Déstabilisation gravitaire d'un matériau granulaire immergé

Félix Bonnet

▶ **To cite this version:**

Félix Bonnet. Déstabilisation gravitaire d'un matériau granulaire immergé. Autre. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENI026 . tel-00767804

HAL Id: tel-00767804
https://theses.hal.science/tel-00767804

Submitted on 28 Nov 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Matériaux, Mécanique, Génie civil, Électrochimie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Félix BONNET

Thèse dirigée par **François NICOT**
et codirigée par **Pierre PHILIPPE**

préparée au sein **Cemagref d'Aix en Provence**
et de **I-MEP^2, Ingénierie – Matériaux, Mécanique, Environnement, Énergétique, Procédés, Production**

Déstabilisation gravitaire d'un matériau granulaire immergé

Thèse soutenue publiquement le **30 octobre 2012**,
devant le jury composé de :

Pr., Félix DARVE
INP-Grenoble, Président
Dr., Olivier POULIQUEN
Université d'Aix-Marseille, Rapporteur
Dr., Fahrang Radjaï
Université Montpellier II, Rapporteur
Cr., Guillaume OVARLEZ
IFSTTAR Marne la vallée, Examinateur
Dr., François NICOT
IRSTEA de Grenoble, Directeur de thèse
Cr., Pierre PHILIPPE
IRSTEA d'Aix en provence, Co-Directeur de thèse

Remerciements

Une page se termine et une nouvelle s'écrit. Il est temps pour moi de conclure ce travail de thèse en remerciant tous ceux qui ont su m'aider pour mener à bien mes travaux de recherche et passer cette épreuve dans de bonnes conditions.

Je tiens à remercier en premier lieu mon encadrant Pierre Philippe qui a su me faire confiance depuis mon stage de master 2 avec pour baggage scientifique seule une formation de Génie Mécanique. Durant toute cette période cela a été un vrai plaisir pour moi, de pouvoir échanger et travailler avec lui. Au delà du niveau scientifique élevé qu'il a su m'apporter, c'est probablement plus encore pour ses qualités humaines, sa passion de la recherche et son immense patience que je dois le remercier.

Je remercie mon directeur de thèse François Nicot, qui a accepter cette responsabilité très rapidement pour pouvoir boucler mon dossier de financement en toute hate fin juillet pendant les vacances scolaires. Je suis également très reconnaissant de l'intérêt et l'aide qu'il m'a apporté pour obtenir mon monitorat après de multiples péripéties.

Mes sincères remerciements vont aussi à tous les membres du jury, qui se sont donner la peine de se déplacer et d'évaluer mon travail : monsieur Félix Darve, qui a accepté de présider ce jury, messieurs Olivier Pouliquen et Farhang Radjaï qui ont pris le temps de lire en profondeur mon manuscrit et de l'évaluer et monsieur Guillaume Ovarlez qui a accepter cette invitation.
Je remercie tous les membres de l'Irstea et en particulier Patrice Mériaux, Sébastien Merkle, Laurent Peyras, et tout le laboratoire de mécanique des sols : Nadia, Alain, Yves, Guillaume, Faustine tous plus sympathique les uns que les autres. Travailler avec dans la joie et la bonne humeur fut des plus appréciable. Je remercie également Mohammed, Romain, Céline, et tous ceux que j'oublie, compagnons d'infortunes stagiaires et doctorants.

Pour finir, je tiens à remercier ma compagne, Sophie, pour m'avoir aidé, supporté et poussé dans ce travail et je ne la remercierai jamais assez de ce ci beau cadeau qu'elle a pu me faire en donnant naissance à notre fille.

Papa, je ne pourrai hélas plus jamais te le dire mais Merci.

Table des matières

Introduction **1**

1 Etude bibliographique **3**
1.1 Introduction aux milieux granulaires . . . 3
1.1.1 Spécificité des matériaux granulaires . . . 3
1.1.2 Point de vue de l'ingénieur . . . 4
1.1.3 Problématique associée aux milieux multiphasiques . . . 7
1.1.4 Le cas spécifique des écoulements de grains immergés . . . 8
1.2 Généralités sur les écoulements granulaires . . . 10
1.2.1 Critère de mise en mouvement des grains . . . 10
1.2.2 Les types d'écoulements . . . 12
1.2.3 Synthèse des travaux expérimentaux sur les écoulements denses . 13
1.3 Initiation et dynamique d'avalanche . . . 17
1.3.1 Les précurseurs d'avalanches . . . 17
1.3.2 Rhéologie et écoulement stationnaire . . . 18
1.3.3 Cas des écoulements transitoires et influence de l'état initial . . . 20
1.4 Objectif de cette thèse . . . 21

2 Conditions expérimentales **23**
2.1 Le dispositif expérimental et ses évolutions techniques . . . 23
2.1.1 Evolution du système d'alimentation en eau . . . 25
2.1.2 Evolution du chassis . . . 28
2.1.3 Evolution du système d'arrêt de l'alimentation en eau . . . 29
2.2 Matériau utilisé . . . 30
2.2.1 La granulométrie . . . 30
2.2.2 Composition . . . 30
2.2.3 Caractéristiques mécaniques . . . 31
2.3 Mise en place de l'échantillon . . . 32
2.4 Protocoles expérimentaux de chargement . . . 32
2.4.1 Chargement progressif . . . 33
2.4.2 Rupture de barrage ou effondrement contrôlé . . . 33
2.4.3 Equivalence des deux protocoles . . . 33
2.5 Analyse de la suppression de l'écoulement par l'électrovanne . . . 34
2.5.1 Surpression induite par la fermeture de l'électrovanne . . . 35
2.5.2 Durée de la phase de suppression de l'écoulement . . . 37
2.6 Traitement des images . . . 40
2.6.1 Technique de corrélation d'images classique . . . 41
2.6.2 Application à un sable . . . 42
2.6.3 Exemples d'applications pour nos deux protoles expérimentaux . . . 44

2.6.3.1 Cas du chargement progressif . . . 44
2.6.3.2 Cas d'un essai par effondrement contrôlé . . . 44
2.6.4 Limites d'utilisation de la technique PIV . . . 45
2.6.5 Fonctionnement du logiciel DPIVsoft . . . 50
2.6.6 Fonctionnalités ajoutées au logiciel DPIVsoft . . . 52

3 Etude expérimentale de la déstabilisation d'un sable 57
3.1 Du chargement progressif à l'effondrement contrôlé . . . 57
3.1.1 Déstabilisation par chargement progressif : description qualitative de la phénoménologie observée . . . 57
3.1.1.1 Angle de déstabilisation . . . 57
3.1.1.2 Dynamique de déstabilisation . . . 59
3.1.2 Limitation du protocole de chargement progressif . . . 65
3.1.3 Vers un protocole d'effondrement contrôlé . . . 66
3.1.4 Diagramme de phases des régimes de déstabilisation . . . 71
3.2 Exploitation des données . . . 72
3.2.1 La technique PIV est-elle adaptée aux régimes dynamiques de déstabilisation ? . . . 72
3.2.2 Utilisation du profil de vitesse vertical maximal . . . 76
3.2.3 Utilisation de la masse totale mobilisée ou "masse mouvante" . . . 84
3.2.4 Recherche d'un critère adapté à la transition entre la déstabilisation circulaire et l'avalanche de surface . . . 90
3.3 Etude paramétrique de la déstabilisation par effondrement contrôlé . . . 95
3.3.1 Répétabilité des expériences . . . 95
3.3.2 Analyse type d'un essai d'effondrement contrôlé . . . 98
3.3.2.1 Phénoménologie expérimentale . . . 98
3.3.2.2 Allure des pics de masse mouvante et croissance de la zone mobilisée . . . 105
3.3.2.3 Utilisation des mesures de pression différentielle . . . 108
3.3.3 Influence de la fraction volumique . . . 110
3.3.4 Influence de l'angle d'inclinaison θ . . . 113
3.4 Exploitation et interprétation des résultats . . . 116
3.4.1 Relation entre le seuil de stabilité et la dilatance . . . 116
3.4.2 Interprétation du temps de déclenchement t_{init} . . . 120
3.4.3 Interprétation de la profondeur maximale mobilisée h_{max} . . . 126
3.4.4 Influence de la géométrie . . . 129
3.5 Synthèse et perspectives . . . 134
3.5.1 Quelques considérations sur les protocoles expérimentaux . . . 134
3.5.2 Bilan sur les résultats expérimentaux et leurs interprétations . . . 135
3.5.3 Perspectives expérimentales . . . 136

4 Tassement d'un échantillon de sable 141
4.1 Cadre théorique . . . 141
4.1.1 Contexte : loi de comportement d'un sable en compression . . . 141
4.1.2 Hypothèses retenues . . . 142
4.1.3 Caractéristiques du sol avant chargement . . . 143
4.1.4 Chargement en surface . . . 144
4.1.5 Chargement en volume . . . 146
4.1.6 Comparaison entre un chargement surfacique et volumique . . . 148

4.1.7 Etude du cas où $n \neq 1$ . . . 150
4.1.8 Modélisation de l'effet du frottement aux parois latérales . . . 151
4.2 Expérimentations . . . 154
4.2.1 Dispositif et protocole expérimental . . . 154
4.2.2 Mesures expérimentales . . . 155
4.2.2.1 Méthodes utilisées . . . 155
4.2.2.2 Limitations . . . 157
4.2.3 Imperfections du système expérimental . . . 162
4.3 Résultats et discussions . . . 166
4.3.1 Tassements expérimentaux face aux prédictions théoriques . . . 166
4.3.2 Tassement et vitesse de chargement . . . 171
4.3.3 Tassement et durée de chargement . . . 173
4.3.4 Tassement cyclique . . . 173
4.3.4.1 Cycle de charge-décharge dans le cas $Q_c < Q_0$ . . . 174
4.3.4.2 Chargement cyclique à chargement constant . . . 175
4.3.4.3 Chargement de type escalier . . . 176
4.4 Conclusion . . . 181

Conclusion **183**

Bibliographie **190**

Annexes **191**
A Système vibratoire . . . 191
A.1 Mise en évidence des vibrations . . . 191
A.2 Sensibilité d'un champ de rotation . . . 192
A.3 Conclusion . . . 194
B Compaction du sable par secousses répétées . . . 195

Introduction

Les matériaux granulaires sont légions. On regroupe sous cette appellation des matériaux d'origines très diverses allant, par exemple, de fines poudres compactées pour les cachets d'aspirine jusqu'aux anneaux de Saturne. En général, on appelle matériau granulaire un ensemble d'un grand nombre de grains indépendants. Le terme générique du "tas de sable" est souvent employé pour désigner les matériaux granulaires même si leurs caractéristiques sont bien plus variées que celles correspondant réellement aux sables. Ainsi, la taille des particules peut s'étendre sur une large gamme : depuis quelques dizaines de microns pour les poudres jusqu'à plusieurs mètres pour des rochers issus d'éboulements de montagne. Leur forme également peut être très différente : sphères régulières pour des billes de verres, ovales pour des pilules, formes irrégulières des grains de sable plus ou moins anguleux, anisotropes pour les graines céréalières. Comme le montrent ces exemples, l'appellation granulaire recouvre également des natures de matériaux très diversifiées. Les milieux granulaires ont une place très importante dans de nombreux secteurs de l'activité humaine. Près de 70% de la matière que manipulent les industriels est sous forme granulaire, comme par exemple, les sables, ballasts, ciments, minerais, engrais, céréales, pilules pharmaceutiques. Les milieux granulaires ne concernent pas seulement le secteur industriel et le monde qui nous entoure en est naturellement rempli : dans le fond des cours d'eau et des océans, au milieu des déserts ou encore sur les flancs des montagnes.

Dans ce dernier exemple, se pose alors la question de la stabilité de ces pentes face aux forces gravitaires. De façon générale, ce problème, qui est une question de sécurité pour l'ensemble des populations, est soulevé dès lors qu'un tas granulaire est présent ou façonné par l'homme. C'est le cas d'axes routiers surélevés, de constructions sur ou aux pieds des versants montagneux, mais aussi d'éléments de protections comme les digues ou les barrages en terre. La stabilité gravitaire des ouvrages hydrauliques (digues fluviales, barrage en remblai, ...) est un problème complexifié par la présence d'infiltration d'eau au sein même de l'ouvrage. De l'érosion interne peut alors se développer dans un ouvrage et être ainsi à l'origine de sa rupture. Des tassements locaux, ou fontis, peuvent également voir le jour en présence d'écoulements internes descendants. Un écoulement interne ascendant, déstabilisant le matériau, peut créer quant à lui des glissements localisés sur les parements de l'ouvrage. Plusieurs de ces désordres constatés sur les ouvrages hydrauliques correspondent bien à des instabilités de pente et, couplés à l'érosion interne ou à l'érosion externe en situation de surverse, ils peuvent conduire à la rupture de l'ouvrage. Vis à vis de la rupture de pente plus classique qui génère le long d'une topographie inclinée un écoulement conséquent en termes de quantité de matériau mobilisée et de distance parcourue, les déstabilisations gravitaires observées sur les ouvrages hydrauliques se distinguent par leur brièveté et par leur faible emprise spatiale. L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier spécifiquement ces instabilités granulaires, brèves et de faible déplacement cumulé le long de la pente.

Le premier chapitre introduit les notions de base sur la stabilité gravitaire d'un sol et dresse un rapide bilan des connaissances relatives à l'écoulement de milieux granulaires denses, secs ou immergés. Le chapitre 2 décrit en détail le dispositif expérimental qui couple inclinaison contrôlée et écoulement hydraulique interne contrôlé. Y sont également présentées les expériences types et les méthodes de mesures. Le chapitre 3 est consacré aux résultats expérimentaux de la déstabilisation gravitaire d'un sable. Nous y étudions la dynamique de déclenchement de l'instabilité, les profils de vitesse, la profondeur mobilisée, ainsi que les influences respectives de la fraction volumique et de l'angle d'inclinaison. Un dernier chapitre est consacré au tassement d'un échantillon de sable sous chargement hydraulique en le comparant au cas d'un chargement mécanique usuel. La question est abordée à la fois du point de vue théorique et expérimental.

Chapitre 1

Etude bibliographique

1.1 Introduction aux milieux granulaires

Avant d'évoquer le problème spécifique de la stabilité de pente, nous allons rappeler rapidement la définition de quelques caractéristiques majeures des milieux granulaires.

1.1.1 Spécificité des matériaux granulaires

Un matériau granulaire est un ensemble de grains. La taille des particules peut s'étendre sur une grande gamme, depuis quelques dizaines de microns pour les poudres jusqu'à plusieurs mètres pour des rochers reposant sur les flancs d'une montagne par exemple. La forme des grains est très diversifiée selon les milieux granulaires considérés. Cela peut aller de la sphère pour les billes de verre jusqu'à des formes irrégulières plus ou moins anguleuses pour des grains de sable en passant par des formes ovales pour des pilules et anisotropes pour des céréales par exemple.
Selon [Duran, 2000], un matériau granulaire est un milieu multiphasique constitué d'une phase solide composée de particules discrètes qui restent la plupart du temps en contact dans un environnement constitué de phases fluides (liquides et/ou gazeuses).
Suivant la taille des particules d'un matériau granulaire on peut définir ([Duran, 2000], [Schlosser, 1992]) :

- Les poudres ou encore sols fins (terme utilisé en mécanique des sols). La taille des particules est inférieure à 100 μm. Dans ce cas, les forces d'attraction entre les particules ne sont plus négligeables face aux autres forces, on dit alors que le milieu est cohésif. Les forces de Van Der Walls, les forces d'attraction électrostatique et capillaire sont du même ordre de grandeur ou supérieure au poids propre des grains.

- Les solides granulaires ou grenus. La taille des particules est comprisse entre 100 μm et 3 mm. Ici les forces de Van der Walls et électrostatiques sont négligeables devant les forces capillaires et le poids propre des grains.

- Les solides brisés. Cela englobe le reste, c'est-à-dire les particules de tailles supérieures à 3 mm. C'est le cas des pierriers, ou des graviers servant à l'élaboration de bétons par exemple. Dans cette configuration, et ce quelle que soit la teneur en eau du sol, toutes les forces d'attraction entre grains sont négligeables devant le poids des grains.

Suivant le fluide et sa quantité dans le milieu granulaire, on définit :

- Un milieu granulaire sec, si le fluide interstitiel est un gaz (de l'air en général). Par conséquent, aucune force capillaire ne sera présente.

- Un milieu granulaire non saturé, si il y a deux fluides interstitiels de nature différente : un liquide et un gaz (de l'eau et de l'air dans la plus part des cas). Les interactions entre les deux phases fluides créent des forces d'attraction inter-grains via des ponts capillaires. La figure 1.1 en présente une illustration estivale. L'intensité de ces forces dépendent de la géométrie de ponts et de leur quantité ([De Bisschop et Rigole, 1982], [Albert *et al.*, 1997]). Il est à noter que la capillarité peut jouer un rôle important même à très faible niveau d'humidité ([Restagno *et al.*, 2002]).

- Un milieu granulaire est saturé, si le fluide interstitiel est un liquide (de l'eau en général) et que toute la phase gazeuse a pu être évacuée hors du matériau. Cette dernière condition est difficile à réaliser pour des sols fins où de l'air rest piégée. Le cas saturé est un cas très courant de milieu granulaire naturel qui correspond à un matériau immergé comme par exemple les lits de rivières ou les fonds marins.

1.1.2 Point de vue de l'ingénieur

Une particularité clé des milieux granulaires est de pouvoir former des tas. Se pose alors la question de la gestion des pentes naturelles avec un matériau, naturel ou non, comme pour les digues et barrages en remblai. En effet, la recherche de l'inclinaison maximale par rapport aux différentes charges exercées (gravité, surcharge, ...) est un problème majeur et tout particulièrement dans le cas des glissements de terrain et de la rupture d'ouvrage. Les exemples de tas et talus naturels sont légions ([Duran, 2003]). L'analyse des différentes observations déjà effectuées mettent en avant la présence de deux types de tas :

- Les tas de matériaux granulaires secs. Dans ce cas, nous notons que l'angle de talus ne peut excéder une certaine valeur critique, de l'ordre de 30°, et ce pour des grains de tailles différentes.

- Les tas de matériaux granulaires non saturés. Contrairement au cas précédent, l'angle maximal du tas ne parait pas avoir de limite comme il est possible de l'observer par exemple avec les sculptures de sable sur les plages en été. Certaines parties sont en "surplomb", l'angle de talus est alors supérieur à 90°, cf. figure 1.1. Bien évidemment ces capacités sont limitées, la masse en surplomb ne peut excéder une certaine valeur, valeur dépendant de la saturation en eau du milieu

FIGURE 1.1 – *Chateau de Farytale. Crédit : Nils Bergmann/Sand World 2005 (www.sandworld.de).*

qui conditionne le niveau de suction des ponts capillaires ([Albert *et al.*, 1997], [Schiffer, 2005]).

Quelque soit la nature du matériau granulaire (sec, non saturé ou immergé), un des phénomènes responsables de la formation d'un tas est la friction au sein même du matériau. Le modèle couramment utilisé pour modéliser la friction est celui de Coulomb. Dans l'absolu l'approche tensorielle de Mohr-Coulomb est plus juste ici, elle permet de prendre en compte l'hétérogénéité du milieu, mais nous simplifierons l'étude en supposant le milieu comme étant isotrope. Le modèle de Coulomb, qui postule que le frottement solide induit une force de résistance tangentielle, par l'intermédiaire d'un coefficient de frottement μ, à la composante normale de la force de réaction entre le solide considéré et la surface de contact, est alors pertinent. Le coefficient de friction interne du matériau donne une idée de l'angle de talus comme nous le verrons au paragraphe 1.2.1.

Attardons nous sur le cas des tas de granulaires secs. Le tas est construit par ajout successif de grains à sa surface, faisant augmenter la pente des flancs. Au-delà d'un angle de stabilité maximal β_c, encore appelé angle d'avalanche, la moindre perturbation, comme par exemple le choc d'une particule qu'on dépose ou des vibrations du sol, déclenche une avalanche caractérisée par un écoulement de plusieurs couches de grains en surface. Lorsque l'avalanche s'arrête, la pente a diminué vers un angle de repos β_r (figure 1.2). Par l'intermédiaire de l'avalanche, le tas s'est stabilisé en diminuant son énergie potentielle de pesanteur. L'énergie perdue a été transformée en énergie cinétique qui a été dissipée au cours des collisions entre particules. La base du tas s'est élargie, le processus de construction du tas peut ainsi continuer.

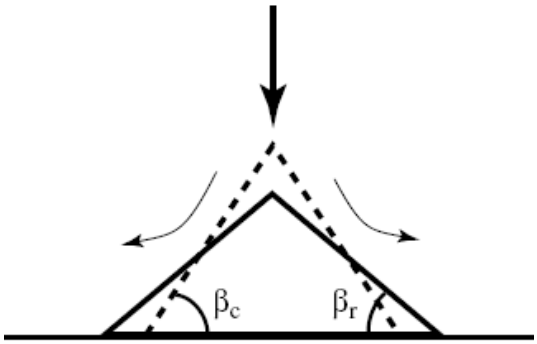


FIGURE 1.2 – *Schéma illustratif de l'angle de repos et de l'angle d'avalanche.*

La présence d'une avalanche introduit la notion de stabilité et de rupture des géomatériaux. D'un point de vue géotechnique, la rupture d'une pente est caractérisée par un mouvement de corps rigide d'une lentille de sol. La déformation est alors concentrée sur une fine couche de profil généralement quasi-circulaire, d'une épaisseur de l'ordre de 10 tailles de grains. On parlera alors de rupture localisée sur une bande de cisaillement. En

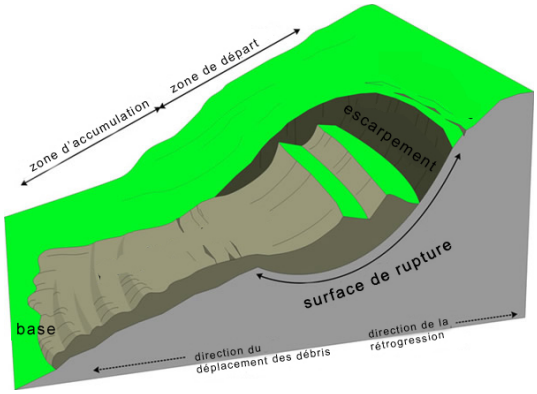


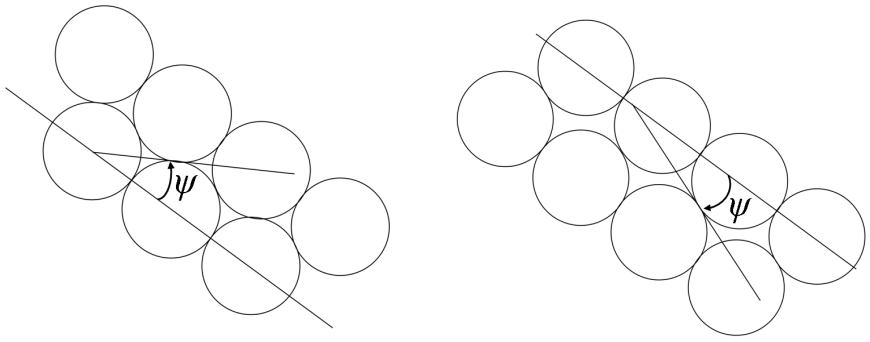
FIGURE 1.3 – *Schéma illustratif d'une rupture de type loupe ou lentille. Une lentille de sol glisse suite à un cisaillement concentré à sa périphérie. Crédit : Ressources naturelles Canada (www.rncan.gc.ca).*

revanche, certains glissements de terrain après de fortes pluies, décrits par les géologues comme superficiels et pouvant parfois donner naissance à des boues torrentielles, font apparaître un mode de rupture diffus ([Nicot et Darve, 2011]).

Lors d'un chargement pouvant aller jusqu'à la rupture d'un milieu granulaire, un phénomène de dilatance ou de contractance peut être observée selon la valeur de la fraction volumique. Un milieu granulaire lâche aura un comportement contractant, alors qu'un milieu dense aura un comportement dilatant sous cisaillement simple. Ce sont les conditions de fraction volumique lors de la rupture qui vont conduire à un comportement dilatant ou contractant. Un angle de dilatance, noté ψ, peut alors être défini.

Dans le cadre spécifique de l'instabilité de pente, un exemple simplifié d'un empilement de grains, schématisé sur la figure 1.4 par un empilement bidimensionnel de disques, met en évidence cette propriété importante de l'enchevêtrement géométrique et permet de définir l'angle de dilatance ψ : la dilatance d'empilements denses ($\psi > 0$, comportement dilatant) est accompagnée d'une augmentation du coefficient de friction

effectif alors que la compaction d'empilements lâches ($\psi < 0$, comportement contractant) est associée à une diminution du frottement effectif. La tangente de cet angle est



(a) Echantillon dense (b) Echantillon lâche

FIGURE 1.4 – *Exemple d'empilements de disques monodisperses. L'angle ψ est l'angle de dilatance, négatif lors de la contraction d'un échantillon lâche et positif lors de la dilatation d'un empilement dense.*

le rapport entre les déplacements normal et tangentiel entre deux couches de grains, équation 1.1, comme illustré sur la figure 1.4.

$$\tan\psi = \frac{\Delta X}{\Delta Y} \tag{1.1}$$

Le modèle de Coulomb introduit un angle de frottement interne du matériau, noté φ, comme étant le rapport entre la contrainte tangentielle et la contrainte normale lors de la déformation de ce dernier, équation 1.2.

$$\tan\varphi = \frac{\tau}{\sigma} \tag{1.2}$$

On peut alors enrichir le modèle en prenant en compte l'enchevêtrement des grains par l'intermédiaire de l'angle de dilatance pour donner, au seuil de rupture :

$$\tau = \sigma(\tan\varphi + \tan\psi) \tag{1.3}$$

avec $\tan\psi$ qui, comme proposé initialement par [Roux et Radjai, 1998] puis repris dans un modèle rhéologique complet par [Pailha et Pouliquen, 2009], peut être défini comme étant :

$$\tan\psi = \beta(\Phi - \Phi_c) \tag{1.4}$$

où Φ_c est la fraction volumique du matériau à l'état critique qui marque très exactement la frontière entre contractance et dilatance.

1.1.3 Problématique associée aux milieux multiphasiques

L'objectif final à atteindre est de connaître le comportement statique et dynamique de tous les matériaux multiphasiques.
Le milieu multiphasique le plus courant est le cas d'un matériau non saturé. On parle alors en général de milieu triphasique lorsque le matériau est en présence d'eau et d'air.

C'est le cas de figure le plus répandu pour les géomatériaux. C'est un domaine de recherche important et beaucoup de modèles décrivant les écoulements de géomatériaux sont proposés.

S'en suit le cas limite où il n'y a dans les interstices que du gaz ou que du liquide. Cela revient donc à un milieu diphasique, avec ou sans écoulement interne dans la phase fluide. Dans ce cas, l'écoulement interne génère de nouvelles contraintes modifiant le comportement du matériau comme par exemple la modification de l'écoulement d'une nappe d'eau due à des pluies ([Iverson, 2000]) où des remontées par capillarité peut avoir des conséquences sur la stabilité d'un sol ([Ghiassian et Ghareh, 2008]). Les écoulements dans une digue peuvent être à l'origine de modifications importantes de la stabilité de cet ouvrage ([Philippe et Richard, 2008]).

1.1.4 Le cas spécifique des écoulements de grains immergés

Les écoulements granulaires immergés, bien que peu visibles, peuvent avoir des conséquences tout aussi désastreuses que les ruptures et avalanches de géomatériaux en zone montagneuse, comme par exemple l'effondrement d'un remblai de l'aéroport de Nice en 1979 qui donna naissance à un tsunami. Des écoulement granulaires immergés peuvent apparaître pour des inclinaisons relativement faibles (inférieures à 1°) mobilisant des quantités de matière considérables (jusqu'à plusieurs milliers de km^3), transportées sur plusieurs centaines de km ([Hampton *et al.*, 1996]). En comparaison, des avalanches de rochers aériens apparaissent pour des pentes supérieures à 10°, mobilisant des quantités de quelques dizaines de km^3, transportées sur une dizaines de km ([Hewitt *et al.*, 2008]). L'étude des avalanches sous-marines est donc toute aussi importante d'un point de vue sécurité que les avalanches aériennes.
Cependant la différence majeure entre les avalanches sous-marines et aériennes réside dans la viscosité du fluide interstitiel. Lorsque celui-ci est en écoulement au sein du matériau, la contrainte générée par le liquide peut modifier sensiblement l'angle de stabilité du milieu ([Lu *et al.*, 2003], [Ghiassian et Ghareh, 2008]).

La présence du fluide, même au repos, a une influence notable sur la vitesse de chute des grains. [Courrech du Pont *et al.*, 2003] propose une classification des écoulements basée sur la vitesse de chute des particules. L'étude porte sur la chute élémentaire d'une bille sur sa voisine du dessous dans un fluide au repos (figure 1.5). L'analyse a été simplifiée en considérant une échantillon constitué de billes sphériques monodisperses. L'équation de la dynamique de la bille, de diamètre d, entre deux collisions est :

$$\frac{\pi}{6}\rho_s d^3 \frac{du}{dt} = \frac{\pi}{6}\Delta\rho g d^3 \sin\theta - F_d \tag{1.5}$$

où u et t sont respectivement la vitesse de la bille et le temps, $\Delta\rho = \rho_s - \rho_f$ est la différence de densité entre les billes et le fluide, g est l'accélération de la pesanteur et θ est l'angle d'inclinaison du tas. F_d représente la force de traînée dont l'expression dépend du nombre de Reynolds particulaire : $Re = \frac{ud\rho_f}{\eta}$; η étant la viscosité dynamique du fluide.

Dans l'équation du mouvement (équation 1.5), nous n'avons pas pris en compte le frottement de Coulomb de la bille sur le tas. Pour cela, il suffit de changer le terme

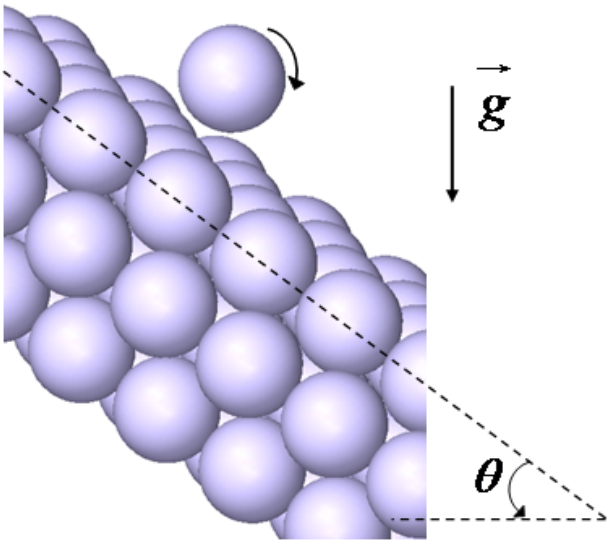


FIGURE 1.5 – *Schéma de la chute élémentaire d'une bille sur sa voisine du dessous.*

$\frac{\pi}{6}\Delta\rho g d^3 \sin\theta$ par $\frac{\pi}{6}\Delta\rho g d^3(\sin\theta - \mu_d \cos\theta)$, où μ_d est le coefficient de frottement dynamique bille-bille.
Suivant les valeurs de la vitesse de la bille et des hypothèses formulées, nous pouvons identifier plusieurs types de configuration.

Premièrement, considérons le cas où il n'y a pas de frottement avec le fluide : $F_d = 0$; c'est le cas de la chute libre dans le vide. La solution de l'équation du mouvement, qui nous donne la vitesse de chute libre d'une bille, est de la forme :

$$u_{cl} = \frac{\Delta\rho g \sin\theta}{\rho_s} t \tag{1.6}$$

Nous pouvons alors définir le temps caractéristique τ_{cl} de chute libre de la bille pour parcourir une distance égale à son rayon :

$$\tau_{cl} = \sqrt{\frac{\rho_s d}{\Delta\rho g \sin\theta}} \tag{1.7}$$

Ensuite, étudions le cas où les frottements avec le fluide sont pris en compte. La force de traînée se met généralement sous la forme :

$$F_d = \frac{1}{2} C_d A \rho_f u^2 \tag{1.8}$$

De nombreuses relations empiriques existent dans la littérature pour le coefficient de traîne C_d, (dont notamment [White, 2005] et [Cheng, 1997]). Nous avons retenu l'expression suivante tirée de [Ferguson et Church, 2004] :

$$C_d = \left(\frac{2C_1\nu}{\sqrt{3(s-1)gd^3}} + \sqrt{C_2} \right)^2 \tag{1.9}$$

où ν est la viscosité cinématique, $s = \frac{\rho_s}{rho_f}$ est la densité relative des grains, C_1 et C_2 sont

des constantes. Dans le cas de billes sphériques, $C_1 = 18$ et $C_2 = 0,4$; pour le sable que nous utiliserons $C_1 = 18$ et $C_2 = 1,0$. Dans le cas de grains très anguleux on a $C_1 = 18$ et $C_2 = 1,2$. Cette relation est valable pour des nombres de Reynolds $Re < 10^3$. Nous avons choisi cette relation car elle est valide quelque soit le nombre de Reynolds et offre la possibilité d'un développement analytique pour la suite de l'étude.
On introduit ensuite le nombre sans dimension $\delta = \left(\frac{(s-1)g}{\nu^2}\right)^{1/3} d$ qui est le rapport entre le diamètre des grains et le diamètre visqueux, diamètre pour lequel les effets inertiels, gravitaires et visqueux sont du même ordre.
On peut alors mettre le coefficient de traînée sous la forme : $C_d = C_2 \left[1 + \left(\frac{\delta_0}{\delta}\right)^{3/2}\right]^2$ avec $\delta_0 = \left(\frac{4C_1^2}{3C_2}\right)^{1/3}$ qui vaut ici, pour notre sable, $\delta_0 \approx 7,6$.
La vitesse terminale de chute est donnée par $\frac{\Pi}{8}\rho_s d^2 C_d u_\infty^2 = \frac{\Pi}{6}\Delta\rho g d^3 \sin\theta$ et peut finalement s'écrire sous la forme :

$$u_\infty = \frac{(\sin\theta)^{1/2}((s-1)g\nu)^{1/3}}{C_1} \frac{\delta^2}{1 + \left(\frac{\delta}{\delta_0}\right)^{3/2}}$$

ou encore $u_\infty = \frac{u_{\nu\infty}}{1+\left(\frac{\delta_0}{\delta}\right)^{3/2}} = \frac{u_{i\infty}}{1+\left(\frac{\delta_0}{\delta}\right)^{3/2}}$ où $u_{\nu\infty}$ et $u_{i\infty}$ sont respectivement les vitesses limite de chute en régime purement visqueux et en régime purement inertiel. On peut donc ainsi définir deux régimes par $\delta \ll \delta_0$ et $\delta \gg \delta_0$.

Pour situer le sable avec lequel nous avons travaillé vis-à-vis de ces régimes, il faut comparer δ à $\delta_0 \approx 7,6$. Or dans l'eau, on trouve $10 < \delta < 25$, ce qui place donc ce sable dans un régime à tendance inertielle.

1.2 Généralités sur les écoulements granulaires

Comme évoqué précédemment, les écoulements granulaires peuvent avoir lieu sous de multiples configurations (milieu sec, non saturé ou saturé, avec ou sans écoulement interne) initiés par de nombreuse causes (gravité, surcharge, vibration, perturbations diverses). Ici, nous nous intéressons uniquement aux écoulements granulaires sec ou saturé sans écoulement interne contrôlé et avec mise en mouvement en surface où il n'y a pas de contrainte autre que le poids propre.

1.2.1 Critère de mise en mouvement des grains

Plusieurs approches sont possibles pour aborder le problème de stabilité et de mise en mouvement de grains dans un empilement. Dans un premier temps nous verrons une approche de type milieu continu où nous introduirons le frottement coulombien. Ensuite, nous verrons que la formation d'un tas de matériau non frottant est malgré tout possible. Pour conclure, nous montrerons qu'il est nécessaire d'enrichir le modèle de Coulomb pour prédire le seuil de stabilité d'un tas ou d'une pente et, pour cela, la prise en compte de l'enchevêtrement des grains ou microstructure se fera, au premier ordre, via la fraction volumique du milieu.

Les mécanismes de dissipation au sein d'un tas granulaire sont liés à celui d'un solide frottant sur un plan incliné, voir figure 1.6. Le frottement coulombien se résume

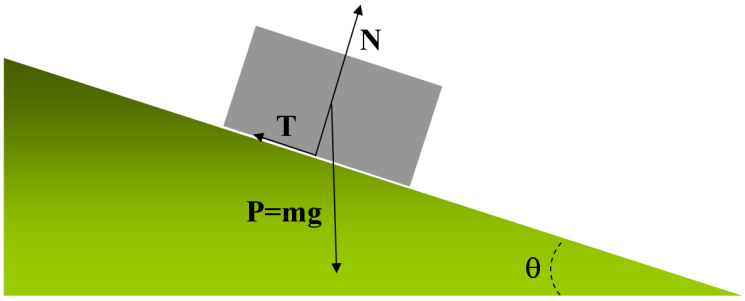


FIGURE 1.6 – *Patin frottant sur un plan incliné d'un angle θ.*

à dire que, si il y a mouvement relatif du patin par rapport au plan incliné, alors le coefficient de frottement entre le patin et le plan incliné s'écrit : $f = \frac{T}{N}$. Dans notre cas aucune contrainte autre que le poids propre du patin n'est considérée. On obtient alors la relation suivante entre le poids propre du patin de masse m et l'effort normal de contact N :

$$N = mg\cos\theta \tag{1.10}$$

où m est la masse du patin et g l'accélération de la pesanteur. A la limite du glissement, l'équilibre statique du patin conduit à :

$$T = mg\sin\theta \tag{1.11}$$

Par conséquent le critère de Coulomb mène à dire que, pour qu'il y ait glissement, il faut que le coefficient de frottement soit égal à : $f = \tan\theta$. Par conséquent, d'un point de vue coulombien, l'angle maximum d'un tas est intimement lié à l'angle de frottement entre grains auquel se rajoute bien sûr l'angle de dilatance comme discuté au paragraphe 1.1.2.

Mais qu'en est-il des empilements de grains non frottants ? Il est pourtant possible d'obtenir un tas à partir d'un matériau non frottant à condition d'avoir un fond rugueux ([Daerr, 2000]). Pour donner une explication à ce phénomène, il faut considérer le tas comme un milieu discret constitué d'un empilement de grains (que l'on modélisera ici, pour plus de simplicité, par des sphères monodisperses). Le fond rugueux permet la création d'un premier niveau immobile de billes organisées suivant un réseau cristallin. Ce premier niveau possède donc des logements entre le sommet des billes dans lesquels vont se placer les billes du niveau supérieur. Une bille du niveau supérieur est piégée dans un logement créé par au minimum trois billes du niveau inférieur, voir figure 1.5. Une simple analyse statique de la bille supérieure nous permet de déterminer l'angle d'inclinaison maximal de la couche inférieure avant la chute de la bille supérieure. La configuration de la figure 1.5 est particulière, une infinité de configurations existe par rotation de la couche inférieure de billes par rapport à la normale au plan rugueux incliné. [Albert *et al.*, 1997] ont montré que l'angle moyen de piégeage de billes monodisperses est de 23,4°. Il va sans dire que ce résultat n'est plus valable pour des empilements polydisperses et que l'angle de piégeage va donc dépendre de la taille du grain à piéger et de la taille du logement créé par les grains de la couche inférieure. Il va également dépendre de la forme des grains.

Ce raisonnement effectué pour un milieu sec est également valable pour un milieu saturé. En effet, nous cherchons ici uniquement le seuil de stabilité du tas et non à

connaître la dynamique d'écoulement. Donc, en quasi-statique la présence du fluide n'a aucune influence sur le piégeage des grains sur la couche inférieure, et pas ou peu d'effet sur le frottement interne.

Le frottement coulombien ne peut à lui seul prédire l'inclinaison maximale d'un tas, il faut prendre en compte l'enchevêtrement des grains, mais aussi la forme des grains. On peut alors faire la distinction entre frottement interne (frottement entre grains) et frottement macroscopique du milieu granulaire.

Par exemple, en mécanique des sol, une loi empirique ([Caquot et Kerisel, 1966]) prend en compte l'indice des vides pour proposer un modèle de frottement macroscopique. L'indice des vides, noté e, est le rapport entre le volume des vides entres les grains et le volumes des grains. L'angle de frottement mesuré lors d'un essai triaxial au droit du pic, noté φ_{pic}, vérifie alors de manière empirique :

$$e \tan \varphi_{pic} = constante \tag{1.12}$$

Si l'on travaille plutôt avec la fraction volumique Φ, cette relation présente une dépendance quasi-linéaire entre $\tan \varphi_{pic}$ et Φ et est donc comparable à celle proposée pour l'angle de dilatance dans la formule 3.13. L'influence de la fraction volumique comme paramètre de contrôle de la stabilité des milieux granulaires sera un des principaux sujets abordé dans ces travaux de thèse.

Jusque ici, nous nous sommes intéressés à la recherche du seuil de stabilité d'un tas soumis à un chargement gravitaire. Notons toutefois qu'il existe d'autres sources d'instabilité parmi lesquelles la présence d'un écoulement de fluide. Cet écoulement peut être tangentiel à la surface libre d'un milieu granulaire provoquant ainsi une contrainte de cisaillement à la surface du sol ([Doppler *et al.*, 2007]). Le sol alors sollicité voit son seuil de stabilité modifié. Les applications sont diverses comme par exemple l'érosion et le transport de particules d'un lit de rivière. L'écoulement peut être également normal à la surface de l'échantillon ([Philippe et Richard, 2008]). Dans cette configuration, deux cas de figure sont possibles : soit l'écoulement est stabilisateur et l'échantillon reste stable au-delà de son angle de stabilité hydrostatique, jusqu'à des inclinaisons pouvant être supérieures à 90° ou même aller jusqu'à 180° ; soit l'écoulement est déstabilisateur et le seuil de stabilité peut descendre à seulement quelques degrés d'inclinaison, voire s'annuler lorsque le critère de fluidisation est atteint.

1.2.2 Les types d'écoulements

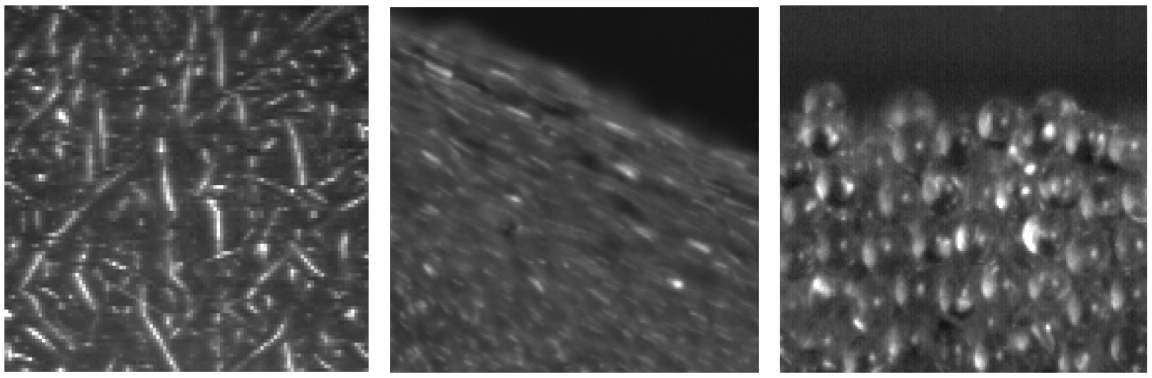
On peut distinguer trois types d'écoulements :

- Le régime dilué. C'est le cas lorsque les billes rebondissent les unes contre les autres, la densité du milieu ainsi généré est très faible. Ce régime peut être obtenu, par exemple, lorsqu'un récipient contenant des billes est secoué vigoureusement. Les mouvements des billes assez désordonnés rappellent ceux des molécules d'un gaz (figure 1.7a). Phénoménologiquement, ce régime est équivalent à un état gazeux avec dissipation énergétique due aux collisions.

- Lorsque la densité du milieu augmente suffisamment, on atteint un régime dit dense. Les vitesses d'écoulement sont non négligeables devant la vitesse de chute

d'un grain. Les avalanche terrestres ou sousmarines appartiennent à cette catégorie (figure 1.7b). Phénoménologiquement, ce régime est équivalent à un état liquide.

- Ensuite, lorsque les vitesses de déformation deviennent négligeables devant la vitesse de chute d'un grain, on parle de régime quasi-statique (figure 1.7c). Phénoménologiquement, ce régime est équivalent à un état solide.



(a) Régime dilué (b) Régime dense (c) Régime quasistatique

FIGURE 1.7 – Illustration des trois régimes d'écoulement, d'après [Jop, 2006]

Lors d'un écoulement en régime dilué, les particules interagissent essentiellement par collisions. Les chocs ne sont pas parfaitement élastiques, le coefficient de restitution est inférieur à 1. Il y a donc une dissipation d'énergie assez forte. Il faut apporter continûment de l'énergie pour l'état dilué de l'écoulement. Ce régime peut être rencontré dans les phénomènes naturels.
A l'opposé, le régime quasistatique ne permet pas de mouvement de particules isolées. Chaque particule est en contact avec plusieurs voisins. Le frottement entre grains conditionne les déformations de ce milieu granulaire. Le seuil de mise en mouvement est généralement décrit par le critère de Mohr-Coulomb.
Les écoulements granulaires denses sont les plus répandus dans la nature. Ils se situent entre les régimes dilués et quasi-statique et reprennent certaines caractéristiques des régimes voisins. En effet les grains interagissent à la fois par collision mais aussi par friction. De nombreux travaux de recherche expérimentaux et numériques ont été menés sur le sujet pour étudier le comportement de ces écoulements denses. Les dispositifs expérimentaux les plus fréquemment utilisés sont regroupés par [GdR MiDi, 2004]. On retrouve, figure 1.8, les écoulements confinés créés par les cellules de Couette planes ou cylindriques, les écoulements à surface libre générés par plans inclinés, tas ou tambours tournants.
Pour ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux écoulements denses. Une synthèse des travaux expérimentaux menés à ce jour est présentée au paragraphe suivant.

1.2.3 Synthèse des travaux expérimentaux sur les écoulements denses

Dans les écoulements denses, nous nous attarderons uniquement sur les écoulements à surface libre et nous commençons par les écoulements sur plan incliné. Les grains stockés

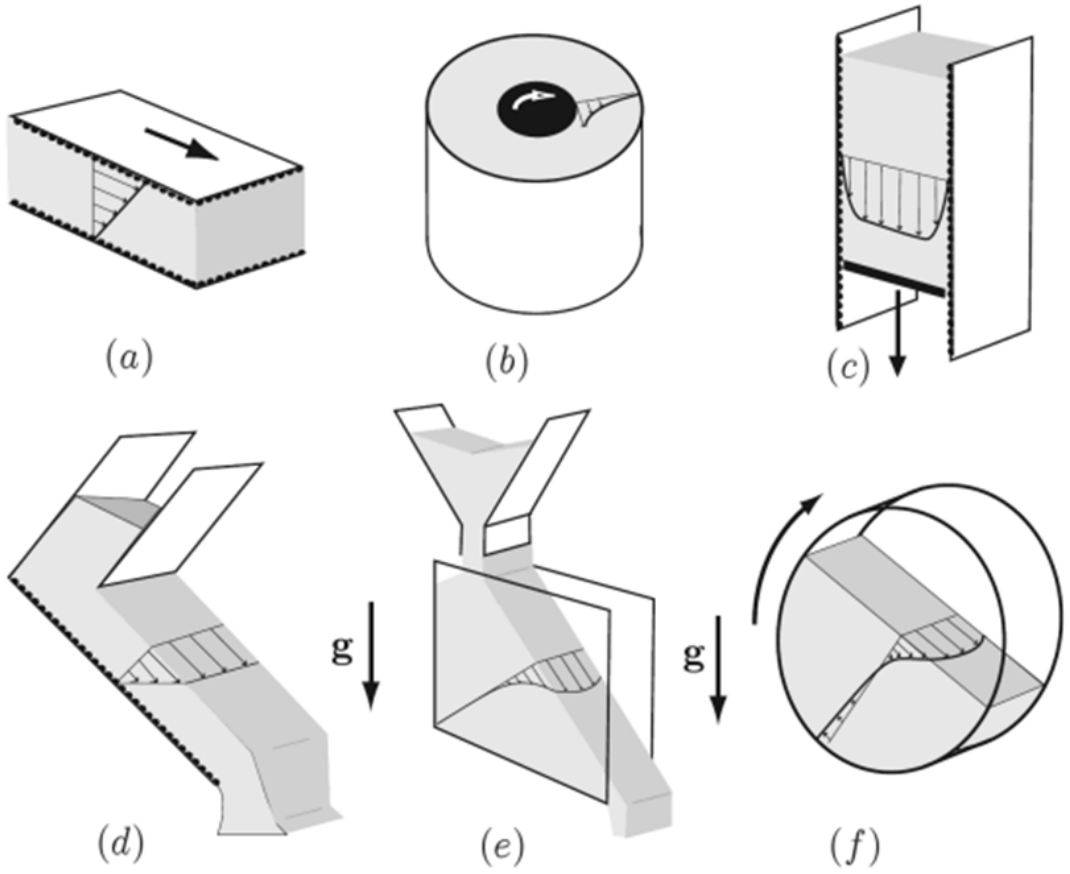


FIGURE 1.8 – *Différentes configurations expérimentales d'écoulement pour étudier les écoulements denses ([GdR MiDi, 2004]) : (a) cisaillement plan, (b) cellule de Couette cylindrique, (c) silo, (d) écoulement sur plan incliné, (e) écoulement sur tas, (f) écoulement dans un tambour tournant.*

dans un réservoir s'écoulent sur un plan incliné rugueux. L'écoulement est contrôlé par l'angle d'inclinaison du fond et par la hauteur de la couche fluide. Il existe une épaisseur minimale, noté h_{stop} en dessous de laquelle l'écoulement n'est plus continu uniforme. Elle s'obtient à partir d'un écoulement continu en réduisant la hauteur de l'écoulement en diminuant l'alimentation en matériau jusqu'à l'arrêt de l'écoulement. On observe alors un dépôt uniforme d'épaisseur h_{stop}. Cette épaisseur d'arrêt dépend de l'angle d'inclinaison du fond rugueux. Cette épaisseur est importante pour de faibles inclinaisons et diminue avec l'augmentation de l'inclinaison jusqu'à une valeur θ_2 où elle s'annule. [Forterre et Pouliquen, 2003] propose le modèle suivant :

$$h_{stop}(\theta) = L_0 \frac{\mu_2 - \tan\theta}{\tan\theta - \mu_s} \tag{1.13}$$

avec $\mu_2 = \tan\theta_2$, et $\mu_s = \tan\theta_s$, où θ_s est l'angle de repos du matériau. Entre les angles θ_s et θ_2, l'écoulement est stationnaire uniforme. Au delà de θ_2 l'écoulement est accéléré. L'influence du fond rugueux a été également étudié. Il en ressort que l'évolution de la hauteur d'arrêt h_{stop} en fonction de l'angle d'inclinaison évolue selon la rugosité du fond. Le profil de vitesse varie avec la hauteur à la puissance 3/2, appelé profil de Bagnold ([Bagnold, 1954]). [Pouliquen, 1999] propose la loi d'échelle suivante en accord avec le

profil de Bagnold :

$$\frac{u}{\sqrt{gh}} = \beta \frac{h}{h_{stop}} \tag{1.14}$$

Pour des débits d'alimentation élevés, un tas statique se forme entre le fond rugueux et la zone d'écoulement à la surface. Cet état est un état transitoire entre l'écoulement sur fond rugueux et l'écoulement sur fond meuble.

Intéressons nous maintenant aux écoulements sur fond meuble. Ici, l'écoulement ne s'étend pas à la totalité de la couche comme pour les écoulements sur fond rugueux mais à un couche situé en surface reposant sur une couche de matériau statique. Dans ces conditions, la forme de l'écoulement n'est plus imposé par le fond du dispositif expérimental.
Suivant la valeur de débit d'alimentation (depuis un réservoir pour les écoulements sur fond meuble ou par rotation du tambour) plusieurs types d'écoulement sont observables. Pour de faible débit, un régime intermittent apparaît, des avalanches se succèdent. Le débit étant faible, après chaque déclenchement d'avalanche, le système a le temps de retrouver une configuration stable. On assiste, après chaque départ d'avalanche lorsque la pente a atteint l'angle d'avalanche, à une relaxation de la pente du système jusqu'à son angle de repos. Cette relaxation a notamment été étudiée par [Doppler *et al.*, 2007] dans le cas d'un milieu granulaire immergé.
Lorsque le débit d'alimentation devient supérieur à un débit critique, le régime d'écoulement reste continu. Pour un écoulement sur fond meuble, la surface reste plane alors qu'en tambour tournant elle s'incurve. Généralement l'écoulement au centre du tambour est considéré comme uniforme et sert de base pour les différents relevés expérimentaux. Les profils de vitesse sur fond meuble et en tambour tournant sont similaires et sont proportionnels à la profondeur ([Jain *et al.*, 2002]) contrairement à ce qui a pu être obtenu sur fond rugueux avec le profil de Bagnold. Le profil linéaire est suivi d'un raccordement exponentiel à la partie statique du tas. [Komatsu *et al.*, 2001] a montré que la zone statique ne l'est pas totalement (figure1.9). Ce mouvement assimilable à du fluage et s'atténue exponentiellement avec la profondeur. La frontière entre les zones mobile et statique n'est pas très nette ([Orpe et Khakhar, 2007]. L'écoulement a généralement une profondeur d'une dizaine de taille de grains sauf pour de grandes inclinaisons (supérieures à 50°) où la profondeur coulante est proportionnelle au débit d'alimentation ([Taberlet *et al.*, 2003]).

Le confinement latéral a une influence non négligeable sur l'écoulement. Des travaux ont été effectués, repris et complétés par [Courrech Du Pont *et al.*, 2005]. Ces travaux montrent que la présence de parois a une influence sur la stabilité de l'empilement. Si les parois sont suffisamment éloignées, alors les caractéristiques de l'écoulement sont similaires à celles d'un tas naturel. En revanche lorsqu'on les rapproche, on note une augmentation de l'angle d'avalanche et de repos de l'écoulement. A cause du frottement entre les parois et les grains, le tas est retenu. D'après [Janssen, 1895], les contraintes verticales sont en partie redirigées vers les parois latérales ce qui a pour conséquences de mobiliser le frottement aux parois qui s'opposera au mouvement de déstabilisation. Il introduit un coefficient de proportionnalité K entre la contrainte verticale et latérale. Ce coefficient peut s'interpréter comme étant la tangente de l'angle que font les chaînes de forces avec la verticale redirigeant les forces verticales sur les cotés. [Courrech Du Pont *et al.*, 2005]

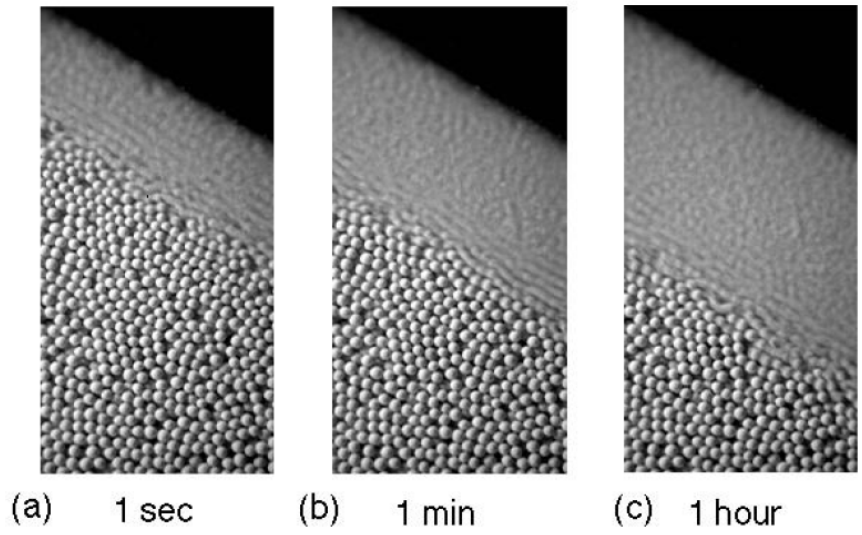


FIGURE 1.9 – *Photos d'un écoulement stationnaire prises avec plusieurs temps de pose ([Komatsu et al., 2001]) : (a) 1 seconde, (b) 1 minute, (c) 1 heure. Un fluage lent en profondeur est mis en évidence.*

propose le modèle suivant pour l'angle d'écoulement θ_c en fonction de l'écart entre les parois latérales, b :

$$\tan\theta_c(b) = \tan\theta_c^{\infty} + \frac{B_m}{b} \tag{1.15}$$

où B_m est la longueur d'effet des parois telle que :

$$B_m = K\mu_w h_{crac} \tag{1.16}$$

où h_{crac} est l'épaisseur de grains affectés par l'avalanche, μ_w est le coefficient de frottement entre les grains et la parois et $\tan\theta_c^{\infty}$ est l'angle d'écoulement sans la présence de parois latérales.
B_m est de l'ordre d'une quinzaine de diamètres pour des billes de diamètre supérieur à 1mm, et sature à 15 mm pour des billes inférieures au millimètre.
Peu d'études portent sur les effets des autres parois plus lointaines mais au vu des résultats précédents, les effets engendrés sont négligeable devant ceux des parois latérales. Il est à noter que les parois modifient non seulement les seuils de stabilité des empilements granulaires mais aussi les profils de vitesse ([Jop, 2006]). Pour des écoulements confinés, [Taberlet *et al.*, 2003] propose une relation de l'angle d'écoulement en fonction de l'écart entre les parois latérales semblable à celle de [Courrech Du Pont *et al.*, 2005] :

$$\tan\theta = \mu_i + \mu_w\frac{h}{b} \tag{1.17}$$

où ϕ est l'angle de la surface de l'écoulement, μ_i est le coefficient de frottement interne, μ_w est le coefficient de frottement entre les grains et les parois.

Une autre catégorie d'essais, dit de "collapse" ou "slumping", a pour but de recréer un écoulement à la dynamique hautement instationnaire. Cet état est atteint en plaçant un

échantillon expérimentalement loin de son état d'équilibre, soit en supprimant quasi instantanément une paroi de maintien ([Daerr et Douady, 1999],[Lajeunesse *et al.*, 2005], [Lube *et al.*, 2004], [Balmforth et Kerswell, 2005]), soit en supprimant une force de confinement ([Siavoshi et Kudrolli, 2005]). Des simulations numériques ont également été menées ([Lacaze et Kerswell, 2009] et [Staron et Hinch, 2005]). Des lois d'échelles ont été proposées reliant les dimensions des dépôts au ratio des dimensions de l'empilement initial.

1.3 Initiation et dynamique d'avalanche

1.3.1 Les précurseurs d'avalanches

Dans certains cas, avant d'avoir une déstabilisation générale, des précurseurs d'avalanches ont été mis en évidence par manipulations expérimentales et simulations numériques. Expérimentalement, plusieurs configurations ont été utilisées.
[Nasuno *et al.*, 1997] utilise un dispositif de cisaillement plan avec visualisation de la surface supérieure de l'échantillon granulaire. Il observe des réarrangements de grains, dont l'amplitude est nettement inférieure à la taille des grains, avant la phase de mouvement général. Cette expérience met en évidence le phénomène de stick-slip. C'est pendant la phase statique que les réarrangements s'opèrent, puis pour des niveaux de contraintes supérieures, il y a rupture de l'échantillon. Une nouvelle phase statique apparaît avec des réarrangements et ainsi de suite.
[Deboeuf *et al.*, 2003] et [Kabla *et al.*, 2005] utilisent quant à eux un tambour tournant. [Deboeuf *et al.*, 2003] visualise directement la surface latérale de l'échantillon et montre qu'avant une déstabilisation générale de l'échantillon des mouvements de grains de faibles amplitudes apparaissent à proximité de la surface libre de l'échantillon (sur une épaisseur de 10 à 20 tailles de grains sous la surface).
[Kabla *et al.*, 2005] utilise un procédé de radiographie pour obtenir une image de la densité locale de l'échantillon. Il visualise également des mouvements de grains indépendants de la taille et du type de grains utilisés. Selon eux, le mode de préparation a un effet sur le régime de pré-avalanche mais pas sur le seuil d'avalanche.
[Gibiat et Plaza, 2010], [Zaitsev *et al.*, 2008] et [De Richter *et al.*, 2010] utilisent une cellule parallélépipèdique inclinable. Ils se servent d'émissions acoustiques non linéaires pour identifier une carte de propagation d'onde reflétant l'état des réseaux de contraintes dans le matériau. En effet, tous les contacts ne sont pas soumis aux mêmes forces. La proportion de réseaux forts (ensemble de contacts soumis à des forces normales fortes, c'est à dire supérieures à la moyenne des forces normale de l'empilement) et faibles est ainsi obtenue. Des réarrangements de grains au niveau du réseau de force faible sont observés avant d'avoir une avalanche.

En parallèle, des simulations numériques ont été menées, basées sur deux méthodes différentes.
La première utilisée par [Oger *et al.*, 2007], s'appuie sur la méthode DEM (Discrete Element modeling) ([Cundall et Strack, 1979]) et permet de prendre en compte les interactions entre grains. Cette étude porte sur un empilement de disques, en milieu sec et non cohésif. Les disques ont un comportement visco-élastique et les contacts sont régis par un frottement coulombien. Des réarrangements de grains sont également visualisés en surface de l'échantillon uniquement sur des systèmes désorganisés, c'est à dire pour

des organisations non cristallines, avant l'apparition d'une avalanche.
La deuxième méthode utilisée par [Deboeuf *et al.*, 2005], [Staron *et al.*, 2002], [Staron *et al.*, 2005] et [Staron *et al.*, 2006] est la dynamique des contacts. Les précurseurs d'avalanches identifiés sont :

- Le nombre de contacts critiques. Un contant est dit critique lorsqu'il y a un mouvement relatif entre deux grains en contacts.
- La réorientation des chaînes de contact et la redistribution des contraintes.
- Les bouffées d'énergie cinétique de l'ensemble de l'échantillon. Pour obtenir l'énergie cinétique de l'ensemble de l'échantillon, il convient de sommer l'énergie cinétique de chaque particule.
- Une longueur de correlation définissant une zone sphérique dans laquelle les contraintes ne satisfont pas le critère de rupture macroscopique.

1.3.2 Rhéologie et écoulement stationnaire

En condition de cisaillement plan (figure 1.10), un échantillon de grains de taille moyenne $\overline{d}$ est confiné entre deux plaques rugueuses, l'une mobile, l'autre fixe. La plaque mobile impose une pression de confinement P. Les plaques se déplacent l'une par rapport à l'autre à une vitesse V de façon à imposer un taux de cisaillement : $\dot{\gamma} = \frac{V}{H}$. Pour des régimes stationnaires, la contrainte de confinement normale et la contrainte tangentielle

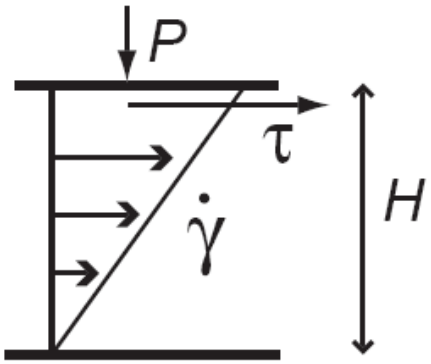


FIGURE 1.10 – *Schématisation d'un cisaillement plan homogène*

τ sont proportionnelles. Le coefficient de proportionnalité est relié au taux de cisaillement par un paramètre sans dimension I ([Da Cruz, 2004]) :

$$\frac{\tau}{P} = \mu(I) \tag{1.18}$$

avec :

$$I = \frac{|\dot{\gamma}|\overline{d}}{\sqrt{\frac{P}{\varphi_s}}} \tag{1.19}$$

où φ_s est la masse volumique des grains. Le nombre I est appelé nombre inertiel ; il peut être interprété comme le rapport du temps macroscopique $t_\gamma = \frac{1}{\dot{\gamma}}$ correspondant au cisaillement global du milieu ou au temps nécessaire à un grain pour avancer de son diamètre et du temps microscopique $t_p = \frac{\bar{d}}{\sqrt{\frac{P}{\varphi_s}}}$ de réarrangement de particules sous la pression de confinement P. Le terme $\mu(I)$ est assimilable à un coefficient de friction

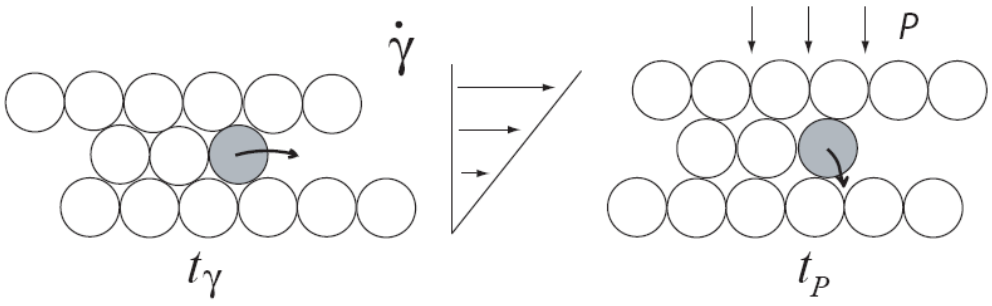


FIGURE 1.11 – *Interprétation du nombre inertiel I.*

effectif dépendant de I.
Deux lois constitutives sont issues de cette analyse :

$$\mu(I) = \mu_1 + \frac{\mu_2 - \mu_1}{\frac{I_0}{I} + 1} \tag{1.20}$$

$$\phi = \phi_c - (\phi_c - \phi_m)I \tag{1.21}$$

où μ_1, μ_2, ϕ_c, ϕ_m et I_0 sont des paramètres expérimentaux.

Cette modélisation avec la loi $\mu(I)$ de la rhéologie d'un écoulement stationnaire d'un granulaire sec a été étendue au cas immergé par [Cassar *et al.*, 2005]. Le raisonnement précédent est toujours valable et définit là encore le nombre inertiel comme le rapport entre le temps macroscopique, temps nécessaire à un grain pour avancer de son diamètre, et le temps microscopique de réarrangement de particules sous une pression de confinement. Mais ici il faut prendre en compte le fluide environnant sur le temps microscopique. Le fluide ralentit les mouvements des grains à cause de la traînée. Comme on l'a déjà évoqué, [Courrech Du Pont, 2003] a proposé une modélisation du temps de chute d'une particule dans un fluide et a mis en évidence la présence de trois régimes de chutes. Le plus adapté aux conditions expérimentales de [Cassar *et al.*, 2005] est le régime visqueux. En considérant une couche granulaire s'écoulant sur un plan rugueux incliné d'un angle θ, d'épaisseur h, on obtient une expression du nombre inertiel visqueux :

$$I_{visq} = \frac{3u}{h^2} \frac{\eta}{\alpha \Delta\rho g \cos\theta} \tag{1.22}$$

où η est la viscosité du fluide, α est un paramètre pour définir la perméabilité intrinsèque du milieux poreu, notée k, telle que $k = \alpha d^2$, $\Delta\rho$ est la différence entre la masse volumique des grains et celle du fluide.

Le nombre inertiel pour une chute libre sans prise en compte du fluide pour un écoulement granulaire sur plan incliné est :

$$I_{cl} = \frac{5}{2}\frac{ud}{h^{3/2}}\sqrt{\frac{2\rho}{3\Delta\rho g\cos\theta}} \tag{1.23}$$

Les expérimentations ([Cassar *et al.*, 2005]) ont montré que la loi constitutive 1.20 est également adaptée aux écoulements stationnaires de granulaires immergés. De son côté, [Jop, 2006] a étendu la rhéologie $\mu(I)$ aux écoulements uniformes et stationnaires sur fond meuble, pour lesquels est notamment retrouvée la même loi d'échelle donnée par l'équation 1.17.

Au bilan, la rhéologie $\mu(I)$ décrit correctement, au premier ordre, les écoulements denses dans un grand nombre de configurations auxquelles on peut rajouter le cas du collapse de grains ([Lacaze et Kerswell, 2009]). Moyennant quelques adaptations, la rhéologie semble également restée pertinente pour des grains de forme irrégulière, pour des milieux polydisperses ou pour des milieux cohésifs ([Andreotti *et al.*, 2011]). Il demeure cependant certaines limitations à ce modèle, notamment aux frontières avec les deux autres régimes, quasi-statique et collisionnel. Par ailleurs, pour un écoulement sur fond meuble avec des inclinaisons proches du seuil d'écoulement stationnaire, le profil de vitesse prédit par la rhéologie locale $\mu(I)$ ([Andreotti *et al.*, 2011]) ne correspond pas exactement au profil trouvé expérimentalement avec une partie linéaire et un raccordement à allure exponentielle entre la zone en écoulement et la zone statique.

1.3.3 Cas des écoulements transitoires et influence de l'état initial

Au cours de son travail de thèse, [Jop, 2006] s'est également intéressé aux écoulements instationnaires qu'il est parvenu à modéliser du point de vue théorique avec la loi $\mu(I)$ utilisée dans les équations complètes de Navier-Stokes. Ce travail a été poursuivi par [Pailha et Pouliquen, 2009] qui ont étendu cette rhéologie aux régimes d'écoulement transitoires immergés. Pour y parvenir une approche diphasique a été indispensable. La situation du collapse de grains a également pu être modélisée de façon satisfaisante avec cette loi rhéologique locale ([Lacaze et Kerswell, 2009])

Du point de vue expérimental, [Courrech du Pont *et al.*, 2005] a mis en évidence des avalanches de milieux granulaires secs en régime stationnaire dont l'épaisseur augmente progressivement jusqu'à atteindre environ trois tailles de grains. Le profil de vitesse observé a une allure exponentielle sans décroissance linéaire depuis la surface contrairement aux profils obtenus par [Jop, 2006] qui présentent, au-dessus de cette queue exponentielle qui marque la transition vers un tas statique en profondeur, une zone où la vitesse décroît linéairement depuis la surface de l'avalanche. Cette différence peut provenir du fait que, dans les expériences de [Courrech du Pont *et al.*, 2005], la durée de l'avalanche est trop courte pour que la partie linéaire du profil de vitesse soit observée. Cela ne sera pas le cas dans nos expérimentations où la partie linéaire est bien présente.

Cependant, dans les précédentes études, l'influence de l'état initial et du mode de préparation n'a pas été évoquée. Très souvent, il n'y a pas de variation du mode de prépa-

ration de l'échantillon dans les manipulations, comme par exemple dans les expérimentations en tambour tournant où le dépôt final de la coulée précédente constitue l'état de départ d'une nouvelle avalanche. Nous noterons une exception [Daerr et Douady, 1999] où trois procédés de mise en place de l'échantillon ont été utilisés et ont donné lieu à des événements aux caractéristiques nettement différentes les unes des autres. Ce travail en est toutefois resté seulement au stade de la mise en évidence expérimentale de l'influence de l'état initial sans étude systématique.

1.4 Objectif de cette thèse

Le but de ce travail de thèse est d'étudier les instabilités granulaires, brèves et de faible déplacement cumulé le long de la pente. C'est typiquement ce type de déstabilisations qui est observé sur un ouvrage de génie civil ou lors de certains évènements naturels n'entraînant pas de coulée sur de longues distances. Le caractère immergé des systèmes que nous étudierons ici est également important, notamment parce qu'il permet de générer des forces supplémentaires dans le milieu, forces d'origine visqueuse imposées par un écoulement hydraulique. Des forces de ce type peuvent tout à fait intervenir dans des situations réelles, au niveau des fonds marins ou au sein d'un ouvrage hydraulique de protection comme une digue.

Du point de vue des instabilités que nous souhaitons aborder ici, cette double localisation, dans le temps et dans l'espace, introduit une originalité importante vis à vis des connaissances actuelles sur les écoulements granulaires. En effet, un régime transitoire de faible durée n'offre pas au milieu la possibilité de converger vers un état critique et une dépendance forte avec l'état initial est attendue. Au premier ordre, cet état de départ sera caractérisé par la fraction volumique initiale du matériau même si, au second ordre, des paramètres plus fins seraient nécessaires, en lien direct avec la microstructure du milieu. Cette thèse vise aussi à analyser des situations où le milieu est très loin de son état d'équilibre en le plaçant dans une configuration d'effondrement contrôlé de type "collapse". Pour cela, l'inclinaison initiale θ de l'échantillon et la fraction volumique Φ, servirons de paramètres de contrôle.

Chapitre 2

Conditions expérimentales

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental sera présenté en détail. Dans un premier temps, les evolutions de ce dispositif seront exposées puis la description du milieu granulaire sera présentée : le sable HN 0.4-0.8. Par la suite, les différents protocoles expérimentaux seront développés pour finir par la présentation de l'outil et sa technique associée permettant d'exploiter les données expérimentales.

2.1 Le dispositif expérimental et ses évolutions techniques

Nous avons choisi d'étudier la dynamique de déclenchement de l'instabilité d'un empilement granulaire contenu dans une cellule rotative parallèlépipédique aux parois transparentes. Cette configuration a été retenue pour plusieurs raisons. L'épaisseur de l'échantillon est constante, contrairement à la géométrie fréquemment utilisée des tambours tournants, ce qui permet de mieux contrôler la répartition des contraintes. De plus, nous le verrons en détail par la suite, grâce à ce dispositif, nous contrôlons précisément la fraction volumique (à 2.10^{-3}) dans une large gamme (0,52 - 0,62) tout en ayant une homogénéïté de l'échantillon satisfaisante. Pour finir, ce banc expérimental permet d'imposer un écoulement d'eau au sein de l'échantillon.

Les expériences ont été réalisées dans une cellule de section rectangulaire ($200 \times 50mm$) (figure 2.1). La cellule est constituée d'un cadre mécano-soudé en aluminium. Les parois transparentes sont en plexiglass, considérées comme parfaitement planes et parallèles deux à deux. Compte tenu des dimensions des plaques de plexiglass et dans les conditions d'utilisation standard du dispositif (pression interne inférieure à 1 Bar), nous considérerons ces parois comme indéformables.
L'écoulement à l'intérieur de la cellule peut se faire de haut en bas ou inversement. Les deux orifices d'alimentation et d'évacuation sont situés aux extrémités de la cellule. Afin d'homogénéiser l'écoulement deux diffuseurs sont placés entre les orifices d'alimentation et l'échantillon granulaire. Ces diffuseurs sont constitués de billes de gros diamètres (compris entre 4 et 10mm) (figure 2.2). Ils sont compartimentés en trois parties : une partie centrale dans laquelle se trouvent des billes de petites tailles (de 4 à 5mm) et deux parties latérales contenant des billes de plus gros diamètres (de 8 à 10mm). Le

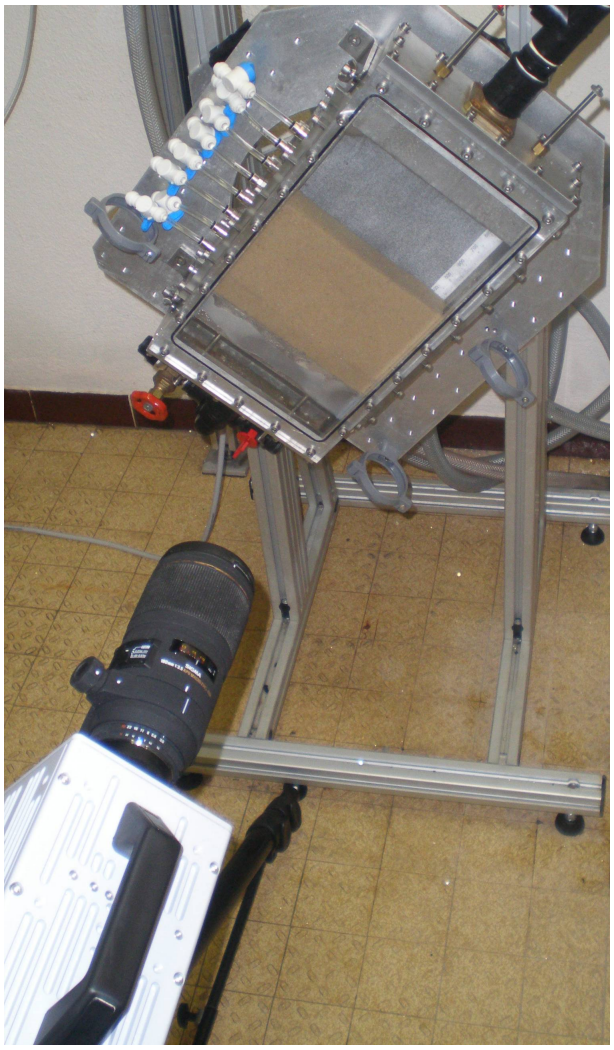


FIGURE 2.1 – *Photo du dispositif.*

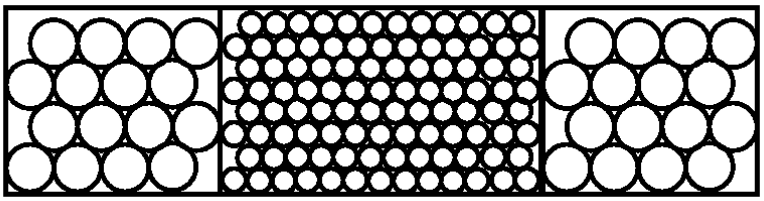


FIGURE 2.2 – *Schéma d'un diffuseur.*

jet formé par l'unique orifice d'alimentation est cassé dans un premier temps par une plaque perforée ([Verettas, 2006]), puis l'écoulement est homogénéisé par le diffuseur qui, par sa constitution, a pour objectif de forcer l'écoulement sur les bords de la cellule. Chaque diffuseur est recouvert d'une toile de tamis d'ouverture 125μm. L'échantillon de sol repose directement sur la toile du diffuseur du bas.

Un profil de vitesse du fluide à l'entrée de l'échantillon granulaire est donné sur la figure 2.3. Ce champ de vitesse est obtenu en ensemençant le fluide de particules (ici des billes de verre creuses de densité voisine de celle de l'eau) qui vont être éclairées par une nappe laser (longueur d'onde 532nm, puissance 5mW). L'écoulement du fluide est filmé, puis les images sont traitées par un algorithme PIV (Particle Image Velocimetry)

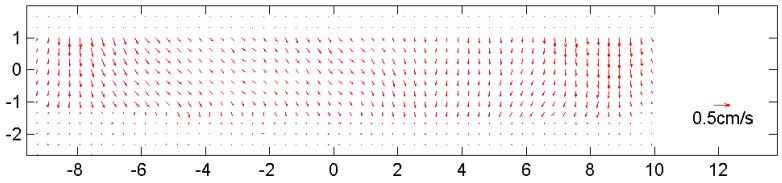


FIGURE 2.3 – *Champ de vitesse en entrée de poreux pour un débit de* $3L.min^{-1}$.

pour en déduire la vitesse moyenne du groupe de particules (la technique PIV utilisée est développée au paragraphe 2.6). Sur cette figure, l'échantillon de sable se trouve au bas de l'image là où le champ de vitesse est nul, car bien que les traceurs pénètrent dans le sable le traitement d'image ne permet pas de les différencier du sable qui est lui immobile. Le champ de vitesse est également nul dans la partie supérieure de l'image car nous n'avons pas appliqué le traitement d'image sur cette zone. La vitesse en entrée de poreux n'est pas parfaitement uniforme et donnera lieu à des modifications du système de diffuseur ; plus de détails sont disponibles au paragraphe 4.2.3.

Une caméra rapide (Photron SA3, résolution 1024×1024 pixels, fréquence maximale d'acquisition de 2000 images par seconde en pleine résolution), fixée sur un trépied réglable, est placée devant la cellule. Elle est équipée d'un objectif "macro" (105mm, Sigma) permettant de visualiser la totalité de l'échantillon (du moins la partie visible à la paroi de la cellule) en étant relativement proche de la cellule (la distance est inférieure à un mètre). Pour des raisons de poids, la caméra n'a pu être embarquée avec le dispositif en rotation. Les images prises par la caméra ne peuvent pas être directement transférées sur un ordinateur et sont stockées sur une mémoire interne de 4Go, soit 2726 images en pleine résolution.

Afin d'avoir un contraste suffisant, il est nécessaire d'éclairer la cellule. Cela est réalisé par l'intermédiaire de deux projecteurs (Lowel iLight) d'une puissance de 50 ou 100W.

La cellule repose sur un bâti constitué de profilés d'aluminium et a la possibilité d'être inclinée. Cette rotation est pilotée par un motoréducteur à courant continu alimenté par un générateur à tension réglable, contrôlant ainsi la vitesse de rotation de la cellule. La vitesse de rotation maximale utilisée est de $0{,}8^{\circ}.s^{-1}$, ce en vue de limiter les forces d'accélération induites. Dans notre cas la rotation revient, au maximum, à modifier la gravité de 0,001% et par la suite nous négligerons donc les effets dynamiques lors de l'inclinaison de la cellule.

Au cours du travail présenté dans ce manuscrit, ce dispositif a subi plusieurs évolutions techniques que nous présenterons par ordre chronologique.

2.1.1 Evolution du système d'alimentation en eau

Dans la version initiale du système d'alimentation, l'écoulement était créé par deux bacs à débordement, garantissant un niveau d'eau constant, placés au dessus de la cellule, à des altitudes différentes (figure 2.4). Avec cette configuration, c'est la pression

que nous imposons au système en contrôlant l'altitude d'un bac par rapport à l'autre. Le débit s'ajuste au système en fonction de la perméabilité de l'échantillon et de la perte de charge dans les tuyaux d'alimentation. La perte de charge peut être contrôlée grâce à une vanne de précision placée en sortie du bac supérieur. Pour résumer, on contrôle le débit maximal en réglant la différence de hauteur entre les deux bacs et on ajuste ensuite le débit en contrôlant la perte de charge par la vanne de précision.

Ce système d'alimentation ne nous permet toutefois pas d'obtenir la fluidisation com-

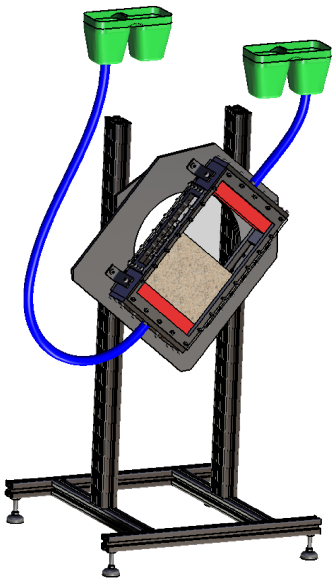


FIGURE 2.4 – *Banc d'essai avec alimentation en eau par bacs à débordement avec : en vert, les bacs à débordement ; en rouge, les diffuseurs ; en bleu, les tuyaux de raccordement.*

plète de l'échantillon faute de hauteur sous plafond suffisante. Pour pallier à ce problème nous utilisons directement le réseau d'alimentation en eau du laboratoire pour la phase initiale de fluidisation (cf. paragraphe 2.3). Par la suite, nous avons souhaité améliorer la reproductibilité de la fluidisation de l'échantillon, étape essentielle à la mise en place de ce dernier (cf. paragraphe 2.3). De ce fait, nous avons remplacé les bacs à débordement par un circuit fermé muni d'une pompe à engrenages (Verder VG540-05) (figure 2.5). Pour réaliser ce circuit fermé, une bâche, non représentée sur cette figure, est située entre l'évacuation de la cellule et l'entrée de la pompe. Nous travaillons maintenant à débit imposé ; la fréquence de rotation de la pompe donne le débit ; la pression s'ajuste en fonction des caractéristiques de l'échantillon et des pertes de charges dans le circuit hydraulique.

La pompe est commandée en fréquence de rotation grâce à un variateur (Digidrive 0,55KW - Leroy Somer). L'arrêt et le démarrage suivent chacun des rampes qui peuvent être indépendantes l'une de l'autre. Nous noterons que cette configuration permet une nette économie d'eau et permet l'utilisation de fluide à viscosité contrôlée en quantité réduite.

Les caractéristiques de la pompe fournies par le constructeur sont données sur la figure 2.6.

Ne connaissant pas exactement la perte de charge présente dans la totalité du dispositif, nous avons procédé à un étalonnage de la pompe en conditions réelles, c'est à dire avec

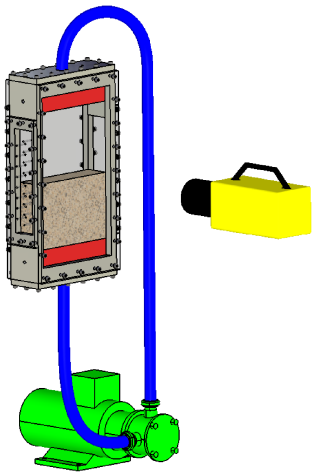


FIGURE 2.5 – *Schéma représentant l'alimentation de la cellule par une pompe à engrenages.*

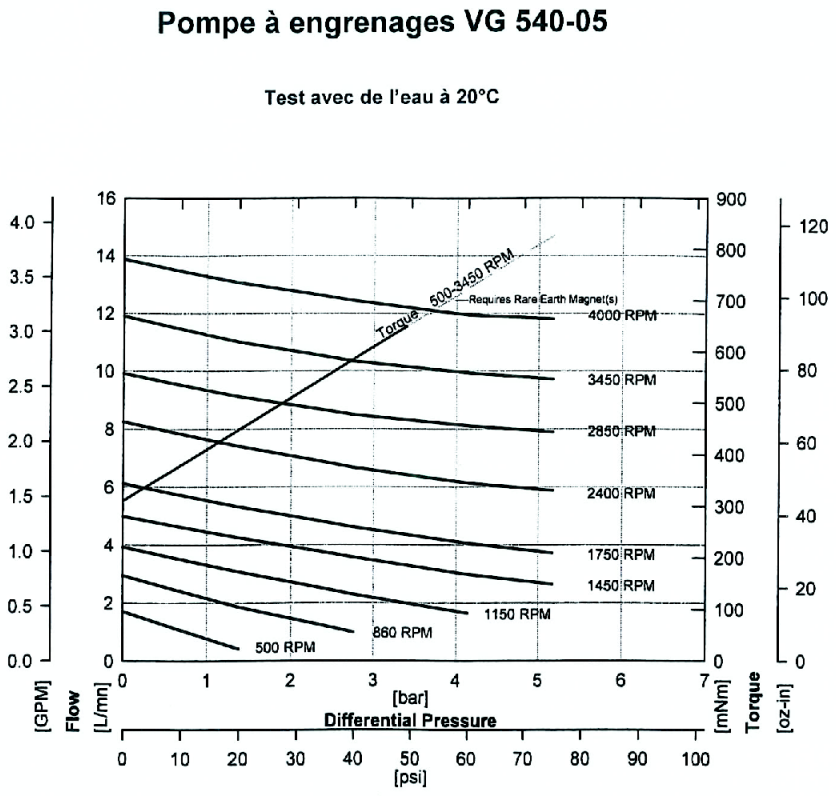


FIGURE 2.6 – *Performances de la pompe à engrenages Verder VG540-05 (données constructeur).*

la cellule remplie de sable. Le premier étalonnage est celui réalisé en 2010. Au fil des expérimentations, nous nous sommes aperçus que du sable se déposait dans la bâche car aucun filtre n'a été mis sur l'écoulement de sortie de la cellule. Des grains ont alors été aspirés par la pompe. Or les grains de silice sont beaucoup plus durs que les engrenages de la pompe en matière plastique, ce qui a provoqué une usure de ces engrenages. Les dents des engrenages se sont rayées au détriment de l'étanchéité. Les performances diminuent progressivement avec la dégradation de la surface des engrenages, comme observé

lors du deuxième étalonnage en 2011.

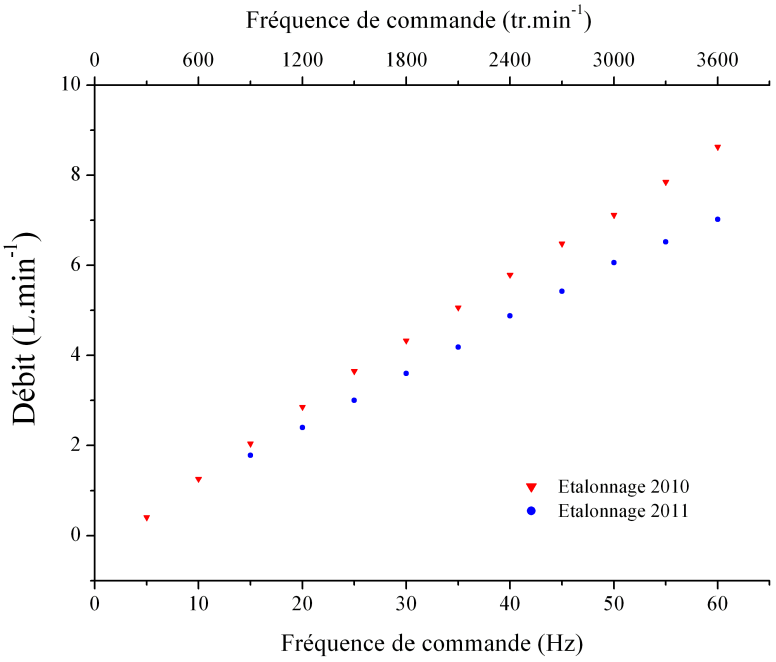


FIGURE 2.7 – *Etalonnages que nous avons réalisés pendant la durée de l'étude.*

2.1.2 Evolution du chassis

Le guidage en rotation de la cellule par rapport au bâti est assuré par des surfaces en contact direct, ce qui, malgré une lubrification à la graisse, excite la structure et génère des vibrations d'une amplitude non négligeable, perturbant l'exploitation de nos mesures. Ces vibrations ont été visualisées par corrélation d'images (cette technique sera explicitée plus tard au paragraphe 2.6). En parallèle, une modélisation par éléments finis a été menée dans le but de vérifier les modes propres de la structure. Le détail de l'étude est disponible en annexe A. Cette étude a permis de valider les points suivants :

- l'algorithme de corrélation d'image n'est pas instable d'un point de vue numérique dans notre cadre d'utilisation.

- la technique de corrélation d'image a une très bonne sensibilité, puisqu'elle peut détecter correctement, de façon indirecte, des mouvements d'une amplitude inférieure au centième de millimètre.

- la structure peut être rigidifiée par l'ajout de renforts dans la partie arrière du chassis (figure 2.8), diminuant nettement l'amplitude des vibrations.

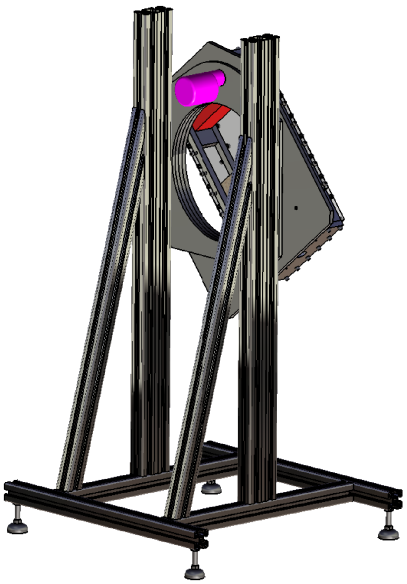


FIGURE 2.8 – *bâti renforcé.*

2.1.3 Evolution du système d'arrêt de l'alimentation en eau

Initialement, l'écoulement était stoppé simplement en manœuvrant une vanne manuellement. Nous nous sommes aperçu par la suite que la répétabilité des expérimentations était loin d'être satisfaisante. En effet la vitesse de fermeture de la vanne a une importance primordiale sur la déstabilisation de l'échantillon qui suit. Ainsi, lorsque l'échantillon est soumis à un écoulement du haut vers le bas puis incliné à un angle supérieur à son angle d'avalanche, l'échantillon reste stable tant que l'écoulement est suffisant. Mais en revanche, lorsque celui-ci diminue, l'échantillon peut se déstabiliser puis éventuellement se restabiliser si l'écoulement restant le permet. Donc lorsqu'on ferme lentement la vanne nous constatons que la dynamique de déstabilisation de l'échantillon est scindée en une succession de brèves phases de déstabilisations alors que lorsque l'écoulement est stoppé rapidement, nous observons généralement une déstabilisation unique et globale.

Par conséquent, nous avons choisi d'automatiser l'arrêt de l'écoulement. Pour se faire, nous avons remplacé dans le circuit hydraulique la vanne manuelle par une électrovanne normalement fermée (CEME référence 0819) (i.e. fermée lorsqu'elle n'est pas alimentée) placée en amont de la cellule. Son temps de fermeture a été estimé à environ 40ms. Nous avons effectué cette mesure du temps de fermeture en utilisant la caméra rapide et un faisceau laser continu. Le faisceau est orienté dans un des deux orifices de l'électrovanne, la caméra quant à elle est braquée sur l'autre orifice. Le faisceau laser est ajusté de façon à ce que le rayon laser soit visible par l'autre orifice et détectable sur l'enregistrement vidéo. Le déclenchement d'enregistrement de la caméra et la commande de fermeture de l'électrovanne sont synchronisées à partir de la tension de commande de l'électrovanne et via un convertisseur de tension. L'enregistrement se fait alors suivant les paramètres précédemment choisis par l'opérateur (fréquence d'acquisition, temps de pose, durée d'enregistrement, ...). On considérera que le temps de fermeture de l'électrovanne correspondra au délai nécessaire pour que le faisceau laser disparaisse totalement de l'enregistrement.

Une étude spécifique du signal de pression différentielle dans l'échantillon de sable après fermeture de l'électrovanne est proposée au paragraphe 2.5.

2.2 Matériau utilisé

Le matériau que nous avons utilisé est le sable d'Hostun, actuellement référencé sous le nom HN 0,4-0,8. Ce sable est produit par la société Sibelco et est extrait à la carrière d'Hostun (Drôme) au pied du Vercors. Ce sable est un sable sédimentaire siliceux. Lors de son extraction, le sable est d'abord lavé puis tamisé. Depuis la création de ce site d'extraction, les techniques de calibrage du sable ont évolué donnant lieu à des changements de références des produits. Le sable de la même gamme que le HN 0,4-0,8 était référencé par S30. Il est possible que la granulométrie de ces deux sables ne soit pas parfaitement identique, mais d'après les études de [Bang, 2004], effectuées sur du sable de la gamme inférieure (HN 31, anciennement RF puis S28), les différences granulométriques ne créent pas de différences significatives au niveau des caractéristiques mécaniques de ces sables.

2.2.1 La granulométrie

Nous n'avons pas réalisé l'étude granulométrique, la granulométrie présentée ci-dessous (figure 2.9) est celle fournie par l'exploitant. Nous noterons toutefois, que le

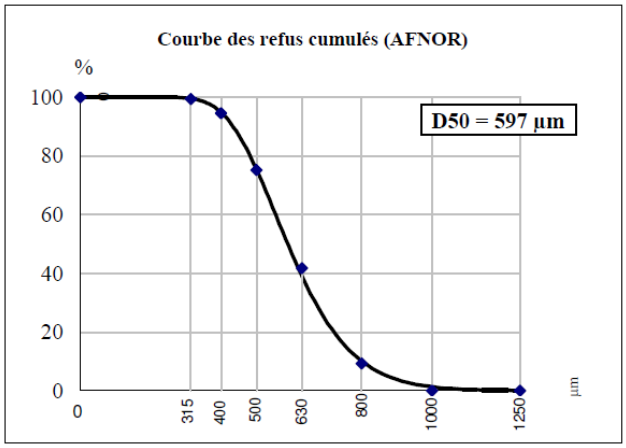


FIGURE 2.9 – *Courbe granulométrique (ici courbe des refus cumulés) du sable d'Hostun HN 0,4-0,8. Le diamètre médian est approximativement de 600µm*

sable n'a pas parfaitement la granulométrie annoncée. En effet, des fines sont présentes, et dans l'optique d'éviter tout colmatage des grilles de tamis placées sur les diffuseurs, nous avons tamisé le sable entre 400μm et 1mm. Ce tamisage permet de supprimer environ 10% en masse de fines et également 10% au-dessus de 1mm.

2.2.2 Composition

Il est composé à plus de 99% de silice (SiO_2) et de traces d'oxyde de fer, d'oxyde d'aluminium ou alumine, d'oxyde de potassium et d'oxyde de calcium (tableau 2.1).

Composant chimique	Proportion
SiO_2	99%
Fe_2O_3	0.1%
Al_2O_3	0.4%
K_2O	0.2%
CaO	0.1%

TABLE 2.1 – *Composition chimique du sable*

2.2.3 Caractéristiques mécaniques

Ce sable a une masse volumique de 2650kg.m^{-3} (données constructeur). Nous avons la capacité de contrôler la fraction volumique initiale de l'échantillon entre 0.52 et 0.60 avec une incertitude inférieure ou égale à $\pm 5.10^{-3}$ (le détail du calcul d'incertitude est disponible au paragraphe 4.2.2.1).

Une évaluation du coefficient de frottement statique du sable sur les parois en plexiglass de la cellule a été réalisée de la façon suivante. Des grains de sable ont été collés sur des plaques métalliques. Quatres plaques ont été fabriquées, deux avec du sable "neuf" et deux autres avec du sable usagé, ayant servi un grand nombre de fois. Une plaque est posée sur une des surfaces latérales, puis la cellule est inclinée progressivement jusqu'à obtenir le glissement de la plaque. Cette opération est réalisée plusieurs fois sur chaque face latérale. Les parois n'étant pas neuves, l'état de surface n'est pas parfait, des rayures sont présentes. De ce fait, les différents essais par face ne sont pas réalisés au même endroit de la face latérale. Les résultats sont visibles sur la figure 2.10. Il n'y a

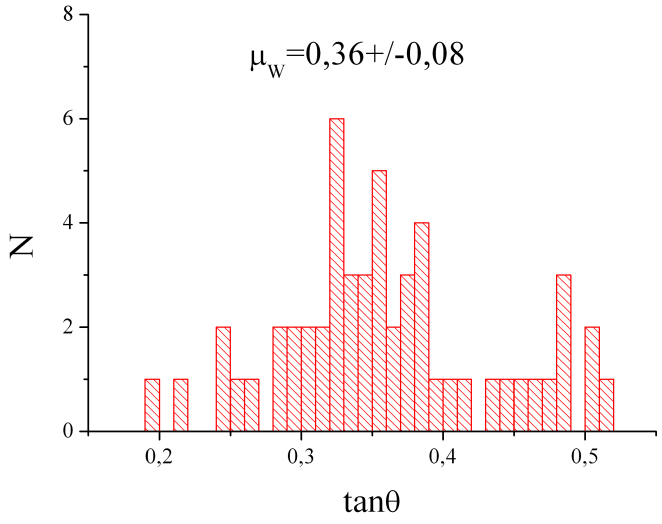


FIGURE 2.10 – *Histogramme des différentes mesures du coefficient de frottement statique entre le sable et les parois en plexiglass. N est le nombre de fois que la valeur du coefficient de frottement, $\mu_W = \tan(\theta)$, est atteinte pour un angle d'inclinaison de la cellule θ donné.*

pas de différence significative entre un sable "neuf" et un sable usagé, la variabilité des essais étant importantes dans les deux cas. Le coefficient de frottement statique entre le sable HN 0,4-0,8 et les parois en plexiglass est finalement estimé à $\mu_W = 0,36 \pm 0,08$.

2.3 Mise en place de l'échantillon

On introduit une masse m de sable sec par pluviation dans la cellule, en position verticale, au préalable remplie au deux tiers d'eau. Le dessus de la cellule, auquel est fixé le diffuseur du haut, aura été au préalable démonté avant la pluviation du sable. La pluviation limite le piégeage de bulles d'air entre les grains. La cellule est ensuite refermée et totalement remplie en eau puis le sol est fluidisé par un écoulement de bas en haut dans la cellule. Une fluidisation correcte nécessite un débit de l'ordre de 8L.min^{-1}, débit dans la gamme d'utilisation normale de la pompe à engrenage, mais impossible à atteindre avec les bacs à débordement. Initialement, pour pallier à ce problème, nous utilisions le réseau d'approvisionnement en eau potable du laboratoire, puis nous sommes passés à l'utilisation de la pompe. La fluidisation en elle même n'est pas difficile à obtenir, cependant la phase de redéposition l'est beaucoup moins. Si l'écoulement est coupé trop brutalement, l'interface de l'échantillon de sol ne sera pas plane. C'est pourquoi nous avons choisi un arrêt progressif de la pompe, le débit décroissant linéairement dans le temps.

On pourrait penser qu'avec la pompe, la phase de redéposition est mieux contrôlée ; il est certain que cette procédure est parfaitement reproductible, mais une différence notable persiste avec l'utilisation du réseau d'eau : la fraction volumique de l'échantillon obtenue par une fluidisation au réseau est de l'ordre de 0,52 alors qu'avec la pompe nous ne descendons pas en dessous de 0,53. La seule différence entre ces deux méthodes est la façon dont l'écoulement est stoppé. Manuellement, nous fermons la vanne progressivement puis plus rapidement sur la fin, ce que nous ne pouvons pas faire avec la commande de la pompe.

La fluidisation puis la sédimentation contrôlée de l'échantillon créent donc dans les deux cas un empilement lâche, de fraction volumique 0,53 avec la pompe ou 0,52 avec le réseau. Pour atteindre des fractions volumiques plus importantes nous compactons sous secousses l'échantillon en donnant un ou plusieurs coups de maillet sur la cellule. Connaissant la masse de sable introduite, sa masse volumique et les dimensions de la cellule, la mesure de la hauteur de l'échantillon est suffisante pour déterminer la fraction volumique de l'empilement.

2.4 Protocoles expérimentaux de chargement

Nous avons utilisé deux protocoles différents conduisant tous les deux à la déstabilisation de l'échantillon. Pour le protocole dit de chargement progressif, la déstabilisation se fait à l'angle d'avalanche du matériau, donc dans une configuration peu éloignée de son état d'équilibre, contrairement au protocole d'effondrement contrôlé, dit aussi de rupture de barrage (ou encore Dam Break), pour lequel l'échantillon est porté à un angle supérieur à son angle de stabilité grâce à l'utilisation préalable d'une force stabilisatrice auxiliaire.

2.4.1 Chargement progressif

Une fois le matériau mis en place (§ 2.3), la cellule est progressivement inclinée jusqu'à obtenir une déstabilisation globale ou des déstabilisations successives de l'échantillon. Durant toute cette phase, aucun écoulement ne traverse le matériau, mais il reste cependant drainé. Dans le but de faciliter le traitement des images obtenues, la caméra qui reste fixe durant toute la manipulation a été inclinée au préalable à un angle voisin de l'angle de déstabilisation de l'échantillon. Comme il n'y a pas d'écoulement traversant l'échantillon, nous ne pouvons pas déclencher automatiquement l'enregistrement de la caméra, nous sommes donc obligés de procéder à un déclenchement manuel. Fort heureusement, la caméra à un mode d'enregistrement en continu qui permet d'enregistrer un nombre défini d'images avant l'instant du déclenchement de l'enregistrement. La fréquence d'enregistrement est adaptée en fonction de la durée du phénomène de manière à utiliser toute la mémoire de la caméra.

2.4.2 Rupture de barrage ou effondrement contrôlé

Après l'introduction du matériau, un écoulement, dit stabilisateur, traversant l'échantillon de haut en bas est imposé. Les forces de frottement visqueux génèrent une force stabilisatrice sur le matériau. Un effet de cet écoulement est de modifier la fraction volumique de l'échantillon, car il compacte légèrement l'échantillon. Une étude approfondie du tassement du à un écoulement hydraulique est présentée au § 4. Notons bien que dans tous les essais de déstabilisation réalisés avec le protocole, c'est la fraction volumique avant tassement qui est utilisé pour définir l'état de compaction de l'échantillon.
Ensuite, un fois l'écoulement imposé, nous inclinons la cellule à un angle donné, supérieur à l'angle de stabilité du matériau. Pour des raisons pratiques et dans le but d'optimiser les données recueillies, la caméra a la même inclinaison que la cellule. Puis nous coupons l'écoulement à l'aide de l'électrovanne, ce qui déclenche par la même occasion l'enregistrement de la caméra.

2.4.3 Equivalence des deux protocoles

Les deux protocoles conduisent à la déstabilisation de l'échantillon mais les deux dynamiques de déstabilisation sont-elles comparables ? Dans un cas la déstabilisation se fait loin de l'état d'équilibre, au voisinage immédiat dans l'autre cas. Mais dans les deux situations, la zone mobilisée et le profil de vitesse verticale ont la même allure (cf § 2.6). Les vitesses obtenues lors de la déstabilisation de type rupture de barrage sont plus élevées, donc plus facilement détectables par traitement d'images (cf § 2.6). De plus, lors du chargement progressif, nous devons soustraire le champ de rotation solide du champ de déplacement total de l'échantillon dans le but d'obtenir le champ de déformation de ce dernier. Cela est techniquement délicat à réaliser pour un résultat final pas toujours suffisamment satisfaisant. C'est pourquoi nous avons principalement utilisé la déstabilisation de type rupture de barrage.

2.5 Analyse de la suppression de l'écoulement par l'électrovanne

L'ajout d'une électrovanne dans le circuit hydraulique a pour objectif, dans le protocole d'effondrement contrôlé, de supprimer instantanément l'écoulement stabilisateur qui maintient en place l'échantillon de sable. Bien évidemment, d'un point de vue pratique, ce n'est pas un arrêt brutal mais une décroissance progressive de l'écoulement qui est obtenue. Cette décroissance est mesurée à l'aide d'un capteur de pression différentielle (modèle DMD-331 sur la gamme 0-40mbar commercialisé par Tempco) qui permet d'évaluer la perte de charge ΔP à travers le milieu entre deux prises de pression placées sur une des faces latérales de la cellule et distantes de $\Delta h = 7,5cm$. Le gradient hydraulique associé vaut donc : $i = \Delta P/\Delta h$. L'allure type de cette perte de charge est présentée sur la figure 2.11.

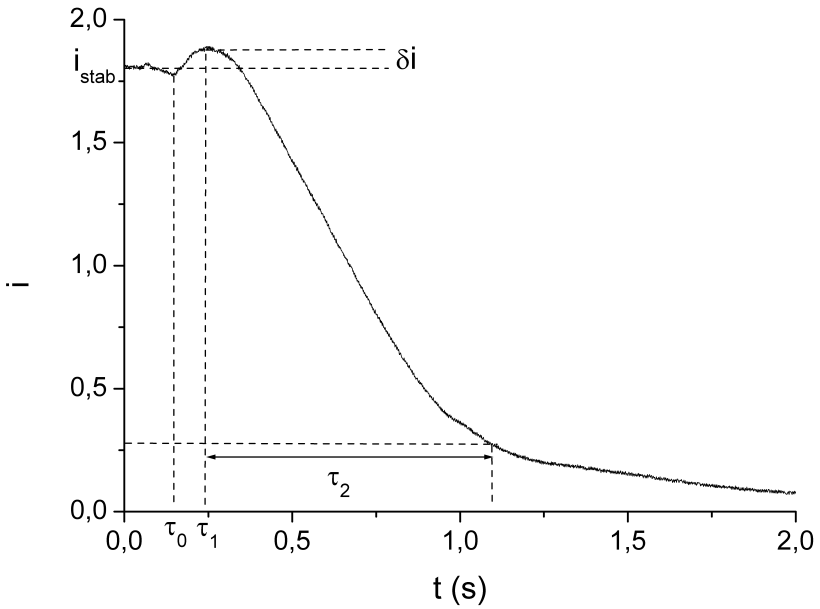


FIGURE 2.11 – *Evolution temporelle après fermeture de l'électrovanne du gradient hydraulique i déduit du signal de pression différentielle dans un échantillon lâche ($\Phi \approx 0,53$) non incliné (i.e. sans déstabilisation induite). Le gradient reste tout d'abord égal à sa valeur initiale i_{stab}. Puis, au bout d'un temps τ_0, il s'amorce une surpression qui passe par un maximum δi au temps τ_1. Il y a ensuite décroissance progressivement de i avec un temps caractéristique τ_2 défini comme la durée nécessaire pour atteindre une diminution relative de 85%.*

L'instant $t = 0$ correspond à la commande de fermeture de l'électrovanne. Pendant un temps τ_0, aucune modification n'est observée sur le signal de pression. Une surpression apparaît ensuite, uniquement lorsque l'échantillon n'est pas trop dense. Le pic correspondant, d'amplitude δi si l'on travaille avec le gradient hydraulique, est atteint pour un temps appelé τ_1. On note enfin τ_2 le temps nécessaire pour que la pression différentielle ait diminuée de 85% par rapport à celle établie avant l'arret de l'écoulement stabilisateur. Une première constatation assez surprenante concerne ce temps τ_2 qui est a priori très grand par rapport à ce qui était attendu, à savoir une coupure quasi-instantanée

(ou tout au moins rapide) de l'écoulement et donc de la force stabilisatrice.

2.5.1 Surpression induite par la fermeture de l'électrovanne

Comme on peut le voir sur la figure 2.12, des mesures montrent que la surpression δi dépend de la fraction volumique de l'échantillon. Quand celle-ci augmente, la surpression a plutôt tendance à diminuer. Cette surpression augmente également avec le débit stabilisateur. En revanche, la surpression est présente même pour des inclinaisons nulles, $\theta = 0$, et semble globalement indépendante de l'angle d'inclinaison de la cellule.

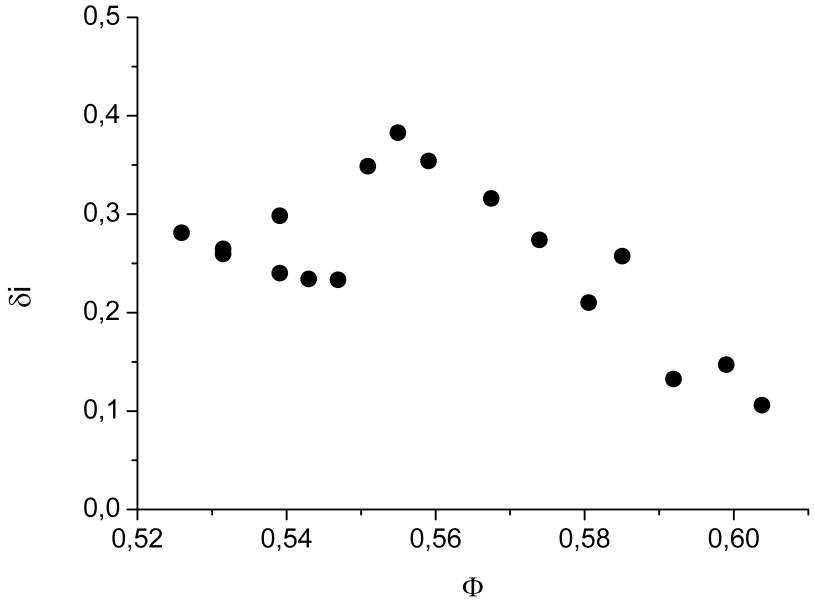


FIGURE 2.12 – *Variation de la surpression δi avec la fraction volumique de l'échantillon.*

Une première piste d'interprétation peut consister à supposer que c'est un tassement de l'échantillon qui provoque la surpression. Considérons alors la hauteur finale de l'échantillon comme étant la hauteur initiale plus une variation δH : $H_f = H_0 + \delta H$. En supposant que le système piston-membrane de l'électrovanne ne chasse pas d'eau lors de sa fermeture, le débit sera considéré comme constant jusqu'à la fin de la surpression. Donc d'après la loi de Darcy, cf équation 4.34, la conservation du débit entraîne :

$$k_0 i_{stab} = k_{\delta i}(i_{stab} + \delta i) \tag{2.1}$$

En utilisant la loi empirique de Carman-Kozeny pour exprimer la perméabilité k, le développement limité au premier ordre de l'équation 2.1 donne :

$$\frac{\delta H}{H} = -\frac{1-\Phi}{2+\Phi}\frac{\delta i}{i_{stab}} \tag{2.2}$$

Dans toutes les expérimentations, la surpression δi est positive et, d'après la relation 2.2, la variation de hauteur associée est négative, ce qui traduit effectivement un tassement de l'échantillon. En revanche, le tassement associé à la surpression présentée sur

la figure 2.11 devrait être de l'ordre de 4 à 5mm ce qui ne correspond pas du tout aux observations expérimentales qui n'ont pas permis de détecter le moindre tassement avec la PIV (cf paragraphe 2.6) et qu'un éventuel tassement resterait extrêmement limité et donc bien en deçà de cet ordre de grandeur. Par ailleurs, la cause initiale générant le tassement resterait indéterminée.

Il faut alors plutôt inverser le lien de causalité en considérant qu'il y a une surpression générée par la fermeture de l'électrovanne (la conservation du débit dans ce cas n'est plus respectée) et qu'un très faible tassement est associé au passage de cette surpression. Le modèle de tassement défini au paragraphe 4.1.5, en prenant en compte la consolidation de l'échantillon due à l'écoulement stabilisateur, donnerait alors un déplacement maximal de la surface supérieure de 0,005mm. Un tel déplacement ne peut effectivement pas être détecté par nos moyens de mesure. Cependant, la diminution observée pour la surpression δi en fonction de la fraction volumique ne semble pas compatible avec le fait que l'électrovanne soit la seule responsable de la surpression. Un raisonnement basé sur la loi de Darcy va dans ce sens puisque l'électrovanne lors de sa fermeture entraîne une augmentation du débit δQ :

$$\delta Q = SK\delta i \tag{2.3}$$

Quelles que soient les paramètres matériaux, δQ reste identique (le volume expulsé lors de la fermeture est d'environ 1,2ml). Donc, lorsque la fraction volumique augmente, la conductivité hydraulique diminuant, on s'attend par conséquent à ce que δi augmente, ce qui est en contradiction avec les observations expérimentales de la figure 2.12.

Au bilan, les deux explications proposées pour identifier l'origine de la surpression ne sont pas satisfaisantes prises séparément. La présence d'une onde de pression lors de l'arrêt de l'écoulement semble cependant l'hypothèse la plus plausible : générée par le volume chassé lors de la fermeture de l'électrovanne, elle provoque alors un tassement de l'échantillon. La surpression peut être vue comme l'addition de l'augmentation du débit et du tassement de l'échantillon.

Ainsi, le temps τ_1 peut être assimilé au temps de propagation de l'onde de pression associée au changement de régime hydraulique auquel, en toute rigueur, il faut rajouter le temps de fermeture de l'électrovanne qui est de 40ms dans l'air. On peut alors utiliser la formule d'Allievi qui relie la vitesse de propagation d'une onde de pression à la variation de charge et de vitesse [Ghidaoui *et al.*, 2005] :

$$C = g\frac{\Delta h}{\Delta U} \tag{2.4}$$

avec C, la vitesse de propagation de l'onde de pression, g, l'accélération de la pesanteur, Δh, la variation de charge et ΔU, la variation de vitesse entre les deux régimes hydrauliques.
Ici la vitesse dans la conduite s'écrit :

$$\Delta U = \frac{Q}{S_t} \tag{2.5}$$

où S_t est la section du tuyau d'alimentation.
En négligeant la perte de charge dans les tuyaux, la seule variation de charge a lieu dans le poreux lors de l'arrêt de l'écoulement, donc :

$$\Delta h = i_{stab}H \tag{2.6}$$

On peut alors définir le temps de propagation de l'onde de pression depuis l'électrovanne jusqu'à la cellule, distantes d'une longueur $l \approx 2m$, par :

$$\tau = \frac{l}{C} \tag{2.7}$$

En intégrant les relations 2.5 et 2.6 à la définition du temps τ_1, équation 2.7, on obtient :

$$\tau_1 = \frac{l}{g} \frac{Q}{S_t i_{stab} H} \tag{2.8}$$

Dans les conditions expérimentales standard on trouve $\tau_1 \sim 0,2s$, ce qui est en accord avec les constatations expérimentales (voir aussi le paragraphe 3.3.2.3).
Des essais complémentaires réalisés en plaçant l'électrovanne en sortie de la cellule, avec une longueur de tuyau nettement raccourcie, ont permis de mesurer des valeurs beaucoup plus faibles pour le temps τ_1 et confirment donc l'interprétation proposée ci-dessus.

2.5.2 Durée de la phase de suppression de l'écoulement

Le temps τ_2 est représentatif du temps de relaxation du gradient hydraulique lors de son arrêt. Pour un écoulement transitoire d'un fluide incompressible dans un milieu poreux homogène, il est souvent proposé d'utiliser la généralisation suivante de la loi de Darcy ([Vafai et Tien, 1981], [Nakayama *et al.*, 2006], [Singh *et al.*, 2011]), ici en approximation 1D :

$$\frac{\rho}{(1-\Phi)} \frac{\partial U}{\partial t} = -\nabla P - \frac{\eta}{k} U \tag{2.9}$$

Cette équation suppose que le milieu poreux reste parfaitement immobile et rigide. Supposons qu'à $t = 0$ le gradient hydraulique est coupé, soit $\nabla P(t \geq 0) = 0$. Avant l'arrêt de l'écoulement, à $t < 0$, l'écoulement stabilisateur est établi et donc, par conséquent, on a : $U(t < 0) = U_D = -\frac{k}{\eta} \nabla P$. Dans ces conditions, la solution de l'équation 2.9 est :

$$U = U_D e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{2.10}$$

avec $\tau = \frac{k\rho}{\eta(1-\Phi)} = \frac{k}{\nu(1-\Phi)}$. En utilisant la relation de Carman-Kozeny pour exprimer la perméabilité du milieu, $k = \frac{(1-\Phi)^3 d^2}{180\Phi^2}$, le temps caractéristique τ devient :

$$\tau = \frac{(1-\Phi)^2 d^2}{180\nu\Phi^2} \tag{2.11}$$

Pour un échantillon de fraction volumique typique $\Phi = 0,55$, ce temps caractéristique vaut $\tau \sim 1ms$. Ce résultat est très éloigné de la valeur mesurée expérimentalement qui est proche de la seconde (cf table 2.2 présentée au paragraphe 3.3.2.3). De plus, il est prédit une dépendance avec la fraction volumique, en contradiction là encore avec les constatations expérimentales (cf figure 2.14).
L'ensemble de ces remarques invalide très nettement l'hypothèse d'un milieu poreux parfaitement statique et confirme donc qu'il faut prendre en compte sa compressibilité pour interpréter cette dynamique de relaxation comme le suggérait déjà l'interprétation donnée précédemment au paragraphe 2.5.1 quant à l'origine de la surpression initiale et à l'existence d'un tassement associé.

Si l'on se restreint au cadre de la consolidation primaire des sols et de sa modélisation théorique unidimensionnelle [Caquot et Kerisel, 1966], l'évolution de la pression interstitielle est régie par un équation de diffusion avec pour seul paramètre le coefficient de consolidation C_v, donné par la relation suivante :

$$C_v = \frac{kE_d}{\eta} \tag{2.12}$$

Où k est la perméabilité intrinsèque du matériau (en m^2), η est la viscosité du fluide (en $Pa.s$) et E_d correspond au module œdométrique du matériau dans une hypothèse d'un squelette granulaire présentant une élasticité linéaire, tout au moins dans la gamme de contraintes considérée (en Pa).
Pour un échantillon de hauteur H, le temps caractéristique de relaxation d'un gradient hydraulique s'exprime simplement :

$$\tau_{cons} = \frac{H^2}{C_v} \tag{2.13}$$

En pratique et comme cela est supposée dans la théorie, le coefficient de consolidation reste quasiment constant tout au long du processus de tassement, la diminution de la perméabilité étant compensée par l'augmentation de la rigidité du matériau.
Dans le cas qui nous intéresse ici, il ne s'agit pas d'un tassement mais d'une dilatance du matériau puisque la charge hydraulique initialement appliquée est ensuite supprimée. En supposant l'équation de la consolidation encore valable dans cette situation, on interprète alors le temps τ_2 nécessaire à l'arrêt de l'écoulement comme directement relié au temps caractéristique de consolidation τ_{cons}. Comme indiqué sur le tableau 2.2, nous avons mesuré pour τ_2 une valeur de l'ordre de 0,8s. Pour ce qui est de la hauteur de l'échantillon de sable, elle est d'environ $15cm$ tandis que la perméabilité vaut approximativement $10^{-9}m^2$ comme prédit par la relation empirique d'Ergun ou encore mesurée dans des expériences antérieures avec le même matériau dans la même gamme de compacité [Philippe et Richard, 2008]. On tire alors des relations 2.12 et 2.13 une valeur du module œdométrique de l'ordre de $3.10^4 Pa$. Cette valeur semble toutefois extrêmement faible, notamment si on l'a compare au module obtenu pour le même matériau mais dans le cas d'un tassement et pour lequel, à partir des valeurs typiques introduites au chapitre 4, on trouve un module beaucoup plus élevé, de l'ordre de 1 à 2 Mpa.

Ce dernier résultat pose bien entendu question mais ces observations sur la cinématique de suppression de l'écoulement de stabilisation ont malheureusement été obtenues assez tardivement et, faute de temps, nous n'avons pas pu pousser plus loin nos réflexions afin d'obtenir une interprétation pleinement satisfaisante du phénomène. Un éventuel artefact expérimental pourrait également être à l'origine de ce résultat mais cela n'a pu être mis en évidence malgré plusieurs essais spécifiques en ce sens.

Au bilan, ces mesures de pression montrent que la durée nécessaire à l'annulation du gradient hydraulique est beaucoup plus grande que ce qui était espéré lors de la mise en place du protocole d'effondrement contrôlé. La compressibilité du matériau et le très fort couplage entre fluide et grains jouent certainement un rôle important dans cette relaxation mais ne peuvent expliquer à eux seuls ce très long temps de relaxation nécessaire à la suppression complète de l'écoulement hydraulique. Il faut donc ici clairement mettre en avant la conséquence directe qui en découle et qui est très pénalisante pour

les expériences réalisées : **dans un grand nombre de cas, l'arrêt de l'écoulement va se faire simultanément à la déstabilisation gravitaire de l'échantillon**. Un couplage existe entre les deux et rend beaucoup plus délicat l'interprétation des résultats. On reviendra sur ce point important au paragraphe 3.1.2.

En pratique, on retiendra que le signal de référence de relaxation du gradient hydraulique consécutif à la fermeture de l'électrovanne est caractérisé par trois temps : un premier temps τ_0 avant lequel il n'y a pas d'évolution de la pression, un temps τ_1 associé au maximum de la légère surpression observée avant la phase de décroissance qui se fait sur une durée caractéristique τ_2. Par soucis de simplification afin pouvoir comparer cette dynamique de décroissance aux observations tirées du traitement PIV, ce signal de référence sera par la suite approximé par une première phase, jusqu'au temps τ_1, où le gradient est constant et égal à la valeur maximale lors de la surpression au temps τ_1, suivie d'une décroissance linéaire atteignant 0 au temps $\tau_1 + \tau_2$ (cf. figure 2.13).

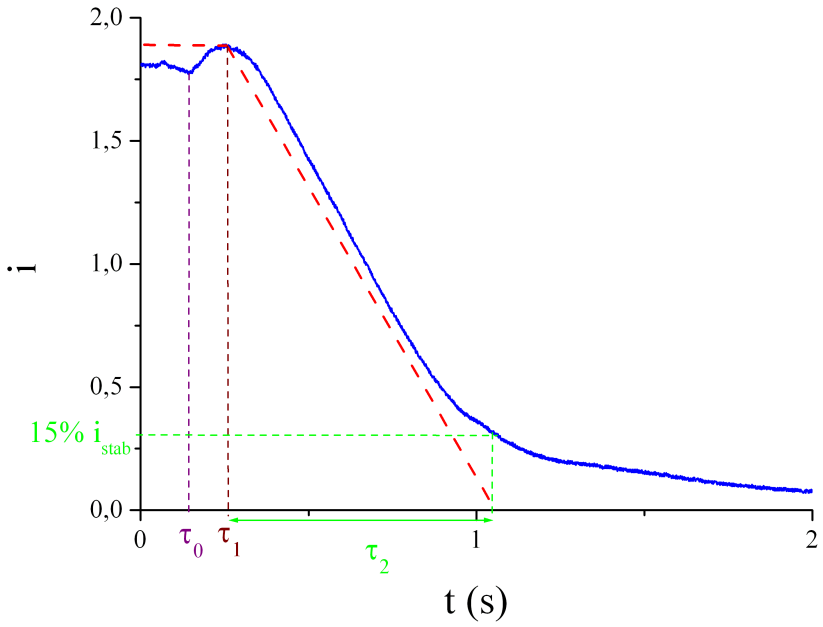


FIGURE 2.13 – *En bleu est représenté le signal de référence et en pointillés rouge, l'approximation qui en est faite et qui sera utilisée pour interpréter les résultats obtenus.*

Ces temps τ_0, τ_1 et τ_2 ont été mesurés de façon systématique dans plusieurs séries d'essais et, comme le montrent les résultats figurant dans la table 2.2, ils sont a priori peu dépendant de la fraction volumique et de l'inclinaison .

La figure 2.14 synthétise l'ensemble des valeurs τ_0, τ_1 et τ_2 obtenues sur toute la plage de variation de fraction volumique. Là encore, les résultats montrent l'indépendance des temps τ_0, τ_1 et τ_2 à la fraction volumique. On pourra donc au final utiliser les valeurs suivantes dans l'approximation linéaire du signal de référence : $\tau_0 \approx 0,1s$, $\tau_1 \approx 0,2s$ et $\tau_2 \approx 0,85s$.

θ (°)	τ
45°	$\tau_0 = 0,10 \pm 0,01s$ $\tau_1 = 0,21 \pm 0,01s$ $\tau_2 = 0,82 \pm 0,05s$
55°	$\tau_0 = 0,10 \pm 0,01s$ $\tau_1 = 0,23 \pm 0,03s$ $\tau_2 = 0,85 \pm 0,05s$

TABLE 2.2 – *Relevé statistique des temps τ_0, τ_1 et τ_2 sur toute la plage de variation de fraction volumique (0,52–0,62) et pour deux valeurs de l'inclinaison : 45° et 55°.*

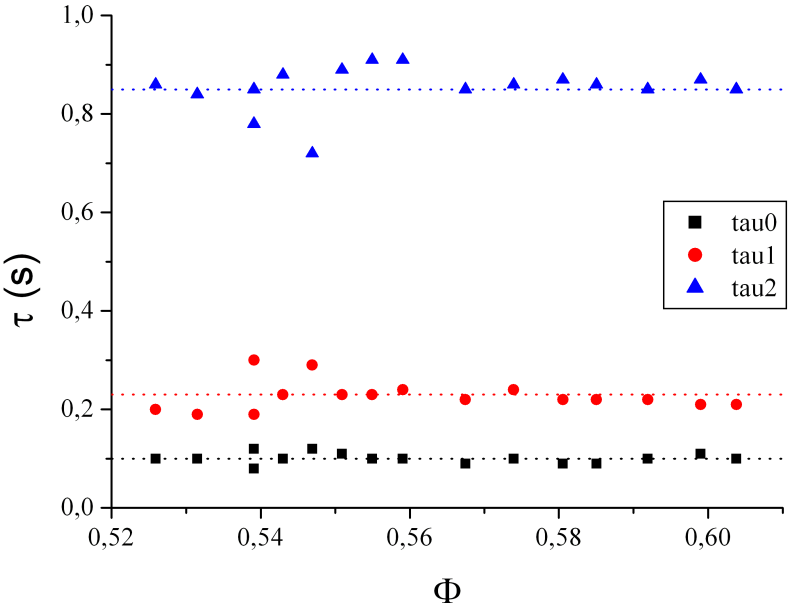


FIGURE 2.14 – *Evolutions des temps τ_0, τ_1 et τ_2 en fonction de la fraction volumique obtenues lors d'effondrements contrôlés à 55°. Les traits en pointillés représentent les valeurs moyennes de chacun de ces temps.*

2.6 Traitement des images

Après avoir obtenu une séquence d'images, nous cherchons à remonter au champ de déformation de l'échantillon. Nous avons, pour cela, utilisé une technique très fréquemment appliquée en mécanique des fluides et qui consiste à identifier un ensemble de traceurs contenus dans un fluide d'une image à l'autre. Cette technique est directement applicable dans notre cas, où le sable utilisé a une texture suffisante et rentre dans le cadre d'utilisation de cette technique. Elle est basée sur le principe de corrélation d'images et connue sous divers noms : C.I.V. (Correlation Image Velocimetry), P.I.V. (Particle Image Velocimetry), double-pulsed velocimetry, pulsed laser velocimetry, ...

Nous avons utilisé une routine Matlab intitulée DPIVsoft, libre de droit, développée

par une équipe de l'Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre (IRPHE, CNRS, Marseille) [Meunier et Leweke, 2003].

2.6.1 Technique de corrélation d'images classique

Cette technique, non intrusive, nous permet d'obtenir une image du champ de vitesse 2D à partir d'une paire d'images prises avec un intervalle de temps très court. Elle est généralement appliquée à un fluide ensemencé de traceurs, lesquels réagissent à un faisceau laser. Les images sont ensuite discrétisées spatialement. Contrairement à une discrétisation éléments finis classique, chaque élément créé, appelé " boite d'interrogation ", peut recouvrir ou non son voisin (figure 2.15). A chaque boite est associée la partie d'image correspondante.
Ensuite, pour chaque paire de boites issue de deux images successives, le déplacement de la boite est calculé par une fonction d'intercorrélation. La fonction d'intercorrélation est calculée au travers de la transformée de Fourier de l'image, ce qui diminue considérablement le temps de calcul par rapport au cas où l'image n'est pas modifiée. Le déplacement est obtenu en identifiant le pic de la fonction d'intercorrélation. Si rien n'est fait au niveau de la fonction d'intercorrélation, la précision du déplacement n'est que de l'ordre du pixel. Par conséquent, la fonction d'intercorrélation est interpolée par une Gaussienne, la précision est alors de l'ordre du dixième de pixel ([Meunier et Leweke, 2003]). Connaissant l'écart de temps entre les prises d'images, une vitesse moyenne peut être

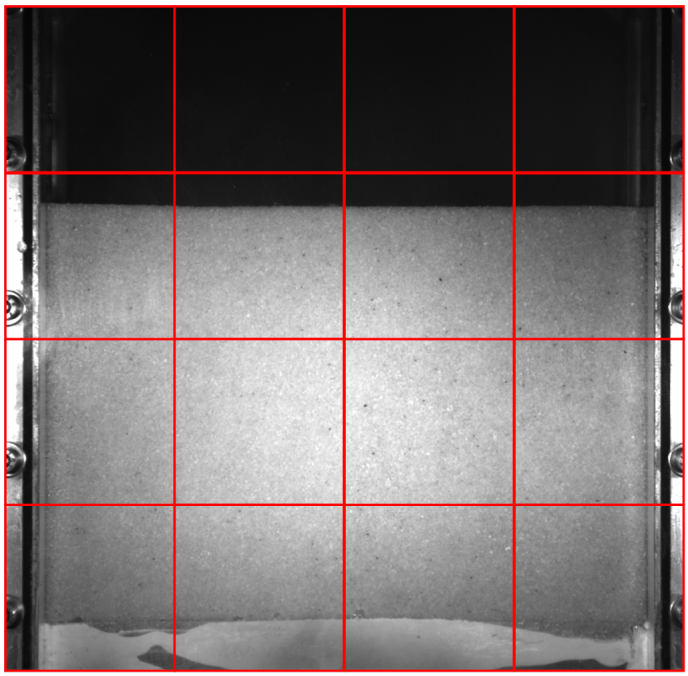


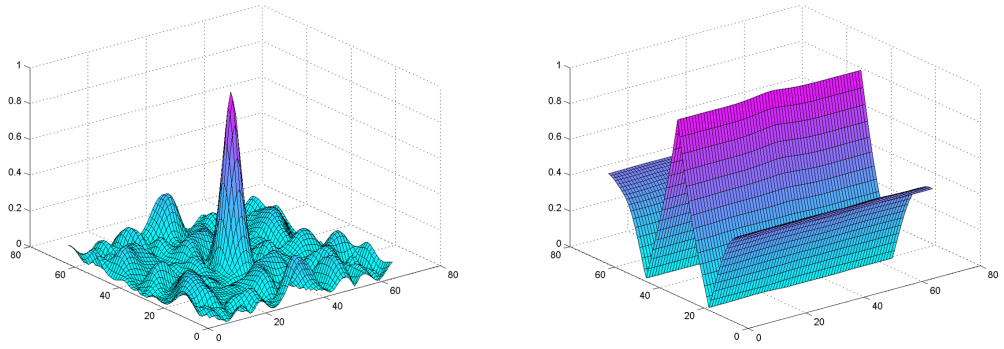
FIGURE 2.15 – *Exemple de discrétisation spatiale des images.*

déduite des déplacements obtenus.

A priori, la présence ou non de recouvrement n'améliore pas en soit la corrélation mais joue directement sur la résolution spatiale du champ de déplacement. Nous verrons toutefois que dans le fonctionnement du logiciel de PIV, § 2.6.5, cela n'est pas parfaitement exacte)

2.6.2 Application à un sable

La technique P.I.V. peut être appliquée directement à un échantillon de sable sous certaines conditions. Le sable doit notamment avoir une texture suffisante (cf figure 2.16) ; la corrélation d'image sera d'autant plus efficace que chaque grain a une couleur différente de son voisin.



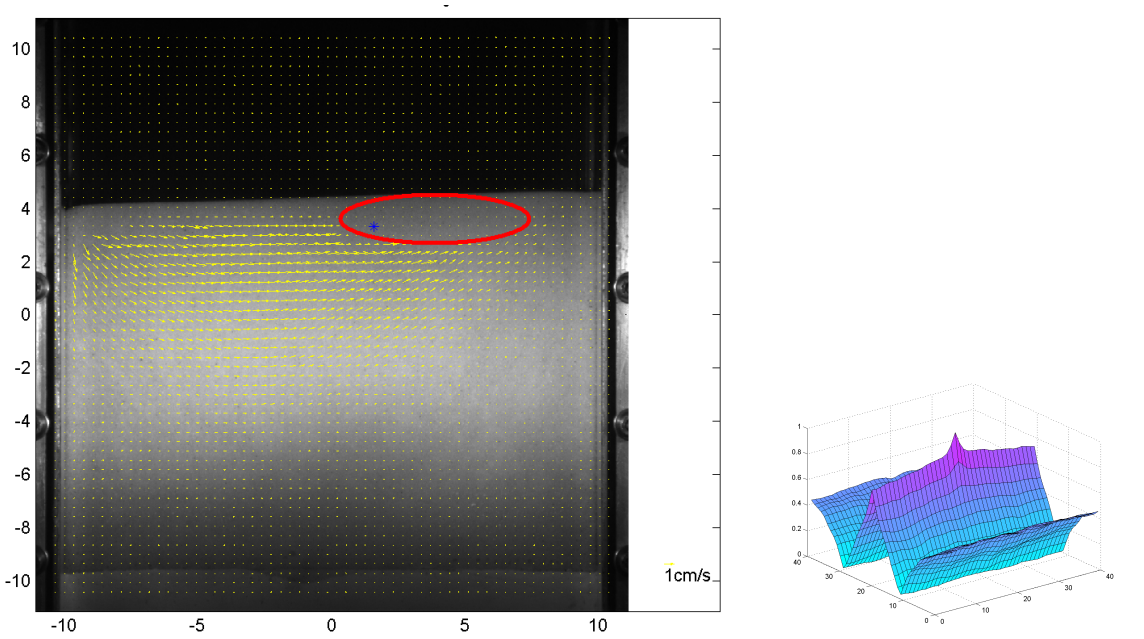
(a) Fonction de corrélation obtenue avec le HN 0,4-0,8.

(b) Fonction de corrélation obtenue avec le sable granulométrie plus petite, le HN 31.

FIGURE 2.16 – Fonctions de corrélation obtenues pour deux sables différents.

Sur la figure 2.16a, la fonction de corrélation présente un pic bien défini. C'est en localisant la position de ce pic de corrélation que nous pouvons remonter au "déplacement" de notre boite d'interrogation entre l'image de départ et celle d'arrivée. Pour obtenir une résolution sub-pixellaire du déplacement, l'interpolation du pic de corrélation est nécessaire, en pratique la résolution est de l'ordre du dixième de pixel. Par conséquent, si le pic de corrélation n'est pas défini clairement, comme sur la figure 2.16b où la texture n'est pas suffisante, la corrélation est pratiquement identique et d'amplitude élevée suivant une direction, il n'est donc pas possible de déterminer le déplacement entre les deux boites d'interrogation. Dans ce cas, la procédure implémentée dans DPIVsoft est de prendre pour déplacement un déplacement nul. Donc dans le cas où la fonction de corrélation ne présente pas un pic net, la déformation associée ne sera pas calculée, et il y aura une perte d'information sur le champ de déformation de l'échantillon. Sur la figure 2.17, nous observons dans la zone délimitée en rouge une vitesse de déformation nulle qui ne se justifie pas. D'une part, parce qu'intuitivement, sachant que l'échantillon est homogène, il n'y a pas de raison pour qu'il se déforme en amont et en aval de cette zone sans que celle-ci ne le soit également. D'autre part, car, compte tenu de l'expérience que nous avons pu acquérir, la comparaison de ce champ de déformation avec un cas de déstabilisation "classique et de bonne qualité" montre que la déformation obtenue ici est correcte sauf dans la zone rouge où nous devrions trouver une transition lente entre l'amont et l'aval de cette zone. De plus, en regardant la fonction de corrélation à l'intérieur de cette zone délimitée, prélevée à la position repérée par l'étoile bleue, nous constatons que le pic n'est pas suffisamment net pour donner un résultat cohérent.

Contrairement au cas classique d'utilisation de cette technique, nous n'avons pas



(a) Exemple de champ de vitesse obtenu avec le HN 31. Dans le cercle rouge, la corrélation d'images n'a pas été effectuée faute d'une bonne corrélation.

(b) Fonction de corrélation prélevée sur l'étoile bleue sur la figure a).

FIGURE 2.17 – Effet d'un manque de texture sur la correlation entre deux images.

le matériel nécessaire permettant de prendre une paire d'images dans un intervalle de temps très court. Pour nous rapprocher de ces conditions, nous avons utilisé une caméra rapide capable d'enregistrer jusqu'à une fréquence de 2000 images par seconde en pleine résolution, soit 0,5ms entre deux images. Nous le verrons plus tard, cette fréquence maximale d'acquisition est beaucoup plus rapide que nécessaire. La cinématique de la déstabilisation est suffisamment lente pour n'utiliser la caméra qu'à une fréquence de 250 voire 500im.s^{-1} et obtenir des champs cinématiques de très bonne qualité. L'écart temporel entre deux images reste ici constant.

Il faut veiller à ce que le rapport pixel/taille des grains soit nettement supérieur à 1, de sorte à avoir plusieurs pixels pour représenter un grain. Lors de la déstabilisation, les grains en mouvement peuvent se translater mais également avoir des mouvements de rotation. Plus la pixélisation des grains est grande plus la corrélation d'image donnera un résultat de bonne qualité, en particulier en cas de rotation des grains.
L'éclairage ne doit pas être négligé. En effet, il est tout indiqué de limiter au maximum les reflets ; pour cela il est préférable de ne pas pratiquer un éclairage direct de la cellule, mais de mettre en place un éclairage quasi-rasant. En pratique, afin de limiter l'ombre créée par la structure en aluminium, il faut faire un compromis entre reflet et ombre ; un éclairage ayant un angle de 45° avec la surface de la cellule convient relativement bien aux deux spots d'éclairage disposés de part et d'autre de la cellule. Chaque projecteur a un système de réglage du faisceau lumineux pouvant aller d'un faisceau concentré à un éclairage diffus. Dans l'absolu, un éclairage diffus paraît être une bonne solution mais en réalité, dans l'optique de diminuer l'ombre de la structure sur l'échantillon, il faut avoir un faisceau intermédiaire entre totalement concentré et complètement diffus. L'objectif final du réglage de l'éclairage est d'obtenir un échantillon bien contrasté dans son ensemble sans qu'il n'y ait d'ombre ou de zone sur-exposée. En effet une sur-exposition a

pour effet de faire saturer les capteurs de la caméra (de la même façon un éclairage trop faible, inférieur à la sensibilité de la caméra, ne donnera aucun signal). L'image enregistrée par la caméra ne montrera pas l'échantillon de sable mais uniquement une tache blanche due au sur-éclairage. Lors de la déformation de l'échantillon, cette zone n'a pas de raison de varier puisque l'éclairage est fixé sur la cellule. Lorsque l'algorithme de PIV est appliqué sur une série d'images prises dans ces conditions, le champ de déformation dans la zone sur-exposée est nul car cette zone est invariante. En revanche si la taille de cette zone n'est pas trop grande par rapport à la taille des boites d'interrogation, il n'est pas aberrant d'avoir une fonction de corrélation présentant un pic bien défini tel que sur la figure 2.16a.

Compte tenu des différentes contraintes liées à l'utilisation d'une technique PIV sur un échantillon de sable, il est nécessaire d'avoir un sable bien texturé et des grains suffisamment pixélisés pour garantir une qualité optimale de la corrélation d'images. Sachant, que dans certains cas de déstabilisation, l'échantillon se déforme sur toute sa largeur et pratiquement toute sa hauteur, il est nécessaire de visualiser l'échantillon dans sa totalité. Par conséquent, nous ne pouvons pas améliorer la discrétisation pixélaire de notre image, il faut donc adapter le matériau pour garantir un rapport $pixel/tailledesgrains$ suffisamment grand. Afin de satisfaire ces conditions nous avons utilisé très majoritairement le sable HN 0,4-0,8.

2.6.3 Exemples d'applications pour nos deux protoles expérimentaux

2.6.3.1 Cas du chargement progressif

Ici, nous allons voir un exemple typique de déstabilisation d'un matériau lâche (le plus lâche que nous pouvons atteindre, soit une fraction volumique de l'ordre de 0,52) (cf. figure 2.18). Sur cette figure, pour améliorer le rendu visuel, la moitié des vecteurs vitesse ont été supprimés. Afin de faciliter l'interprétation visuelle, nous pouvons aussi accéder à la visualisation des courbes d'isovaleurs de vitesse (cf. figure 2.19). La figure 2.19 est représentative des déstabilisations observées en chargement progressif dans un empilement lâche. Les vitesses sont maximales à la surface, pour décroître sur une épaisseur de quelques centimètres (3 à 4cm). Les courbes d'isovaleurs de vitesse ont une allure circulaire. Cette déstabilisation sera discutée en détail au chapitre suivant.

2.6.3.2 Cas d'un essai par effondrement contrôlé

Il est présenté ici, sur la figure 2.20, un exemple typique de déstabilisation d'un matériau lâche, fraction volumique de 0,535, par le protocole d'effondrement contrôlé. La cinématique observée est comparable à celle obtenue lors d'une déstabilisation en chargement progressif. Les vitesses en surface sont toutefois nettement supérieures et la profondeur mobilisée est également plus importante (ici environ 8cm). En revanche, le profil circulaire des vitesses est conservé. Une analyse beaucoup plus approfondie de cette déstabilisation est l'objet du chapitre suivant.

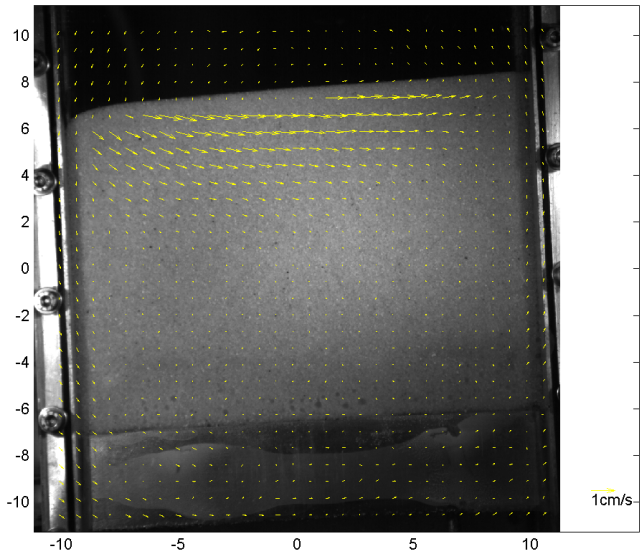


FIGURE 2.18 – *Champ des vecteurs vitesse pour un exemple de déstabilisation d'un échantillon lâche ($\Phi = 0,52$) lors d'un chargement progressif. C'est le premier événement constaté à un angle de 38,2°.*

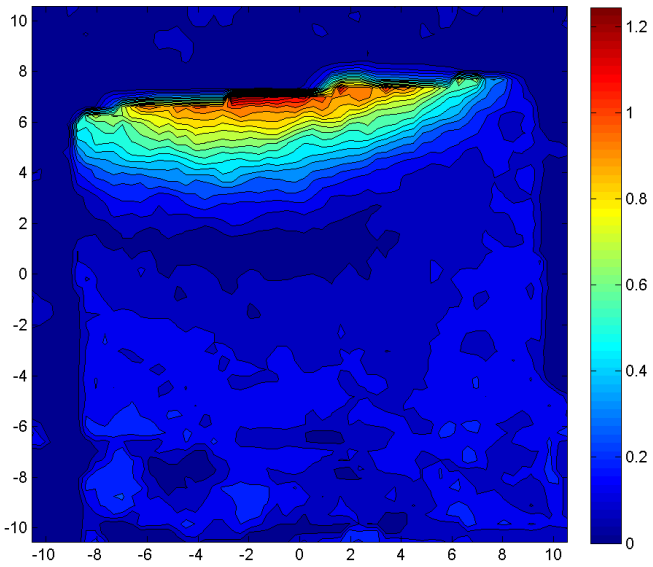


FIGURE 2.19 – *Carte des isovaleurs de la norme de la vitesse pour un exemple de déstabilisation d'un échantillon lâche ($\Phi = 0,52$) lors d'un chargement progressif. C'est le premier événement constaté à un angle de 38,2°.*

2.6.4 Limites d'utilisation de la technique PIV

Il ne faut pas se leurrer : cette technique PIV n'est pas la solution miracle permettant une mesure non intrusive parfaite de la vitesse de déformation de notre échantillon. De nombreuses limitations existent dont les principales sont listées et détaillées ci-dessous.

- *Résolution temporelle* : la vitesse mesurée est moyennée sur le pas de temps considéré. Plus celui-ci est petit, plus nous nous rapprochons de la vitesse instantanée mais sans jamais atteindre une correspondance parfaite (sauf dans le cas particulier d'un mouvement de translation uniforme).

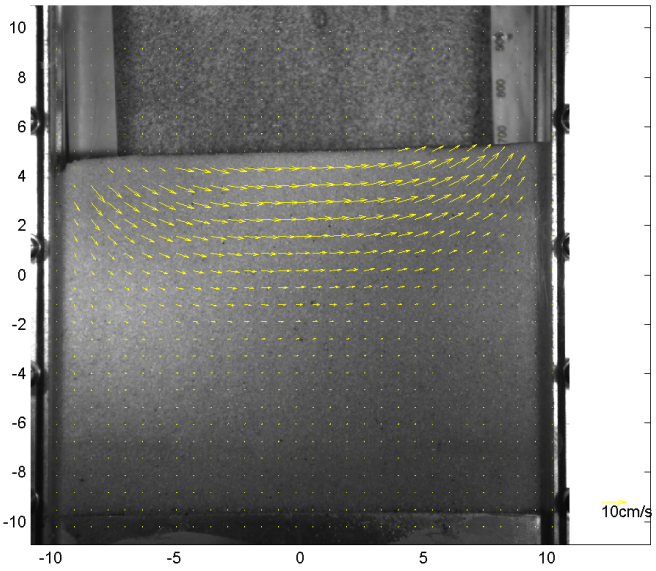
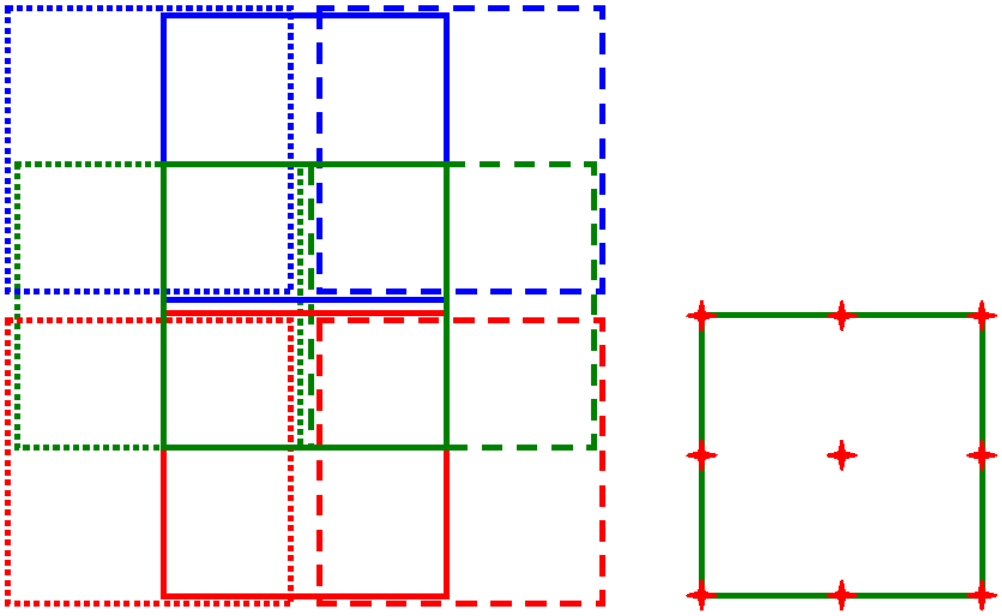


FIGURE 2.20 – *Exemple de déstabilisation d'un échantillon lâche* ($\Phi = 0,535$) *par un essai de type rupture de barrage.*

- *Résolution spatiale* : la vitesse est obtenue par la détermination du déplacement moyen d'une boite d'interrogation entre deux images. Nous ne pourrons donc pas remonter au champ de déformation en tout point de l'échantillon mais uniquement à la déformation moyenne de chaque boite d'interrogation et ce quelque soit le recouvrement entre boîte d'interrogation que nous avons choisi. Nous pourrions, toutefois, utiliser un grand nombre de boites d'interrogation, mais il ne faut pas non plus que le temps de calcul soit trop long. Un bon compromis est d'avoir un recouvrement de 50% entre chaque boite. On appelle recouvrement la proportion d'une boite recouvrant sa voisine directe dans une seule direction. La figure 2.21a est l'illustration d'un recouvrement de 50%. Chaque quadrant de la boite centrale est contenu dans quatre boites différentes. La figure 2.21b synthétise la localisation des déplacements de chaque boite pour un recouvrement de 50%, sachant que le déplacement d'une boite est assimilé au déplacement de son centre. On retrouve ce qu'on appelle un maillage carré à 9 noeuds. Ce "maillage" est très utile car il permet d'effectuer des interpolations d'ordre 2 dans une maille. Nous pourrions augmenter le recouvrement, et par là même augmenter le nombre de noeuds par maille, mais l'augmentation du temps de calcul n'est pas rentable au vue de l'augmentation du niveau d'interpolation. Une limitation résultant de cet échantillonnage, mais qui n'est pas en soi une limite de la technique PIV, mais une conséquence de l'utilisation de fonction d'interpolation de Matlab par l'algorithme DPIVsoft, est l'instabilité de l'algorithme d'interpolation. En effet, lors de changement brutaux nous observons des oscillations sur la courbe interpolée ne provenant pas du champ de vitesse (on retrouve le même type d'instabilité lors de la compression d'une image en format JPEG, où une interface nette entre un pixel noir et un blanc est convertie en une succession de raies noires et blanches s'estompant rapidement). Un exemple est disponible figure 2.22. Le profil de vitesse mesuré manuellement pour chaque boite d'interrogation est donné en rouge. Au dessus de l'abscisse $x = 0$, que nous appellerons interface, la vitesse est nulle. En revanche la vitesse déterminée par la fonction d'interpolation de Matlab, en bleu, ne suit



(a) Exemple d'un recouvrement de 50% de la boite centrale en trait continu vert.

(b) Localisation du déplacement de chaque boite pour un recouvrement de 50%.

FIGURE 2.21 – Recouvrement de 50% d'une boite d'interrogation et champ de déplacement associé.

pas parfaitement le profil attendu. Au dessus de l'interface, la vitesse interpolée oscille autour de 0, avec un grand dépassement en négatif, puis un dépassement d'amplitude plus faible en positif et ainsi de suite avec un fort amortissement. En dessous de l'interface, on remarque le même phénomène, avec un fort dépassement de vitesse puis, plus en profondeur, une oscillation en dessous de la valeur attendue. Mais l'écart par rapport à la valeur attendue est moins important que lors du premier dépassement, là encore grace à l'amortissement.

- *Bruit aux faibles déformations* : cette technique permet de mesurer précisément des déplacements au dixième de pixel. Cependant, pour des déplacements inférieurs, nous tombons dans le bruit de la mesure. En effet, même si le sol reste parfaitement immobile et stable, les variations d'éclairage sont à l'origine d'une perturbation dans la fonction de corrélation. Une vérification a été effectuée en réalisant une corrélation sur deux images identiques : là où la texture est suffisante, la corrélation donne un déplacement et un vitesse réellement nuls. L'éclairage, réalisé par des ampoules à incandescence (de type H1) directement alimentées en 12V alternatif, ne permet pas de garantir un éclairage constant même si le filament a une inertie importante. La figure 2.23 nous permet de voir l'importance de ce bruit sur nos résultats. Il ne faut pas oublier que nous avons du bruit sur la fonction de corrélation, bruit qui se transmet au déplacement de la cellule d'interrogation. Ensuite, nous utilisons ce déplacement moyen pour remonter à la vitesse moyenne. Le bruit du déplacement est sensiblement identique d'un empilement à un autre, en revanche, suivant le pas de temps entre les images utilisées pour la corrélation, le bruit sur la vitesse sera plus ou moins grand. En effet, plus le pas de temps est

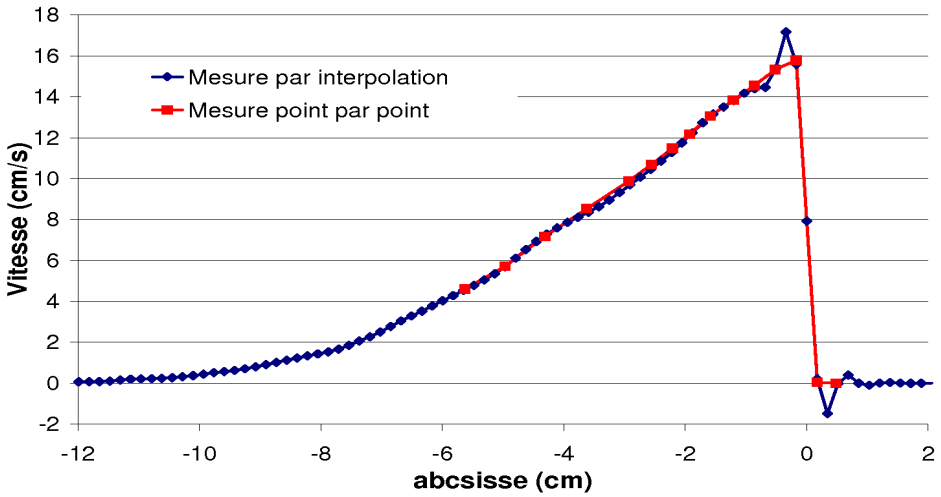


FIGURE 2.22 – *Comparaison entre un profil extrait par extrapolation, en bleu, et le même profil extrait manuellement point par point, en rouge.*

petit et plus le bruit en vitesse sera grand. D'une part à cause de la sensibilité de la technique et d'autre part du bruit causé par un éclairage variable, nous ne pouvons pas nous rapprocher indéfiniment de la définition d'une vitesse instantanée sous peine de perdre le signal, qui passe en dessous des possibilités techniques, ou de noyer le signal de vitesse dans du bruit.

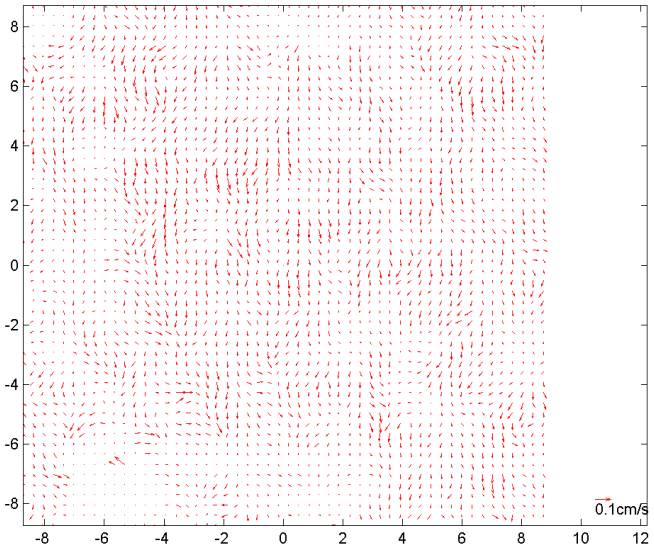


FIGURE 2.23 – *Corrélation effectuée entre deux images issues du même échantillon mais sous éclairage variable. L'intervalle de temps entre ces deux images est de 0.02s.*

- *Erreurs induites par les fortes déformations* : cet algorithme de corrélation ne

permet pas non plus d'identifier des mouvements trop grands entre deux images. En effet, dans le but de minimiser le temps de calcul, la corrélation d'une boite d'interrogation de la première image ne se fait pas sur la totalité de la deuxième image. La corrélation se fait dans une zone définie au préalable par l'utilisateur. Il ne faut pas que celle-ci soit trop grande au risque d'avoir plusieurs pics de corrélation d'intensité similaire, auquel cas l'algorithme ne serait en mesure de faire un choix et renverrait une vitesse nulle.

- *Décalage temporel* : le pas de temps utilisé pour le traitement PIV entre deux images nécessite de faire attention lorsque l'on cherche à identifier le début ou la fin d'un mouvement. La figure 2.24 est là pour nous aider à comprendre. Le mouvement se fait entre les images 6 à 21. Considérons un calcul PIV en prenant des paires d'images espacées de 4 images, soit les images 1 et 5 donnant le champ PIV 1, puis les images 2 et 6 donnant le champ 2, etc... C'est sur le troisième champ PIV que nous apercevrons un mouvement. Dans l'absolu, la PIV anticipe la détection du mouvement. Pour remonter au temps réel où est apparu le mouvement, il faut appliquer la relation suivante :

  temps de départ réel = temps départ PIV+pas de temps entre une paire d'images

  L'identification de la fin du mouvement est quant à elle directe, le mouvement s'arrête réellement lorsque les champs PIV donnent également une vitesse nulle. En pratique, nous ne pouvons pas toujours avoir le comportement décrit ci-dessus. En effet, le premier champ PIV détectant une vitesse donne des valeurs très faibles. Pour le champ PIV 3 de notre exemple, le déplacement mesuré est celui entre l'image 6 et 7 puisqu'il n'y a pas mouvement entre l'image 3 et 6. Cela pose deux problèmes : le déplacement est-il suffisamment grand pour être détecté par l'algorithme ? Et la vitesse qui est éventuellement extraite est sous estimée car l'intervalle de temps utilisé n'est pas celui entre les images 6 et 7 mais celui entre les images 3 et 7. La question est alors de savoir si cette vitesse est noyée dans le bruit ou non ? En pratique il est donc difficile d'identifier, à partir des champs PIV, l'initiation d'un mouvement de l'échantillon. Ce que nous avons fait est d'identifier un champ de vitesse corrélé dont l'amplitude est de l'ordre de grandeur du bruit environnant. Cette méthode est discutable, mais comme nous pouvons le voir sur la figure 2.23, le bruit n'est pas totalement corrélé et donne des structures de type vortex, donc lorsque nous apercevons un champ de vitesse qui a l'allure typique d'une cinématique de déstabilisation clairement amorcée, alors nous pouvons raisonnablement en déduire que nous identifions réellement le début du mouvement. Il se passe la même chose sur le dernier champ PIV ou il y a encore mouvement, au champ PIV 20 sur l'exemple entre les images 20 et 24. Les mêmes constatations que précédemment peuvent être faites. En pratique, nous risquons donc de sur-estimer le temps de départ du mouvement et sous-estimer le temps d'arrêt de ce dernier, ce qui mène à une sous-estimation globale de la durée de déstabilisation.

- *Limitations sur le choix du matériau granulaire* : une boite d'interrogation doit comprendre au minimum 4 particules pour que la corrélation soit cohérente. Cependant pour que cette dernière soit de bonne qualité avec du sable il faut entre 10 et 15 grains par boite, ce qui donne une taille de boite aux alentours de 1cm de côté. Nous ne pouvons donc pas réduire indéfiniment la taille de nos boites,

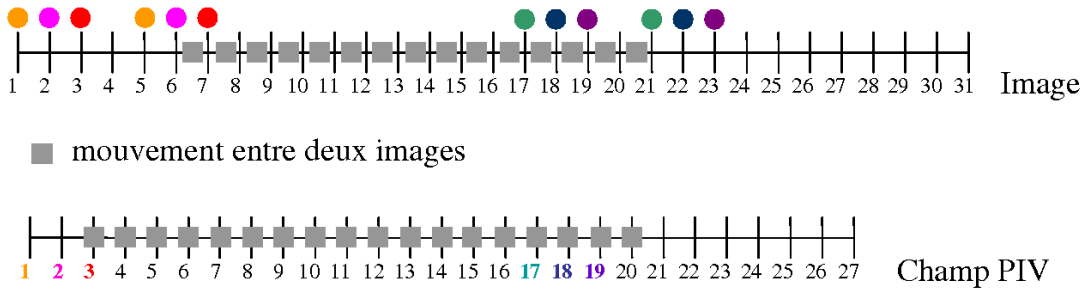


FIGURE 2.24 – *Décalage temporel introduit par la technique PIV.*

et comme nous l'avons vu précédemment, il n'est pas judicieux d'avoir un recouvrement de plus de 50%. Par conséquent, la résolution spatiale ne peut rarement monter au-dessus de 60 boites dans une direction. Cette nouvelle contrainte forte limite drastiquement le choix du matériau. Le sable d'Hostun HN 0,4-0,8 s'avère être au final un très bon compromis. D'autant que, comme on l'a déjà vu, il est également très texturé.

- *Perte d'information en périphérie du champ de déformation* : l'algorithme de PIV, afin de limiter la perte d'information lorsque des particules sortent du champ de la caméra, ne discrétise pas directement le bord de l'image et utilise une marge sur chaque bord dépendant de la taille de la boite d'interrogation et de la zone sur laquelle est effectuée la corrélation. C'est pourquoi nous avons réglé l'optique de la caméra de façon à avoir sur tous nos enregistrements un champ un peu plus grand que l'échantillon. Une partie du cadre de la cellule apparaît sur nos enregistrements, ce qui peut éventuellement poser quelques problème de corrélation lorsque nous prenons trop de marge. En effet la texture du cadre est très pauvre, ce qui peut donner des résultats aberrants comme des vitesses non nulles parfois même supérieures au vitesse de déformations de l'échantillon. Pour améliorer la corrélation du cadre, plusieurs solutions peuvent s'offrir à nous, comme créer un motif de couleur, ou coller une photo de l'échantillon. Toutefois, nous n'avons pas modifié la texture du cadre pour la raison suivante : l'algorithme corrige les vitesses issues de la corrélation en fonction des vitesses voisines. Si le gradient de vitesse est trop fort alors la vitesse aberrante est supprimée et remplacée par une composition barycentrique avec ces voisines directes. Mais si nous avons un mouvement de déstabilisation très rapide de l'échantillon avec le cadre de la cellule qui, lui, reste immobile, il peut y avoir dans ce cas une correction automatique des vitesses de l'échantillon. En favorisant des résultats aberrants et décorrélés sur le cadre, l'algorithme va privilégier le remaniement des vitesses sur le cadre plutôt que dans l'échantillon. Le champ de vitesse est alors de meilleur qualité car peu perturbé par la présence des parois.

2.6.5 Fonctionnement du logiciel DPIVsoft

Cet algorithme a la particularité de faire non pas une mais deux corrélations pour déterminer le déplacement d'une boîte. La première corrélation sert à identifier rapidement l'allure du champ de vitesse et du gradient de vitesse. Il n'est pas nécessaire d'avoir une résolution spatiale élevée, ce qui limite les temps de calcul. Lors de cette première

étape, les conditions relatives à un traitement PIV sont à respecter :

- Le nombre de grains doit être suffisant dans une boite d'interrogation. Dans l'absolu, au minimum 4 mais en pratique entre 10 et 20.

- Le déplacement maximal des grains doit être inférieur au tiers de la taille d'une boite d'interrogation. Cette restriction permet de limiter la perte d'information causée par d'éventuels mouvements hors plan des grains.

- La corrélation est de bonne qualité lorsque la déformation est homogène au sein de la boite d'interrogation. Il ne faut pas que le cisaillement maximum sur la hauteur de la boite dépasse la taille d'un grain.

- La zone où la fonction de corrélation est définie doit être au moins deux fois plus grande que le déplacement maximal.

La deuxième corrélation se fait à partir des résultats obtenus par la première mais cette fois les zones d'intercorrélations ne sont plus identiques sur les deux images. En fonction du gradient de vitesse estimée lors de la première corrélation, la boite dans la deuxième image n'est plus un rectangle mais un parallélogramme dont les caractéristiques sont présentées sur la figure 2.25. Le taux de cisaillement de la boite i est défini par un schéma standard de différences finies du second ordre :

$$\left.\frac{\partial \overrightarrow{v}}{\partial y}\right)_i = \frac{\overrightarrow{u_{i+1}} - 2\overrightarrow{u_i} + \overrightarrow{u_{i-1}}}{p^2}$$

avec p, la distance entre le centre de deux boites successives, la $i$ème et la $i$ème+1, et $\overrightarrow{u_i}$ le déplacement de la $i$ème boite.

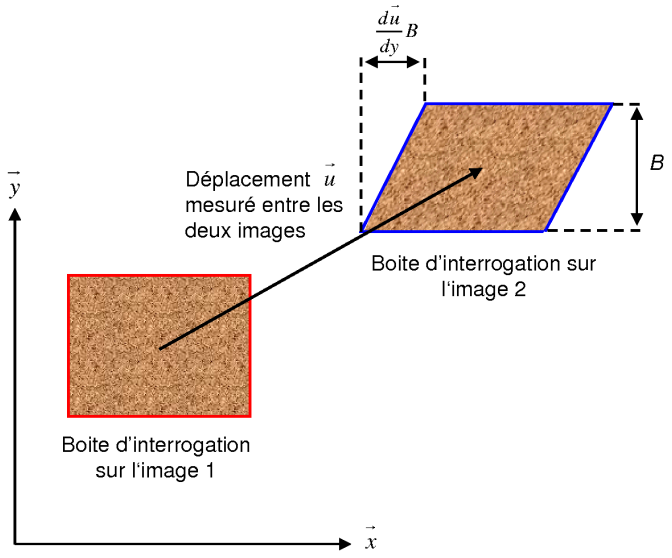


FIGURE 2.25 – *Forme typique d'une boite d'interrogation lors de la première et de la deuxième corrélation.*

Sur cet exemple, l'échantillon de sable subit une translation et un cisaillement. La boite de corrélation de l'image 1 en rouge est rectangulaire. Quant à elle, la boite de l'image 2

est un parallélogramme défini en fonction du gradient du déplacement obtenu lors de la première corrélation et après translation de la boite de l'image 1 du déplacement émis par la première corrélation. Ainsi, lors de la deuxième corrélation, il y a un plus grand nombre de particules à être présentes dans les deux boites diminuant ainsi les corrélations aléatoires provenant de l'entrée ou la perte de particules dans la boite d'interrogation. Le déplacement obtenu lors de la deuxième corrélation est le déplacement relatif entre le déplacement réel et le déplacement moyen mesuré lors de la première corrélation.

Lors de chaque corrélation, les déplacements sont filtrés via un filtre médian. Malgré les diverses précautions prises précédemment pour limiter les sources de bruit et améliorer les fonctions de corrélations, des déplacements aberrants (appelés également "vecteurs faux") sont encore émis lors des corrélations. Il est donc nécessaire de les identifier pour ne pas altérer notre champ de déplacement. Cependant leur suppression entraînerait d'une part une perte d'information et d'autre part une altération de notre champ de vitesse par des déplacement nuls. Une fois identifiés, ces vecteurs faux sont donc remplacés par un vecteur moyen, $\overrightarrow{u_{moy}}$, issu de la moyenne des 8 déplacements des boites immédiatement voisines (cf figure 2.21). Un déplacement est considéré comme faux si la relation suivante est vérifiée :

$$\|\overrightarrow{u} - \overrightarrow{u_{moy}}\| > \alpha \|\overrightarrow{u_{moy}}\|$$

avec $\alpha \in [0,5; 1,2]$ suivant le bruit.

Par la suite, une fois le champ de déplacement identifié et corrigé, il ne manque plus qu'à le mettre à l'échelle en centimètre, puis à calculer le champ de vitesse moyenne, étapes réalisées par les paramètres suivants : la calibration pixel-centimètre, et le temps entre deux images utilisées pour la corrélation.

2.6.6 Fonctionnalités ajoutées au logiciel DPIVsoft

De nombreuses fonctionnalités sont présentent dans la version originale de DPIVsoft. Comme un mode manuel permettant d'effectuer une corrélation entre deux images uniquement, un mode automatique où la corrélation est faite sur une série d'image, et un mode de post-traitement permettant entre autres d'extraire des données du type profil de vitesse, vidéo, calculs statistiques (moyenne et écart-type), ...

Une des premières fonctionnalités ajoutées concerne le choix de la taille des boites d'interrogation. Son fonctionnement est simple : à partir d'une paire d'images où le déplacement est connu, des corrélations sont lancées puis comparées au déplacement attendu en faisant varier progressivement la taille des boites dans un intervalle prédéfini. La paire d'images utilisée lors de cette procédure est créée artificiellement à partir d'une image de notre échantillon. Cette image est dupliquée, puis recadrée grâce à un logiciel de retouche d'image, ici avec Microsoft Office Picture Manager. Les deux images sont recadrées différemment de façon à ce qu'un décalage soit créé suivant la verticale et l'horizontale comme l'illustre la figure 2.26.
La taille de ces deux images doit être identique. On obtient alors entre ces deux images une translation artificielle d'amplitude a suivant l'axe $\overrightarrow{x}$ et b suivant $\overrightarrow{y}$. Il est important de créer un mouvement suivant la verticale et l'horizontale car la qualité de la corrélation n'est pas la même dans les deux directions. En pratique, a et b sont choisis égaux. En comparant les résultats obtenus aux déplacements créés, nous sommes en mesure de choisir la taille de boites la plus petite possible ne générant pas trop d'erreurs. Nous n'avons pas réellement de critère fixe pour le choix de la taille de la boite car l'évolution

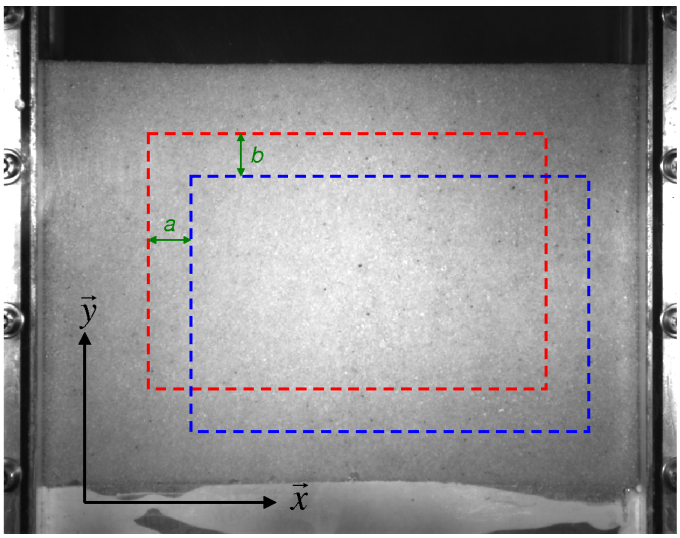


FIGURE 2.26 – *Exemple de recadrage : la zone délimitée par les tirets bleu définit la première image et celle en rouge la deuxième.*

de l'erreur suivant une direction est différente de l'autre. C'est l'utilisateur qui choisit la taille en fonction de la déformation attendue lors de la déstabilisation de l'échantillon. Dans tous les cas l'erreur commise dans les deux directions reste inférieure à 1%.
Cette procédure n'utilise qu'une translation uniforme sur la totalité de l'image, alors que lors de la déstabilisation de notre échantillon les gradients de vitesse sont assez forts. Mais alors quelle est la robustesse du choix que nous venons de faire ? Pour introduire un gradient de déformation et part conséquent de vitesse, nous avons essayer de créer artificiellement un mouvement de rotation. Les résultats obtenus montraient que, quelque soit la taille de notre boite d'interrogation, l'erreur commise par rapport au mouvement imposé était grande et largement supérieure au pour-cent (cf figure 2.27).

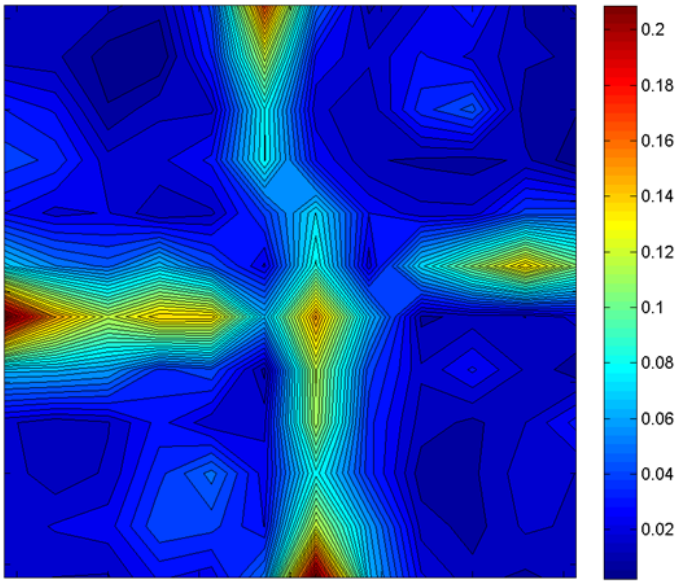


FIGURE 2.27 – *Visualisation de l'erreur commise avec des boites de 50 pixels de coté. L'échelle de couleur donne directement l'erreur.*

Sur cette figure, l'erreur est importante , comprise entre 1 et 20%. L'erreur est concen-

trée sur deux lignes orthogonales passant par le centre de l'image. A priori, il n'y a pas de raison pour qu'il y ait une erreur accrue sur ces droites. Nous nous sommes rendu compte par la suite que l'erreur ne provenait pas de l'algorithme PIV, mais du logiciel de retouche photo qui n'était pas capable d'incliner correctement une image, provoquant une distortion de celle-ci. A ce jour, d'autres logiciels de retouche d'image ont été essayé, tels que Paint Shop Pro ou Image J, y compris un algorithme développé par nos soins, mais aucun n'a donné des résultats satisfaisants. Une dernière solution consiste, non plus à créer une image, mais à filmer un échantillon de sable en rotation. Notre cellule ne nous le permet malheureusement pas à cause des vibrations générées lors de la rotation (voir annexe A). N'ayant pas eu à disposition un système assurant un bon guidage en rotation, une maîtrise poussée de l'angle de rotation ou de la vitesse de rotation, nous n'avons pas pu tester l'algorithme sur un mouvement de rotation parfait. Nous nous sommes donc contentés des indications fournies dans la notice de l'algorithme dans un cas où un fluide ensemencé de traceurs était cisaillé. Il en ressort que plus la taille d'une boite est grande, plus le cisaillement doit être faible ; pour une boite de 64px de coté et un cisaillement de 0.1, l'erreur reste inférieure à 1%. Que ce soit dans l'exemple de la notice ou avec notre application, il est fait en sorte que les différentes conditions nécessaires à une bonne corrélation aient été respectées. Par conséquent, il est raisonnable d'appliquer ces résultats à notre sable d'Hostun HN 0,4-0,8. Nous restons toutefois vigilants et vérifions si les champs de déformations présentent des taux de cisaillement élevés afin, si nécessaire, d'effectuer une nouvelle corrélation en diminuant soit la taille des boites d'interrogation soit l'intervalle de temps entre deux prises d'images.

Une deuxième fonctionnalité ajoutée à DPIVsoft consiste à identifier l'initiation ou l'arrêt de la déstabilisation. La détection du mouvement se fait sur une zone sélectionnée lorsque la moyenne des vitesses dans cette zone est supérieure à une valeur initialement fixée par l'opérateur. La recherche du premier champ au-dessus du critère fixé se fait par dichotomie, la première image de la paire utilisée pour la corrélation reste toujours la première de la série, seule la deuxième est différente d'une itération à l'autre. La détection de l'arrêt du mouvement se fait sur le même principe. Les résultats obtenus par cette fonctionnalité sont très sensibles à la valeur du critère, mais aussi à la zone sélectionnée et à la dynamique de déstabilisation de l'échantillon. Pour limiter les perturbations dues au bruit, le critère en vitesse peut être appliqué sur la norme de la vitesse ou sur une de ces composantes. Connaissant l'allure de la dynamique de déstabilisation, cela permet d'identifier des vitesses dont l'amplitude est du même ordre de grandeur que le bruit. Si l'initiation de la déstabilisation est lente, alors, en général, l'identification du démarrage (ou de l'arrêt) de la déstabilisation se fait à plus ou moins 20 champs PIV. En revanche si la déstabilisation est rapide, cette incertitude peut descendre sous les 5 champs.

Une autre fonctionnalité consiste à lisser les champ PIV. Un filtre dit "optimal" est appliqué ; ce filtre se résume à faire une moyenne, considérant que le champ est de la forme :

$$U_{mesuré} > U_{réel} + bruit$$

Le nombre de champs PIV utilisés pour le lissage dépend du pas entre une paire d'images. Pour le lissage du $i$ème champ, la moyenne se fait du $i$ème-pas/2 au $i$ème+pas/2. Le pas d'une paire d'image est adapté, autant que faire ce peut, à la cinématique du mouvement. Il est donc choisi de telle façon que la variation de vitesse un demi pas avant et un demi pas après le champ considéré soit relativement faible. Lorsque le pas est grand, nous limitons le nombre de champs utilisés pour le filtrage à 100, uniquement dans un soucis de gain de temps. Ce lissage filtre relativement bien le bruit, en revanche le profil de

vitesse se trouve encore plus moyenné dans le temps et s'écarte un peu plus du profil de vitesse instantanée. Ce filtrage propage également les erreurs de corrélation. En effet, lorsqu'une corrélation est de mauvaise qualité, elle donne soit des vecteurs nuls soit des vecteurs d'une amplitude trop grande. or ce sont ces "grands" vecteurs qui sont susceptibles d'être propagés sur les champs voisins. Dans la même optique, ce filtrage anticipe l'apparition du mouvement et retarde sa disparition.

Plusieurs autres fonctionnalités ont été apportées, essentiellement dans le post-traitement des champs PIV. Elles seront explicitées au cas par cas dans la suite.

Chapitre 3

Etude expérimentale de la déstabilisation d'un sable

Les protocoles et les techniques de traitement d'images exposés au chapitre précédent ont été développées dans le but d'analyser les différents de modes de déstabilisation gravitaire d'un empilement de sable en faisant varier dans la plus large gamme possible les deux principaux facteurs d'influence de l'instabilité de pente : la fraction volumique initiale du milieu et son inclinaison vis à vis de la gravité. L'objectif final est d'extraire de cette situation spécifique des comportements génériques, applicables à tout massif granulaire non cohésif de granulométrie comparable.

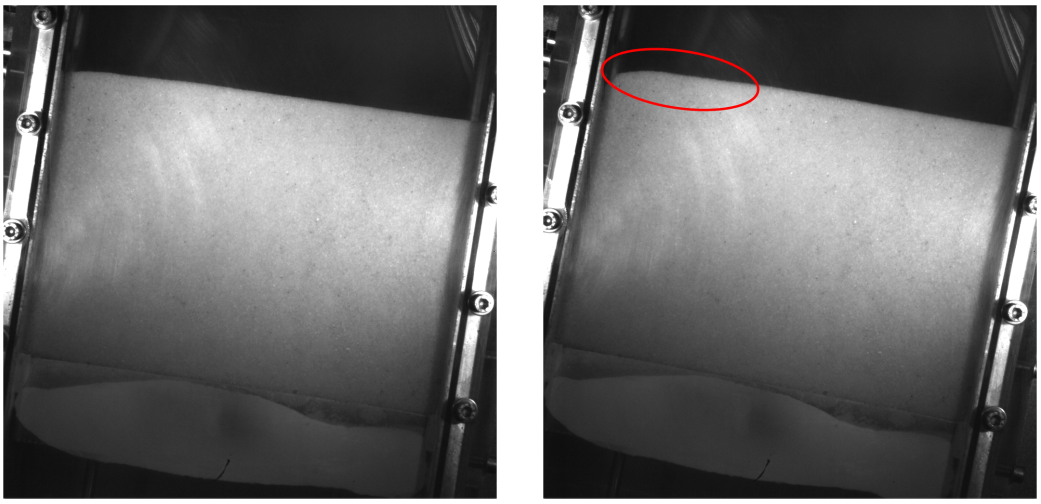
3.1 Du chargement progressif à l'effondrement contrôlé

3.1.1 Déstabilisation par chargement progressif : description qualitative de la phénoménologie observée

3.1.1.1 Angle de déstabilisation

Tout d'abord, nous allons définir ce que nous appelons angle de déstabilisation. Lors d'un chargement progressif, c'est à dire lorsqu'un échantillon de sable est progressivement incliné, l'angle de déstabilisation est atteint lorsqu'une déformation, quelle qu'elle soit, est visible à l'oeil nu, la technique de corrélation d'image n'étant pas parfaitement adaptée à ce cas de figure. La déstabilisation ne touche pas forcément la totalité de l'échantillon et, lorsqu'elle est de faible intensité, elle reste systématiquement localisée dans le coin supérieur gauche de la cellule. La figure 3.1 illustre ce que nous appelons déstabilisation, c'est la première déformation visible de l'échantillon de sable et comme on peut le remarquer sur la figure 3.1, cette déstabilisation est bien localisée dans une petite zone en haut à gauche. L'angle auquel se produit la déstabilisation n'est certainement pas une valeur absolue mais dépend des capacités de visualisation du phénomène. La première estimation se fait visuellement. Ensuite si l'enregistrement s'y prête, l'observation des films obtenus à la caméra rapide permet d'affiner la recherche. Les champs de déformations PIV peuvent également être utilisés mais compte tenu de la difficulté d'identification du centre de la rotation et de la présence éventuelle de vibration, l'identification précise à l'image près n'est pas possible.

Dans la plupart des cas, ce premier événement ne touche pas la totalité de l'échan-



(a) Visualisation avant déstabilisation

(b) Visualisation après déstabilisation. La zone en rouge signale là où la déformation a eu lieu.

FIGURE 3.1 – *Visualisation avant et après déstabilisation d'un échantillon de sable de fraction volumique* $\Phi = 0,52$

tillon et il peut y avoir un ou plusieurs événements avant d'atteindre un cas de déstabilisation globale de l'échantillon qui est présent sous la forme d'une avalanche. Nous pouvons un peu abusivement qualifier ces événements "locaux" de précurseurs d'avalanches mais ils ne sont pas réellement comparables avec ceux évoqués par [Staron *et al.*, 2002], [Staron et Radjai, 2005] et [Staron *et al.*, 2006] ainsi que par [Nasuno *et al.*, 1997] ou encore par [Kabla *et al.*, 2005]. Dans ces différentes études déjà présentées au chapitre 1, les précurseurs se caractérisent par des évolutions brutales de l'orientation des chaînes de contacts, de la distributions des contraintes, du nombre de contacts critiques, ainsi que par des bouffées d'énergies cinétique, des réarrangements de grains et des micro-ruptures. Nous ne pouvons axer nos recherche sur ces précurseurs car nos moyens de mesure n'offrent pas la possibilité d'accéder aux niveaux de contraintes au sein du matériau, ni même de mesurer des micro-déplacements. En revanche, un parallèle reste possible entre les précurseurs évoqués par les auteurs cités précédemment et nos précurseurs en ce sens que tous présents localement dans le matériau et précèdent une déstabilisation globale de type avalanche.

Cependant, comme on l'a vu au chapitre 1, peu d'études ont porté sur l'influence de la fraction volumique sur les précurseurs d'avalanches [Kabla *et al.*, 2005] ainsi que sur les déstabilisations globales, à l'exception notable dans ce dernier cas d'une mise en évidence expérimentale par [Daerr et Douady, 1999] mais sans étude poussée sur la question. Dans le but d'analyser l'influence de la fraction volumique sur le comportement de notre milieu granulaire, nous avons dans un premier temps mesuré l'angle de déstabilisation (également appelé angle de stabilité) en balayant la plage de fraction volumique accessible avec notre dispositif expérimental et avec le protocole de préparation décrit au chapitre 2.3. Les résultats sont présentés sur la figure 3.2. Nous remarquons sur cette figure que la fraction volumique a un influence très marquée sur l'angle de déstabilisation puisque celui-ci passe à peu près de 20° à 50° pour des fractions volumiques

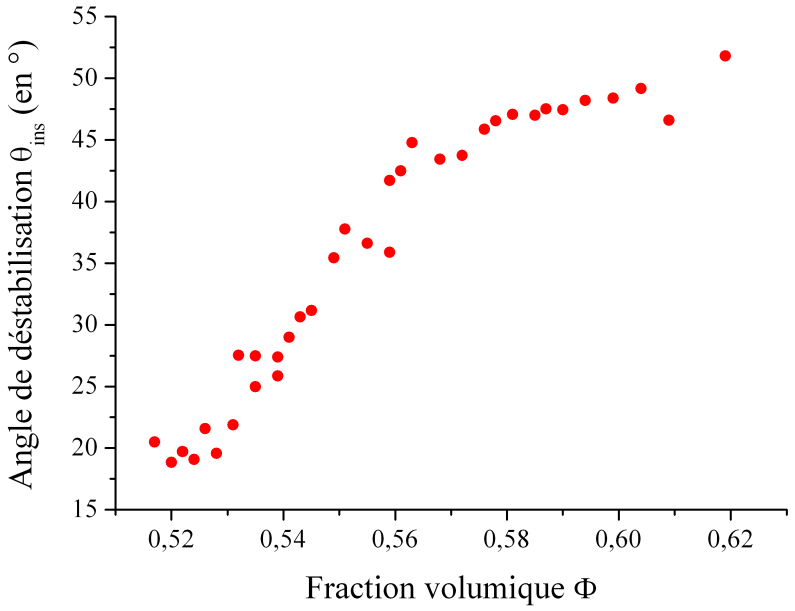


FIGURE 3.2 – *Evolution de l'angle de déstabilisation (mesure visuelle directe) en fonction de la fraction volumique de l'échantillon*

de 0,52 à 0,62 ; soit une variation de plus d'un facteur 2,5 pour l'angle de stabilité alors que la variation de fraction volumique reste somme toute limitée. Il semble également y avoir deux régimes distinct, chacun approximativement linéaire, caractérisés par deux pentes avec un changement de comportement pour une fraction volumique de l'ordre de 0,55 à 0,56. Notons cependant que les valeurs des angles de stabilité sont approximatives surtout pour les angles de faibles valeurs où les déstabilisations détectées ont une très faible amplitude.

3.1.1.2 Dynamique de déstabilisation

Lors de l'identification de l'angle de déstabilisation d'un échantillon en fonction de sa fraction volumique, nous avons observé plusieurs événements distincts depuis la première instabilité, qui peut être de très faible amplitude, jusqu'à l'avalanche de surface finale. Pour se faire, deux séries de mesures ont été réalisées en caméra fixe, inclinée à 20° et avec une fréquence d'acquisition de 50 images par seconde, pour deux protocoles différents de préparation de l'échantillon de départ. Les échantillons de la première série sont obtenus par une fluidisation de l'échantillon par la pompe à un débit de $8,5 L.min^{-1}$ (i.e. fréquence de commande de 50Hz). La phase de sédimentation est initiée par la rampe d'arrêt de la pompe de 60s/100Hz, soit une rampe d'une durée totale de 30s. De 0 à environ 50 à 100 coups de maillet sont ensuite donnés sur le cellule pour explorer toute la gamme de la fraction volumique initiale. La deuxième série est identique à la première mais la fluidisation de l'échantillon est effectuée cette fois par le réseau d'eau potable du laboratoire et permet d'obtenir des empilements plus lâches comme on l'a déjà vu au chapitre 2.3.
Lorsque la cellule est inclinée progressivement (dans ces séries à une vitesse $\omega \approx 0,8^{\circ}.s^{-1}$), on observe, en fonction de l'état initial de l'empilement, jusqu'à 4 étapes successives de

déstabilisation et de cisaillement interne. Les angles correspondant à ces différents évènements sont reportés dans le diagramme de la figure 3.3 en fonction de la fraction volumique initiale de l'échantillon.

Cette figure illustre le fait que la mesure de la déstabilisation est délicate et soumise

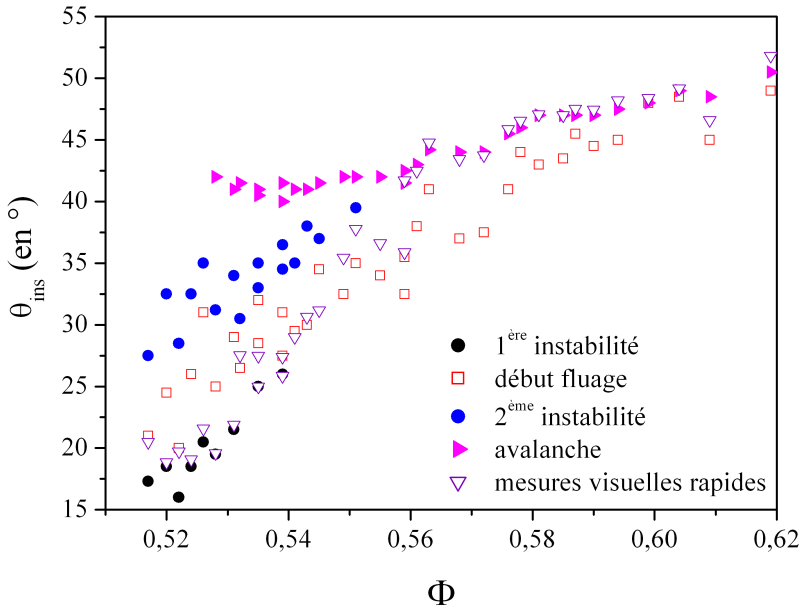


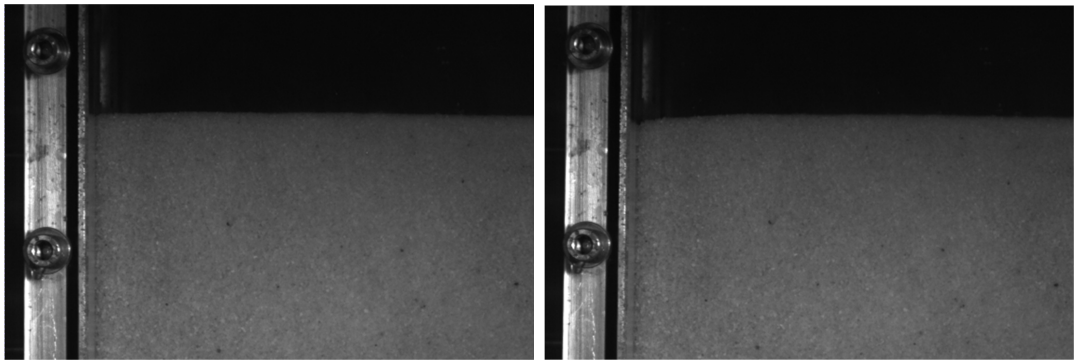
FIGURE 3.3 – *Angles correspondant aux différents événements répertoriés en fonction de la fraction volumique de l'échantillon. Le tracé "mesures visuelles rapides" (▽) a été obtenu par un opérateur différent et a déjà été présenté sur la figure 3.2.*

à l'interprétation de l'opérateur. En effet, l'instabilité appelée "fluage" qui sera décrite juste après n'est pas des plus faciles à identifier car le taux de cisaillement associé est très faible, tout comme l'épaisseur de coulée. C'est pourquoi, à partir de la fraction volumique $\Phi = 0,56$, le fluage n'est pas détecté par le deuxième opérateur (tracé "mesures visuelles rapides") et seule l'avalanche de surface est repérée.

Pour les empilements les plus lâches, un premier évènement est observé assez rapidement, pour des angles pouvant être inférieurs à 20°. Il s'agit d'un mouvement de faible amplitude, localisé dans le coin supérieur gauche, qui n'entraîne qu'une faible déformation de la surface libre de l'échantillon (cf. figure 3.4 avec les images avant et après dans le cas d'une fraction volumique solide initiale $\Phi = 0,522$ issu de la deuxième série) et dont la durée n'excède pas 0,5s, soit une variation de l'inclinaison inférieure à 0,4°.

Le champ de déplacement correspondant est présenté sur la figure 3.5. Il est obtenu par addition de 10 champs PIV successifs (avec soustraction du champ de rotation solide lié à la différence d'inclinaison de la cellule entre les 2 images) avec un intervalle de temps de 0,04s un calcul PIV direct avec le délai total de 0,4s ne parvient pas à suivre la déformation totale observée.

Malgré nos efforts, la PIV n'est pas parfaitement résolue à la surface de l'échantillon, le déplacement entre deux images étant trop grand. L'augmentation de la fréquence d'acquisition de la caméra n'est pas possible car nous voulons enregistrer tous les événements successifs jusqu'à obtenir l'avalanche finale. La rotation étant lente pour limiter les effets de centrifugation, et la mémoire de la caméra étant limitée, la seule possibilité



(a) Visualisation avant déstabilisation (b) Visualisation après déstabilisation

FIGURE 3.4 – Visualisation avant et après la première déstabilisation d'un échantillon de sable de fraction volumique $\Phi = 0,522$ obtenu par un fluidisation au réseau d'eau potable du laboratoire

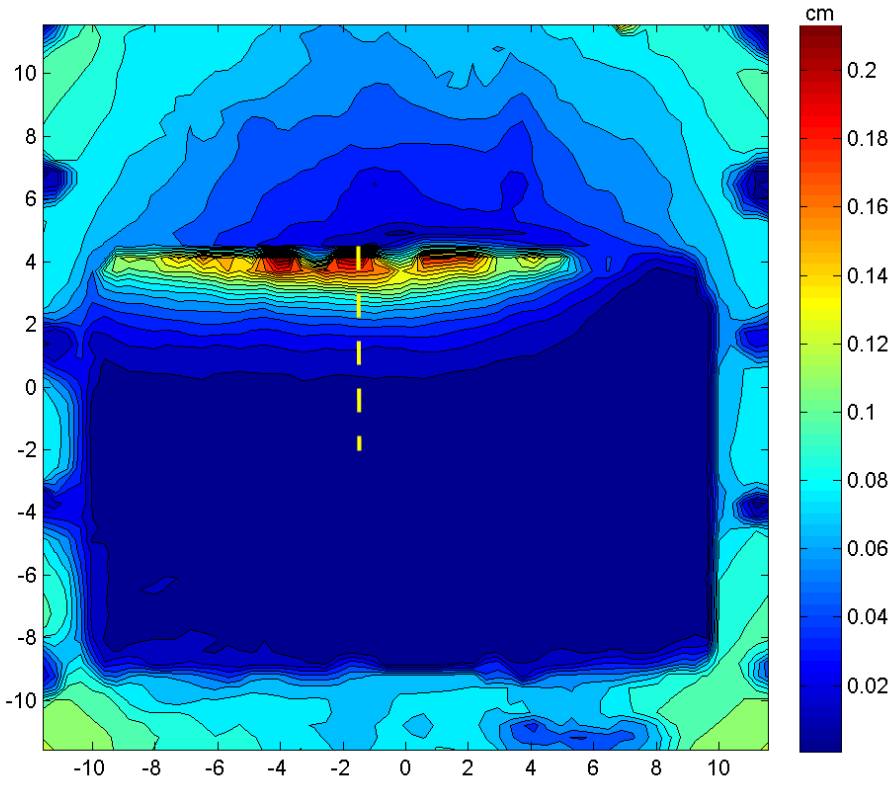


FIGURE 3.5 – *Champ de déplacement lors de la première déstabilisation d'un échantillon lâche, de fraction volumique* $\Phi = 0,522$

qui nous est offerte est d'utiliser une fréquence d'enregistrement basse. Le déplacement visible sur les cotés provient de la rotation. La corrélation d'image étant de piètre qualité par manque de texture du motif, le déplacement issu de la corrélation est nul. Donc lorsque nous soustrayions le champ de rotation solide nous introduisons par conséquent un champ opposé à celui qui aurait du être détecté.

Un profil du déplacement normal tracé perpendiculairement à la surface supérieure, figure 3.6 permet d'estimer grossièrement le déplacement maximal à la surface et l'épaisseur cisaillée au cours de l'instabilité. La partie linéaire du profil de déplacement n'est

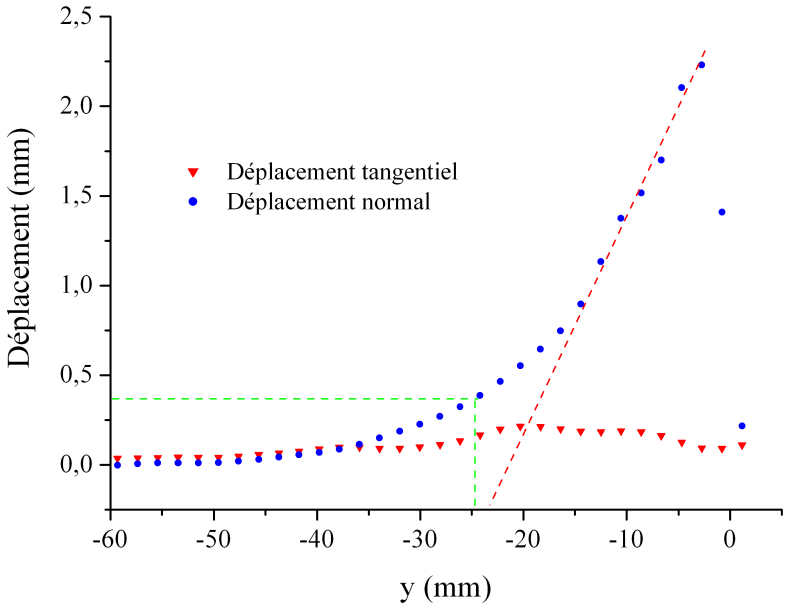
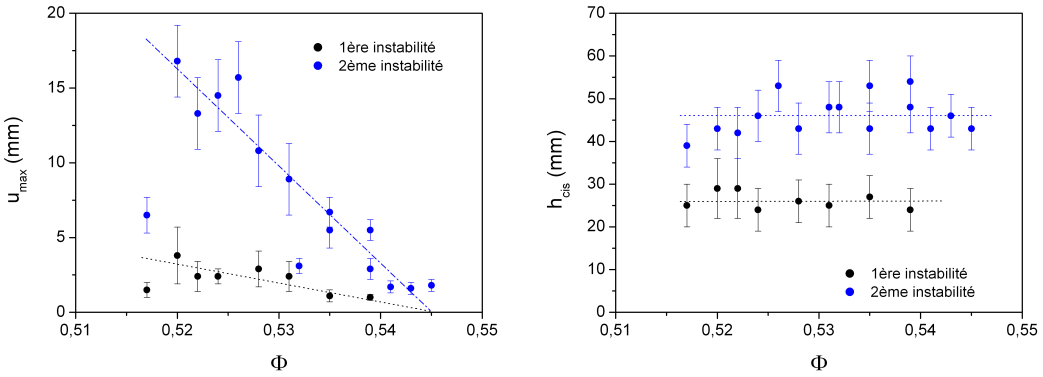


FIGURE 3.6 – *Profil de déplacement extrait du champ de déplacement lors de la première déstabilisation d'un échantillon lâche, de fraction volumique* $\Phi = 0,522$*, figure 3.5, suivant la ligne en tiret jaune. La surface de l'échantillon est à l'abscisse y=0.*

pas toujours aussi nette que sur cet exemple et, plutôt que l'extrapolation de la droite d'ajustement pour estimer le déplacement maximal et l'épaisseur cisaillée (droite en tiret rouge), nous avons du nous contenter de la valeur maximale mesurée pour le déplacement et d'une estimation de l'épaisseur comme étant la zone où le déplacement observé reste supérieur à environ 15 à 20% du déplacement maximal (construction en tiret vert). Il se trouve que pour les résultats obtenus dans cet exemple, la profondeur cisaillée extraite de l'interpolation de la partie linéaire et la profondeur correspondant à 15% du déplacement maximal sont voisines. Cependant, dès que la dynamique est plus rapide, la corrélation n'est plus de bonne qualité générant une perte d'information là où le déplacement est maximal, c'est à dire à la surface de l'échantillon. La mesure de la vitesse maximale est alors faussée et sous-estimée. La mesure de la profondeur mobilisée extraite de l'interpolation est moins sensible à la perte d'information causée par une mauvaise corrélation. La profondeur, si elle est extraite de l'interpolation, est la différence entre la position de la valeur maximale mesurée et la localisation de l'amplitude à 15% de la valeur maximale. Par conséquent, lors d'une mauvaise corrélation en surface, l'altitude de la position de la valeur maximale est minimisée mais l'altitude de la valeur à 15% également. En général dans nos manipulations, la variation de la position de la surface libre est comparable à celle de la valeur à 15%. Dans le cas du tracé figure 3.6, une perte d'information sur 4 boites d'interrogation provoque une diminution de 30% de l'amplitude alors que la profondeur mobilisée est sous-estimée de 15%. Compte tenu des résultats aléatoires de la PIV suivant les expérimentations, les valeurs extraites n'ont pas pour but d'être exactes, nous recherchons seulement des tendances d'évolutions, c'est pourquoi nous nous contentons de mesures directes sans correction éventuelle.

Cette première instabilité à faible inclinaison n'a été observée que pour la deuxième série, c'est-à-dire pour les échantillons ayant subi une plus forte fluidisation. On voit

donc ici que, au-delà de la valeur de la fraction volumique, le protocole a lui aussi une influence sur la microstructure de l'empilement. Comme on peut le voir sur la figure 3.7, le cisaillement est mobilisé sur une profondeur approximativement constante, de l'ordre de 25mm, tandis que l'amplitude maximale de la déformation associée tend à diminuer lorsque la fraction volumique solide initiale augmente. A partir d'une valeur d'environ 0,54, cette instabilité n'est plus observée.



(a) Evolution du déplacement maximum en fonction de la fraction volumique pour la première et la deuxième déstabilisation

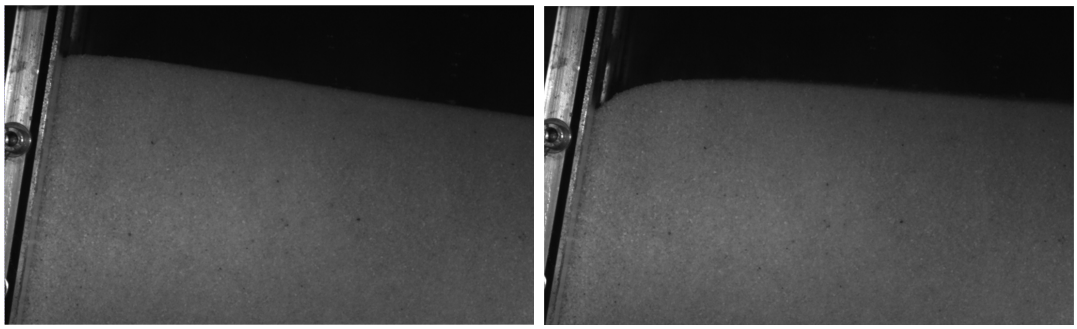
(b) Evolution de la hauteur cisaillée en fonction de la fraction volumique pour la première et la deuxième déstabilisation

FIGURE 3.7 – *Evolutions des caractéristiques principales de déstabilisation d'un échantillon de sable mis en place par la pompe ou le réseau d'eau potable du laboratoire*

Quelque soit la compacité initiale de l'échantillon et indépendamment de l'apparition préalable d'une première instabilité (cf. description ci-dessus), une déformation de l'empilement va être observée à partir d'un certain angle. Il s'agit cette fois d'une déformation très lente et progressive qui semble correspondre à une adaptation de l'échantillon à la variation continue de l'inclinaison et que se située elle aussi dans le coin supérieur gauche. Le mouvement s'apparente à une sorte de fluage avec des vitesses de déformation extrêmement lentes par rapport à celles mesurées lors des instabilités de courte durée. La durée totale de ce fluage peut en effet aller jusqu'à 10 à 15 secondes selon la vitesse de rotation de la cellule, soient des écarts angulaires de l'ordre de 10°. Cette phase de déformation lente et continue est finalement interrompue par une nouvelle déstabilisation rapide qui peut être soit une seconde instabilité de type effondrement (deuxième déstabilisation) soit un départ d'avalanche de surface. Il est probable que ce fluage dépende notablement de la vitesse de rotation. Notons également que, du fait de ces très faibles vitesses de déformation, il est délicat de déterminer avec précision l'angle à partir duquel ce fluage se fait ressentir contrairement aux autres déstabilisations qui sont beaucoup plus visibles et dont l'angle de déclenchement peut être mesuré assez précisément.

Une déstabilisation assez similaire à la première est observée pour des échantillons suffisamment lâches. Cette déstabilisation met fin à l'étape précédente de fluage. Elle se déclenche systématiquement lorsque la première déstabilisation a eu lieu mais aussi dans certains cas où celle-ci est inexistante (ou tout du moins non détectée), comme par exemple pour les échantillons lâches de la première série d'expérimentations. Qualitativement, cette seconde instabilité ressemble beaucoup à la première : même allure du

champ de déplacement que sur la figure 3.5, même ordre de grandeur pour la durée totale de l'évènement qui n'excède pas 0,4s. Quantitativement, comme le montre la figure 3.7, la déformation cumulée au cours de la déstabilisation est nettement plus importante. Pour comparaison, la figure 3.8 présente les images avant et après déformation dans le même cas que celui de la figure 3.4 (i.e. fraction volumique solide initiale $\Phi = 0,522$ issus de la deuxième série d'expérimentations). Ici encore, la profondeur cisaillée varie peu



(a) Visualisation avant déstabilisation (b) Visualisation après déstabilisation

FIGURE 3.8 – *Visualisation avant et après la deuxième déstabilisation d'un échantillon de sable de fraction volumique* $\Phi = 0,522$ *obtenu par un fluidisation au réseau d'eau potable du laboratoire*

avec la densité de départ, restant comprise entre 40 et 55mm, tandis que le déplacement maximal diminue quasi-linéairement jusqu'à une compacité de l'ordre de 0,55 à partir de laquelle l'instabilité n'est plus observée. Sur la figure 3.7, on peut noter deux points présentant une déformation très sensiblement inférieure aux autres valeurs : il s'agit en fait de l'échantillon le plus lâche obtenu pour chacune des deux séries et qui correspond au dépôt après sédimentation n'ayant subi aucun tassement mécanique avec le maillet. Cette moindre déformation est également observée pour la première instabilité avec l'empilement le plus lâche de la deuxième série. Cet état non-consolidé semble donc présenter un comportement sensiblement différent pour lequel nous n'avons pas pour le moment d'interprétation. Il s'agit donc là encore d'un cas où, bien que la compacité soit équivalente, la réponse de l'échantillon n'est pas la même et traduit des différences au niveau micro-structurel.

L'évènement ultime correspond à chaque fois à une fine avalanche de surface qui érode progressivement la pente sableuse pour la ramener à son angle de repos. Cette coulée de surface démarre pour une inclinaison qui augmente progressivement et régulièrement avec la compacité initiale de l'échantillon comme le montre le diagramme de la figure 3.3. Notons que sur ce diagramme, cet angle de déclenchement de l'avalanche finale semble légèrement remonter pour les empilements les plus lâches. Il s'agit juste d'une conséquence de la forte déformation de la surface libre de l'échantillon, induite par la phase de fluage et surtout par la deuxième instabilité, qui diminue la pente locale à la surface de l'empilement et augmente donc d'autant l'inclinaison nécessaire au démarrage d'une avalanche. Pour finir, on peut également remarquer que l'écart angulaire entre le démarrage de la phase de fluage et le déclenchement de la coulée de surface s'estompe progressivement lorsque la fraction volumique solide initiale augmente. Cet effet est présenté sur la figure 3.9.

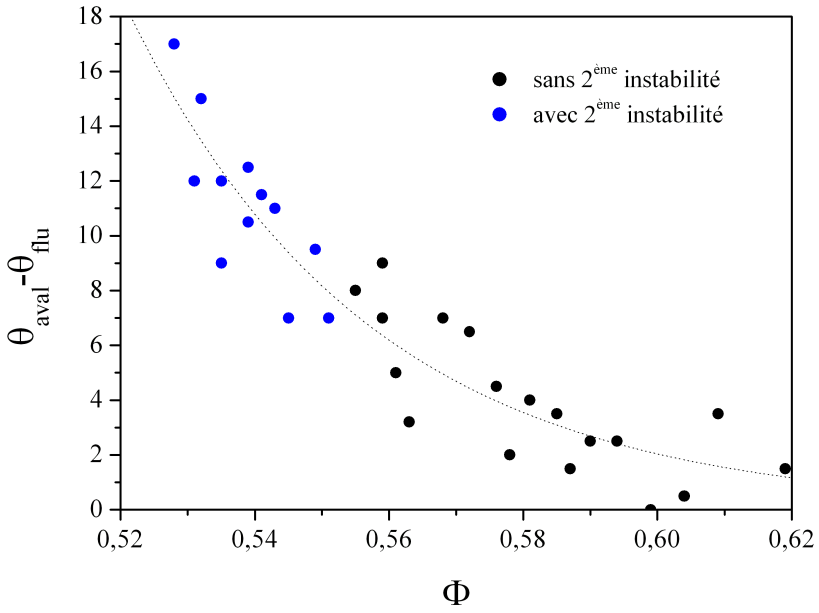


FIGURE 3.9 – *Evolution de l'écart angulaire entre le démarrage de la phase de fluage et le déclenchement de la coulée de surface. La courbe en pointillés est une exponentielle de la forme* $Ae^{-\alpha\Phi}$.

3.1.2 Limitation du protocole de chargement progressif

Ce protocole basé sur l'inclinaison progressive d'un échantillon a été choisi naturellement en accord direct d'une part avec la définition couramment utilisée pour l'angle de déstabilisation ([Bagnold, 1954], [Jaeger *et al.*, 1989], [Duran, 2000]), et d'autre part avec les dispositifs fréquemment utilisés dans ce type d'études, tels les tambours tournants ([Courrech Du Pont *et al.*, 2005], [Orpe et Khakhar, 2007], [Chou et Lee, 2009]), les dispositifs de plan incliné ([Taberlet *et al.*, 2003], [Doppler *et al.*, 2007], [Pailha et Pouliquen, 2009]), ou encore ceux permettant d'analyser des écoulements sur fond meuble ([Robinson et Friedman, 2002], [Komatsu *et al.*, 2001], [Forterre et Pouliquen, 2008]). Dans ces différents dispositifs, l'instabilité est atteinte soit en alimentant en grains la surface d'un empilement granulaire, soit, comme ici, en inclinant progressivement l'échantillon.

Cependant, dans notre dispositif, la rotation lente de la cellule introduit plusieurs difficultés pour le traitement des données. La difficulté majeure réside dans le champ de rotation solide qui s'ajoute aux champs de déformation propres de l'échantillon du fait que la caméra ne peut être embarquée avec la cellule. Cette cinématique de rotation doit donc être retranchée aux champs obtenus.
Dans un premier temps, il faut mesurer la vitesse de rotation angulaire de la cellule. Le système de pilotage angulaire de la cellule s'étend sur une plage de 90° avec des capteurs de fin de déplacement assurant des arrêts à la verticale et à l'horizontale. La mesure du temps nécessaire pour parcourir les 90° est faite par l'opérateur en s'aidant des capteurs de fin de course pour connaître la position angulaire de la cellule. La valeur de vitesse angulaire principalement utilisée est ($\omega = 0,8^{\circ}.s^{-1}$) avec une précision de 1%.
Ensuite, il faut identifier le centre de la rotation de la cellule. Pour ce faire, une fonction-

nalité a été rajoutée au logiciel DPIVsoft qui localise le centre d'un champ de rotation solide. Le principe est simple : on extrait le déplacement obtenu par PIV suivant deux droites perpendiculaires. Pour faciliter les exploitations, nous prenons une droite verticale et horizontale. Dans un champ de rotation solide, la composante normale à une droite verticale ou horizontale dépend linéairement de l'abscisse de l'axe parallèle à cette droite alors que la composant tangentielle est constante. L'abscisse suivant cet axe est obtenue là où la composante normale devient nulle. Pour avoir la deuxième coordonnée du centre de rotation il suffit d'appliquer la même méthode en faisant une rotation de 90°. Afin de minimiser l'influence du bruit PIV sur la détection des coordonnées du centre de la rotation, l'évolution linéaire de la composante normale est extrapolée et c'est à partir de cette extrapolation que nous déduisons la coordonnée.
Une fois la vitesse et le centre de rotation de la cellule connus, nous sommes capables de soustraire le champ de rotation solide au champ de déplacement total pour en conserver uniquement la déformation de l'échantillon. L'incertitude du champ de rotation est de 1%, ce qui reste inférieur au bruit de la PIV.
Cependant, nous avons constaté qu'un champ de rotation solide est très rapidement perturbé par les vibrations de la cellule (cf. annexe A). Même après renfort de la structure, ces vibrations sont encore source de difficultés car nous souhaitons automatiser le traitements des résultats. Le suivi du centre de rotation perturbé est difficile et même impossible lorsque l'échantillon est dans une phase de déstabilisation. Il nous est donc impossible de caractériser le centre de rotation perturbé sur la totalité de l'enregistrement. Nous avons, par conséquent, choisi d'identifier une position moyenne du centre de la rotation perturbée en moyennant les positions au cours du temps lorsque l'échantillon est stable, ce qui va engendrer une erreur sur le champ de déformation extrait supérieur à 1%.

Les autres problèmes liés à la rotation de la cellule proviennent du compromis entre durée d'enregistrement et fréquence d'acquisition, comme évoqués précédemment.
Notons enfin que la cinématique de déstabilisation étant de faible amplitude pour les angles les plus faibles, elle est difficile à analyser de manière quantitative.

Afin de faciliter le traitement des données expérimentales, l'automatisation des traitements est nécessaire. Compte tenu des difficultés rencontrées pour extraire le champ de déformation de l'échantillon, de la faible amplitude de ce dernier, de l'impossibilité de l'automatisation du suivi du profil de déplacement/vitesse suivant une droite normale à la surface libre (dans le logiciel DPIVsoft, les paramètres de la droite ne sont pas modifiés au cours de la rotation pour rester perpendiculaire à la surface libre), il est préférable d'utiliser un autre protocole expérimental.

3.1.3 Vers un protocole d'effondrement contrôlé

Le protocole d'effondrement contrôlé, présenté au paragraphe 2.4, nous permet d'imposer la fraction volumique et l'angle auquel la déstabilisation va avoir lieu, ce qui est impossible par un chargement progressif. La maîtrise de ces deux paramètres est bien adaptée pour mener une étude paramétrique complète.
L'avantage d'un protocole à effondrement contrôlé sur le chargement progressif est la suppression de la rotation lors de l'enregistrement. De plus, le fait de placer l'échantillon loin de sa situation d'équilibre, va générer une amplification de la cinématique de

déstabilisation, un exemple est donné sur la figure 3.10. Sur la figure 3.11 est représenté

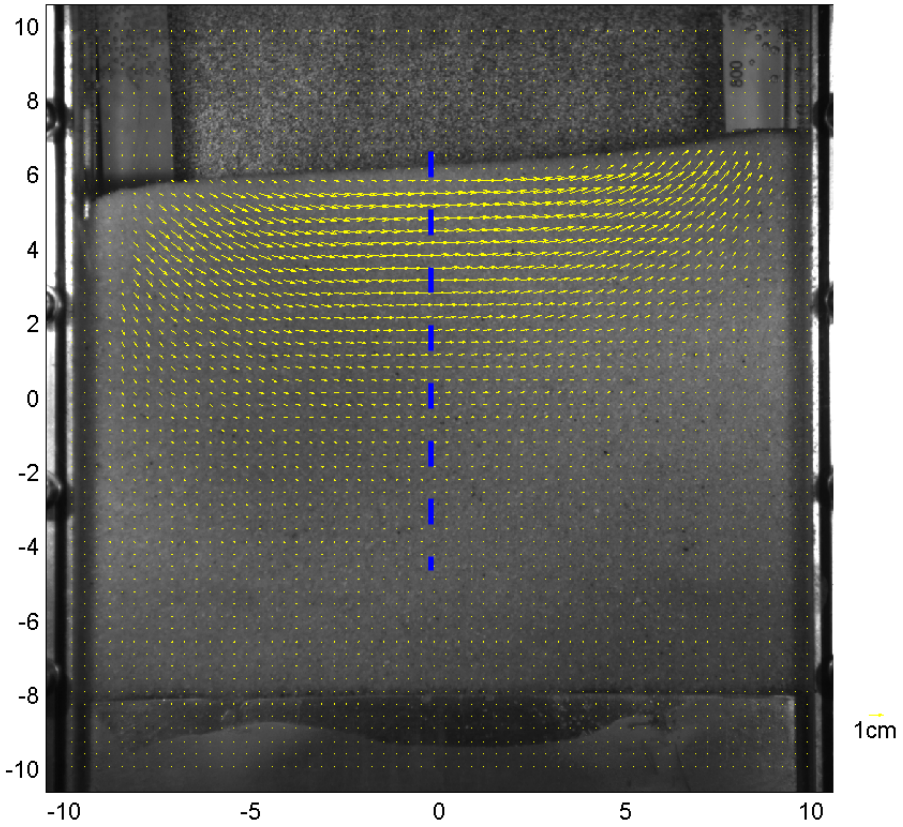


FIGURE 3.10 – *Exemple de déplacement cumulé sur 0,16s après l'effondrement d'un échantillon lâche,* $\Phi = 0.53$*, incliné à 50°*

le profil de déplacement cumulé extrait de la droite en tirets bleus définie sur la figure 3.10. Le déplacement est cumulé sur 0,16s après l'initialisation de l'effondrement, la déstabilisation durant au total 0,8s. Sur ce profil de déplacement cumulé, la profondeur cisaillée est de 70mm, ce qui est bien supérieur à une déstabilisation par chargement progressif. De plus, dans notre exemple, le déplacement cumulé maximum est supérieur à 14mm alors que nous sommes encore loin de la fin de la déstabilisation. Nous n'avons pas cherché à déterminer le déplacement total lors de la déstabilisation car après cet événement en profondeur, une avalanche de surface prend le pas, érodant fortement la surface libre. Il faut bien remarquer que, du fait de la déformation de la surface libre de l'empilement, la droite dont on extrait le profil de déplacement n'est rapidement plus normale à la surface et les profils extraits deviennent alors difficilement comparables aux premiers. De plus, la déstabilisation étant très importante, le déplacement cumulé de la surface peut être supérieur à la largeur de la cellule à cause de l'avalanche et n'a pas lieu d'être comparé avec le déplacement maximum d'une déstabilisation lors d'un chargement progressif.

Cependant le profil de déformation extrait d'une droite normale à la surface au centre de l'échantillon est qualitativement comparable à celui obtenu par chargement progressif, avec une décroissance de la déformation depuis la surface qui est dans un premier temps linéaire avant de se terminer par une queue d'allure exponentielle. Mais nous pouvons aller plus loin en disant que l'allure du champ de déformation complet de l'échantillon

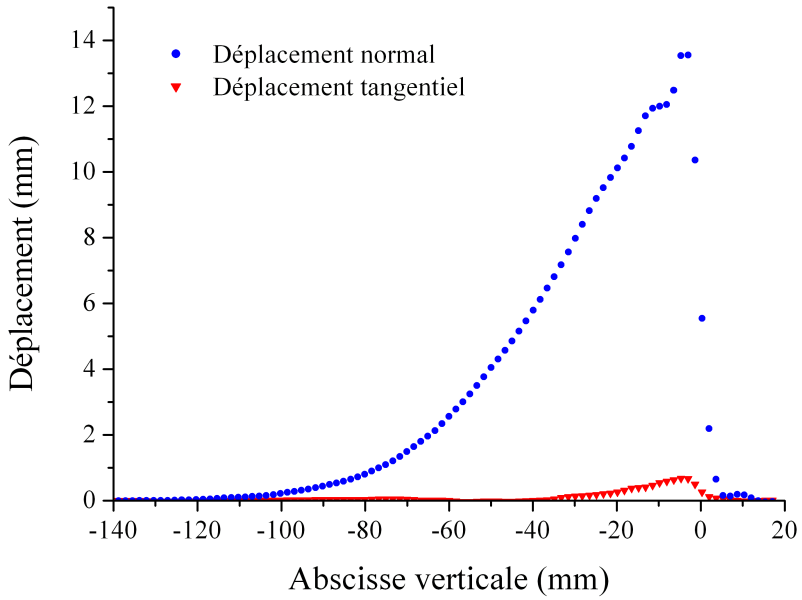


FIGURE 3.11 – *Profil de déplacement cumulé sur 0,16s après initialisation de l'effondrement pour un échantillon lâche,* $\Phi = 0.53$*, incliné à 50°. Le profil est extrait le long de la droite en tirets bleus sur la figure 3.10.*

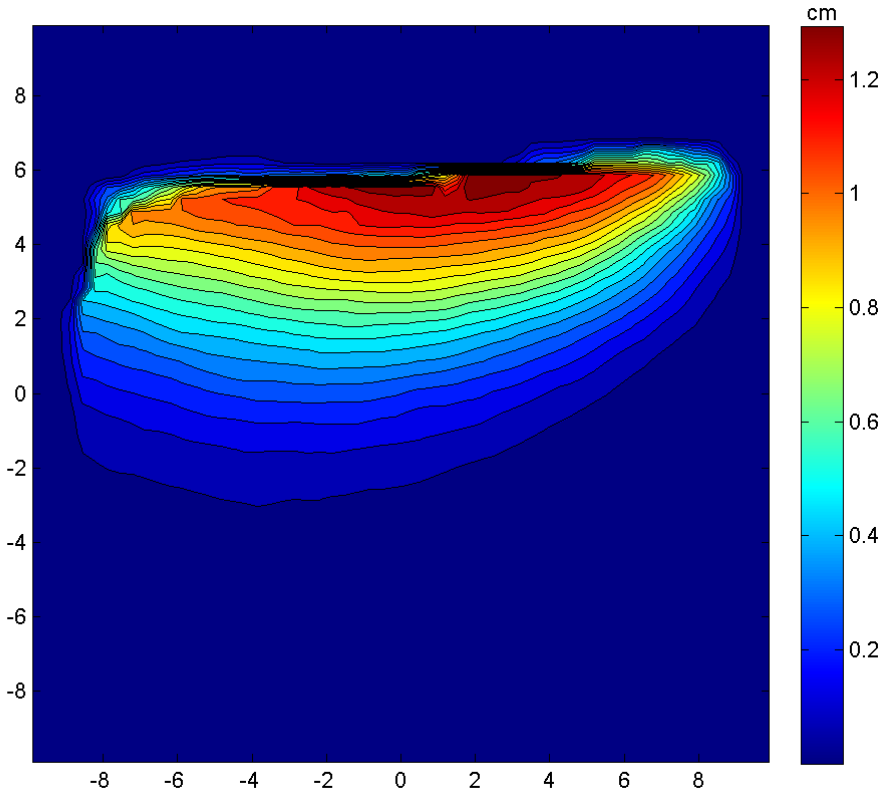


FIGURE 3.12 – *Champ de déplacement cumulé sur 0,16s d'un échantillon lâche,* $\Phi = 0.503$*, incliné à 50°*

dans un cas d'effondrement contrôlé et dans un cas de chargement progressif sont qualitativement similaires. La figure 3.12, où le champ de déplacement est représenté pour un échantillon lâche incliné à un angle de 50°, montre les mêmes isovaleurs d'allure circulaire que sur la figure 3.5 où le chargement est progressif, mais ici la déstabilisation mobilise une zone beaucoup plus profonde.

Les deux protocoles donnent donc des résultats de même type, même dans des conditions extrêmes où l'inclinaison de la cellule est proche de 90° comme le montre la figure 3.13 où l'inclinaison est de 80° et pour laquelle la déstabilisation a encore une allure quasi-circulaire.

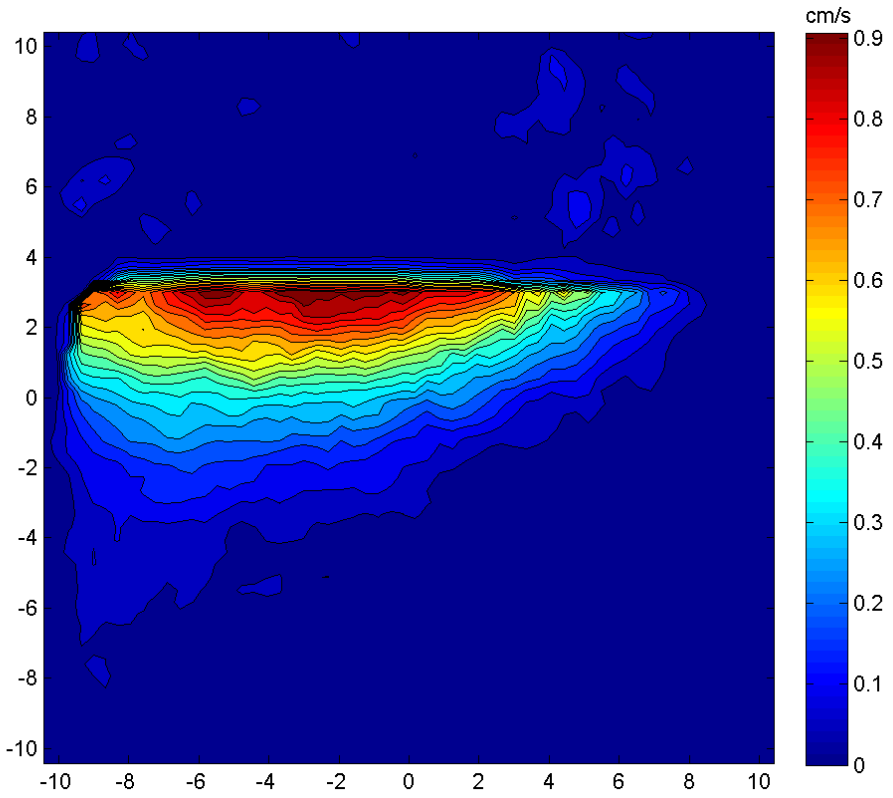


FIGURE 3.13 – *Champ de vitesse pris au cours de la déstabilisation par effondrement contrôlé d'un échantillon lâche,* $\Phi = 0.522$*, incliné à 80°*

Grâce à ce protocole, nous ne nous limitons pas à atteindre continûment le seuil de stabilité mais, au contraire, nous pouvons placer le matériau complètement hors équilibre et contrôler cet écart vis-à-vis du seuil. Ce protocole est donc parfaitement adapté à l'étude paramétrique de la cinématique de déstabilisation d'un milieu granulaire immergé. De plus, le dispositif expérimental doit, a priori, nous permet d'évaluer le temps de réaction de l'échantillon. Cependant, nous nous sommes rendus compte au cours de notre étude que cela n'est pas exactement le cas. En effet, comme l'a montré l'analyse menée au paragraphe 2.5, l'arrêt instantané de la force stabilisatrice n'existe pas : on constate une relaxation totale de l'ordre de la seconde que l'on pense pouvoir interpréter comme liée au temps de propagation de la variation de pression dans les tuyaux et à la compressibilité du matériau. L'écoulement stabilisateur n'est donc pas supprimé instantanément et cet arrêt progressif peut avoir une incidence sur la dynamique de déstabilisation : celle-ci

va se faire sous une condition de gradient hydraulique non nul, variable de surcroît, et un couplage hydro-mécanique est très possible.
Un exemple de couplage de ce type correspond à la version primitive du système de fermeture de l'écoulement, avant l'installation de l'électrovanne. Dans ce cas, nous avons vu que la vitesse de fermeture manuelle de la vanne d'alimentation jouait beaucoup sur la déstabilisation (cf. paragraphe 2.1.3) : pour des vitesse de fermeture lentes (de l'ordre de quelques secondes), la déstabilisation se compose d'une succession d'événements distinct séparés par une phase statique de l'échantillon alors que, pour des temps de fermeture courts, la déstabilisation compte un événement unique. L'explication que nous pouvons donner est issue des travaux de [Philippe et Richard, 2008] où est présenté l'évolution de l'angle de stabilité d'un empilement de fraction volumique intermédiaire, $\Phi \approx 0,55$, en fonction de l'écoulement stabilisateur qui lui est appliqué, caractérisé par son gradient hydraulique i (figure 3.14). Si l'écoulement est coupé trop lentement, le

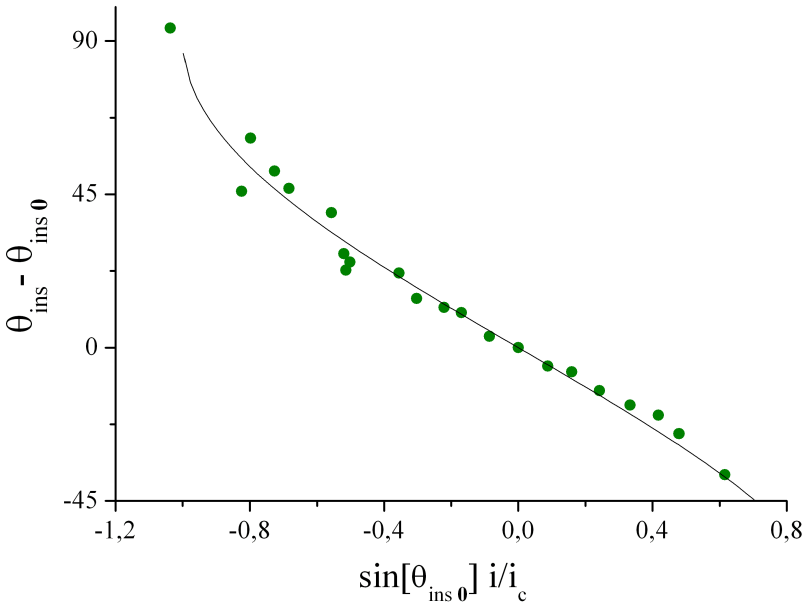


FIGURE 3.14 – *Evolution de* $\theta_{ins}(i) - \theta_{ins}(0)$ *en fonction de* $\sin(\theta_{ins}(0))\frac{i}{i_c}$. *Le tracé* • *est obtenu pour le sable HN 0,4-0,8 à une fraction volumique* $\Phi = 0,55$. *La ligne représente* $f(x) = -\arcsin(x)$ *et correspond à la prédiction théorique.* $\theta_{ins}(0)$ *est l'angle de stabilité du matériau sans écoulement stabilisateur (i=0).*

premier événement a le temps de modifier suffisamment la surface de l'échantillon de manière à ce que la pente soit inférieure à $\theta_{ins}(i)$. Dans ce cas, on assiste à une phase où l'échantillon ne se déforme plus mais avec une pente de la surface libre supérieure à l'angle de stabilité sans écoulement stabilisateur, $\theta > \theta_{ins}(0)$, ce qui donnera suite à un ou plusieurs événements. La vitesse d'arrêt de l'écoulement a une importance cruciale sur le bon déroulement de l'essai.
L'utilisation de l'électrovanne a permis d'améliorer le dispositif sur deux points. D'une part, la procédure de suppression de l'écoulement stabilisateur est désormais parfaitement reproductible contrairement à la situation initiale de fermeture manuelle d'une vanne qui ne peut être réalisée de la même façon à chaque fois. D'autre part, la phase de fermeture de la vanne est beaucoup plus rapide, avec une durée mesurée de 40ms. Cependant, la phase de relaxation de la perte de charge n'est qu'indirectement contrôlée

par la cinématique de fermeture et la durée nécessaire à la suppression totale de l'écoulement dans l'échantillon ne semble pas pouvoir être ramenée significativement au-dessous de la seconde, comme l'ont montré les mesures du paragraphe 2.5. En conséquence, dans de nombreux cas, les phases d'arrêt de la force stabilisatrice et de déstabilisation gravitaire de l'échantillon vont se dérouler, au moins en partie, de façon simultanée, sans découplage dans le temps.

Par ailleurs, il faut rappeler un point délicat lié à ce dispositif. En effet, pendant la phase de stabilisation de l'échantillon durant laquelle la cellule est inclinée, l'écoulement hydraulique provoque un léger tassement de l'empilement. On ne peut donc pas accéder dans l'étude paramétrique au cas de l'échantillon le plus lâche. Ce tassement induit par chargement hydraulique sera étudié en détail au chapitre 4. Parmi les principaux enseignements on retiendra ici que l'échantillon reste homogène après tassement et que, dans les conditions d'utilisation du protocole d'effondrement contrôlé, le tassement est sensiblement le même pour les essais réalisés, de l'ordre de 1mm, ce qui correspond pour la fraction volumique à une augmentation relative de 0,5 à 1%.

Au bilan, le protocole d'effondrement progressif permet de maîtriser à la fois la fraction volumique et l'écart entre l'inclinaison et l'angle de stabilité de l'échantillon, ce qui va en faveur d'une étude paramétrique. De plus, la suppression du champ de rotation solide au cours de la déstabilisation de l'échantillon lui donne un avantage certain sur le protocole de chargement progressif même si les fractions volumiques les plus faibles ne peuvent être explorées et si il y a un risque de couplage entre le gradient stabilisateur en cours d'annulation et l'instabilité gravitaire du milieu. C'est pourquoi nous avons essentiellement utilisé le protocole d'effondrement contrôle au cours de ce travail.

3.1.4 Diagramme de phases des régimes de déstabilisation

Contrairement au protocole de chargement progressif, la variation de la fraction volumique du protocole d'effondrement contrôlé permet de mettre en évidence trois modes principaux de déstabilisation. Le premier est bien évidemment le régime stable pour lequel l'angle imposé reste en dessous de l'angle d'instabilité de l'échantillon. Le deuxième régime recense une faible instabilité qui s'achève par une restabilisation définitive de l'échantillon. Le troisième régime regroupe un ou plusieurs événements, séparés, pour les fractions volumiques les moins fortes, par une phase de restabilisation temporaire mais se terminant finalement par une avalanche de surface. Un dernier régime, beaucoup plus marginal, correspond à une instabilité constituée uniquement d'une coulée de surface et qui peut être considérée commet une extension du troisième régime. La figure 3.15 schématise la répartition de ces régimes dans le graphique représentant l'inclinaison θ en fonction de la fraction volumique Φ. La déstabilisation par chargement progressif coïncide quasi-parfaitement avec la frontière entre le deuxième et le troisième régime de déstabilisation visualisé par effondrement contrôlé. La difficulté de traitements des enregistrements lors de chargements progressifs peut être une des causes de la non visualisation d'événements de faible amplitude à des angles faibles. La différence de comportement du matériau peut également provenir des différences existant entre les deux protocoles expérimentaux. Ainsi, l'histoire de l'échantillon n'est pas la même, notamment en ce qui concerne la texture de l'empilement et son évolution lors du chargement progressif, avec ou sans la présence de l'écoulement stabilisateur. Il peut aussi

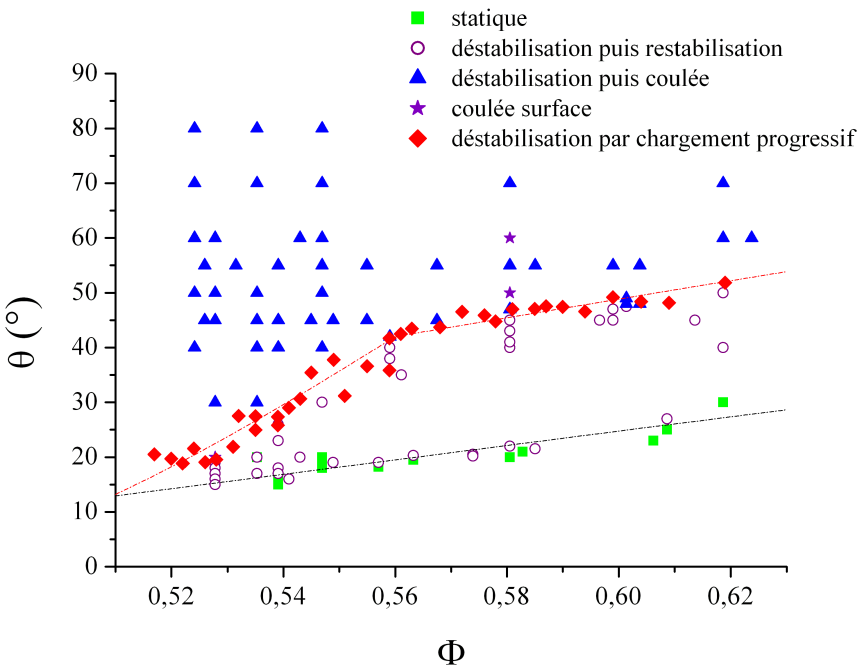


FIGURE 3.15 – *Mise en évidence des trois principaux régimes de déstabilisation visualisés par effondrement contrôlé. L'angle de stabilité mesuré par chargement progressif est représenté à titre comparatif.*

être envisagé que l'arrêt de l'écoulement stabilisateur lors d'un essai d'effondrement contrôle puisse être à l'origine d'ondes de pression susceptibles de perturber la stabilité de l'échantillon. A ce jour, les travaux effectués ne permettent pas de détecter la présence d'événements à des angles très faibles uniquement lors d'un effondrement contrôlé.

3.2 Exploitation des données

3.2.1 La technique PIV est-elle adaptée aux régimes dynamiques de déstabilisation ?

Nous avons vu précédemment que le sable HN 0,4-0,8 était le sable qui, dans les conditions expérimentales de cette étude, répondait au mieux aux exigences de la technique PIV. Cependant, certaines dynamiques ne sont pas parfaitement compatibles avec cette technique. C'est par exemple le cas des déstabilisations de type avalanche de surface dont les épaisseurs de coulée sont typiquement limitées à une dizaine de taille de grains, soit environ 6mm. Si nous avons une prise de vue sur la totalité de l'échantillon, la pixelisation de l'épaisseur mouvante n'est pas suffisante. Il faut alors un grand nombre de grains par boîte d'interrogation pour que la corrélation soit de bonne qualité. Cette solution n'est pas envisageable pour l'observation d'une avalanche de surface car une boîte a, en général, une hauteur de 8mm. Une seule boite va déjà englober la totalité de la zone coulante et nous n'auront alors qu'un déplacement moyen sans pouvoir accéder à un niveau de détail supérieur (à savoir le déplacement maximal, le taux de cisaillement, la profondeur mobilisée). Pour atteindre ce niveau de détail, nous avons utilisé un nouvel objectif (Sigma 180mm), lequel nous permet de visualiser un champ de 4cm de coté. Un exemple d'utilisation de cet objectif est donné sur la figure 3.16.

Par rapport au champ enregistré pour la déstabilisation d'un échantillon lâche, nous

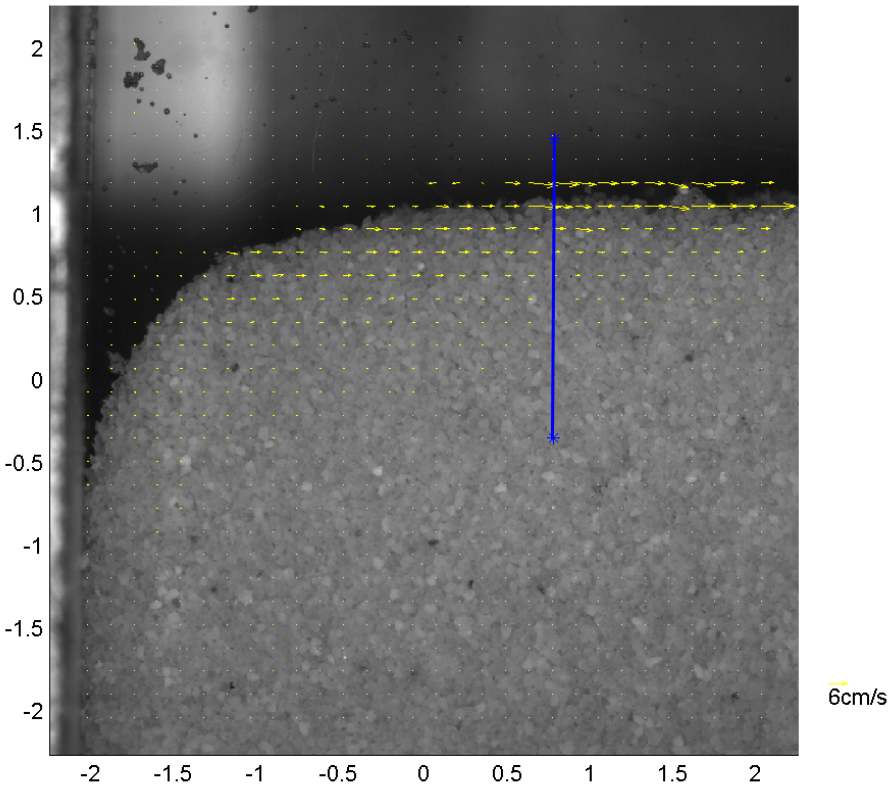


FIGURE 3.16 – *Exemple de champ PIV lors de l'avalanche d'un échantillon dense ($\Phi = 0,585$). La droite bleue est un trait de construction servant à extraire un profil de vitesse.*

avons une réduction d'échelle d'un facteur 2,5 de celui-ci pour un échantillon dense. Quant à elle la taille des boîtes, elle s'est vue diminuée d'un facteur 2,9, la taille passant à 2,9mm contre 8,4mm initialement. En prenant en compte le recouvrement, il y a désormais quatre boîtes qui couvrent l'épaisseur coulante. Les résultats sont, certes, améliorés mais ils ne sont toutefois pas suffisants pour poursuivre dans une étude quantitative. D'autant plus que de nombreuses études portant sur les avalanches granulaires de surface dans des empilements assez denses ont déjà été effectuées, parmi lesquelles on peu cité les travaux suivants : [Courrech Du Pont *et al.*, 2005], [Douady *et al.*, 2002], [GdR MiDi, 2004], [Forterre et Pouliquen, 2008]. Un profil de vitesse extrait de la droite bleue représentée sur la figure 3.16 est tracé sur la figure 3.17. L'allure de ce profil de vitesse correspond bien à celle visualisée par exemple par [Courrech Du Pont *et al.*, 2005] ou [Richard *et al.*, 2008], avec une décroissance linéaire de la vitesse depuis la surface, suivie par une queue exponentielle. Gardons en tête les approximations faites par l'algorithme d'interpolation (oscillations dues à une instabilité) de Matlab (cf. paragraphe 2.6.4). Pour étudier plus rigoureusement le profil de vitesse d'une avalanche de surface, il vaut mieux délaisser la technique PIV pour s'orienter vers une technique de suivi de particules (Particle Tracking) ; mais ce n'est pas le but recherché dans le cadre de cette thèse.

En revanche, la technique PIV s'avère bien mieux adaptée à des déformations sur de grandes hauteurs ce qui correspond exactement aux déstabilisations observées sur des échantillons lâches avec des épaisseurs cisaillées non pas d'une dizaine tailles de grains mais plutôt d'une centaine. Ainsi, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, les

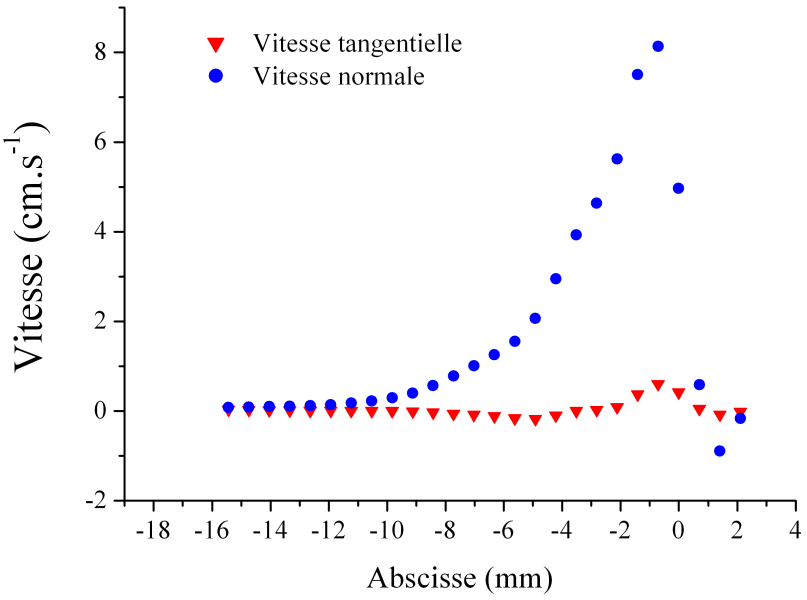


FIGURE 3.17 – *Profil de vitesse extrait de la droite bleue présente sur le champ PIV d'une avalanche d'un échantillon dense ($\Phi = 0,585$) tracé sur la figure 3.16. La vitesse tangentielle est la composante de la vitesse le long de la droite bleue, la vitesse normale est la composante perpendiculaire à la droite.*

profondeurs mobilisées sont comprises entre 5 et 10cm. On aura en général 13 à 20 boites d'interrogations couvrant cette zone et donc une résolution tout à fait satisfaisante.
Une fois le champ de déplacement obtenu, du type de celui représenté sur la figure 3.18, il est d'ores et déjà possible de tirer des conclusions à partir de son allure qualitative mais une exploitation quantitative des résultats n'est généralement pas directement envisageable. Ici, comme tracé sur la figure 3.19, nous avons choisi d'extraire un profil de vitesse le long de la droite bleue représentée sur la figure 3.18. Sur cet exemple, on trouve une profondeur mobilisée d'environ 6cm et une vitesse maximale proche de 11cm/s. Remarquons qu'ici aussi la cinématique de déformation suit le même comportement d'écoulement qu'une avalanche de surface, décroissance linéaire avec raccordement exponentiel, mais sur des épaisseurs beaucoup plus importantes.

Le post-traitement des champs PIV bruts est nécessaire ne serait-ce que pour les caractériser qualitativement. Les outils "classiques" de la PIV initialement disponibles sont :

- l'affichage directe par champ de vecteurs. Ce mode de représentation est très discutable en terme d'interprétation. Selon l'échelle employée, les interprétations peuvent être diverses.

- l'affichage de l'amplitude de la vitesse. Il permet de visualiser les lignes d'isovaleurs. Il est généralement utilisé pour localiser la zone où la vitesse de déformation est maximale et pour vérifier que la déformation conserve une allure circulaire.

- l'extraction d'un profil de vitesse le long d'une droite. C'est l'utilisateur qui définit graphiquement cette droite.

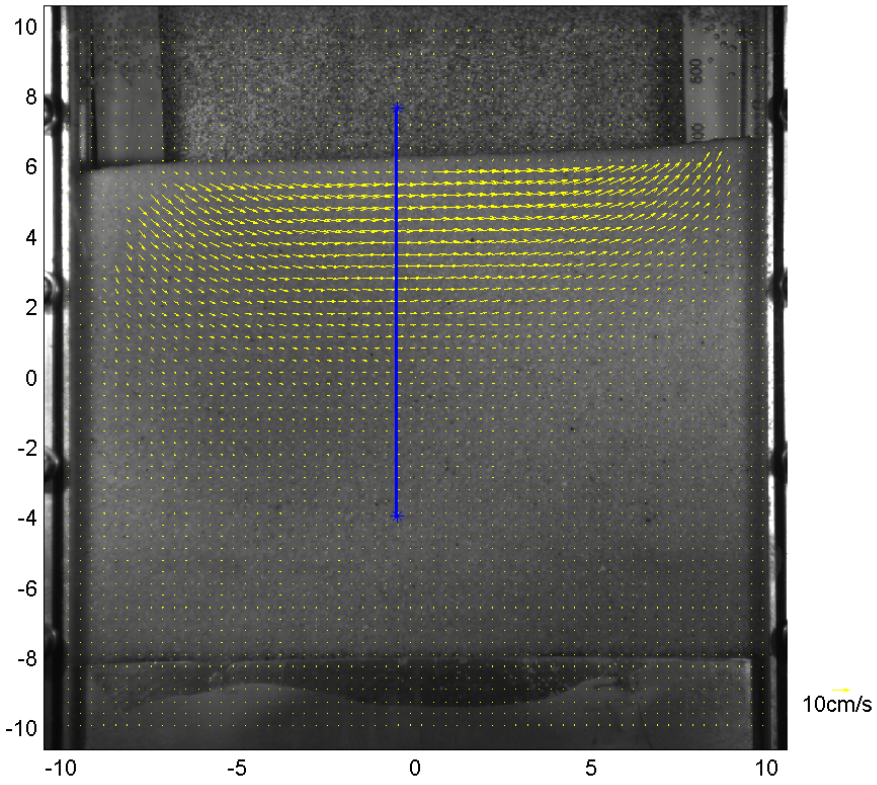


FIGURE 3.18 – *Exemple de champ PIV lors de l'avalanche d'un échantillon lâche* ($\Phi = 0,52$). *La droite bleue est un trait de construction servant à extraire un profil de vitesse.*

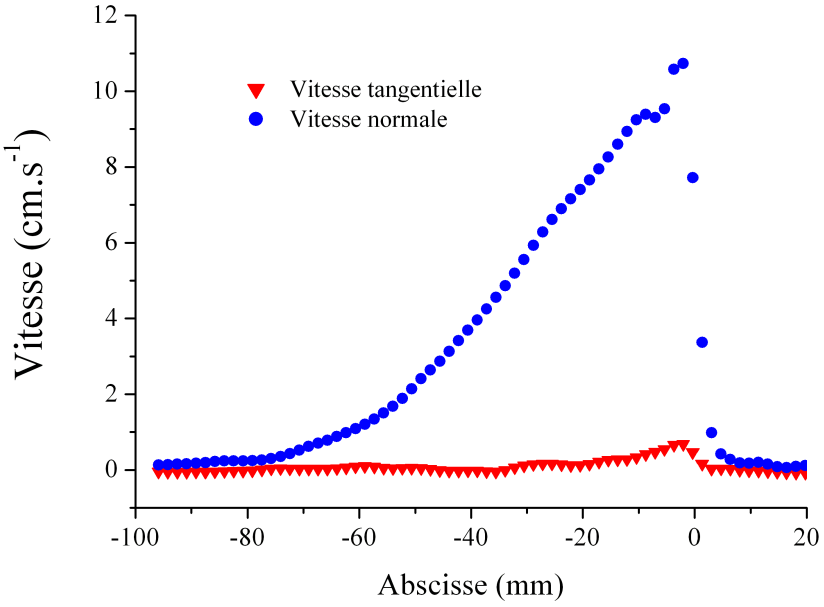


FIGURE 3.19 – *Profil de vitesse extrait de la droite bleue présente sur le champ PIV d'une avalanche d'un échantillon lâche* ($\Phi = 0,52$) *tracé sur la figure 3.18. La vitesse tangentielle est la composante de la vitesse le long de la droite bleue, la vitesse normale est la composante perpendiculaire à la droite.*

- l'affichage du champ de dilatance. La dilatance est calculée à partir du champ de déplacement. La dérivée partielle de la composante du déplacement est obtenue en utilisant un schéma standard de dérivation numérique de la forme :

$$\frac{\partial u(i,j)}{\partial x} = \frac{u(i+1,j) - u(i-1,j)}{2\Delta x}$$

avec u est la composante du déplacement suivant la direction $\overrightarrow{x}$. La dilatance est définie par :

$$\text{dilatance} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

où v est la composante du déplacement suivant la direction $\overrightarrow{y}$. L'utilisation de cet outil n'a pas réellement de sens à la surface de l'échantillon. En effet, hors de l'échantillon, le champ de déformation est nul aux erreurs de corrélation près. Donc une dilatance d'amplitude élevée peut apparaître à la surface de l'échantillon mais ce n'est qu'un artéfact de construction. De même, lors d'une avalanche sur une surface libre déjà érodée, la perte d'information sur une composante est possible conduisant là aussi à une dilatance de forte amplitude qui n'est qu'un artéfact.
Le champ de dilatance n'est pas correctement résolu au cours d'une avalanche de surface mais, en revanche, il est exploitable dans la phase précédent son déclenchement. Il faut éventuellement adapté le calcul PIV en augmentant le pas de temps entre une paire d'image de manière à obtenir un mouvement de dilatance-contractance d'amplitude suffisamment élevée pour être détectée par la PIV. Il reste toujours le problème de l'interface qui peut perturber l'affichage du champ de dilatance et masquer un comportement de dilatance-contractance au coeur de l'échantillon.

L'exploitation correcte des expérimentations nécessite un suivi temporel, ce qui implique une automatisation de certains outils de post-traitement. Les outils cités ci-dessus ne sont pas tous adaptés et compatibles avec une automatisation en vue d'un suivi temporel de la déstabilisation. Nous allons présenter dans les paragraphes suivants des deux outils que nous avons principalement utilisés.

3.2.2 Utilisation du profil de vitesse vertical maximal

L'utilisation d'un profil de vitesse extrait d'une droite ou segment est une méthode qui permet d'obtenir certaines informations pertinentes à suivre tout au long de la déstabilisation. On ne peut bien évidemment pas espérer faire un suivi temporel d'un profil de vitesse s'il n'est pas toujours extrait du même segment. C'est pourquoi nous avons choisi de suivre le profil de vitesse là où il est maximal et le plus simple à extraire. Compte tenu de l'allure quasi-circulaire de la cinématique de déstabilisation, le profil passant par le centre de la "rotation" est maximal. Pour n'extraire qu'une seule composante du mouvement, l'autre restant négligeable devant celle-ci, nous avons choisi d'imposer un segment vertical passant par le centre de la "rotation". De ce fait, nous allons qualifier ce profil comme étant le profil de vitesse maximal vertical. Un exemple de positionnement du segment pour extraire le profil de vitesse maximal vertical est disponible sur la figure 3.20.

L'utilisation de ce profil à plusieurs intérêts. Il est a priori facilement utilisable pour un suivi temporel : une fois les coordonnées du segment définies numériquement ou graphiquement par l'utilisateur, la procédure d'extraction du profil de vitesse est appliquée sur l'ensemble des champs PIV. Il nous permet, surtout, d'évaluer quantitativement la profondeur mobilisée, le taux de cisaillement et la vitesse maximale qui est ici localisée à la surface.

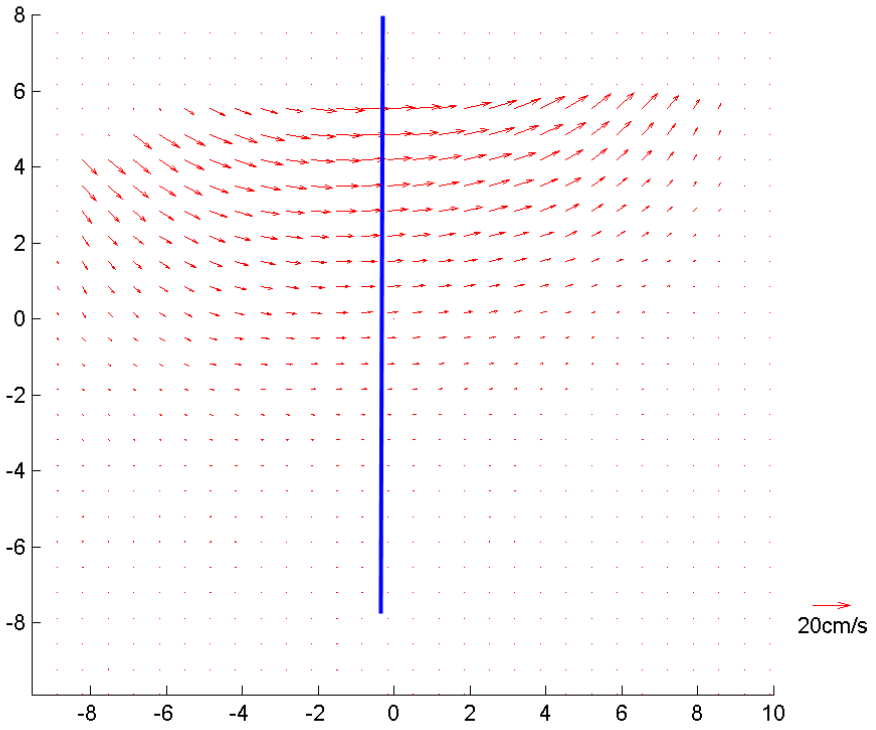


FIGURE 3.20 – *Exemple de positionnement du segment (en bleu) permettant l'extraction du profil de vitesse vertical maximal. La représentation du champ de vitesse est simplifiée, il n'y a qu'un vecteur sur deux.*

L'extraction du taux de cisaillement est obtenu de la façon suivante. Nous nous intéressons uniquement à la partie où la décroissance est linéaire pour extraire un taux de cisaillement. L'évolution de la vitesse suivant la profondeur de l'échantillon étant bruité, nous avons choisi d'appliquer un ajustement linéaire sur les données expérimentales. Plusieurs problèmes peuvent alors apparaître. Premièrement, nous devons définir une zone où appliquer cet ajustement linéaire. La borne supérieure de cette zone qui correspond à la vitesse maximale parait naturelle bien que nous pourrions prendre en compte l'instabilité de l'algorithme d'interpolation de Matlab. Mais il ne faut pas oublier que la technique de corrélation introduit un lissage spatial qui induit une sous-estimation de la vitesse à la surface. Ces deux phénomènes se compensent partiellement, la vitesse maximale extraite du segment sans correction est donc voisine de la vraie vitesse maximale. Sa localisation spatiale n'est pas exacte : elle est située à plus d'une demi taille de boite d'inter-corrélation sous la surface de l'échantillon alors qu'on s'attendrait à ce qu'elle soit à la surface. La borne inférieure est beaucoup plus délicate à positionner puisqu'il faut identifier la fin de la queue exponentielle. Une valeur de vitesse qui nous parait

généralement correcte pour utiliser un maximum de points sur la décroissance linéaire est 10% de la vitesse maximale. En parallèle, pour valider les résultats, un autre ajustement est appliqué entre la vitesse maximale et la valeur à 50% de celle-ci. On obtient ainsi deux pentes d'ajustement linéaire qui ne sont autres que le taux de cisaillement. Ces deux valeurs sont ensuite moyennées pour donner le taux de cisaillement γ_{cis}. Une représentation schématique des données caractéristiques est donnée sur la figure 3.21.

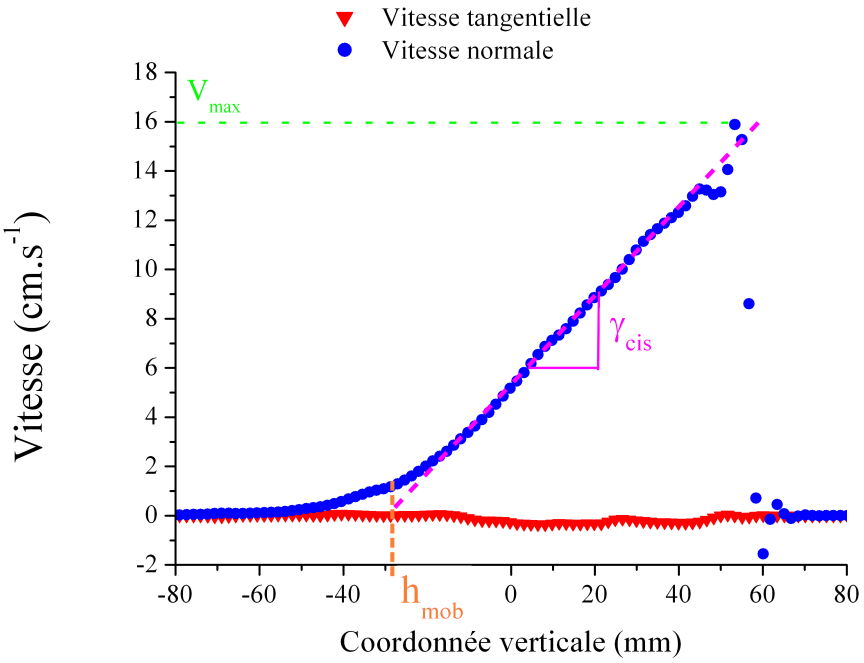


FIGURE 3.21 – *Définition des grandeurs caractéristiques utilisées pour un suivi temporel, avec γ_{cis}, le taux de cisaillement, V_{max}, la vitesse maximale et h_{mob} la profondeur mobilisée par le cisaillement.*

Nous avons choisi, dans le cadre du second ajustement, une borne inférieure à 50% de la vitesse maximale car, à cette valeur, nous sommes sûrs de ne plus être dans la queue exponentielle. En revanche, cela diminue le nombre de points pour l'ajustement. Dans les cas peu bruités, les résultats des deux ajustements sont pratiquement identiques. Pour les cas bruités à très bruités, les résultats peuvent aller d'un bon accord jusqu'à des différences très marquées.

Une fois les deux ajustements effectués, nous avons connaissance de la pente et de l'ordonnée à l'origine de la droite dans le repère associé à l'image dont l'origine est au centre. On peut alors connaître l'abscisse où la vitesse de l'ajustement linéaire s'annule. On définit alors ce point comme étant la profondeur limite mobilisée par le cisaillement. L'identification de la profondeur mobilisée aurait été beaucoup plus délicate si nous avions imposé un critère sur la queue exponentielle. L'apparition du moindre bruit aurait pu engendrer des variations de profondeur mobilisée très importantes. Il était dans ce cas plus judicieux de faire intervenir des grandeurs moyennées sur un nombre de points importants.

Pour identifier la profondeur mobilisée, h_{mob}, il reste à identifier la position de la surface libre dans le repère associé à l'image. La procédure est présentée sur la figure 3.22.

Il faut dans un premier temps identifier la zone d'étude où se situe la surface libre.

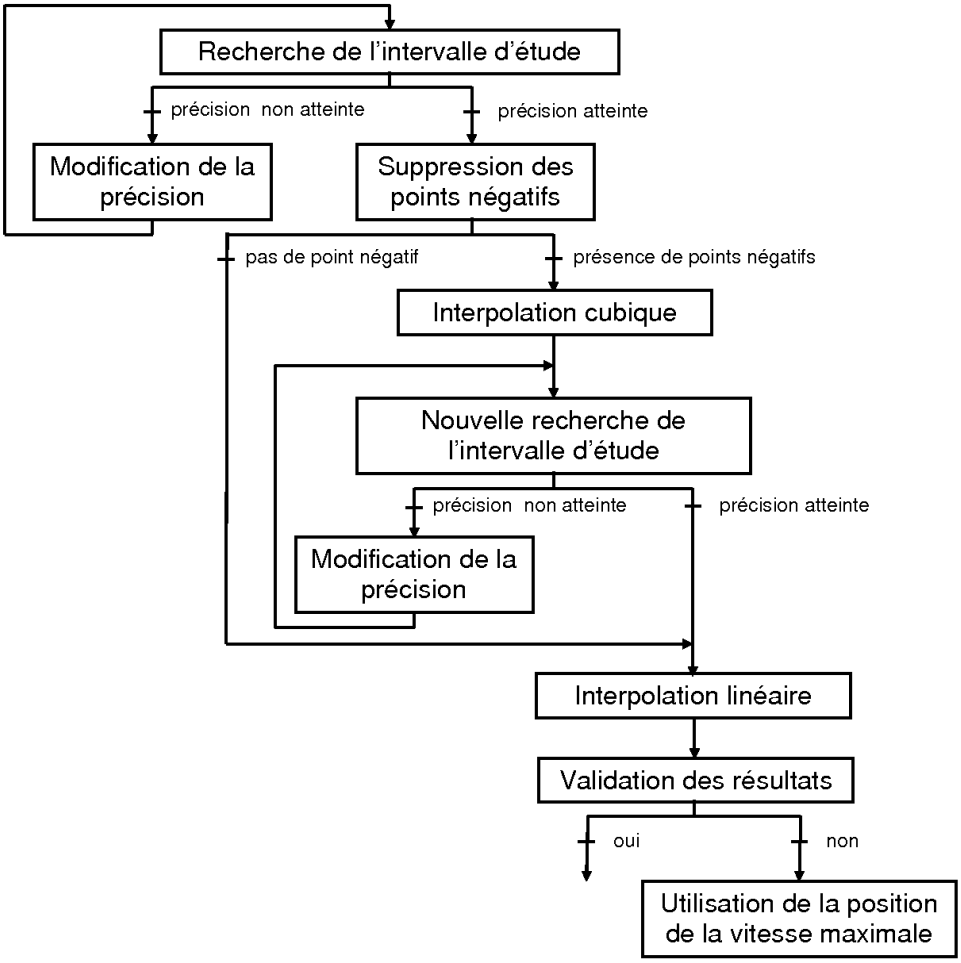


FIGURE 3.22 – *Schéma représentant la procédure d'identification de la surface libre*

Comme nous l'avons vu précédemment, elle se situe entre la vitesse maximale et la partie supérieure de l'image. C'est ce qui est fait dans la première étape intitulée "recherche de l'intervalle d'étude". Elle consiste à identifier l'abscisse de la première vitesse inférieure à η fois la vitesse maximale, η étant inférieur à 1. η ne doit pas être trop petit de manière à éviter de prendre en compte les vitesses loin de l'interface soumises à un risque de mauvaise corrélation causée par un manque de texture ; le but étant de se consacrer uniquement à la décroissance rapide de la vitesse à la surface libre de l'échantillon. On définira par "borne supérieure", la borne relative à la vitesse maximale et par "borne inférieure", la borne relative à la vitesse vérifiant le critère : $V < \eta V_{max}$.
La fréquence d'échantillonnage de l'interpolation lors de l'extraction du profil de vitesse le long du segment est constante. Par conséquent, peu de points définissent la décroissance de la vitesse à proximité de l'interface de l'échantillon. Il n'est pas rare de ne pas pouvoir identifier la borne inférieure avec la précision souhaitée par manque de points. Il faut alors réitérer la procédure en diminuant la précision.
Ensuite, le but des deux étapes suivantes : "suppression des points négatif" et "interpolation cubique" est d'amortir la réponse de l'algorithme d'interpolation de Matlab lors d'un saut de comportement. Pour ce faire, le dépassement dans les valeurs négatives est supprimé. La perte d'information est partiellement reconstituée en appliquant une

interpolation cubique sur les données restantes. L'effet de cette adoucissement sur la transition est illustré sur la figure 3.23.
La transition réelle, obtenue par une corrélation idéale, entre la surface de l'échantillon

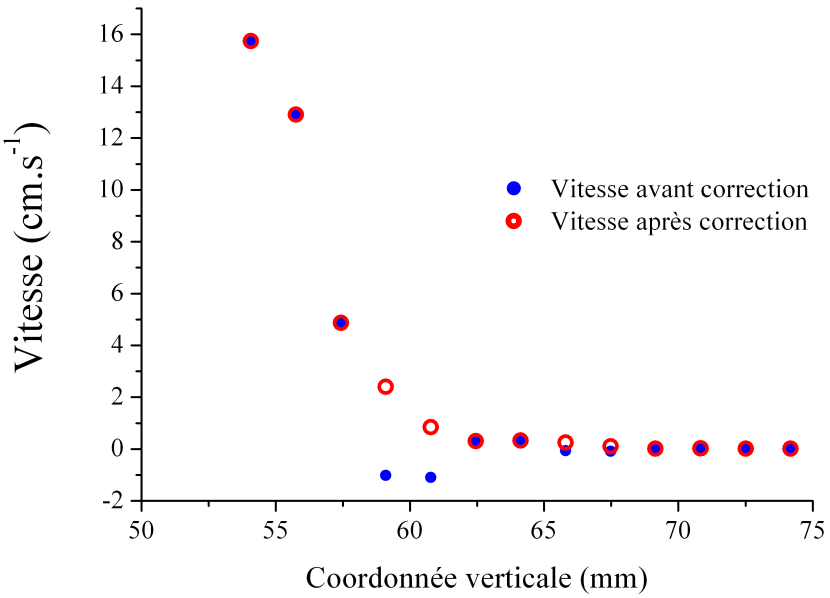


FIGURE 3.23 – *Profil de vitesse maximal vertical au voisinage de la surface libre de l'échantillon. Présentation des profils avant et après correction.*

et le fond de la cellule est progressive à cause du lissage spatial de cette technique. Le manque de texture du fond hors échantillon, supprime cette transition lente, ce qui, dans l'absolu, n'est pas une mauvaise chose. Mais ici, faute d'échantillonnage, cela rend difficile l'ajustement linéaire de la chute de vitesse à l'interface. Une nouvelle recherche plus restrictive de l'intervalle d'étude est ensuite possible dans l'étape suivante.
L'ajustement linéaire de la décroissance de la vitesse à la surface de l'échantillon peut suivre. A partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine de cette approximation linéaire, l'abscisse où la vitesse est nulle en est déduite. Nous considérons finalement que la surface est au centre de la décroissance, entre l'abscisse précédente et l'abscisse relative à la vitesse maximale.
Pour finir, une phase de vérification est nécessaire pour supprimer en partie les données aberrantes vis-à-vis de la position de la vitesse maximale. Ainsi, si une valeur aberrante est détectée, elle est remplacé par la position de la vitesse maximale qui donne malgré tout un ordre de grandeur correct.
La localisation de la surface de l'échantillon étant caractérisée dans le repère centré sur l'image, l'identification de la hauteur totale mobilisée par cisaillement est possible.

Un exemple de suivi temporel automatisé est visible sur la figure 3.24, regroupant les évolutions du taux de cisaillement, γ_{cis}, de la vitesse maximale, V_{max}, et de la profondeur mobilisée, h_{mob}.
L'analyse directe de l'évolution temporelle des champs PIV couplée aux données fournies par ce suivi temporel du profil de vitesse médian permet de donner les principales caractéristiques de la dynamique des instabilités observées. Ainsi, chaque évènement de

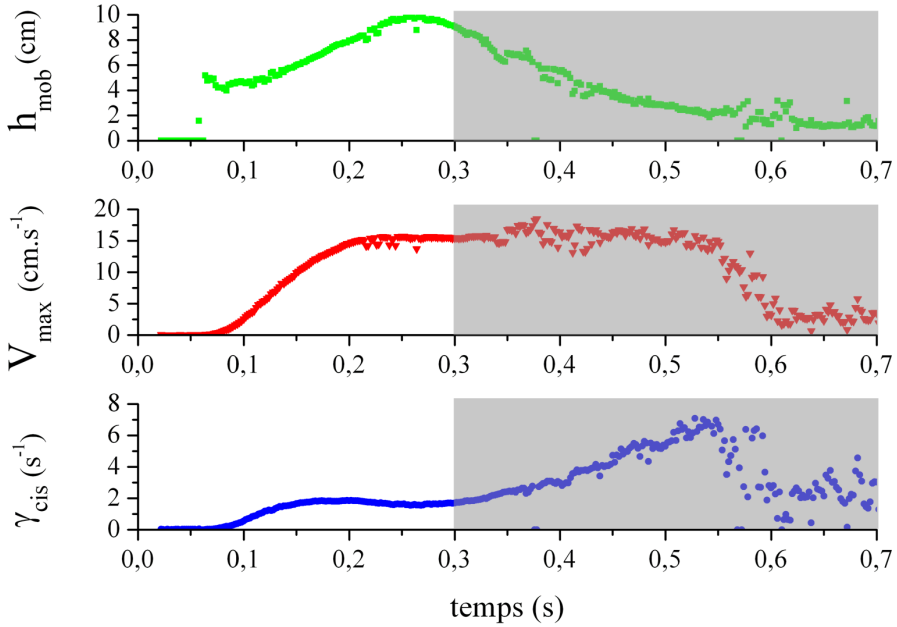


FIGURE 3.24 – *Suivi temporel du taux de cisaillement, γ_{cis}, de la vitesse maximale, V_{max} et de la profondeur mobilisée, h_{mob}. Les résultats présentés dans la partie grisée sortent de la zone de confiance ; la déformation de l'échantillon est telle que le segment n'est plus normal à la surface libre. La déstabilisation est obtenue par effondrement contrôlé à un angle de 50° sur un échantillon lâche, de fraction volumique, $\Phi = 0,52$.*

déstabilisation, à l'exception des cas où l'échantillon est trop dense, semble se décomposer en deux évolutions successives : une première phase où la zone mobilisée est, approximativement, une portion de cercle et où la cinématique montre des vitesses importantes à de grandes profondeurs, jusqu'à dizaine de centimètres, avec une augmentation quasi-linéaire de la vitesse tangentielle (parallèle à la surface supérieure) au fur et à mesure que l'on se rapproche de la surface. Ensuite, cette cinématique évolue progressivement vers un régime de coulée de surface dans lequel les vitesse tendent à s'aligner entre elles, le long de la pente, en même temps que l'épaisseur cisaillée se réduit très sensiblement et que le cisaillement s'intensifie. Pour des échantillons de forte densité, la première phase est peu ou pas observée et la coulée de surface reste donc limitée à de faibles épaisseurs, inférieures au centimètre.

L'exemple de la figure 3.24 est un cas assez rare où le suivi temporel du profil de vitesse médian est de bonne qualité. En pratique, cette technique fait malheureusement face à des limites assez fortes qui, dans la plupart des cas, ont rendues pratiquement impossibles l'exploitation des données.
Tout d'abord, les procédures d'extractions du taux de cisaillement et de la profondeur mobilisée sont sensibles à la qualité du champ PIV obtenu. La figure 3.25 montre bien que le suivi temporel n'est pas parfait, si la qualité des champs PIV n'est pas suffisante, l'identification du taux de cisaillement et de la profondeur mobilisée n'est plus possible comme dans la zone rose.

Ensuite, la position du segment sur lequel est calculé le profil est fixée une fois pour

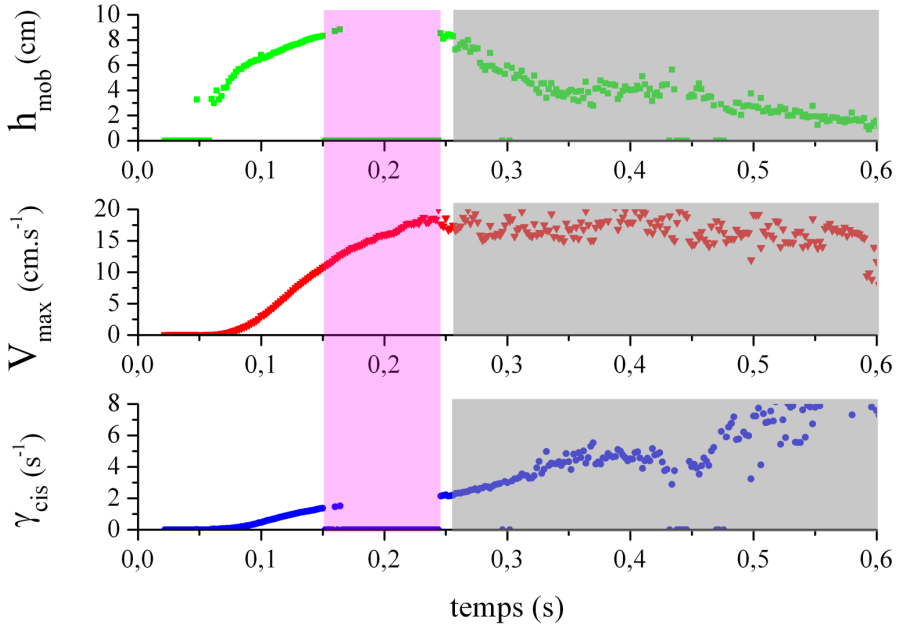


FIGURE 3.25 – *Suivi temporel du taux de cisaillement, γ_{cis}, de la vitesse maximale, V_{max} et de la profondeur mobilisée, h_{mob}. Les résultats présentés dans la partie grisée sortent de la zone de confiance. Ceux présentés dans la zone rose (γ_{cis} et h_{mob}) ne sont pas exploitables car aberrants. La déstabilisation est obtenue par effondrement contrôlé à un angle de 60° sur un échantillon lâche, de fraction volumique, $\Phi = 0,52$.*

toutes et reste invariante au cours du suivi temporel. Or, au cours de la déformation de l'échantillon, la surface libre évolue significativement et le segment s'éloigne donc progressivement de la normale à la surface. De ce fait, la composante tangentielle de la vitesse extraite le long du segment de mesure ne reste pas négligeable par rapport à la composante normale. C'est pourquoi, il est dit que les résultats sortent de la zone de confiance (zone grisée sur les figures 3.24 et 3.25), même s'ils ne sont que peu ou pas bruités. Un autre problème est lié au choix définitif qu'il faut faire quant à la position du segment de mesure. En effet, dans la phase de déclenchement, la déstabilisation est plutôt située sur la gauche de l'échantillon avant d'envahir rapidement une plus vaste zone. La localisation du segment de mesure au centre de la cellule est faite pour s'adapter à cette dernière configuration mais, en contre partie, la mesure obtenue dans les premiers instants de l'instabilité ne peut rendre compte correctement du comportement réel puisqu'elle est réalisée en dehors ou en périphérie de la zone mobilisée. C'est vraisemblablement pour cette raison qu'une variation abrupte de la hauteur mobilisée h_{mob} est quasi-systématiquement observée comme on peut le voir sur les figures 3.24 et 3.25. Or, avec une autre technique d'exploitation du champ PIV, dite de "masse mouvante" et présentée juste après, on a pu mettre en évidence dans le paragraphe 3.3.2.2 que le cisaillement initial ne se faisait pas sur une épaisseur finie, ce que tendrait à démontrer ce saut brutal, mais que la zone mobilisée s'étendait progressivement dans la profondeur depuis la surface de l'échantillon. cette variation abrupte de la mesure h_{mob} apparaît donc bien comme un artefact de mesure. Un second effet peut contribuer à cet artefact. En effet, on a vu que l'estimation de la profondeur mobilisée se base sur l'extrapolation de la partie linéaire du profil de vitesse. Or, au tout début de la déstabilisation, il est pro-

bable que cette zone à cisaillement constant n'existe pas. Cela a d'ailleurs était constaté expérimentalement par [Courrech Du Pont *et al.*, 2005] pour des avalanches transitoires en tambour tournant où seule une allure exponentielle est retrouvée au niveau du profil. Il est sûr qu'une extrapolation linéaire sur ce type de profil surestime fortement la profondeur cisaillée.

Au bilan, le suivi temporel automatisé du profil de vitesse donne, de part son principe même, une vision beaucoup trop locale du phénomène de déstabilisation (sur une unique ligne verticale) et s'est malheureusement révélé très difficile à exploité, notamment dans les premiers instants suivant le déclenchement ou lorsque les champs PIV sont bruités, même faiblement. La procédure pourrait être améliorée en modifiant régulièrement la position et l'orientation du segment de mesure afin de suivre le profil dans la section de plus fort cisaillement et de s'adapter à la déformation progressive de la surface libre. Malheureusement, un traitement de ce type devient extrêmement complexe à mettre en place et cela n'a pu être réalisé au cours de ce travail.

Pour finir cette analyse sur le profil de vitesse, il est bon de confronter un peu plus en détail ces profils de déstabilisation profonde à des travaux comparables tirés de la littérature. Pour cela, il faut se placer dans le même régime d'intéraction entre les grains et le fluide (cf. chapitre 1), soit ici le régime limite inertiel, avec des conditions d'écoulements sur fond meuble en régime transitoire. Or, à l'heure actuelle, il n'y a pas à notre connaissance d'étude correspondante. On peut par contre remarquer des similitudes très nettes avec les travaux effectués sur le régime transitoire dans un milieu granulaire sec ([Jop *et al.*, 2007], [Courrech Du Pont *et al.*, 2005]) et avec ceux obtenus pour des écoulements stationnaires dans le même régime limite inertiel ([Jain *et al.*, 2004]). Il faut bien noter qu'il n'était pas si évident que cela de retrouver ici une allure analogue pour le profil de vitesse car, contrairement aux avalanches qui sont presque invariantes le long de la pente, l'effondrement circulaire observé dans le sable lâche ne présente absolument plus cette invariance avec sa forme approximative de demi-disque qui est principalement régie par la géométrie du système. Quantitativement, la vitesse maximale en surface devrait être contrôlée dans tous les cas par la vitesse caractéristique associée (voir chapître 1) : $U_{ff} = \sqrt{gd}$ en régime de chute libre et $U_i = \sqrt{(\frac{\rho_s}{\rho_0} - 1)gd}$ en régime limite inertiel. Soit avec notre sable dont le diamètre médian est $\overline{d} = 600\mu m$: $U_i \approx 9cm/s$. On retrouve bien le bon ordre de grandeur. En ce qui concerne la profondeur de la zone mobilisée, elle est nettement plus élevée lors d'un effondrement circulaire où les grains s'écoulent jusqu'à environ 10cm de profondeur (cf. figure 3.24) que dans le cas d'une avalanche de surface avec une couche mobile de l'ordre d'une dizaine de taille de grains (cf. figure 3.16). On notera que la longueur caractéristique de la queue exponentielle estimée ici semble sensiblement identique à celle mesurée par [Jop *et al.*, 2007]. En régime stationnaire, comme cela a déjà été signalé au chapitre 1, il a été montré que la taille finale de la couche cisaillée, h_{max}, était imposée par l'épaisseur du canal W et le frottement aux parois latérales μ_W ([GdR MiDi, 2004], [Taberlet *et al.*, 2003], [Jain *et al.*, 2004], [Jop *et al.*, 2005]) via la relation : $\frac{h_{max}}{W} = \frac{\tan\theta - \tan\theta_{ins}}{\mu_W}$. Ce point sera discuter précisément au paragraphe 3.4 mais on peut toutefois retenir ici que cela donne l'ordre de grandeur général.

3.2.3 Utilisation de la masse totale mobilisée ou "masse mouvante"

Pour pallier aux difficultés pratiques de l'utilisation systématique d'un profil vertical de vitesse, un autre traitement, basé sur la zone en mouvement, a été développé. Le principe est de repérer la masse totale mobilisée en distinguant dans l'échantillon la partie mobile de la partie statique. Pour y parvenir, un critère de seuil sur l'amplitude de la vitesse est appliqué. Alors, du champ initial, n'est conservée qu'une image binaire sur laquelle les zones en noir correspondent aux endroits où la vitesse dépasse le seuil. Le suivi temporel de ces images peut être utilisé pour analyser la localisation au cours du temps de la déstabilisation. On peut aussi quantifier la surface de la zone mobilisée. Pour cela, le nombre de vecteurs vitesse supérieurs à la valeur seuil est mesuré puis adimensionné par le nombre total de boîtes PIV (qui par conséquent est le nombre total de vecteurs vitesse et correspond à la surface totale de l'échantillon). Cette grandeur, variant entre 0 et 1, est appelée masse mouvante. Notons aussi que, en supposant qu'il y a quasi-invariance de la cinématique entre les parois avant et arrière de la cellule (c'est-à-dire en négligeant le ralentissement à la paroi induit par le frottement μ_W), c'est en fait le volume et, à peu de chose de près, la masse des grains en mouvement qui est quantifié ; d'où le choix de désigner cette grandeur par le terme "masse mouvante".
Cette méthode a plusieurs avantages par rapport au profil de vitesse suivant un segment. D'une part, la masse mouvante est une valeur intégrée sur tout l'échantillon. La vue est globale, l'intégralité de la zone déstabilisée est visualisée et prise en compte. De plus, la déformation de la surface libre ne perturbe aucunement la détermination de la masse mouvante car le critère utilisé porte sur l'amplitude de la vitesse de déformation et non sur une de ses composantes. Pour finir, le mode d'obtention de la masse mouvante intègre naturellement un filtrage si le seuil est adapté. La figure 3.26 illustre en partie le choix de la valeur seuil.
Si ce seuil est trop faible, alors il n'y a pas de filtrage : le bruit du champ de vitesse est pris en compte. Cela est nettement visible avec les seuils $U_s = 0,01$ et $U_s = 0,03$ où un offset est présent sur la totalité du suivi temporel. Si le seuil est trop haut, la masse mouvante est cette fois sous estimée car les événements de faible amplitude ne sont plus détectés. Cela est le cas à partir d'un seuil $U_s = 0,12$ où le premier pic de masse totale mobilisée disparaît totalement. Dans cet exemple, le premier seuil qui filtre de façon satisfaisante sans pour autant sous estimer la masse mouvante a la valeur $U_s = 0,07$. C'est cette valeur de seuil qui a été retenue
Afin de comparer quantitativement les masses mouvantes obtenues pour des angles différents, l'utilisation d'un seul et même seuil est nécessaire et il s'avère que les résultats obtenu sur la figure 3.26 sont sensiblement identiques sur l'ensemble de la gamme angulaire exploré par effondrement contrôle, de 30° à 80°, voire 90°.

Un exemple de suivi temporel de masse totale mobilisée de la déstabilisation d'un échantillon relativement lâche, $\Phi = 0,53$, par effondrement contrôlé à un angle de 45° est visible sur la figure 3.27. Sur cet exemple la déstabilisation se fait en deux étapes : une première phase de courte durée, suivie d'une restabilisation totale mais temporaire de l'échantillon, avant un deuxième événement qui mobilise une plus grande zone et induit une forte déformation de la surface libre. Sur la figure 3.28 sont représentées des images de masse mouvante à différents instants, instants repérés sur le suivi temporel de la figure 3.27. Au point 1, c'est à dire à proximité de la plus grande zone mobilisée lors du premier événement, la zone mobilisée s'étend sur toute la largeur de la cellule et

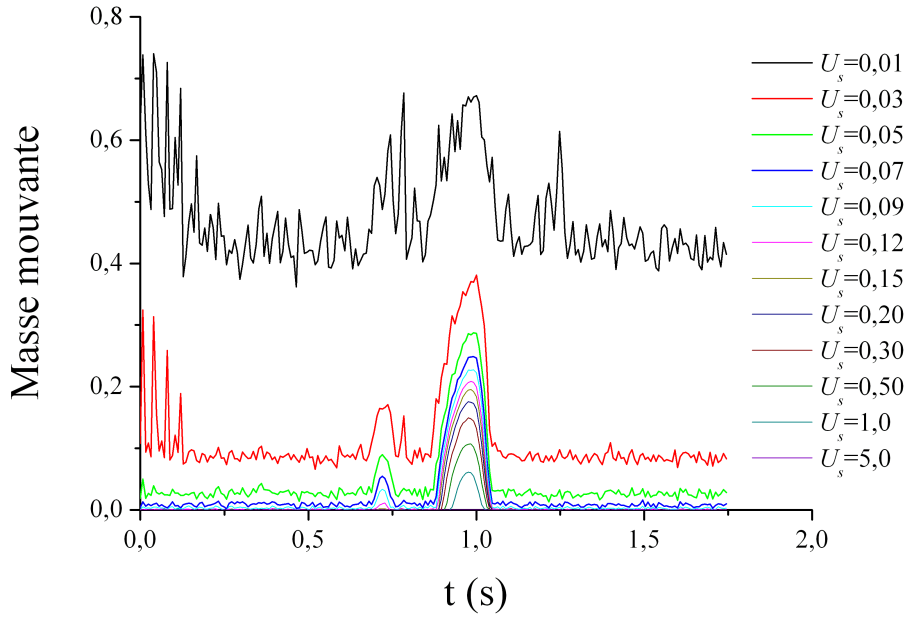


FIGURE 3.26 – *Suivi temporel de la masse mouvante au cours de la déstabilisation par effondrement contrôlé d'un échantillon lâche,* $\Phi = 0,52$*, à un angle de 30°*

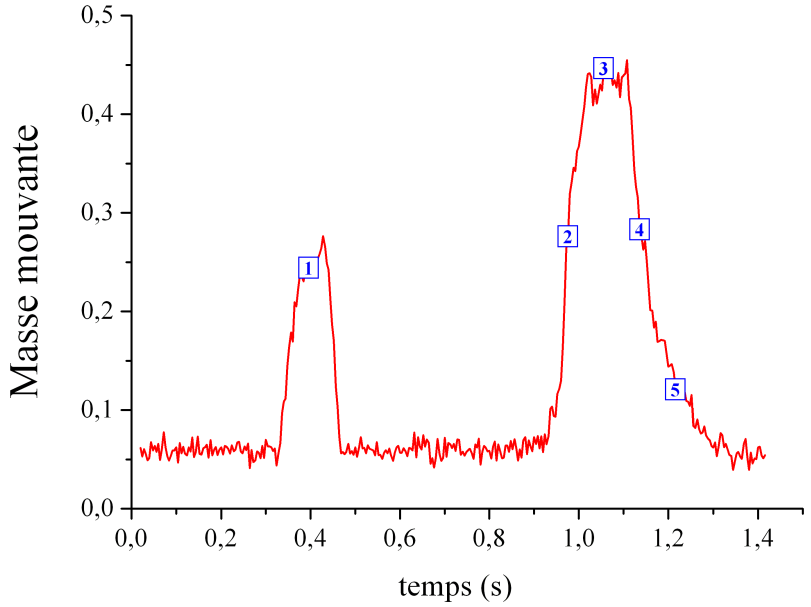
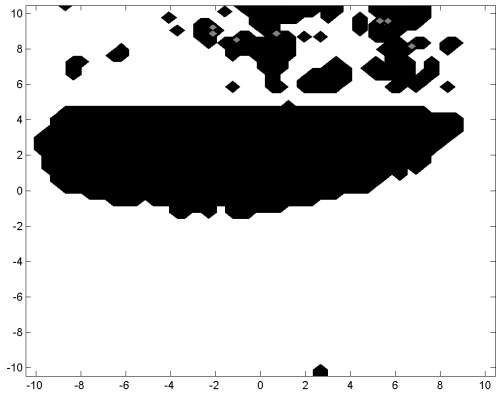
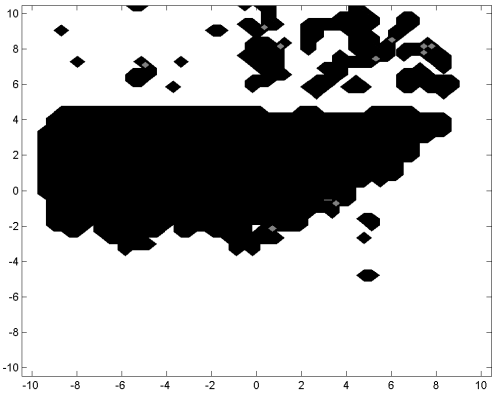


FIGURE 3.27 – *Suivi temporel de la masse mouvante au cours de la déstabilisation par effondrement contrôlé d'un échantillon lâche,* $\Phi = 0,53$*, à un angle de 45°*

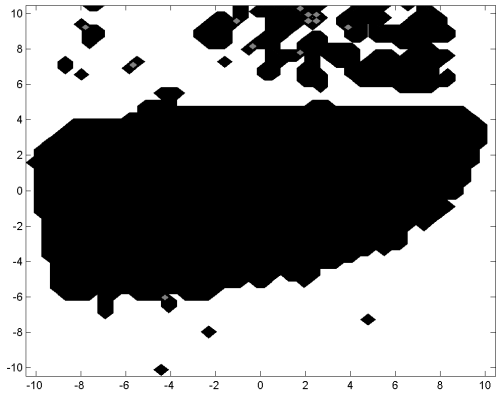
sur une épaisseur maximale de 6cm. On notera que la limite inférieure décrit une allure circulaire. Au point 2, lors du démarrage du second événement, la masse mouvante est déjà supérieure à la valeur maximale atteinte lors du premier événement. L'épaisseur mobilisée maximale est de l'ordre de 8cm, en cohérence avec l'évolution de la masse mouvante puisque chaque événement mobilise la totalité de la largeur de l'échantillon.



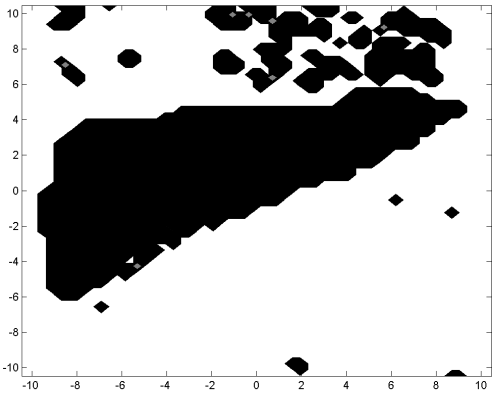
(a)



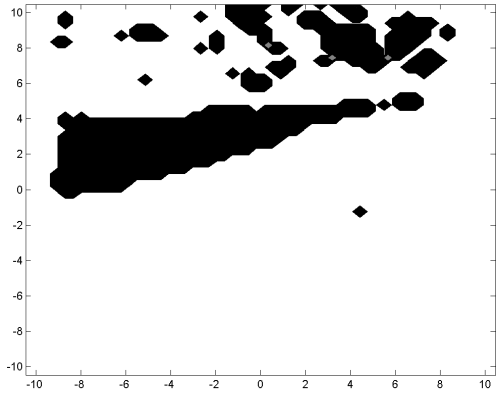
(b)



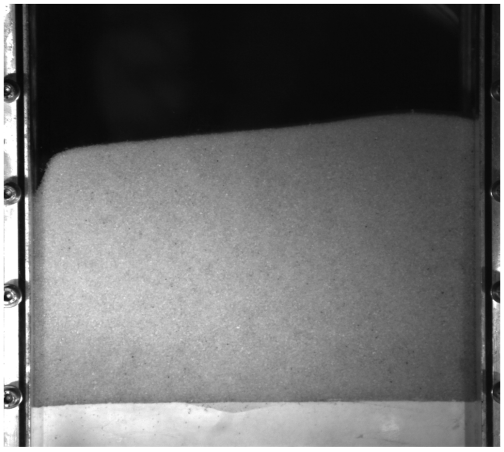
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE 3.28 – *Arrêts sur image de la masse mouvante à des temps successifs, dont l'évolution complète est représentée figure 3.27 : (a) masse mouvante à* $t = 0.396s$ *après arrêt de l'écoulement stabilisateur, point* 1 *sur la figure 3.27, (b) masse mouvante au point* 2*, (c) masse mouvante au point* 3*, (d) masse mouvante au point* 4*, (e) masse mouvante au point* 5*, (f) visualisation de l'échantillon déformé au point* 4*, associé à l'image (d).*

Au point 3, au maximum de la mobilisation de l'échantillon, la profondeur mobilisée atteint approximativement 11cm. Ensuite, lors de la décroissance de la masse mouvante, aux points 4 et 5, l'allure circulaire disparaît pour laisser place à une frontière inférieure linéaire et non plus circulaire. On retrouve bien ici la signature d'une transition de la déstabilisation circulaire vers l'avalanche de surface où les lignes de courant tendent à s'aligner entre elles. Cela définit donc, à travers le seuillage introduit pour calculer la masse mouvante, une délimitation entre zone mobile et zone statique qui tend vers une droite tout se rapprochant progressivement de la surface supérieure au fur et à mesure que la zone cisaillée se réduit. Cette transition sera discutée au paragraphe 3.2.4.
Il est à noter que cet indice de masse mouvante a des limitations toutes issues de la technique PIV.
La première est liée à la définition même de cette grandeur qui est basée sur un critère de seuil sur la vitesse et qui peut donner une information sur la localisation de la zone de cisaillement mais en aucun cas sur la cinématique de la déformation et sur l'intensité du cisaillement.
Deuxièmement, faute de texture dans la partie supérieure de la cellule, les mouvements de grains en suspension ou de bulles sont détectés avec parfois des vitesses significatives. Un bruit apparaît de ce fait au dessus de l'échantillon ; il est visible sur la figure 3.28 et se traduit sur le suivi temporel (figure 3.27) par un petit offset tout au long de l'enregistrement.

Ensuite, dans ces situations de faibles vitesses en profondeur et de fortes vitesses à la surface, la technique PIV est poussée dans ses derniers retranchements. Il n'est pas rare, dans les cas les plus extrêmes, de perdre de l'information à la surface de l'échantillon, ce qui se traduit par une sous estimation de la masse totale mobilisée. Cet effet est illustré sur la figure 3.29. Dans les zones cerclées de rouge, le déplacement est trop grand pour être identifié ce qui conduit, comme il a été vu dans les chapitres précédents, à l'apparition de vecteurs nuls. Cela se traduit par une perte d'information dans ces zones et par la sous estimation de la masse mouvante. Une illustration de la perte d'information à la surface de l'échantillon est représentée figure 3.30, sur un suivi temporel de la masse mouvante au cours de l'effondrement contrôlé d'un échantillon lâche, $\Phi = 0.52$, à un angle de 37,5°. La perte d'information intervient principalement sur le deuxième événement, qui est ici le plus important en termes de zone mobilisée et de vitesse atteinte. Au point 2, image (b), la perte d'information est présente en surface dans les zones cerclées de rouge. C'est au point 3, image (c), que la perte d'information est la plus grande, elle s'étend sur la quasi-totalité de la largeur et sur environ 2cm de hauteur. Au point 4, image (d), la perte d'information est en voie de disparition, seule une zone restreinte est encore affectée. Sur le suivi temporel, une allure de la masse mouvante non affectée par la perte d'information en surface est donnée, en accord avec les observations réalisées. La perte d'information peut entraîner des diminutions significatives de la masse mouvante lors des phases les plus rapides, comme au point 3, mais ces diminutions ne traduisent pas le comportement réel de la déstabilisation.

Le lissage temporel tel qu'il est effectué dans DPIVsoft, a pour but de supprimer une partie du bruit sur le champ de vitesse, mais collatéralement modifie, parfois sensiblement, la dynamique d'évolution des événements enregistrés. La figure 3.31 contient à elle seule toutes les perturbations induites par un lissage temporel.
La première perturbation est l'anticipation et le retard temporel des phénomènes. Sur

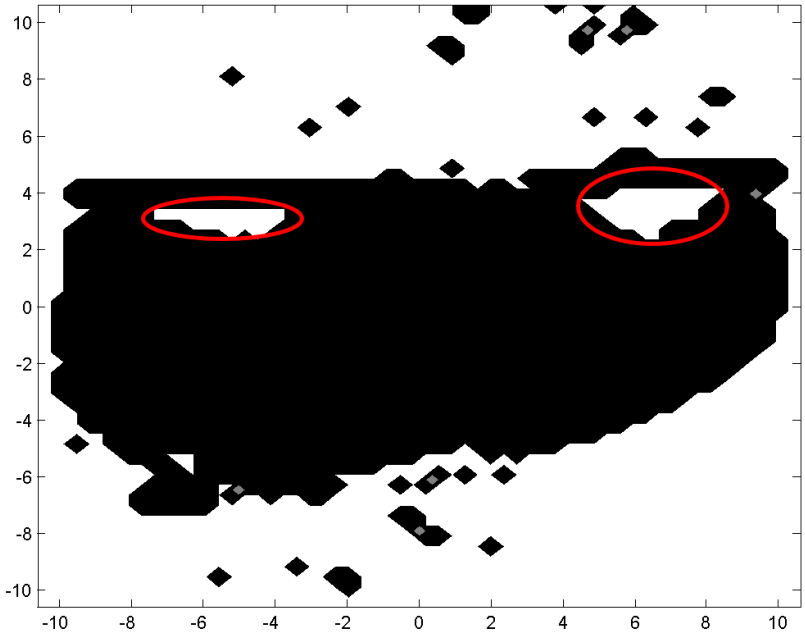


FIGURE 3.29 – *Masse mouvante prise à t=0,9s après l'arret de l'écoulement stabilisateur lors d'un effondrement contrôlé à 60° sur un échantillon lâche,* $\Phi = 0.53$. *Les zones repérées par des cerclées rouges signalent la présence d'un perte d'information.*

la figure, les deux événements lissés ont une durée nettement supérieure au cas brut. La détection du mouvement est anticipée et sa fin est retardée.
Ensuite, à cause du lissage, les vitesses obtenues s'éloignent encore plus de la définition de la vitesse instantanée. Une vitesse lissée est le résultat de la moyenne des vitesses avant et après le champ considéré. Le nombre de champs utilisé pour le lissage dépend du pas de temps choisi pour la corrélation. De ce fait les variations rapides sont amorties comme sur le premier événement où l'amplitude de la masse mouvante d'une déstabilisation lissée est nettement inférieure au cas brut.
Pour finir, dans certains cas particuliers, la conséquence du lissage sur la masse mouvante est paradoxalement une augmentation de son amplitude, comme sur le deuxième événement. Ici le lissage compense la perte d'information. Dans une zone de perte d'information à un instant t, la vitesse brut est nulle, alors que la vitesse lissée ne l'est pas. Si le nombre de champs utilisé pour le lissage est suffisant par rapport à la durée de la perte d'information alors il se peut que la vitesse lissée soit supérieure au seuil, dans ce cas le lissage temporel permet de retrouver de l'information. Il faut prendre garde au point suivant. La reconstruction du signal de masse mouvante par lissage ne sous-estime pas toujours celui qu'on aurait pu avoir lors d'une corrélation parfaite. Dans le cas de vitesses "modérées" par rapport au seuil, une moyenne temporelle peut faire passer un certain nombre de vecteurs vitesse en dessous du seuil choisi pour extraire la masse totale mobilisée. En revanche, dans le cas de vitesses "élevées" par rapport au seuil, lors d'une dynamique rapide de déstabilisation, la reconstruction d'une vitesse moyenne dans une zone de perte d'information donnera certes une vitesse nettement inférieure à la vitesse idéale, issue d'une corrélation parfaite, mais supérieure au seuil. Il faut bien noter que le lissage est appliqué uniquement sur le champ de vitesse, ce n'est qu'après

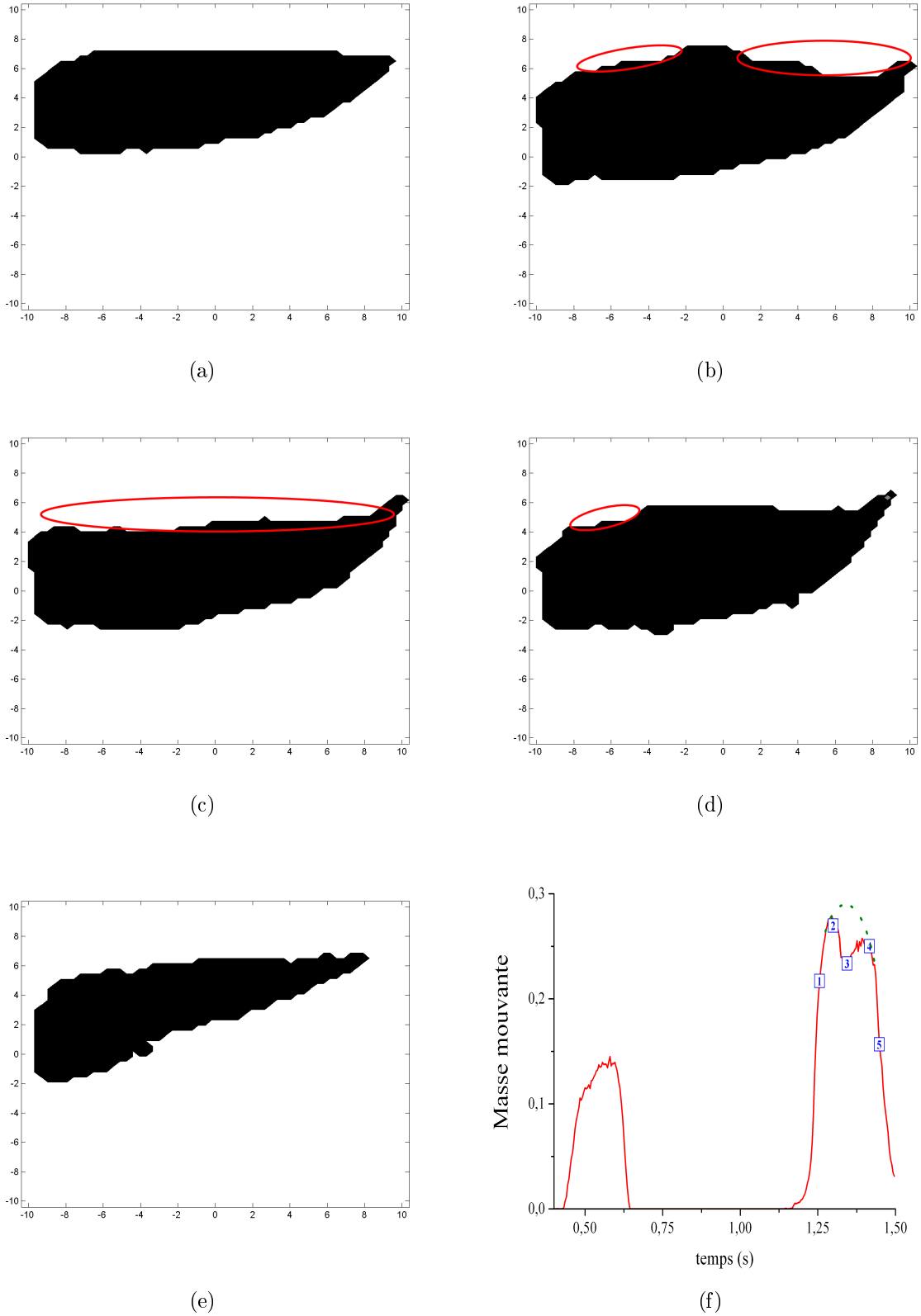


FIGURE 3.30 – *Arrêts sur image de la masse mouvante, à des temps successifs, d'un échantillon lâche* $\Phi = 0.52$*, à un angle de 37,5°, dont l'évolution complète est représentée sur l'image (f) : (a) masse mouvante au point* 1 *positionné sur l'image (f), (b) masse mouvante au point* 2*, (c) masse mouvante au point* 3*, (d) masse mouvante au point* 4*, (e) masse mouvante au point* 5*, (f) suivi temporel de la masse totale mobilisée, la ligne pointillé verte représente l'allure de la masse mouvante si il n'y avait pas eu de perte d'information.*

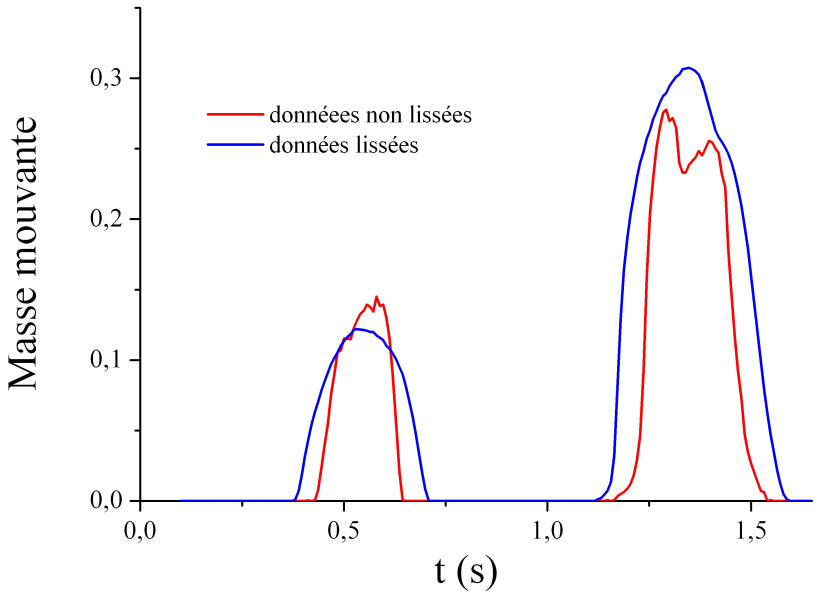


FIGURE 3.31 – *Comparaison des suivis de masses mouvantes issus de champs cinématiques bruts et lissés, enregistrés lors de l'effondrement contrôlé à 37,5° d'un échantillon lâche,* $\Phi = 0.52$

un seuillage qu'est extrait la masse mouvante qui n'est autre qu'une représentation du volume de matériau mobilisé lors de la déstabilisation. Pour la masse mouvante, peu importe l'amplitude de la vitesse tant qu'elle est supérieure au seuil.

Au bilan, malgré ces limitations liées aux difficultées rencontrées par le traitement PIV pour suivre toute la dynamique des instabilités observées, le suivi de ces déstabilisations à travers l'évolution temporelle de la masse mouvante apparaît comme une solution très intéressante pour exploiter nos données. Bien sûr, l'information reste limitée puisqu'elle n'intègre que la taille de la zone mobilisée, sans indication quantitative sur la cinématique de la déformation. Toutefois, ces résultats étant de bonne qualité (reproductibilité, bruit limité), ils s'avèrent tout à fait exloitables et ce traitement de masse mouvante sera l'outil utilisé pratiquement exclusivement dans la suite de ce travail.

3.2.4 Recherche d'un critère adapté à la transition entre la déstabilisation circulaire et l'avalanche de surface

Comme on l'a déjà décrit aux deux paragraphes précédents, chaque évènement de déstabilisation s'amorce par déformation en profondeur, de forme circulaire, qui se réduit progressivement pour tendre vers une avalanche de surface, de faible épaisseur mais avec une plus fort cisaillement. Afin de quantifier cette transition, nous avons essayer de trouver un critère objectif permettant de rendre compte de ce changement de régime cinématique.

Assez naturellement, nous nous sommes d'abord orientés vers des critères cinématiques. Plusieurs ont été testés et sont décrits ci-dessous. Tous s'appuient notamment sur la définition d'une vitesse moyenne. Cette vitesse moyenne ne concerne que la zone mobilisée lors de la déstabilisation. En pratique, la caractérisation d'une vitesse moyenne se fait

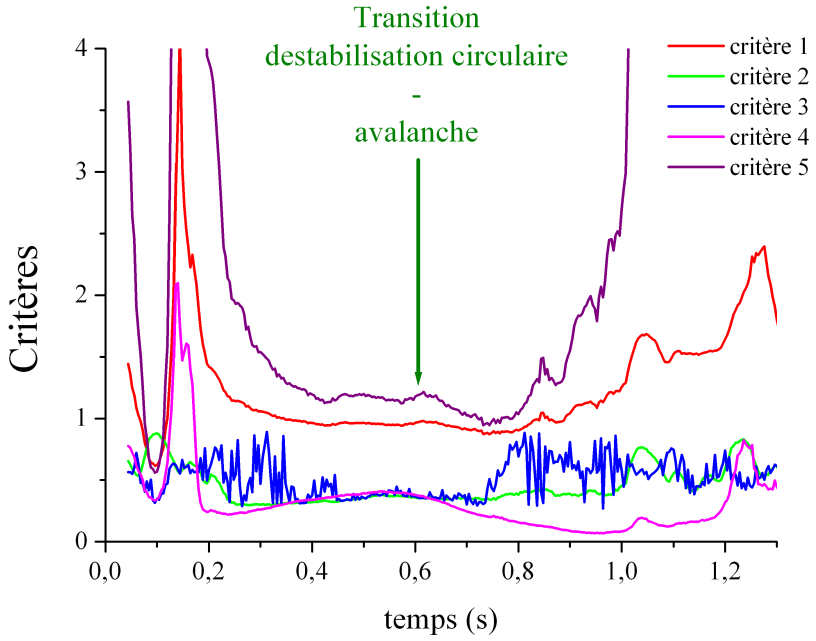


FIGURE 3.32 – *Application des cinq critères cinématiques lors de la déstabilisation d'un échantillon lâche, $\Phi = 0,52$, par effondrement contrôlé à un angle de 50°. La transition entre la déstabilisation circulaire et l'avalanche se situe aux alentours de 0,6s.*

en deux étapes. Premièrement, une moyenne est appliquée sur l'ensemble des vecteurs vitesses, prenant en compte les zones immobiles. Dans un second temps, seules les vitesses supérieures à 10% de cette première vitesse moyenne sont utilisées pour définir une deuxième vitesse moyenne relative à la zone mobilisée, notée $\overrightarrow{V_{moy_{10\%}}}$.

Le premier critère cinématique est défini par :

$$Crit_1 = \frac{1}{n} \frac{\sum_{i=1}^{n} \| \overrightarrow{V_i} - \overrightarrow{V_{moy_{10\%}}} \|}{\| \overrightarrow{V_{moy_{10\%}}} \|} \tag{3.1}$$

Dans le cas d'un écoulement parfaitement parallèle et uniforme, ce critère tend vers zéro. Si on considère toujours un écoulement parallèle mais d'évolution linéaire, le critère tend vers $\frac{1}{2}$. Pour une déstabilisation circulaire, avec une décroissance parfaitement linéaire depuis le centre, le critère est non nul.

Le deuxième critère utilise la normale à la surface libre, $\overrightarrow{n}$:

$$Crit_2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \frac{\overrightarrow{V_i}.\overrightarrow{n}}{\| \overrightarrow{V_i} \|} \tag{3.2}$$

Dans le cas d'un écoulement parallèle, ce critère est nul et ce quelque soit la répartition des vitesses. Pour une déstabilisation circulaire parfaite, il tend vers $\frac{2}{\Pi}$.

Le troisième critère est basé sur le produit vectoriel d'un vecteur vitesse par rapport à

ces voisins :

$$Crit_3 = \left\langle \frac{\| \overrightarrow{V_i} \wedge \overrightarrow{V_j} \|}{\| \overrightarrow{V_i} \| \| \overrightarrow{V_j} \|} \right\rangle \tag{3.3}$$

Ce critère est nul uniquement dans le cas d'écoulements parallèles et, dans les autres cas, toujours inférieur à 1.

Le quatrième critère est donné par :

$$Crit_4 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \frac{\| \overrightarrow{V_i} \wedge \overrightarrow{V_{moy_{10\%}}} \|}{\| \overrightarrow{V_{moy_{10\%}}} \|^2} \tag{3.4}$$

Ce critère est nul uniquement dans le cas d'écoulements parallèles.

Le cinquième critère est :

$$Crit_5 = \left\langle \frac{\left(\overrightarrow{V_i} - \overrightarrow{V_{moy_{10\%}}} \right)^2}{\| \overrightarrow{V_{moy_{10\%}}} \|^2} \right\rangle \tag{3.5}$$

Ce critère ne s'annule que dans le cas d'écoulements parfaitement parallèles et homogènes.
L'utilisation de critères ne s'annulant que pour des écoulements parallèles et homogènes n'est pas inutile car en pratique le niveau de résolution PIV d'une avalanche de surface s'apparente plus à un écoulement homogène qu'un écoulement présentant une décroissance linéaire ou autre.

L'application sur des champs cinématiques expérimentaux donne des résultats très décevants comme le montre l'exemple de la figure 3.32 qui est pourtant un cas où la corrélation PIV semble être de particulièrement bonne qualité.

De ces courbes, on voit qu'aucune tendance nette ne ressort. Il est probable que ce soit le choix de l'adimensionnement des critères qui pose problème. En effet, avant le démarrage de l'instabilité, alors que les vitesse sont nulles (au bruit de corrélation prêt), diviser par la vitesse moyenne ou la vitesse en un point est une source évidente d'erreur de très grandes amplitudes. C'est ce qui est observé, particulièrement pour les valeurs obtenues jusqu'à 0,2s. Par ailleurs, en fin de déstabilisation, la cinématique évolue progressivement vers une avalanche où l'écoulement, qui se concentre sur une fine couche en surface, ne peut plus être résolu spatialement par l'algorithme de PIV. L'erreur qui en résulte peut devenir très importante comme on peut le voir sur la figure 3.32.

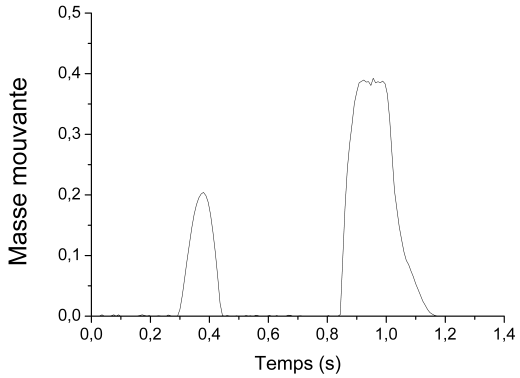
Une alternative, pour éviter des difficultés liées aux fluctuations de vitesse, est de travailler à partir des images seuillées lors de l'évaluation de la masse mouvante. On a observé alors que, comme déjà expliqué au paragraphe précédent et illustré à la figure 3.30, la forme de la zone mobilisée évolue progressivement de la portion de cercle initiale vers une allure beaucoup plus allongée dans le sens de la pente. D'où l'idée d'utiliser un logiciel de traitement d'images, à savoir ImageJ, pour mesurer au cours du temps l'excentricité de la zone mobile par un ajustement avec une ellipse de même taille. Le logiciel nous donne les valeurs du grand axe et du petit axe de l'ellipse, notés respectivement r_{max} et r_{min}, dont on tire la valeur de l'excentricité e à partir de la relation géométrique

(a) Déstabilisation circulaire (b) Transition vers l'avalanche

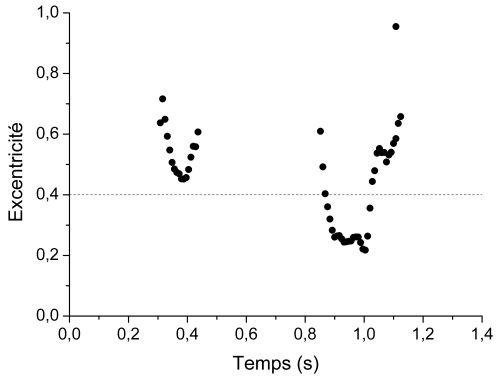
FIGURE 3.33 – *Illustration de l'ajustement de la zone mobilisée par une ellipse de même aire à des moments différents au cours d'une instabilité* ($\Phi = 0,545$ *et* $\theta = 60^{\circ}$).

suivante : $e = (r_{max} - r_{min})/(r_{max} + r_{min})$. La figure 3.33 donne un exemple illustratif de cette technique d'ajustement à deux instants différents au cours d'une instabilité : pendant la phase initiale de déstabilisation circulaire puis pendant la phase de transition vers une avalanche de surface.

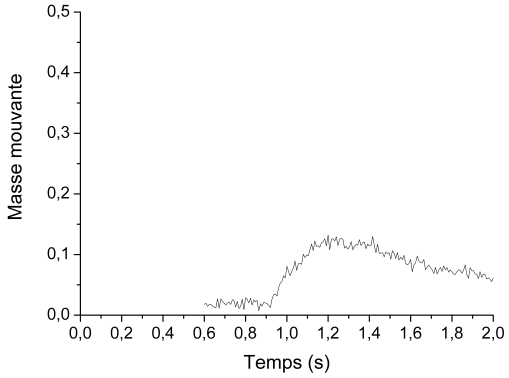
Trois exemples de suivis temporels de l'excentricité sont tracés sur la figure 3.34 : un échantillon lâche ($\Phi = 0,533$) et un échantillon plutôt dense ($\Phi = 0,576$), tous deux à une inclinaison de 50°, ainsi qu'un échantillon de compacité intermédiaire ($\Phi = 0,545$) mais à un angle plus élevé ($\theta = 60^{\circ}$). Sur la figure, chacune de ces courbes est présentée en parallèle avec l'évolution de la masse mouvante qui lui correspond. En observant ces courbes en détail, on constate que l'excentricité diminue pendant la phase de croissance de la zone mobilisée puis ré-augmente lors de la réduction de la zone mobile. c'est pendant cette phase qu'il y a transition d'une cinématique circulaire vers une avalanche de surface. Or, comme on peut le voir sur la figure 3.34b, il y a un saut très rapide de l'excentricité vers $t = 1,0s$ qui correspond au moment de cette transition (moment que l'on identifie bien à partir des champs PIV). Cette variation brutale est également observée sur la figure 3.34f, vers $t = 1,2s$. Sur cette courbe, il y a aussi un saut de ce type, mais dans l'autre sens, pendant la phase d'accroissement de la zone cisaillée, vers $t = 1,05s$. Or, dans ce cas un peu particulier dont on reparlera au paragraphe 3.3, c'est d'abord une avalanche qui se déclenche à la surface avant de se transformer en déstabilisation circulaire comme le montre aussi la figure 3.34e. A chaque fois, ces variations font passer l'excentricité de part et d'autre d'une valeur seuil que l'on peut situer approximativement à $e_c \approx 0,5$. On retrouve sur les trois courbes que, pendant les phases d'avalanche, l'excentricité reste bien toujours au-dessus de cette valeur critique. Cela est notamment vrai pour la totalement de l'évènement présenté à la figure 3.34d. Au bilan, l'utilisation de l'excentricité équivalente par ajustement elliptique permet, en imposant une valeur $e_c \approx 0,4$, d'identifier de façon assez satisfaisante la transition entre une déstabilisation circulaire ($e < e_c$) et une avalanche profonde qui se rétracte progressivement vers la surface ($e > e_c$).



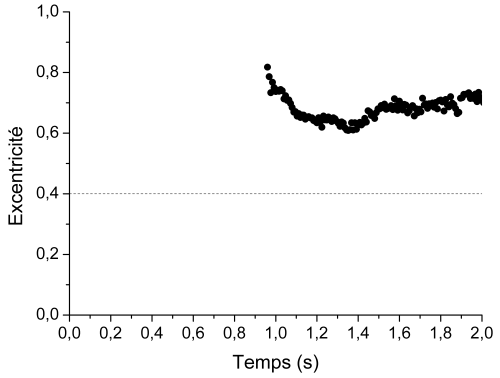
(a) $\Phi = 0,533$ et $\theta = 50^{\circ}$



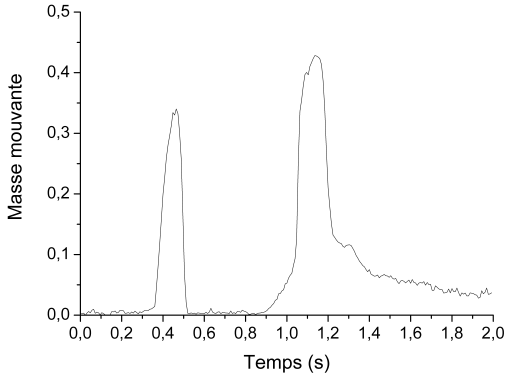
(b) $\Phi = 0,533$ et $\theta = 50^{\circ}$



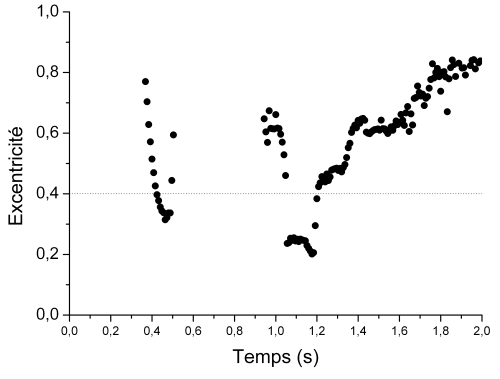
(c) $\Phi = 0,576$ et $\theta = 50^{\circ}$



(d) $\Phi = 0.576$ et $\theta = 50^{\circ}$



(e) $\Phi = 0,545$ et $\theta = 60^{\circ}$



(f) $\Phi = 0,545$ et $\theta = 60^{\circ}$

FIGURE 3.34 – *Evolutions comparées de la masse mouvante et de l'excentricité dans trois essais illustratifs :* $\Phi = 0,533$, $\theta = 50^{\circ}$; $\Phi = 0,545$, $\theta = 50^{\circ}$; $\Phi = 0,576$, $\theta = 60^{\circ}$.

3.3 Etude paramétrique de la déstabilisation par effondrement contrôlé

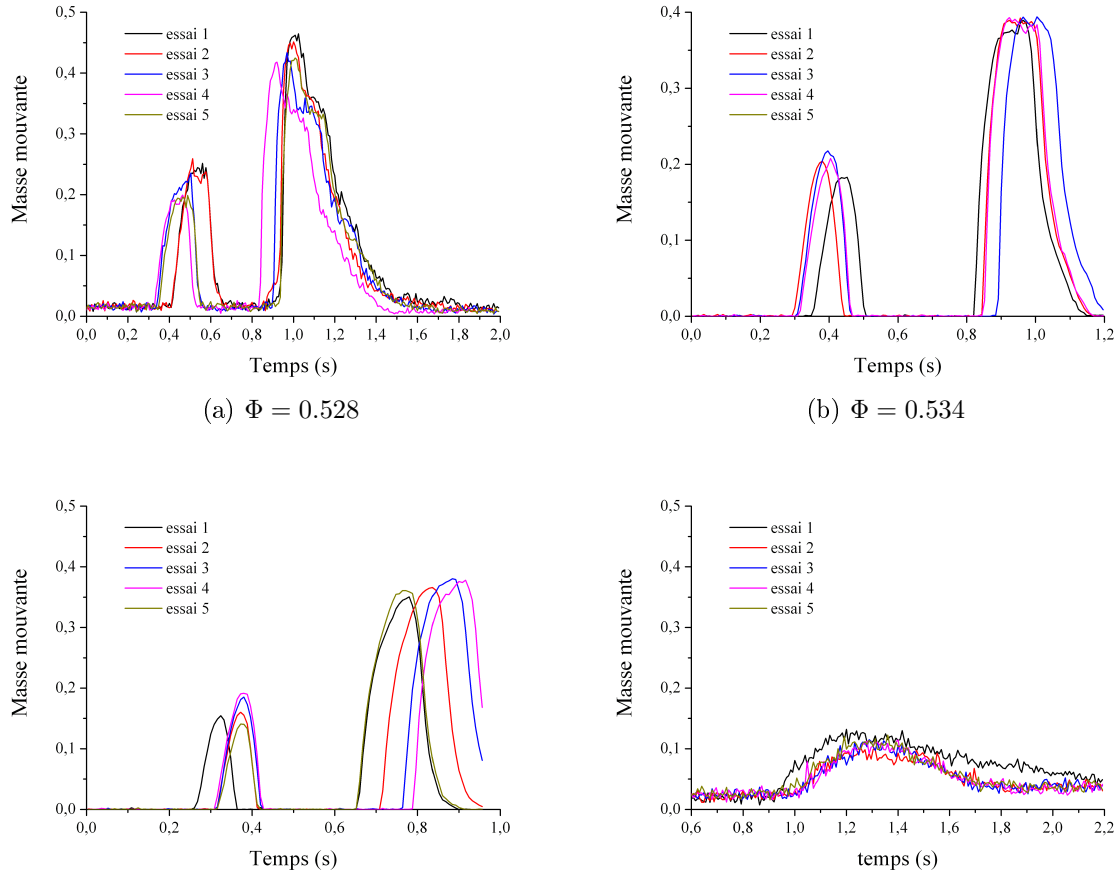
3.3.1 Répétabilité des expériences

L'étude de la répétabilité des expériences est une étape essentielle de l'étude. Une série d'expérimentations a été entreprise pour cinq fractions volumiques différentes aux deux angles d'inclinaison $\theta = 50^{\circ}$ et $\theta = 60^{\circ}$. Chacune des configurations a été répétée cinq fois. Les fractions volumiques utilisées vont du plus lâche $\Phi = 0,528$ (obtenue par une fluidisation à l'aide du réseau d'eau potable) au plus dense $\Phi = 0,519$ (après une centaine de coups de maillet), en passant par des valeurs intermédiaires : $\Phi = 0,534$ (directement obtenue par fluidisation de l'échantillon par la pompe à engrenages à un débit de $5,5 L.min^{-1}$), $\Phi = 0,547$ (idem suivi d'un unique coup de maillet) et $\Phi = 0,619$ (idem suivi de 25 coups de maillet).

Aux vues des figures 3.35 et 3.36, les essais montrent qualitativement une répétabilité très satisfaisante. Un peu moins bonne sur le temps de déclenchement de l'instabilité mais beaucoup plus en ce qui concerne l'amplitude maximale de la masse mouvante, la reproductibilité temporelle des événements s'avère effectivement tout à fait correcte comme le soulignent notammenet les valeurs de la table 3.1. Nous avons également observé pour les mêmes essais une très bonne répétabilité concernant les valeurs de l'excentricité (cf paragraphe 3.2.4). Au bilan, on peut en conclure qu'il n'est pas indispensable de procéder à une étude statistique pour mener à bien l'étude paramétrique : un seul essai par jeu de paramètres est représentatif du comportement et sera donc suffisant.

θ ($^{\circ}$)	Φ	ti_1 (s)	δti_1 (s)	Mm_1	δMm_1
50°	0,528	0,37	0,04	0,23	0,030
	0,534	0,32	0,03	0,20	0,015
	0,547	0,305	0,03	0,165	0,025
	0,581	1,01	0,05	0,115	0,010
60°	0,528	0,29	0,025	0,222	0,024
	0,534	0,26	0,05	0,350	0,010
	0,547	0,28	0,04	0,330	0,010
	0,581	0,90	0,02	0,123	0,007
	0,619	3,39	0,55	0,133	0,013

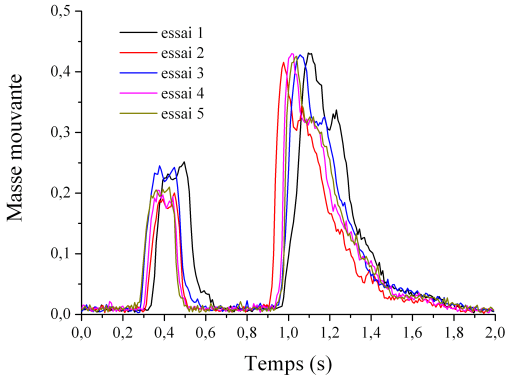
TABLE 3.1 – *Vérification de la reproductibilité des essais via le temps d'initiation moyen du premier événement ti_1 avec son écart type δti_1 et via l'amplitude maximale du premier pic de la masse mouvante Mm_1 avec son écart type δMm_1. θ est l'angle d'inclinaison au déclenchement de la déstabilisation et Φ, la fraction volumique de l'échantillon.*



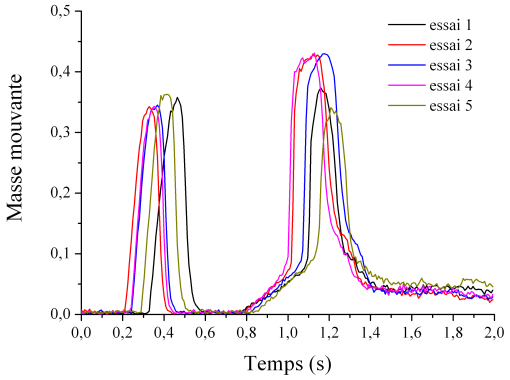
(a) $\Phi = 0.528$ (b) $\Phi = 0.534$

(c) $\Phi = 0.547$ (d) $\Phi = 0.581$

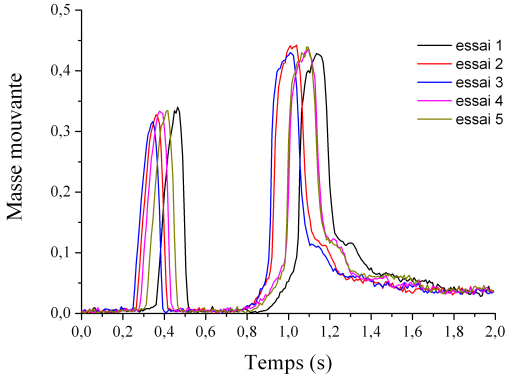
FIGURE 3.35 – *Essais de répétabilité de la masse mouvante à 50° pour quatre valeurs différentes de la fraction volumique (le cas le plus dense à $\Phi = 0.619$ n'a pas été représenté car aucune déstabilisation n'est observée à cette inclinaison).*



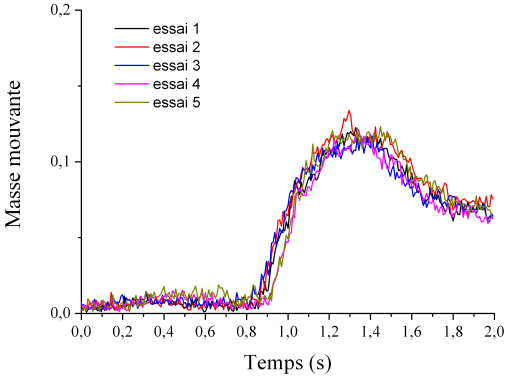
(a) $\Phi = 0.528$



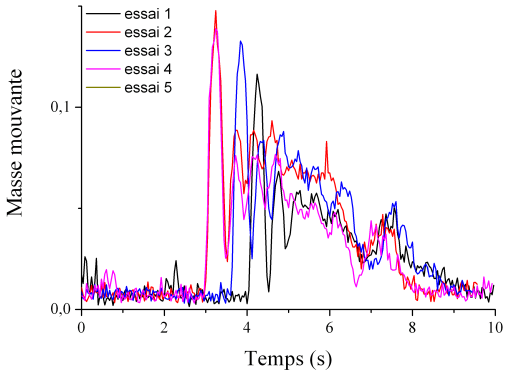
(b) $\Phi = 0.534$



(c) $\Phi = 0.547$



(d) $\Phi = 0.581$



(e) $\Phi = 0.619$

FIGURE 3.36 – *Essais de répétabilité de la masse mouvante à 60° pour cinq valeurs différentes de la fraction volumique.*

Un exemple type de la répétabilité du signal de pression différentielle est présenté sur la figure 3.37 pour cinq échantillons similaires de faible fraction volumique ($\Phi = 0,534$) à une inclinaison de 60°. Comme on peut le constater, la reproductibilité en terme de pression est de moins bonne qualité que ce qui a été observé avec le traitement de masse mouvante. Mais elle reste toutefois suffisante pour ne pas remettre en cause la conclusion précédente quant à la représentativité d'un unique essai pour un jeu donné de paramètres.

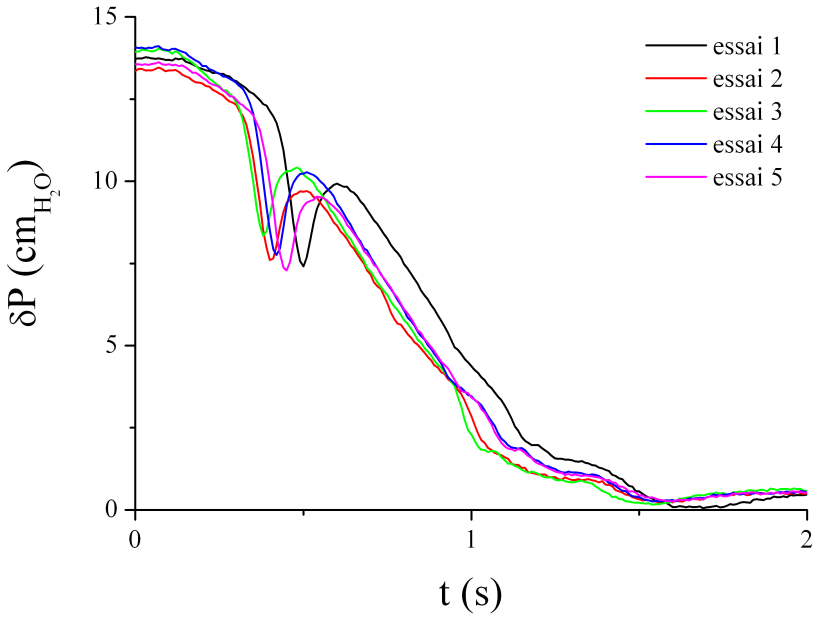


FIGURE 3.37 – *Essais de répétabilité du signal de pression différentielle, mesuré sur le bord latéral gauche de la cellule, lors de la déstabilisation par effondrement contrôlé à 60° d'un échantillon lâche, $\Phi = 0,534$. La différence de pression, δP, est exprimée en hauteur d'eau.*

3.3.2 Analyse type d'un essai d'effondrement contrôlé

3.3.2.1 Phénoménologie expérimentale

Comme cela a été montré au paragraphe 3.1.4, trois grands régimes peuvent être distingués : le régime stable, le régime où une déstabilisation limitée est suivie par une restabilisation complète et durable de l'échantillon, et enfin un dernier régime recensant un ou plusieurs événements qui aboutissent au final à une avalanche de surface. Dans ce paragraphe, l'allure type considérée portera uniquement sur le troisième régime de déstabilisation. Cela concerne tous les cas où l'angle d'effondrement contrôlé est supérieur à l'angle de stabilité mis en évidence par un chargement progressif.
Une allure typique de masse mouvante est présentée à la figure 3.27. Elle se compose d'un premier pic qui se déclenche après un temps de réaction, noté t_{init}, et dont l'amplitude maximale est notée M_m. Ces deux grandeurs caractéristiques dépendent de la fraction volumique et de l'angle d'inclinaison comme cela sera analysé respectivement aux paragraphes 3.3.3 et 3.3.4. Suivant la densité il peut y avoir plusieurs pics successifs,

pour finir par une avalanche de surface. Dans les cas de forte densité seule une avalanche est observée.

Les observations des pics de masse totale mobilisée ont montré qu'il y a le plus souvent un à deux pics. Dans certains cas, ce nombre peut cependant monter jusqu'à six (les deux derniers apparaissent simultanément à la phase d'avalanche), comme le montre la figure 3.38.
Avant que l'avalanche finale ne s'installe, l'amplitude maximale de chaque pic est généralement croissante : chaque événement mobilise donc une zone plus grande que son prédécesseur.

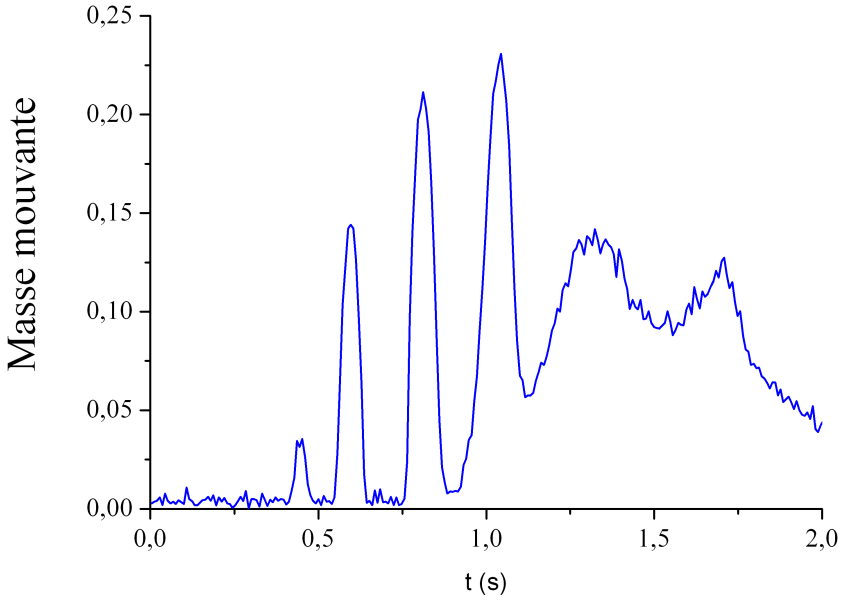


FIGURE 3.38 – *Illustration du nombre de pics pouvant être observés au cours de l'évolution temporelle de la masse mouvante : pour un échantillon de fraction volumique* $\Phi = 0,574$ *incliné à un angle de 55°, on recense 6 pics lors de l'effondrement contrôlé, les deux derniers apparaissent alors que l'avalanche finale est déjà apparue.*

Une étude plus systématique du nombre de pics en fonction des deux paramètres de contrôle, fraction volumique Φ et inclinaison θ, permet de tracer le diagramme de la figure 3.39 sur lequel les comportements restent assez variables avec toutefois des tendances générales qui se distinguent à travers des frontières assez approximatives.

Après ces différents pics de déstabilisation, l'avalanche finale reste très limitée à la surface ce qui rend difficile sa détection par la technique PIV. De plus les vitesses d'écoulement sont proches du seuil utilisé pour extraire la masse totale mobilisée. L'avalanche n'est donc pas toujours parfaitement reportée sur le signal de masse mouvante.

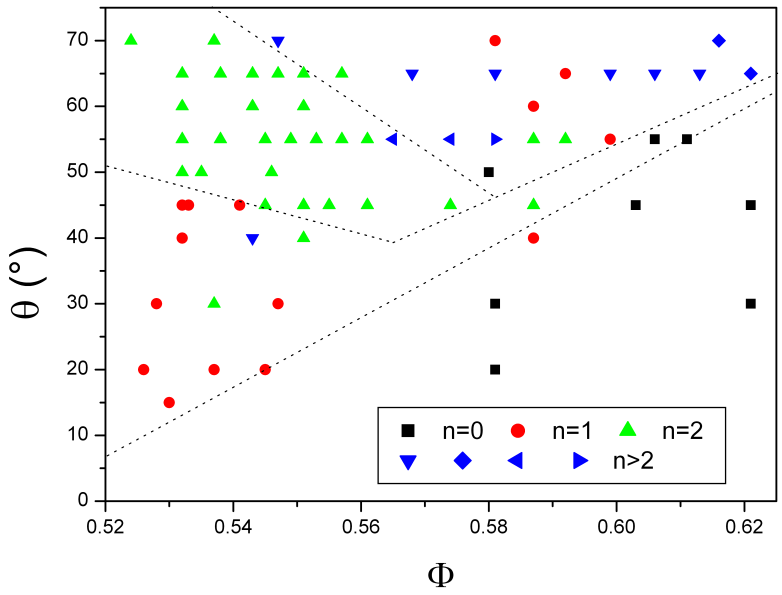


FIGURE 3.39 – *Tracé dans un diagramme $\Phi-\theta$ du nombre de pics n observés lors des différentes déstabilisations analysées au cours de ce travail. Des frontières très approximatives ont été tracées en pointillé entre les zones correspondant à aucun pic (i.e. échantillon stable), à un pic unique, à deux pics, et enfin à trois pics ou plus.*

Dans certains cas comme sur la figure 3.40, une avalanche de surface peut démarrer avant l'apparition d'un pic, pic qui retranscrit une déstabilisation en profondeur, puis perdurer au delà du pic.

La masse mouvante retranscrit quantitativement l'évolution de l'aire mobilisée lors de la déstabilisation. Mais d'après les différents essais, un lien entre la masse mouvante et la profondeur maximale mobilisée semble apparaître. Celle-ci, notée h, est mesurée à partir des champs de masse mouvante (c'est à dire à partir des champs PIV seuilés) sur une verticale où l'épaisseur mobilisée semble la plus grande. De cette ligne verticale, il est tiré un diagramme spatio-temporel permettant de quantifier h avec précision. La procédure est illustrée sur la figure 3.41. Le choix de cette verticale n'est pas anodin, puisqu'elle correspond à la droite utilisée pour extraire le profil de vitesse (voir paragraphe 3.2.2). Là encore, cette méthode n'est pas parfaite car le positionnement est laissé à l'appréciation de l'opérateur et ne garantit pas la perpendicularité avec la surface libre en cours de déformation. Cependant, les courbes de la hauteur h et la masse mouvante M sont qualitativement en excellent accord comme le montre un exemple typique sur la figure 3.42. Afin de rendre la comparaison possible, chaque grandeur a été normalisée par la valeur maximale atteinte lors du premier pic. Du point de vue quantitatif, l'accord est très satisfaisant sur le premier pic et moins sur le second. Cela provient de la perte d'information à la surface de l'échantillon du fait d'une cinématique élevée ainsi que de la déformation de la surface libre, la droite verticale n'étant plus normale à la surface de l'échantillon.
Le bon accord qualitatif montre que la forme de la zone coulante est approximativement autosimilaire sauf dans la phase finale d'avalanche.

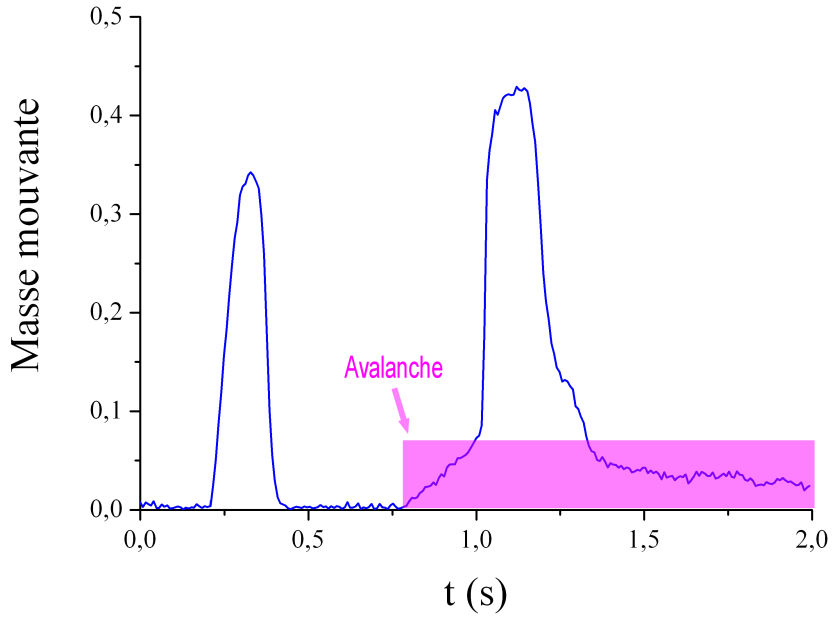


FIGURE 3.40 – *Masse mouvante extraite lors de l'effondrement contrôlé d'un échantillon de fraction volumique* $\Phi = 0,534$ *incliné à 60°. La zone signalée en rose indique la présence d'une avalanche de surface qui débute avant le dernier pic de déstabilisation profonde et se poursuit après celui-ci.*

En s'intéressant au couple formé par la masse mouvante maximale sur un pic, M_m, et la hauteur maximale sur ce même pic, h_m, il s'est avéré que dans tous les cas une relation linéaire lie ce couple de grandeurs. Un exemple d'illustration est présenté à la figure 3.43.

Sur cet exemple, le meilleur ajustement est $h_m = aM_m + b$ avec $a = 26cm$ et $b = 1,2cm$. Cependant, compte tenu de la technique de corrélation d'image qui fonctionne sur une boîte d'interrogation a de ce fait une résolution spatiale minimale alors que, expérimentalement, un suivi visuel de la déstabilisation montre que l'instabilité démarre de la surface pour s'étendre en profondeur. Ce point est discuté plus en détail juste après, au paragraphe 3.3.2.2. Par conséquent, un ajustement du type $h_m = h_0 M_m$ apparaît plus judicieux. Dans l'exemple précédent pour une inclinaison de 55°, h_0 vaut approximativement 30cm alors que dans une série à 65°, il vaut plutôt 25cm. L'ordre de grandeur reste toutefois le même. Il est intéressant de noter que la linéarité ne s'applique pas uniquement à un seul pic mais s'étend à l'ensemble des pics successifs observés au cours d'un effondrement contrôlé. Sachant qu'il y a une quasi-proportionnalité entre la hauteur mobilisée et la masse totale mobilisée, nous travaillerons par la suite uniquement avec la masse mouvante.

Il a été vu précédemment que dans certains cas des pics de masse mouvante pouvaient avoir lieu alors même que l'avalanche finale s'était déclenchée. Pour les échantillons denses inclinés à des angles élevés (supérieurs à 65°), il est possible d'observer des oscillations de la masse mouvante pendant la phase d'avalanche, comme par exemple sur la figure 3.44. L'ordre de grandeur de la fréquence de ces oscillations est de 2Hz.

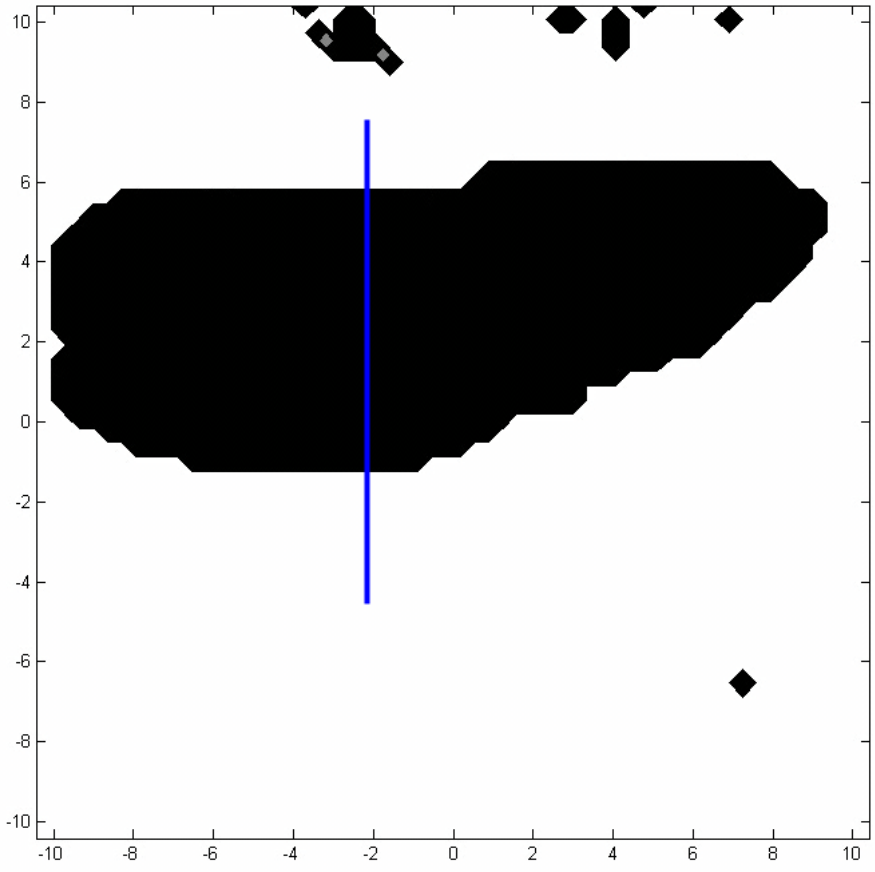


FIGURE 3.41 – *Masse mouvante extraite de l'effondrement contrôlé d'un échantillon de fraction volumique,* $\Phi = 0,543$*, incliné à un angle de 55°. C'est à partir de la droite signalée en bleu que la hauteur mobilisée est extraite.*

L'étude dynamique du banc d'essai présentée en annexe A a montré que les vibrations de la structure se faisaient à 8Hz. La structure est donc a priori hors de cause dans l'apparition de ces oscillations lors de la déstabilisation de l'échantillon. Deux interprétations nous semblent possibles. Premièrement, les échantillons denses se dilatent au cours de la déstabilisation. Du fait de cette dilatation, la densité du matériau diminue ce qui, comme observé expérimentalement, permet à la déstabilisation de se faire beaucoup plus en profondeur, créant ainsi un pic de masse mouvante. Ce couplage entre dilatance et profondeur de cisaillement peut alors se reproduire plusieurs fois et donner des oscillations de ce type. La deuxième interprétation est basée, quant à elle, sur le phénomène de stick-slip : le frottement aux parois ainsi que le frottement à la base de la zone cisaillée induirait en profondeur une alternance de phases de glissement et d'arrêt. Cette observation reste toutefois assez marginale et nous n'avons pas cherché à l'analyser plus avant.

Cette description générale de la phénoménologie expérimentale observée avec le protocole d'effondrement contrôlé appelle quelques commentaires importants.

Tout d'abord, le comportement ainsi mis en évidence est d'une grande complexité, marquée notamment par une évolution temporelle discontinue, faite de phases de déstabilisation suivie par des temps de latence où le matériau semble s'être restabilisé. Cette

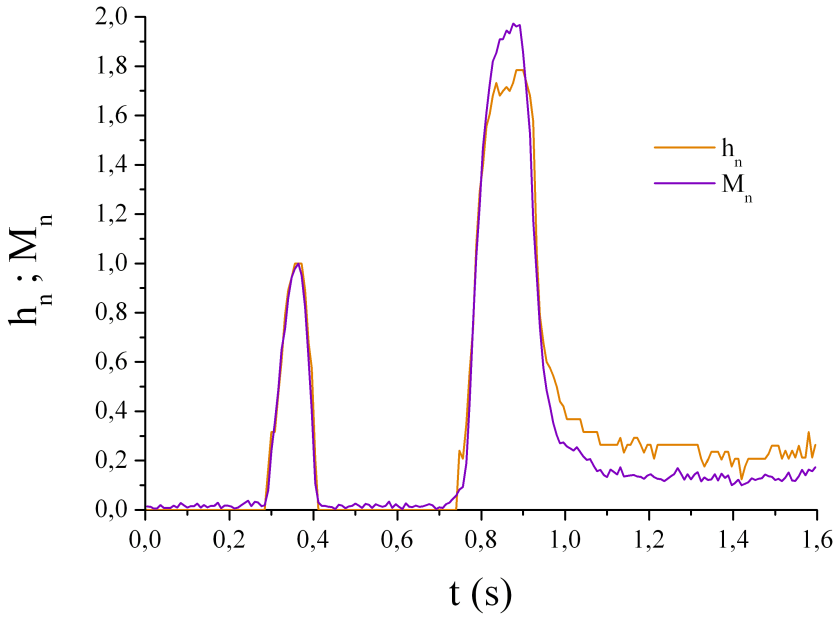


FIGURE 3.42 – *Comparaison entre la hauteur normalisée, h_m, et la masse mouvante normalisée, M_m, lors de l'effondrement contrôlé d'un échantillon de fraction volumique, $\Phi = 0,543$, à un angle de 55°. La normalisation est faite par rapport à la valeur maximale obtenue au premier pic.*

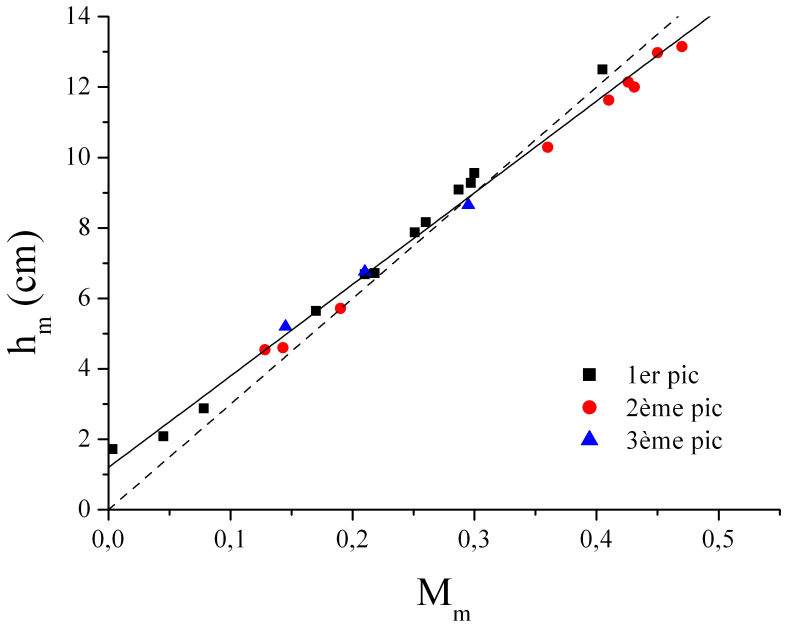


FIGURE 3.43 – *Hauteur maximale de chaque pic en fonction de la masse totale mobilisée associée obtenue sur des essais d'effondrement contrôlé à un angle de 55°, pour des fractions volumiques variant du plus lâche à dense*

dynamique de déstabilisation s'avère assez éloignée de ce que nous pensions obtenir avec ce protocole d'effondrement contrôlé, à savoir une unique instabilité dont l'amplitude, l'étendue spatiale et la durée auraient été directement contrôlées, dans une géométrie

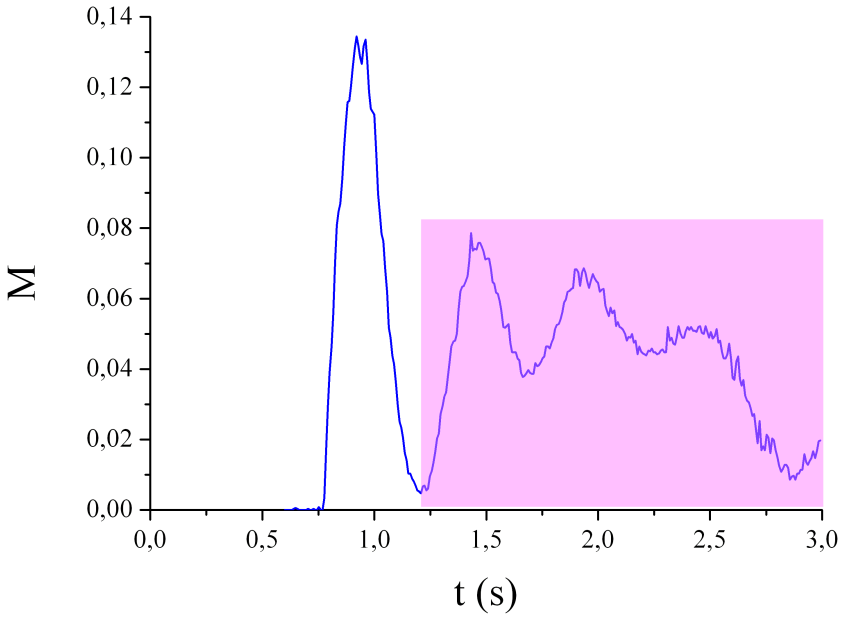


FIGURE 3.44 – *Tracé de la masse mouvante en fonction du temps lors de l'effondrement contrôle à 65°, d'un empilement dense de fraction volumique* $\Phi = 0,613$. *La zone en rose indique la présence de l'avalanche finale.*

figée, par l'angle d'inclinaison et par la fraction volumique initiale de l'échantillon. L'évolution réelle est, on l'a vu, beaucoup plus riche que cela mais, de ce fait, nettement plus difficile à analyser au cours d'une étude paramétrique même si, comme il sera montré aux paragraphes suivants, des tendances peuvent être clairement identifiées quant à l'influence des paramètres de contrôle.

Par ailleurs, il a été souligné au paragraphe 2.5 que, de façon assez surprenante, le temps de relaxation du gradient hydraulique de stabilisation à la fermeture de l'électrovanne était beaucoup plus grand que ce à quoi on pouvait s'attendre, de l'ordre de la seconde. Il n'est pas à exclure qu'il y ait un couplage important entre la cinétique de suppression de l'écoulement stabilisateur et la dynamique de déstabilisation du matériau. Cette intéraction pourrait, tout au moins en partie, être à l'origine de ce comportement complexe observé lors de l'effondrement de l'échantillon.

Le dernier commentaire concerne l'influence des conditions aux limites et de la géométrie de la cellule. En comparant les dimensions de l'échantillon à la taille de la couche cisaillée, on constate immédiatement que, si dans le cas des fractions volumiques élevées on peut envisager qu'il y ait quasi-invariance de l'écoulement d'une avalanche superficielle le long de la pente, il est évident que l'étendue de la zone mobilisée lors de la déstabilisation profonde d'un échantillon lâche est directement contrôlée par la géométrie de la cellule. Ce sont ces effets de bords qui, par compatibilité cinématique, imposent cette forme quasi-circulaire à la frontière entre matériau immobile et matériau en mouvement. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 3.4.4.

3.3.2.2 Allure des pics de masse mouvante et croissance de la zone mobilisée

Dans le but de comparer l'allure des pics de déstabilisation, la masse mouvante a été adimensionnée par la valeur maximum au pic considéré, M_m, tandis que le temps, comptabilisé à partir de l'initiation de l'événement, est adimensionné par le temps de montée τ_m. Ce temps caractéristique est celui nécessaire pour atteindre la valeur maximale du pic de masse mouvante. Les résultats obtenus pour un angle d'effondrement contrôlé de 55° sont disponibles sur la figure 3.45.

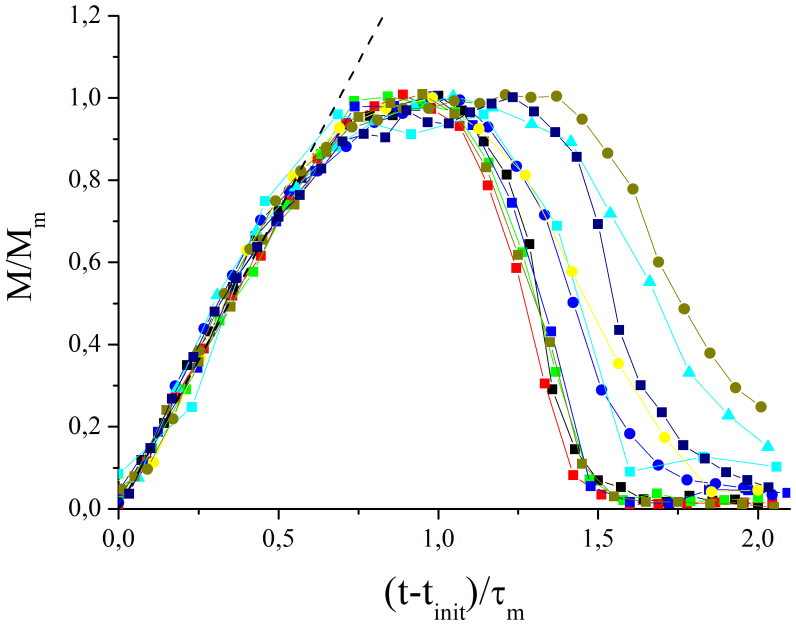


FIGURE 3.45 – *Masse mouvante adimensionnée par sa valeur maximale au pic, en fonction du temps après initiation de l'événement adimensionné par le temps nécessaire pour atteindre le maximum du pic de déstabilisation. Les essais présentés sont issus d'une série d'effondrement contrôlé à 55° pour différentes fractions volumiques, du plus lâche, à dense. Le premier pic mais aussi le second quand il est présent sont présenté dans ce graph. La droite en pointillés est l'ajustement linéaire lors de la montée du pic, sa pente est de 1,45.*

On constate qu'il y a un très bon regroupement des différents essais lors de la phase de montée du pic, avec un comportement quasi-linéaire de la forme :

$$\frac{M}{M_m} = A\frac{t - t_{init}}{\tau_m} \tag{3.6}$$

avec $A \simeq 1,45$. En revanche, il est à noter que la durée du pic de déstabilisation en profondeur n'est pas identique, une sorte de plateau étant observé dans certains cas, et que la phase de descente est également différente d'une fraction volumique à l'autre.

On voit donc que le démarrage de l'instabilité se fait d'abord en surface puis par un creusement progressif de la zone mobilisée. Comme on l'a vu au paragraphe précédent, cette hauteur de mobilisation suit de façon quasiment proportionnelle l'évolution de la masse mouvante. Par conséquent, un comportement linéaire entre la hauteur mobilisée

et le temps de déstabilisation est attendu :

$$\frac{h}{h_m} = A\frac{t - t_{init}}{\tau_m} \tag{3.7}$$

Par ailleurs, tant que le temps caractéristique de montée τ_m reste inférieur à 0,2s, la dépendance de la hauteur maximale mobilisée h_m avec ce temps de montée τ_m s'avère être grossièrement linéaire comme illustré sur la figure 3.46 où l'on a :

$$h_m \sim C_m(\tau_m - 0,05) \tag{3.8}$$

avec $C_m \sim 90cm.s^{-1}$.

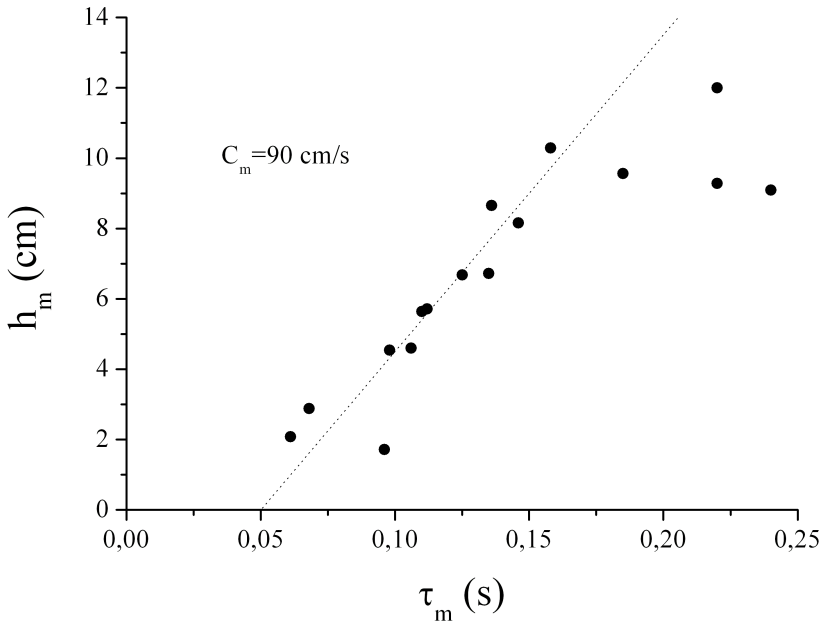


FIGURE 3.46 – *Hauteur maximale mobilisée, h_m, en fonction temps nécessaire pour atteindre le maximum du pic de déstabilisation, τ_m. Pour des temps $\tau_m < 0,2s$, h_m est grossièrement linéaire par rapport au temps τ_m, comme le montre l'ajustement linéaire de pente C_m tracé en pointillés. Les données sont issus d'une série d'effondrement contrôlé pour différentes fractions volumiques à un angle de 55°.*

D'après ce comportement et celui décrit par l'équation 3.7, il est possible d'introduire une vitesse de mobilisation vers le bas lors de la déstabilisation : $C = AC_m$; avec $C \sim 1,3m.s^{-1}$ pour un angle de 55°. Cette vitesse de mobilisation vers le bas est a priori un peu plus faible à 45° mais les données ne sont pas suffisamment nombreuses pour donner clairement une tendance.

Un schéma d'illustration de l'évolution de la masse mouvante et de la hauteur mobilisée est représenté sur la figure 3.47.

Pour finir, d'après les constatations énoncées précédemment, l'évolution temporelle de la masse mouvante peut être raisonablement approximée par la relation linéaire suivante :

$$M \approx \frac{C}{h_0}(t - t_{init}) \tag{3.9}$$

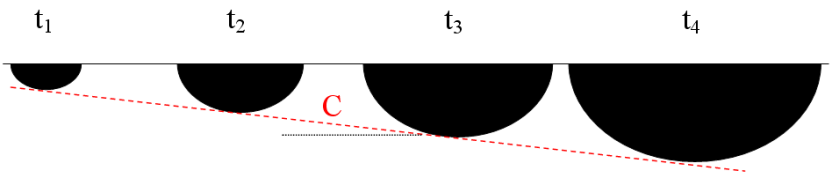


FIGURE 3.47 – *Illustration simpliste de l'évolution autosimilaire de la masse mouvante au cours du temps ($t_1 < t_2 < t_3$). La vitesse de mobilisation en profondeur est C.*

Cette relation n'est valable qu'avec des temps τ_m suffisamment grands (τ_m supérieur à 0,05s d'après la figure 3.46), les pics de très faibles amplitudes semblant donc avoir un comportement un peu différent comme on peut le constater sur la figure 3.48. Cette courbe confirme que, mis à part ce cas des petits pics, l'ensemble des courbes reportées vérifie le scaling donné par l'équation 3.9 avec un coefficient de proportionalité qui vaut environ $\frac{C}{h_0} \simeq 4,3$.

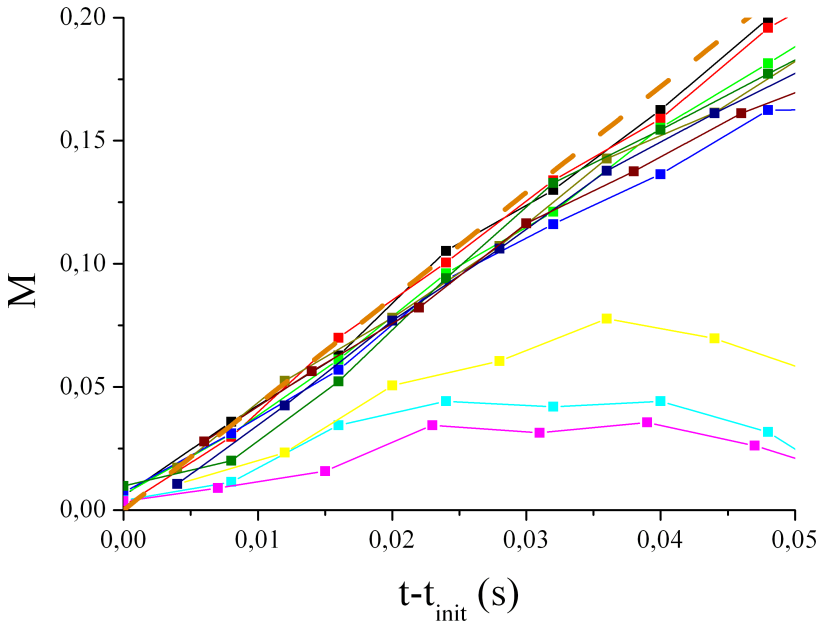


FIGURE 3.48 – *Tracés de la masse mouvante en fonction du temps pour une série d'effondrements contrôles à 55°. La droite orange en pointillés retrace le comportement linéaire décrit à l'équation 3.9 avec une pente $\frac{C}{h_0} \simeq 4,3$.*

Par comparaison à cette étude sur l'allure de la phase de montée des pics de masse mouvante, la prédiction donnée par un suivi du profil vertical de vitesse au centre de la cellule pour la croissance de la zone mobilisée à l'initiation de l'instabilité n'est pas du tout la même. Comme on a déjà pu le contaster sur la figure 3.24, il y a une montée très abrupte de la valeur h_{mob} extrapolée par la procédure décrite au paragraphe 3.2.2 qui correspond à un artefact de mesure. Toutefois, pour lever définitivement le doute quant à la profondeur mobilisée aux tout premiers instants de la déstabilisation, un diagramme spatio-temporel a été tracé lors de l'effondrement contrôlé d'un échantillon assez lâche ($\Phi = 0,543$) incliné à 60°. Ce diagramme, présenté sur la figure 3.49, correspond à l'évo-

lution temporel d'un segment vertical tracé au cœur de la zone instable. L'observation est un peu délicate mais on y constate bien qu'il y a, non pas un démarrage en bloc du milieu sur une épaisseur finie, mais bien une mise en mouvement progressive dans la profondeur avec un creusement rapide repéré par la courbe rouge en pointillés.

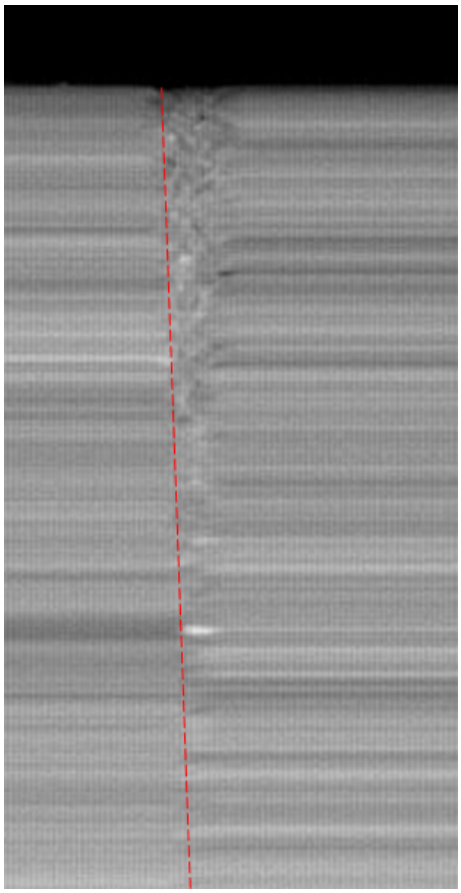


FIGURE 3.49 – *Diagramme spatio-temporel lors d'une déstabilisation circulaire dans un échantillon de densité* $\Phi = 0,543$ *incliné à 60°. La phase de creusement progressif de la zone mobilisée est repérée par la frontière en pointillés rouges.*

3.3.2.3 Utilisation des mesures de pression différentielle

L'allure de la relaxation du gradient de pression lors de la suppression de l'écoulement de stabilisation a déjà été présentée au paragraphe 2.5 dans le cas de référence où la cellule est à la verticale et où il n'y a donc pas déstablisation gravitaire de l'échantillon. Lorsque la cellule est inclinée suffisamment pour qu'une instabilité soit déclenchée après fermeture de l'électrovanne, on observe des écarts entre le signal observé et le signal de référence comme l'illustre la figure 3.50.

On retrouve bien dans les deux cas une première surpression δi associée, comme on l'a vu au paragraphe 2.5, au tassement de l'échantillon consécutif au passage d'une onde créée par la discontinuité de l'écoulement à la fermeture de la vanne. Ensuite, lors de la phase de dévroissance du gradient, on peut identifier à un temps noté ti_1 un pic plus ou moins prononcé. Ce pic, dont on peut estimer grossièrement l'écart à la courbe de

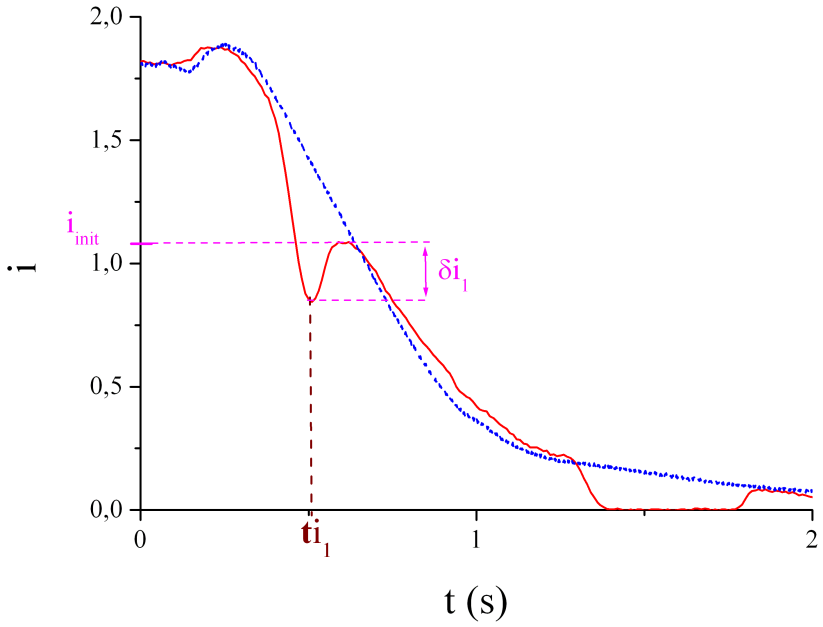


FIGURE 3.50 – *Variation du gradient hydraulique i, tracé en rouge, obtenu lors de la déstabilisation d'un échantillon lâche, $\Phi = 0,534$, à 60° et tiré du signal de pression différentielle mesurée à la paroi latérale gauche. La courbe en pointillés bleu est le signal de référence pour un échantillon similaire mais non incliné et donc stable.*

référence, δi_1, révèle la présence d'un événement déstabilisateur (voir figure 3.50). Si plusieurs événement sont présents, le temps d'apparition ti_2 et la différence de pression δi_2 seront de la même façon associé au deuxième événements, etc.... Lorsque le gradient hydraulique est trop faible, la détection des événements de déstabilisation sur le signal de pression n'est plus possible. On a pu vérifier expérimentalement que ces temps ti_i étaient bien corrélés avec les temps t_{init_i} tirés des courbes de masse mouvante.

La variation de gradient hydraulique δi_1 est une estimation grossière, prise entre le gradient le faible lors de la déstabilisation et le gradient à la fin de cet événement, lorsqu'il rejoint le signal de référence. Cette variation de gradient hydraulique dépend de la fraction volumique de l'échantillon et, comme le montre la figure 3.51, elle s'annule vers une fraction volumique $\Phi_0 \approx 0,56$. Cette fraction volumique Φ_0 marque la frontière entre un comportement contractant et dilatant.
Ainsi, pour un échantillon lâche, le déclenchement de l'instabilité est associé à une contractance du milieu dans la zone de déstabilisation. Cette zone en contractance expulse de l'eau et on peut associer un débit δQ_1 vers la surface libre de l'échantillon et δQ_1 vers le fond de l'échantillon. De ce fait, le débit global devient $Q - \delta Q_1$ en entrée de l'échantillon et $Q + \delta Q_0$ à la sortie. Donc, en terme de pression, la pression à la surface libre, initialement égale à p_+ avant la contractance, devient $p - \delta p_1$ et la pression au fond, initialement égale à p_-, devient $p_- + \delta p_1$. Par conséquent, en comparaison au cas de référence où la perte de charge vaut donc $p_+ - p_-$, la pression différentielle est moins importante pendant la phase de contractance : $p_+ - p_- - 2\delta p_1$. Donc l'estimation grossière δi_1, qui représente un écart du gradient hydraulique lors de la contractance par rapport au signal de référence, doit bien être négative comme constaté expérimentale-

ment. Aucune observation de $\delta i_1 > 0$ n'a été faite pour les cas de dilatance, quand la fraction volumique est supérieure à 0,56, vraisemblablement parce que les événements de déstabilisations apparaissent alors plus tardivement, à des temps où le gradient hydraulique i est presque annulé.

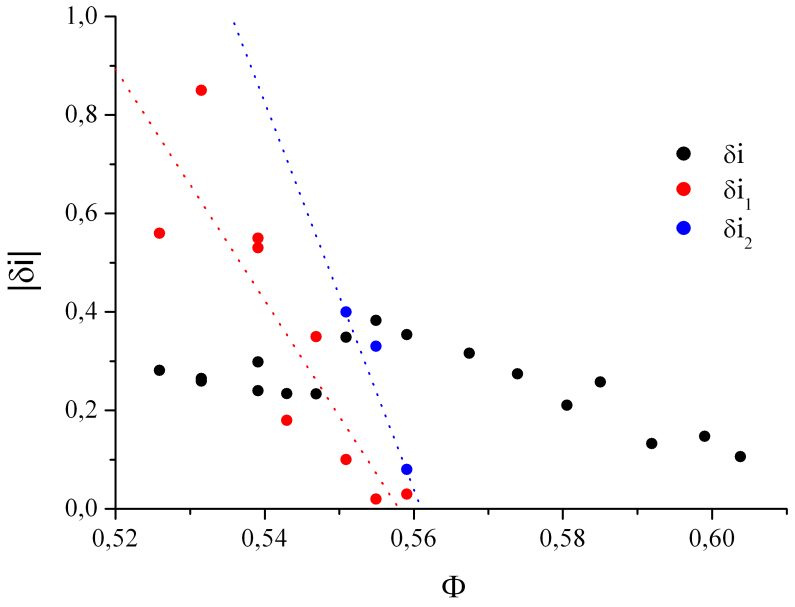


FIGURE 3.51 – *Evolution de δi du à l'arrêt de l'écoulement (déjà présenté à la figure 2.12), de $|\delta i_1|$ et $|\delta i_2|$ en fonction de la fraction volumique. Les droites en pointillés sont les ajustements linéaires pour les variations de gradient hydraulique du premier et du deuxième événement lorsque celui-ci est observé.*

3.3.3 Influence de la fraction volumique

Comme on l'a vu, la fraction volumique est l'un des paramètres contrôlant le nombre d'événement lors d'un effondrement contrôlé. Cela se traduit par l'augmentation du nombre de pics de masse totale mobilisée avec la fraction volumique (cf. figure 3.52). Dans certaines conditions, nous avons pu recenser jusqu'à 6 événements, les deux derniers apparaissant toutefois alors que l'avalanche finale était déjà initiée. Dans ce cas, l'épaisseur mobilisée lors de ces pics reste faible et les origines possibles de ces pics ont déjà été discutées au paragraphe 3.3.2.1.

Mis à part ces derniers pics qui se produisent au cours de l'avalanche finale, on peut observer sur la figure 3.52 que les pics successifs sont d'amplitude croissante : l'amplitude maximale du premier pic est inférieure à celle du second, etc.... Et, comme le suggère la figure 3.52, il semble que, lorsque l'on augmente progressivement la fraction volumique de l'échantillon, ce soit l'amplitude du plus grand de tous les pics (hors avalanche finale) qui présente la meilleure corrélation avec la fraction volumique. Par la suite, on notera M_{max} cette amplitude maximale tous pics confondus. Soit : $M_{max} = max(M_{m,i})_{\forall i}$. A travers cette grandeur, c'est donc bien la hauteur maximale mobilisée h_{max} qui est contrôlée par la fraction volumique comme l'illustre la figure 3.53.

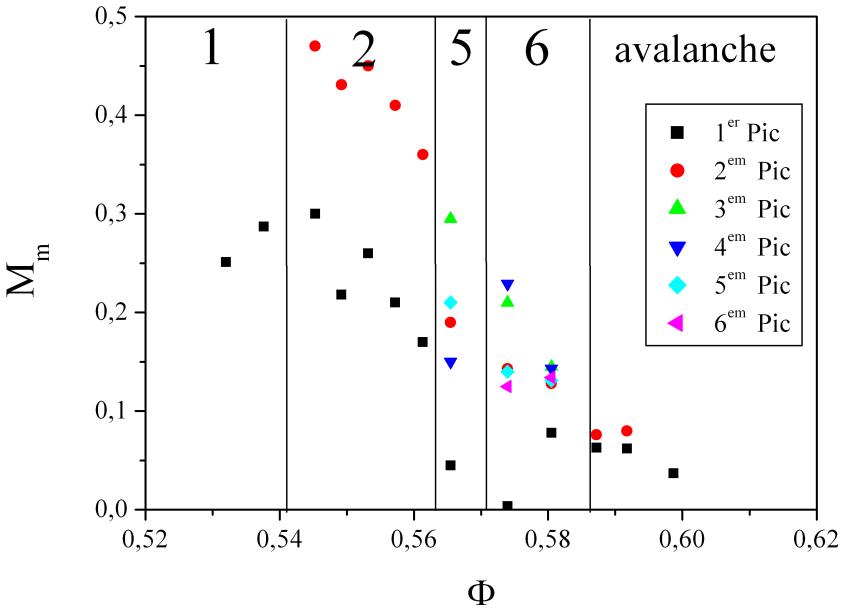


FIGURE 3.52 – *Evolution du nombre et de l'amplitude des pics de masse mouvante lors d'effondrements contrôlés à $\theta = 55^\circ$ en fonction de la fraction volumique de l'échantillon.*

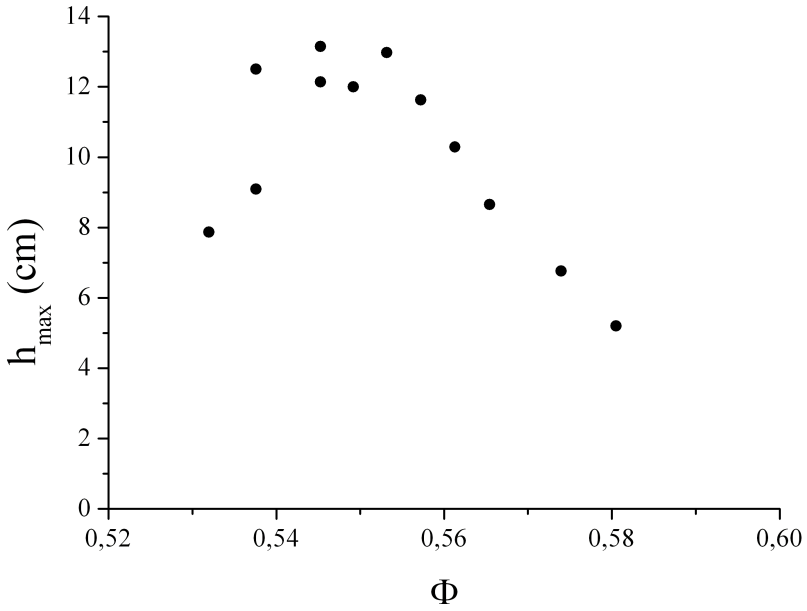


FIGURE 3.53 – *Evolution de la hauteur maximale mobilisée lors d'un effondrement contrôlé à $\theta = 55^\circ$ en fonction de la fraction volumique de l'échantillon.*

Il est à noter sur cette figure que la hauteur maximale mobilisée au voisinage de la fraction volumique $\Phi = 0,55$ est du même ordre de grandeur que l'épaisseur totale de l'échantillon. Les limites de la géométrie sont ici atteintes et ce sont très vraisemblable-

ment ces effets de bords qui sont à l'origine du plateau de h_{max} observé sur l'intervalle de fraction volumique [0,54-0,56]. Aux deux fractions volumiques les plus faibles, la hauteur maximale de mobilisation diminue fortement car seule une partie de l'échantillon est touché par la déstabilisation. Ce comportement de moindre intensité dans le cas le plus lâche avait déjà été noté au paragraphe 3.1.1.2 avec le protocole de chargement progressif. En revanche, pour les fractions volumiques supérieures, la hauteur mobilisée maximale diminue progressivement avec la fraction volumique pour finir par une simple avalanche de surface de faible épaisseur et donc difficilement détectable par l'algorithme de PIV et par la méthode de seuillage permettant le calcul de la masse mouvante.

Le temps d'initiation d'un événement, t_{init}, dépend également de la fraction volumique comme le montre la figure 3.54. La grandeur la plus significative semble être le temps de déclenchement du premier pic pour lequel on observe une augmentation régulière avec la fraction volumique, sauf aux plus basses fractions volumiques où un plateau est obtenu aux alentours de 0,2s. Ce délai est voisin de τ_1 (cf. paragraphe 2.5) et correspond donc au temps minimum pour que le changement de régime hydraulique imposé par la fermeture de l'électrovanne parvienne au niveau de l'échantillon et que l'instabilité puisse se déclencher. Ce point sera discuté en détail au paragraphe 3.4.2.

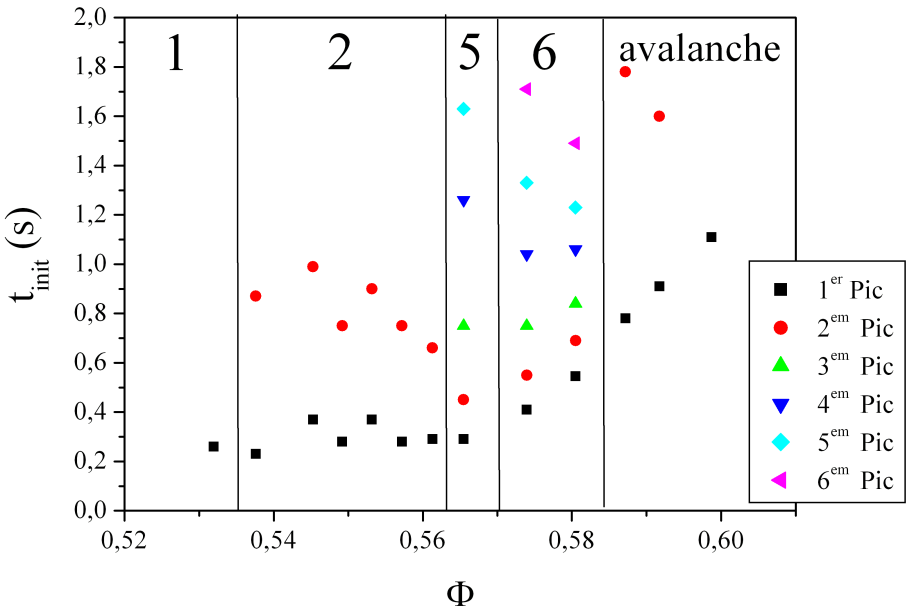


FIGURE 3.54 – *Evolution du temps initial de déclenchement d'un événement lors d'effondrement contrôlés à $\theta = 55^\circ$ en fonction de la fraction volumique de l'échantillon.*

Contrairement à ce qu'il pourrait être déduit des précédents résultats, l'augmentation du temps d'initiation du premier événement en fonction de la fraction volumique n'est pas synonyme d'une durée de latence plus grande entre deux évènements successifs. Au contraire, l'écart temporel entre deux pics, $\delta t_n = t_{init,n+1} - t_{fin,n}$ diminue en augmentant la fraction volumique comme cela est illustré sur la figure 3.55. Qu'il soit aussi bien calculé entre le premier et le second pic qu'entre le second et le troisième pic, cet écart tend à s'annuler pour une valeur de fraction volumique voisine de $\Phi = 0,58$, soit une valeur légèrement supérieure à la transition entre comportement contractant et comportement

dilatant. Au delà de cette fraction volumique de "fusion des pics", on n'observe plus de pic mais seulement une avalanche.

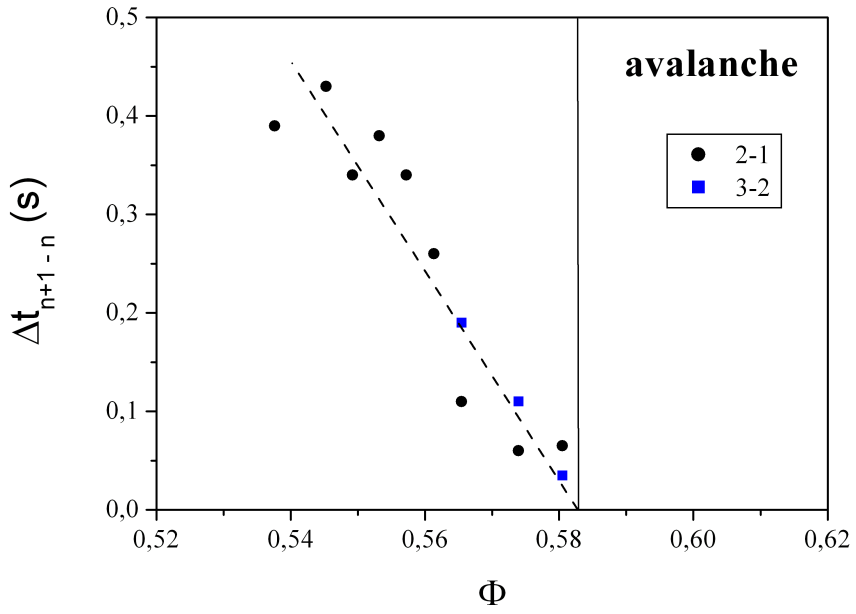


FIGURE 3.55 – *Evolution de l'écart temporel entre deux pics lors d'effondrement contrôlés à* $\theta = 55^\circ$ *en fonction de la fraction volumique de l'échantillon.*

Au bilan, cette analyse de l'influence de la fraction volumique sur la déstabilisation d'un échantillon révèle que le contrôle de la fraction volumique s'opère simultanément sur le temps de déclenchement du premier évènement et sur la hauteur maximale de mobilisation au cours de l'intégralité du processus de déstabilisation.

3.3.4 Influence de l'angle d'inclinaison θ

L'angle d'inclinaison contrôle lui aussi le nombre de pics. Cela est illustré sur la figure 3.56 dans le cas d'un échantillon assez lâche ($\Phi = 0,539$). Pour des angles faibles (inférieurs à 35°), un seul pic est recensé tandis qu'au delà d'un angle de 35°, deux pics sont présents. Bien sûr, à fraction volumique plus élevée, le nombre de pics en présence serait plus important comme l'a montré l'analyse précédente (paragraphe 3.3.3).

Toujours dans cet exemple à $\Phi = 0,539$, on constate très clairement sur la figure 3.56 que, en plus de contrôler le nombre de pic, l'angle d'inclinaison contrôle également la valeur maximale du plus grands des pics : le maximum du premier pic quand celui-ci est seul ($\theta < 35^\circ$) puis celui du second aux angles plus élevés ($\theta > 35^\circ$). De la même façon que la fraction volumique Φ, l'inclinaison θ fixe elle aussi l'intensité M_{max} du plus grand des pics et donc la profondeur maximale mobilisée h_{max}. On peut noter que cette influence de l'inclinaison est ici plus nette que celle de la fraction volumique. Il est possible par exemple de la modéliser par une loi de puissance du type : $M_{max} = a(\theta - \theta_0)^b$. Cet ajustement présente l'intérêt d'obtenir par extrapolation un angle minimal θ_0 au-dessous duquel l'échantillon reste parfaitement stable. Dans l'exemple de la figure 3.57,

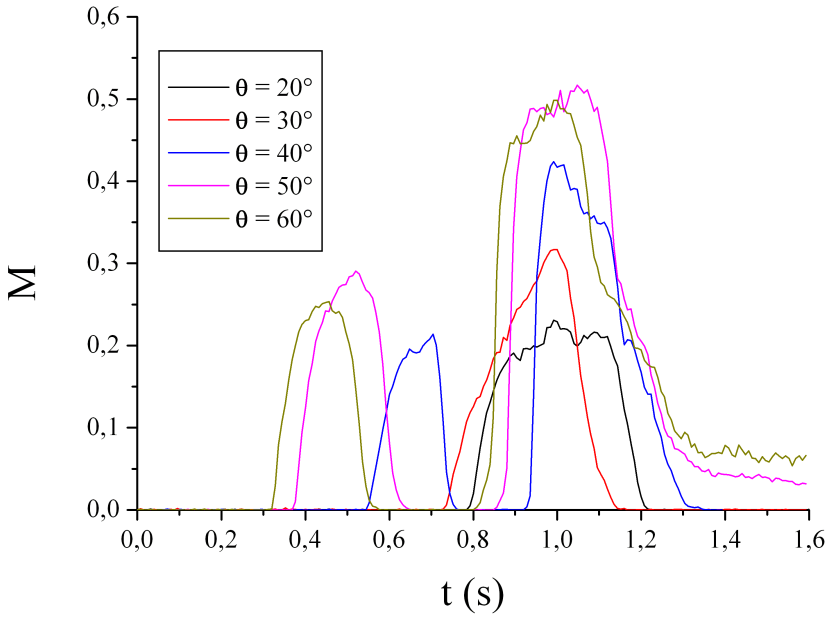


FIGURE 3.56 – *Evolution temporelle de la masse mouvante lors d'essais d'effondrement contrôlé à différents angles avec un échantillon de fraction volumique* $\Phi = 0,539$.

on obtient $a \approx 0,12$, $b \approx 0,38$ et $\theta_0 \approx 15,1^\circ$. Cette dernière valeur est tout à fait cohérente avec l'angle minimal de déstabilisation mesuré avec le protocole de chargement progressif comme on peut le vérifier sur le diagramme de la figure 3.15 au paragraphe 3.1.4.

La figure 3.58 présente l'évolution du temps d'initiation de chaque pic t_{init} avec l'angle d'inclinaison. On observe une diminution progressive de ce temps lorsque l'angle augmente. Là encore, il apparaît que c'est le temps de déclenchement du premier pic qui est contrôlé par l'inclinaison. On retrouve donc le même type de comportement, de façon encore plus nette ici, que celui mis en évidence précédemment pour l'influence de la fraction volumique.

On peut noter que ces résultats sont robustes puisque deux séries expérimentales différentes ont été menées et révèlent des comportements similaires d'une série à l'autre. Ainsi, sur la figure 3.59, un relativement bon accord est obtenu pour les résultats d'une première série, avec une fraction volumique de 0,539 et des angles d'inclinaison dans l'intervalle [15-65°], et d'une deuxième série, de fraction volumique 0,537 et couvrant l'intervalle [20-80°]. Les temps d'initiation du premier événement sont en effet assez bien reproductibles d'une série à l'autre, ce qui suggère une généralisation des tendances observées.

De même que précédemment avec la fraction volumique, le temps d'initiation du premier pic t_{init} et la hauteur maximale mobilisée h_{max} (i.e. lors du plus grand des évènements successifs associés à un effondrement contrôlé) sont contrôlés par l'angle d'inclinaison θ.

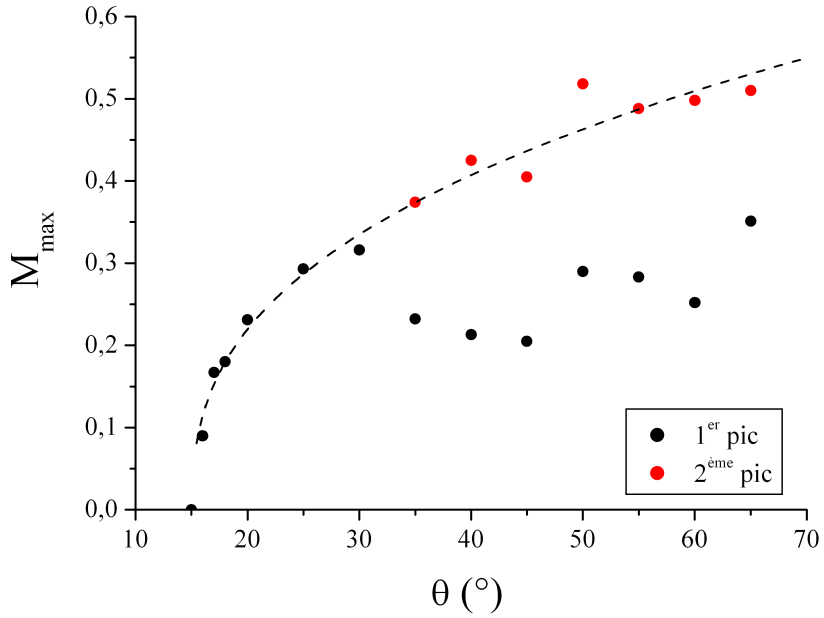


FIGURE 3.57 – *Evolution de la masse mouvante maximale de chaque pic lors d'essais d'effondrement contrôlé à différents angles avec un échantillon de fraction volumique* $\Phi = 0,539$. *La droite en pointillés a pour équation :* $M_{max} = 0,12*(\theta - 15.1)^{0.38}$.

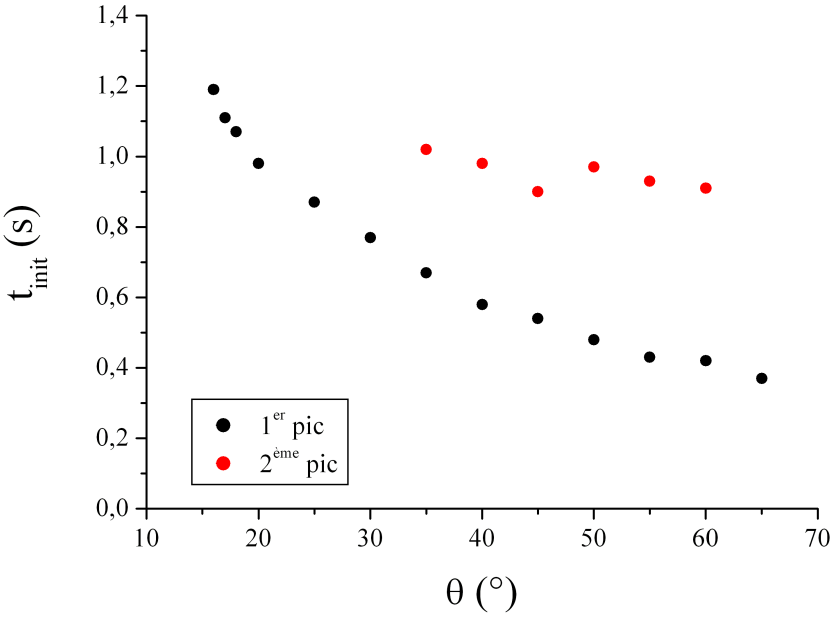


FIGURE 3.58 – *Evolution du temps d'initiation de chaque pic lors d'essais d'effondrement contrôlé à différents angles* θ *avec un échantillon de fraction volumique* $\Phi = 0,539$.

Au final, on peut donc conclure que ces deux grandeurs sont fonctions, a priori uniquement, des deux paramètres de contrôle que sont la fraction volumique et l'angle

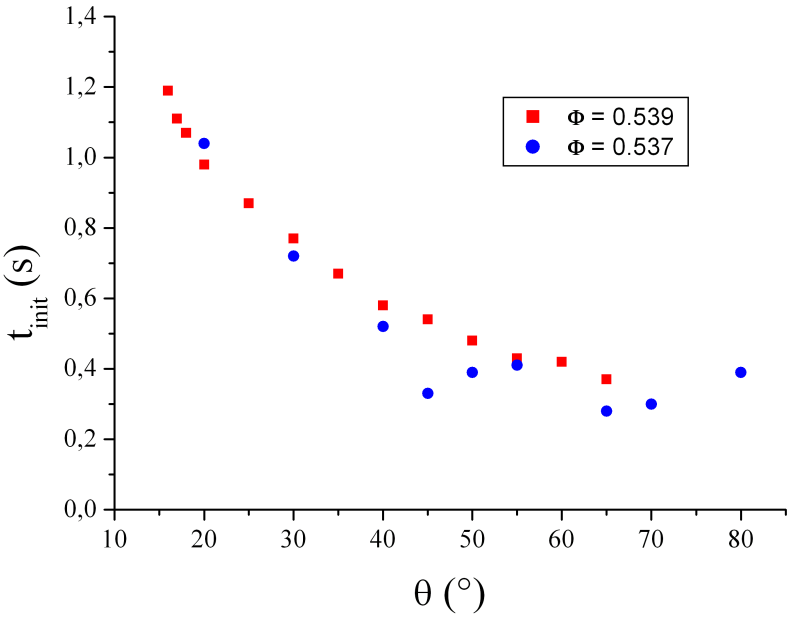


FIGURE 3.59 – *Evolution du temps d'initiation du premier événement lors d'essais d'effondrement contrôlé à différents angles θ sur deux échantillons de fraction volumique respective $\Phi = 0,537$ et $\Phi = 0,539$*

d'inclinaison. Ceci peut s'écrire de façon condensée :

$$t_{init} = f_t(\Phi, \theta) \tag{3.10}$$

et

$$h_{max} = f_h(\Phi, \theta). \tag{3.11}$$

3.4 Exploitation et interprétation des résultats

3.4.1 Relation entre le seuil de stabilité et la dilatance

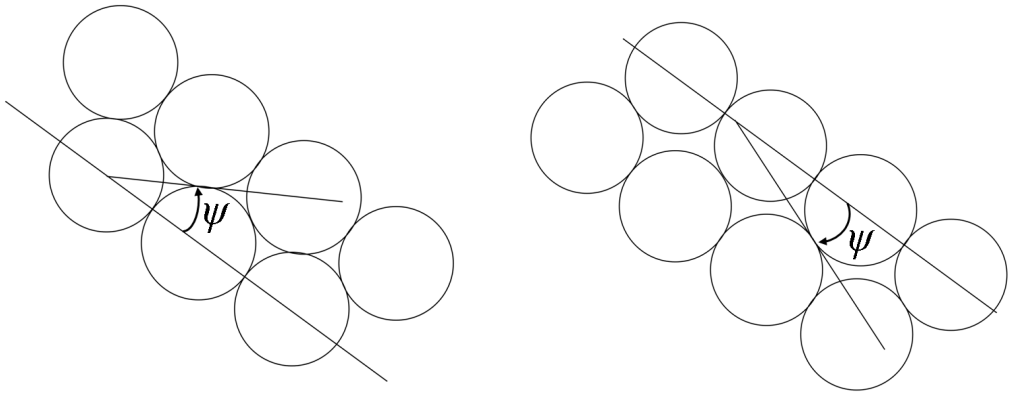
La notion d'angle de dilatance a déjà été introduite au paragraphe 1.1.2 du chapitre bibliographique. Un exemple simplifié d'un empilement de grains, schématisé sur la figure 3.60 par un empilement bidimensionnel de disques, met en évidence une propriété importante de l'enchevêtrement géométrique et permet de définir l'angle de dilatance ψ : la dilatation d'empilements denses ($\psi > 0$, comportement dilatant) est accompagnée d'une augmentation du coefficient de friction effectif alors que la compaction d'empilements lâches ($\psi < 0$, comportement contractant) est associée à une diminution du frottement effectif. Ainsi, le seuil de stabilité peut être défini par :

$$\tan\theta_{ins} = \mu_c + \tan\psi \tag{3.12}$$

avec $\tan\psi$ qui, comme proposé initialement par [Roux et Radjai, 1998] puis repris dans un modèle rhéologique complet par [Pailha et Pouliquen, 2009], peut être défini comme étant :

$$\tan\psi = \beta(\Phi - \Phi_c) \tag{3.13}$$

où Φ_c est la fraction volumique critique et μ_c le coefficient de frottement critique donné par $\mu_c = \tan\theta_c$ où θ_c est l'angle de stabilité critique. Comme le montre la figure 3.61, ce modèle est en accord avec les résultats expérimentaux que nous avons présentés sur la figure 3.2, dans la configuration d'un chargement progressif par rotation lente de la cellule, à condition d'avoir un coefficient β_- pour le comportement contractant et β_+ pour le comportement dilatant avec $\beta_- > \beta_+$.



(a) Echantillon dense (b) Echantillon lâche

FIGURE 3.60 – *Exemple d'empilements de disques monodisperses. L'angle ψ est l'angle de dilatance, négatif lors de la contraction d'un échantillon lâche et positif lors de la dilatation d'un empilement dense.*

A partir d'ajustements linéaires sur les données présentées sur la figure 3.61, les valeurs associées aux différents paramètres définis précédemment sont approximativement : $\theta_c \approx 42^\circ$, $\Phi_c \approx 0,558$, $\beta_- \approx 12$ et $\beta_+ \approx 2,5$. La valeur de $\beta_+ = 2,5$ pour le comportement dilatant est relativement en accord avec celle identifiée par [Pailha et Pouliquen, 2009] qui, pour des billes de verre de densité 2,5 et de diamètre moyen $160\mu m$, obtiennent une valeur de β comprise entre 3,4 et 4,09, sachant que leur ajustement de β est réalisé uniquement pour des fractions volumiques supérieures à Φ_c, soit uniquement dans le régime dilatant. Le dispositif expérimental associé aux billes de verre utilisées rend difficile l'exploration d'échantillon dont la fraction volumique est nettement inférieure à la fraction volumique critique, ce qui peut expliquer pourquoi aucun changement de comportement entre contractance et dilatance n'a été étudié.

La tendance observée pour les angles des deuxièmes déstabilisations est identique à celle observée pour les premiers événements des échantillons lâches. La relation 3.12 est parfaitement capable de prédire le comportement de la deuxième instabilité à condition d'introduire un nouveau coefficient $\beta_{-_2} = 6$.

Ces résultats montrent donc un comportement assez original en ce sens que la relation entre angle de stabilité et fraction volumique, dont on savait déjà qu'elle était quasi-linéaire (voir paragraphe 1.1.2 et 1.2.1 du chapitre bibliographique), présente en réalité deux pentes distinctes selon que l'état de densité du matériau le place dans un comportement dilatant ou dans un comportement contractant. Cet effet spécifique des échantillons contractants est très net lorsque l'on s'intéresse aux angles de première in-

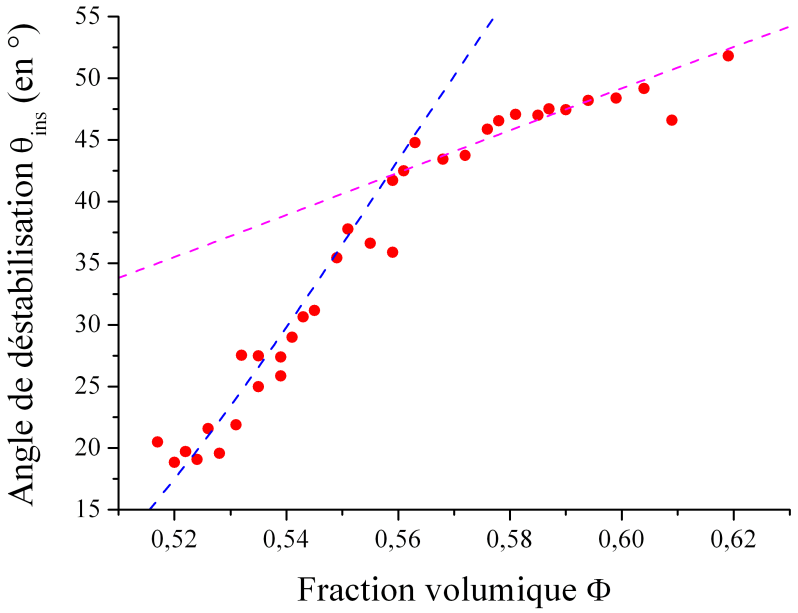


FIGURE 3.61 – *Evolution de l'angle de stabilité en fonction de la fraction volumique de l'échantillon. La ligne en pointillés rose représente le modèle de prédiction de l'angle d'instabilité pour des échantillons denses ($\Phi > \Phi_c$). La ligne en pointillés bleu représente le modèle de prédiction de l'angle d'instabilité pour des échantillons lâches ($\Phi < \Phi_c$).*

stabilité et s'estompe progressivement pour les instabilités suivantes jusqu'à disparaître complètement quand il est question de l'angle menant à une déstabilisation d'ensemble par coulée.

Cette modification de comportement entre échantillon dilatant et contractant est loin d'être anodine puisque la différence de pente entre les cas lâches et denses peut aller jusqu'à un rapport de l'ordre de 5 ! Elle ne semble toutefois pas avoir déjà été reportée dans la littérature. Cela s'explique vraisemblablement par le choix du matériau et par la spécificité liée au protocole de préparation de l'échantillon. En effet, comme on l'a déjà évoqué ci-dessus, beaucoup d'études ont été réalisées avec des billes de verre et offrent ainsi une gamme de variation plus réduite pour la fraction volumique initiale de l'empilement [Pailha *et al.*, 2008] [Pailha et Pouliquen, 2009]. Par ailleurs, dans ces études, l'état initial est généralement réalisé soit à partir du dépôt laissé par l'écoulement précédent, comme par exemple pour les expériences en tambour tournant [Courrech Du Pont *et al.*, 2005] [Jain *et al.*, 2004] [Kabla *et al.*, 2005] [Deboeuf *et al.*, 2003], soit à partir d'un dépôt gravitaire simple qui est souvent peu, ou pas, contrôlé [Nerone *et al.*, 2003] [Doppler *et al.*, 2007] [Lemieux et Durian, 2000] [Zaitsev *et al.*, 2008]. Dans les deux cas, la densité obtenue n'est pas très lâche et la gamme accessible après compaction éventuelle par secousses doit principalement correspondre à la partie relative au comportement dilatant. Il est donc vraisemblable qu'un seul type de relation linéaire puisse être ainsi mesuré. A l'inverse, notre dispositif qui a le grand avantage de permettre la fluidisation in situ du matériau, parvient, par la méthode de redéposition décrite au paragraphe 2.3, à créer un état initial très peu consolidé et de fraction volumique extrêmement basse et à explorer ainsi des situations très lâches

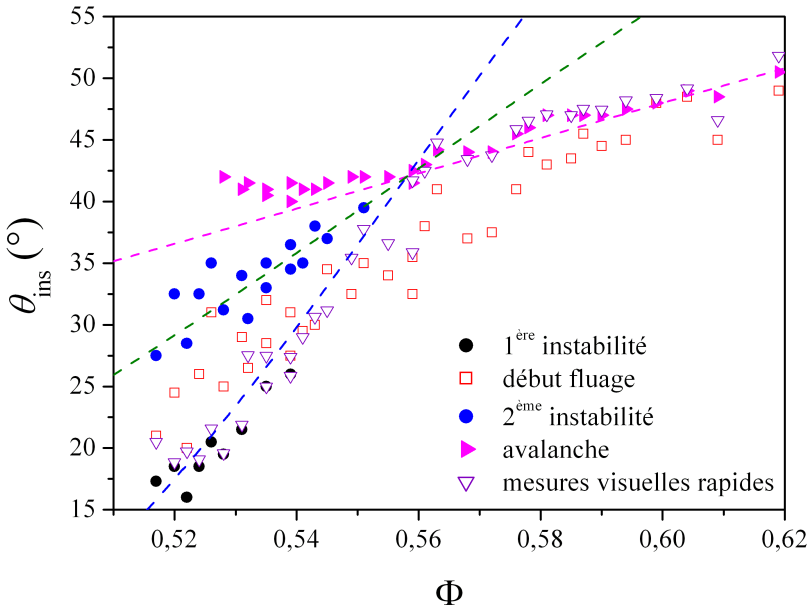


FIGURE 3.62 – *Angles correspondants aux différents événements recensés en fonction de la fraction volumique de l'échantillon. La ligne en pointillés rose représente le modèle de prédiction de l'angle d'instabilité pour des échantillons denses ($\Phi > \Phi_c$), avec $\beta_+ = 2,5$. La ligne en pointillés bleu représente le modèle de prédiction de l'angle de première instabilité pour des échantillons lâches ($\Phi < \Phi_c$), avec $\beta_{-_1} = 12$. La ligne en pointillés vert représente le modèle de prédiction de l'angle de deuxième instabilité pour des échantillons lâches ($\Phi < \Phi_c$), avec $\beta_{-_2} = 6$.*

qui ont été peu abordées dans la littérature.

La prédiction de l'angle de stabilité définie précédemment en prenant en compte deux comportements spécifiques pour la dilatance et la contractance n'est pas directement en accord avec les résultats expérimentaux obtenus par effondrement contrôlé (cf. figure 3.63). Le modèle ne prédit pas l'angle de déstabilisation car une déstabilisation suivie d'une restabilisation apparaît pour des angles inférieurs à ceux de la prédiction, mais il rend bien compte de l'apparition d'une déstabilisation globale de l'échantillon qui se terminera par une coulée superficielle.

Dans ces essais par effondrement contrôlé où l'intensité des phénomènes de déstabilisation est très sensiblement augmentée, le phénomène de contractance dans les échantillons lâches est clairement mis en évidence à la figure 3.64 par le calcul du champ de dilatance via le logiciel DPIVsoft (cf. paragraphe 3.2.1). Notons cependant que le calcul de la dilatance n'est pas adapté aux événements de surface ou de faibles épaisseurs du fait de la discontinuité du champ de vitesse à l'interface entre le matériau en mouvement et le liquide à l'arrêt. Ainsi, sur la figure 3.64, les bandes en dilatance que l'on visualise à la surface supérieure du sable correspondent en fait à des artefacts liées à ces difficultés de calcul comme cela a déjà été discuté au paragraphe 3.2.1.

En comparant les différentes figures, on observe bien une contractance localisée dans

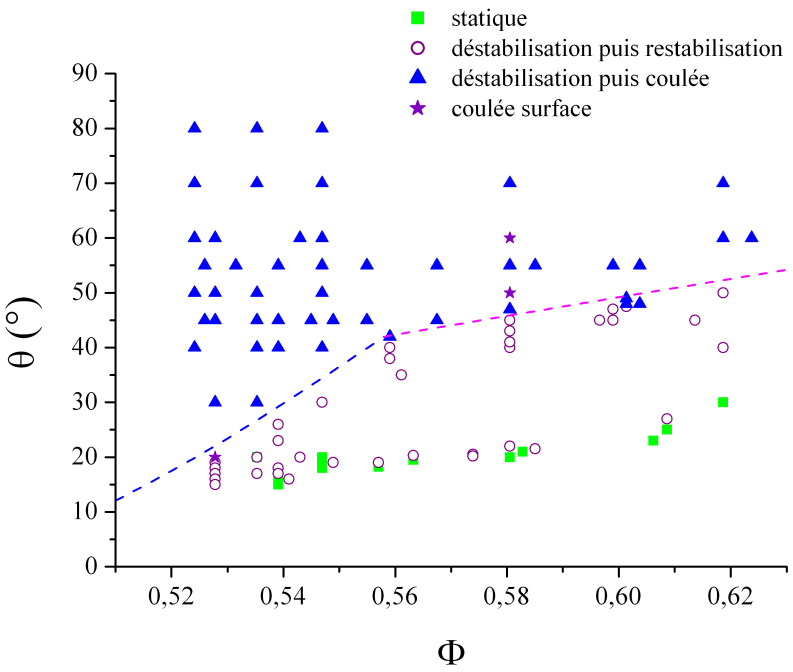
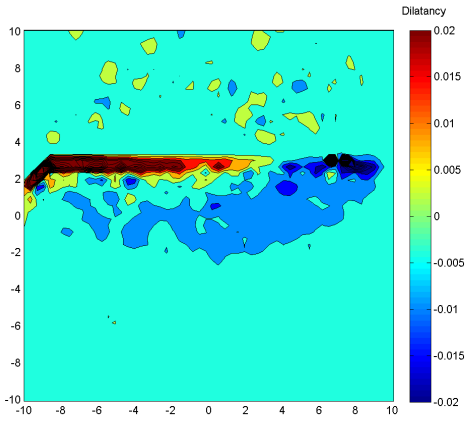


FIGURE 3.63 – *Trois principaux régimes d'écoulements recensés en effondrement contrôlé en fonction de la fraction volumique de l'échantillon. La ligne en pointillés rose représente le modèle de prédiction de l'angle d'instabilité pour des échantillons denses ($\Phi > \Phi_c$), avec $\beta_+ = 2,5$. La ligne en pointillés bleu représente le modèle de prédiction de l'angle de première instabilité pour des échantillons lâches ($\Phi < \Phi_c$), avec $\beta_{-_1} = 12$.*

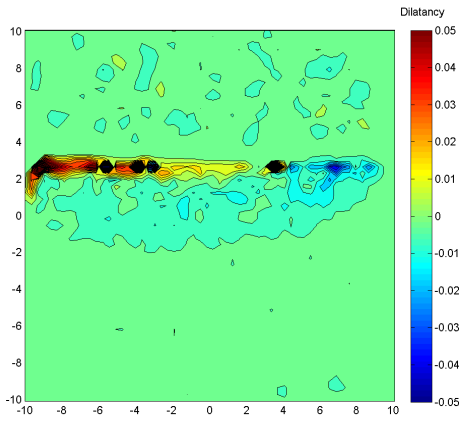
une zone assez importante, de forme quasi-circulaire, qui préfigure la région d'écoulement. Au fur et à mesure que la fraction volumique initiale augmente, on observe une légère diminution de cette zone contractante et surtout une réduction assez rapide de l'intensité de cette contractance. En revanche, pour des échantillons très denses, il n'est pas possible de visualiser la dilatance du matériau car les zones concernées restent localisées près de la surface et sont donc perturber par les artefacts évoqués ci-dessus.

3.4.2 Interprétation du temps de déclenchement t_{init}

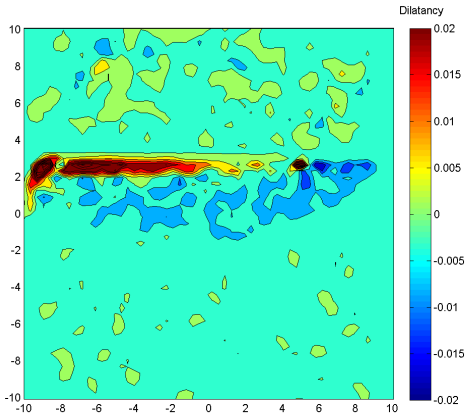
L'interprétation du temps de déclenchement est assez délicate du fait que, comme cela a déjà été discuté aux paragraphes 2.5 et 3.1.3, la phase d'arrêt de la force stabilisatrice et l'amorce de la déstalisation gravitaire de l'échantillon peuvent se dérouler de façon simultanée, sans découplage dans le temps. Ce n'est pas le cas pour des échantillons suffisamment denses mais, en revanche, pour les empilements les plus lâches, il y a une très nette coexistence temporelle entre l'écoulement stabilisateur en cours de diminution et l'initiation du mouvement gravitaire des grains.
Une piste d'interprétation, déjà évoquée au paragraphe 3.1.3, consisterait à s'appuyer sur les résultats de [Philippe et Richard, 2008] et notamment sur la figure 3.14 tirée de ces travaux qui représente la dépendance de l'angle de stabilité d'un empilement de fraction volumique intermédiaire, $\Phi \approx 0,55$, avec le gradient hydraulique i généré par un écoulement interne, normal à la surface libre. La prédiction théorique pour ce seuil



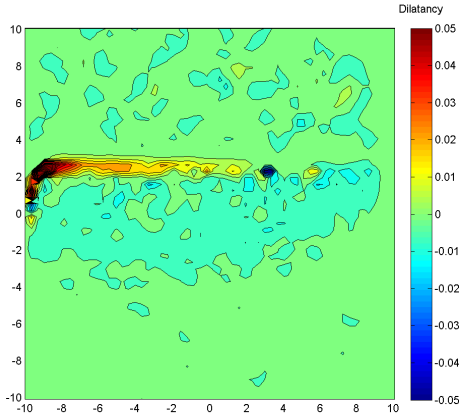
(a) $\Phi = 0.526$



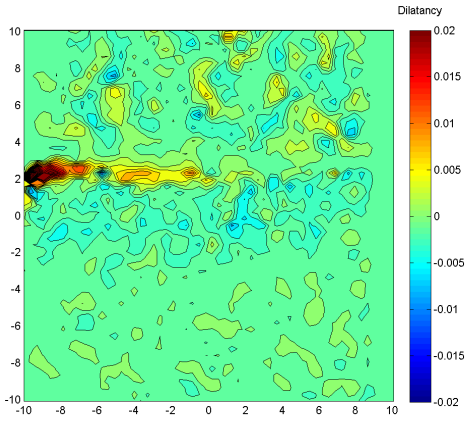
(b) $\Phi = 0.532$



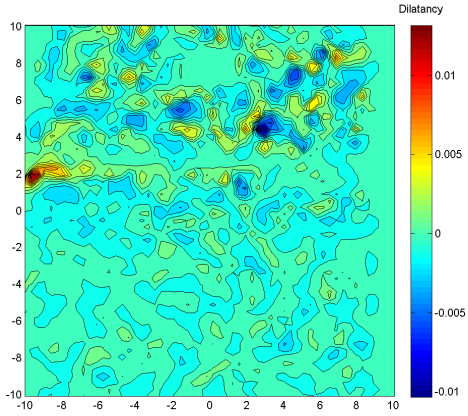
(c) $\Phi = 0.537$



(d) $\Phi = 0.545$



(e) $\Phi = 0.551$



(f) $\Phi = 0.561$

FIGURE 3.64 – *Dilatance extraite lors du premier pic obtenu pour un effondrement contrôlé à 65° à différentes valeurs de la fraction volumique.*

s'écrit :

$$\theta_{ins}(i) = \theta_{ins}(0) + \arcsin\left[\frac{i}{i_c}\sin\Big(\theta_{ins}(0)\Big)\right] \tag{3.14}$$

Dans cette équation, $\theta_{ins}(0)$ représente l'angle maximal de stabilité en condition hydrostatique ($i = 0$) dont on vient de parler au paragraphe précédent 3.4.1 tandis que i_c correspond au gradient critique de fluidisation défini par :

$$i_c = \Phi\frac{\rho_g - \rho_w}{\rho_w} \tag{3.15}$$

Où ρ_g et ρ_w sont respectivement les masses volumiques du sable et de l'eau.

Dans notre cas, l'écoulement est stabilisateur, orienté de haut en bas dans l'échantillon, et le gradient hydraulique associé est noté i_{stab}. Au cours de la phase de suppression de l'écoulement, on a vu au bilan du paragraphe 2.5 que la variation temporelle du gradient $i(t)$, qui passe progressivement de la valeur i_{stab} à 0, pouvait être assez bien approchée par une rampe linéaire décroissance comme présentée sur la figure 2.13. Alors, à fraction volumique Φ constante et à inclinaision θ donnée, on peut supposer que l'initiation du mouvement se fait pour une valeur intermédiaire de gradient i_{init} imposée par l'inclinaison et définie par l'équation :

$$\theta = \theta_{ins}(i_{init}) \tag{3.16}$$

Soit encore, d'après l'équation 3.14 :

$$i_{init} = i_c\frac{\sin\Big(\theta - \theta_{ins}(0)\Big)}{\sin\Big(\theta_{ins}(0)\Big)} \tag{3.17}$$

Or, d'après la forme approchée de $i(t)$, la valeur i_{init} est atteinte pour un temps t_{init} donnée par :

$$t_{init} = \tau_1 + \tau_2\Big[1 - \frac{i_{init}}{i_{stab}}\Big] \tag{3.18}$$

Pour tester cette première relation, une série de mesures directes de t_{init} et i_{init} a été réalisée à partir des courbes de pression interstitielle comme présenté au paragraphe 3.3.2.3 pour différentes valeurs de fraction volumique et pour une inclinaison constante, égale à 55°. Sur ces mesures tracées sur la figure 3.65, on retrouve assez bien la relation linéaire prédie par l'équation 3.18 avec des paramètres τ_1 et τ_2 dont les valeurs sont celles présentées au tableau 2.2 du paragraphe 2.5. Par ailleurs, pour les densités intermédiaires où plusieurs déstabilisations successives sont observées, cette dépendance semble également correcte pour le second pic de déstabilisation.

A partir des équations 3.17 et 3.18, on exprime directement le temps d'initiation de l'instabilité t_{init} en fonction de l'inclinaison de l'échantillon θ :

$$t_{init} = \tau_1 + \tau_2\Big[1 - \frac{i_c}{i_{stab}}\frac{\sin\Big(\theta - \theta_{ins}(0)\Big)}{\sin\Big(\theta_{ins}(0)\Big)}\Big] \tag{3.19}$$

Cette équation rend donc compte de la dépendance du temps d'initiation t_{init} avec l'inclinaison θ mais également avec la fraction volumique Φ puisque $\theta_{ins}(0)$, l'angle maximal

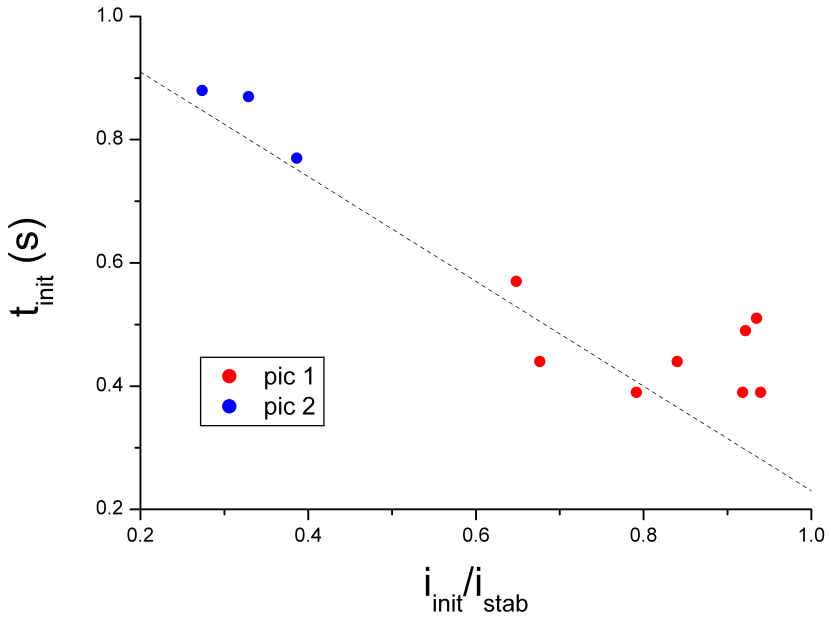


FIGURE 3.65 – *Dépendance du temps d'initiation de l'instabilité, t_{init}, avec le rapport entre le gradient hydraulique mesuré au moment de l'initiation, i_{init}, et le gradient hydraulique stabilisateur, i_{stab}. La ligne en pointillés correspond à la prédiction donnée par l'équation 3.18 avec les paramètres $\tau_1 = 0,23s$ et $\tau_2 = 0,85s$.*

de stabilité sans écoulement, est directement relié à la fraction à la compacité de l'échantillon comme cela a été discuté au paragraphe précédent (paragraphe 3.4.1).

Pour modéliser cette dernière dépendance, on peut utiliser la double relation liénaire 3.13 suggérée par les resultats de la figure 3.61 avec les mêmes paramètres pour Φ_c, θ_c, β_- et β_+. On peut maintenant comparer sur la même série de mesures directes la dépendance entre le gradient au moment de l'initiation, i_{init}, et la fraction volumique Φ avec la prédiction théorique de la seconde relation, donnée par l'équation 3.17, et en n'oubliant pas que i_c lui aussi dépend de Φ (cf équation 3.15). C'est ce qui est présenté sur la figure 3.66.
Au regard de cette figure, on voit que la prédiction échoue nettement à rendre compte de la valeur du gradient à l'amorce de l'instabilité. Et, encore plus gênant, le gradient d'initiation réellement mesuré est systématiquement supérieur à la valeur théorique, c'est-à-dire que la totalité des déstabilisations se font dans la zone de stabilité selon la prédiction proposée.

Comme le laissent présager ces résultats obtenus à partir des mesures directes du gradient hydraulique à l'initiation de l'instabilité, il se confirme sur l'ensemble des mesures effectuées que l'interprétation proposée donne plutôt la bonne tendance en ce qui concerne l'influence de l'inclinaison sur le temps de déclenchement. Cela est par exemple illustré par la figure 3.67 qui présente le temps de déclenchement en fonction de l'angle θ pour un échantillon lâche, de fraction volumique $\Phi = 0,539 \pm 0,02$. On constate cependant que l'accord n'est pas parfait et nécessite par ailleurs de forcer la valeur du gradient stabilisateur i_{stab} si l'on veut rapprocher au mieux prédiction théorique et mesures.

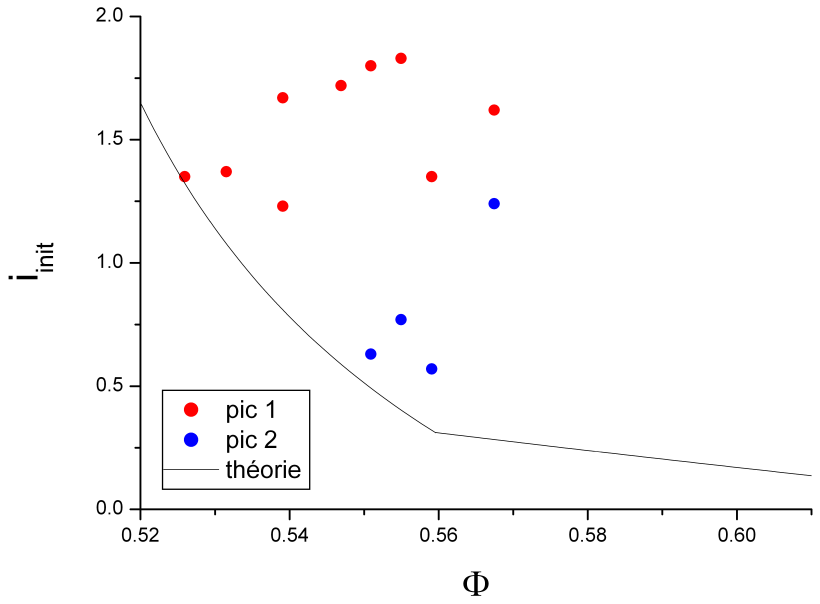


FIGURE 3.66 – *Dépendance entre le gradient hydraulique mesuré au moment de l'initiation, i_{init}, et la fraction volumique initiale de l'échantillon. Les courbes en trait plein correspondent à la prédiction théorique.*

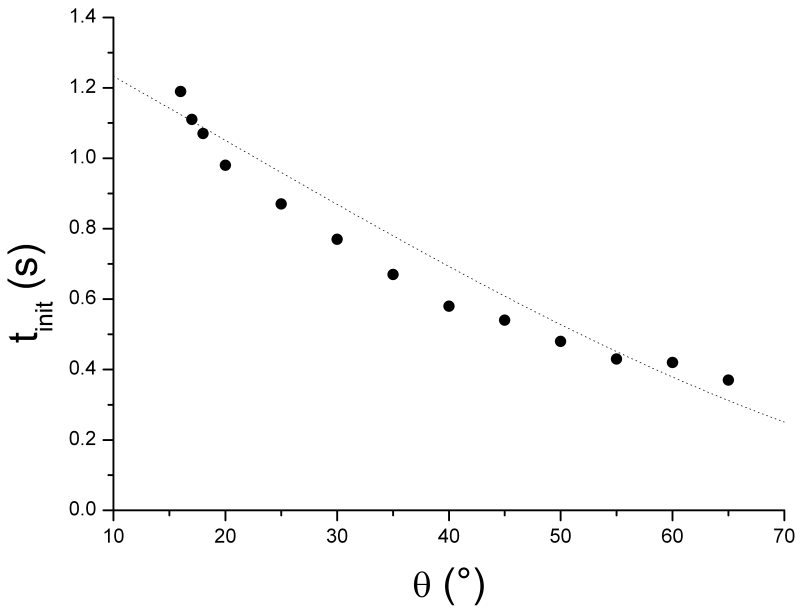


FIGURE 3.67 – *Tracé du temps de déclenchement t_{init} en fonction de l'angle d'inclinaison θ pour des échantillons de même fraction volumique initiale $\Phi = 0,539 \pm 0,02$. La courbe en pointillé correspondent à la prédiction théorique donnée à l'équation 3.19 avec des paramètres pris égaux à $\tau_1 = 0,21s$, $\tau_2 = 0,52s$, $i_{stab} \approx 2,4$ et $\theta_{ins}(0) \approx 19^\circ$.*

Quant à la dépendance du temps de déclenchement avec la fraction volumique, on a vu dès les mesures directes de la figure 3.66 que la prédiction théorique n'était absolu-

ment pas satisfaisante. Cela reste vrai sur les autres mesures, d'autant qu'une difficulté s'ajoute puisque le gradient stabilisateur i_{stab}, qui est présent dans la prédiction théorique de l'équation 3.19, dépend lui aussi de la fraction volumique Φ car les expériences sont réalisées à débit Q_{stab} constant. Le gradient i_{stab} est alors relié à Q_{stab} par la relation débit-charge, laquelle relation n'est pas suffisamment bien approchée par les lois empiriques classiques de type Darcy (avec une perméabilité donnée par la relation de Carman-Kozeny) ou Ergun comme le montre la figure 3.68 sur laquelle une loi empirique ad-hoc a été proposée.

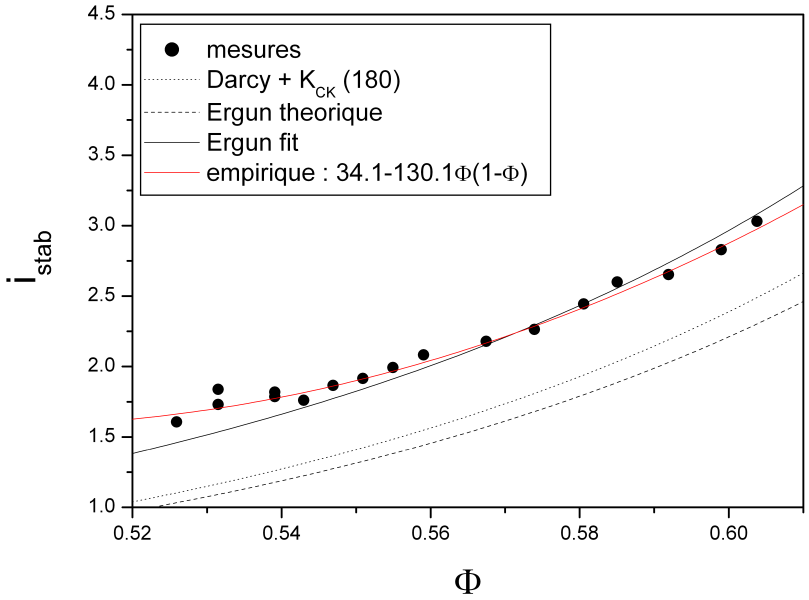


FIGURE 3.68 – *Courbe reliant, pour les différentes valeurs de fraction volumique étudiées, le débit stabilisateur Q_{stab} au gradient associé i_{stab}.*

Et au final, la figure 3.69 montre, sur un exemple, que, en prenant en compte l'ensemble des dépendances en fraction volumique, il n'est pas possible de prédire, de façon même qualitative, l'influence de la compacité sur le temps de déclenchement.

Au bilan, les résultats sont contrastés. Si il semble que la relation donnant le temps de déclenchement en fonction du gradient hydraulique dans l'équation 3.65 n'est pas trop éloignée de la vérité, il n'en est pas de même pour les relations introduisant la dépendance explicite avec l'angle d'inclinaison (cf équation 3.19) et surtout avec la fraction volumique, à travers la formulation utilisée pour le paramètre $\theta_{ins}(0)$. La dépendance prédite en θ ne fournit qu'un accord grossier et nécessite d'imposer des valeurs de gradient stabilisateur supérieures aux valeurs réellement mesurées tandis que la dépendance prédite en Φ est en désaccord très net avec les mesures.
Une première cause possible d'erreur peut venir de la mesure du gradient hydraulique. En effet, celui est estimé à partir du la différence de pression interstitielle sous une hypothèse de gradient de pression constant dans le matériau. Cette hypothèse, correcte en régime hydraulique permanent, n'est plus légitime dans un régime transitoire où tout à la fois l'écoulement diminue et la matériau se dilate légèrement comme le laissent supposer les interprétations fournies au paragraphe 2.5 qui prédisent notamment une

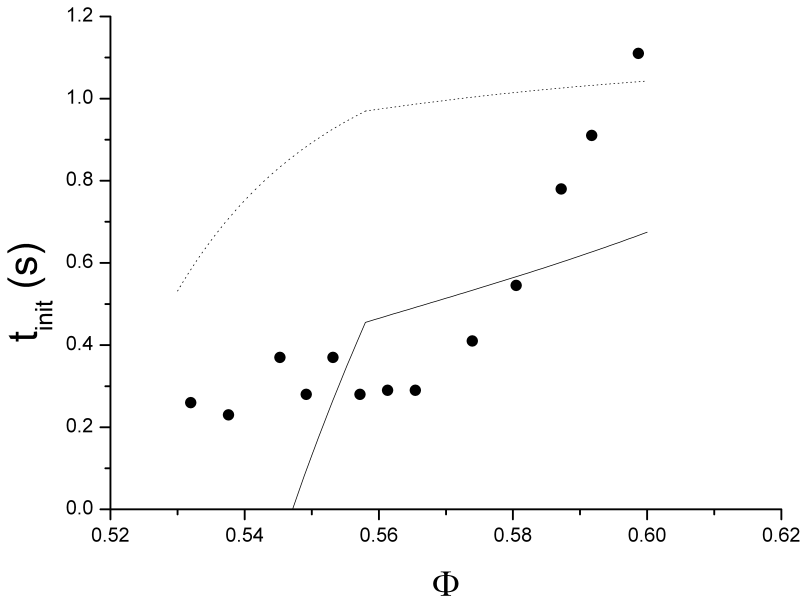


FIGURE 3.69 – *Tracé du temps de déclenchement t_{init} en fonction de la fraction volumique Φ pour des échantillons positionnées à la même inclinaison $\theta = 55^{\circ}$. Les courbes correspondent à la prédiction théorique donnée à l'équation 3.19 avec la loi débit-charge exprimée par la loi de Darcy (courbe en pointillé) ou par l'ajustement empirique de la figure 3.68 (courbe en trait plein).*

évolution suivant une équation de diffusion dans le cadre de la théorie de la consolidation unidimensionnelle.
Un autre point qui est très vraisemblablement à l'origine d'une erreur importante vient de la formule donnant $\theta_{ins}(0)$ en fonction de la fraction volumique Φ. Cette dernière formulation est tirée de ce qui a été observé pour l'angle minimal de stabilité en chargement progressif, tenant ainsi compte aussi bien de déstabilisations par effondrement localisé en régime lâche que des avalanches de surface en régime dense. Or, l'équation 3.14 sur laquelle se base la prédiction est, elle, obtenue pour une seule valeur de fraction volumique et pour une déstabilisation de type avalanche [Philippe et Richard, 2008]. Il est donc potentiellement délicat de la généraliser pour les états lâches où la déstabilisation se révèle très différente. De plus, comme on l'a vu sur les figures 3.62 et 3.63, il y a de multiples définitions de cet angle minimal de stabilité selon que l'on considère le premier évènement de déstabilisation, de courte durée et de faible intensité, ou l'instabilité menant de façon irréversible à déstabilisation globale, massive, de l'échantillon.

3.4.3 Interprétation de la profondeur maximale mobilisée h_{max}

La synthèse des travaux sur les écoulements de grains sur fond meuble présentée au chapitre de bibliographie a montré que, en régime permanent, la profondeur de mobilisation était contrôlée par la largeur entre les deux parois de confinement suivant la loi d'échelle ci-dessous [Taberlet *et al.*, 2003] [Jop *et al.*, 2005] déjà introduite au paragraphe 1.2.3 dans la formule 1.17 :

$$\frac{h_{max}}{l} = \frac{\tan\theta - \mu_c}{\mu_W} \tag{3.20}$$

Où l'on se rappelle que μ_W est le frottement aux parois latérales tandis que μ_c est le frottement interne du matériau qui détermine son angle minimal de stabilité.

Pour tester la possible validité de cette relation dans nos expériences réalisées à différentes inclinaisons avec des empilements assez lâches de fraction volumique $\Phi \approx 0,539$, on a tracé à la figure 3.70 le rapport de la hauteur maximale mobilisée au cours d'un effondrement contrôlé en fonction de la tangente de l'angle d'inclinaison à laquelle on a retranché le seuil de stabilité qui correspond en fait à $\tan(\theta_{inst}(0))$ d'après nos notations et vaut ici approximativement 14°.

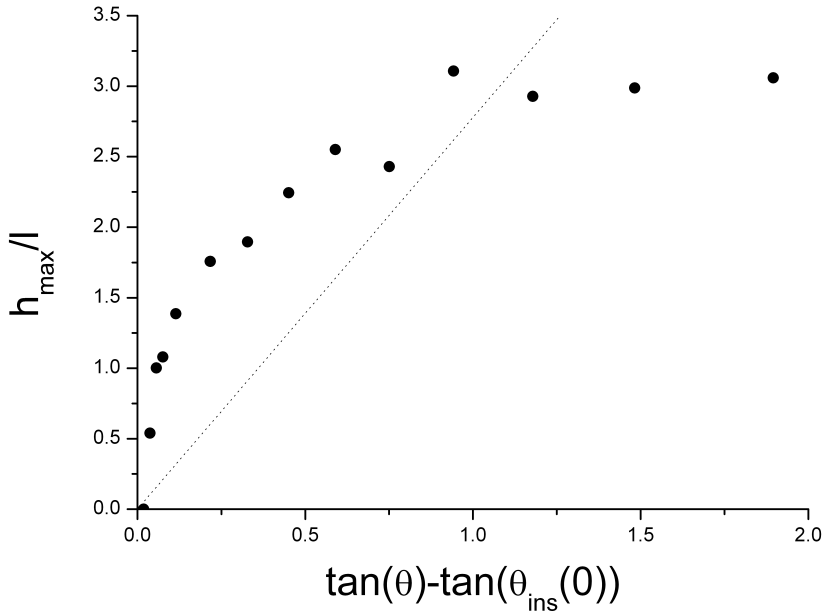


FIGURE 3.70 – *Tracé du rapport entre la profondeur maximale de mobilisation au cours de la déstabilisation et la largeur de la cellule en fonction de* $tan(\theta) - \tan(\theta_{ins}(0))$ *pour des empilements assez lâches de fractions volumiques* $\Phi \approx 0,539$ *et avec une valeur de* $\theta_{ins}(0)$ *prise égale à* 14°.

Les résultats de la figure 3.70 montrent que la loi d'échelle 3.20 donne le bon ordre de grandeur de la hauteur mobilisée. En revanche, d'un point de vue plus quantitatif, les mesures ne tombent pas sur la droite théorique et ne vérifient pas de dépendance linéaire avec la tangente de l'angle d'inclinaison comme cela est prédit. Cependant ce résultat n'est pas si surprenant que cela étant donné les différences importantes entre les deux études en termes de conditions aux limites (longueur finie ici et non pente quasi-infinie) et de régime dynamique (écoulement transitoire ici et non stationnaire). C'est même plutôt étonnant qu'il y ait ainsi un accord semi-quantitatif au vue de la richesse et de la complexité de notre phénoménologie expérimentale. Pour aller un peu plus loin dans l'interprétation, on peut imaginer que, en comparaison à la loi d'échelle 3.20, les valeurs plus élevées obtenues à faible inclinaison dans le cas présent s'expliquent par une surestimation de h_{max} à partir d el'analyse par masse mouvante vis à vis des valeurs déduites d'un profil de vitesse comme cela est confirmé par les essais préliminaires présentés plus loin, au paragraphe 3.5.3. Quant à la saturation observée aux plus fortes

inclinaisons, elle est confirmée par ces mêmes essais préliminaires et pourrait s'expliquer par la durée du régime transitoire, approximativement égale à $\frac{h_{max}}{C_m}$ d'après les résultats du paragraphe 3.3.2.2 (cf formule 3.8), qui devient trop longue par rapport à la durée de la déstabilisation pour que l'épaisseur de coulée atteigne sa valeur maximale, sans même parler de sa valeur à l'état critique.

Notons par ailleurs que si l'on s'amuse à forcer la loi d'échelle 3.20, il est possible d'évaluer le paramètre $\theta_{inst}(0)$ correspondant au seuil de stabilité à partir de la formule :

$$\tan\Big(\theta_{inst}(0)\Big) = \tan\theta - \mu_W \frac{h_{max}}{l} \tag{3.21}$$

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.71 pour une série expérimentale réalisée à inclinaison constante ($\theta = 55^\circ$) en faisant varier la fraction volumique initiale de l'échantillon.

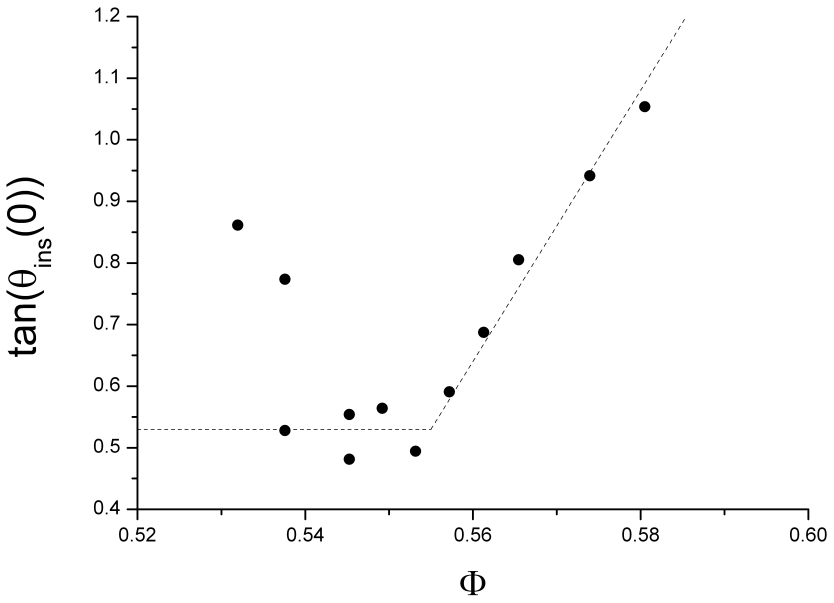


FIGURE 3.71 – *Valeurs du paramètre $\theta_{inst}(0)$ correspondant théoriquement à l'angle minimal de stabilité et déduite ici de l'équation 3.21 elle même tirée de la loi d'échelle 3.20. Les mesures ont été obtenues avec des échantillons de fraction volumique variable à un angle d'inclinaison de 55°.*

Mis à part un comportement un peu atypique pour les échantillons très peu consolidés, on observe une évolution en deux parties : seuil à peu près constant au-dessous de la compacité critique ($\Phi_c \sim 0,55 - 0,56$) puis augmentation progressive au-dessus. Cette allure est très différente que ce qui a été obtenu par mesure directe et discuté au paragraphe 3.4.1 où une double relation linéaire avait été proposée entre l'angle de dilatance et la compacité. Cela confirme également que le modèle d'interprétation précédemment développé au paragraphe 3.4.2 ne pouvait être validée avec ce type de loi pour $\theta_{ins}(0)$. Au contraire, si l'on injecte dans ce modèle d'interprétation et notamment dans la formule 3.19 une loi empirique pour $\theta_{ins}(0)$ ajustée sur les données fournies par la formule 3.21 et tracée en trait pointillé sur la figure 3.70, on parvient à nettement

mieux rendre compte des observations, même s'il n'y a pas encore un accord quantitatif parfait, comme le montre la figure 3.72.

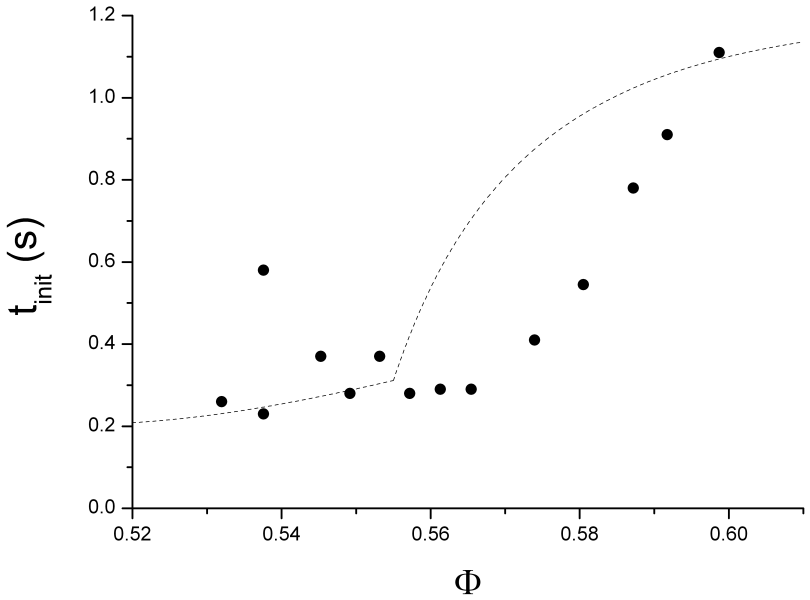


FIGURE 3.72 – *Tracé du temps de déclenchement t_{init} en fonction de la fraction volumique Φ pour des échantillons positionnées à la même inclinaison $\theta = 55^{\circ}$. Les courbes correspondent à la prédiction théorique donnée à l'équation 3.19 avec la loi débit-charge exprimée par l'ajustement empirique de la figure 3.68 et avec, pour l'angle minimal de stabilité, une loi empirique ajustée sur les valeurs de la figure 3.71.*

3.4.4 Influence de la géométrie

D'après la description des modes de déstabilisation et le détail de leurs différences qui ont été exposés au paragraphe 3.1.1 et par [Bonnet *et al.*, 2010] dans les deux cas extrêmes (échantillons très lâche et très dense), il est clair que, si les avalanches de surface observés dans le régime dense doivent être peu dépendantes de la géométrie de la cellule, c'est une toute autre affaire pour les déstabilisations en régime lâche qui, avec le protocole par effondrement contrôlé, atteignent, comme on l'a vu précédemment (paragraphe 3.4.3), une profondeur de mobilisation très importante dont on peut raisonnablement penser qu'elle est influencée par les conditions aux limites et donc par les dimensions de l'échantillon. C'est dans ce but que des expériences ont été réalisées en modifiant la taille de l'échantillon. Pour cela, des cales en plexiglas ont été placées à l'intérieur de la cellule de façon à limiter la section transverse en faisant ainsi variant la longueur L et/ou la largeur l. Les dimensions sans cales sont $L = 20cm$ et $l = 5cm$ et correspondent à la géométrie G_0. L'ajout des cales a permis de tester trois nouvelles géométries : la géométrie G_1 où $L = 10cm$ et $l = 5cm$, la géométrie G_2 où $L = 20cm$ et $l = 3cm$, et la géométrie G_3 où $L = 10cm$ et $l \approx 2,6cm$. Cette dernière géométrie conserve approximativement le rapport d'aspect de la géométrie d'origine G_0. Notons également que, dans chacune de ces géométries, la masse de sable utilisée a été adaptée en conséquence afin que travailler dans la même gamme de hauteur de l'échantillon ($12cm \lesssim H_0 \lesssim 15,5cm$). Ce point est important si l'on se rappelle que le temps de consolidation, qui doit a priori

contrôler la dilatation de l'échantillon lors de l'arrêt de l'écoulement stabilisateur, est fortement dépendant de la hauteur totale (voir paragraphe 2.5). Les différentes géométries utilisées sont schématisées à la figure 3.73.
Un premier travail a consisté à vérifier si les constatations générales observées en géométrie G_0 restaient vraies dans les autres géométries. Comme on peut le voir par exemple sur les figures 3.74 et 3.75 obtenues pour les géométries G_1 et G_2 en régime lâche (respectivement $\Phi = 0,532$ et $\Phi = 0,544$), la masse mouvante maximale mobilisée (directement proportionnelle à la profondeur maximale de la coulée) et le temps de déclenchement obéissent au même type de dépendance avec l'inclinaison θ que dans la géométrie G_0 (cf paragraphe 3.3.4) : ce sont ici encore le temps de déclenchement du premier pic et le plus grand de tous les maxima en termes de profondeur de mobilisation qui sont contrôlés par l'angle d'inclinaison.

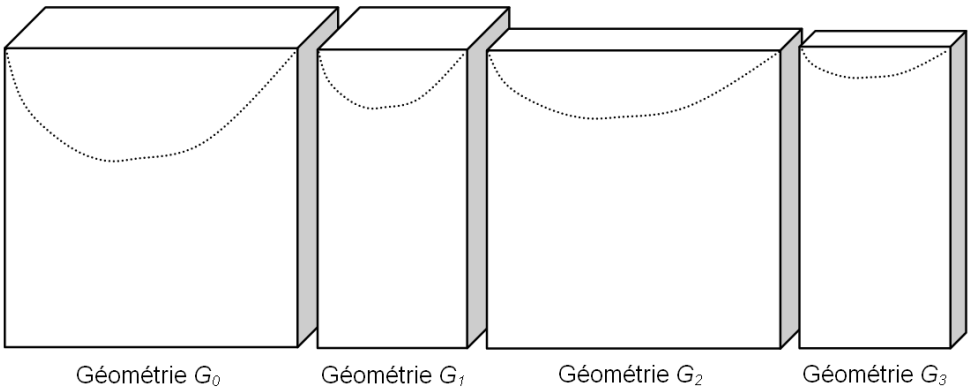


FIGURE 3.73 – *Représentation schématique des différentes géométries utilisées : géométrie G_0 ($L = 20cm$; $l = 5cm$) ; géométrie G_1 ($L = 20cm$; $l = 3cm$) ; géométrie G_2 ($L = 10cm$; $l = 5cm$) ; géométrie G_3 ($L = 10cm$; $l = 2,6cm$). L'allure des zones de mobilisation a été représentée dans l'hypothèse d'une simple mise à l'échelle avec la longueur L et la largeur l de la cellule.*

Quantitativement, il est également possible de comparer les résultats obtenus dans ces différentes géométries. Pour ce qui est du temps de déclenchement, la figure 3.74 montre une bonne concordance entre les mesures effectuées dans les trois géométries. Les valeurs légèrement plus faibles obtenues dans la géométrie G_1 doivent plus s'interpréter par un effet de fraction volumique (les échantillons de la géométrie G_1 sont un peu plus lâches que pour les deux autres géométries) que par un effet lié à la géométrie et aux conditions aux limites. Au bilan, le temps de déclenchement ne semble pas affecté par la géométrie, tout du moins tant que l'on travaille avec une hauteur totale d'échantillon constante. La comparaison en termes de masse mouvante maximale n'est pas aussi directe puisqu'elle dépend du rapport d'échelle entre les images de la caméra et les dimensions réelles. C'est la longueur L qui va imposer le réglage du champ de la caméra. Celui-ci sera donc quasiment inchangé en passant de la géométrie G_0 à la géométrie G_2 tandis qu'il est réduit approximativement d'un facteur deux pour les deux dernières géométries, G_1 et G_3. Ainsi, comme on le voit sur la figure 3.75, trouver à peu près les mêmes valeurs de masse mouvante pour les géométries G_0 et G_1 confirment que la réduction par deux de la longueur de l'échantillon diminue plus ou moins dans la même proportion la profondeur de la zone d'écoulement. De la même manière, on constate que la géométrie G_2 donne des résultats comparables à ceux de la géométrie

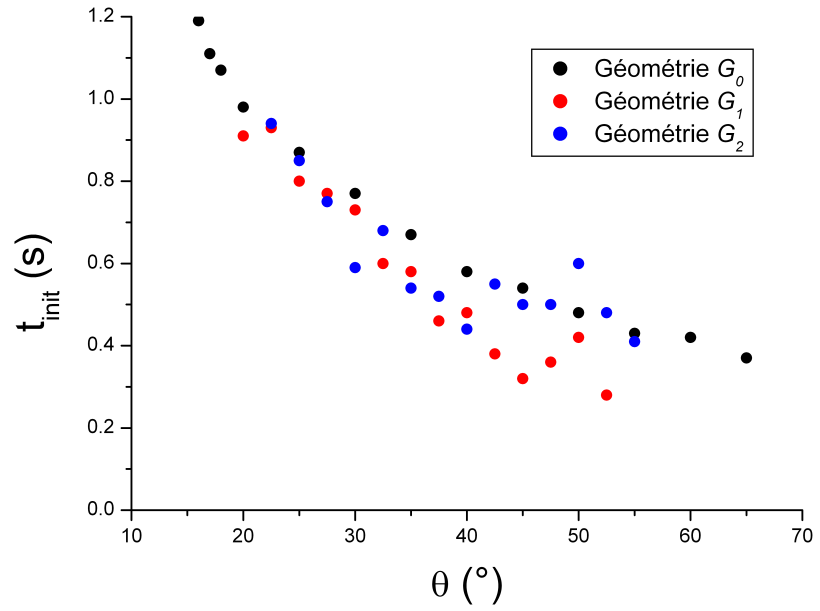


FIGURE 3.74 – *Tracé du temps de déclenchement t_{init} des deux premières instabilités en fonction de l'angle d'inclinaison θ en géométries G_1 et G_2 pour des empilements lâches, de fractions volumiques respectives $\Phi \approx 0,532$ et $\Phi \approx 0,544$. Pour comparaison, les résultats obtenus en géométrie G_0 pour des échantillons de densité proche ($\Phi \approx 0,539$) ont également été tracés (voir figure 3.58).*

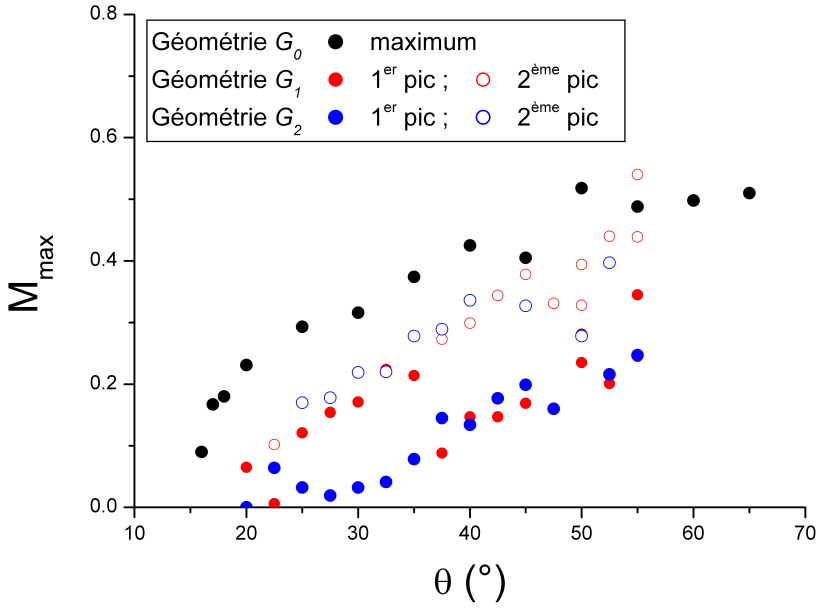


FIGURE 3.75 – *Tracé de la valeur maximale de la masse mouvante lors des deux premières instabilités en fonction de l'angle d'inclinaison θ en géométries G_1 et G_2 pour des empilements lâches, de fractions volumiques respectives $\Phi \approx 0,532$ et $\Phi \approx 0,544$. Pour comparaison, les résultats obtenus en géométrie G_0 pour des échantillons de densité proche ($\Phi \approx 0,539$) ont également été tracés (voir figure 3.57).*

G_0 si l'on tient d'une mise à l'échelle de la zone d'écoulement par la largeur l. Avec cependant une incidence liée à l'écartement entre les parois latérales qui doit devenir suffisamment faible dans la géométrie G_2 pour commencer à induire un effet stabilisateur par frottement comme expliqué au paragraphe 1.2.3 du chapitre bibliographique. Le passage d'une largeur $l = 5cm$ à une largeur $l = 3cm$ génère donc, dans la figure 3.75 un décalage vers les angles élevés.

Au bilan, il semble donc bien y avoir, d'un point de vue tout au moins qualitatif, deux effets d'échelle liés respectivement à la longueur L et à la largeur l de l'échantillon comme cela a été schématisé sur la figure 3.73.

Un test plus quantitatif de cette seconde loi d'échelle associée à l a été effectué en comparant les mesures dans les géométries G_0 et G_2 pour lesquelles la calibration entre hauteur maximale de la zone d'écoulement h_{max} et masse mouvante maximale M_{max} a été réalisée. Ainsi, comme suggéré par la relation 3.20 proposée par [Taberlet *et al.*, 2003], le rapport entre cette profondeur maximale de mobilisation et la largeur de la cellule a été tracé dans la figure 3.76 en fonction de la différence entre les tangentes de l'angle d'inclinaison θ et de l'angle minimal de stabilité en régime hydrostatique $\theta_{ins}(0)$.

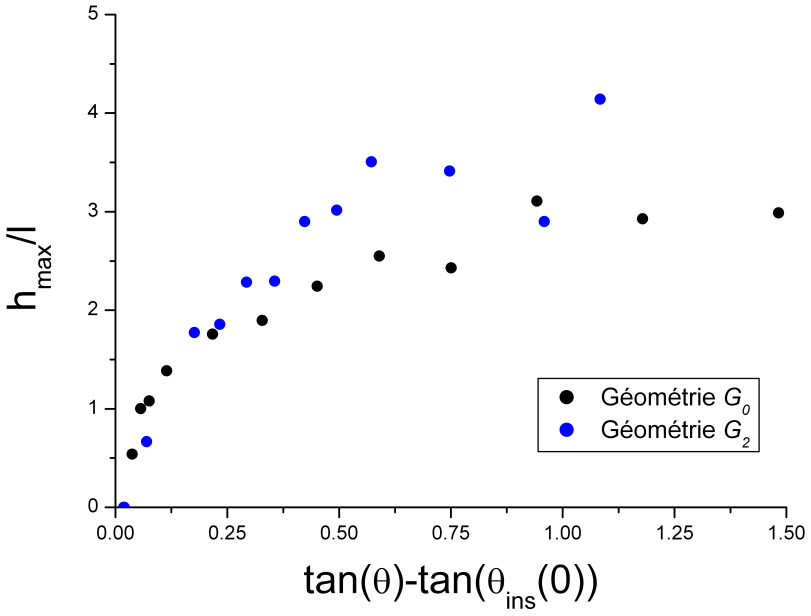


FIGURE 3.76 – *Tracé du rapport entre la profondeur maximale de mobilisation au cours de la déstabilisation et la largeur de la cellule en fonction de* $tan(\theta) - \tan(\theta_{ins}(0))$ *en géométrie* G_2 *pour des empilements lâches de fractions volumiques* $\Phi \approx 0,544$. *Pour comparaison, les résultats obtenus en géométrie* G_0 *pour des échantillons de densité proche* ($\Phi \approx 0,539$) *ont également été tracés (voir figure 3.70). Les valeurs du paramètre* $\theta_{ins}(0)$ *ont été prises respectivement égales à* 14° *et* 19° *pour les géométries* G_0 *et* G_2.

Sur cette figure, on observe bien un regroupement des points expérimentaux qui confirme la validité de la loi d'échelle. En revanche, comme déjà observé au paragraphe 3.4.3, la dépendance linéaire suggérée par [Taberlet *et al.*, 2003] n'est plus valable ici, en particulier pour les plus fortes inclinaisons. Par ailleurs, le passage de $\theta_{ins}(0)$ d'une valeur

de 14° en géométrie G_0 à 19° en géométrie G_2 confirme bien cet effet de décalage vers les angles plus élevés induit par l'augmentation du confinement qui a un effet stabilisant.

La robustesse de l'influence de la fraction volumique vis à vis des conditions aux limites a été étudiée pour la géométrie G_3 qui conserve la rapport d'aspect de la géométrie G_0 et doit donc suivre simultanément les deux lois d'échelle sur L et l. Comme on peut le voir sur la figure 3.77, les temps de déclenchement sont un plus élevés en géométrie G_3 à $\theta = 50°$ et $\theta = 60°$ qu'en géométrie G_0 à $\theta = 55°$. Bien qu'elle reste assez faible, c'est différence est significative et ce résultat est assez surprenant compte tenu des observations faites en géométries G_1 et G_2 pour lesquelles le temps de déclenchement ne semblait pas impacté par les conditions aux limites (à hauteurs d'échantillon comparables). Nous n'avons malheureusement pas ici d'interprétation à proposer.

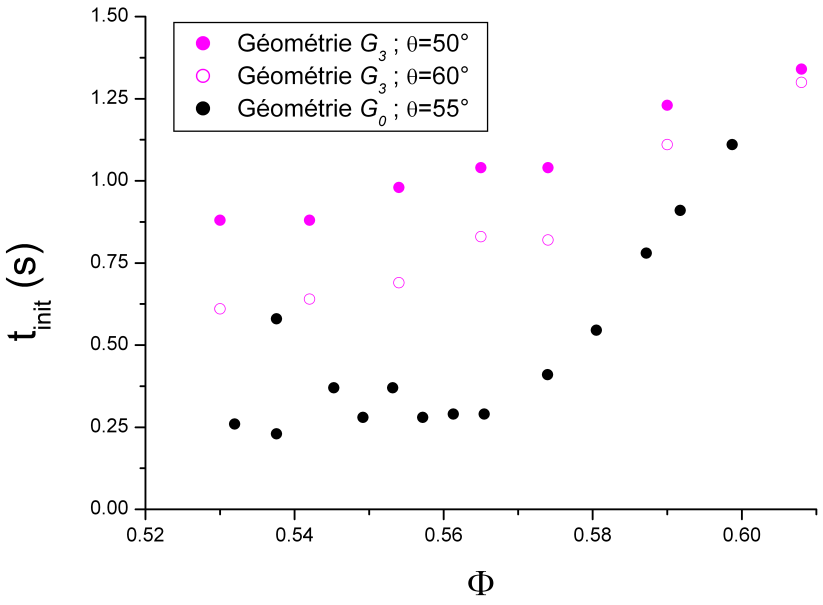


FIGURE 3.77 – *Tracé du temps de déclenchement t_{init} de la première instabilité en fonction de la fraction volumique Φ en géométrie G_3 pour une inclinaison $\theta = 50°$ et $\theta = 60°$. Pour comparaison, les résultats obtenus en géométrie G_0 pour des échantillons d'inclinaison proche ($\theta = 55°$) ont également été tracés (voir figure 3.54).*

Pour prendre en compte le premier effet de taille induit par la réduction de moitié de la longueur L de l'échantillon, on peut remettre la hauteur de mobilisation à l'échelle vis à vis de la géométrie G_0 en la multipliant par un facteur 2. Cela fait, le second effet de taille relatif à la largeur l est analysé pour les deux géométries G_0 et G_3 à la figure 3.78 où la hauteur maximale atteinte par la zone d'écoulement lors de la déstabilisation adimensionnée par la largeur l de la cellule est tracée en fonction de la fraction volumique.

L'effet d'échelle global, incluant une proportionnalité à la fois avec la longueur L et la largeur l, donne très approximativement le bon ordre de grandeur mais ne permet pas cette fois d'avoir une prédiction quantitative correcte. Comparativement au résultat de

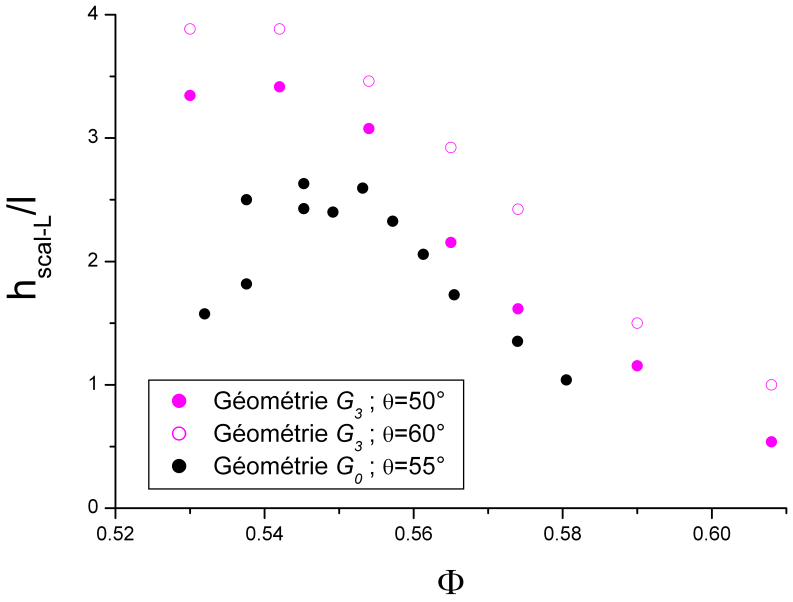


FIGURE 3.78 – *Tracé du rapport entre la profondeur maximale de mobilisation au cours de la déstabilisation et la largeur de la cellule en fonction de la fraction volumique* Φ *en géométrie* G_3 *pour une inclinaison* $\theta = 50^\circ$ *et* $\theta = 60^\circ$*. Pour comparaison, les résultats obtenus en géométrie* G_0 *pour des échantillons d'inclinaison proche* ($\theta = 55^\circ$) *ont également été tracés (voir figure 3.53).*

la figure 3.76 où seule la largeur avait été modifiée, il apparaît donc ici que la remise à l'échelle du processus de déstabilisation est moins évident quand on fait varier à la fois L et l. Cela peut être aussi lié à la constatation qui avait déjà été faite quant aux temps de déclenchement qui sont plus sensiblement plus élevés en géométrie G_3 que pour les trois autres géométries.

3.5 Synthèse et perspectives

3.5.1 Quelques considérations sur les protocoles expérimentaux

Le passage d'un protocole de chargement progressif à une configuration d'effondrement contrôlé a permis de mettre en évidence des mécanismes de déstabilisation gravitaire avec une phénoménologie bien plus complexe que ce qui été attendu à l'origine de ce travail. Face à cette complexité apparente, l'avantage du dispositif à effondrement contrôlé a été de permettre une étude paramétrique systématique du problème via la fraction volumique initiale et l'inclinaison imposée au milieu. Il permet ainsi d'amplifier la déstabilisation et de la caractériser par mesure vélocimétrique sans la difficulté liée au changement de référentiel avec le protocole de chargement progressif. Cela reste toutefois encore un peu juste pour résoudre tout au long du mouvement le champ instantané de vitesse et la plus grosse partie du travail de dépouillement s'est focalisé sur la seule zone d'écoulement et sur son évolution spatio-temporelle.

Il faut cependant relever le défaut inhérent à ce dispositif et lié à la durée nécessaire à la suppression de la force stabilisante. Contrairement à d'autres dispositifs destinés à

l'étude du collapse de grains et se basant également sur la présence initialement d'une force de confinement ([Siavoshi et Kudrolli, 2005]) et contrairement aux simulations numériques où cela ne pose aucune difficulté ([Lacaze et Kerswell, 2009]), la stabilisation par drainage est confrontée ici à la compressibilité du matériau qui ne permet pas un arrêt brutal de l'écoulement et induit un temps de relaxation de l'ordre de l seconde. Il y a donc un couplage entre le temps nécessaire à la suppression de la force stabilisante et le temps pris par l'échantillon pour commencer à se déformer sous l'effet de la gravité. Une certaine façon de voir les choses peut être de considérer que la gravité n'est pas constante dans les premiers instants de la déstabilisation. Au vue des résultats obtenus, il ne nous est pas possible de savoir si ce couplage influence fortement la phénoménologie observée ou ne joue qu'à la marge, principalement à travers le temps de déclenchement. C'est toutefois cette dernière option qui semble la plus probable étant donné qu'il n'a pas été observé de résultats très différents pour les échantillons les plus denses où il y a cette fois découplage entre l'arrêt de l'écoulement hydraulique et le développement de l'avalanche.

3.5.2 Bilan sur les résultats expérimentaux et leurs interprétations

Il a été montré au cours de ce travail que le seuil de déclenchement d'une instabilité de pente été bien contrôlé par le frottement interne additionné de l'effet d'enchevêtrement entre grains qui est pris en compte par l'angle de dilatance. Au premier ordre, cet angle de dilatance doit être dépendant de la fraction volumique du matériau et, en effet, un très bon accord peut être obtenu entre la loi empirique linéaire proposée par [Roux et Radjai, 1998] et les mesures faites en chargement progressif. En revanche, il ne s'agit ici pas d'une unique relation linéaire mais de deux pentes, très différentes, selon que le matériau est en régime dilatant ou contractant. L'obtention de ce résultat original doit sûrement beaucoup à la possibilité offerte par notre dispositif expérimental de générer des empilements initiaux extrêmement peu consolidés, ce qui n'est pas la cas sur la quasi-totalité des dispositifs de la littérature. Il faut également noter que ce résultat concerne l'angle auquel est détectée la toute première mobilisation au sein du matériau mais, qu'au-delà de cette inclinaison, une succession de comportement est observé (fluage, seconde instabilité de plus grande amplitude) avant qu'une déstabilisation massive de l'échantillon finisse par se déclencher. Il n'y a donc pas un unique seuil de déstabilisation mais tout un domaine concerné. De la même façon, les mesures en effondrement contrôlé ont montré que, pour une fraction volumique donnée, différents régimes sont successivement observés pour la déstabilisation lorsque l'inclinaison est augmentée, passant d'un processus de restabilisation définitive à une dynamique de mobilisation en profondeur évoluant rapidement vers une coulée superficielle.

L'analyse paramétrique issue du protocole d'effondrement contrôlé a permis de caractériser proprement la richesse de la phénoménologie rencontrée pour ces déstabilisations initiées au-dessus du seuil de stabilité. Comme on l'a vu, ce n'est souvent pas une seule mais plusieurs phases d'écoulement qui se succèdent, entrecoupées de périodes où le milieu retrouve, temporairement, une situation d'équilibre. Malgré les performances des techniques expérimentales utilisées, il a été difficilement d'aborder une étude systématique de la cinématique transitoire de ces instabilités. En revanche, il nous été possible de suivre au cours du temps la zone mobilisée par l'écoulement à travers la masse mou-

vante et sa relation avec l'épaisseur de coulée. Ce qu'il en ressort c'est que, bien la phénoménologie expérimentale soit très complexe, des tendances générales très nettes ont été mise en évidence. Ainsi, il y a un contrôle direct à la fois de la fraction volumique initiale et de l'angle d'inclinaison imposé sur le temps de déclenchement du mouvement et sur la profondeur maximale mobilisée au cours de la totalité de l'évènement. Dans le premier cas, il s'agit du temps initial avec démarrage de la toute première instabilité dans le milieu et le contrôle semble lié au couplage évoqué précédent entre durée de la phase d'arrêt de l'écoulement hydraulique et l'initiation du mouvement des grains. Dans le second cas, en revanche, le résultat est bien plus original. En effet, si la profondeur maximale de la zone coulante est bien contrôlée celle-ci n'est pas toujours atteinte lors du premier évènement mais peut être observée sur la seconde déstabilisation. Et, ce qui est intéressant, c'est que malgré le caractère fortement non stationnaire et les effets de tailles finies des processus de déstabilisation rencontrés dans nos expériences, cette valeur maximale de la profondeur de mobilisation semble en bon accord avec la loi d'échelle proposée pour les écoulements granulaires en régime permanent avec confinement latéral, pour peu qu'on y intègre un second effet d'échelle relative à la longueur finie de la cellule.

3.5.3 Perspectives expérimentales

Comme on l'a dit, l'étude présentée ici c'est limiter à l'analyse spatio-temporelle de la zone d'écoulement du fait de la difficulté à suivre la cinématique du matériau tout au long d'un processus de déstabilisation. Si le dépouillement basé sur la masse mouvante s'est révélé très performant, il ne donne toutefois qu'une information partielle, celle liée à la localisation des grains en mouvement, et ne renseigne pas sur l'intensité de ce mouvement. Pour cela, la procédure la mieux adaptée pourrait être d'utiliser l'algorithme de masse mouvante afin de déterminer avec précision le créneau temporel au cours duquel la mobilisation maximale est atteinte. Dans un second temps, on peut alors analyser spécifiquement les champs de vitesse instantanée correspondant afin par exemple d'en extraire, avec la méthode détaillée au paragraphe 3.2.2, les valeurs de la vitesse maximale V_{max}, du taux de cisaillement γ_{max} et de la hauteur de cisaillement $h_{cis-max}$ qui doit être directement proportionnelle à h_{max}. Un calcul de l'énergie cinétique globale (ou limitée dans la zone d'écoulement définie par l'algorithme de masse mouvante) peut également être envisagé. Si une étude systématique de cette cinématique reste à faire, des essais préliminaires ont été réalisés sur une série expérimentale à inclinaison variable et fraction volumique constante ($\Phi \approx 0,539$). Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 3.79, 3.80 et 3.81.

On observe une augmentation de la vitesse maximale et de la profondeur maximale cisaillée avec l'inclinaison jusqu'à atteindre une saturation vers 45° ($tan\theta \sim 1$). L'interprétation de cette saturation reste la même que ce qui a été avancé au paragraphe 3.4.3. Sur la figure 3.80, on retrouve bien la proportionnalité attendue entre les deux valeurs de profondeur mobilisée calculée à partir de l'algorithme de masse mouvante (h_{max}) et du profil de vitesse ($h_{cis-max}$). Notons que, dans la phase d'augmentation précédant la saturation, ces dernières valeurs sont nettement plus proches de la loi d'échelle 3.20. Enfin, un des points nouveaux et très intéressants qui semble émerger de ces premiers résultats relatifs à la cinématique est l'existence d'un taux de cisaillement approximativement constant au maximum d'intensité de la déstabilisation. La valeur obtenue est de l'ordre

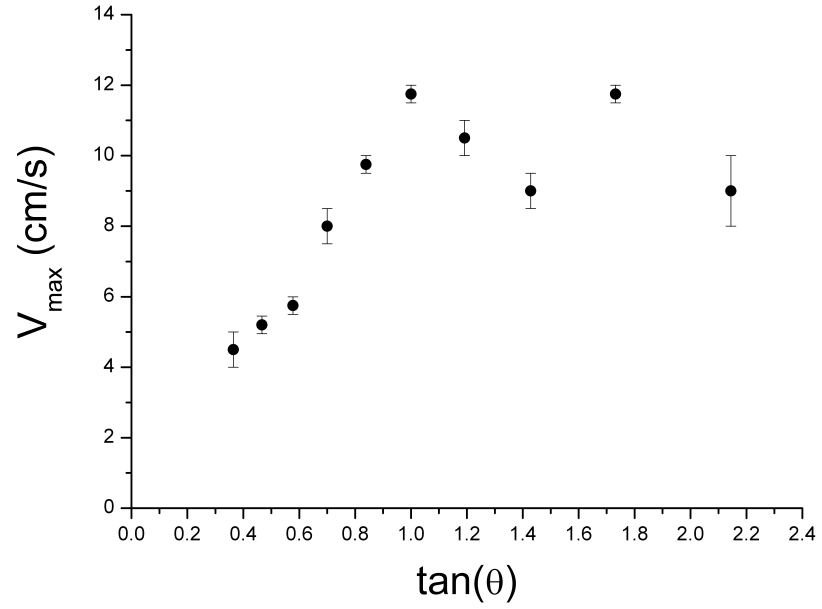


FIGURE 3.79 – *Dépendance de la vitesse maximale mesurée à partir du le profil de vitesse au pic de déstabilisation en fonction de la tangente de l'inclinaison.*

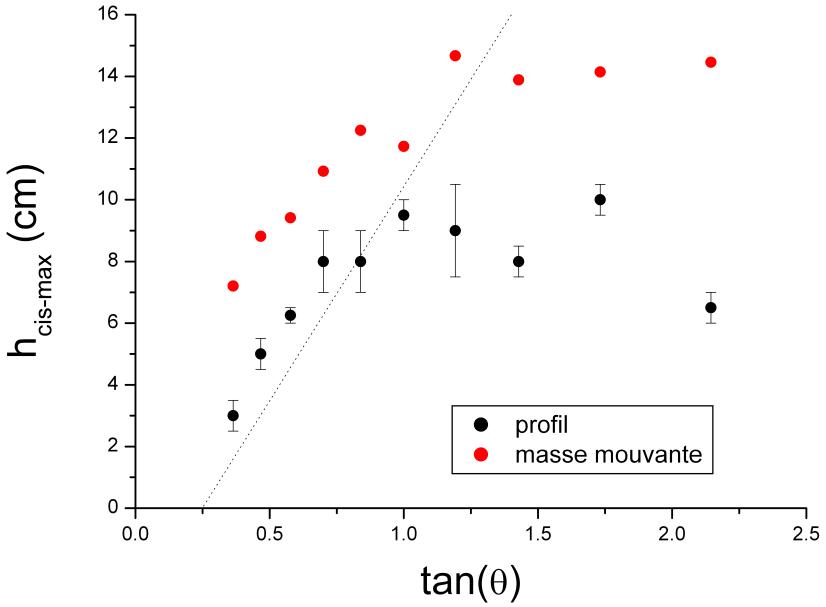


FIGURE 3.80 – *Dépendance de la profondeur maximale de cisaillement mesurée à partir du profil de vitesse au pic de déstabilisation en fonction de la tangente de l'inclinaison. Les valeurs déduites de l'analyse par la masse mouvante ont également été représentées ainsi que la loi d'échelle 3.20 (courbe en pointillé).*

de $\overline{\gamma_{max}} = 1,18s^{-1}$. Ce dernier résultat demande confirmation et reste à interpréter.

De la même façon, la complexité intrinsèque de la phénoménologie expérimentale a rendue difficile l'analyse des processus de déstabilisation et ne nous a pas laissé la temps

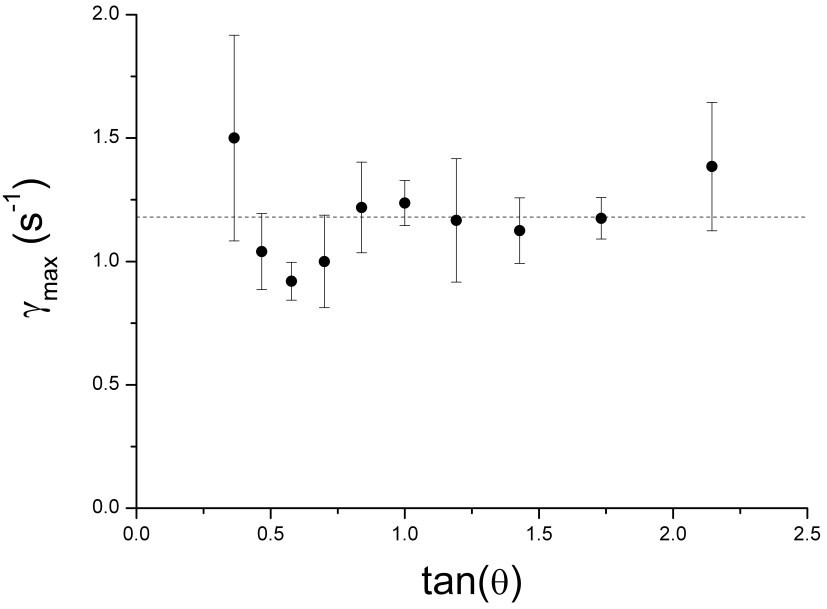


FIGURE 3.81 – *Dépendance du taux de cisaillement au pic de déstabilisation en fonction de la tangente de l'inclinaison. La courbe représente la valeur moyenne* $\overline{\gamma_{max}} = 1,18s^{-1}$.

d'aborder la question du couplage entre les grains et le liquide interstitiel, couplage dont on sait qu'il peut jouer un rôle déterminant au cours d'un écoulement granulaire en régime transitoire ([Iverson, 2004], [Pailha *et al.*, 2008], [Pailha et Pouliquen, 2009]). Étant données la taille assez importante des grains du sable utilisé ici (beaucoup plus par exemple que pour [Pailha et Pouliquen, 2009]) et la viscosité limitée de l'eau, il est probable que ce couplage soit relativement faible dans nos expériences. Pour augmenter ce couplage, il est possible d'utiliser un liquide de viscosité plus élevée et/ou des grains plus fins. Des essais ont été réalisés en jouant sur ces deux paramètres, plus précisément avec un sable de type HN31 ayant un diamètre moyen de l'ordre $330\mu m$ et avec un liquide constitué d'un mélange eau/glycérine de viscosité à peu près égale à huit fois celle de l'eau (mesure par un viscosimètre à bille). Malheureusement, comme on l'a déjà précisé au paragraphe 2.6.4, ce sable plus fin n'est pas bien adapté à un traitement PIV avec la géométrie imposée par la cellule. Nous nous sommes donc limités dans ce cas à des observations qualitatives qui vont toutes dans le sens d'un ralentissement de la dynamique, qui reste limité lorsque seule la viscosité est augmentée, mais devient beaucoup plus marqué pour les grains plus fins. La condition la plus défavorable, avec grains fins et liquide le plus visqueux, donne lieu à des durées de déstabilisation qui dépassent sensiblement la minute. Le couplage devient donc prédominant dès lors que la viscosité est importante et surtout que la taille des grains est faible.

Enfin, un dernier point à discuter ici concerne le choix de la fraction volumique pour rendre compte de la résistance mécanique du matériau vis à vis de la gravité et pour décrire la dynamique d'une coulée. S'il est certain qu'un lien doit exister avec la fraction volumique, c'est plus au niveau de la microstructure que doivent se trouver les paramètres les plus pertinents comme par exemple le nombre moyen de contact ou l'anisotropie de la distribution des forces de contact exprimée à travers la texture

([Andreotti *et al.*, 2011]). Une mise en évidence de l'insuffisance de la fraction volumique en tant que paramètre de contrôle a été réalisée comme suit. Trois échantillons ont été préparés avec une même fraction volumique initiale $\Phi \approx 0,555$ mais par des protocoles différents. Le premier protocole, noté P_1, est celui utilisé dans tout ce travail et correspondant à une fluidisation, suivie d'une redéposition progressive et ensuite de quelques coups de maillet. Le second protocole P_2, proche du premier, est aussi constitué d'une fluidisation suivie d'une redéposition sauf qu'une grille avait été placée au préalable à la base de l'échantillon. La fin du protocole se fait alors en remontant lentement cette grille jusqu'au haut de l'échantillon, ce qui permet ainsi de décompacter légèrement ce dernier. Enfin, le troisième mode de préparation P_3 est totalement différent : il s'agit d'une technique de damage humide (voir par exemple [Benahmed, 2001]) où 8 couches de 250g sable chacune, légèrement humidifiées (environ 4% d'eau en masse), sont successivement compactées à l'aide d'une dame, les unes après les autres et les unes au-dessus des autres. L'échantillon ainsi créé n'est pas saturé immédiatement mais on y fait d'abord circuler pendant environ une demie heure du dioxyde de carbone qui est soluble dans l'eau et va éviter le piégeage de bulles d'air lors de la saturation finale. Les résultats obtenus pour une inclinaison de 60° sont présentés sur la figure 3.82.

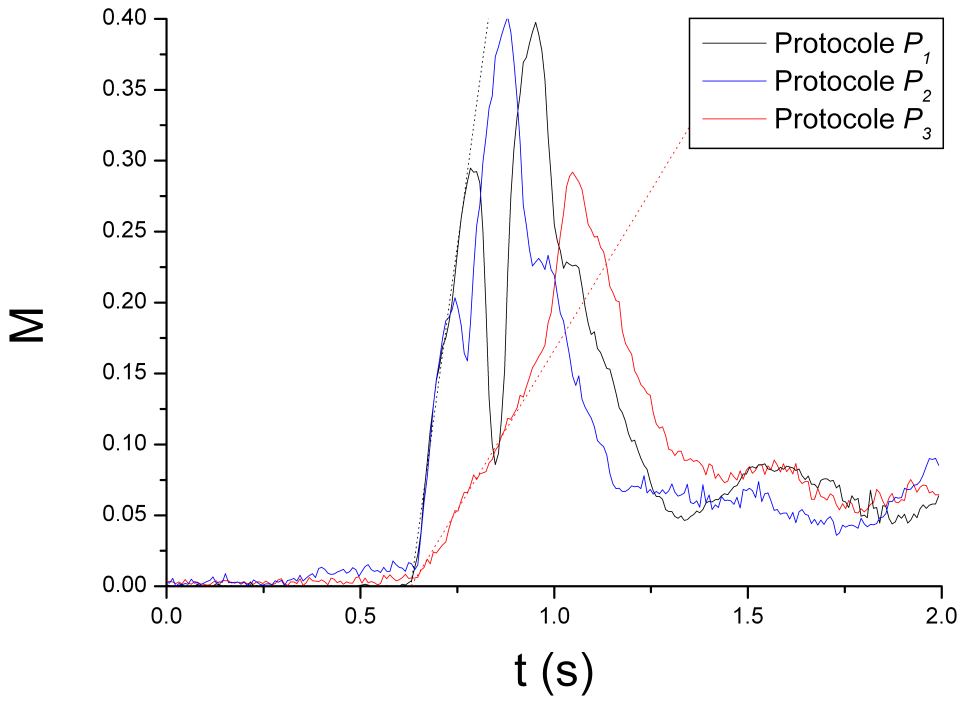


FIGURE 3.82 – *Evolutions temporelles de la masse mouvante obtenues avec les 3 protocoles de préparation (P_1 : notre protocole usuel, P_2 : notre protocole usuel suivi d'un passage dans l'échantillon d'une grille, P_3 : damage humide) avec des échantillons de fraction volumique $\phi \approx 0,555$ et pour une inclinaison $\theta = 55°$. Les courbes en pointillé correspondent à la mobilisation en profondeur initiale de la zone de coulée, quasi-linéaire, avec une pente égale à C_m. Pour les différents protocoles on trouve $C_m^{P_1} \approx C_m^{P_2} \approx 4C_m^{P_3}$.*

On voit bien sur cette courbe l'importance des paramètres microstructurels qui, mal-

gré une même valeur de densité, peut induire des différences extrêmement fortes avec, notamment, un facteur de l'ordre de 4 sur la vitesse initiale de mobilisation en profondeur de la zone de coulée lorsque les modes de préparation sont très différents ! Au contraire, lorsque les protocoles sont assez similaire, comme pour P_1 et P_2, les résultats restent assez bien comparables. Notons par ailleurs que, dans les analyses réalisées au cours de ce travail, des comportements atypiques avaient souvent été observés pour les échantillons les moins consolidés n'ayant pas été sollicités par des coups de maillet. Il est fort probable que cela s'explique par des effets microstructurels, le tout premier coup maillet entraînant au niveau de la microstructure des modifications très importantes qui ne peuvent être prises en compte par un simple décalage de la fraction volumique.

Chapitre 4

Tassement d'un échantillon de sable

A travers ce chapitre, la compressibilité d'un milieu granulaire sera étudiée en considérant plusieurs types de chargement.

4.1 Cadre théorique

4.1.1 Contexte : loi de comportement d'un sable en compression

Le comportement effort-déformation d'un milieu granulaire fait intervenir plusieurs mécanismes de déformation comme, le réarrangement des grains modifiant le squelette granulaire, la déformation des zones de contact, ou encore la déformation plastique des grains si le niveau de contrainte est suffisant, en allant jusqu'à la rupture des grains pour des contraintes très élevées ([Leung *et al.*, 1996], [McDowell *et al.*, 1996], [Mesri et Vardhanabhuti, 2009]). La rigidité d'un sable n'est pas constante, et augmente avec les contraintes ; une explication simpliste consiste à dire que dans un matériau granulaire le nombre de contacts de chaque grain augmente lors d'un chargement conduisant à une augmentation de sa rigidité. Cette variation de la rigidité est souvent modélisée par une loi de puissance. Un modèle de compression des sols souvent utilisé en géomécanique est une loi incrémentale reliant un incrément de déformation volumique à un changement infinitésimal de la pression effective ([Duncan et Chang, 2002], [Garlanger, 1972], [Lanier, 2001]) :

$$d\varepsilon = \frac{dp'}{E^*} \tag{4.1}$$

avec une rigidité non linéaire :

$$E^* = E_0 \left(\frac{p'}{p_0}\right)^n \tag{4.2}$$

où E_0 est un module de déformation ou rigidité caractéristique obtenue par une pression de référence p_0 et $0 < n < 1$.

En conditions œdométriques, en considérant que les parois sont infiniment rigides et donc indéformables, la pression effective s'écrit :

$$p' = \frac{\sigma'_v + 2\sigma'_h}{3} \tag{4.3}$$

où la contrainte verticale, σ'_h, exprimée en fonction de la contrainte latérale, σ'_v, est :

$$\sigma'_h = \frac{\nu}{1-\nu}\sigma'_v \tag{4.4}$$

où ν est le coefficient de Poisson. Des relations précédentes, nous pouvons écrire :

$$d\varepsilon = \Big[\frac{1+\nu}{3(1-\nu)}\Big]^{(1-n)} \frac{p_0^n}{E_0} \frac{d\sigma'_v}{{\sigma'_v}^n} \tag{4.5}$$

Cette expression n'est que locale, la forme globale est obtenue par intégration :

- si $n = 1$

$$\varepsilon = \frac{p_0^n}{E_0} \ln\Big(\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}}\Big) \tag{4.6}$$

- si $n \neq 1$

$$\varepsilon = \Big[\frac{1+\nu}{3(1-\nu)}\Big]^{(1-n)} \frac{p_0^n}{E_0(1-n)}\Big({\sigma'_v}^{1-n} - {\sigma'_{v0}}^{1-n}\Big) = \chi\Big[\Big(\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}}\Big)^{1-n} - 1\Big] \tag{4.7}$$

où $\chi = \Big[\frac{1+\nu}{3(1-\nu)}\Big]^{(1-n)} \frac{p_0^n}{E_0(1-n){\sigma'_{v0}}^{1-n}}$ est sans dimension.

Dans le cas $n = 1$, on retrouve à partir de l'équation (4.6), la relation classique de compressibilité d'un sol, désignée généralement par courbe de consolidation :

$$\Delta e = -C_c \ln\Big(\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}}\Big) \tag{4.8}$$

avec C_c, le coefficient de compressibilité relié à κ par :

$$\frac{p_0}{E_0} = \Phi_0 C_c \tag{4.9}$$

Φ_0 étant la fraction volumique solide du sol supposé homogène.

4.1.2 Hypothèses retenues

Nous rappelons que le but de cette étude est de comparer le comportement d'un échantillon granulaire totalement saturé soumis à deux types de chargement : un chargement surfacique et un autre volumique. Pour poursuivre notre raisonnement théorique nous sommes amenés à formuler les hypothèses suivantes :

- Le chargement est considéré comme homogène. Dans le cas d'un chargement surfacique, le chargement est appliqué uniformément sur toute la surface supérieure de l'échantillon. Dans l'autre cas, nous supposons l'échantillon homogène, ainsi que l'écoulement interne ; le chargement issu de la traînée visqueuse de l'écoulement hydraulique sur le squelette granulaire peut donc être également considéré comme homogène.

- Nous négligerons les effets des parois. Avant chargement, l'échantillon est soumis uniquement à son poids propre. En toute rigueur, l'effet du frottement aux parois n'est pas nul, que nous appellerons ici un peu abusivement effet Janssen. Le frottement aux parois s'oppose au poids propre de l'échantillon granulaire conduisant

à un écrantage dépendant des caractéristiques de l'échantillon et de la géométrie dans laquelle il est inséré. Janssen en a proposé un modèle théorique simple. Le raisonnement que nous allons suivre dans la suite de ce manuscrit ne tient pas compte de l'effet des parois, mais cet effet a été pris en compte dans le paragraphe 4.1.8, où l'on pourra constater que son impact reste faible vis à vis des prédictions théoriques.

- La compressibilité du milieu suit la relation 4.6. Le cas $n \neq 1$ est développé au paragraphe 4.1.7.

- Le tassement est instantané. Compte tenu de l'amplitude des déformations, nous pouvons nous contenter de nous placer dans un état final pour étudier l'équilibre des contraintes. La consolidation est rapide car la perméabilité du sable utilisé est grande ; lors d'un chargement, il n'y a pas d'augmentation significative de la pression interstitielle.

4.1.3 Caractéristiques du sol avant chargement

Avant de poursuivre, il faut connaître l'état des contraintes de notre échantillon avant toute sollicitation.
L'équilibre en contraintes de notre échantillon au repos avant chargement, soumis uniquement à son poids propres s'écrit :

$$\frac{\partial \sigma'_{v0}}{\partial y} = \Phi_0(\rho_g - \rho_w)g \tag{4.10}$$

où Φ_0 est la fraction volumique initiale, ρ_g et ρ_w sont respectivement la masse volumique des grains et de l'eau, g est la gravité et σ'_{v0}, la contrainte effective verticale.
La surface supérieure est dite libre, ce qui donne la condition limite suivante :

$$\sigma'_{v0}(y = H_0) = 0 \tag{4.11}$$

où H_0 est la hauteur initiale de l'échantillon. On obtient donc par intégration de la relation 4.10 en utilisant la condition limite 4.11 :

$$\sigma'_{v0}(y) = -\Phi_0(\rho_g - \rho_w)g(H_0 - y) \tag{4.12}$$

Maintenant que l'état initial est connu et caractérisé, nous pouvons passer à l'étude de la déformation de l'échantillon soumis à un chargement. Dans un premier temps, le chargement se fera sur la surface supérieure, puis dans un second temps, le chargement sera volumique. Pour finir nous comparerons les deux comportements attendus aux mesures expérimentales que nous avons pu obtenir. Pourquoi est-il utile de caractériser l'état des contraintes avant chargement ? En géotechnique, les essais de consolidation sont essentiellement effectués sur des matériaux préconsolidés, qui ont subi des chargements bien supérieurs à leur poids propre. Or ici nous utilisons des matériaux vierges de toute histoire de chargement, et de plus les chargements que nous allons appliquer sont du même ordre de grandeur que le poids déjaugé. Il est donc nécessaire de caractériser l'état de contrainte de l'échantillon dans son état de référence préconsolidé par le seul poids déjaugé.

4.1.4 Chargement en surface

Ici nous allons appliquer une charge sur la totalité de la surface libre de l'échantillon. En explicitant de nouveau l'équilibre en contraintes effectives de notre échantillon en utilisant les hypothèses énoncées précédemment, (dans sa configuration finale, hauteur H_σ et fraction volumique Φ_σ), nous obtenons finalement :

$$\frac{\partial \sigma'_v}{\partial y} = \Phi_\sigma(\rho_g - \rho_w)g \tag{4.13}$$

car le chargement surfacique ne modifie que la condition limite à la surface de l'échantillon :

$$\sigma'_v(y = H_\sigma) = -\Delta\sigma \tag{4.14}$$

où $\Delta\sigma$ est la surcharge appliquée par une masse posée sur la totalité de la surface de l'échantillon. A priori, la fraction volumique finale de l'échantillon n'est plus homogène et dépend de la profondeur, y. Cependant, compte tenu des chargements que nous appliquons et au vue des tassements mesurés expérimentalement, nous constatons que les déformations engendrées sont très petites, ce qui nous amène a supposer :

- $H_0 - H_\sigma \ll H_0$
- $\Phi_\sigma - \Phi_0 \ll \Phi_0$

Donc, à l'ordre zéro, la fraction volumique finale, Φ_σ, est constante dans l'épaisseur de l'échantillon. Finalement après intégration de l'équation 4.13 sur la hauteur finale de l'échantillon, la contrainte verticale effective s'écrit :

$$\sigma'_v(y) = -\Phi_\sigma(\rho_g - \rho_w)g(H_\sigma - y) - \Delta\sigma \tag{4.15}$$

Le rapport entre la contrainte effective verticale après chargement et la contrainte effective verticale de préconsolidation s'écrit :

$$\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} = \frac{\Phi_\sigma(H_\sigma - y)}{\Phi_0(H_0 - y)} + \frac{\Delta\sigma}{\Phi_0(\rho_g - \rho_w)g(H_0 - y)} \tag{4.16}$$

Au premier ordre, ce rapport peut être écrit sous la forme :

$$\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} \approx 1 + \frac{\overline{\Delta\sigma}}{1 - y/H_0} \tag{4.17}$$

où nous avons introduit une charge adimentionnée, $\overline{\Delta\sigma}$, qui n'est autre que le rapport entre l'effort appliqué et le poids déjaugé de l'échantillon :

$$\overline{\Delta\sigma} = \frac{\Delta\sigma}{\Phi_0(\rho_g - \rho_w)gH_0} \tag{4.18}$$

Maintenant, remontons à la déformation en utilisant la relation de comportement de notre sable (cf équation 4.6). Seulement cette loi de comportement n'est valable que pour des milieux homogènes, or ici ce n'est pas le cas car le rapport σ'_v/σ'_{v0} dépend de la profondeur. La déformation volumique dépend donc elle aussi de la profondeur et par conséquent l'échantillon n'est plus parfaitement homogène après tassement. En revanche, si nous considérons une couche infinitésimale d'épaisseur initiale dy_0 et d'épaisseur finale dy_σ, nous pouvons appliquer la relation de comportement sur cette couche.

La déformation volumique de notre couche infinitésimale vaut : $\varepsilon = 1 - dy_\sigma/dy_0$ et s'écrit en fonction de la charge sous la forme :

$$\varepsilon(y) = \Phi_0 C_c \ln\left(1 + \frac{\overline{\Delta\sigma}}{1 - y/H_0}\right) \tag{4.19}$$

Lors du tassement la masse de la couche infinitésimale est conservée, ce qui nous donne :

$$\Phi_0 dy_0 = \Phi_\sigma(y) dy_\sigma = \Phi_\sigma(y)\big(1 - \varepsilon(y)\big) \tag{4.20}$$

Nous pouvons alors en déduire l'expression de la fraction volumique après tassement en fonction de la profondeur qui est :

$$\Phi_\sigma(y) = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\left(1 + \frac{\overline{\Delta\sigma}}{1 - y/H_0}\right)} \tag{4.21}$$

La figure 4.1 illustre l'évolution de la fraction volumique suivant la profondeur de l'échantillon après la consolidation de ce dernier. En guise d'exemple, un échantillon de HN 0.4-0.8 de fraction volumique initiale $\phi_0 = 0.55$, de hauteur 137mm, soumis à une charge de 6kg (soit trois fois sa masse), la fraction volumique n'est pus homogène après tassement mais les variations sont faibles puisque sur 80% de la hauteur de l'échantillon la fraction volumique ne varie que de 1%. Proche de la surface les variations sont plus importantes mais restent relativement faibles car ne dépassant pas 3%. Maintenant que

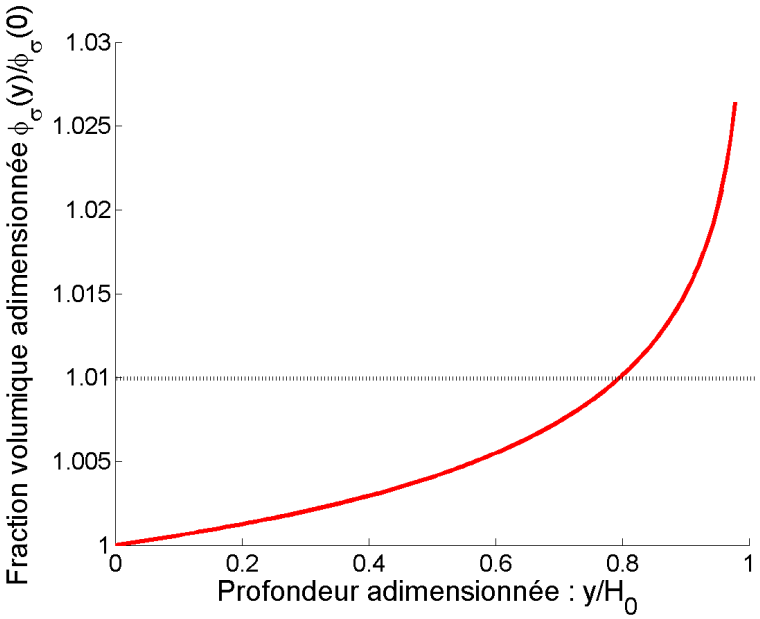


FIGURE 4.1 – *Exemple d'évolution de la fraction volumique suivant la profondeur après tassement d'un échantillon de sable de fraction volumique initiale $\phi_0 = 0.55$. La droite en tiret noir représente la limite à 1% de variation de la fraction volumique par rapport à la valeur du fond. La charge appliquée représente trois fois le poids de l'échantillon.*

nous avons, d'une certaine façon, vérifié que l'échantillon après tassement n'était pas trop hétérogène, remontons au tassement global de celui-ci, $\Delta H_\sigma = H_0 - H_\sigma$, lequel s'obtient par la sommation de la contribution de chaque couche infinitésimale :

$$\Delta H_\sigma = \int_0^{H_\sigma} \varepsilon(y) dy \tag{4.22}$$

où encore :

$$\Delta H_\sigma = \int_0^{H_\sigma} \Phi_0 C_c \ln\Big(1+\frac{\overline{\Delta\sigma}}{1-y/H_0}\Big)dy \approx \int_0^{H_0} \Phi_0 C_c \ln\Big(1+\frac{\overline{\Delta\sigma}}{1-y/H_0}\Big)dy \qquad (4.23)$$

L'approximation faite ici consiste à remplacer H_σ par H_0 au niveau de la borne supérieure de l'intégrale.
Au final, l'expression du tassement est :

$$\Delta H_\sigma \approx \Delta H^* \Big[\Big(1+\overline{\Delta\sigma}\Big)\ln\Big(1+\overline{\Delta\sigma}\Big) - \overline{\Delta\sigma}\ln\Big(\overline{\Delta\sigma}\Big)\Big] \qquad (4.24)$$

où on a introduit le tassement caractéristique ΔH^* défini par :

$$\Delta H^* = \Phi_0 H_0 C_c \qquad (4.25)$$

Lorsqu'on applique ce modèle de consolidation à un échantillon de sable HN 0.4-0.8, sous des charges adimensionnées, $\overline{\Delta\sigma}$, ne dépassant pas 6, le tassement reste bien négligeable devant sa hauteur, car on vérifie bien que $u_\sigma(y=H_\sigma) \approx u_\sigma(y=H_0) = \Delta H_\sigma$.

De la même façon, le champ de déplacement vaut :

$$u_\sigma(y) = \int_0^y \varepsilon(y')dy' \qquad (4.26)$$

soit après intégration :

$$\begin{aligned} u_\sigma(y) \;=\; & \Delta H^* \Big[\Big(1+\overline{\Delta\sigma}\Big)\ln\Big(1+\overline{\Delta\sigma}\Big) + \Big(1-\frac{y}{H_0}\Big)\ln\Big(1-\frac{y}{H_0}\Big) \\ & - \Big(1+\overline{\Delta\sigma}-\frac{y}{H_0}\Big)\ln\Big(1+\overline{\Delta\sigma}-\frac{y}{H_0}\Big)\Big] \end{aligned} \qquad (4.27)$$

4.1.5 Chargement en volume

Cette fois, le chargement est créé par un écoulement hydraulique interne, dit "stabilisateur", dirigé de haut en bas. La traînée visqueuse induite par l'écoulement sur chaque grain génère une force dirigée dans le sens de l'écoulement, ici verticale dirigée vers le bas. L'équilibre en contrainte effective s'écrit :

$$\frac{\partial \sigma'_v}{\partial y} = \Phi_f(\rho_g - \rho_w)g + \frac{\partial \tilde{P}}{\partial y} \qquad (4.28)$$

avec $\tilde{P}$ la pression dynamique générée par l'écoulement. Comme l'échantillon est considéré comme homogène avant le chargement, il en est alors de même pour le gradient de pression dynamique, qui est donc indépendant de la profondeur. Par conséquent, et d'après l'équilibre en contrainte effective, le gradient de contrainte verticale est indépendant de la profondeur, donc l'échantillon après chargement reste homogène. Après le chargement, le gradient de pression dynamique évolue légèrement avec la fraction volumique pour atteindre la valeur finale :

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial y} = \frac{\Delta \tilde{P}}{H_f} \qquad (4.29)$$

où $\Delta\tilde{P}$ est la chute de pression entre le haut et le bas de l'échantillon, et H_f sa hauteur finale. La condition limite à la surface est identique au cas avant chargement, à savoir :

$$\sigma'_v(y = H_f) = 0 \tag{4.30}$$

On obtient alors :

$$\sigma'_v(y) = -\Phi_f(\rho_g - \rho_w)g(H_f - y) - \frac{\Delta\tilde{P}}{H_f}(H_f - y) \tag{4.31}$$

Soit :

$$\sigma'_v(y) = -\Phi_f(\rho_g - \rho_w)g\Big(1 + \overline{\Delta P}\Big)(H_f - y) \tag{4.32}$$

où nous avons introduit le gradient de pression adimensionné, $\overline{\Delta P}$, défini comme étant le rapport entre la perte de pression dynamique de l'écoulement et la pression créée par le poids propre de l'échantillon :

$$\overline{\Delta P} = \frac{\Delta\tilde{P}}{\Phi_f(\rho_g - \rho_w)gH_f} = \frac{i}{i_c} \tag{4.33}$$

où $i = \frac{\Delta\tilde{P}}{\rho_w g H_f}$ est le gradient hydraulique dont la valeur critique $i_c = \frac{\Phi_f(\rho_g - \rho_w)}{\rho_w}$ correspond au seuil de fluidisation. Notons que le chargement volumique revient uniquement à modifier la gravité par $\tilde{g} = g(1 + \overline{\Delta P})$. Lors des expérimentations qui ont été réalisées dans ce cadre de chargement, seul le débit, Q, est imposé. Pour des écoulements suffisamment lents, soient des nombres de Reynolds inférieurs à 10, la loi de Darcy peut être utilisée pour relier le débit à la chute de pression dynamique :

$$Q = SKi = \frac{Sk}{\eta}\frac{\Delta\tilde{P}}{H_f} \tag{4.34}$$

où η est la viscosité de l'eau, K, la conductivité hydraulique et k la perméabilité du milieu telles que : $K = \frac{\rho_w g}{\eta}k$. Dans nos expériences, il est a priori légitime d'utiliser la loi de Darcy étant donnée que le débit maximal délivré par la pompe qui est de $8L.min^{-1}$ correspond à une borne supérieure pour le nombre de Reynolds égale à 8.
Avec l'équation 4.34, on peut donc définir, de la même façon que i_c, un débit critique, Q_c, débit minimal nécessaire à la fluidisation d'un échantillon de hauteur H_f et de fraction volumique Φ_f :

$$Q_c(\Phi_f) = \frac{S(\rho_g - \rho_w)g}{\eta}\Phi_f k(\Phi_f) \tag{4.35}$$

Par conséquent :

$$\overline{\Delta P} = \frac{i}{i_c} = \frac{Q}{Q_c} \tag{4.36}$$

Pour définir complètement la relation entre $\overline{\Delta P}$ et Q_c, nous allons utiliser la loi empirique de Carman-Kozeny pour exprimer la perméabilité k en fonction de la fraction volumique Φ dans un milieu poreux homogène constitué de particules sphériques de même taille :

$$k(\Phi) = \frac{(1-\Phi)^3}{\Phi^2}\frac{d^2}{180} \tag{4.37}$$

Le rapport de contraintes verticales s'écrit alors :

$$\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} = \frac{\Phi_f H_f(\rho_g - \rho_w)g(1 + \overline{\Delta P})(1 - y/H_f)}{\Phi_0 H_0(\rho_g - \rho_w)g(1 - y/H_0)} \tag{4.38}$$

Soit au premier ordre :

$$\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} \approx 1 + \overline{\Delta P} \tag{4.39}$$

Le milieu restant homogène après déformation, la loi de comportement (cf équation 4.6) est cette fois-ci utilisable directement sur la totalité de l'échantillon. Le tassement global s'écrit alors :

$$\Delta H_f = \Delta H^* \ln\left(1 + \overline{\Delta P}\right) \tag{4.40}$$

où on utilise à nouveau le tassement caractéristique ΔH^* défini par l'équation 4.25. La conservation de la masse, nous donne $H_0\Phi_0 = H_f\Phi_f$. Soit :

$$\Phi_f = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\left(1 + \overline{\Delta P}\right)} \tag{4.41}$$

ou encore :

$$\Phi_f = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\left(1 + \frac{Q}{Q_c(\Phi_f)}\right)} \tag{4.42}$$

Cependant, le débit critique $Q_c(\Phi_f)$ dépendant de la fraction volumique finale, la relation 4.42 est une expression implicite nécessitant une résolution numérique. Pour simplifier la résolution, nous pouvons approcher la fraction volumique finale par celle avant tassement, d'où :

$$\Phi_f \approx \Phi_f^{app} = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\left(1 + \frac{Q}{Q_c(\Phi_0)}\right)} \tag{4.43}$$

Quant au champ de déplacement, il est linéaire et s'écrit :

$$u_f(y) = \Delta H_f \frac{y}{H_f} = \frac{\Delta H^* \ln\left(1 + \overline{\Delta P}\right)}{H_0 - \Delta H^* \ln\left(1 + \overline{\Delta P}\right)} y \tag{4.44}$$

4.1.6 Comparaison entre un chargement surfacique et volumique

Pour comparer les deux types de chargement on se place dans le cadre d'une même charge adimensionnée appliquée $\Delta = \overline{\Delta\sigma} = \overline{\Delta P}$. Tous les tracés présentés dans ce paragraphe ont été obtenus pour des valeurs de paramètres typiques de nos expérimentations, à savoir : $C_c = 1,3.10^{-2}$, $\Phi_0 = 0,53$, $\rho_g = 2,65 g.cm^{-3}$, $M = 2000g$, $S = 100cm^2$, soit une hauteur $H_0 = 14,2cm$. Les expressions du tassement lors d'un chargement surfacique et volumique sont respectivement :

$$\Delta H_\sigma = \Delta H^* \Big[\big(1 + \Delta\big) \ln\big(1 + \Delta\big) - \Delta \ln\big(\Delta\big) \Big] \tag{4.45}$$

$$\Delta H_f = \Delta H^* \ln\big(1 + \Delta\big) \tag{4.46}$$

Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.2, le tassement est nettement plus important avec un chargement surfacique que volumique.

Les expressions du profil vertical de fraction volumique sont :

$$\Phi_\sigma(y) = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\left(1 + \frac{\Delta}{1 - y/H_0}\right)} \tag{4.47}$$

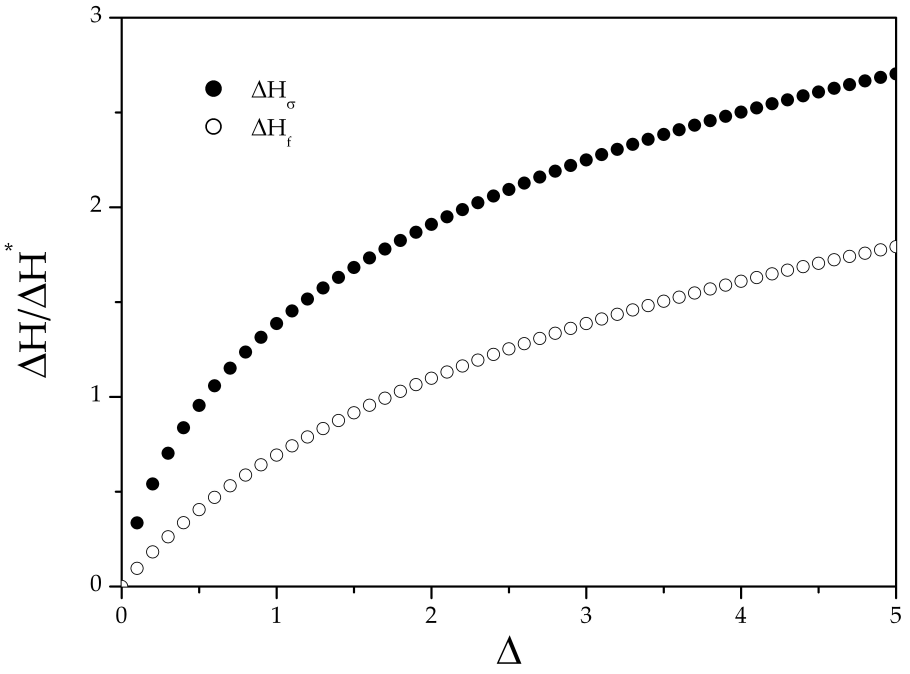


FIGURE 4.2 – *Tassement global d'un échantillon de sable tracé en fonction de la charge adimensionnée, avec en ronds pleins un chargement surfacique et en ronds vides un chargement volumique*

$$\Phi_f = \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\big(1+\Delta\big)} \tag{4.48}$$

Ces profils sont tracés sur la figure 4.3 pour deux valeurs de chargement : $\Delta = 1$ et $\Delta = 3$. L'écart entre la fraction volumique initiale et celle obtenue après consolidation reste limité. Dans le cas du chargement surfacique, l'écart ne dépasse pas 4%, ce qui nous permet de vérifier que l'échantillon est pratiquement homogène après tassement. Notons que dans les deux cas de chargement, la fraction volumique à la base de l'échantillon est la même.

Les deux expressions du profil vertical de déplacement axial sont :

$$\begin{aligned} u_\sigma(y) &= \Delta H^* \Big[\big(1+\Delta\big)\ln\big(1+\Delta\big) + \big(1-\frac{y}{H_0}\big)\ln\big(1-\frac{y}{H_0}\big) \\ &\quad - \big(1+\Delta-\frac{y}{H_0}\big)\ln\big(1+\Delta-\frac{y}{H_0}\big)\Big] \end{aligned} \tag{4.49}$$

$$u_f(y) = \Delta H_f \frac{y}{H_f} = \frac{\Delta H^* \ln\big(1+\Delta\big)}{H_0 - \Delta H^* \ln\big(1+\Delta\big)} y \tag{4.50}$$

Ces profils verticaux sont tracés sur la figure 4.4 pour deux chargements : $\Delta = 1$ et $\Delta = 3$. Le déplacement lors d'un chargement surfacique s'écarte progressivement de celui d'un chargement volumique lorsque nous nous rapprochons de la surface. Notons que l'effet est moins prononcé lorsqu'on augmente la charge. On retrouve là l'origine de l'hypothèse couramment utilisée en géomécanique qui consiste à négliger les variations de

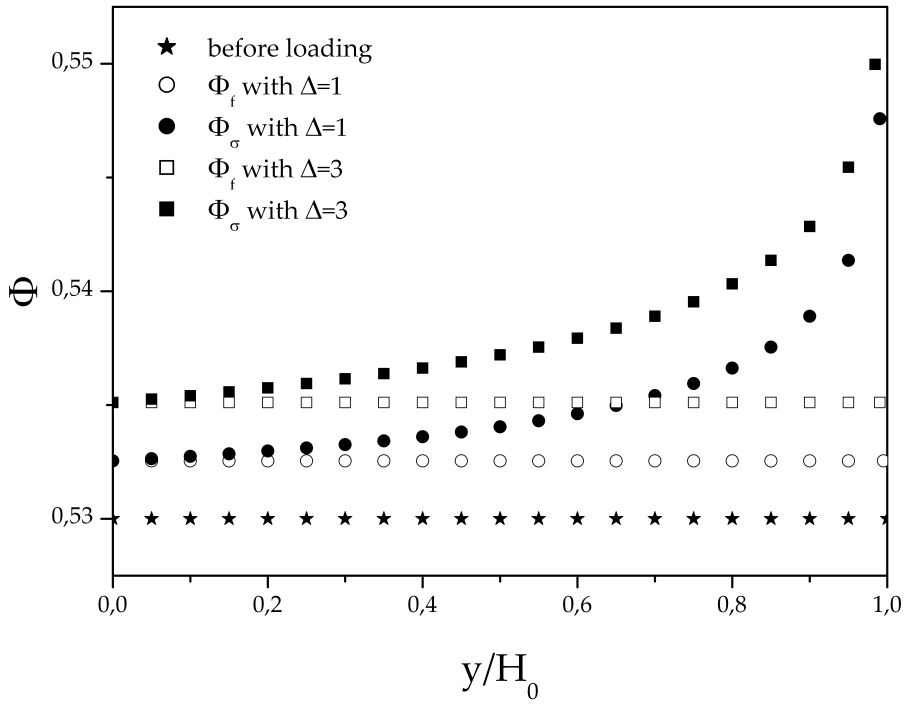


FIGURE 4.3 – *Profil vertical de fraction volumique obtenu pour une charge adimensionnée* $\Delta = 1$ *(cercles) et* $\Delta = 3$ *(carrés), pour un chargement surfacique (symboles pleins) et volumique (symboles vides). Le profil de l'état initial est également représenté (étoiles noires)*

contraintes de préconsolidation dues au poids propre du matériaux faces aux contraintes de consolidation très élevées.

4.1.7 Etude du cas où $n \neq 1$

L'étude précédente a été effectuée dans le cas particulier où $n = 1$, cas qui correspond bien au comportement d'un grand nombre de sols réels. Pour se placer dans un cadre plus général, on propose ici de regarder la situation où $0 < n < 1$. Notons d'ores et déja que dans ce cas, le paramètre χ introduit dans l'équation 4.7 dépend a priori de σ'_{v0}. Par souci de simplification, nous supposerons toutefois que cette dépendance peut être négligée au premier ordre.

Dans la configuration d'un chargement de surface, il est possible, par une démarche similaire au cas précédent, de trouver les expressions suivantes pour les profils verticaux de la fraction volumique solide Φ_σ et du déplacement u_σ ainsi que pour le tassement cumulé ΔH_σ.

$$\Phi_\sigma(y) = \frac{\Phi_0}{1 - \chi\Big[\Big(1 + \frac{\Delta}{1-y/H_0}\Big)^{1-n} - 1\Big]} \tag{4.51}$$

$$u_\sigma(y) = \int_0^y \chi\Big[\Big(1+\frac{\Delta}{1-y'/H_0}\Big)^{1-n} - 1\Big]dy' = H_0\chi\int_0^{y/H_0}\Big[\Big(1+\frac{\Delta}{1-\xi}\Big)^{1-n} - 1\Big]d\xi \tag{4.52}$$

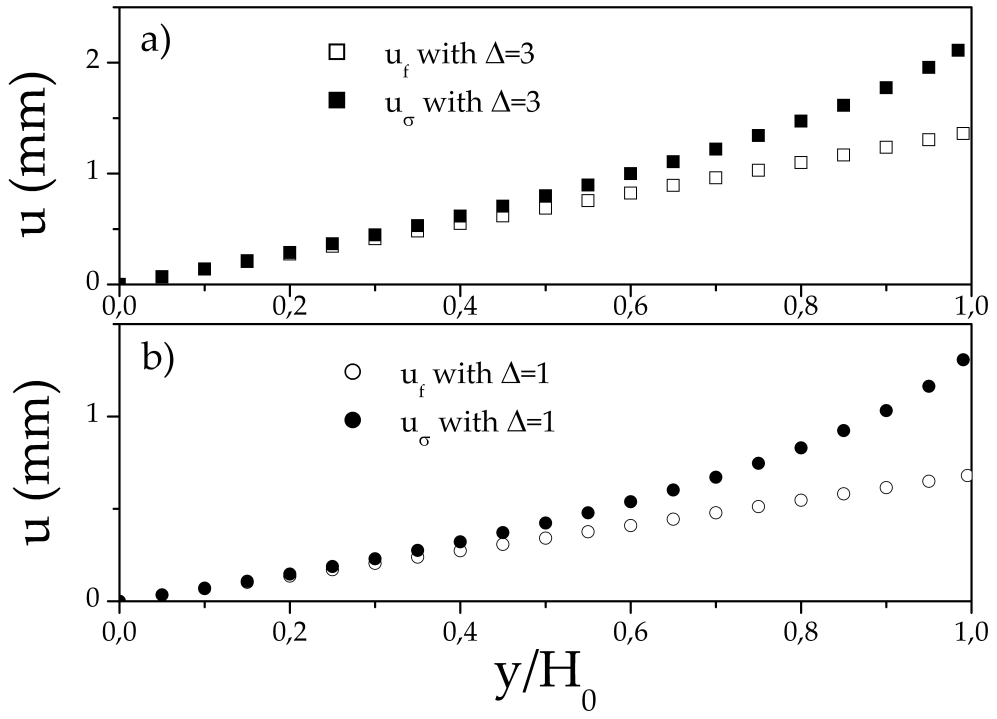


FIGURE 4.4 – *Profil vertical de déplacement axial obtenu pour une charge adimensionnée* $\Delta = 1$ *(cercles) et* $\Delta = 3$ *(carrés), pour un chargement surfacique (symboles pleins) et volumique (symboles vides)*

$$\Delta H_\sigma = \int_0^{H_\sigma} \chi\Big[\Big(1+\frac{\Delta}{1-y/H_0}\Big)^{1-n}-1\Big]dy \approx H_0\chi\int_0^1\Big[\Big(1+\frac{\Delta}{1-\xi}\Big)^{1-n}-1\Big]d\xi \quad (4.53)$$

L'expression approchée donnée par le terme de droite de l'équation 4.53 est obtenue en supposant, au premier ordre, que H_σ est à peu près égal à H_0. Par ailleurs, on note qu'il n'est pas possible ici d'obtenir des expressions analytiques explicites pour les termes liés au déplacement contrairement au cas où $n = 1$.

Dans la situation où le chargement se fait en volume, on obtient pour la fraction volumique, le profil de déplacement et le déplacement total les expressions ci-dessous, de façon tout à fait similaire aux équations 4.42, 4.43, 4.44 et 4.40.

$$\Phi_f = \frac{\Phi_0}{1-\chi\Big[\Big(1+\frac{Q}{Q_c(\Phi_f)}\Big)^{1-n}-1\Big]} \approx \frac{\Phi_0}{1-\chi\Big[(1+\frac{Q}{Q_c(\Phi_0)}\Big)^{1-n}-1\Big]} \quad (4.54)$$

$$u_f(y) = \Delta H_f\frac{y}{H_f} = \frac{\chi\Big[\big(1+\Delta\big)^{1-n}-1\Big]}{1-\chi\Big[\big(1+\Delta\big)^{1-n}-1\Big]}y \quad (4.55)$$

$$\Delta H_f \approx H_0\chi\Big[\big(1+\Delta\big)^{1-n}-1\Big] \quad (4.56)$$

4.1.8 Modélisation de l'effet du frottement aux parois latérales

On cherche ici à modéliser simplement l'effet du frottement aux parois qui a pour effet d'induire une redistribution de la contrainte verticale dans le plan horizontal. On

s'appuie pour cela sur le modèle initialement proposé par Janssen il y a plus d'un siècle et qui a déjà été présenté succinctement au paragraphe 1.2.3 du chapitre bibliographique. Ce modèle postule une simple proportionnalité entre les contraintes verticales et horizontales, avec un coefficient de proportionnalité que l'on notera K_J [Duran, 2000]. Partant de cette hypothèse et en supposant en outre que le frottement entre les grains et les parois est le même sur les quatre faces de notre cellule, on obtient, pour la géométrie de nos expériences, l'expression suivante pour la contrainte verticale initiale, avant tout chargement :

$$\sigma'_{v0}(y) = -\Phi_0(\rho_g - \rho_w)g\lambda_J\Big[1 - \exp(-\frac{H_0 - y}{\lambda_J})\Big] \tag{4.57}$$

où la longueur d'écrantage λ_J s'écrit :

$$\lambda_J = \frac{Ll}{K_J\mu_W 2(L+l)} \tag{4.58}$$

L et l correspondent à la longueur et la largeur de la cellule et valent donc respectivement $L = 20cm$ et $l = 5cm$. Le coefficient de frottement aux parois est connu et vaut $\mu_W = 0,36 \pm 0,08$ comme mesuré au paragraphe 2.2. En revanche, le paramètre de Janssen K_J n'est pas connu. Dans le cas d'un empilement lâche de billes de verre, on peut trouver dans la littérature une valeur de l'ordre de 0,8 [Ovarlez *et al.*, 2003]. Si l'on utilise cette valeur, on obtient une longueur d'écrantage $\lambda_J \sim 7cm$ qui correspond donc à environ la moitié de la hauteur des échantillons de sable utilisés dans les expériences.

En configuration avec chargement de surface, la contrainte effective verticale totale s'écrit :

$$\sigma'_v(y) = -\Phi_\sigma(\rho_g - \rho_w)g\lambda_J\Big[1 - \exp(-\frac{H_\sigma - y}{\lambda_J})\Big] - \Delta\sigma\exp(-\frac{H_\sigma - y}{\lambda_J}) \tag{4.59}$$

Notons que dans des expériences avec une surcharge à la surface supérieure, il a été mis en évidence un "overshoot" au niveau du profil vertical de contrainte [Ovarlez *et al.*, 2003]. Mais cela va bien au-delà des possibilités du modèle de Janssen et ne sera pas considéré dans la suite.
Les approximations $H_0 - H_\sigma \ll H_0$, $\Phi_\sigma - \Phi_0 \ll \Phi_0$ et $H_0 - H_\sigma \ll \lambda_J$ permettent d'obtenir la relation suivante :

$$\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} \approx 1 + \frac{H_0}{\lambda_J}\frac{\Delta}{\exp(\frac{H_0-y}{\lambda_J}) - 1} \tag{4.60}$$

On en tire alors directement les expressions des profils verticaux de fraction volumique solide et de déplacement ainsi que du déplacement cumulé.

$$\Phi_\sigma(y) \approx \frac{\Phi_0}{1 - \Phi_0 C_c \ln\Big[1 + \frac{H_0}{\lambda_J}\frac{\Delta}{\exp(\frac{H_0-y}{\lambda_J})-1}\Big]} \tag{4.61}$$

$$u_\sigma(y) \approx \Delta H^* \int_0^y \ln\Big[1 + \frac{H_0}{\lambda_J}\frac{\Delta}{\exp(\frac{H_0-y'}{\lambda_J}) - 1}\Big]\frac{dy'}{H_0} \tag{4.62}$$

$$\Delta H_\sigma \approx \Delta H^* \int_0^{H_0} \ln\Big[1 + \frac{H_0}{\lambda_J}\frac{\Delta}{\exp(\frac{H_0-y}{\lambda_J}) - 1}\Big]\frac{dy}{H_0} \tag{4.63}$$

Là encore, comme dans le cas $0 < n < 1$, il n'y a pas d'expressions analytiques explicites pour les termes de déplacement.
En guise de comparaison avec le cas précédent où le frottement est négligé, on a tracé sur la figure 4.5 les profils verticaux de fraction volumique solide prédis dans chaque cas par les expressions 4.21 et 4.61. On a ici supposé que la longueur d'écrantage λ_J était exactement égale à la moitié de la hauteur initiale H_0, sachant que ce choix n'influe que très peu les résultats obtenus.

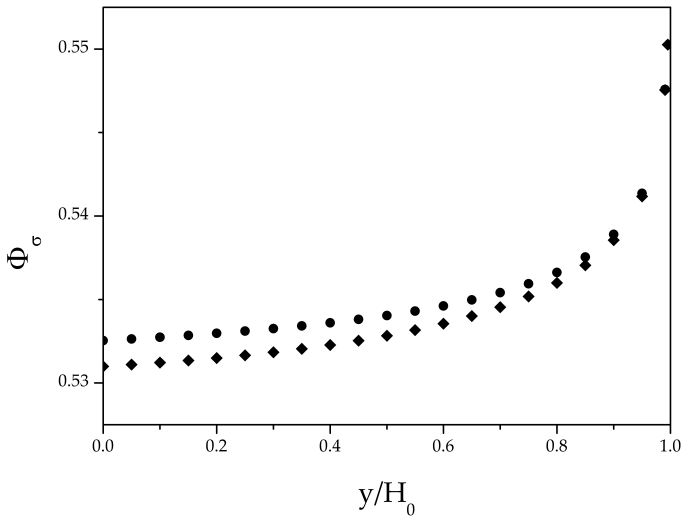


FIGURE 4.5 – *Comparaison entre les profils verticaux de compacité obtenus avec et sans prise en compte de l'effet du frottement aux parois latérales et donnés respectivement par les expressions 4.21 (•) et 4.61 (♦).*

Comme on le voit sur cette courbe, l'écart entre les deux prédictions est assez faible. L'erreur la plus grande est commise à la base de l'échantillon et augmente avec la charge imposée, comme le montre la figure 4.6, tout en restant cependant assez limitée. Ce résultat était prévisible du fait de l'écrantage de la charge appliquée qui augmente avec la profondeur.

Pour la situation du chargement volumique, la contrainte additionnelle due à l'écoulement d'eau s'ajoute simplement à la contrainte verticale gravitaire et la prédiction du modèle de Janssen donne pour la contrainte effective verticale totale :

$$\sigma'_v(y) = -\Phi_f(\rho_g - \rho_w)g(1+\Delta)\lambda_J\Big[1 - \exp(-\frac{H_f - y}{\lambda_J})\Big] \tag{4.64}$$

Les mêmes approximations $H_0 - H_\sigma \ll H_0$, $\Phi_\sigma - \Phi_0 \ll \Phi_0$ et $H_0 - H_\sigma \ll \lambda_J$ fournissent ensuite l'expression approchée :

$$\frac{\sigma'_v}{\sigma'_{v0}} = (1+\Delta)\frac{\Phi_f}{\Phi_0}\frac{1 - \exp(-\frac{H_f - y}{\lambda_J})}{1 - \exp(-\frac{H_0 - y}{\lambda_J})} \approx 1 + \Delta \tag{4.65}$$

Cette relation est rigoureusement identique à la relation 4.39, utilisée précédemment. La prise en compte de l'effet des parois dans le cas du chargement volumique ne modifiera donc pas les expressions obtenues pour la fraction volumique et pour le tassement dès lors que l'on en reste à une approximation du premier ordre.

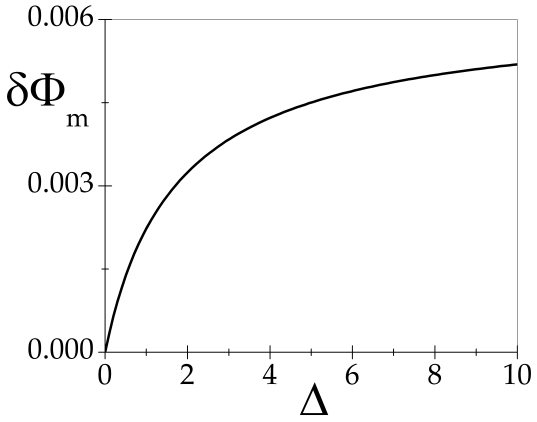


FIGURE 4.6 – *Evolution en fonction de la charge adimensionnée appliquée Δ de l'erreur maximale δPhi_max effectuée sur la fraction volumique solide en ne prenant pas en compte le frottement aux parois latérales et localisée à la base de l'échantillon.*

4.2 Expérimentations

4.2.1 Dispositif et protocole expérimental

Le but premier de ces expérimentations est de quantifier sur notre échantillon de sable la déformation induite par un chargement volumique, cas typique lorsque nous imposons un écoulement stabilisateur pour provoquer une instabilité par notre protocole d'effondrement contrôle. Parallèlement, nous nous sommes intéressés au cas plus classique de type essai œdométrique pour comparaison au cas précédent. Pour pouvoir comparer ces deux modes de chargement, il est impératif d'utiliser la même cellule et le même échantillon de sol, ici le sable HN 0.4-0.8.
Le dispositif expérimental est exactement le même que celui utilisé pour obtenir la déstabilisation de l'échantillon, cf paragraphe 2.1. Le protocole pour la mise en place de l'échantillon est également identique à celui décrit au paragraphe 2.3.

Le chargement volumique est créé par un écoulement stabilisateur, comme dans le cas d'un protocole d'effondrement contrôlé. Le seul paramètre de contrôle sur l'écoulement est son débit, Q, par l'intermédiaire de la fréquence de rotation de la pompe à engrenages.

En revanche le chargement surfacique nécessite de retirer le couvercle de la cellule de manière à placer directement des masses sur la surface de l'échantillon. Les masses à disposition étant trop grandes pour rentrer à l'intérieur de la cellule, nous avons du utiliser un système de rehausse (figure 4.7). Les masses reposent directement sur la rehausse (B). Cette rehausse est tout simplement une pièce en bois. Pour faciliter son guidage dans le cellule, les dimensions de la rehausse sont nettement inférieure à celle de la cellule. Elle est guidée dans sa partie supérieure par un élément métallique (C) en contact direct avec le cadre en aluminium de la cellule. le bas de la rehausse n'est quant à lui pas guidé, il repose directement sur la plaque d'application (A), plaque en bois aux dimensions internes de la cellule de façon à répartir au mieux le chargement et à limiter la remontée de sable entre la plaque et la cellule. Cette plaque étant guidée par les parois de la cellule, nous n'avons pas jugé utile de guider le bas de la rehausse, considérant que le frottement est suffisant pour considérer que la rehausse et la plaque

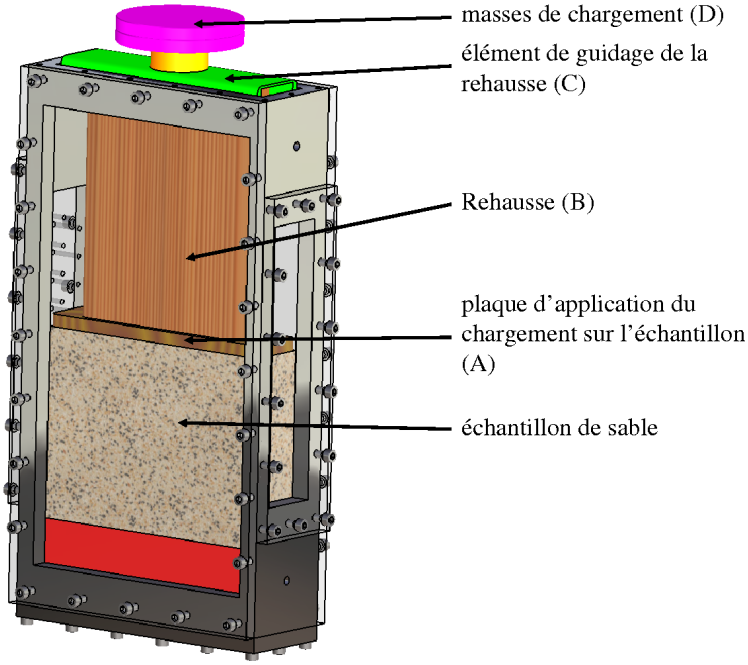


FIGURE 4.7 – *Vue schématique du système de chargement lors d'un essai de type œdométrique. Le chargement (D) est appliqué sur l'échantillon par la plaque d'application (A) via la rehausse (B).*

ne forme qu'un seul élément guidé à ces deux extrémités. Ce choix est fait dans le but de limiter les pertes par frottement et de permettre une plus grande adaptivité (par une plus grande souplesse) du système de chargement face aux imperfections de l'échantillon.

Il est nécessaire d'abaisser le niveau de l'eau au ras de la surface de l'échantillon de manière à ne pas faire gonfler la plaque d'application du chargement (A) et la rehausse (B) ce qui aurait pour effet de bloquer la plaque (A) dans la cellule et de nuire à la reproductibilité des essais car la masse de la plaque (A) et de la rehausse (B) augmente avec l'absorption d'eau. Une grande précaution est prise lors du drainage de la cellule, pour éviter que celui-ci ne se fasse trop rapidement car une vitesse d'écoulement trop grande engendrerait déjà un tassement de type volumique alors que nous cherchons uniquement à imposer un chargement surfacique.

Une fois la plaque et la rehausse introduite, nous sommes en mesure d'utiliser les différentes masses pour le chargement.

4.2.2 Mesures expérimentales

4.2.2.1 Méthodes utilisées

Comme dans le cas de la caractérisation de la dynamique de déstabilisation, l'échantillon est filmé pendant que le chargement est imposé, ce qui permet d'avoir une image de l'échantillon avant chargement et une après chargement. Ces deux images sont ensuite traitées par l'algorithme PIV, DPIVsoft, pour remonter au champ de déplacement

de l'échantillon. Un exemple est disponible sur la figure 4.8. Dans l'absolu, le tassement total de l'échantillon, déduit du champ de déplacement, est donné avec une précision inférieure ou égale à $0,03mm$.

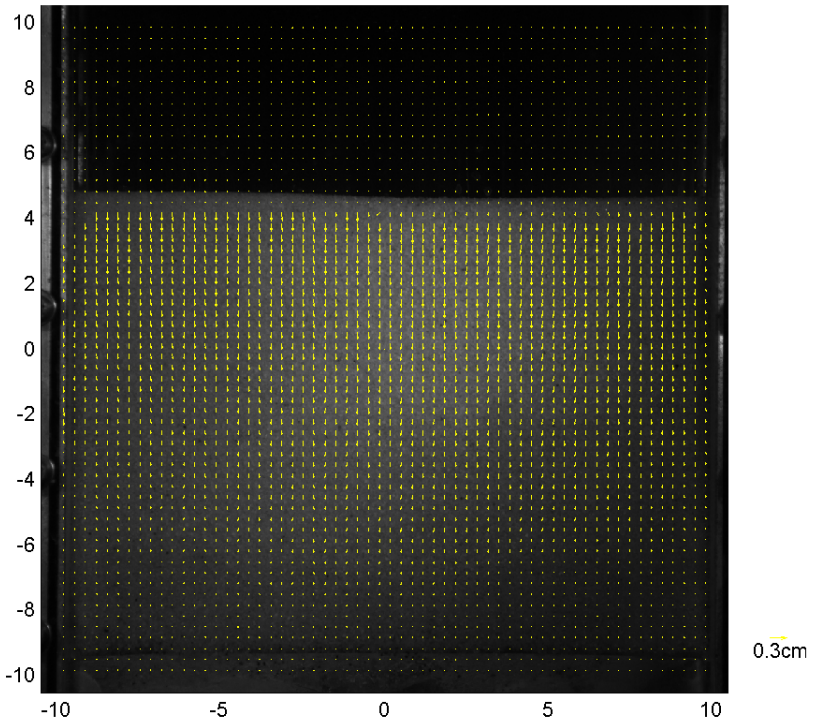


FIGURE 4.8 – *Champ de déplacement obtenu par PIV sur un échantillon de sable de fraction volumique initiale* $\phi = 0.52$ *soumis à un écoulement de* $8Lmin^{-1}$. *Le déplacement maximum est de 1.4mm à la surface*

La mesure de la fraction volumique est effectuée indirectement et en deux temps. Dans un premier temps, à partir de la masse de sable introduite (mesurée avec une précision de $\pm 0.5g$) et connaissant la section de la cellule, il nous faut mesurer la hauteur de l'échantillon. Nous avons deux façons de procéder :

- une lecture directe à l'aide d'un réglet
- une lecture par retouche d'image

La lecture au réglet est sensible à l'opérateur, en effet la difficulté majeure est d'identifier le fond de l'échantillon pour placer le zéro. Ensuite la surface de l'échantillon est facilement détectable tant que la paroi arrière de la cellule est transparente. L'utilisation du réglet donne des résultats globalement fidèles pour un même opérateur, mais un écart systématique sera présent avec un autre opérateur. Nous pouvons estimer l'incertitude à $\pm 1mm$.

La retouche d'image se présente de la façon suivante : dans un premier temps nous identifions la largeur de la cellule (20cm) sur l'image pour connaître le rapport pixel/-centimètre. Ensuite nous mesurons la hauteur en pixel, puis nous la remettons à l'échelle. Chaque distance a une imprécision de $\pm 1pixel$, ce qui donne une incertitude de $\pm 0.36mm$ sur la mesure de la hauteur dans le pire des cas, à savoir un champ très large et un échantillon de forte fraction volumique, donc de "faible hauteur". Notons au passage que les mesures de la hauteur avant et après chargement sont données par la méthode de retouche d'image puis vérifiée par la lecture au réglet. De ces mesures découle la mesure du

tassement total de l'échantillon, première grandeur à être extraite des expérimentations. L'incertitude finale sur la détermination de la fraction volumique est donc de $\pm 5.10^{-3}$ lors d'une mesure au réglet et de $\pm 2.10^{-3}$ pour une mesure par retouche d'image.

Compte tenu de l'incertitude sur la fraction volumique, nous avons souhaité quantifier la sensibilité de la perméabilité puis nous sommes remonté jusqu'à la prédiction du tassement hydraulique. Rappelons que nous utilisons la relation empirique de Carman-Kozeny (équation 4.37) pour caractériser la perméabilité, dont l'expression est :

$$k(\Phi) = \frac{(1-\Phi)^3}{\Phi^2}\frac{d^2}{180}$$

Ceci nous permet de remonter au débit critique, équation 4.35 :

$$Q_c(\Phi_f) = \frac{S(\rho_g - \rho_w)g}{\eta}\Phi_f k(\Phi_f)$$

Pour finir, nous obtenons le tassement global de l'échantillon, équation 4.40 :

$$\Delta H_f = \Delta H^* \ln\left(1 + \frac{Q}{Q_c}\right)$$

Les applications numériques sont présentées dans la table 4.1. Le tassement global pour

Grandeur évaluée	Cas lâche $\Phi = 0.52$	Cas dense $\Phi = 0.6$	Incertitude dans le cas lâche	Incertitude dans le cas dense
Perméabilité (m^2)	$8,2.10^{-10}$	$3,55.10^{-10}$	$0,4.10^{-10}$ $(0,17.10^{-10})$	$0,2.10^{-10}$ $(0,08.10^{-10})$
Débit critique $(m^3.s^{-1})$	69.10^{-6}	34.10^{-6}	$4,0.10^{-6}$ $(1,7.10^{-6})$	$2,2.10^{-6}$ $(0,9.10^{-6})$
Tassement global (m)	$1,2.10^{-3}$		$3,9.10^{-}5$ $(1,6.10^{-}5)$	

TABLE 4.1 – *Valeur des paramètres définis au chapitre 4.1.Le tassement global est obtenu pour un chargement hydraulique de* $10L.min^{-1}$. *Les incertitudes sont calculées à partir de l'incertitude de fraction volumique déterminée par une mesure au réglet, celles entre parenthèses bleues sont issus de la mesure par retouche d'image.*

une fraction volumique n'a pas été calculé car le coefficient de compressibilité de l'échantillon dense n'est pas identique au cas lâche et n'a pas été mesuré. L'incertitude de mesure de la fraction volumique n'a qu'un effet limité sur le tassement global de l'échantillon lors d'un chargement volumique. En effet, dans le pire des cas, la variation du tassement est de $\pm 3\%$. Cette imprecision reste inférieur à la mesure directe du tassement qui en utilisant la PIV a une incertitude au plus de $\pm 0,1mm$ soit environ 10% du tassement.

4.2.2.2 Limitations

En pratique, l'utilisation de seulement deux images pour déterminer le champ de déplacement de l'échantillon n'est pas satisfaisante. En effet, dans un grand nombre de

manipulations où le déplacement maximum dépasse les 0,5mm, la corrélation est loin d'être de bonne qualité, générant de nombreux vecteurs faux. Pour remédier à ce problème, il suffit d'utiliser plusieurs images prise lors du chargement. Il est donc utile de filmer ici aussi toute la phase de chargement. Il n'est pas nécessaire d'utiliser ici une fréquence d'enregistrement élevée, une fréquence de 50Hz, la plus basse fréquence de notre caméra, est bien adaptée, car cela limite la taille des données obtenues ; le stockage est ainsi plus aisé. Un exemple est donné sur les figures 4.9 à 4.12. La figure 4.9 est obtenue

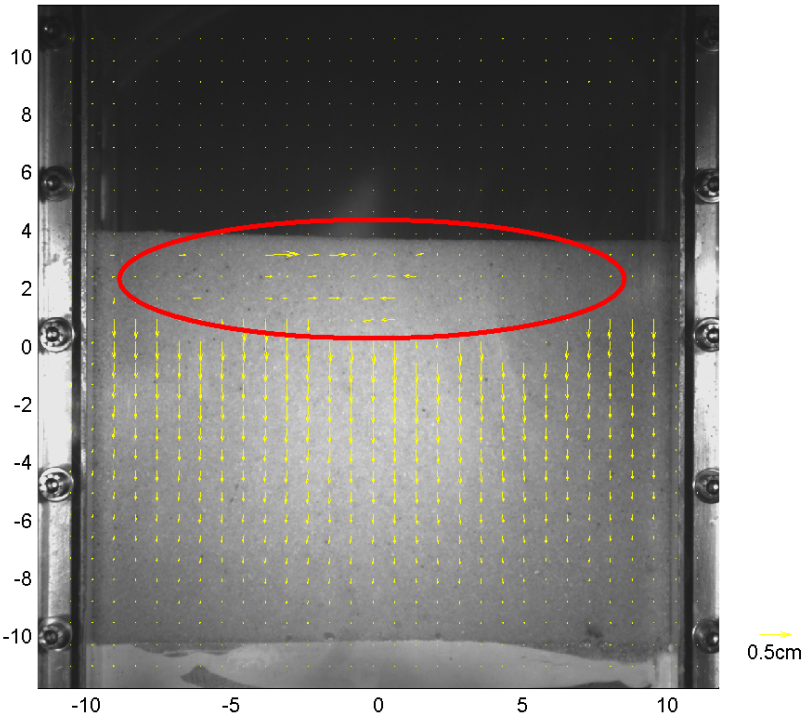


FIGURE 4.9 – *Champ de déplacement issue d'une paire d'images prise avant et après un chargement hydraulique. La zone entourée en rouge signale la zone où la corrélation d'image n'a pas été satisfaisante conduisant à des vecteurs faux ou des déplacement nuls.*

après corrélation d'une paire d'images prise avant et après le tassement. On remarque que sur la partie supérieure de l'échantillon, le champ de déplacement est incomplet car dans cette zone la corrélation n'est pas bonne, ce qui a conduit à la détermination de vecteurs faux (dont l'amplitude est visiblement trop grande) et de vecteurs nuls lorsque la qualité de la corrélation est vraiment trop mauvaise. Cette zone où la corrélation n'est pas bonne correspond à la zone où la déformation de l'échantillon est maximale. Plusieurs explications sont possibles pour expliquer les difficultés de corrélation dans cette zone.
L'explication qui vient naturellement consiste à dire que le déplacement a une amplitude trop grande, et donc que la taille de la zone de calcul de la fonction de corrélation est trop petite. Or ce n'est pas le cas ici où le déplacement maximal est de 3,5mm, ce qui correspond à un déplacement de 15 pixels alors que les zones de calcul de la fonction de corrélation sont plus grandes (48 pixels). Ce problème se pose également dans des cas où le déplacement maximal ne dépasse pas 1mm et où la taille des zones de détermination de la fonction de corrélation est toujours de 48 pixels. L'éclairage qui n'est pas constant provoque du bruit sur la corrélation, mais il n'y a pas de raison pour que le bruit généré soit uniquement cantonné à la partie supérieure de l'échantillon. De plus, afin de

diminuer le bruit introduit par l'éclairage, la fréquence d'acquisition de la caméra est identique à celle de l'éclairage, soit 50Hz.
L'explication que nous pouvons proposer pour l'instant est la présence de mouvements hors plan et de rotations de grains. Nous ne sommes pas en mesure de visualiser ces rotations : manuellement nous ne pouvons pas de manière satisfaisante identifier un grain d'une image sur l'autre et encore moins identifier une éventuelle rotation de ce dernier, car les grains ne sont pas suffisamment texturés. Mais lors de la compaction de l'échantillon et compte tenu des contraintes relativement faibles, la déformation de ce dernier est essentiellement due à des réarrangements de grains comprenant des translations mais aussi des rotations. Lors de ces réarrangements, il n'est pas non plus exclu que certains mouvements se fassent hors plan même si nous visualisons la déformation de l'échantillon sur sa face latérale. Les mouvements hors plan ont pour effet une perte d'information d'une image sur l'autre ce qui dégrade la qualité de l'image. Il en est de même pour les rotations de grains qui, schématiquement, font disparaître des grains pour en faire apparaître des nouveaux.
La figure 4.10 illustre la présence des faux vecteurs. Sur cette figure les courbes d'isovaleurs du champ de déplacement obtenu sur l'image 4.9 ont été tracées. Dans la partie

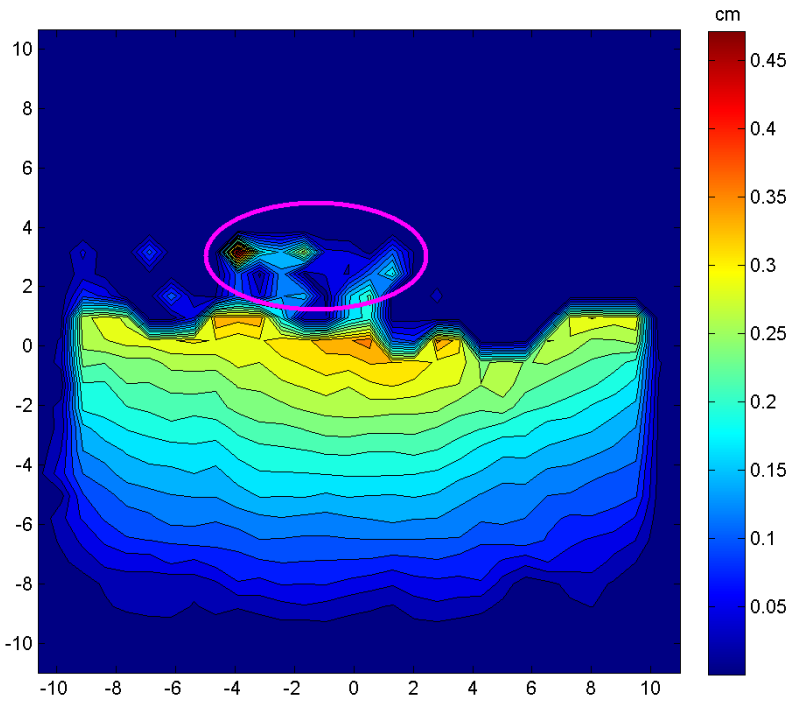


FIGURE 4.10 – *Champ d'isovaleur correspondant à l'image 4.9. La zone entourée en rose signale les vecteurs faux.*

supérieure de l'échantillon, nous avons une majorité de vecteurs nuls mais également des vecteurs faux dans la zone entourée en rose dont l'amplitude ne semble pas réaliste. La figure 4.11 monte que l'utilisation d'une seule paire d'images prise avant et après le chargement n'est pas satisfaisante, mais qu'un suivi de la déformation au cours du chargement donne des résultats de bien meilleure qualité. En effet, la présence de vecteurs faux ou nul est très fortement diminuée, voire éradiquée en quasi-totalité, dans la partie supérieure de l'échantillon. Cela se comprend relativement bien car pour une paire d'image prises lors du chargement le déplacement maximum de l'échantillon est plus faible que dans le cas avant-après. Donc, lorsqu'on suit le chargement, les réarran-

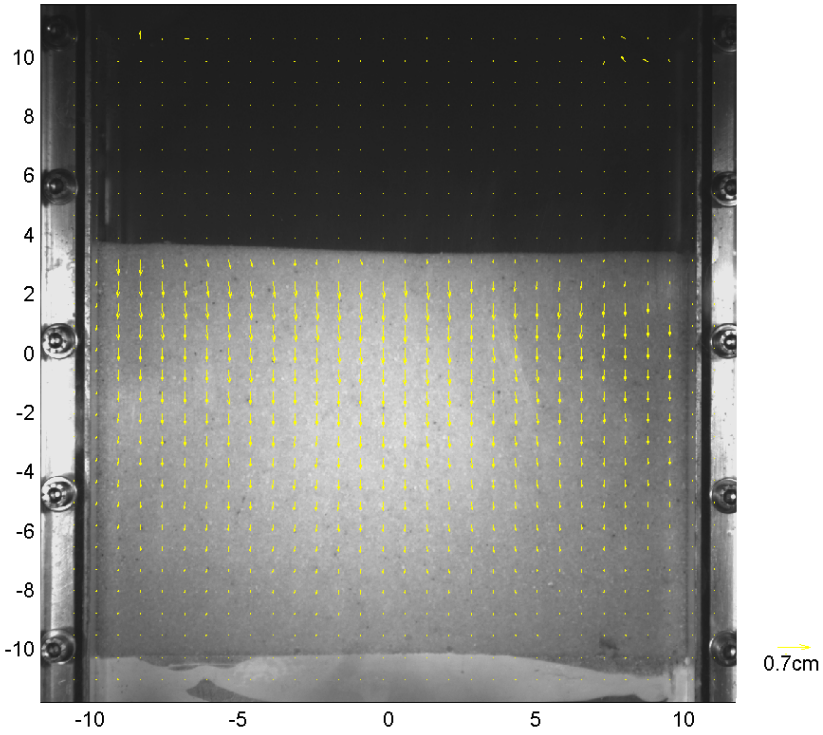


FIGURE 4.11 – *Champ de déplacement de la même expérience que sur la figure 4.9 obtenu non pas par une paire d'images unique mais par plusieurs paires prises pendant le chargement de l'échantillon*

gements de grains sont moins nombreux sur une paire d'image donc la corrélation est de meilleure qualité car la perte d'information est limitée.
La figure 4.12 est la traduction en isovaleur du champ de déplacement de la figure 4.11. Par rapport à la figure 4.10, nous remarquons que le champ de déplacement est bien mieux défini. Notons que sur la figure 4.10, la valeur du déplacement maximum est supérieure à 4,5mm alors que sur l'image 4.12, le déplacement maximum est lui légèrement supérieur à 3,5mm, alors que ces deux champs sont issus du même essai, seule la technique d'obtention diffère. La deuxième méthode qui consiste à suivre l'échantillon lors du chargement donne des résultats de meilleure qualité.

Une fois obtenue une corrélation de bonne qualité, il ne reste plus qu'à mesurer le tassement maximal de l'échantillon, lequel se trouve à la surface. La difficulté vient des frottements aux parois qui ont somme toute des effets visibles sur le champ de déformation, cf figure 4.13. D'après cette figure, considérer le milieux et le chargement comme homogènes conduisant à un tassement également homogène est simpliste car cette situation ne prend pas en compte les frottements aux parois. Le tassement que nous visualisons sur la face avant de l'échantillon n'est donc pas exactement celui présent à coeur. Compte tenu des éventuels défauts de corrélation, il n'est pas envisageable de prendre directement le déplacement maximum enregistré sur le champ de déplacement. La procédure que nous avons employée est la suivante : sur une droite parallèle à la surface de l'échantillon où le déplacement maximal est présent, la moyenne des valeurs égales ou inférieures de 10% à la valeur maximale est effectuée. Le tassement de l'échantillon de l'échantillon que nous considérons est alors la valeur de cette moyenne. Notons que si la valeur maximale est nettement supérieure à la moyenne obtenue, alors il

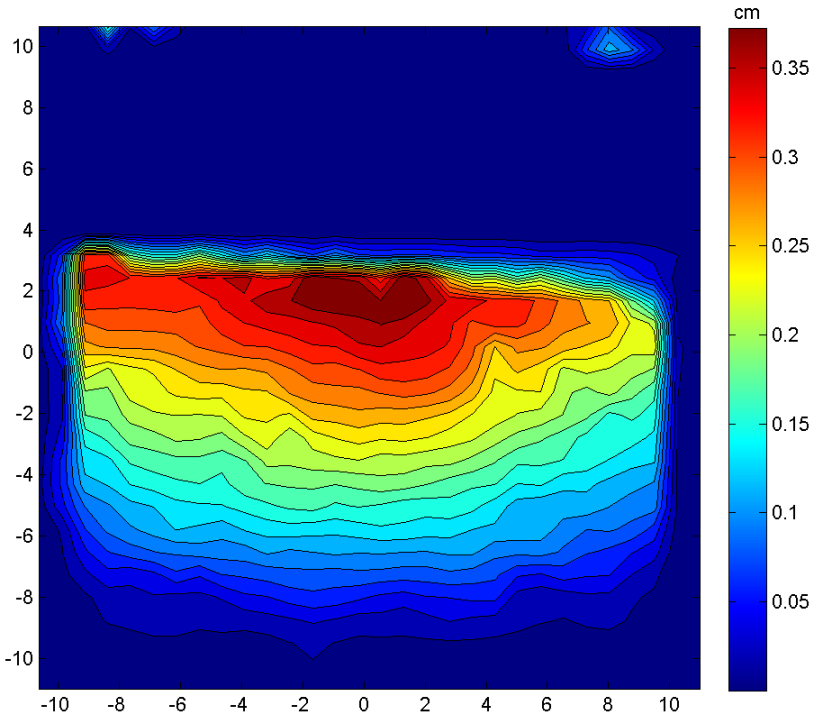


FIGURE 4.12 – *Champ d'isovaleur correspondant à l'image 4.11*

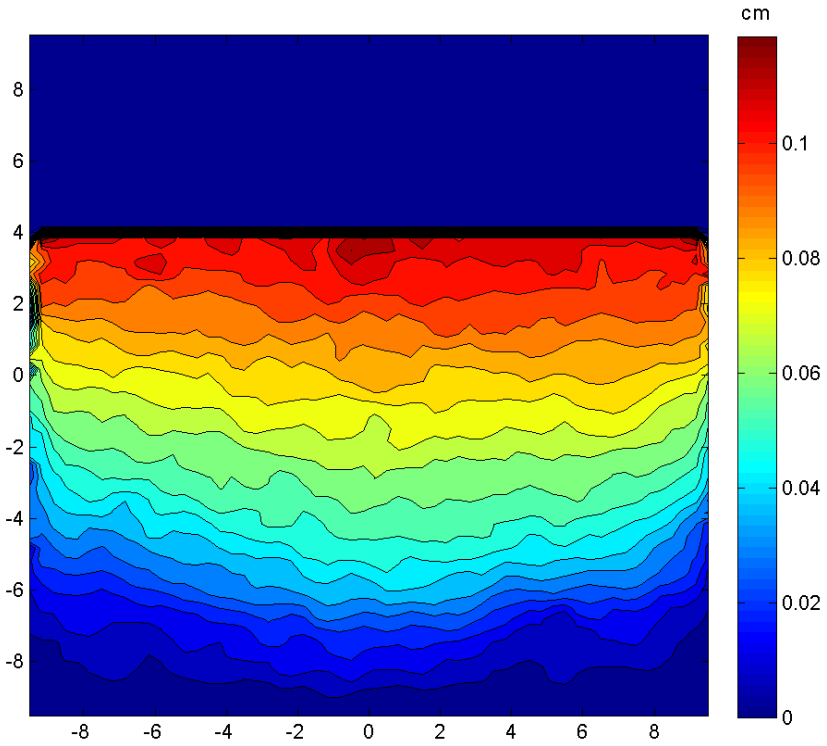


FIGURE 4.13 – *Champ d'isovaleur lors d'un tassement hydraulique. Notons la présence de frottement aux parois qui s'oppose au tassement.*

s'agit d'un vecteur faux, que nous supprimons, la valeur maximale que nous considérons à présent est par conséquent la deuxième valeur maximale. Pourquoi prenons-nous les valeurs sur une droite parallèle à la surface et non pas directement à la surface ? Ceci à cause du fonctionnement de la technique de corrélation d'image qui est basée sur l'uti-

lisation d'une boite. Par conséquent à la surface, une boite est composée entre autre de la partie supérieure de l'échantillon mais aussi d'une fraction du fond de l'image qui est fixe, donc le déplacement associé est une moyenne entre le déplacement de la surface et celui du fond qui est nul. La valeur du tassement que nous donnons est sous estimée car elle subit une moyenne sur une partie de la largeur de l'échantillon, car chaque boite ne donne qu'un déplacement moyen, et car la présence de frottement aux parois diminue l'amplitude du tassement par rapport au coeur.

4.2.3 Imperfections du système expérimental

Que ce soit dans le cadre d'un chargement hydraulique ou surfacique, l'homogénéité de l'échantillon est primordiale. Cette homogénéité n'est atteinte que si lors du protocole de préparation de l'échantillon l'écoulement fluidisateur est homogène. Nous nous sommes aperçus lors des premiers essais de tassement que la déformation était localisée dans certaines zones de l'échantillon. Le système de chargement ne pouvant mener à de telles hétérogénéités, nous en avons déduit que la mise en place du matériau n'était pas parfaite. L'écoulement se fait par un point unique en entrée dans la cellule puis passe dans un système d'homogénéisation, constitué d'une plaque pour casser le jet unique d'alimentation en eau de la cellule et du diffuseur constitué de billes (figure 4.14), pour ensuite traverser le matériau. Nous avons constaté des hétérogénéités fortes d'un échantillon à l'autre. Toutes sont dues au système d'homogénéisation.
Dans un premier temps, la plaque servant à casser le jet d'alimentation en eau n'état pas perforée. L'écoulement était alors trop redirigé vers les bords de la cellule impactant

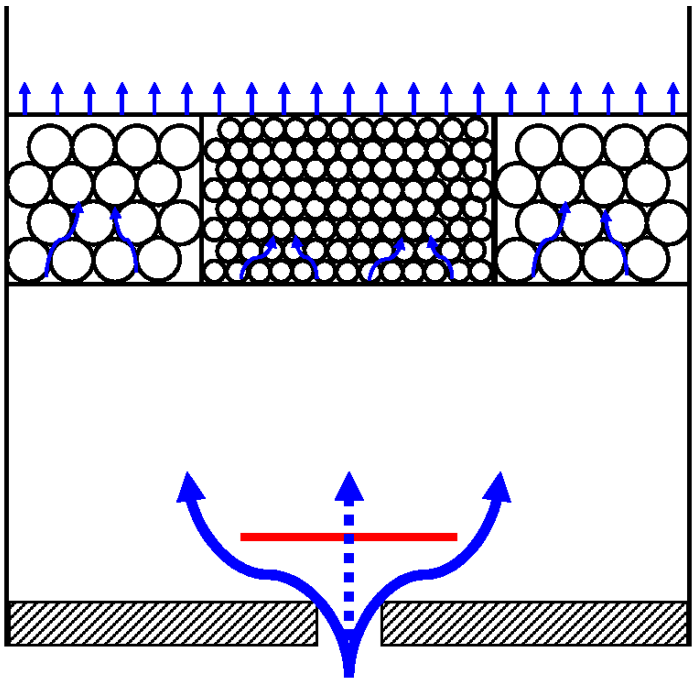


FIGURE 4.14 – *Vue schématique du système d'homogénéisation de l'écoulement dans la cellule. En rouge, la plaque perforée pour "casser" le jet d'alimentation unique, les flèches bleues symbolisent l'écoulement.*

directement la fluidisation de l'échantillon. Afin de limiter la dérivation de l'écoulement sur les bords, nous avons perforé la plaque (figure 4.15). La visualisation du champ de

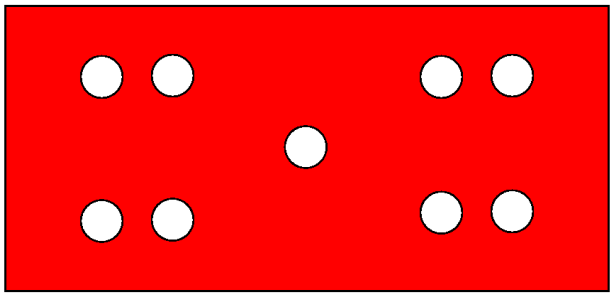


FIGURE 4.15 – *Vue schématique de la plaque servant à casser le jet unique d'alimentation. Afin de ne pas couper complètement le jet au centre de la cellule, la plaque à été perforée.*

vitesse d'un écoulement stabilisateur permet de conforter cette observation. L'eau a été ensemencée de traceurs, des billes de verre creuses, de densité 1,06, proche de l'eau afin d'évité toute sédimentation de ces dernières. Une nappe laser orienté normalement à surface latérale de la cellule vient éclairer le fluide. Seul les traceurs sont visibles tels les poussières de l'air dans un rayon de soleil. L'écoulement est alors filmé par la caméra rapide. Un compromis est à faire entre la sensibilité de la caméra et la vitesse du fluide. En effet, l'intensité lumineuse des traceurs éclairée est relativement faible, il faut alors des temps de pose assez élevés ce qui implique avec notre caméra des fréquences d'acquisitions faibles ne dépassant pas 60 images par seconde. Pour que l'algorithme PIV soit applicable sur un enregistrement, il ne faut pas que le déplacement des traceurs d'une image à l'autre soit trop grand. Par conséquent, cette technique de visualisation du champ de vitesse ne nous permet pas de suivre des écoulements dans la cellule de plus de $4L.min^{-1}$. Un exemple de champ de vitesse d'un écoulement stabilisateur avant perforation de la plaque servant à casser le jet est disponible sur la figure 4.16. Le dispositif d'homogénéisation étant identique en haut et en bas de cellule, la répartition de l'écoulement fluidisateur est similaire à celle d'un écoulement descendant. Sur cette

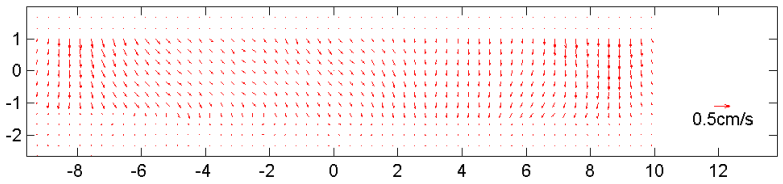


FIGURE 4.16 – *Champ de vitesse en entrée de poreux pour un débit de $3L.min^{-1}$. La plaque servant à casser le jet n'est pas encore perforée.*

figure l'échantillon de sol se trouve dans le bas de l'image là où le champ de vitesse est nul. La vitesse est nulle dans la partie supérieure de l'image car nous n'avons pas appliqué l'algorithme PIV dans cette zone. La vitesse du fluide en entrée du poreux n'est pas parfaitement homogène avec des composantes tangentielles à la surface non nulles alors que nous cherchons à atteindre une répartition parfaitement homogène avec un écoulement purement vertical. Pour faciliter l'exploitation des données, un profil de vitesse du fluide à la surface de l'échantillon est donné sur la figure 4.17. Les signaux PIV sont très bruités car nous sommes en terme de nombre de particules assez pauvres d'autant plus que leur déplacement est grand et car nous sommes en présence d'un écoulement 3D où

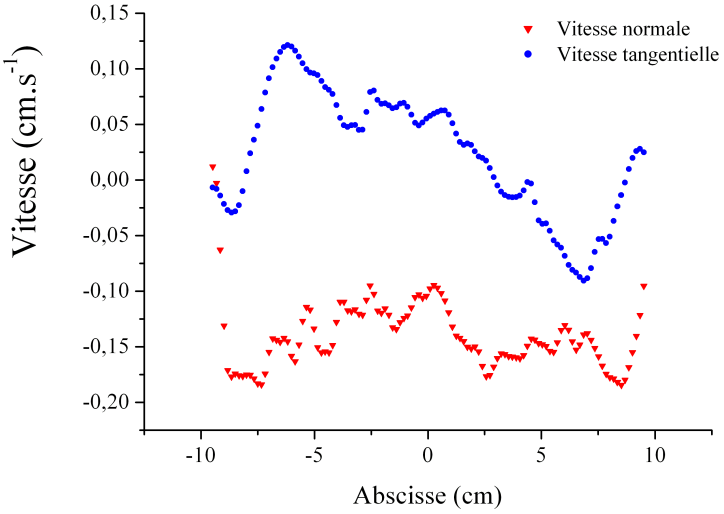


FIGURE 4.17 – *Vitesse du fluide à l'entrée du poreux. Ce profil est issu du champ PIV présenté sur la figure 4.16.*

nous perdons/gagnons des traceurs d'une image à l'autre. Nous observons toutefois une vitesse normale relativement homogène au centre de l'échantillon, mais plus importante sur les bords. De plus, la vitesse tangentielle est non nulle et montre que l'écoulement vient des bords pour après se répartir vers le centre. Ceci confirme qu'il est nécessaire de limiter la déviation de l'écoulement sur les bords de la cellule. Pour ce faire, la perforation de la plaque (cf. figure 4.15) est toute indiquée. Gardons à l'esprit que le champ de vitesse obtenu par PIV n'est qu'une approximation spatiale et temporelle de la vitesse. Ce que nous appelons vitesse à la surface de l'échantillon est en fait la vitesse à une distance d'une taille de boite de corrélation au dessus de la surface de l'échantillon. En effet, de par leurs tailles, les traceurs peuvent pénétrer dans le sable mais ils ne sont plus détectés par la PIV. Le champ de vitesse obtenu entre la surface et une taille de boite est une composition du champ de vitesse de l'écoulement et d'un champ nul car l'échantillon est immobile. Par conséquent, nous nous plaçons à une taille de boite au dessus de la surface de l'échantillon pour extraire le champ de vitesse de l'écoulement soit à plus de 8mm. nous ne sommes pas en mesure de déterminer le champ de vitesse instantané à la surface même de l'échantillon de sable mais la connaissance de l'allure du champ de vitesse moyen à proximité de sa surface nous sonne une information quant à la qualité de l'homogénéisation de l'écoulement.

Ensuite, nous avons constaté au cours des expérimentations une dégradation progressive de l'homogénéité de l'échantillon. La cause en est une mauvaise répartition des billes au sein du diffuseur. En effet, si les trois compartiments ne sont pas totalement remplis, les billes peuvent se déplacer lors de l'inclinaison de la cellule. La perméabilité du diffuseur n'est alors plus symétrique, ce qui peut favoriser l'écoulement dans une zone localisée. Les conséquences sur la qualité de la fluidisation sont les mêmes que précédemment. La solution retenue est de remplir au maximum chaque compartiment.
Un écoulement non homogène lors de la fluidisation donnera après dépôt par sédimentation un échantillon plus lâche là où l'écoulement était le plus intense. Un exemple est donné sur la figure 4.18 où un essai de tassement surfacique a été réalisé sur un échan-

tillon non homogène. Le profil de déformation de l'échantillon montre que le tassement est plus élevé sur les bords, là où l'écoulement est privilégié. Une attention particulière a été portée sur la qualité du chargement, de façon à ne pas avoir de basculement latéral de la rehausse. Un basculement vers la droite puis la gauche conduiraient à la même allure de déformation.

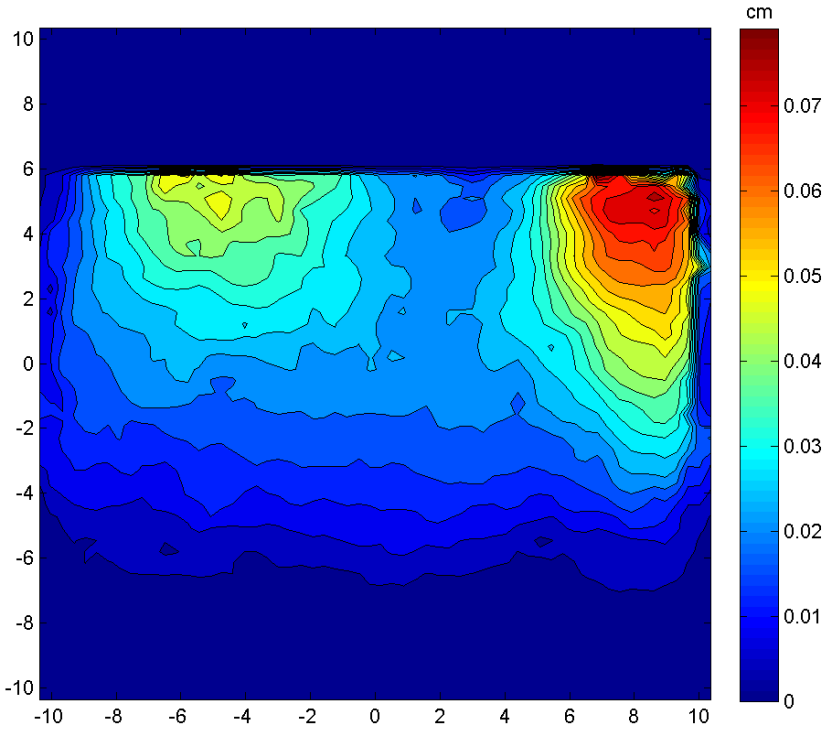


FIGURE 4.18 – *Champ d'isovaleur lors d'un tassement surfacique. L'échantillon n'est pas homogène à cause d'un écoulement favorisé sur les bords de la cellule et plus sur le bord droit que le gauche.*

Dans le cadre d'un chargement surfacique, la plaque de bois assurant une bonne répartition de la charge sur l'échantillon n'est pas parfaitement aux dimensions de la cellule, un jeu est nécessaire pour limiter le contact de la plaque avec la cellule, surtout que la face en contact avec l'échantillon est également en contact avec l'eau donc soumise à gonflement. Mais lors de l'essai, du sable remonte par cet interstice et peut provoquer un coincement temporaire de la plaque, qui retrouvera sa mobilité une fois que la charge sera suffisamment augmentée ; globalement nous avons ici un comportement de stick-slip. En phase d'adhérence la charge n'est pas retransmise en intégralité sur l'échantillon. Réaliser une étanchéité dynamique sur un élément de section rectangulaire est une chose difficile. Pour limiter la remontée des grains nous avons introduit entre la plaque et l'échantillon une pièce de géotextile, constituée de fibres de polyurethane non tissées, d'épaisseur 8mm, découpée aux dimensions de la cellule. Sous le chargement le géotextile s'écrase et s'étire légèrement créant une étanchéité aux grains relativement bonne. Là aussi un compromis est à faire entre la qualité de l'étanchéité et le frottement quelle engendre. En effet, plus le géotextile est chargé et plus il s'étire. Il faut donc laisser un peu de jeu entre la pièce de géotextile et la cellule pour que le frottement entre ces deux éléments ne soit pas trop grand sous un chargement élevé. A faible chargement, la remontée des grains est faible, donc la présence d'un petit jeu n'est pas préjudiciable,

d'autant plus que la structure non tissée des fibres permet l'incorporation des grains au sein du géotextile, sous conditions d'avoir une épaisseur suffisante, ce qui est le cas ici avec 8mm. Malgré la présence de cette pièce de géotextile, les résultats n'ont pas été significativement améliorés, il y a toujours coincement du système de chargement.
Le stick-slip peut aussi venir de l'élément de guidage de la rehausse en contact direct avec le cadre de la cellule. Mais cette source de frottement reste limitée car même en lubrifiant le contact le stick-slip n'est pas sensiblement modifié.

Une dernière limitation du système est la suivante : le guidage de la rehausse a un certain jeu et un mouvement pendulaire peut apparaître, essentiellement suivant l'épaisseur de la cellule. En effet, afin de limiter le frottement entre le système de guidage et la cellule, l'élément métallique est plus petit que la cellule. Il arrive parfois lors d'un ajout de masse dans le cadre d'un chargement surfacique que la rehausse bascule légèrement provoquant une tassement important au niveau de la face avant ou arrière de la cellule et/ou de la face latérale gauche ou droite. La répartition de la charge devient alors très hétérogène, conduisant à beaucoup de champs de déformation non symétriques qui n'ont pas été pris en compte.
Notons que le bas de la rehausse non guidée ne pose pas particulièrement de problème.

4.3 Résultats et discussions

Le système expérimental pourrait être amélioré mais notre intérêt n'est pas d'optimiser un essai œdométrique dans une cellule rectangulaire alors qu'il est beaucoup plus facile à réaliser dans une cellule cylindrique. Un essai œdométrique classique est consacré essentiellement à la consolidation au cours du temps sur des échantillons à faible perméabilité. A notre connaissance, peu d'études se sont portées sur le profil de déformation et il semble qu'aucune d'entre elles ne l'aient mesuré car la déformation est souvent considérée comme étant distribuée uniformément dans une couche de sol soumise à un chargement suffisamment important, en particulier lorsqu'il est nettement supérieur au poids propre de la couche de sol. Des investigations d'un point de vue théorique ont été menées sous la forme de simulations numériques 2D de la compression uniaxiale d'un échantillon granulaire avec prise en compte du frottement aux parois, [Gardner et Schaeffer, 1994]. Le champ de déformation verticale calculé aux parois verticales est qualitativement compatible avec notre prédiction théorique, équation 4.49.
Plus récemment, plusieurs études expérimentales ont mesuré, dans pratiquement la même géométrie, le déplacement interne induit par un poinçon, ou pénétromètre, soit par microtomographie à rayons X, [McDonald *et al.*, 2006], [Forsberg et Siviour, 2009], soit par visualisation directe, [Liu et Iskander, 2010], [Toiya *et al.*, 2007]. Lorsqu'elle a été mesurée, [Forsberg et Siviour, 2009], [Toiya *et al.*, 2007], l'allure de la déformation verticale est qualitativement similaire à notre prédiction théorique développée dans la section 4.1 et à nos résultats expérimentaux présentés ci-dessous.

4.3.1 Tassements expérimentaux face aux prédictions théoriques

La première quantité à être mesurée est le tassement global d'une couche de sable aussi bien lors d'un chargement surfacique que volumique. Des résultats typiques sont reportés sur la figure 4.19 où le tassement total de l'échantillon est tracé en fonction de la charge adimensionnée Δ. La figure 4.19 peut être comparée à la figure 4.2. Les

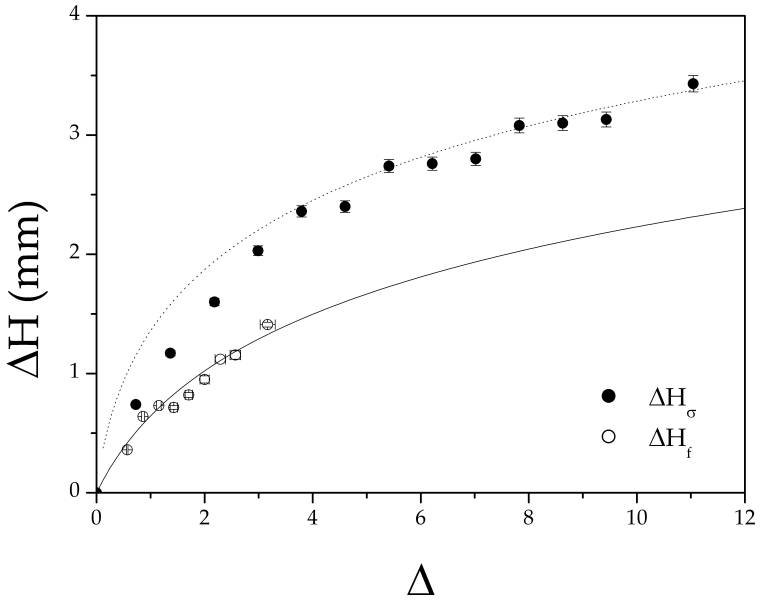


FIGURE 4.19 – *Tassement total en fonction de la charge adimensionnée pour un chargement surfacique (cercle plein) et un chargement volumique (cercle vide). Les lignes sont les meilleurs fits des prédictions théoriques données respectivement par l'équation 4.45 (en tiret) et l'équation 4.46 (trait continu)*

données expérimentales s'accordent relativement bien aux prédictions théoriques exprimées par les équations 4.45 et 4.46 correspondant respectivement aux lignes pleines et en pointillés pour un chargement surfacique et volumique. La présence de plateaux dans le cas d'un chargement surfacique est due au coincement de la plaque de répartition des charges sur l'échantillon dans la cellule. Seule la première valeur de chaque plateau a été retenue pour ajuster la courbe. Notons que le tassement pour de faibles niveaux de chargement est toujours inférieur à ceux attendus théoriquement. Cela est probablement du au frottement de l'ensemble du système de guidage de la rehausse sur la cellule.

La meilleure interpolation entre les points expérimentaux et le comportment théorique donne les valeurs suivantes pour le seul paramètre ajustable qui est le tassement caractéristique ΔH^* :

- $\Delta H^* = 0,98mm$, tassement caractéristique pour un chargement surfacique et $\Delta H^* = 0,93mm$ pour un chargement volumique.
- Le coefficient de compressibilité déduit de l'équation 4.25 vaut $C_c = 1,30.10^{-2}$ pour un chargement œdométrique, et $C_c = 1,23.10^{-2}$ pour un chargement volumique. Le coefficient de compressibilité reflète une propriété intrinsèque du matériau, et bien que très proches, les valeurs obtenues ici dans les deux configurations sont différentes et mettent en évidence une évolution de la compressibilité du sable.

Le sable est prélevé directement dans le sac fourni par le fabriquant puis tamisé entre 0,4 et 1mm. Une fois cette opération réalisée, le sable est dit "neuf". En commençant les expérimentations avec du sable neuf, le coefficient de compressibilité semble augmenter légèrement mais continûment tout au long des séries d'expérimentations. Cela peut être attribué à un vieillissement du sable. Après un séchage à l'étuve à 100°C nous pouvons mesurer une légère diminution de la masse de sable après chaque série d'expérimenta-

tions. Sachant que nous travaillons en circuit fermé, les particules qui se sont échappées de la cellule ne peuvent pas avoir simplement disparues, elles sont donc stockées quelque part. Après analyses et recherches, ces particules ne peuvent être que dans le bac tampon servant de réservoir pour la pompe, ce qui s'est avéré être le cas. Les particules retrouvées n'étaient pas de la taille des grains du sable calibré mais sensiblement plus fines. Nous pouvons raisonnablement en déduire qu'il y a une usure des grains. Cette usure peut être produite par le frottement entre les grains lors du tassement mais aussi lors de collisions pendant le phase de fluidisation de l'échantillon. Les grains, qualifiés comme étant semi-anguleux [Benahmed, 2001], deviennent progressivement de plus en plus arrondis, ce qui conduit à une augmentation du coefficient de compressibilité. Nous avons vérifié que cet effet s'efface avec le temps et pour un sable suffisamment âgé, les mesures de tassement ne semble plus évoluer significativement.

Pour tester d'avantage la prédiction théorique d'un chargement hydraulique, la nature du fluide peut être changée. C'est pourquoi, pour certaines expérimentations, l'eau a été remplacée par un mélange à base d'eau et de glycérine (environ 75% en masse). La densité et la viscosité cinématique de ce mélange sont respectivement $\rho_m = 1,18.10^3 kg.m^{-3}$ et $\eta_m = 7,9cP$, mesurée par un viscosimètre à bille. Le tassement total obtenu avec le mélange eau-glycérine est visible sur la figure 4.20.
Nous pouvons vérifier que les tassements sont différents en fonction du débit mais équi-

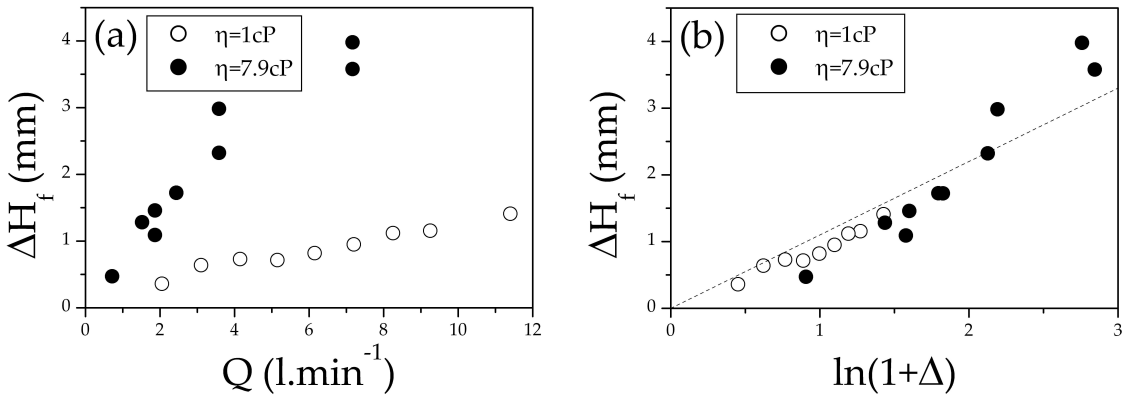


FIGURE 4.20 – *Tassement total en fonction de a) le débit, b) la charge adimensionnée. Le chargement est obtenu avec de l'eau (cercles évidés) et le mélange eau-glycérine (cercles pleins). La ligne en pointillés est le meilleur fit de la prédiction théorique donnée par l'équation 4.46*

valents lorsqu'ils sont tracés en fonction de la charge adimensionnée Δ. Cela signifie que lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment faible, le tassement d'un sol granulaire est contrôlé uniquement par la pression dynamique du fluide interstitiel, indépendamment de sa nature, et en particulier de sa viscosité. Seule la densité du fluide a un effet indirect sur la compaction à travers la prise en compte de la poussée d'Archimède exercée sur les grains. La densité du mélange eau-glycérine étant légèrement supérieure à celle de l'eau, par conséquent il en est de même pour la poussée d'Archimède. Donc avec le mélange, la contrainte de préconsolidation est moins importante qu'avec l'eau, donc sous un même chargement l'échantillon le moins consolidé se tassera le plus.

Le dispositif expérimental ne permet pas d'accéder au profil de fraction volumique de l'échantillon, mais le champ de déformation 2D peut, quant à lui, être mesuré. Pour

comparer les mesures avec les prédictions théoriques, le déplacement vertical $u(y)$ est calculé par une moyenne spatiale du champ de déformation. Les valeurs obtenues à proximité immédiate des parois latérales ne sont pas prises en compte dans le calcul de façon à limiter les effets de bord. La figure 4.21 montre le déplacement vertical $u_\sigma(y)$ correspondant aux expérimentations de chargement surfacique présentées sur la figure 4.19 où la valeur $\Delta H^* = 0,98mm$ est obtenue par ajustement. Nous l'avons déjà vu et signalé, la prédiction théorique donnée par l'équation 4.49 est satisfaisante pour les plus hauts niveaux de chargement alors qu'elle surestime les mesures obtenues pour les faibles charges. Nous supposons que cet écart est causé par les problèmes spécifiques au protocole de chargement surfacique décris dans la section 4.2.2.2. Rappelons que ces problèmes sont issus du frottement de l'ensemble du système de chargement sur la cellule.

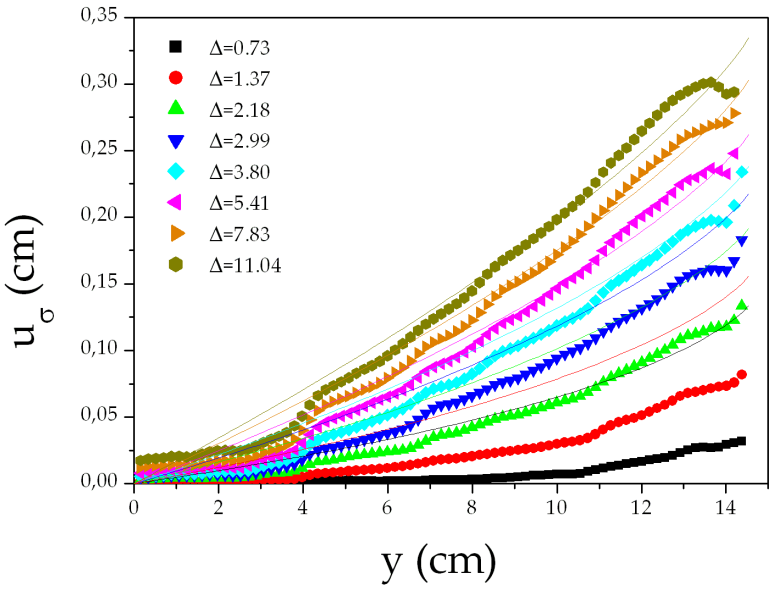


FIGURE 4.21 – *Profil vertical du déplacement axial moyen $u_\sigma(y)$ obtenu par chargement surfacique pour des valeurs successives de charge adimensionnée Δ. Les lignes correspondent à l'expression théorique donnée par l'équation 4.49 sachant que $\Delta H^* = 0,98mm$ est obtenue par ajustement de la figure 4.19.*

Pour comparaison, les déplacements verticaux $u_f(y)$ obtenus pour plusieurs chargements volumiques sont représentés figure 4.22 en utilisant la valeur $\Delta H^* = 0,93mm$. Dans ce cas, l'expression théorique donnée par l'équation 4.50 est en très bon accord avec les données expérimentales et la linéarité du profil est clairement démontrée.

Notons que le déplacement vertical, sur les figures 4.21 et 4.22, est systématiquement sous-estimé au fond de l'échantillon (soit la couche : $0 < y < 4cm$). Ceci est simplement dû à la superposition de deux motifs sur l'image prise : le sable et la paroi qui, à cet endroit, a été endommagée à la fois chimiquement et par abrasion. Le motif de la paroi est fixe contrairement au sable, donc l'algorithme PIV détermine un déplacement sous estimé, combinaison entre un déplacement nul et celui du sable dépendant de l'importance d'un motif par rapport à l'autre. Par conséquence, seuls les profils déterminés au-dessus de 4cm du fond seront pris en compte.

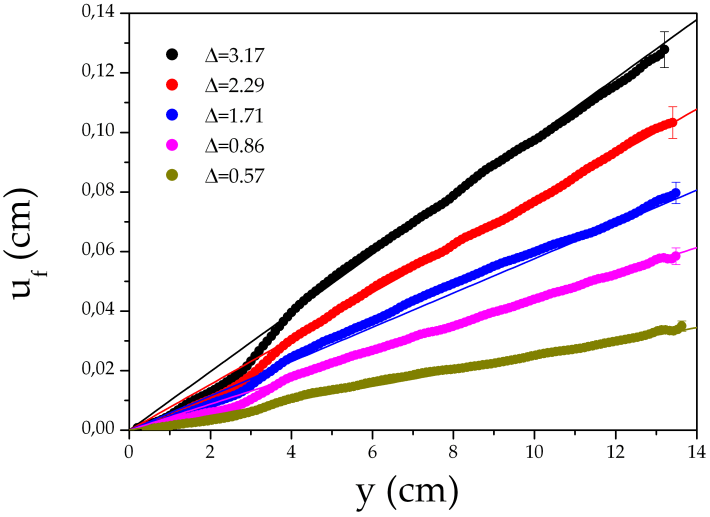


FIGURE 4.22 – *Profil vertical du déplacement axial moyen $u_f(y)$ obtenu pour chargement volumique pour différentes valeurs de chargement adimensionné Δ. Les lignes correspondent aux expressions théoriques données par l'équation 4.50 sachant que $\Delta H^* = 0,93mm$ est obtenue par ajustement sur la figure 4.19.*

Pour la même série de manipulations, reportée sur la figure 4.22, le profil de déplacement horizontal correspondant est tracé sur la figure 4.23. Comme nous pouvons l'observer, la composante horizontale du déplacement n'est pas nulle mais reste en tout point négligeable par rapport à la composante verticale. Il y a plus d'un facteur dix entre le déplacement horizontal maximal et déplacement vertical. Remarquons aussi que le déplacement horizontal est pratiquement symétrique et que la valeur zéro est atteinte au centre et aux deux parois latérales.

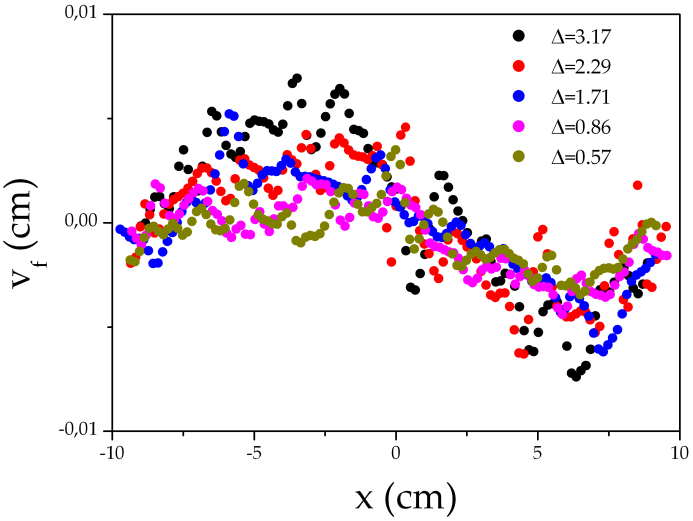


FIGURE 4.23 – *Profil vertical du déplacement axial moyen $u_f(y)$ obtenu pour chargement volumique pour différentes valeurs de chargement adimensionné Δ. Les lignes correspondent aux expressions théoriques données par l'équation 4.50 sachant que $\Delta H^* = 0,93mm$ est obtenue par ajustement sur la figure 4.19.*

On peut également comparer les résultats expérimentaux avec les autres prédictions théoriques obtenues soit dans le cas où $0 < n < 1$, soit en tenant compte du frottement aux parois latérales de la cellule. Ces expressions analytiques a été présentées respectivement aux paragraphes 4.1.7 et 4.1.8.

Ainsi, si l'on reprend la figure 4.19 avec les expressions 4.53 et 4.56 obtenues pour $0 < n < 1$ en chargement surfacique et volumique, on peut voir sur la figure 4.25 qu'il est là encore possible d'avoir un bon accord. Le meilleur ajustement est trouvé pour $n \approx 0,75$ et $\chi \approx 2.10^{-2}$. Notons que la résolution de l'équation 4.53 est obtenu par intégration numérique.

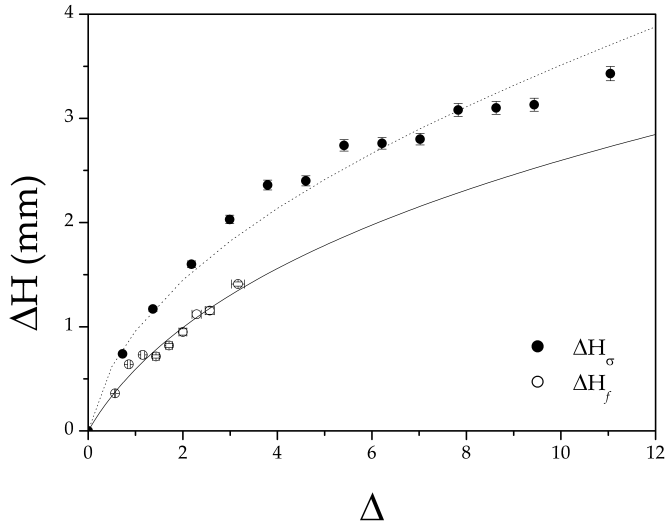


FIGURE 4.24 – *Tassement total en fonction de la charge adimensionnée pour un chargement surfacique (cercle plein) et un chargement volumique (cercle vide). Les lignes sont les meilleurs fits des prédictions théoriques données respectivement, dans le cas où* $0 < n < 1$*, par l'équation 4.53 (en tiret) et l'équation 4.56 (trait continu).*

En ce qui concerne les prédictions obtenues dans le cadre de la modélisation du frottement aux parois latérales, comme on l'a vu, seul le cas du chargement surface est affecté. Reprenant là encore la figure 4.19 mais dans une version adimensionnée où la tassement cumulé ΔH_σ est divisé par le tassement caractéristique ΔH^*, on constate que, moyennant un ajustement de ΔH^*, la théorie et l'expérience se confrontent de façon tout à fait satisfaisante. La longueur d'écrantage λ_J est prise égale à la moitié de la hauteur initiale H_0 comme suggéré au paragraphe 4.1.8.

4.3.2 Tassement et vitesse de chargement

L'écoulement stabilisateur étant créé par une pompe à engrenage elle même pilotée par un variateur, se pose la question de savoir si l'initiation du débit joue un rôle sur le tassement. Le variateur nous permet de contrôler la montée en débit selon une rampe dont la pente est réglable. C'est en faisant varier la pente de cette rampe que nous

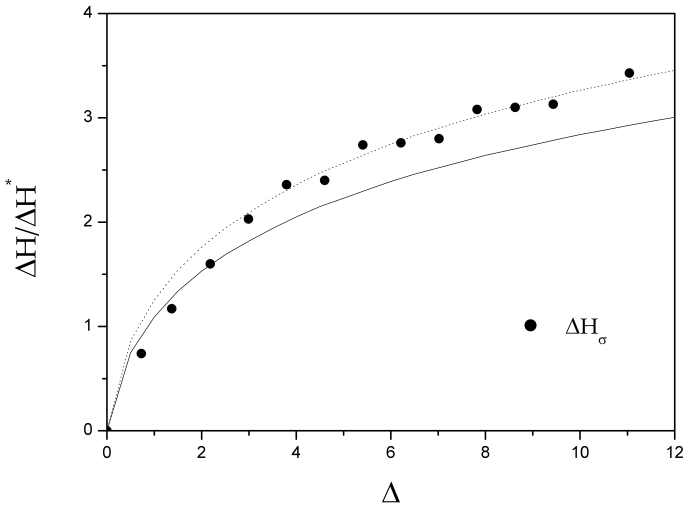


FIGURE 4.25 – *Tassement total en fonction de la charge adimensionnée pour un chargement surfacique (cercle plein). Les lignes correspondent à la prédiction théorique, obtenue en prenant en compte le frottement aux parois latérales, et tracée soit en conservant la valeur du tassement caractéristique ΔH^* (courbe en trait plein), soit en l'ajustant pour coïncider mieux avec les données (courbe en pointillé). Dans ce dernier cas, la valeur de ΔH^* doit être augmentée d'environ* 15%.

pouvons imposer la durée de montée en débit. C'est pourquoi nous avons fait varier uniquement la pente de la rampe sans changer le débit à atteindre, voir figure 4.26. D'après

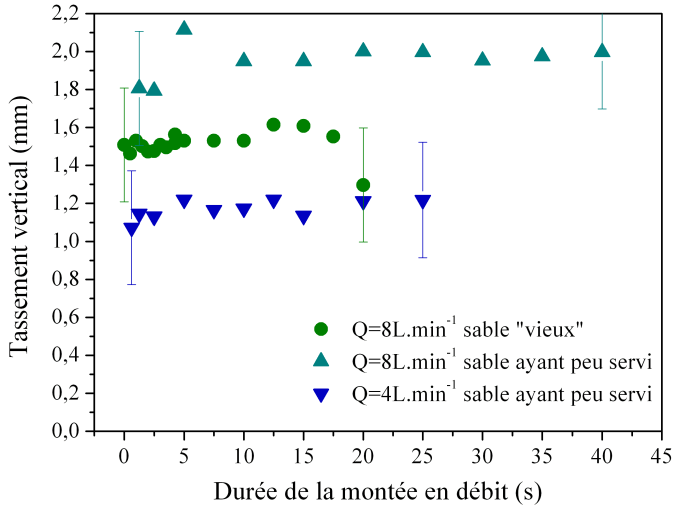


FIGURE 4.26 – *Tassement total en fonction de la durée de la montée en débit. Les barres d'erreurs sont représentées uniquement au début et à la fin de chaque séries par soucis de lisibilité.*

cette figure nous pouvons déduire que la vitesse d'établissement de l'écoulement n'a pas d'effet notable sur le tassement total de l'échantillon et ce quelque soit le débit final. Notons là aussi que le comportement du sable varie au cours des différentes utilisations et de façon non négligeable.

L'insensibilité de notre échantillon de sable à ce qui correspond à une vitesse de chargement n'est possible que si les deux conditions suivantes sont réunies. D'une part, il est nécessaire que l'échantillon ait une grande perméabilité. D'autre part, le temps de réponse de la pompe ne doit pas être instantanée. En effet, il faut différencier la consigne imposée en commande et la réponse de la pompe. Même si in impose en commande un débit instantané (durée de la rampe nulle), la pompe n'est pas toujours en mesure de suivre cette commande, ce qui est le cas avec la pompe que nous avons à disposition car son moteur n'est pas suffisamment puissant et la technologie employée pour mettre en mouvement le fluide, ici des engrenages, n'est pas en mesure de mettre l'écoulement en régime établi instantanément. Expérimentalement, ces conditions sont bien vérifiées car pour un débit "instantané" (soit une durée de rampe nulle, cf figure 4.26) le tassement n'est pas significativement différent du tassement obtenu pour des rampes lentes.

4.3.3 Tassement et durée de chargement

Nous venons de voir que le tassement total ne dépendait pas de la vitesse de chargement, mais dépend-t-il de la durée du chargement ? C'est ce à quoi nous avons voulu répondre en suivant l'évolution du tassement au cours du temps, évolution reportée sur la figure 4.27. La première évolution rapide du tassement correspond à la durée de la rampe du débit. Une fois le débit établi, le tassement évolue légèrement, mais compte tenu de l'amplitude de variation (quelques dixièmes de centimètres) sur les temps longs (plusieurs minutes) nous considérerons que nos essais de tassement sont indépendants de la durée de chargement et instantanés.

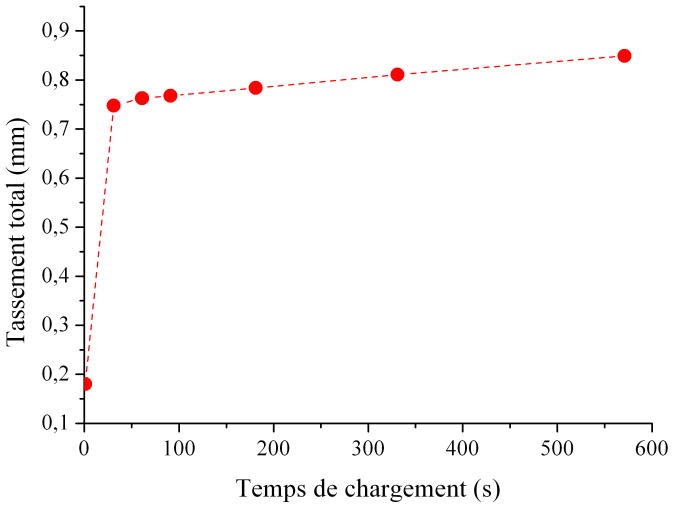


FIGURE 4.27 – *Tassement total au cours du temps sous un chargement hydraulique constant*

4.3.4 Tassement cyclique

Le terme de chargement cyclique regroupe plusieurs protocoles expérimentaux. Nous avons effectué trois types de chargements cycliques. Le premier protocole appliqué consiste à effectuer un premier chargement à un débit initial Q_0, puis une succession de

chargement-déchargement pour un débit Q_c inférieur au débit initial, $Q_c < Q_0$. Le but est de savoir si après un chargement le tassement peut encore évoluer sous un chargement inférieur. Le deuxième protocole est un cas limite du premier puisque nous effectuons ici qu'une succession de chargement-déchargement à débit constant, donc à chargement constant en considérant que les variations de fraction volumique et, par conséquent, que les variations de traînée sont négligeables. Le dernier protocole revient à appliquer un chargement en escalier, le chargement est progressivement augmenter sans phase de déchargement.

4.3.4.1 Cycle de charge-décharge dans le cas $Q_c < Q_0$

Il faut bien noter que dans cette série d'essais, un cycle correspond à un chargement par écoulement interne, puis au déchargement par arrêt de l'écoulement. Le premier cycle se fait toujours à un niveau de chargement supérieur aux cycles suivants, voir figure 4.28. On remarque sur cette figure, que le tassement augmente encore même si

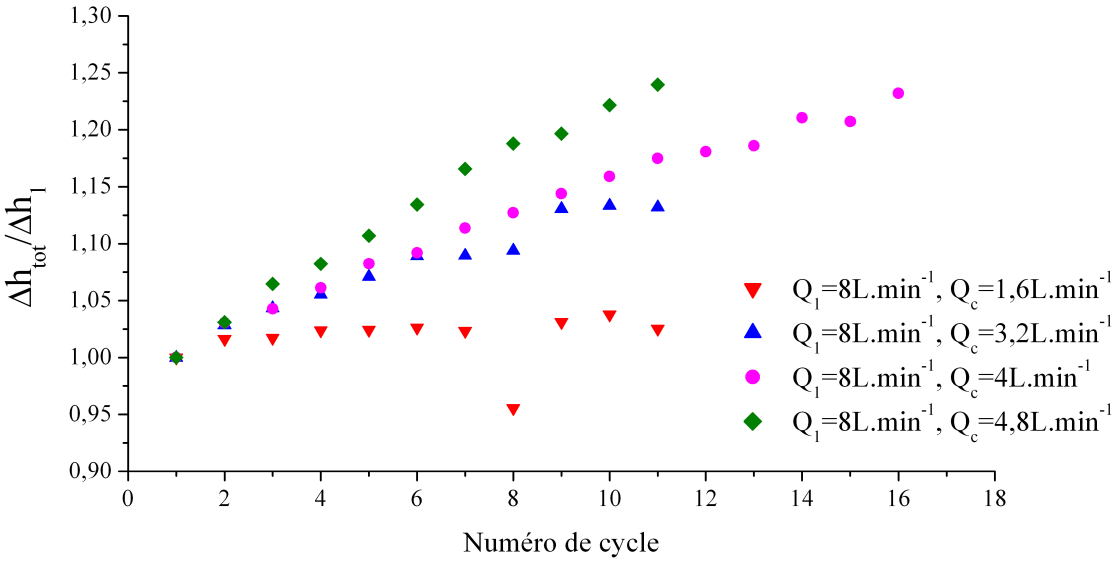


FIGURE 4.28 – *Evolution du tassement sous un chargement hydraulique cyclique. Le premier cycle se fait à un débit de $8L.min^{-1}$ donnant un tassement Δh_1, les cycles suivants se font à un débit Q_c inférieur.*

le chargement appliqué est inférieur au premier. Étant donné la faible influence de la durée de chargement, nous aurions pu pensé dans un premier temps que le tassement n'évoluerait plus tant que la charge appliquée n'est pas supérieure à la première. Expérimentalement il n'en est rien et le tassement évolue encore pour des charges cinq fois plus petites que la première. En moyenne l'incertitude sur le tassement total est cinq à six fois plus grande que l'incertitude de la PIV, ceci dépend fortement de la qualité des images. Pour notre série de mesures l'incertitude relative est d'environ 1%. Mais cela n'explique pas la présence d'un point qui semble aberrant sur la courbe où $Q_c = 1,6L.min^{-1}$. La qualité de l'éclairage est probablement loin d'être idéale pour cette mesure.
Supposer que l'échantillon est purement élastique lors de la décharge est peut être vrai, nous ne pouvons pas le vérifier ici, mais en revanche nous pouvons affirmer que lors de la phase de recharge, l'échantillon n'a pas un comportement purement élastique jusqu'à atteindre la contrainte de préconsolidation associé à un débit Q_0. Lors de la recharge au

débit Q_c des réarrangements de grains doivent avoir encore lieu. L'explication que nous donnons pour justifier la présence de nouveaux réarrangements aux cours des cycles est la suivante : lors du premier chargement, des réarrangement s'opèrent mobilisant le frottement au contact entre les grains d'une certaine façon, non pas de manière anarchique mais de façon à garantir l'équilibre statique de l'échantillon. Pendant la décharge, le frottement entre grains est mobilisé différemment sans qu'il n'y ait pour autant de réarrangement (dans le cas de l'essai de type œdométrique la hauteur de l'échantillon a été suivie lors du déchargement, et la variation est bien linéaire avec la charge ce qui tend à montrer que seul l'élasticité des grains au contact est mobilisée, sans réarrangement). Lors du chargement suivant, et à cause du frottement mobilisé, les chaînes de forces ne seront pas identiques au cas précédent et il est parfaitement envisageable de trouver des contacts où les forces appliquées sont suffisantes pour provoquer un glissement, donc un nouveau réarrangement de grains et ainsi de suite à chaque cycle jusqu'à atteindre un état critique final qui n'est pas observé dans nos essais.

4.3.4.2 Chargement cyclique à chargement constant

Une série d'essais cycliques à charge constante a été réalisée, cf figure 4.29. Ici aussi on appelle cycle la phase de chargement suivie du déchargement complet. Nous voyons sur cette figure que le tassement évolue encore après 100 cycles, les résultats obtenus sont similaires à ceux [Philippe, 2002] de la compaction d'un granulaire sous vibrations ou secousses, un sujet qui a motivé un grand nombre d'études. Le protocole expérimental et notamment le mode de sollicitation de l'échantillon est différent, mais dans les deux cas les processus responsables du tassement sont des réarrangements collectifs de grains. Les essais représentés sur la figure 4.29 ont été réalisés dans les mêmes conditions expérimentales sauf dans un cas où le chargement est inférieur. Le temps de chargement a été varié de $1s$ à $30s$ pour le tracé ♦. La figure 4.30 montre l'évolution du tassement global de l'échantillon ; ces résultats proviennent de ceux illustrés sur la figure 4.29. Sur les cinq essais, la fraction volumique initiale est identique. En revanche nous observons sur la figure 4.30 des différences de tassement total pouvant aller jusqu'à 20% pour deux essais identiques (entre le tracé • et ▼ par exemple). Ces deux figures permettent, au passage, de vérifier que le tassement est indépendant du temps de chargement puisqu'aucune sensibilité n'est observée. Le tracé à chargement plus faible par rapport aux autres montre bien que le tassement dépend de la charge. Cependant, il est intéressant de noter sur la figure 4.29 que l'évolution du tassement adimensionné par le tassement au premier cycle semble indépendante de la charge et des légères différences de comportements des échantillons. A ce jour, nous ne nous sommes pas arrêtés sur l'explication de cette indépendance vis à vis de la charge et du comportement du matériau, mais plusieurs pistes de réflections sont possibles.

Le mode de préparation par sédimentation n'est pas parfait et les échantillons créés ne sont pas parfaitement reproductibles, mais ce mode de préparation reste le meilleur compromis. Son choix sera discuté plus tard.

Dans les travaux de compaction cyclique, la relation suivante est communément utilisée :

$$\Delta H = \Delta H_0 + (\Delta H_\infty - \Delta H_0)\left(1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^{\beta}}\right) \tag{4.66}$$

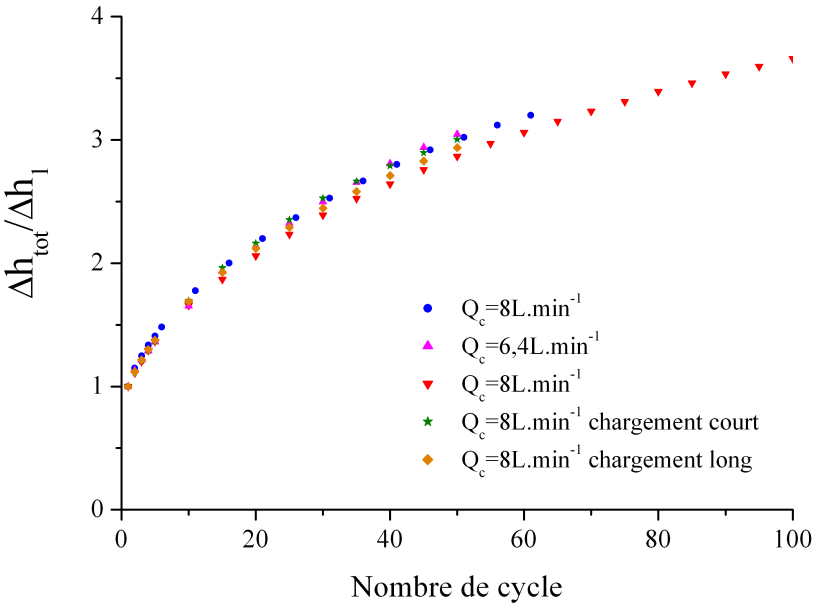


FIGURE 4.29 – *Evolution du tassement total adimensionné sous un chargement hydraulique constant et cyclique. Le tassement Δh_1 est obtenu au premier chargement. Les tracés ● et ▲ sont obtenus pour le même sable. Le tracé ▼ est obtenu avec le même sable que précédemment mais qui a servi à une série de mesures entre temps. Ces trois séries de manipulations sont réalisées pour des temps de chargement relativement courts de 5 à 10 secondes. Les tracés ★ et ♦ sont obtenus pour le même sable que précédemment juste après étuvage de ce dernier.*

avec t une variable liée au nombre de cycle, τ et β sont des paramètres du matériau. Le tassement adimensionné s'écrit alors :

$$\frac{\Delta H}{\Delta H_0} = 1 + \frac{\Delta H_\infty - \Delta H_0}{\Delta H_0}\left(1 - e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta}\right) \tag{4.67}$$

Sur les différents essais réalisés, évolution du tassement adimensionné est peu sensible au tassement initial. Donc si nous nous intéressons au terme $\frac{\Delta H_\infty - \Delta H_0}{\Delta H_0}$ qui est constant quelque soit le tassement initial alors nous en déduisons que le tassement asymptotique ΔH_∞ ne dépend que du tassement initial ΔH_0.
Synthétiquement cela revient à écrire :

$$\Delta H_\infty = \alpha \Delta H_0 \tag{4.68}$$

où α est un nombre réel.

Il ne faut cependant pas généraliser ce résultat car la plage de variation du chargement est relativement faible (entre 6 et $8 L.min^{-1}$).

4.3.4.3 Chargement de type escalier

Par chargement de type escalier nous entendons plusieurs protocoles. Le premier consiste à appliquer un chargement de façon incrémentale sans phase de déchargement.

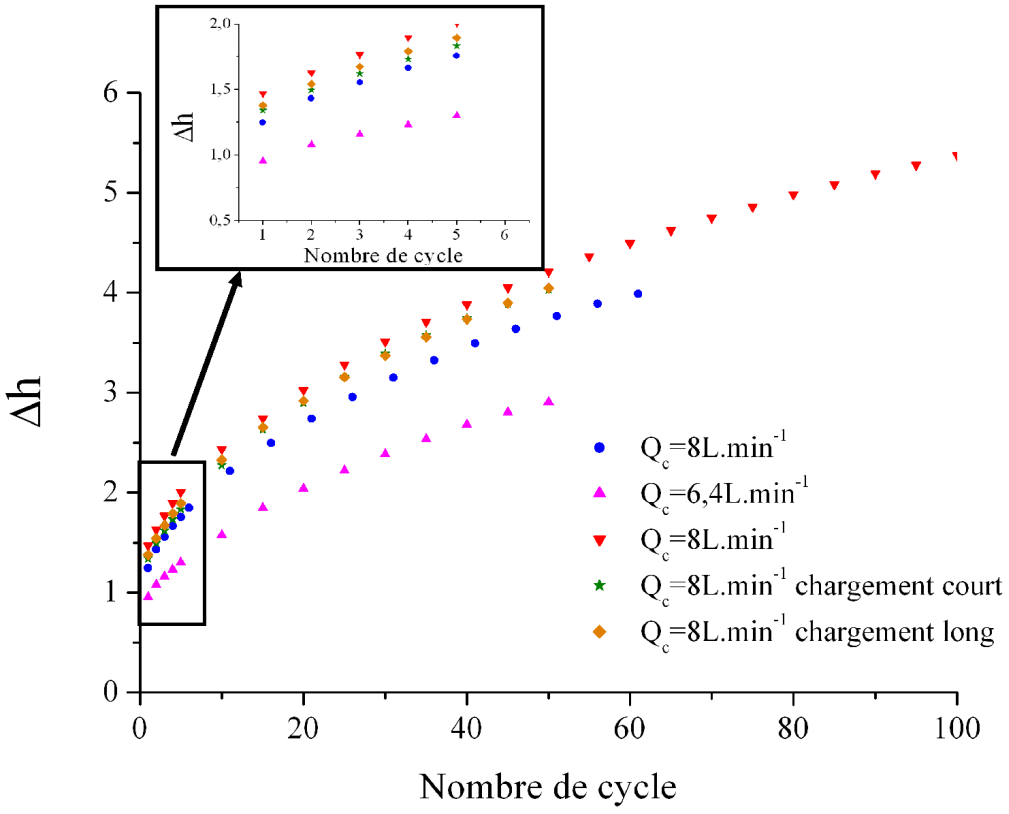


FIGURE 4.30 – *Evolution du tassement total sous un chargement hydraulique constant et cyclique. Les tracés ● et ▲ sont obtenus pour le même sable. Le tracé ▼ est obtenu avec le même sable que précédemment mais qui a servi à une série de mesures entre temps. Ces trois séries de manipulations sont réalisées pour des temps de chargement relativement courts de 5 à 10 secondes. Les tracés ★ et ♦ sont obtenus pour le même sable que précédemment juste après étuvage de ce dernier.*

Compte tenu des résultats précédents, la durée de chargement n'a pas d'effet significatif sur le tassement sur des temps brefs, et ce n'est qu'en déchargeant complètement l'échantillon que son comportement évolue (reprise du tassement pour un chargement inférieur au premier), il est logique que les tassements obtenus par ce protocole expérimental soient similaires à ceux obtenus sous un chargement unique (cf. figure 4.31). Notons que, sur cette figure, pour obtenir des débits supérieurs à $8L.min^{-1}$, la section de la cellule a été diminuée par deux en utilisant des cales de plexiglass placées sur les bords latéraux. La pompe ne pouvant fournir qu'un débit maximal de l'ordre de $8L.min^{-1}$, la section de la cellule est réduite de moitié, la vitesse du fluide dans l'échantillon est donc deux fois plus rapide que dans une cellule normale, ce qui revient ainsi à imposer un débit deux fois plus grand sur une cellule normale. Les essais représentés sur cette figure n'ont pas été réalisés dans la même série de manipulation, le sable a subi un léger vieillissement entre temps, mais les résultats coincident bien aux faibles débits. Un légère dispersion apparaît pour des débits plus élevés (à partir de $8L.min^{-1}$). Plusieurs causes sont envisageables pour expliciter cette dispersion : pour des débits importants le tassement est trop grand pour être suivi simplement par une image avant et après chargement, et le tassement n'a peut être pas été assez bien suivi, ou alors le chargement réel n'est pas exactement celui attendu à cause de fuites entre les parois de la cellule et les cales.

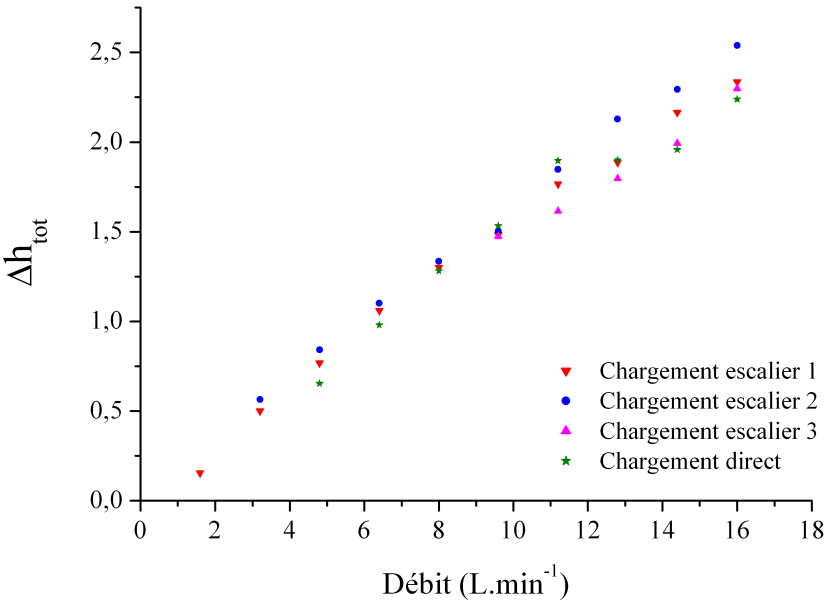


FIGURE 4.31 – *Exemple de chargement de type escalier sans aucune phase de déchargement, même partielle. Les résultats sont comparés à un chargement direct sans palier.*

Le deuxième protocole est similaire au premier sauf que cette fois-ci le chargement n'est pas strictement croissant, mais peut être diminué après le premier chargement sans aller jusqu'à une décharge complète, voir figure 4.32. Normalement, lors de la décharge par-

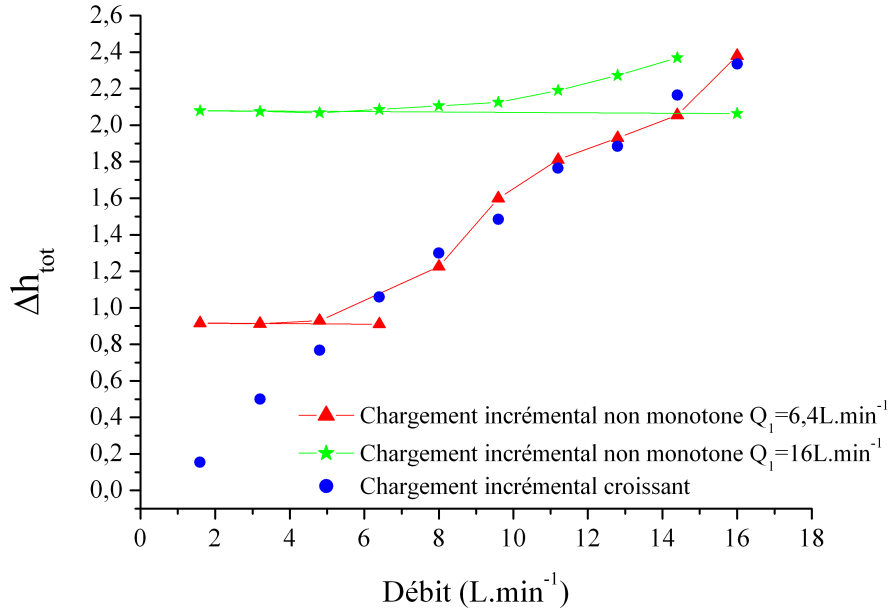


FIGURE 4.32 – *Exemple de chargement de type escalier avec et sans phase de déchargement partielle. Les traits pour les chargements non monotone représentent le parcours de chargement hydraulique. Q_1 est le débit imposé dans la cellule lors du premier chargement.*

tielle et de la recharge jusqu'au niveau de chargement initial, il ne devrait pas ou peu y avoir d'évolution du tassement (si on fait référence aux essais œdométriques classiques, l'échantillon se comporte de manière purement élastique lors de la décharge avec une raideur importante, conduisant à une expansion de l'échantillon de faible amplitude). Cette figure montre que lors de la recharge, après une décharge partielle, le tassement évolue de façon significative mais non linéaire (chargement à $Q_1 = 16L.min^{-1}$). Se pose alors la question de savoir si cette augmentation est comparable à celle observée lors d'un essai cyclique à chargement constant.

Sur la figure 4.33 le terme de cycle pour un chargement incrémental est un peu abusif

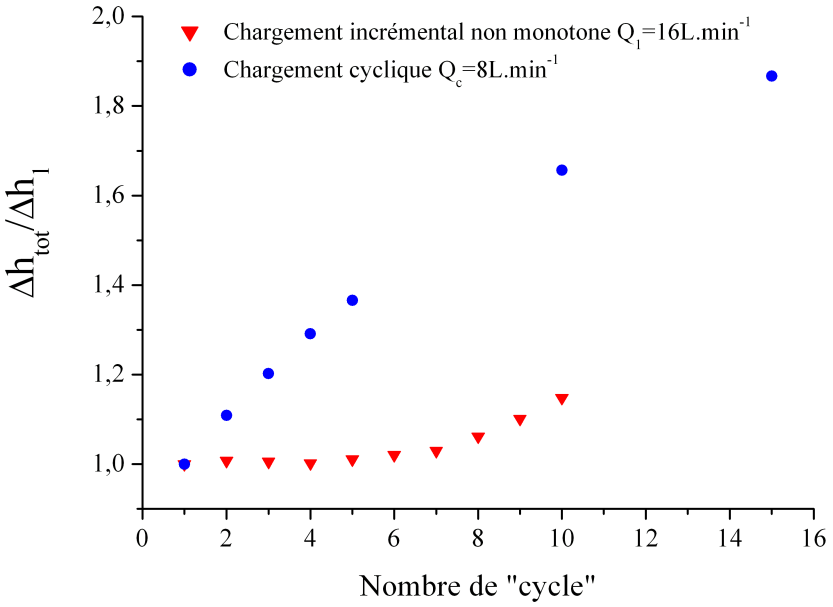


FIGURE 4.33 – *Comparaison entre un chargement incrémental avec décharge partielle et un essai à cycle constant, $Q_c = 8L.min^{-1}$. Le chargement incrémental est le suivant $Q_1 = 16L.min^{-1}$, $Q_2 = 1,6L.min^{-1}$, puis l'incrément de débit est constant de $1,6L.min^{-1}$, jusqu'à atteindre $Q_c = 14,4L.min^{-1}$.*

par rapport à un chargement cyclique où il y a une décharge complète entre chaque chargement, mais nous souhaitons comparer l'évolution du tassement entre un chargement incrémental et cyclique. Notons qu'à partir du sixième cycle le débit imposé dans le cas du chargement incrémental est de $8L.min^{-1}$. Ce n'est qu'à partir de ce niveau de chargement que le tassement augmente significativement pour le chargement incrémental. Mais en comparant cette évolution par rapport au cas d'un chargement cyclique, nous remarquons qu'elle est nettement moins rapide même si le niveau de chargement devient supérieur au cas cyclique. Ceci valide bien le fait que s'il n'y a pas de décharge complète le tassement n'évolue que très faiblement.

Revenons à l'exploitation de la figure 4.32. Sur le chargement incrémental non monotone à $Q_1 = 6,4L.min^{-1}$, une fois que le chargement initial est dépassé le tassement redevient similaire à celui obtenu directement sans décharge partielle par chargement incrémental croissant. Ceci pourrait justifier le fait que tant qu'il n'y a pas une décharge complète l'empilement granulaire n'est pas radicalement modifié, donc son comporte-

ment reste sensiblement inchangé après une décharge partielle avec des possibilités de réarrangements localisés moindres vis à vis du cas d'une décharge totale.

4.4 Conclusion

Dans un premier temps, nous avons exploré puis comparé la compaction en conditions oedométriques d'un milieu granulaire sujet à des contraintes verticales modérées crées par deux types de chargements : un chargement en surface obtenu en appliquant différentes masses sur la surface supérieure de l'échantillon, et un chargement volumique induit par un écoulement interne descendant, à débit contrôlé.
Premièrement, l'expression théorique du tassement total, de l'évolution axiale de la déformation et de la fraction volumique sont issues pour les deux types de chargement de la loi générale de compressibilité des sols.
Ensuite, des expérimentations ont été conduites pour analyser les deux modes de chargement, utilisant la technique PIV pour comparer les mesures expérimentales avec les prédictions théoriques. Une distribution linéaire de la déformation verticale est trouvée dans le cadre d'un chargement progressif, alors que le tassement total obtenu lors d'un chargement surfacique est plus élevé car la déformation verticale dérive progressivement d'un comportment linéaire en approchant de la surface. La comparaison avec les prédictions théoriques est plutôt difficile dans le cadre d'un chargement surfacique où le système de chargement frotte sur les parois de la cellule ce qui réduit la compaction du matériau. Malgré tout, l'accord entre les expérimentations et la théorie est très satisfaisant dans le cadre d'un chargement volumique.

Par la suite, nous nous sommes intéressés au cas de chargements hydrauliques moins classiques.
Nous avons vérifié que le tassement d'un échantillon de sable HN 0,4-0,8 est instantané et est peu sensible à la duré du chargement.

Pour finir, nous avons exploré le cas de chargements cycliques où le fait marquant à noter et que pour que le tassement du matériau ait lieu il faut procéder à des décharges complètes entre les cycles. Ceci est encore vrai lorsque les charges cycliques sont nettement inférieures à la charge initiale.

Conclusion

Dans ce manuscrit, nous avons rapporté les résultats d'une vaste série d'expériences où un échantillon granulaire immergé est soit progressivement amené à son seuil de mise en mouvement, soit brusquement lâché loin de ce seuil de stabilité. Le but été ici d'analyser la déstabilisation d'un milieu granulaire par passage d'un chargement progressif à un effondrement contrôlé. Par ailleurs, une étude complémentaire a été menée sur le tassement d'un milieu granulaire soumis à un écoulement interne comparé à un essai œdométrique standard.

Le fonctionnement du dispositif expérimental en situation d'effondrement contrôlé a mis indirectement en évidence la compressibilité du milieu. En effet, la suppression de l'écoulement interne stabilisateur semble être couplé à la réponse élastique du milieu et induit une régime transitoire très long lors de l'arrêt de l'écoulement. Ce phénomène n'est pas encore bien compris et un effort supplémentaire dans ce sens est encore nécessaire. La conséquence pratique c'est qu'il peut y avoir recouvrement temporel entre l'arrêt de l'écoulement et l'apparition de la première déstabilisation dans le cas des échantillons lâches et modérément lâches. Toujours au sujet de la compressibilité du milieu granulaire, nous avons mis en évidence un tassement de l'échantillon induit par l'écoulement interne, tassement qui est cette fois irréversible. Les résultats expérimentaux sont en accord avec un étude théorique s'appuyant sur une loi de contrainte-déformation avec un module de déformation variable. Cette analyse est bien adaptée pour des sols cohérents ou granulaires dans une situation atypique où la charge appliquée est très faible par rapport au poids propre de l'échantillon et où ce dernier ne peut donc plus être négligé.

Dans la seconde étude, qui constitue le cœur de ce travail, nous avons mené une campagne expérimentale pour caractériser les déstabilisations d'un milieu granulaire en passant d'un protocole de chargement progressif à un protocole d'effondrement contrôlé. La phénoménologie observée lors de ces différentes séries expérimentales s'est révélée particulièrement complexe, notamment pour les effondrements contrôlés. Une telle richesse de comportement n'était pas attendue et a bien sûr été source de difficulté en termes de mesure des grandeurs cinématiques et d'interprétation des données obtenues. Cela explique pourquoi, au sortir de ce travail, ces processus de déstabilisations, brèves et localisées, sont encore loin d'être entièrement compris et modélisés. Mais nous avons toutefois progresser de façon significative dans leur connaissance et plusieurs résultats importants ont pu être mis en évidence.
Tout d'abord, nous avons confirmé expérimentalement, par des essais de chargement progressif, que le seuil de stabilité n'était pas unique et dépendait de la fraction volumique de l'échantillon. Un sol lâche avec une déformation de type contractant a ainsi un seuil de stabilité jusqu'à deux fois plus petit qu'un sol dense dilatant. Une des originalités de ces résultats a été d'explorer le régime des milieux très peu consolidés où

il a été mis en évidence une accentuation très nette de cet abaissement du seuil aux faibles densités. Cependant, une des difficultés rencontrées tient à la définition même de ce seuil de stabilité. En effet, une déstabilisation générale de l'échantillon est précédée par une succession d'évènements précurseurs assez intenses pour être observés et dont le nombre varie suivant la fraction volumique du milieu. La déstabilisation finale est qualitativement similaire à ces évènements successifs mais, quantitativement, elle apparaît à des inclinaisons beaucoup plus fortes et, donc, avec nettement plus d'amplitude.
Ensuite, lorsqu'on se place bien au-dessus de ce seuil, l'effondrement contrôlé qui s'en suit induit une dynamique de déstabilisation de l'échantillon similaire à celle rencontrée en chargement progressif mais fortement accentuée par la plus grande inclinaison. Le temps de déclenchement de l'instabilité semble principalement contrôlé par la phase de l'arrêt de l'écoulement hydraulique de stabilisation initiale, soulignant ainsi une limitation du dispositif expérimental. En suivant l'évolution temporelle de la quantité de matériau mobilisée, nous observons la présence d'un à plusieurs pics liés à des séquences de déstabilisation-restabilisation temporaires, d'une durée typique de 0,2 à 0,3s. Ces pics sont toujours présents, même à inclinaison élevée où l'on est loin du seuil et où l'on pourrait s'attendre à ce que les possibilités de restabilisation soient moindres. Seul le plus grand de ces pics semble être contrôlé par l'angle d'inclinaison et la fraction volumique ce qui constitue un premier résultat étonnant. La façon dont se fait ce contrôle est compatible avec le scaling de Taberlet obtenu, en régime stationnaire, pour un écoulement dense avec confinement latéral. C'est là encore une observation étonnante au vue des différences expérimentales très marquées entre les deux situations. Nous notons également un effet de taille avec la longueur de l'échantillon, où la phénoménologie observée reste à peu près identique à un rapport de proportionnalité près. Par ailleurs, des résulats préliminaires très intéressants semblent montrer que le cisaillement maximal atteint au cours de la totalité d'un processus d'effondrement serait indépendant de l'inclinaison initiale de l'échantillon. Cela suggère que le cisaillement saturerait rapidement à cette valeur limite qui constituerait donc un maximum atteignable. Mais cela reste bien sûr à confirmer.
Enfin, quelques analyses complémentaires ont été réalisées et fournissent autant de nouvelles perspectives à ce travail. Une première série d'expériences a montré que le couplage fluide-grains, s'il était a priori peu important dans notre configuration de base, devient vite sensible, voire très sensible, pour un liquide plus visqueux et, surtout, pour des échantillons constitués de grains plus petits où la perméabilité diminue en conséquence. L'importance de la microstructure a également pu être mise en évidence de façon assez spectaculaire en modifiant le mode de préparation de l'échantillon étudié. Les conséquences directes sont très importantes pour une coulée d'un matériau réel dont l'histoire du dépôt préalable peut être très variable. On peut envisager un travail plus important au niveau expérimental sur le rôle de la microstructure dans ce type d'instabilité mais c'est surtout du point de vue théorique que des progrès sont attendus et cela passera très certainement par de la modélisation numérique s'appuyant notamment sur la Méthode des Éléments Discrets ou DEM.

Bibliographie

[Albert *et al.*, 1997] Albert, R., Albert, I., Hornbaker, D., Schiffer, P. et Barabasi, A. (1997). Maximum angle of stability in wet and dry spherical granular media. *Physical Review E - Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, 56(6):R6271–R6274.

[Andreotti *et al.*, 2011] Andreotti, B., Forterre, Y. et Pouliquen, O. (2011). *Les milieux granulaire. Entre fluide et solide*. EDP Sciences et CNRS Editions.

[Bagnold, 1954] Bagnold, R. A. (1954). Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear. *PRSL*, A225:49–63.

[Balmforth et Kerswell, 2005] Balmforth, N. et Kerswell, R. (2005). Granular collapse in two dimensions. *Journal of Fluid Mechanics*, 538:399–428.

[Bang, 2004] Bang, D. P. V. (2004). *Comportement instantané et différé des sables des petites au moyennes déformations : Expérimentation et modélisation*. Thèse de doctorat, INSA Lyon.

[Benahmed, 2001] Benahmed, N. (2001). *Comportement mécanique d'un sable sous cisaillement monotone et cyclique : application aux phénomènes de liquéfaction et de mobilité cyclique*. Thèse de doctorat, ENPC.

[Bonnet *et al.*, 2010] Bonnet, F., Richard, T. et Philippe, P. (2010). Sensitivity to solid volume fraction of gravitational instability in a granular medium. *Granular Matter*, 12(3):317–325.

[Caquot et Kerisel, 1966] Caquot, A. et Kerisel, J. (1966). *Traité de mécanique des sols*. Gauthier-Villars éditeur.

[Cassar *et al.*, 2005] Cassar, C., Nicolas, M. et Pouliquen, O. (2005). Submarine granular flows down inclined planes. *Physics of Fluids*, 17(10).

[Cheng, 1997] Cheng, N. (1997). Simplified settling velocity formula for sediment particle. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(2):149–152.

[Chou et Lee, 2009] Chou, H. et Lee, C. (2009). Cross-sectional and axial flow characteristics of dry granular material in rotating drums. *Granular Matter*, 11(1):13–32.

[Courrech Du Pont, 2003] Courrech Du Pont, S. (2003). *Avalanches granulaire en milieu fluide*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11.

[Courrech Du Pont *et al.*, 2005] Courrech Du Pont, S., Fischer, R., Gondret, P., Perrin, B. et Rabaud, M. (2005). Instantaneous velocity profiles during granular avalanches. *Physical Review Letters*, 94(4). 048003.

[Courrech du Pont *et al.*, 2005] Courrech du Pont, S., Fischer, R., Gondret, P., Perrin, B. et Rabaud, M. (2005). Instantaneous velocity profiles during granular avalanches. *Physical Review Letters*, 94(4). 048003.

[Courrech du Pont *et al.*, 2003] Courrech du Pont, S., Gondret, P., Perrin, B. et Rabaud, M. (2003). Granular avalanches in fluids. *Physical Review Letters*, 90(4):443011–443014.

[Cundall et Strack, 1979] Cundall, P. et Strack, O. (1979). A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique*, 29(1):47–65.

[Da Cruz, 2004] Da Cruz, F. (2004). *Ecoulement de grains secs : frottement et blocage.* Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées.

[Daerr, 2000] Daerr, A. (2000). *Dynamique des Avalanches.* Thèse de doctorat, University of Paris VII Denis Diderot.

[Daerr et Douady, 1999] Daerr, A. et Douady, S. (1999). Sensitivity of granular surface flows to preparation. *Europhysics Letters*, 47(3):324–330.

[De Bisschop et Rigole, 1982] De Bisschop, F. et Rigole, W. (1982). A physical model for liquid capillary bridges between adsorptive solid spheres : The nodoid of plateau. *Journal of Colloid and Interface Science*, 88(1):117 – 128.

[De Richter *et al.*, 2010] De Richter, S., Zaitsev, V., Richard, P., Delannay, R., Le Cäer, G. et Tournat, V. (2010). Experimental evidence of ageing and slow restoration of the weak-contact configuration in tilted 3d granular packings. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 2010(11). P11023.

[Deboeuf *et al.*, 2003] Deboeuf, S., Bertin, E., Lajeunesse, E. et Dauchot, O. (2003). Jamming transition of a granular pile below the angle of repose. *European Physical Journal B*, 36(1):105–113.

[Deboeuf *et al.*, 2005] Deboeuf, S., Dauchot, O., Staron, L., Mangeney, A. et Vilotte, J. (2005). Memory of the unjamming transition during cyclic tiltings of a granular pile. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 72(5). 051305.

[Doppler *et al.*, 2007] Doppler, D., Gondret, P., Loiseleux, T., Meyer, S. et Rabaud, M. (2007). Relaxation dynamics of water-immersed granular avalanches. *Journal of Fluid Mechanics*, 577:161–181.

[Douady *et al.*, 2002] Douady, S., Andreotti, B., Daerr, A. et Clade, P. (2002). From a grain to avalanches : On the physics of granular surface flows. *Comptes Rendus Physique*, 3(2):177–186.

[Duncan et Chang, 2002] Duncan, J. et Chang, C.-Y. (2002). Nonlinear analysis of stress and strain in soils. Numéro 118 II, pages 1347–1371.

[Duran, 2000] Duran, J. (2000). *Sables, poudres et grains : Introduction à la physique des milieux granulaires.* Eyrolles Sciences.

[Duran, 2003] Duran, J. (2003). *Sables émouvants, La physique du sable au quotidien.* Belin.

[Ferguson et Church, 2004] Ferguson, R. et Church, M. (2004). A simple universal equation for grain settling velocity. *Journal of Sedimentary Research*, 74(6):933–937.

[Forsberg et Siviour, 2009] Forsberg, F. et Siviour, C. (2009). 3d deformation and strain analysis in compacted sugar using x-ray microtomography and digital volume correlation. *Measurement Science and Technology*, 20(9). 095703.

[Forterre et Pouliquen, 2003] Forterre, Y. et Pouliquen, O. (2003). Long-surface-wave instability in dense granular flows. *Journal of Fluid Mechanics*, (486):21–50.

[Forterre et Pouliquen, 2008] Forterre, Y. et Pouliquen, O. (2008). Flows of dense granular media. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40:1–24.

[Gardner et Schaeffer, 1994] Gardner, C. L. et Schaeffer, D. G. (1994). Numerical simulation of uniaxial compression of a granular material with wall friction. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 54(6):1676–1692.

[Garlanger, 1972] Garlanger, J. (1972). The consolidation of soil exhibiting creep under constant effective stress. *Geotechnique*, 39(3):81–118.

[GdR MiDi, 2004] GdR MiDi (2004). On dense granular flows. *European Physical Journal E*, 14(4):341–365.

[Ghiassian et Ghareh, 2008] Ghiassian, H. et Ghareh, S. (2008). Stability of sandy slopes under seepage conditions. *Landslides*, 5(4):397–406.

[Ghidaoui *et al.*, 2005] Ghidaoui, M. S., Zhao, M., McInnis, D. A. et Axworthy, D. H. (2005). A review of water hammer theory and practice. *Applied Mechanics Reviews*, 58:49–76.

[Gibiat et Plaza, 2010] Gibiat, V. et Plaza, E. (2010). Experimental study of acoustic emissions preceeding granular avalanches. *Interciencia*, 35(11):807–811.

[Hampton *et al.*, 1996] Hampton, M., Lee, H. et Locat, J. (1996). Submarine landslides. *Reviews of Geophysics*, 34(1):33–59.

[Hewitt *et al.*, 2008] Hewitt, K., Clague, J. et Orwin, J. (2008). Legacies of catastrophic rock slope failures in mountain landscapes. *Earth-Science Reviews*, 87(1-2):1–38.

[Iverson, 2000] Iverson, R. (2000). Landslide triggering by rain infiltration. *Water Resources Research*, 36(7):1897–1910.

[Iverson, 2004] Iverson, R. M. (2004). Regulation of landslide motion by dilatancy and pore pressure feedback. *Journal of Geophysical Research*, 110. F02015.

[Jaeger *et al.*, 1989] Jaeger, H., Liu, C. et Nagel, S. (1989). Relaxation at the angle of repose. *Physical Review Letters*, 62(1):40–43.

[Jain *et al.*, 2002] Jain, N., Ottino, J. et Lueptow, R. (2002). An experimental study of the flowing granular layer in a rotating tumbler. *Physics of Fluids*, 14(2):572–582.

[Jain *et al.*, 2004] Jain, N., Ottino, J. M. et Lueptow, R. M. (2004). Effect of interstitial fluid on a granular flowing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 508:23–44.

[Janssen, 1895] Janssen, H. (1895). Versuche über Getreidedruck in Silozellen. *Zeitschr. d. Vereines deutscher Ingenieure*, 39(35):1045–1049.

[Jop, 2006] Jop, P. (2006). *Écoulements granulaires sur fond meuble*. Thèse de doctorat, Université de Provence, Aix-Marseille III.

[Jop *et al.*, 2005] Jop, P., Forterre, Y. et Pouliquen, O. (2005). Crucial role of sidewalls in granular surface flows : consequences for the rheology. *Journal of Fluid Mechanics*, 541:167–192.

[Jop *et al.*, 2007] Jop, P., Forterre, Y. et Pouliquen, O. (2007). Initiation of granular surface flows in a narrow channel. *Physics of Fluids*, 19(08). 088102.

[Kabla *et al.*, 2005] Kabla, A., Debrégeas, G., Di Meglio, J. et Senden, T. (2005). X-ray observation of micro-failures in granular piles approaching an avalanche. *Europhysics Letters*, 71(6):932–937.

[Komatsu *et al.*, 2001] Komatsu, T., ans N. Nakagawa, S. I. et Nasuno, S. (2001). Creep motion in a granular pile exhibiting steady surface flow. *Physical Review Letters*, 86(9):1757–1760.

[Lacaze et Kerswell, 2009] Lacaze, L. et Kerswell, R. (2009). Axisymmetric granular collapse : A transient 3d flow test of viscoplasticity. *Physical Review Letters*, 102(10). 108305.

[Lajeunesse *et al.*, 2005] Lajeunesse, E., Monnier, J. et Homsy, G. (2005). Granular slumping on a horizontal surface. *Physics of Fluids*, 17(10). 103302.

[Lanier, 2001] Lanier, J. (2001). *Mécanique des milieux granulaires*. Hermes Science Publications.

[Lemieux et Durian, 2000] Lemieux, P.-A. et Durian, D. (2000). From avalanches to fluid flow : a continuous picture of grain dynamics down a heap. *Physical Review Letters*, 85(20).

[Leung *et al.*, 1996] Leung, C., Lee, F. et Yet, N. (1996). The role of particle breakage in pile creep in sand. *Canadian Geotechnical Journal*, 33(6):888–898.

[Liu et Nagel, 1998] Liu, A. et Nagel, S. (1998). Jamming is not just cool any more. *Nature*, 396(6706):21–22.

[Liu et Iskander, 2010] Liu, J. et Iskander, M. (2010). Modelling capacity of transparent soil. *Canadian Geotechnical Journal*, 47(4):451–460.

[Lu *et al.*, 2003] Lu, Y., Chiew, Y. et Cheng, N. (2003). Seepage effect on angle of repose of cohesionless sediments. *In Proceedings of the 30th IAHR Congress*, pages 549–555, Thessaloniki, Greece.

[Lube *et al.*, 2004] Lube, G., Huppert, H., Sparks, R. et Hallworth, M. (2004). Axisymmetric collapses of granular columns. *Journal of Fluid Mechanics*, (508):175–199.

[McDonald *et al.*, 2006] McDonald, S., Schneider, L., Cocks, A. et Withers, P. (2006). Particle movement during the deep penetration of a granular material studied by x-ray microtomography. *Scripta Materialia*, 54(2):191 – 196.

[McDowell *et al.*, 1996] McDowell, G., Bolton, M. et Robertson, D. (1996). The fractal crushing of granular materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 44(12):2079–2102.

[Mesri et Vardhanabhuti, 2009] Mesri, G. et Vardhanabhuti, B. (2009). Compression of granular materials. *Canadian Geotechnical Journal*, 46(4):369–392.

[Meunier et Leweke, 2003] Meunier, P. et Leweke, T. (2003). Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 35:408–421. 10.1007/s00348-003-0673-2.

[Nakayama *et al.*, 2006] Nakayama, A., Kuwahara, F. et Kodama, Y. (2006). An equation for thermal dispersion flux transport and its mathematical modelling for heat and fluid flow in a porous medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 563:81–96.

[Nasuno *et al.*, 1997] Nasuno, S., Kudrolli, A. et Gollub, J. (1997). Friction in granular layers : Hysteresis and precursors. *Physical Review Letters*, 79(5):949–952.

[Nerone *et al.*, 2003] Nerone, N., Aguirre, M., Calvo, A., Bideau, D. et Ippolito, I. (2003). Instabilities in slowly driven granular packing. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 67(1 1):113021–113029. 011302.

[Nicot et Darve, 2011] Nicot, F. et Darve, F. (2011). Diffuse and localized failure modes : Two competing mechanisms. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 35(5):586–601.

[Oger *et al.*, 2007] Oger, L., Ippolito, I. et Vidales, A. (2007). How disorder can diminish avalanche risks : Effect of size distribution : Precursor of avalanches. *Granular Matter*, 9(3-4):267–278.

[Orpe et Khakhar, 2007] Orpe, A. et Khakhar, D. (2007). Rheology of surface granular flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 571:1–32.

[Ovarlez *et al.*, 2003] Ovarlez, G., Fond, C. et Clément, E. (2003). Overshoot effect in the janssen granular column : A crucial test for granular mechanics. *Physical Review E*, 63(6):060302.

[Pailha *et al.*, 2008] Pailha, M., Nicolas, M. et Pouliquen, O. (2008). Initiation of underwater granular avalanches : Influence of the initial volume fraction. *Physics of Fluids*, 20(11). 111701.

[Pailha et Pouliquen, 2009] Pailha, M. et Pouliquen, O. (2009). A two-phase flow description of the initiation of underwater granular avalanches. *Journal of Fluid Mechanics*, 633:115–135.

[Philippe, 2002] Philippe, P. (2002). *Etude théorique et expérimentale de la densification des milieux granulaires.* Thèse de doctorat, Université de Rennes I - Groupe Matière Condensée et Matériaux.

[Philippe et Bideau, 2002] Philippe, P. et Bideau, D. (2002). Compaction dynamics of a granular medium under vertical tapping. *Europhysics Letters*, 60(5):677–683.

[Philippe et Richard, 2008] Philippe, P. et Richard, T. (2008). Start and stop of an avalanche in a granular medium subjected to an inner water flow. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 77(4). 041306.

[Pouliquen, 1999] Pouliquen, O. (1999). Scaling laws in granular flows down rough inclined planes. *Physics of Fluids*, 11(2-3):542–548.

[Restagno *et al.*, 2002] Restagno, F., Ursini, C., Gayvallet, H. et Charlaix, E. (2002). Aging in humid granular media. *Phys. Rev. E*, 66:021304.

[Richard *et al.*, 2008] Richard, P., Valance, A., Métayer, J.-F., Sanchez, P., Crassous, J., Louge, M. et Delannay, R. (2008). Rheology of confined granular flows : Scale invariance, glass transition, and frictionweakening. *Physical Review Letters*, 101(24). 248002.

[Robinson et Friedman, 2002] Robinson, D. et Friedman, S. (2002). Observations of the effects of particle shape and particle size distribution on avalanching of granular media. *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, 311(1-2):97–110.

[Roux et Radjai, 1998] Roux, S. et Radjai, F. (1998). Texture -dependent rigid plastic behavior. *In* et al, H. J. H., éditeur : *Proceedings : Physics of Dry Granular Media*, pages 305–311. Kluwer, Dordrecht.

[Schiffer, 2005] Schiffer, P. (2005). Granular physics : A bridge to sandpile stability. *Nat Phys*, 1:21–22.

[Schlosser, 1992] Schlosser, F. (1992). *Eléments de mécanique des sols.* Presses de l'école nationale des Ponts et Chaussées (ENPC).

[Siavoshi et Kudrolli, 2005] Siavoshi, S. et Kudrolli, A. (2005). Failure of a granular step. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 71(5). 051302.

[Singh *et al.*, 2011] Singh, A. K., Agnihotri, P., Singh, N. P. et Singh, A. K. (2011). Transient and non-darcian effects on natural convection flow in a vertical channel partially filled with porous medium : Analysis with forchheimer–brinkman extended darcy model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54:1111–1120.

[Staron et Hinch, 2005] Staron, L. et Hinch, E. (2005). Study of the collapse of granular columns using two-dimensional discrete-grain simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 545:1–27.

[Staron et Radjai, 2005] Staron, L. et Radjai, F. (2005). Friction versus texture at the approach of a granular avalanche. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 72(4):1–5. 041308.

[Staron *et al.*, 2005] Staron, L., Radjai, F. et Vilotte, J. (2005). Multi-scale analysis of the stress state in a granular slope in transition to failure. *European Physical Journal E*, 18(3):311–320.

[Staron *et al.*, 2006] Staron, L., Radjai, F. et Vilotte, J. (2006). Granular microstructure and avalanche precursors. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, (7). P07014.

[Staron *et al.*, 2002] Staron, L., Vilotte, J. et Radjai (2002). Preavalanche instabilities in a granular pile. *Physical Review Letters*, 89(20):2043021–2043024.

[Taberlet *et al.*, 2003] Taberlet, N., Richard, P., Valance, A., Losert, W., Pasini, J., Jenkins, J. et Delannay, R. (2003). Superstable granular heap in a thin channel. *Physical Review Letters*, 91(26 I):2643011–2643014.

[Toiya *et al.*, 2007] Toiya, M., Hettinga, J. et Losert, W. (2007). 3d imaging of particle motion during penetrometer testing : fffrom microscopic to macroscopic soil mechanics. *Granular Matter*, 9(5):323–329.

[Vafai et Tien, 1981] Vafai, K. et Tien, C. L. (1981). Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24:195–203.

[Verettas, 2006] Verettas, I. (2006). *Microfabrique : méthodologie de conception de systèmes de production miniaturisés et modulaires, disposant d'un environnement salles blanches.* Thèse de doctorat, EPFL.

[White, 2005] White, F. (2005). *Viscous Fluid Flow.* McGraw-Hill Science.

[Zaitsev *et al.*, 2008] Zaitsev, V., Richard, P., Delannay, R., Tournat, V. et Gusev, V. (2008). Pre-avalanche structural rearrangements in the bulk of granular medium : Experimental evidence. *EPL*, 83(6).

Annexes

A Système vibratoire

A.1 Mise en évidence des vibrations

Les surfaces en contact assurant le guidage en rotation de la cellule, malgré une lubrification à la graisse, sont soumises au phénomène de stick-slip entraînant la vibration du banc d'essai. Ces vibrations, non visibles à l'oeil nu, ont cependant un effet non négligeable sur les champs de déformations de l'échantillon.
Lorsque nous cherchons a déterminer les champs de déplacements de l'échantillon lors de la rotation progressive de la cellule, la corrélation d'image nous donne un champ de déplacement global, résultat de la superposition du champ de déplacement de la cellule et du champ de déformation de l'échantillon. Le champ de déplacement de la cellule est lui même la combinaison du champ de déplacement dû au mouvement de rotation de la cellule et du champ associé au mouvement de vibration de la structure. Sachant que nous cherchons à visualiser des amplitudes de déformation d'échantillon de l'ordre du dixième de millimètre, et afin de limiter le bruit induit par une paire d'images éloignées temporellement, nous utilisons un pas de temps petit (de l'ordre de quelques centièmes de seconde). Il s'avère que, dans ces conditions, l'amplitude des vibrations est du même ordre de grandeur que l'amplitude du déplacement généré par rotation. De ce fait, le champ de déplacement total (hormis la déformation éventuelle de l'échantillon) est certes un champ de rotation mais dont le centre ne coincide pas avec le centre de rotation physique de la cellule (une illustration de la variation de position du centre instantané de rotation mesurée au cours du temps est disponible sur la figure 34). Sachant que par la suite nous souhaitons soustraire la rotation solide de la cellule, deux possibilités s'offrent à nous :

- caractériser pleinement le champ de rotation perturbé (centre de rotation du dispositif, amplitude de la rotation, amplitude de la vibration), pour le soustraire du champ global

- limiter suffisamment l'amplitude des vibrations pour considérer le champ de rotation comme non perturbé

Avant de choisir une solution nous devons répondre à la question suivante : Les perturbations sont elles vraiment dues aux vibrations de la structure ?
Pour ce faire, nous avons réaliser une étude par éléments finis dans le but d'identifier la fréquence propre de la structure. Expérimentalement, en filmant l'échantillon lors de la rotation, puis en suivant l'évolution de position du centre de rotation obtenu par corrélation d'image, nous obtenons une fréquence d'oscillation de la structure comprise

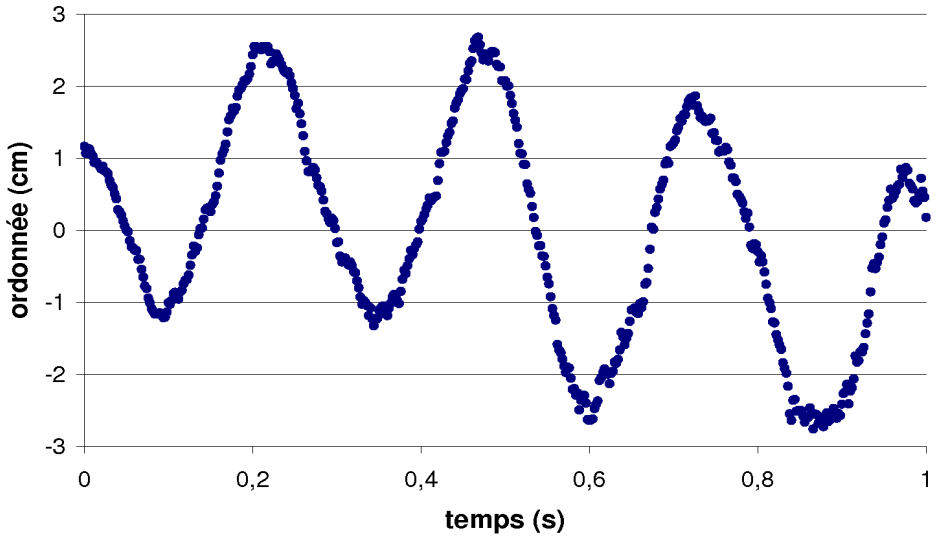


FIGURE 34 – *Variation de l'ordonnée du centre de rotation au cours du temps*

entre 3 et 5Hz. L'étude numérique nous donne un premier mode propre à 8Hz. Cette fréquence numérique est supérieure à la fréquence expérimentale, mais cela s'explique par le fait que les liaisons entre les différents profilés du chassis utilisées dans le calcul éléments finis sont plus rigides que dans la réalité, conduisant à rigidifier la structure et donc à augmenter ses fréquences propres. Par conséquent, les résultats expérimentaux sont assez bien en accord avec la modélisation par éléments finis et les perturbations observées par corrélation d'image proviennent effectivement de la seule vibration de la structure mettant hors de cause toute instabilité de l'algorithme de corrélation.

La solution retenue, la plus facile à mettre en oeuvre mais également la plus fiable, est de rigidifier la structure par l'ajout de renfort dans la partie arrière du chassis (figure 2.8).

A.2 Sensibilité d'un champ de rotation

Par une étude reprenant le paramétrage défini sur la figure 35, nous pouvons relier la nouvelle position du centre de la rotation perturbée ((r,θ) en coordonnées polaires), à l'amplitude d'un déplacement vibratoire vertical, c :

$$\begin{cases} r = \dfrac{c}{2\sin(\frac{\beta}{2})} \\ \theta = \dfrac{\beta}{2} \end{cases}$$

avec β, la rotation effectuée entre deux images. On peut alors remonter à l'amplitude des vibrations et valider l'efficacité du renfort (figure 36). Dans tous les cas, l'amplitude des vibrations est petite devant la résolution des images, en général l'échelle est de un

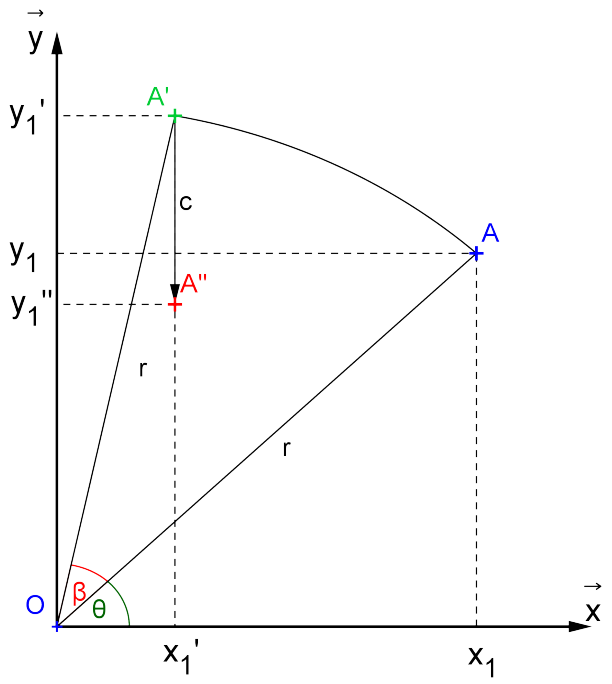


FIGURE 35 – *Paramétrage utilisé lors d'une rotation solide couplée à une vibration verticale*

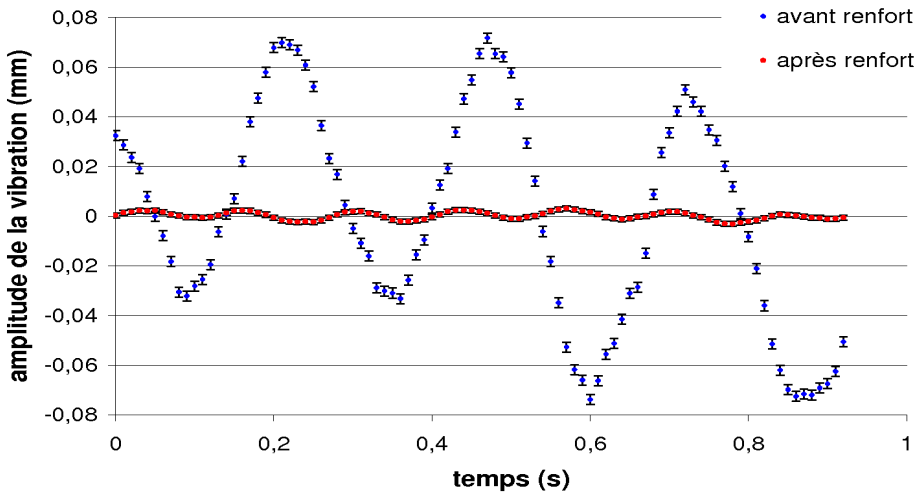


FIGURE 36 – *Amplitude des vibrations au cours du temps pour : en bleu, le chassis avant renfort, en rouge, le chassis après renfort*

pixel pour 0.2mm. La technique de corrélation d'image a une capacité de détection des mouvements subpixels, jusqu'au dixième de pixel, soit des mouvements d'un amplitude de l'ordre de 20μm ; malgré cela nous détectons encore les vibrations de la structure après renfort dont l'amplitude maximale ne dépasse pas 5μm. Comme β est petit (β=0.08° dans l'exemple des figures 34 et 36), alors pour de petites vibrations on a un grand

déplacement du centre de la rotation.

A.3 Conclusion

Les mesures expérimentales ont permis de valider l'utilité et l'efficacité des renforts. Pour exploiter les relevés expérimentaux, nous devons être en mesure de retrancher la composante du déplacement due à la rotation solide de la cellule ; c'est une des fonctionnalités ajoutées dans DPIVsoft. Nous avons vu que le champ de déplacement d'une rotation de faible amplitude est très fortement perturbé par des déplacements de faible amplitude. Nous avons vu que les perturbations sont générées uniquement par la vibration du chassis. Afin de diminuer l'amplitude de ces vibrations, des renfort ont été posés, augmentant la fréquence propre du système à 8Hz.

B Compaction du sable par secousses répétées

Comme explicité au paragraphe 2.3, l'état initial du sable est un empilement très lâche, obtenu après une séquence de fluidisation puis de diminution progressive du débit, manuellement ou par une rampe automatique avec la pompe, afin de redéposer délicatement l'échantillon. Partant de cet état, une série de secousses, générées par des coups de maillet sur la face avant de la cellule, permet de compacter progressivement le matériau et faire ainsi varier sa compacité initiale. En pratique, l'opérateur choisit la hauteur finale de l'échantillon avec laquelle il souhaite travailler puis réalise le nombre des coups de maillets nécessaire en réduisant généralement l'intensité des coups sur la fin. Pour étudier plus précisément cette compaction, une série a été réalisée avec des coups de maillet exécutés toujours manuellement mais de la façon la plus reproductible possible. Parallèlement, un suivi de la hauteur de l'échantillon est réalisé par mesure directe au réglet et par traitement d'images. La courbe correspondante est présentée sur la figure 37. Il y est observé un décalage entre les deux mesures qui peut s'interpréter simplement par un écart systématique de l'ordre du millimètre. Par ailleurs, la cinétique

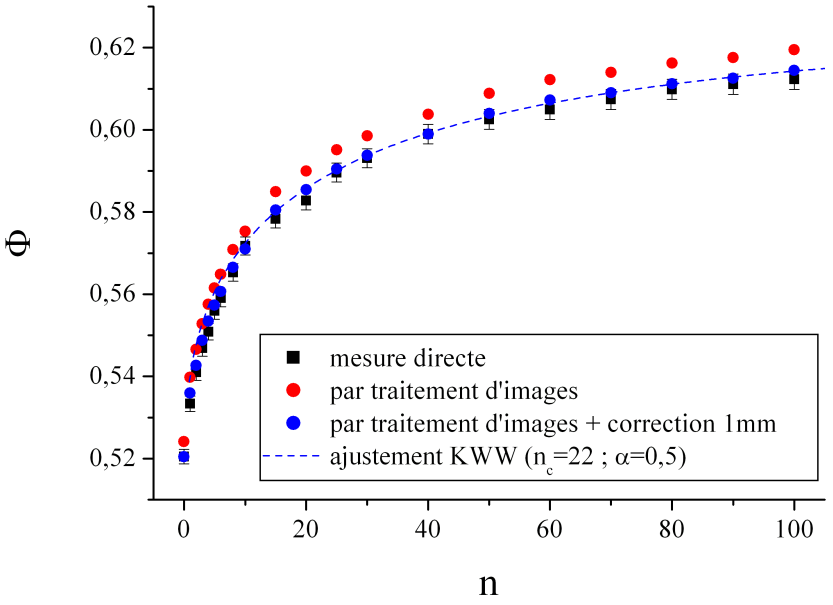


FIGURE 37 – *Courbe représentant, en fonction du nombre de coups de maillet, la compacité d'un échantillon de sable, initialement lâche, mesurée directement au réglet (■) ou par traitement d'images, avec (●) ou sans (●) correction vis à vis d'un écart systématique de 1mm. La courbe en trait discontinu représente un ajustement par une loi en exponentielle étirée de type Kohlrausch-Williams-Watts.*

de compaction reliant la compacité Φ au nombre de secousses n est très bien décrite par une loi de type Kohlrausch-Williams-Watts qui s'écrit :

$$\Phi(n) = \Phi_\infty - (\Phi(0) - \Phi_\infty) exp(-(\frac{n}{n_c})^\alpha) \tag{69}$$

Notons que ce type de cinétique lente, et plus particulièrement cette loi KWW en exponentielle étirée, est en parfait accord avec ce qui a été obtenu précédemment dans la littérature [Philippe et Bideau, 2002] où la compaction par secousses verticales, ou

taps, a fait l'objet d'une attention spécifique du fait de son analogie avec la relaxation vitreuse et le concept de jamming [Liu et Nagel, 1998].

Déstabilisation gravitaire d'un matériau granulaire immergé

La stabilité gravitaire des ouvrages hydrauliques (digues fluviales, barrage en remblai, ...) est un problème complexifié par la présence d'infiltration d'eau au sein même de l'ouvrage et de ses fondations. Le territoire national compte près de 10000 km de digues, d'où un enjeu important en terme de risque d'inondation. Les déstabilisations gravitaires observées sur les ouvrages hydrauliques se distinguent par leur brièveté et par leur faible emprise spatiale. L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier spécifiquement ces instabilités brèves et de faible déplacement cumulé le long de la pente dans le cas de matériaux granulaires saturés.

Dans un premier temps, une campagne expérimentale a été effectuée sur la base d'un protocole de chargement progressif dans lequel un échantillon de sol est lentement incliné jusqu'à obtenir une déstabilisation massive. Il en ressort une phénoménologie complexe composée d'un nombre de précurseurs d'avalanche dépendant de la fraction volumique de l'échantillon. Une forte influence de la fraction volumique du sol sur le seuil de stabilité est également mise en avant.

Une deuxième campagne expérimentale basée sur un protocole d'effondrement contrôlé, à inclinaison imposée, a été menée dans le but d'amplifier la cinématique de déstabilisation observée en chargement progressif. Mis à part les échantillons les plus denses qui produisent de simples avalanches de surface, on observe dans les autres cas un ou plusieurs événements successifs, d'allure circulaire, mobilisant des profondeurs très importantes contrairement aux avalanches de surface.. Outre l'inclinaison, on voit bien que, là encore, la fraction volumique est un paramètre clé dans le contrôle de la cinématique de déstabilisation. Des essais préliminaires laissent cependant entendre que, au-delà de la fraction volumique, c'est la microstructure qui semble être le vrai paramètre de contrôle à travers notamment la forme des grains et leur enchevêtrement.

Gravitational instability of an immersed granular material

Gravitational stability of hydraulic structures (river dykes, embankment dam,...) is a problem complicated by the presence of water infiltration within the structure and its foundations. Our country has about 10,000 km of dikes and gravitational failure is a major challenge in terms of flood risk. In hydraulic structures, these destabilizations are characterized by their brevity and their small spatial extent. The objective of this thesis is to study specifically this type of brief instabilities in the case of a saturated granular material.

A first series of experiments was carried out on the basis of a progressive loading protocol in which a soil sample is tilted slowly until a massive destabilization is triggered. It shows a phenomenology complex consisting of a number of precursory events prior final avalanching, dependent on the solid volume fraction of the sample. A strong impact of the solid volume fraction of the soil on the stability threshold is also highlighted.

A second series of experiments based on a protocol of collapse controlled at imposed slope was conducted to amplify the kinematics of destabilization observed by progressive loading. Apart from the denser samples that produce simple surface avalanches, one or more successive events are observed in other cases. Unlike surface avalanches, these events mobilize grains much deeper, in an almost semi-circular area. In addition to slope angle, solid volume fraction is once again a key parameter in controlling the kinematics of destabilization. Preliminary tests suggest, however, that, beyond solid volume fraction, microstructure appears to be the true control parameter, particularly through grain shape and texture.