{L}_i > 4$, il semblerait donc que le volume immergé corresponde au volume initial dans chacun des scénarios proposés par Paris *et al.* [111]. Toutes ces données sont reportées dans le tableau 4.3.

4.5 Conclusion

Nous avons vu que nos lois empiriques ne semblaient pas être liées à notre configuration expérimentales et donc à notre géométrie dans la gamme de paramètres étudiés. Nos résultats montrent que l'amplitude relative de la vague A/h_0 est, au premier ordre, proportionnelle au volume de grains immergés dans l'eau V_{im} , adimensionné par un volume élémentaire d'eau lh_0^2 dépendant de la largeur de l'effondrement et de la hauteur d'eau :

$$\frac{A}{h_0} = 0,18 \frac{V_{im}}{lh_0^2}.$$

La figure 4.26 représente l'amplitude relative de vague en fonction du volume de dépôt immergé adimensionné, sur lequel nous avons reporté tous les évènements décrits plus tôt. Pour la plupart des cas réels répertoriés dans la littérature, notre loi empirique semble

retrouver les amplitudes de vagues maximales générées par des glissements de terrains aériens à 20% près dans certains cas et à 50% dans d'autres cas. Il est assez remarquable de voir que notre loi empirique (4.4) extraite d'une expérience en laboratoire à petite échelle serait en mesure d'estimer des amplitudes de vagues similaires aux autres modèles numériques ou expérimentaux, compte tenu des différentes échelles de tous ces événements, des géométries diverses et variées et de l'incertitude des mesures.

De plus, il est important de remarquer que deux études avaient déjà mentionné le fait que l'amplitude était proportionnelle de façon linéaire avec le volume du glissement. Paris *et al.* [111] trouve la corrélation linéaire suivante :

$$A_x = 0,32V_i,$$

où A_x est l'amplitude mesurée en un point donné (et non l'amplitude maximale).

Murty [106], quant à lui, trouve que les glissements de terrain sous-marins ne dépendent principalement que du volume de glissement

$$A_x = 0,4V_i.$$

Cependant les données prises par Murty sont souvent confuses : parfois ce sont des amplitudes maximales, parfois le *run-up* des vagues sur les flancs opposés. De plus, il parle d'effondrements sous-marins alors qu'il utilise aussi des effondrements aériens. D'une manière générale, nous pensons qu'une loi adimensionnelle est normalement plus apte à décrire l'ensemble des cas différents et de géométries très diverses qu'une loi dimensionnelle.

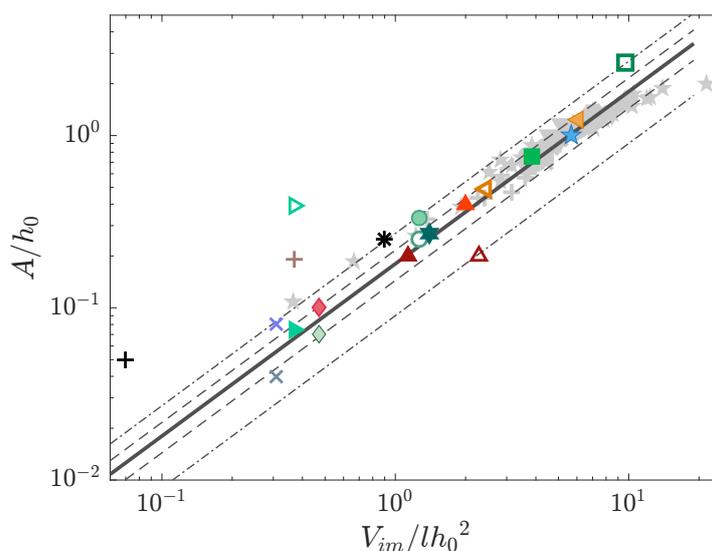


FIGURE 4.26: Amplitude relative de vague en fonction du volume de dépôt immergé adimensionné. **Evènements passés, aériens** : (•, ○) ASKJA LAKE, Islande 2014 ; (◊, ◆) CHEHALIS LAKE, Canada 2007 ; (★) HONGYANZI, Chine 2015 ; (+, +) KARRAT FJORD, Groenland 2017 ; (*) LAGO CABRERA, Chili 1965 ; (◀, ▶) LITUYA BAY, Alaska 1958 ; (×, ×) SCILLA - MONT PACÌ, Italie 1783 ; (★) TAAN FJORD, Alaska 2015. **Evènements passés, partiellement immergés** (▲, △) ANAK KRAKATAU, Indonésie 2018 ; (▶, ▷) GONGJIAFANG, Chine 2008. **Potentiels évènements** : (▲) CUMBRE VIEJA, La Palma - Canaries ; (■, □) ES VEDRÁ, Ibiza. (—) droite d'équation 4.4 ; (---) ±20% ; (-·-·-) ±50%. Les points gris sont nos expériences en laboratoire sur un plan horizontal et incliné. Les différents points de couleurs, sont les évènements réels du tableau 4.2.

Évènement	V_i (m ³)	V_{im} (m ³)	l (m)	h_0 (m)	A (m)	Symboles
ANAK KRAKATAU** <i>Indonésie</i> 2018	270.10 ⁶	270.10 ⁶	1900	250	50	△ [44] ⁿ
	135.10 ⁶	135.10 ⁶				▲ [44] _n
ASKJA LAKE <i>Islande</i> 2014	20.10 ⁶	10.10 ⁶	550	120	34,7	○ [123] ⁿ
					40	● [46] ⁿ
CHEHALIS LAKE <i>Canada</i> 2007	3.10 ⁶	3.10 ⁶	210	175	12,5	◆ (éq. 4.10) [92] ^e
					18	◆ (éq. 4.11) [11] ^e
GONGJIAFANG** <i>Chine</i> 2008	38 10 ⁴	38 10 ⁴	160	80	6	▶ [157] ^e
					31,5	▷ [57] ⁿ
HONGYANZI <i>Chine</i> 2015	23 10 ⁴	23 10 ⁴	110	40	11	★ [156] ⁿ
KARRAT FJORD <i>Groenland</i> 2017	53.10 ⁶	53.10 ⁶	1000	860	40	+ [111] ⁿ
					75.10 ⁶	75.10 ⁶
LAGO CABRERA <i>Chili</i> 1965	1,5-2,7.10 ⁷	9 ± 3.10 ⁶	1000	100	25	* [150]
LITUYA BAY <i>Alaska</i> 1958	30,6.10 ⁶	30,6.10 ⁶	338	122	151	◀ [37] ^e
			823		60	◀ [95]
MONT COLONEL FOSTER <i>Canada</i> 1946	1,5.10 ⁶	0,7.10 ⁶	150	??	??	[32]
PAATUUT <i>Groenland</i> 2000	90.10 ⁶	30.10 ⁶	1000	550	??	[24]
SCILLA MONT PACÌ <i>Italie</i> 1783	5,4.10 ⁶	5,4.10 ⁶	280	280	> 10	× [159] ⁿ
					> 20	× [89] ⁿ
TAAN FJORD <i>Alaska</i> 2015	76.10 ⁶	51.10 ⁶	830	100	100	★ [53] ⁿ

TABLE 4.2: Paramètres du glissement et amplitude prédite dans la littérature pour différents glissements de terrain aériens et ** partiellement immergés, passés. ⁿ Étude numérique; ^e Étude expérimentale.

Évènement	V_i (m ³)	V_{im} (m ³)	l (m)	h_0 (m)	A (m)	Symboles
CUMBRE VIEJA** <i>La Palma - Canaries</i>	80 10 ⁹	80 10 ⁹	10 10 ³	2 10 ³	800	▲ [1] ⁿ
ES VEDRÁ <i>Ibiza - Espagne</i>	4,33 10 ⁶	4,33 10 ⁶	180	50	133	□ [139] ⁿ
	6,92 10 ⁹	6,92 10 ⁹		100	75,4	■ [139] ⁿ
KARRAT FJORD <i>Groenland</i>	38 10 ⁶	38 10 ⁶	400		~ 20	
	14 10 ⁶	14 10 ⁶	300	860	~ 10	(éq. 4.4) ^e
	7 10 ⁶	7 10 ⁶	250		~ 6	
	2 10 ⁶	2 10 ⁶	250		~ 2	

TABLE 4.3: Paramètres du glissement et amplitude prédite dans la littérature et/ou par notre loi empirique 4.4 pour de potentiels glissements de terrain aériens et ** partiellement immergés. ⁿ Étude numérique ; ^e Étude expérimentale.

Conclusion et perspectives

L'objectif de ce travail de thèse a consisté à étudier les tsunamis générés par glissement de terrain. Nous avons pour cela mis en place un nouveau dispositif expérimental, à l'échelle du laboratoire, de colonne granulaire initialement sèche s'effondrant dans un réservoir d'eau sur un plan horizontal. Cette configuration bidimensionnelle « simple » d'effondrement de colonne a été beaucoup étudiée dans les cas complètement sec et immergé. Nous avons vu que le problème fait intervenir trois phases (air/eau/grains) et de nombreux paramètres physiques et géométriques rendant complexe l'étude de tels phénomènes. Nous avons réalisé un grand nombre d'expériences en faisant varier plusieurs paramètres tels que le volume de grains de la colonne, son rapport d'aspect initial, sa hauteur et sa largeur, le diamètre et la masse volumique des grains la constituant ainsi que la hauteur d'eau initiale h_0 . Ces expériences nous ont permis de déterminer les paramètres essentiels dans la génération de vague, et plus particulièrement sur son amplitude maximale A . L'un des résultats majeurs de ce travail de thèse est que l'effondrement granulaire semble finalement se comporter dans la génération de la vague comme un piston se déplaçant horizontalement. Le nombre de Froude horizontal associé $Fr_x = v_x/\sqrt{gh_0}$, basé sur la vitesse horizontale du front granulaire en mouvement à la surface de l'eau par rapport à la vitesse des vagues de gravité, semble être le bon paramètre de contrôle gouvernant l'amplitude relative de la vague A/h_0 tel que,

$$A/h_0 \simeq 1,23 Fr_x, \quad (4.12)$$

$$\text{ou } A/h_0 \simeq 1,84 \tilde{Fr}_x, \quad (4.13)$$

pour un nombre de Froude $\tilde{Fr}_x = v_x/\sqrt{g(h_0 + A)}$ modifié qui tient compte de l'effet de l'amplitude de la vague sur sa vitesse. Ce résultat suggère que c'est le comportement collectif de l'entrée du matériau granulaire dans l'eau qui régit le processus de génération de vague, dans la gamme $0,2 < Fr_x < 1,5$ ou $0,1 < \tilde{Fr}_x < 1,2$ explorée. Ce résultat montre alors que contrairement à ce que beaucoup d'études [5, 35, 51, 48, 98, 162] prétendent, ce n'est pas la vitesse des grains à l'impact qui semble gouverner l'amplitude de la vague dans notre géométrie, mais plutôt la vitesse horizontale du front de grains à l'interface. De plus, nous avons vu que l'amplitude maximale de la vague évolue de façon complexe avec la hauteur d'eau. En effet, l'amplitude présente un maximum pour des hauteurs d'eau intermédiaires, séparant les vagues déferlantes des vagues non déferlantes comme observé récemment par Miller *et al.* [96]. Nous soulignons également que le diamètre et la densité des grains qui tombent ont

une influence négligeable sur l'amplitude des vagues dans la gamme étudiée, ce qui suggère que le volume de grains entrant dans l'eau est le paramètre pertinent dans la génération des vagues, plutôt que sa masse, particulièrement dans les applications géophysiques où la densité des glissements de terrain ne varie pas beaucoup. Ces résultats expérimentaux ont fait l'objet d'un article soumis à *Journal of Fluid Mechanics* [119].

La deuxième partie de cette étude visait à établir un lien entre les expériences à l'échelle du laboratoire et les cas réels observés ou potentiels dans la nature. Afin d'étudier l'influence de notre configuration particulière de colonne, nous avons fait quelques séries d'expériences supplémentaires sur un plan incliné. Ce changement de géométrie ne semble pas avoir d'influence significative sur la vague générée, suggérant ainsi que nos lois empiriques ne sont pas seulement liées à notre géométrie. Par ailleurs, une loi nous a permis de montrer que l'amplitude relative de la vague A/h_0 générée est corrélée au volume de grains immergés V_{im} du dépôt final, adimensionné par le volume caractéristique d'eau lh_0^2 tel que

$$\frac{A}{h_0} \simeq 0,18 \frac{V_{im}}{lh_0^2}. \quad (4.14)$$

Nous avons alors confronté cette loi empirique, traduisant la corrélation entre l'amplitude de vague et le volume de grains immergés, à des résultats d'observations de terrain associés à des études expérimentales et numériques sur plusieurs cas passés réels et quelques évènements potentiels. Notre modèle de géométrie simplifiée semble être en accord avec les nombreux modèles numériques et expérimentaux et capable de prédire, à 20% près pour la majorité des cas, et 50% près pour d'autres l'amplitude de la vague générée, connaissant le volume de grains effectivement tombé dans l'eau, et ce malgré les très grandes différences d'échelle des différents cas réels étudiés, de leurs géométries complexes et variées et des incertitudes de mesures.

Nous avons aussi fait un bilan énergétique global qui montre que seulement 8,5% de l'énergie potentielle initiale de la colonne est transférée à la vague sous forme d'énergie cinétique et potentielle. Si l'on ne considère seulement les grains qui sont réellement rentrés dans l'eau, seulement 18% de l'énergie de ces grains est transférée à la vague. Cela suggère une grande dissipation d'énergie dans la colonne elle-même sûrement due aux collisions entre les grains. Quant à la quantité de mouvement, nous avons vu que prendre seulement la fraction de grains immergés n'était pas pertinent. En effet, la vitesse du front granulaire v_x est le résultat d'une dynamique d'effondrement impliquant l'ensemble de la masse de grains, et pas seulement la fraction rentrée dans l'eau. En revanche nous avons observé que la quantité de mouvement entre les grains (exprimée à partir de la vitesse du front v_x des grains et du volume total de la colonne) et la vague semble être conservée pour les vagues non déferlantes et varie entre 5 et 30% pour les vagues déferlantes.

L'une des questions encore en suspens est de savoir quels sont les paramètres gouvernant la vitesse horizontale du front de l'effondrement. Sommes-nous capable d'expliquer cette loi empirique à partir d'une explication théorique ?

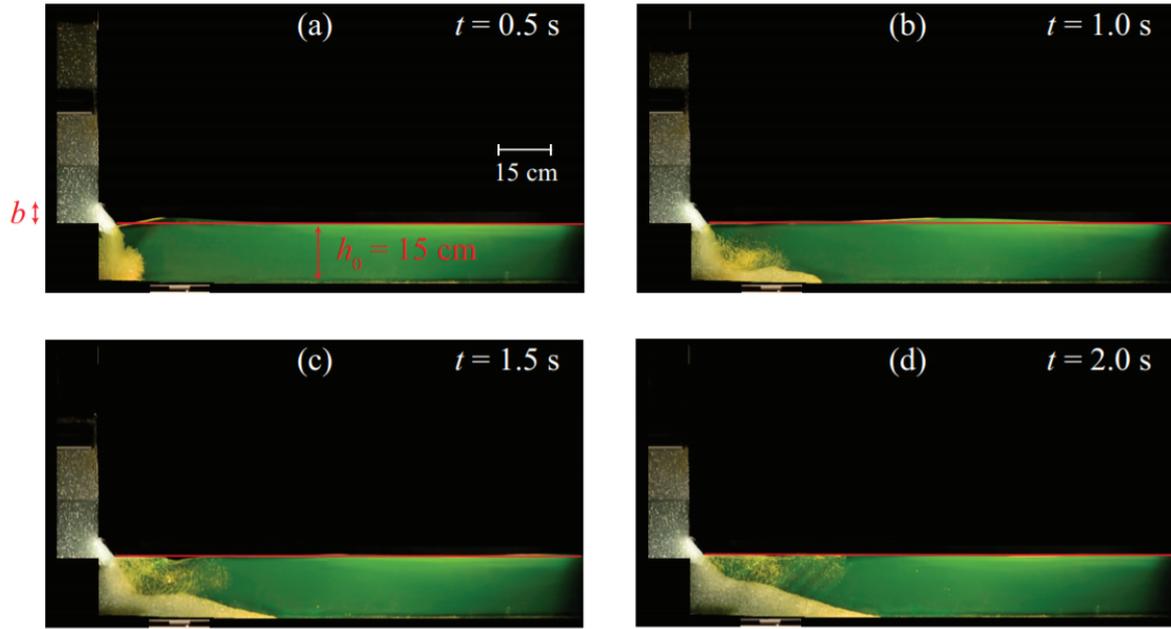


FIGURE 4.27: Séquence d’images d’un flux continu de grains entrant dans l’eau. La porte ne s’ouvre qu’à une faible hauteur $b = 5$ cm. Les traits horizontaux rouges indiquent la surface libre d’eau au repos $h_0 = 15$ cm.

Par ailleurs, la loi (4.13) suggère qu’un flux continu de grains entrant dans l’eau, avec un front granulaire stationnaire, ne générerait aucune vague. Pour tester cette idée, nous avons effectué, des essais préliminaires en utilisant le même dispositif expérimental mais en n’ouvrant la porte que légèrement, d’une hauteur $b = 5$ cm ($b \ll H_i = 60$ cm), pour établir un écoulement stationnaire de matériau granulaire comme dans l’évacuation d’un silo. Il a été démontré que si la hauteur de la colonne de grains dans le silo est supérieure à sa largeur, la pression à la sortie reste constante et assure ainsi un débit de déchargement constant [8]. Pour les ouvertures latérales au fond de récipients rectangulaires, Zhou *et al.* [161] ont montré que le débit de décharge obéit à la loi habituelle de Hagen-Beverloo pour $b/l < 1$ et est constant pour $H(t) > b$. Dans notre cas, l’ouverture $b = 5$ cm est suffisamment grande par rapport au diamètre des grains $d = 5$ mm ($b/d = 10$) pour éviter tout risque d’obstruction ou d’écoulement intermittent, et est assez mince par rapport à la largeur du canal $l = 15$ cm ($b/l \simeq 0,3$) pour avoir la loi habituelle de décharge de Hagen-Beverloo pendant un temps assez grand, car $H_i \gg b$. La hauteur d’eau, $h_0 = 15$ cm, a également été choisie suffisamment grande pour éviter que les grains ne s’accumulent trop rapidement au fond et n’atteignent l’ouverture en la bloquant.

Une séquence d’images illustre cette expérience à la figure 4.27. On y voit l’évolution de l’écoulement granulaire et la perturbation associée au niveau de la surface libre de l’eau $h(x,t)$. Nous observons d’abord la génération d’une vague principale (d’amplitude centimétrique compte tenu d’un petit nombre de Froude) à l’impact initial du matériau granulaire dans l’eau (Fig. 4.27 (a)). Par la suite, bien que les grains continuent de s’écouler dans l’eau, aucune vague secondaire significative n’est alors générée (Fig. 4.27 (b-d)). On note que

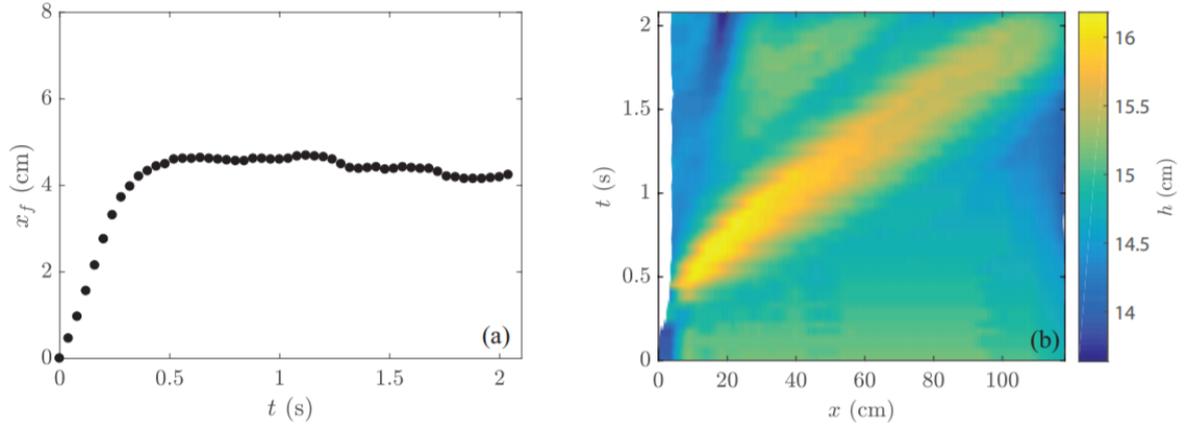


FIGURE 4.28: (a) Evolution temporelle de la position horizontale du front de l'effondrement granulaire x_f et (b) évolution spatio-temporelle de la surface libre de l'eau $h(x,t)$. La zone blanche correspond à l'étalement de l'effondrement au niveau de l'interface et délimite la position x_f .

l'expérience est arrêtée à $t \simeq 2,1$ s avant que tous les grains ne se soient écoulés dans l'eau. L'évolution de la position du front granulaire x_f est représentée en fonction du temps sur la figure 4.28 (a). Nous observons qu'au-delà de $t = 0,5$ s, le front granulaire devient quasi stationnaire. La figure 4.28 (b) montre l'évolution spatio-temporelle de la surface libre de l'eau $h(x,t)$ pendant l'expérience. L'amplitude maximale de l'onde principale générée à l'impact est $A \simeq 1,2$ cm, et la vitesse maximale du front granulaire à l'interface est $v_x \simeq 12$ cm/s ce qui est compatible avec la loi d'échelle de l'équation (4.13). Comme précédemment souligné sur la figure 4.27, aucune onde secondaire n'est alors générée une fois que le front granulaire devient stationnaire.

Ainsi, l'amplitude de la vague semble bien régie par la vitesse du front granulaire à la surface libre. Par conséquent, un flux continu de grains dont le front devient stationnaire et donc de vitesse nulle, semble générer une vague principale au moment de l'impact, mais aucune vague secondaire à mesure que les grains continuent de s'écouler dans l'eau. Ce résultat préliminaire semble bien confirmer que c'est la vitesse du front de grains à l'interface qui pilote la vague générée.

Une autre question est la prise en compte de l'évolution non triviale de l'amplitude avec la hauteur d'eau. D'autres séries d'expériences pourraient répondre à cette question en faisant varier par exemple le volume de grains pour les mêmes hauteurs d'eau afin de voir comment le pic d'amplitude se comporte avec celui-ci et s'il existe une expression le décrivant en fonction des paramètres initiaux H_i et L_i . Nos résultats suggèrent qu'en augmentant le volume de grains le pic d'amplitude sera plus important et apparaîtra pour des hauteurs d'eau plus élevées. Ceci a d'ailleurs déjà été observé tout récemment par Bullard *et al.* [14].

Nous avons regardé le bilan énergétique entre le collapse et la vague générée. Cependant, l'estimation précise de l'énergie cinétique nécessite, de connaître le champ de vitesse en tout point du fluide. Une méthode très utilisée expérimentalement afin d'obtenir les champs de

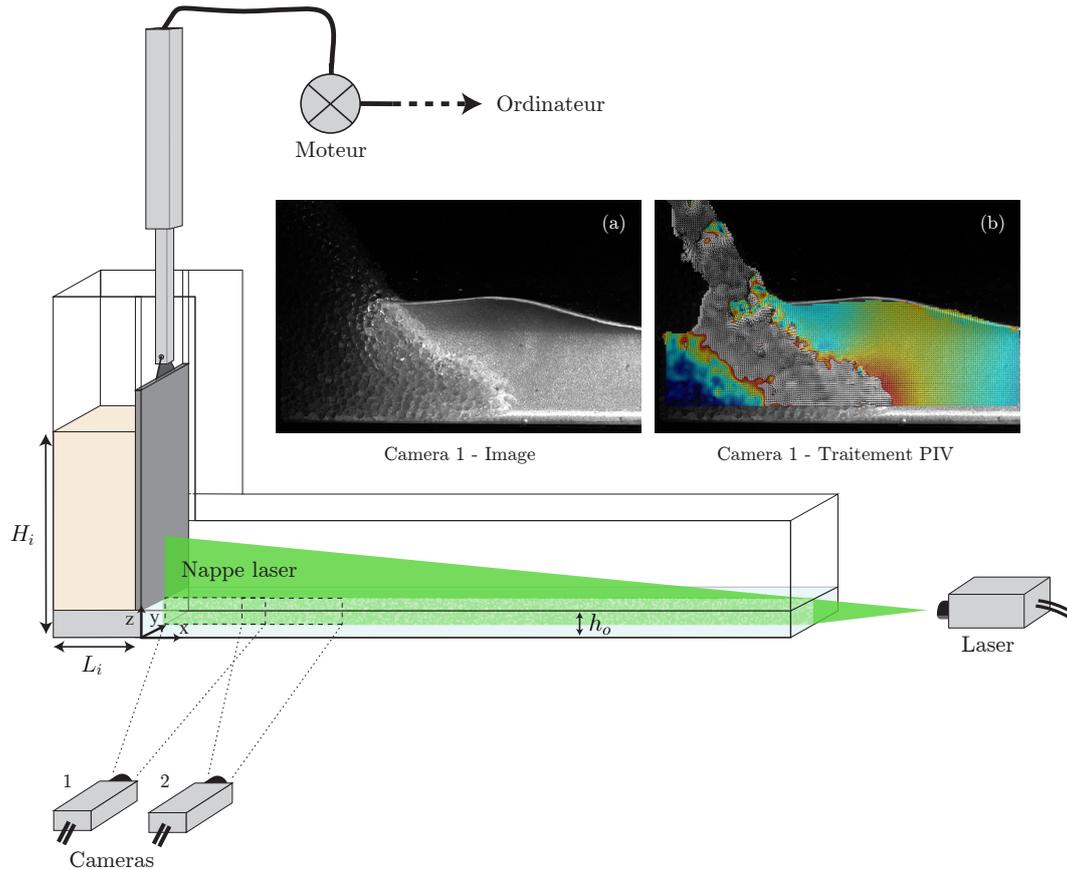


FIGURE 4.29: Configuration expérimentale pour les expériences de PIV. (a) Exemple de photo lors d’une expérience test sur la PIV. On observe une zone d’ombre au niveau de la partie haute de la vague. (b) Représentation du champ de vitesse calculé à partir de l’image de gauche. La couleur représente la norme de vitesse (bleu : lent et rouge : rapide). Les flèches indique sa direction.

vitesse dans un fluide est la « Vélométrie par Images de Particules » (PIV, *Particle Image Velocimetry* en anglais). La PIV est une méthode optique permettant de mesurer le champ de vitesses instantanées dans un plan. Pour se faire, le fluide est ensemencé de particules qui constituent des traceurs passifs de l’expérience. Le schéma du dispositif est représenté sur la figure 4.29. Pour ces expériences préliminaires, faites dans le cadre du stage de master de Robin Henaff [52], nous avons disposé le laser pulsé à l’extrémité droite de la cuve. Cependant, les premiers tests préliminaires ont montré un problème au niveau de l’éclairage de la vague. En effet, comme illustré sur la figure 4.29 les vagues d’amplitudes élevées génèrent une zone d’ombre significative en leur sommet. Une des solutions pour résoudre ce problème, serait de placer le laser en-dessous de la cuve. Ceci nécessite un changement majeur dans le dispositif expérimental, que nous n’avons pas pu mettre en place, faute de temps, et donc pas pu faire de mesures PIV plus précises.

Une autre étude importante est la prise en compte de l’extension latérale des dépôts. En effet, dans le chapitre 1, nous avons vu que la prise en compte de la troisième dimension

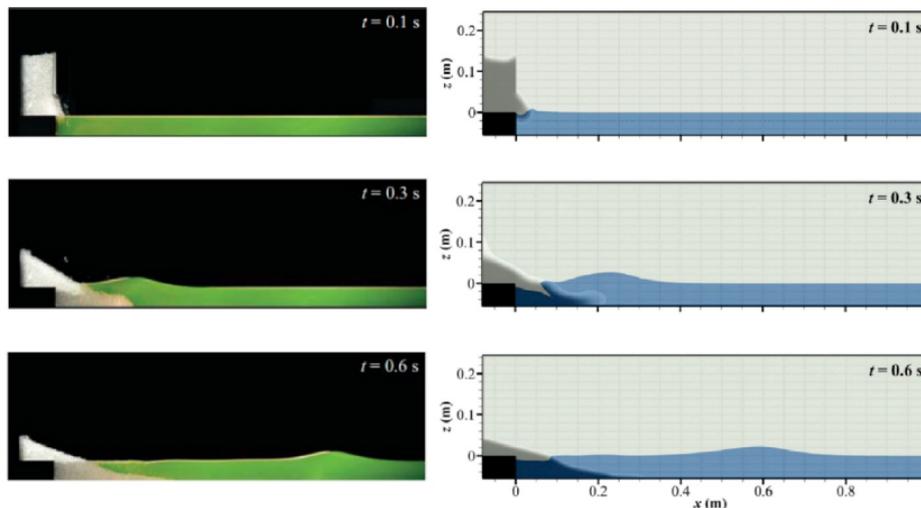


FIGURE 4.30: Comparaison de séquences d’images provenant d’une expérience de notre article [118], et du modèle numérique de Si *et al.* [129].

semblait être très importante dans la génération de la vague et sa propagation compte tenu de la dispersion. Il serait donc pertinent de faire une étude complémentaire prenant en compte les trois dimensions du problème, dans une cuve 3D.

Nous espérons que ce travail expérimental contribuera à améliorer la compréhension physique des phénomènes et les simulations numériques des vagues générées par les glissements de terrain, qui ont été développées depuis quelques années. Ces simulations numériques sont indispensables pour reproduire les topographies naturelles complexes propres à chaque site et pour obtenir des cartes fiables d’évaluation des risques.

Notre configuration expérimentale de génération de vague par effondrement granulaire a d’ailleurs été reprise récemment par des numériciens, Si *et al.* [129]. Ils ont comparé leurs résultats de simulations avec nos tout premier résultats expérimentaux publiés en 2017 dans *EPJ Web of Conferences* [118] et avec les expériences de Viroulet *et al.* [145, 146]. Leurs résultats montrent un bon accord avec l’une de nos expériences [118] avec cependant un problème de base de temps, comme l’illustre la figure 4.30 et celle de Viroulet *et al.* [145, 146].

Bibliographie

- [1] ABADIE, S., HARRIS, J., GRILLI, S., AND FABRE, R. Numerical modeling of tsunami waves generated by the flank collapse of the cumbre vieja volcano (la palma, canary islands) : tsunami source and near field effects. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 117, C5 (2012).
- [2] ABADIE, S., MORICHON, D., GRILLI, S., AND GLOCKNER, S. Numerical simulation of waves generated by landslides using a multiple-fluid navier–stokes model. *Coastal engineering* 57, 9 (2010), 779–794.
- [3] ASSIER-RZADKIEAICZ, S., HEINRICH, P., SABATIER, P., SAVOYE, B., AND BOURILLET, J. Numerical modelling of a landslide-generated tsunami : the 1979 nice event. *Pure and Applied Geophysics* 157, 10 (2000), 1707–1727.
- [4] ATAIE-ASHTIANI, B., AND NAJAFI-JILANI, A. Laboratory investigations on impulsive waves caused by underwater landslide. *Coastal Engineering* 55, 12 (2008), 989–1004.
- [5] ATAIE-ASHTIANI, B., AND NIK-KHAH, A. Impulsive waves caused by subaerial landslides. *Environmental Fluid Mechanics* 8, 3 (2008), 263–280.
- [6] BALMFORTH, N. J., AND KERSWELL, R. R. Granular collapse in two dimensions. *Journal of Fluid Mechanics* 538 (2005), 399–428.
- [7] BARLA, G., AND PARONUZZI, P. The 1963 vajont landslide : 50th anniversary, 2013.
- [8] BERTHO, Y., GIORGIUTTI-DAUPHINÉ, F., AND HULIN, J.-P. Dynamical janssen effect on granular packing with moving walls. *Physical review letters* 90, 14 (2003), 144301.
- [9] BONDEVIK, S., LØVHOLT, F., HARBITZ, C., MANGERUD, J., DAWSON, A., AND SVENDSEN, J. I. The storegga slide tsunami—comparing field observations with numerical simulations. In *Ormen Lange—an Integrated Study for Safe Field Development in the Storegga Submarine Area*. Elsevier, 2005, pp. 195–208.
- [10] BOUSSINESQ, J. Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d’un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond. *Journal de mathématiques pures et appliquées* (1872), 55–108.

- [11] BREGOLI, F., BATEMAN, A., AND MEDINA, V. Tsunamis generated by fast granular landslides : 3d experiments and empirical predictors. *Journal of Hydraulic Research* 55, 6 (2017), 743–758.
- [12] BRUNET, M., MORETTI, L., LE FRIANT, A., MANGENEY, A., NIETO, E. D. F., AND BOUCHUT, F. Numerical simulation of the 30–45 ka debris avalanche flow of montagne pelée volcano, martinique : from volcano flank collapse to submarine emplacement. *Natural Hazards* 87, 2 (2017), 1189–1222.
- [13] BRYANT, E. *Tsunami : the underrated hazard*. Springer, 2014.
- [14] BULLARD, G., MULLIGAN, R., AND TAKE, W. An enhanced framework to quantify the shape of impulse waves using asymmetry. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 124, 1 (2019), 652–666.
- [15] CANALS, M., LASTRAS, G., URGELES, R., CASAMOR, J., MIENERT, J., CATTANEO, A., DE BATIST, M., HAFLIDASON, H., IMBO, Y., LABERG, J., ET AL. Slope failure dynamics and impacts from seafloor and shallow sub-seafloor geophysical data : case studies from the costa project. *Marine Geology* 213, 1-4 (2004), 9–72.
- [16] CARRACEDO, J. C., DAY, S. J., GUILLOU, H., AND GRAVESTOCK, P. Later stages of volcanic evolution of la palma, canary islands : Rift evolution, giant landslides, and the genesis of the caldera de taburiente. *Geological Society of America Bulletin* 111, 5 (1999), 755–768.
- [17] CHAO, W.-A., WU, T.-R., MA, K.-F., KUO, Y.-T., WU, Y.-M., ZHAO, L., CHUNG, M.-J., WU, H., AND TSAI, Y.-L. The large greenland landslide of 2017 : Was a tsunami warning possible? *Seismological Research Letters* 89, 4 (2018), 1335–1344.
- [18] COSTA, A., HILDENBRAND, A., MARQUES, F., SIBRANT, A., AND DE CAMPOS, A. S. Catastrophic flank collapses and slumping in pico island during the last 130 kyr (pico-faial ridge, azores triple junction). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 302 (2015), 33–46.
- [19] COSTA, A., MARQUES, F., HILDENBRAND, A., SIBRANT, A., AND CATITA, C. Large-scale catastrophic flank collapses in a steep volcanic ridge : the pico-faial ridge, azores triple junction. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 272 (2014), 111–125.
- [20] COSTARD, F., SÉJOURNÉ, A., KELFOUN, K., CLIFFORD, S., LAVIGNE, F., DI PIETRO, I., AND BOULEY, S. Modeling tsunami propagation and the emplacement of thumbprint terrain in an early mars ocean. *Journal of Geophysical Research : Planets* 122, 3 (2017), 633–649.
- [21] COSTARD, F., SÉJOURNÉ, A., LAGAIN, A., ORMÖ, J., RODRIGUEZ, J., CLIFFORD, S., BOULEY, S., KELFOUN, K., AND LAVIGNE, F. The lomonosov crater impact event : A possible mega-tsunami source on mars. *Journal of Geophysical Research : Planets* (2019).

-
- [22] COURRECH DU PONT, S., GONDRET, P., PERRIN, B., AND RABAUD, M. Wall effects on granular heap stability. *EPL (Europhysics Letters)* 61, 4 (2003), 492.
- [23] DA CRUZ, F., EMAM, S., PROCHNOW, M., ROUX, J.-N., AND CHEVOIR, F. Rheo-physics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Physical Review E* 72, 2 (2005), 021309.
- [24] DAHL-JENSEN, T., LARSEN, L. M., PEDERSEN, S. A. S., PEDERSEN, J., JEPSEN, H. F., PEDERSEN, G., NIELSEN, T., PEDERSEN, A. K., VON PLATEN-HALLERMUND, F., AND WENG, W. Landslide and tsunami 21 november 2000 in paatuut, west greenland. *Natural Hazards* 31, 1 (2004), 277–287.
- [25] DAUXOIS, T., AND PEYRARD, M. *Physics of solitons*. Cambridge University Press, 2006.
- [26] DAVIES, D. R., WILSON, C. R., AND KRAMER, S. C. Fluidity : A fully unstructured anisotropic adaptive mesh computational modeling framework for geodynamics. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 12, 6 (2011).
- [27] DEIKE, L., POPINET, S., AND MELVILLE, W. K. Capillary effects on wave breaking. *Journal of Fluid Mechanics* 769 (2015), 541–569.
- [28] DERAKHTI, M., KIRBY, J. T., SHI, F., AND MA, G. Nhwave : Model revisions and tests of wave breaking in shallow and deep water. *Center for Applied Coastal Research, Department of Civil and Environmental Engineering. University of Delaware. Research Report No. CACR-15-18* (2015).
- [29] DI RISIO, M., BELLOTTI, G., PANIZZO, A., AND DE GIROLAMO, P. Three-dimensional experiments on landslide generated waves at a sloping coast. *Coastal Engineering* 56, 5-6 (2009), 659–671.
- [30] DI RISIO, M., DE GIROLAMO, P., BELLOTTI, G., PANIZZO, A., ARISTODEMO, F., MOLFETTA, M., AND PETRILLO, A. Landslide-generated tsunamis runup at the coast of a conical island : New physical model experiments. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 114, C1 (2009).
- [31] ENET, F., AND GRILLI, S. T. Experimental study of tsunami generation by three-dimensional rigid underwater landslides. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 133, 6 (2007), 442–454.
- [32] EVANS, S. G. The 1946 mount colonel foster rock avalanche and associated displacement wave, vancouver island, british columbia. *Canadian Geotechnical Journal* 26, 3 (1989), 447–452.
- [33] EVANS, S. G., TUTUBALINA, O. V., DROBYSHEV, V. N., CHERNOMORETS, S. S., MCDUGALL, S., PETRAKOV, D. A., AND HUNGR, O. Catastrophic detachment and

- high-velocity long-runout flow of kolka glacier, caucasus mountains, russia in 2002. *Geomorphology* 105, 3-4 (2009), 314–321.
- [34] FARIN, M., MANGENEY, A., AND ROCHE, O. Fundamental changes of granular flow dynamics, deposition, and erosion processes at high slope angles : insights from laboratory experiments. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* 119, 3 (2014), 504–532.
- [35] FRITZ, H., HAGER, W., AND MINOR, H.-E. Near field characteristics of landslide generated impulse waves. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 130, 6 (2004), 287–302.
- [36] FRITZ, H., SYNOLAKIS, C., KALLIGERIS, N., SKANAVIS, V., SANTOSO, F., RIZAL, M., PRASETYA, G., LIU, Y., AND LIU, P. Field survey of the 28 september 2018 sulawesi tsunami. In *AGU Fall Meeting Abstracts* (2018).
- [37] FRITZ, H. M. Lituya bay case rockslide impact and wave run-up. *Science of tsunami Hazards* 19, 1 (2001), 3–22.
- [38] FRITZ, H. M. *Initial phase of landslide generated impulse waves*. PhD thesis, ETH Zurich, 2002.
- [39] FRITZ, H. M., HAGER, W. H., AND MINOR, H.-E. Landslide generated impulse waves. *Experiments in Fluids* 35, 6 (2003), 505–519.
- [40] FRITZ, H. M., MOHAMMED, F., AND YOO, J. Lituya bay landslide impact generated mega-tsunami 50 th anniversary. In *Tsunami Science Four Years after the 2004 Indian Ocean Tsunami*. Springer, 2009, pp. 153–175.
- [41] FÜHRBOTER, A. Air entrainment and energy dissipation in breakers. In *Coastal Engineering 1970*. 1970, pp. 391–398.
- [42] GAUTHIER, D., ANDERSON, S. A., FRITZ, H. M., AND GIACHETTI, T. Karrat fjord (greenland) tsunamigenic landslide of 17 june 2017 : initial 3d observations. *Landslides* 15, 2 (2018), 327–332.
- [43] GIACHETTI, T., PARIS, R., KELFOUN, K., AND ONTOWIRJO, B. Tsunami hazard related to a flank collapse of anak Krakatau volcano, sunda strait, indonesia. *Geological Society, London, Special Publications* 361, 1 (2012), 79–90.
- [44] GRILLI, S. T., TAPPIN, D. R., CAREY, S., WATT, S. F., WARD, S. N., GRILLI, A. R., ENGWELL, S. L., ZHANG, C., KIRBY, J. T., SCHAMBACH, L., ET AL. Modelling of the tsunami from the december 22, 2018 lateral collapse of anak Krakatau volcano in the sunda straits, indonesia. *Scientific reports* 9 (2019).
- [45] GUYON, E., HULIN, J.-P., PETIT, L., AND MITESCU, C. D. *Physical hydrodynamics*. Oxford university press, 2001.

-
- [46] GYLFADÓTTIR, S. S., KIM, J., HELGASON, J. K., BRYNJÓLFSSON, S., HÖSKULDSSON, Á., JÓHANNESON, T., HARBITZ, C. B., AND LØVHOLT, F. The 2014 lake a skja rockslide-induced tsunami : Optimization of numerical tsunami model using observed data. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 122, 5 (2017), 4110–4122.
- [47] HAEUSSLER, P., GULICK, S., MCCALL, N., WALTON, M., REECE, R., LARSEN, C., SHUGAR, D., GEERTSEMA, M., VENDITTI, J., AND LABAY, K. Submarine deposition of a subaerial landslide in taan fiord, alaska. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* 123, 10 (2018), 2443–2463.
- [48] HELLER, V., AND HAGER, W. H. Impulse product parameter in landslide generated impulse waves. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 136, 3 (2010), 145–155.
- [49] HELLER, V., HAGER, W. H., AND MINOR, H.-E. Scale effects in subaerial landslide generated impulse waves. *Experiments in Fluids* 44, 5 (2008), 691–703.
- [50] HELLER, V., AND SPINNEKEN, J. Improved landslide-tsunami prediction : effects of block model parameters and slide model. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 118, 3 (2013), 1489–1507.
- [51] HELLER, V., AND SPINNEKEN, J. On the effect of the water body geometry on landslide–tsunamis : Physical insight from laboratory tests and 2d to 3d wave parameter transformation. *Coastal Engineering* 104 (2015), 113–134.
- [52] HENAFF, R., ROBBE-SAULE, M., MORIZE, C., AND GONDRET, P. Etude de tsunamis générés par des effondrements granulaires. Master’s thesis, Université Paris-Sud, 2019.
- [53] HIGMAN, B., SHUGAR, D. H., STARK, C. P., EKSTRÖM, G., KOPPES, M. N., LYNETT, P., DUFRESNE, A., HAEUSSLER, P. J., GEERTSEMA, M., GULICK, S., ET AL. The 2015 landslide and tsunami in taan fiord, alaska. *Scientific reports* 8, 1 (2018), 12993.
- [54] HILDENBRAND, A., MARQUES, F., CATALÃO, J., CATITA, C., AND COSTA, A. Large-scale active slump of the southeastern flank of pico island, azores. *Geology* 40, 10 (2012), 939–942.
- [55] HOLCOMB, R. T., AND SEARLE, R. C. Large landslides from oceanic volcanoes. *Marine Georesources & Geotechnology* 10, 1-2 (1991), 19–32.
- [56] HERRILLO, J., WOOD, A., KIM, G.-B., AND PARAMBATH, A. A simplified 3-d navier-stokes numerical model for landslide-tsunami : Application to the gulf of mexico. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 118, 12 (2013), 6934–6950.
- [57] HUANG, B., YIN, Y., LIU, G., WANG, S., CHEN, X., AND HUO, Z. Analysis of waves generated by gongjiafang landslide in wu gorge, three gorges reservoir, on november 23, 2008. *Landslides* 9, 3 (2012), 395–405.

- [58] HUTTER, K., KOCH, T., PLUÜSS, C., AND SAVAGE, S. The dynamics of avalanches of granular materials from initiation to runout. part ii. experiments. *Acta Mechanica* 109, 1-4 (1995), 127–165.
- [59] IONESCU, I. R., MANGENEY, A., BOUCHUT, F., AND ROCHE, O. Viscoplastic modeling of granular column collapse with pressure-dependent rheology. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 219 (2015), 1–18.
- [60] IORDANOFF, I., AND KHONSARI, M. Granular lubrication : toward an understanding of the transition between kinetic and quasi-fluid regime. *Journal of Tribology* 126, 1 (2004), 137–145.
- [61] JAKOB, M., AND WEATHERLY, H. A hydroclimatic threshold for landslide initiation on the north shore mountains of vancouver, british columbia. *Geomorphology* 54, 3-4 (2003), 137–156.
- [62] JAKOBSSON, M., MAYER, L., COAKLEY, B., DOWDESWELL, J. A., FORBES, S., FRIDMAN, B., HODNESDAL, H., NOORMETS, R., PEDERSEN, R., REBESCO, M., ET AL. The international bathymetric chart of the arctic ocean (ibcao) version 3.0. *Geophysical Research Letters* 39, 12 (2012).
- [63] JIANG, L., AND LEBLOND, P. H. The coupling of a submarine slide and the surface waves which it generates. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 97, C8 (1992), 12731–12744.
- [64] KAMPHUIS, J., AND BOWERING, R. Impulse waves generated by landslides. In *Coastal Engineering 1970*. 1970, pp. 575–588.
- [65] KEATING, B. H., AND MCGUIRE, W. Island edifice failures and associated tsunami hazards. *Pure and Applied Geophysics* 157, 6-8 (2000), 899–955.
- [66] KELFOUN, K., GIACHETTI, T., AND LABAZUY, P. Landslide-generated tsunamis at réunion island. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* 115, F4 (2010).
- [67] LACAZE, L., PHILLIPS, J. C., AND KERSWELL, R. R. Planar collapse of a granular column : Experiments and discrete element simulations. *Physics of Fluids* 20, 6 (2008), 063302.
- [68] LAGRÉE, P.-Y., STARON, L., AND POPINET, S. The granular column collapse as a continuum : validity of a two-dimensional navier–stokes model with a μ (i)-rheology. *Journal of Fluid Mechanics* 686 (2011), 378–408.
- [69] LAJEUNESSE, E., MANGENEY-CASTELNAU, A., AND VILOTTE, J. Spreading of a granular mass on a horizontal plane. *Physics of fluids* 16, 7 (2004), 2371–2381.
- [70] LAJEUNESSE, E., MONNIER, J., AND HOMSY, G. Granular slumping on a horizontal surface. *Physics of Fluids* 17, 10 (2005), 103302.

-
- [71] LARRIEU, E., STARON, L., AND HINCH, E. Raining into shallow water as a description of the collapse of a column of grains. *Journal of Fluid Mechanics* 554 (2006), 259–270.
- [72] LAW, L., AND BREBNER, A. On water waves generated by landslides. In *Proceedings of the Third Australasian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics* (1968), Inst. of Eng. Sydney, NSW, Australia, pp. 155–159.
- [73] LI, Y., AND RAICHLIN, F. Energy balance model for breaking solitary wave runup. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 129, 2 (2003), 47–59.
- [74] LINDSTRØM, E. K. Waves generated by subaerial slides with various porosities. *Coastal Engineering* 116 (2016), 170–179.
- [75] LIU, P.-F., WU, T.-R., RAICHLIN, F., SYNOLAKIS, C., AND BORRERO, J. Runup and rundown generated by three-dimensional sliding masses. *Journal of fluid Mechanics* 536 (2005), 107–144.
- [76] LØVHOLT, F., PEDERSEN, G., AND GISLER, G. Oceanic propagation of a potential tsunami from the la palma island. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 113, C9 (2008).
- [77] LUBE, G., HUPPERT, H. E., SPARKS, R. S. J., AND FREUNDT, A. Collapses of two-dimensional granular columns. *Physical Review E* 72, 4 (2005), 041301.
- [78] LUBE, G., HUPPERT, H. E., SPARKS, R. S. J., AND FREUNDT, A. Granular column collapses down rough, inclined channels. *Journal of Fluid Mechanics* 675 (2011), 347–368.
- [79] LUBE, G., HUPPERT, H. E., SPARKS, R. S. J., AND HALLWORTH, M. A. Axisymmetric collapses of granular columns. *Journal of Fluid Mechanics* 508 (2004), 175–199.
- [80] LUCAS, A., MANGENEY, A., MÈGE, D., AND BOUCHUT, F. Influence of the scar geometry on landslide dynamics and deposits : Application to martian landslides. *Journal of Geophysical Research : Planets* 116, E10 (2011).
- [81] LYNETT, P., AND LIU, P. L.-F. A numerical study of submarine–landslide–generated waves and run–up. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 458, 2028 (2002), 2885–2910.
- [82] MACIAS, J., CASTRO, M. J., GONZÁLEZ-VIDA, J. M., DE LA ASUNCIÓN, M., AND ORTEGA, S. Hysea : an operational gpu-based model for tsunami early warning systems. In *EGU General Assembly Conference Abstracts* (2014), vol. 16.
- [83] MADER, C. L., AND GITTINGS, M. L. Modeling the 1958 lituya bay mega-tsunami, ii. *Science of Tsunami Hazards* 20, 5 (2002), 241–250.

- [84] MANGENEY, A., HEINRICH, P., ROCHE, R., BOUDON, G., AND CHEMINÉE, J. Modeling of debris avalanche and generated water waves : Application to real and potential events in montserrat. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A : Solid Earth and Geodesy* 25, 9-11 (2000), 741–745.
- [85] MANGENEY-CASTELNAU, A., BOUCHUT, F., VILOTTE, J., LAJEUNESSE, E., AUBERTIN, A., AND PIRULLI, M. On the use of saint venant equations to simulate the spreading of a granular mass. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 110, B9 (2005).
- [86] MANGENEY-CASTELNAU, A., VILOTTE, J.-P., BRISTEAU, M.-O., PERTHAME, B., BOUCHUT, F., SIMEONI, C., AND YERNENI, S. Numerical modeling of avalanches based on saint venant equations using a kinetic scheme. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 108, B11 (2003).
- [87] MASSON, D., LE BAS, T., GREVEMEYER, I., AND WEINREBE, W. Flank collapse and large-scale landsliding in the cape verde islands, off west africa. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 9, 7 (2008).
- [88] MASSON, D., WATTS, A., GEE, M., URGELES, R., MITCHELL, N., LE BAS, T., AND CANALS, M. Slope failures on the flanks of the western canary islands. *Earth-Science Reviews* 57, 1-2 (2002), 1–35.
- [89] MAZZANTI, P., AND BOZZANO, F. Revisiting the february 6th 1783 scilla (calabria, italy) landslide and tsunami by numerical simulation. *Marine Geophysical Research* 32, 1-2 (2011), 273–286.
- [90] MCCOWAN, J. Xxxix. on the highest wave of permanent type. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 38, 233 (1894), 351–358.
- [91] MCDUGALL, S., BOULTBEE, N., HUNGR, O., STEAD, D., AND SCHWAB, J. W. The zymoetz river landslide, british columbia, canada : description and dynamic analysis of a rock slide–debris flow. *Landslides* 3, 3 (2006), 195.
- [92] MCFALL, B. C., AND FRITZ, H. M. Runup of granular landslide-generated tsunamis on planar coasts and conical islands. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 122, 8 (2017), 6901–6922.
- [93] MÉRIAUX, C. Two dimensional fall of granular columns controlled by slow horizontal withdrawal of a retaining wall. *Physics of Fluids* 18, 9 (2006), 093301.
- [94] MERUANE, C., TAMBURRINO, A., AND ROCHE, O. On the role of the ambient fluid on gravitational granular flow dynamics. *Journal of Fluid Mechanics* 648 (2010), 381–404.
- [95] MILLER, D. J. Giant waves in lituya bay, alaska. *Geological Survey professional paper* (1961).

-
- [96] MILLER, G. S., ANDY TAKE, W., MULLIGAN, R. P., AND MCDUGALL, S. Tsunamis generated by long and thin granular landslides in a large flume. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 122, 1 (2017), 653–668.
- [97] MILLER, R. L., AND WHITE, R. V. A single-impulse system for generating solitary, undulating surge, and gravity shock waves in the laboratory. Tech. rep., CHICAGO UNIV ILL FLUID DYNAMICS AND SEDIMENT TRANSPORT LAB, 1966.
- [98] MOHAMMED, F., AND FRITZ, H. M. Physical modeling of tsunamis generated by three-dimensional deformable granular landslides. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 117, C11 (2012).
- [99] MONAGHAN, J. J., AND KOS, A. Scott russell’s wave generator. *Physics of Fluids* 12, 3 (2000), 622–630.
- [100] MONSERRAT, S., RABINOVICH, A., ET AL. Meteotsunamis : atmospherically induced destructive ocean waves in the tsunami frequency band. *Natural Hazards and Earth System Science* 6, 6 (2006), 1035–1051.
- [101] MOORE, D. G. Submarine slides. In *Developments in Geotechnical Engineering*, vol. 14. Elsevier, 1978, pp. 563–604.
- [102] MOORE, J. Giant submarine landslides on the hawaiian ridge. *US Geol. Surv. Prof. Pap* 501 (1964), 95–98.
- [103] MOORE, J. G., NORMARK, W. R., AND HOLCOMB, R. T. Giant hawaiian landslides. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 22, 1 (1994), 119–144.
- [104] MORI, N., TAKAHASHI, T., YASUDA, T., AND YANAGISAWA, H. Survey of 2011 tohoku earthquake tsunami inundation and run-up. *Geophysical research letters* 38, 7 (2011).
- [105] MULLIGAN, R. P., AND TAKE, W. A. On the transfer of momentum from a granular landslide to a water wave. *Coastal Engineering* 125 (2017), 16–22.
- [106] MURTY, T. Tsunami wave height dependence on landslide volume. *Pure and applied geophysics* 160, 10-11 (2003), 2147–2153.
- [107] NODA, E. Water waves generated by landslides. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division* 96, 4 (1970), 835–855.
- [108] NOMANBHOY, N., AND SATAKE, K. Generation mechanism of tsunamis from the 1883 krakatau eruption. *Geophysical Research Letters* 22, 4 (1995), 509–512.
- [109] OMIRA, R., QUARTAU, R., RAMALHO, I., BAPTISTA, M. A., AND MITCHELL, N. C. The tsunami effects of a collapse of a volcanic island on a semienclosed basin : The pico-são jorge channel in the azores archipelago. *Plate boundaries and hazards* 219 (2016), 271–287.

- [110] PANIZZO, A., DE GIROLAMO, P., AND PETACCIA, A. Forecasting impulse waves generated by subaerial landslides. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 110, C12 (2005).
- [111] PARIS, A., OKAL, E. A., GUÉRIN, C., HEINRICH, P., SCHINDELÉ, F., AND HÉBERT, H. Numerical modeling of the june 17, 2017 landslide and tsunami events in karrat fjord, west greenland. *Pure and Applied Geophysics* (2019), 1–23.
- [112] PARIS, R., GIACHETTI, T., CHEVALIER, J., GUILLOU, H., AND FRANK, N. Tsunami deposits in santiago island (cape verde archipelago) as possible evidence of a massive flank failure of fogos volcano. *Sedimentary Geology* 239, 3-4 (2011), 129–145.
- [113] PARIS, R., PÉREZ TORRADO, F. J., CARRACEDO, J. C., WASSMER, P., SCHNEIDER, J. L., AND CABRERA, M. D. C. Tsunami-induced conglomerates and debris-flow deposits on the western coast of gran canaria (canary islands). *Acta vulcanologica* 16, 1/2 (2004), 1000–1004.
- [114] PÉREZ-TORRADO, F. J., PARIS, R., CABRERA, M. C., SCHNEIDER, J.-L., WASSMER, P., CARRACEDO, J.-C., RODRÍGUEZ-SANTANA, Á., AND SANTANA, F. Tsunami deposits related to flank collapse in oceanic volcanoes : The agaete valley evidence, gran canaria, canary islands. *Marine Geology* 227, 1-2 (2006), 135–149.
- [115] PITMAN, E. B., NICHITA, C. C., PATRA, A., BAUER, A., SHERIDAN, M., AND BURSİK, M. Computing granular avalanches and landslides. *Physics of fluids* 15, 12 (2003), 3638–3646.
- [116] PONCET, R., CAMPBELL, C., DIAS, F., LOCAT, J., AND MOSHER, D. A study of the tsunami effects of two landslides in the st. lawrence estuary. In *Submarine Mass Movements and Their Consequences*. Springer, 2010, pp. 755–764.
- [117] POULIQUEN, O., AND FORTERRE, Y. Friction law for dense granular flows : application to the motion of a mass down a rough inclined plane. *Journal of fluid mechanics* 453 (2002), 133–151.
- [118] ROBBE-SAULE, M., MORIZE, C., BERTHO, Y., SAURET, A., AND GONDRET, P. Experimental study of wave generation by a granular collapse. In *EPJ Web of Conferences* (2017), vol. 140, EDP Sciences, p. 14007.
- [119] ROBBE-SAULE, M., MORIZE, C., HANAFF, R., BERTHO, Y., SAURET, A., AND GONDRET, P. Experimental investigation of tsunami waves generated by granular collapse into water. Submitted, *Journal of Fluid Mechanics*, 2019.
- [120] ROBERTS, N. J., MCKILLOP, R. J., LAWRENCE, M. S., PSUTKA, J. F., CLAGUE, J. J., BRIDEAU, M.-A., AND WARD, B. C. Impacts of the 2007 landslide-generated tsunami in chehalis lake, canada. In *Landslide science and practice*. Springer, 2013, pp. 133–140.

-
- [121] ROCHE, O., ATTALI, M., MANGENEY, A., AND LUCAS, A. On the run-out distance of geophysical gravitational flows : Insight from fluidized granular collapse experiments. *Earth and Planetary Science Letters* 311, 3-4 (2011), 375–385.
- [122] RONDON, L., POULIQUEN, O., AND AUSSILLOUS, P. Granular collapse in a fluid : role of the initial volume fraction. *Physics of Fluids* 23, 7 (2011), 073301.
- [123] RUFFINI, G., HELLER, V., AND BRIGANTI, R. Numerical modelling of landslide-tsunami propagation in a wide range of idealised water body geometries. *Coastal Engineering* (2019), 103518.
- [124] RUSSELL, J. S. Report on waves. In *14th meeting of the British Association for the Advancement of Science* (1844), vol. 311, p. 1844.
- [125] RZADKIEWICZ, S. A., MARIOTTI, C., AND HEINRICH, P. Numerical simulation of submarine landslides and their hydraulic effects. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 123, 4 (1997), 149–157.
- [126] SÆLEVIK, G., JENSEN, A., AND PEDERSEN, G. Experimental investigation of impact generated tsunami; related to a potential rock slide, western norway. *Coastal Engineering* 56, 9 (2009), 897–906.
- [127] SAVAGE, S. B., AND HUTTER, K. The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *Journal of fluid mechanics* 199 (1989), 177–215.
- [128] SI, P., AARON, J., MCDUGALL, S., LU, J., YU, X., ROBERTS, N. J., AND CLAGUE, J. J. A non-hydrostatic model for the numerical study of landslide-generated waves. *Landslides* 15, 4 (2018), 711–726.
- [129] SI, P., SHI, H., AND YU, X. A general numerical model for surface waves generated by granular material intruding into a water body. *Coastal Engineering* 142 (2018), 42–51.
- [130] SIBRANT, A., HILDENBRAND, A., MARQUES, F., AND COSTA, A. Volcano-tectonic evolution of the santa maria island (azores) : Implications for paleostress evolution at the western eurasia–nubia plate boundary. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 291 (2015), 49–62.
- [131] SIBRANT, A., HILDENBRAND, A., MARQUES, F., WEISS, B., BOULESTEIX, T., HÜBSCHER, C., LÜDMANN, T., COSTA, A., AND CATALÃO, J. Morpho-structural evolution of a volcanic island developed inside an active oceanic rift : S. miguel island (terceira rift, azores). *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 301 (2015), 90–106.
- [132] SIBRANT, A., MARQUES, F., AND HILDENBRAND, A. Construction and destruction of a volcanic island developed inside an oceanic rift : Graciosa island, terceira rift, azores. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 284 (2014), 32–45.

- [133] SIEBERT, L. Landslides resulting from structural failure of volcanoes. In *Catastrophic landslides : effects, occurrence, and mechanisms*, vol. 15. Geological Society of America, 2002, pp. 209–235.
- [134] SLINGERLAND, R. L., AND VOIGHT, B. Occurrences, properties, and predictive models of landslide-generated water waves. In *Developments in geotechnical engineering*, vol. 14. Elsevier, 1979, pp. 317–394.
- [135] SOSIO, R., CROSTA, G. B., AND HUNGR, O. Complete dynamic modeling calibration for the thurwieser rock avalanche (italian central alps). *Engineering Geology* 100, 1-2 (2008), 11–26.
- [136] STARON, L., AND HINCH, E. Study of the collapse of granular columns using two-dimensional discrete-grain simulation. *Journal of Fluid Mechanics* 545 (2005), 1–27.
- [137] STARON, L., AND HINCH, E. The spreading of a granular mass : role of grain properties and initial conditions. *Granular Matter* 9, 3-4 (2007), 205.
- [138] SYNOLAKIS, C. E., BARDET, J.-P., BORRERO, J. C., DAVIES, H. L., OKAL, E. A., SILVER, E. A., SWEET, S., AND TAPPIN, D. R. The slump origin of the 1998 papua new guinea tsunami. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 458, 2020 (2002), 763–789.
- [139] TAN, H., RUFFINI, G., HELLER, V., AND CHEN, S. A numerical landslide-tsunami hazard assessment technique applied on hypothetical scenarios at es vedrà, offshore ibiza. *Journal of Marine Science and Engineering* 6, 4 (2018), 111.
- [140] TAPPIN, D., WATTS, P., AND GRILLI, S. T. The papua new guinea tsunami of 17 july 1998 : anatomy of a catastrophic event. *Natural Hazards and Earth System Science* 8, 2 (2008), 243–266.
- [141] TITOV, V., RABINOVICH, A. B., MOFJELD, H. O., THOMSON, R. E., AND GONZÁLEZ, F. I. The global reach of the 26 december 2004 sumatra tsunami. *Science* 309, 5743 (2005), 2045–2048.
- [142] TOPIN, V., MONERIE, Y., PERALES, F., AND RADJAI, F. Collapse dynamics and runout of dense granular materials in a fluid. *Physical Review Letters* 109, 18 (2012), 188001.
- [143] URLAUB, M., PETERSEN, F., GROSS, F., BONFORTE, A., PUGLISI, G., GUGLIELMINO, F., KRASTEL, S., LANGE, D., AND KOPP, H. Gravitational collapse of mount etna’s southeastern flank. *Science advances* 4, 10 (2018), eaat9700.
- [144] VIROULET, S., CÉBRON, D., KIMMOUN, O., AND KHARIF, C. Shallow water waves generated by subaerial solid landslides. *Geophysical Journal International* 193, 2 (2013), 747–762.

-
- [145] VIROULET, S., SAURET, A., AND KIMMOUN, O. Tsunami generated by a granular collapse down a rough inclined plane. *EPL (Europhysics Letters)* 105, 3 (2014), 34004.
- [146] VIROULET, S., SAURET, A., KIMMOUN, O., AND KHARIF, C. Granular collapse into water : toward tsunami landslides. *Journal of visualization* 16, 3 (2013), 189–191.
- [147] WALDER, J. S., WATTS, P., SORENSEN, O. E., AND JANSSEN, K. Tsunamis generated by subaerial mass flows. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth* 108, B5 (2003).
- [148] WANG, J., WARD, S. N., AND XIAO, L. Numerical simulation of the december 4, 2007 landslide-generated tsunami in chehalis lake, canada. *Geophysical Journal International* 201, 1 (2015), 372–376.
- [149] WARD, S. N., AND DAY, S. Cumbre vieja volcano—potential collapse and tsunami at la palma, canary islands. *Geophysical Research Letters* 28, 17 (2001), 3397–3400.
- [150] WATT, S. F., PYLE, D. M., NARANJO, J. A., AND MATHER, T. A. Landslide and tsunami hazard at yate volcano, chile as an example of edifice destruction on strike-slip fault zones. *Bulletin of volcanology* 71, 5 (2009), 559.
- [151] WATTS, P. *Water waves generated by underwater landslides*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1997.
- [152] WATTS, P. Wavemaker curves for tsunamis generated by underwater landslides. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 124, 3 (1998), 127–137.
- [153] WATTS, P. Tsunami features of solid block underwater landslides. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 126, 3 (2000), 144–152.
- [154] WATTS, P., GRILLI, S., KIRBY, J., FRYER, G., AND TAPPIN, D. Landslide tsunami case studies using a boussinesq model and a fully nonlinear tsunami generation model. *Natural Hazards And Earth System Science* 3, 5 (2003), 391–402.
- [155] WEISS, R., FRITZ, H. M., AND WÜNNEMANN, K. Hybrid modeling of the megatsunami runup in lituya bay after half a century. *Geophysical Research Letters* 36, 9 (2009).
- [156] XIAO, L., WANG, J., WARD, S. N., AND CHEN, L. Numerical modeling of the june 24, 2015, hongyanzi landslide generated impulse waves in three gorges reservoir, china. *Landslides* 15, 12 (2018), 2385–2398.
- [157] XIAO, L., WARD, S. N., AND WANG, J. Tsunami squares approach to landslide-generated waves : application to gongjiafang landslide, three gorges reservoir, china. *Pure and Applied Geophysics* 172, 12 (2015), 3639–3654.
- [158] YAVARI-RAMSHE, S., AND ATAIE-ASHTIANI, B. Numerical modeling of subaerial and submarine landslide-generated tsunami waves—recent advances and future challenges. *Landslides* 13, 6 (2016), 1325–1368.

- [159] ZANIBONI, F., ARMIGLIATO, A., AND TINTI, S. A numerical investigation of the 1783 landslide-induced catastrophic tsunami in scilla, italy. *Natural Hazards* 84, 2 (2016), 455–470.
- [160] ZHAO, Y., BU, W., HUANG, J., LIU, D.-Y., AND TANG, Y. Finite element method for two-dimensional space-fractional advection–dispersion equations. *Applied Mathematics and Computation* 257 (2015), 553–565.
- [161] ZHOU, Y., LAGRÉE, P.-Y., POPINET, S., RUYER, P., AND AUSSILLOUS, P. Experiments on, and discrete and continuum simulations of, the discharge of granular media from silos with a lateral orifice. *Journal of Fluid Mechanics* 829 (2017), 459–485.
- [162] ZWEIFEL, A., HAGER, W. H., AND MINOR, H.-E. Plane impulse waves in reservoirs. *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering* 132, 5 (2006), 358–368.

Titre : Modélisation expérimentale de génération de tsunami par effondrement granulaire

Mots clés : Mécanique des fluides, Granulaires, Vague, Glissement de terrain, Tsunami, Etude expérimentale

Résumé : Des événements géologiques passés ont montré que les glissements de terrain, près des côtes, impliquant des volumes de quelques milliers de mètre cube à plusieurs centaines de kilomètres cube, peuvent provoquer des vagues de tsunami d'une amplitude considérable. La vague générée et l'effondrement représentent tous deux un danger important pour la population et les infrastructures situées sur ou proche des côtes. Une modélisation réaliste nécessite de tenir compte de la nature granulaire du glissement de terrain. Nous avons développé dans ce travail de thèse, une série d'expériences de laboratoire à petite échelle, pour étudier en détail le processus de génération de vague par l'effondrement d'une colonne granulaire, initialement sèche, dans l'eau. Tout un ensemble de paramètres est testé : (1) la masse granulaire impliquée (hauteur, volume, rapport d'aspect, granulométrie et densité), (2) la hauteur d'eau et (3) la configuration géométrique (plan horizontal ou plan incliné). Des expériences quasi-bidimensionnelle en canal rectangulaire, permettent d'enregistrer à la fois l'évolution temporelle de l'effondrement granulaire et celle de la surface libre de l'eau. Nous montrons que le processus de génération des vagues est piloté par la dynamique collective de l'effondre-

ment des grains à la surface de l'eau. Nous identifions une dépendance linéaire claire entre l'amplitude relative de la vague principale et un nombre de Froude défini comme le rapport des vitesses d'avancée du front granulaire et de la vague solitaire. En particulier, l'amplitude de la vague atteint sa valeur maximale pour une profondeur d'eau intermédiaire. Le transfert d'énergie global a montré que seulement quelques pourcents de l'énergie potentielle initiale de la colonne sont transférés à la vague, issus notamment d'une perte d'énergie considérable dans l'effondrement granulaire lui-même. Enfin, nous soulignons la faible influence du diamètre et de la masse volumique des grains dans la génération de la vague. Cela suggère que la masse de l'effondrement est de faible importance par rapport à son volume. Un autre résultat intéressant est la dépendance linéaire de l'amplitude relative de la vague avec le volume immergé du dépôt final. Cette loi nous permet d'estimer l'amplitude de la vague pour des événements passés et potentiels. Malgré les échelles, géométries diverses et variées de ces événements, et l'incertitude des données, cette loi empirique provenant de notre expérience à petite échelle prédit des vagues similaires à d'autres modèles numériques ou expérimentaux.

Title : Experimental modelling of tsunami generation by a granular collapse.

Keywords : Fluid mechanics, Granular, Wave, Landslide, Tsunami, Experimental study

Abstract : Various past geological events have shown that landslides near coastlines, involving volumes from a few thousand cubic meters to several cubic kilometers, can lead to tsunami waves with significant amplitude. The generated wave and the collapse both represent an important hazard for the population and infrastructure located on or near the coast. Realistic modeling requires considering the granular nature of landslides. Here, we developed a new set of small-scale laboratory experiments to investigate in detail the wave generated by the collapse of an aerial granular column into water. An entire set of parameters are tested: (1) the falling granular mass (height, volume, aspect ratio, grain size and density), (2) the water layer height and (3) the geometrical configuration (horizontal or inclined plane). From quasi-bidimensional experiments in a rectangular channel we record both the time evolution of the granular collapse and of the generated wave. We show that the wave generation process is driven by the collective dynamics of the granular collapse at the water free surface. We identify a clear linear dependence

between the relative wave amplitude and a Froude number defined as the ratio of the granular front velocity and the solitary wave velocity. The wave amplitude reaches its maximum value at an intermediate water depth. The total energy transfer shows that only a few percent of the initial potential energy of the column is transferred to the wave, suggesting a considerable energy loss in the granular collapse itself. Finally, we highlight the low influence diameter and density of the falling grain in the generation of the wave. This suggests that the mass of the collapse is of low importance compared to its volume. Another interesting result is the linear dependence of the relative wave amplitude with the relative immersed volume of the final deposit. This allows us to estimate the wave amplitude generated by past or potential events in Nature. Despite the various scales and geometries of these natural events, and the uncertainty of the data, our empirical law, from our small-scale experiment, predicts waves similar to other numerical or experimental models.

