



HAL
open science

Blocage et écoulement d'un milieu granulaire dense et désordonné autour d'un obstacle rigide

Pierre Cixous

► **To cite this version:**

Pierre Cixous. Blocage et écoulement d'un milieu granulaire dense et désordonné autour d'un obstacle rigide. Mécanique des solides [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2009. Français. NNT: . pastel-00622262

HAL Id: pastel-00622262

<https://pastel.hal.science/pastel-00622262>

Submitted on 12 Sep 2011

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.

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

SPÉCIALITÉ
PHYSIQUE ET MÉCANIQUE

ECOLE DOCTORALE
LA PHYSIQUE, DE LA PARTICULE À LA MATIÈRE CONDENSÉE

BLOCAGE ET ÉCOULEMENT
D'UN MILIEU GRANULAIRE
DENSE ET DÉSORDONNÉ
AUTOUR D'UN OBSTACLE RIGIDE

Pierre CIXOUS

Laboratoire PMMH, ESPCI
10, rue Vauquelin
Paris 5ème

soutenue le : 25/06/09

devant le jury composé de :

M. CHARMET Jean Claude, Directeur de thèse

M. COMBE Gaël, Examineur

Mme KOLB Evelyne, Invitée

Mme MODARESSI FARAHMAND-RAZAVI Arézou, Examinatrice

M. RADJAI Fahrang, Rapporteur

M. SALIN Dominique, Examineur

M. VANDEWALLE Nicolas, Rapporteur

Remerciements

Ce travail fut effectué au laboratoire de Physique et Mécanique des Milieux Hétérogènes de l'Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de la ville de Paris sous la direction de Madame Kolb Maître de Conférences à l'Université Pierre et Marie Curie qui n'a eu de cesse de me conseiller et de me guider dans ma recherche. Pour son encadrement (voire son acharnement) je la remercie.

Je remercie également Monsieur Charmet Professeur de l'Ecole de Physique et Chimie Industrielles qui tout au long de ce travail m'a prodigué ses conseils, et je m'excuse auprès de lui de l'avoir dérangé dans sa retraite méritée pour encadrer son dernier élève.

Je remercie l'ensemble du jury : Monsieur Salin, Professeur de l'Université Pierre et Marie Curie, qui me fit découvrir et aimer la mécanique des fluides, qui fût aussi le responsable du parcours de ma deuxième année de Master et qui enfin a bien voulu présider mon jury de thèse. Je remercie Monsieur Vandewalle Professeur de l'Université de Liège et Monsieur Radjaï Directeur de Recherche de l'Université Montpellier II qui ont accepté la tâche ingrate d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également Madame Modaresi Farahmand-Razavi Professeur à l'Ecole Centrale Paris et Monsieur Combe Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier, qui ont bien voulu être mes examinateurs et s'intéresser à mon travail.

Un grand merci va à mes nombreux collègues thésards Lénaïc Bonneau, Antoine Fourrière, Mehdi Banaha, Kevin Njifenju, Tristan Cambonie et Olivier Dron pour leur soutien, Rim Harich pour ses visites fréquentes même si ces dernières étaient sans nul doute intéressées par la présence régulière de gâteaux au chocolat dans mon bureau, ainsi que mes bruyantes mais sympathiques voisines Avin Babataheri, Naïs Coq et Catherine Marais.

Je remercie également mes ex-voisines Valérie Lepiller et Caroline Parneix pour leur sourire et encouragements permanents.

Je n'oublie pas les ingénieurs de recherche Laurent Quartier, Thierry Darnige, José Lanuza, et Patrice Jenffer pour leur aide précieuse, sans oublier l'ensemble des mécaniciens de l'atelier, Daniel Pradal, David Renard, Olivier Brouard et Guillaume Clermont qui par leur savoir-faire ont rendu possible ce travail, ainsi que Claudine Poirier, Frédrique Auger et Michèle Colineau pour leur abnégation et leur courage face à la machine administrative.

J'aimerais remercier tout spécialement Denis Vallet, concepteur de l'expérience et sans qui ce travail n'aurait pu être possible, je lui exprime toute ma gratitude et mon admiration face à sa capacité de conception et son génie inventif.

Enfin, ce travail n'aurait pu voir le jour sans le soutien inconditionnel de Perrine. Je lui dois bien plus que ces quelques lignes et lui dédie l'ensemble de ce travail.

Résumé

Ce travail expérimental porte sur les mécanismes de pénétration d'un objet rigide (intrus) au sein d'un milieu granulaire modèle, dense et désordonné dans une configuration à deux dimensions. Nous mesurons simultanément la force de traînée et le mouvement des grains autour de l'intrus fixe dans le référentiel du laboratoire. Le milieu granulaire confiné dans une cellule horizontale rectangulaire est entraîné à vitesse constante. Nous avons testé l'influence de différents paramètres de contrôle comme la fraction surfacique de grains (compacité du milieu granulaire), les rapports d'aspect de la cellule et les diamètres des obstacles cylindriques, ainsi que la vitesse de translation. Nous avons mis en évidence le rôle prépondérant de la compacité du milieu granulaire sur les niveaux de force observés et sur l'apparition d'une cavité dans le sillage de l'intrus. Nous avons attribué les fluctuations des niveaux de force observés à des mécanismes de blocage/déblocage visibles sur les champs de déplacements des grains et reliés à la compressibilité finie du milieu granulaire confiné.

Abstract

This experimental work deals with the mechanisms of penetration of a rigid object ("intruder") inside a model granular medium, in a 2 dimensional dense and disordered configuration of grains. We simultaneously measure the drag force and the motions of grains around the fixed intruder in the laboratory frame. The granular medium is confined in a rectangular horizontal cell on a plate which is led at a constant driving velocity. We have investigated the influence of different control parameters like the packing fraction of the grains (compacity of the granular medium), the cell aspect ratio and the diameters of the cylindrical intruders, as well as the plate translation velocity. We evidenced the drastic influence of the packing fraction on the observed drag force levels and on the appearance of a cavity empty of grains in the wake of the intruder. We related the measured force fluctuations to jamming/unjamming mechanisms, which are visualised by the grains displacement fields and linked to the finite compressibility of the confined granular medium.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Généralités sur les milieux granulaires	1
1.2	Travaux de référence	5
1.3	Notre travail	12
2	Dispositif expérimental	13
2.1	Montage du dispositif expérimental	13
2.2	Le milieu granulaire : grains, intrus, cellule, plateau	14
2.2.1	Les grains	14
2.2.2	L'intrus	16
2.2.3	La cellule de travail	17
2.2.4	Le plateau	19
2.3	Le dispositif de mesure : capteurs de force, caméra, acquisition des données . . .	19
2.3.1	Les capteurs de force	19
2.3.2	La caméra	21
2.3.3	L'acquisition des données	21
2.4	Les paramètres de contrôle	22
2.4.1	La distance à la paroi : d_{wall}	22
2.4.2	La fraction d'empilement : ϕ	22
2.4.3	Le confinement : D/W	22
2.4.4	Le diamètre de l'intrus : D	23
2.4.5	La vitesse : v	23
3	Protocole expérimental	24
3.1	Expériences type	24
3.1.1	Préparation du milieu granulaire	24
3.1.2	Enregistrement des forces et des images	26
3.2	Traitement de l'image	27
3.2.1	Positions et suivi des grains	27
3.2.2	Champs de déplacements moyens des grains	28

3.3	Traitement du signal de force	29
3.3.1	Signal de force moyen	31
3.3.2	Fluctuations du signal de force	31
3.4	Le sillage	33
4	Expérience type	34
4.1	Introduction	34
4.2	Dynamique de notre milieu granulaire	34
4.2.1	F : la force	35
4.2.2	ΔF : la fluctuation de la force	36
4.2.3	ΔX : la distance de (dé)chargement	37
4.2.4	Dépendance à la distance à la paroi : d_{wall}	38
4.3	Le sillage	40
4.3.1	Différents outils pour visualiser l'évolution du sillage	40
4.3.2	Evolution du sillage	41
4.4	Champs de déplacements des grains	43
4.4.1	Champs de déplacements instantanés	44
4.4.2	Champs cumulés	47
4.4.3	Zone de stagnation devant l'intrus	49
5	Dynamique du milieu granulaire	53
5.1	Paramètre v	53
5.2	Paramètre d_{wall}	55
5.2.1	Surface du sillage	55
5.2.2	Force et fluctuation de force	58
5.2.3	Distance de blocage/déblocage	59
5.2.4	Raideur	60
5.3	Paramètres ϕ et D	62
5.3.1	Forces et fluctuations de force	64
5.3.2	Distance de blocage/déblocage	68
5.3.3	Raideur	70
5.3.4	Surface du sillage	72
5.4	Confinement latéral : D/W	76
5.4.1	Premières observations	76
5.4.2	Force et fluctuation de force	78
5.4.3	Distance de blocage/déblocage	78
5.4.4	Raideur	80
5.4.5	Surface du sillage	80

5.5	Conclusion	84
6	Cinématique du milieu granulaire	85
6.1	Champs de déplacements des grains	85
6.1.1	Introduction : vue d'ensemble et rouleaux de circulation	86
6.1.2	Influence de d_{wall} et ϕ	88
6.1.3	Influence de D	94
6.1.4	Ajustement des différents profils des déplacements du milieu granulaire en zone 5.	98
6.1.5	Influence de D/W	106
6.2	Champs de déformations, de rotation et de températures	109
6.2.1	La rotation pure : mesure de Ω , la vorticité	111
6.2.2	La déformation : mesure de Γ_{max} , le glissement maximum	113
6.2.3	Champs de températures	115
6.3	Conclusion	119
7	Bilan et Perspectives	120
7.1	Couplage Dynamique/Cinématique	120
7.1.1	Chargement initial du milieu : mise sous contrainte du milieu granulaire.	120
7.1.2	Régime établi	124
7.1.3	Photoélasticité	126
7.2	Interprétation de résultats en introduisant une fraction d'empilement critique : ϕ_C	130
7.3	Pistes pour modéliser et perspectives	134
7.3.1	Modèle élastique	134
7.3.2	Modèle plastique	136
8	Conclusion	143
	Références	144
	Annexes	147
A	Caractéristiques mécaniques des grains	148
A.1	Dimensionnement des grains	148
A.2	Module d'Young, dureté, raideur	149
A.2.1	Raideur	149
A.3	Coefficient de frottement des grains	150
A.3.1	Frottement grain/verre	150
A.3.2	Frottement grain/grain	150

B	Paramètre fraction d'empilement ϕ	153
C	Paramètre confinement D/W	155
D	Paramètre diamètre de l'intrus D	156
E	Paramètre vitesse de translation de l'intrus v	157
F	Dispositif de mesure	158
F.1	Caméra	158
F.1.1	Caractéristiques techniques	158
F.1.2	Position	159
F.2	Capteurs de force	159
F.2.1	Caractéristiques techniques	159
F.2.2	Position	162
F.3	Ensemble moteur	162
F.3.1	Caractéristiques techniques	162
G	Rotation des grains	164

1 Introduction

1.1 Généralités sur les milieux granulaires

La compréhension et la modélisation des milieux granulaires denses, présents dans toutes les branches de l'industrie allant de l'agro-alimentaire au BTP en passant par l'industrie chimique et pharmaceutique, est l'un des défis de la mécanique et de la physique de notre temps.

Un milieu granulaire se définit comme une assemblée de grains, multitude d'éléments solides en interaction. On parle généralement de milieux granulaires quand la taille des grains est macroscopique contrairement aux poudres où les tailles impliquées sont plutôt micrométriques et où la cohésion entre grains joue un rôle important. On s'intéresse plus particulièrement en physique à des grains de taille millimétrique car ils constituent des systèmes macroscopiques athermiques, l'agitation thermique étant trop faible pour permettre aux grains d'explorer spontanément différentes configurations. Simplifié à l'extrême, le milieu granulaire dense est en général sec et non cohésif et l'interaction entre grains s'effectue par le biais des forces de contact normales répulsives et des forces de frottement. C'est un matériau modèle qui, de par la distribution de taille contrôlée et macroscopique des grains, est parfaitement adapté aux expériences. Malgré cette simplicité conceptuelle, la transmission des forces dans un milieu granulaire est très hétérogène à l'échelle des grains. Ceci peut être visualisé sur les photos de la figure 1.1. Dans les travaux de Miller, Geng, O'Hern, et Behringer [9, 10], des disques photoélastiques, c'est-à-dire biréfringents sous contrainte mécanique, sont placés dans une cellule de Couette entre polariseurs croisés. Les grains lumineux correspondent à ceux où le déviateur de contrainte local est le plus important. On voit alors apparaître un réseau de grains lumineux, qui correspond à des chaînes de forces. Les travaux numériques de Radjai *et al* [32] ont mis en évidence le caractère bimodal de la transmission des forces entre un réseau fort (forces au-dessus de la moyenne) et un réseau faible (forces en-dessous de la moyenne). Le réseau fort est généralement vu comme le squelette solide (correspondant aux chaînes de forces), tandis que le réseau faible, caractérisé par une relative isotropie des contraintes, est interprété comme une partie plutôt "fluide", servant à stabiliser le squelette "solide".

Mais ce réseau de chaînes de forces est très fluctuant et varie au gré des sollicitations mécaniques. Le chargement mécanique d'un milieu granulaire, comme par exemple un cisaillement initial, entraîne une orientation préférentielle des chaînes de forces à 45° de la direction de cisaillement. Cette texture initiale du milieu granulaire conduit à une anisotropisation du

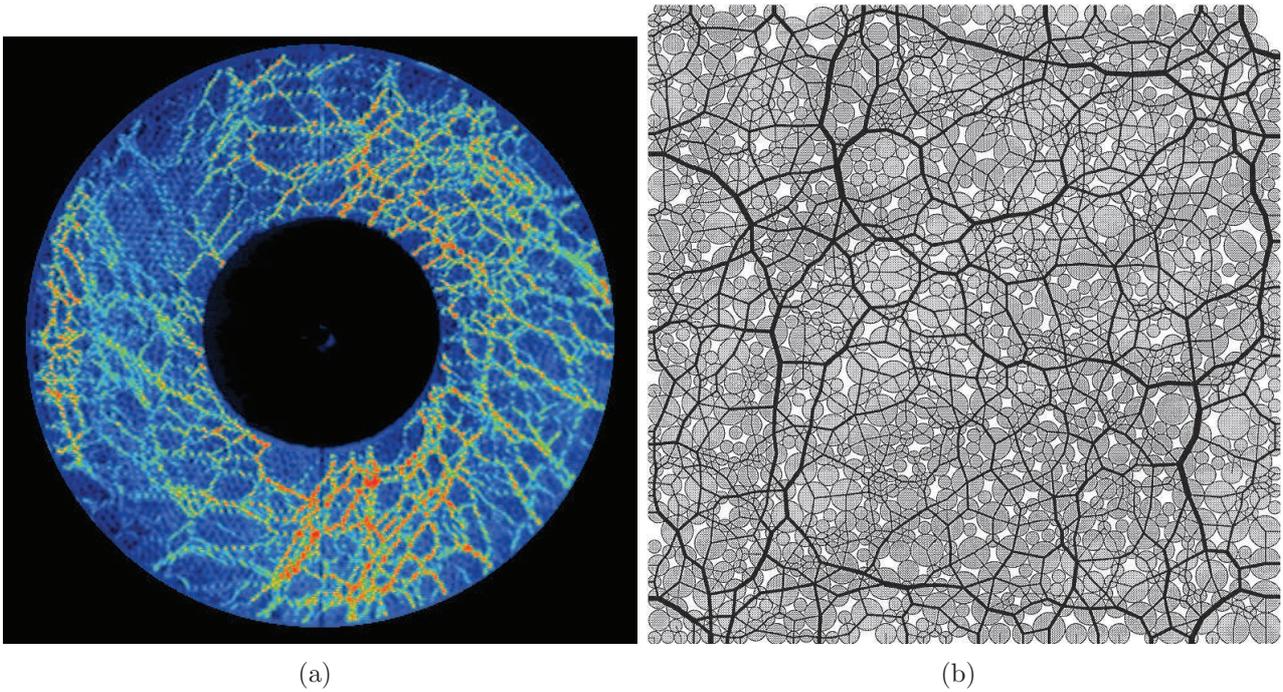


FIGURE 1.1 – La figure a correspond aux travaux expérimentaux de Miller, Geng, O’Hern, et Behringer [9, 10] qui utilisent des grains photoélastiques. La figure b correspond aux travaux numériques de Radjai *et al* [32]. Ces deux travaux mettent en évidence la transmission des efforts via des réseaux de chaînes de forces.

milieu, qui se répercute sur les propriétés mécaniques ultérieures du milieu granulaire. Ainsi la réponse du milieu aux sollicitations mécaniques est fonction de l’histoire de la préparation et du chargement. Les expériences menées conjointement par Breton, Reydellet, Serero, Clément *et al* [45, 46, 47] et Geng *et al* [43, 44] ainsi que les simulations et travaux théoriques de Atman *et al* [41, 42] et Goldenberg *et al* [40] ont mis en évidence ce phénomène de texturation et d’effet mémoire encodé dans les chaînes de forces (figure 1.2).

La dualité solide/liquide est à l’origine de nombreux comportements spécifiques des matériaux granulaires. Nous pouvons le constater en renversant sur une surface plane un volume de grains : du sable, du riz, de la farine, du sucre, des écrous Cas simple pour un fluide, ce dernier s’étalant sur la surface, cas tout aussi simple pour un solide indéformable, ce dernier voyant sa forme inchangée, mais situation complexe pour un milieu granulaire. Ainsi, celui-ci commence par s’écouler, à la manière d’un fluide (figure 1.3), avant de se figer en prenant la forme d’un ”tas”, dans ce qui n’est pas un véritable état d’équilibre. Milieu dissipatif par nature, le comportement rhéologique d’un milieu granulaire évolue suivant la quantité d’énergie injectée par les sollicitations mécaniques extérieures. Si les états solides et liquides commencent à être relativement bien décrits, en revanche, le passage d’une situation à l’autre, appelée transition de ”jamming”, et les mécanismes de réarrangements des grains qui provoquent le blocage ou bien le déblocage d’un empilement restent encore mal compris.

Cette méconnaissance pose des problèmes de nature pratique. Le contrôle du débit en sortie de trémie ou silo pour la délivrance de poudres, de granulats, de mortiers ou de suspensions

Shear induced anisotropy

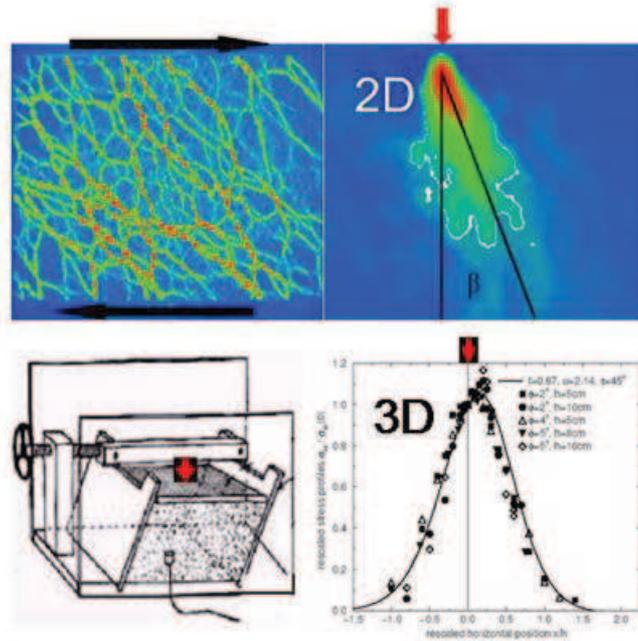


FIGURE 1.2 – Le précisaillement produit un phénomène d’anisotropie de l’orientation des chaînes de forces à l’origine d’un biais (angle β) dans la réponse moyenne d’un milieu à une force ponctuelle normale à sa surface libre (à 2D, figures du haut, à 3D, figures du bas).

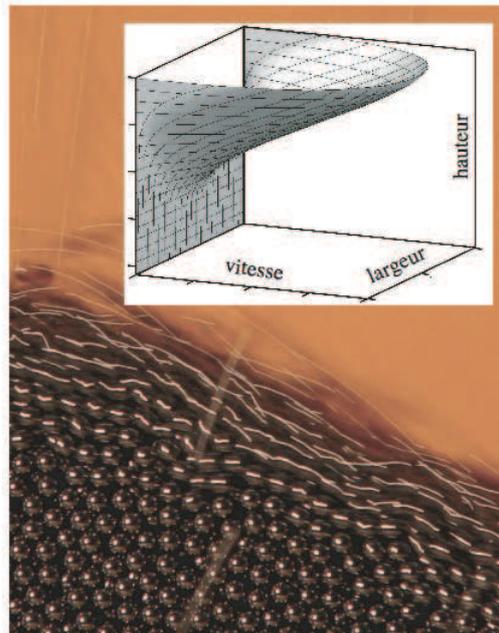


FIGURE 1.3 – Ecoulement granulaire en surface d’un ”tas”, image extraite de IUSTI, équipe GEP

denses est un problème industriel crucial. Les fluctuations de débit produites par la formation d’arches en sortie de conduites et/ou le blocage pur et simple de l’écoulement sont à l’heure actuelle mal comprises et posent de graves problèmes de prédictibilité et de reproductibilité dans un contexte industriel où les normes de production sont très strictes [31]. Les techniques pour y remédier restent empiriques, c’est pourquoi les physiciens se sont intéressés aux mécanismes

qui peuvent engendrer le blocage ou déblocage. Il existe notamment un grand nombre d'articles sur la réponse des milieux granulaires à des sollicitations mécaniques comme la vibration, conduisant à une compaction ou à une fluidisation locale du milieu granulaire suivant l'apport d'énergie [34].

D'un point de vue fondamental, l'étude des matériaux granulaires est un champ actif de la physique macroscopique actuelle à l'interface entre la physique des verres et celle des fluides complexes. La transition de jamming semble commune à un grand nombre de systèmes désordonnés athermiques ou non, et se caractérise par l'existence d'une contrainte seuil en-dessous de laquelle le système est bloqué et au-dessus de laquelle le système s'écoule. Ainsi O'Hern *et al* [25] font le lien entre différents matériaux tels les milieux granulaires, les suspensions colloïdales, les mousses, les émulsions, les verres, en les réunissant dans un même diagramme (figure 1.4). La transition de blocage correspond au passage entre la surface délimitant les états "jammed" et "unjammed". Beaucoup d'études sont effectuées au voisinage de cette transition, à la surface entre ces deux états, citons notamment celles réalisées très récemment par Lechenault *et al* [20]. Dans le cas des milieux granulaires denses, à moins d'ajouter une agitation mécanique remplaçant l'agitation thermique et permettant ainsi l'exploration de différents états, la température T ne joue aucun rôle, et seul le plan passant par $T = 0$ est visité par le système. Le blocage d'un matériau granulaire pour les fortes densités en dessous d'une contrainte seuil (dans le plan $T = 0$) serait vu comme l'analogie de l'état vitreux obtenu à faible température. Les milieux granulaire denses pourraient donc être vus comme des milieux athermiques désordonnés macroscopiques servant de modèle pour comprendre la transition de "jamming" commune à beaucoup de matériaux.

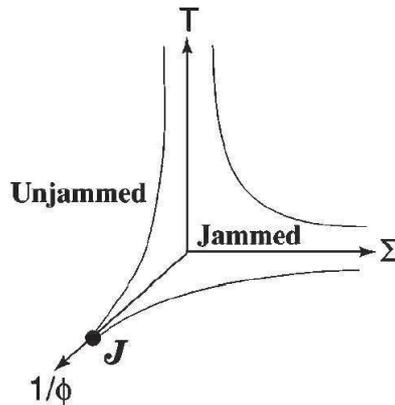


FIGURE 1.4 – Le diagramme de phase de O'Hern *et al* [25] illustre la transition entre un état "jammed" et "unjammed" pour différents milieux désordonnés en fonction de la température T de la fraction d'empilement ϕ , et de la contrainte de cisaillement Σ .

1.2 Travaux de référence

L'écoulement autour d'un obstacle est un moyen classique permettant de caractériser la rhéologie d'un fluide. Ainsi, l'adaptation de la géométrie de l'expérience de sédimentation de Stokes a-t-elle été reprise pour caractériser des milieux autrement plus complexes qu'un fluide visqueux classique. Citons par exemple le cas des travaux de Dollet *et al* [18] ou Cantat *et al* [33] pour les mousses, ainsi que ceux de Gladden *et al* [13] pour des fluides micellaires (figure 1.5).

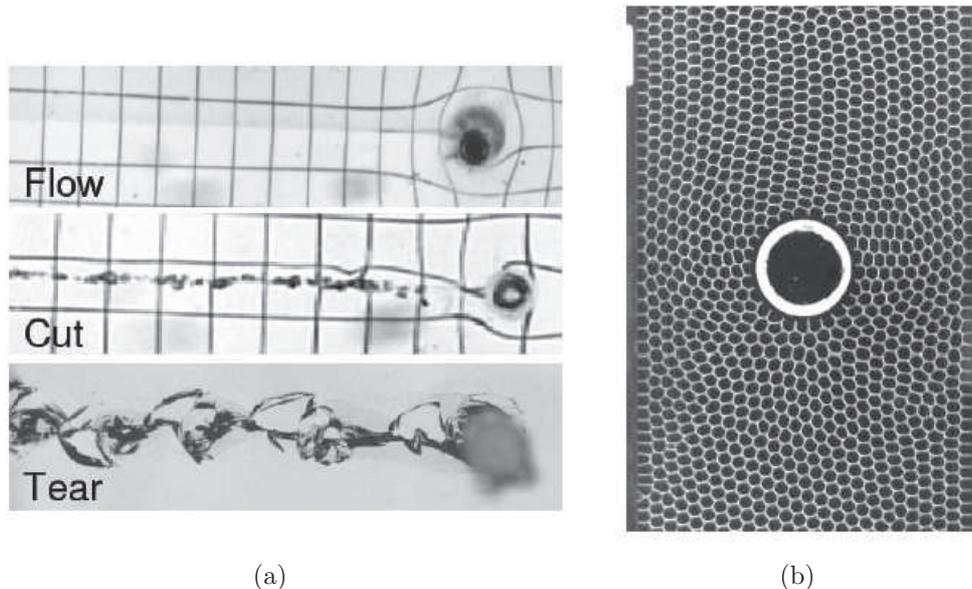


FIGURE 1.5 – La figure a correspond aux travaux expérimentaux de Gladden *et al* [13] où un intrus traverse un fluide micellaire. La figure b correspond aux travaux expérimentaux de Dollet *et al* [18] où un flux de bulles s'écoule autour d'un intrus.

Dans la même optique, un certain nombre d'expériences ont été réalisées pour des écoulements de milieux granulaires autour d'un obstacle. Dans le cas de milieux granulaires dilués, l'équivalent d'une onde de choc a été observée. Citons les travaux expérimentaux de Amarouchène *et al* [26, 27], ainsi que ceux de Heil *et al* [28], où un cône de Mach est observé. Des travaux numériques, tels ceux de Buchholtz *et al* [17] et de Wassgren *et al* [16], modélisent ce phénomène.

Dans la suite, nous allons nous intéresser au cas plus spécifique des écoulements denses. D'un point de vue expérimental, dans la communauté des physiciens, I. Albert, R. Albert, Kahng *et al.* sont à l'origine de nombreux articles sur la mesure de la force de traînée sur un obstacle immergé dans un milieu granulaire (figure 1.6). Dans leurs premiers travaux sur ce sujet [4], l'obstacle est un bâton cylindrique enfoncé à une profondeur donnée dans un récipient annulaire tournant à vitesse constante et rempli de billes de verres monodisperses. Ces auteurs observent que pour des vitesses de l'ordre du millimètre par seconde, la force moyenne de traînée est indépendante de celle-ci et semble peu dépendre du diamètre des grains. De plus, ils constatent une dépendance linéaire de la force avec le diamètre du bâton et une dépendance quadratique avec la profondeur

d’immersion de celui-ci, ce qui est compatible avec une évolution linéaire de la pression avec la profondeur. Compte tenu de la faible raideur de leur système de mesure, ils observent différents régimes de stick-slip suivant la profondeur d’immersion dans le milieu granulaire et interprètent ces intermittences par un modèle stochastique de formation et d’effondrement de chaînes de forces reliant le bâton aux parois [1, 3, 5]. Ils introduisent ainsi une raideur effective associée à une chaîne de forces. De façon à tester le blocage local, ils ont poursuivi ces expériences en attachant un petit objet à l’extrémité inférieure du bâton [2]. Différents profils d’objets ont été testés, tous ayant la même section circulaire perpendiculairement à l’écoulement moyen des grains. En retirant la contribution due au bâton, la force moyenne de traînée locale montre une dépendance quadratique en diamètre d’objet, dépendance attendue pour un objet discret à une profondeur donnée. Contrairement au cas d’un écoulement fluide, la forme plus ou moins profilée de l’objet affecte relativement peu la force de traînée. De plus, en faisant varier la longueur d’un objet de forme cylindrique, les auteurs observent que la force de traînée évolue linéairement avec cette longueur dans le sens de l’écoulement. Cet effet n’est pas dû à une augmentation de la friction sur les bords du cylindre car l’utilisation de cylindres en teflon ou en métal rugueux ne modifie pas la force. Les frottements entre grains et intrus étant, de par les différents profils, mais aussi les états de surface testés, sans conséquence sur l’écoulement. Les auteurs interprètent cette augmentation de la force par le nombre de grains plus important en contact avec l’intrus et donc une plus grande distribution des chaînes de forces sur ce dernier.

Dans une version plus proche des dispositifs de pénétrométrie, Stone *et al* [6] mesurent la force de pénétration nécessaire pour enfoncer un objet plat dans un récipient cylindrique rempli de billes de verre monodisperses (figure 1.7). Ils montrent, comme dans les articles précédents que la force ne dépend ni de la vitesse de pénétration, ni du diamètre des grains. Le point important ici est qu’ils constatent une augmentation spectaculaire de la force à l’approche de la paroi basale.

L’utilisation de grains photoélastiques par Miller, Geng, O’Hern, et Behringer a permis de visualiser les chaînes de forces présentes dans le milieu granulaire [9, 10] (figure 1.8). Les auteurs ont particulièrement étudié le cas de la géométrie annulaire bidimensionnelle, où des disques photoélastiques bidisperses constituant le milieu granulaire sont mis en mouvement par l’intermédiaire du plateau sur lequel ils reposent [10]. Ces grains vont à la rencontre d’un obstacle fixe dans le référentiel du laboratoire. Cet obstacle dont la taille est comparable à celle des grains est muni d’un capteur de force. En contrôlant la vitesse de rotation de la cellule annulaire, la fraction d’empilement des disques, et le diamètre de l’obstacle, Geng *et al* mesurent l’évolution de la force appliquée sur celui-ci. Ils visualisent également la dynamique de chargement et d’effondrement des chaînes de forces mais ne tirent pas d’informations quantitatives de l’analyse des fluctuations d’intensité lumineuse des grains photoélastiques. Pour mesurer la force de traînée, ils se servent directement du capteur de force. Contrairement à I. Albert et R. Albert *et al* [1, 2, 4, 5], une petite dépendance (logarithmique) de la force de traînée avec la vitesse est observée. Notons que dans le cas de Miller, Geng, O’Hern, et Behringer, les disques photoélastiques sont particulièrement mous et leur déformation élastique peut

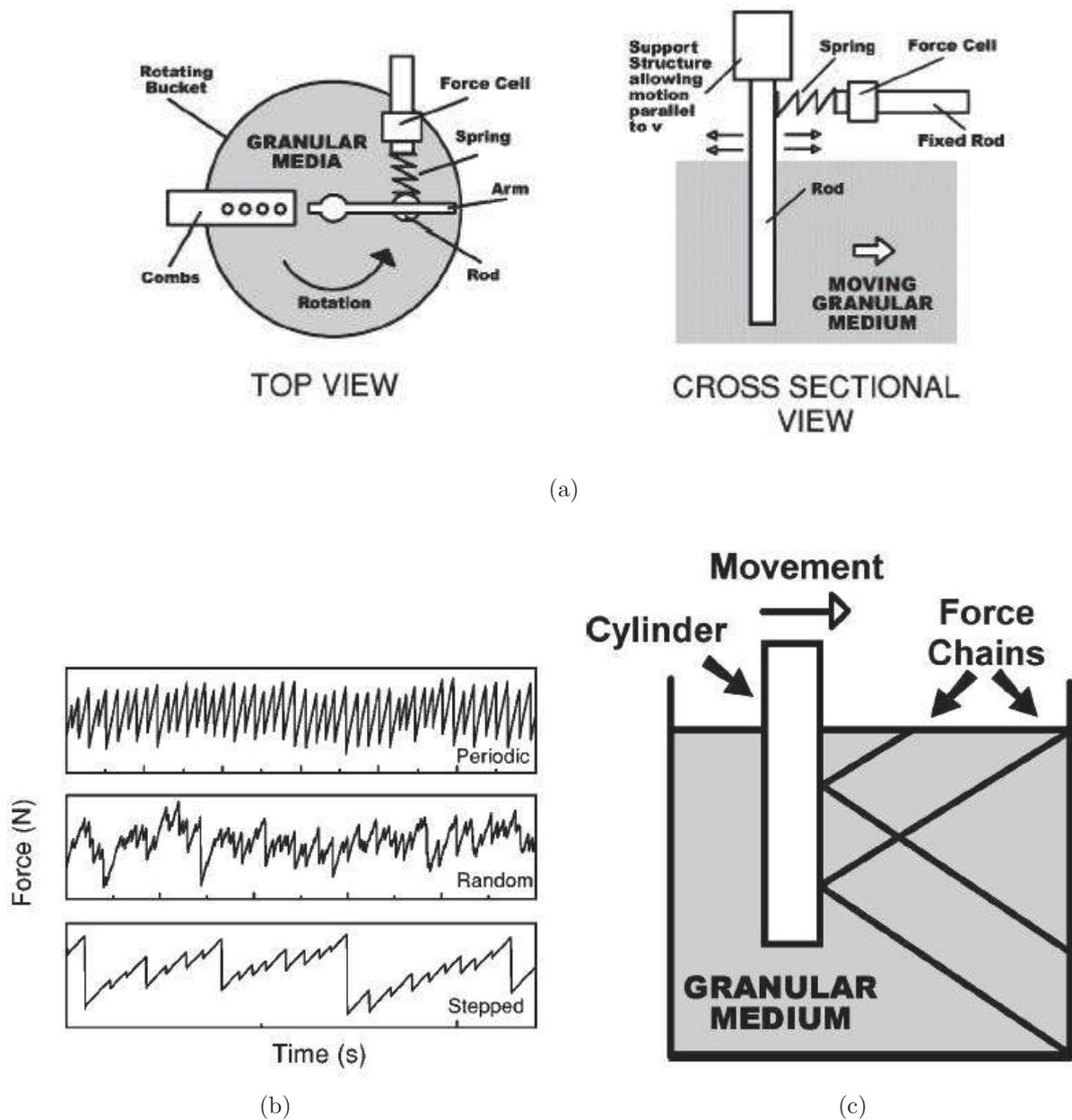


FIGURE 1.6 – La figure a illustre le montage expérimental utilisé par R. Albert, I. Albert, Kahng *et al.* La figure b illustre l'évolution de la force avec la profondeur d'enfoncement du bâton. La figure c est une esquisse de l'évolution hypothétique des chaînes de forces avec la profondeur d'enfoncement du bâton.

être importante, contrairement au cas de Stone *et al* où le capteur de force est l'élément le moins raide du dispositif. Miller, Geng, O'Hern, et Behringer observent également que la force de traînée croît plus vite que linéairement avec le diamètre de l'obstacle dans l'écoulement à deux dimensions. De très fortes fluctuations du niveau de force sont observées au-dessus d'une valeur critique de la fraction d'empilement, la force moyenne évoluant en loi de puissance avec l'écart relatif à cette compacité critique. Ces fluctuations sont attribuées à la formation et à la rupture de chaînes de forces. Les chutes de force correspondantes sont donc analysées comme des événements d'avalanches. La distribution des tailles et durées des avalanches est invariante statistiquement à condition de renormaliser ces grandeurs par leurs valeurs moyennes. Pour

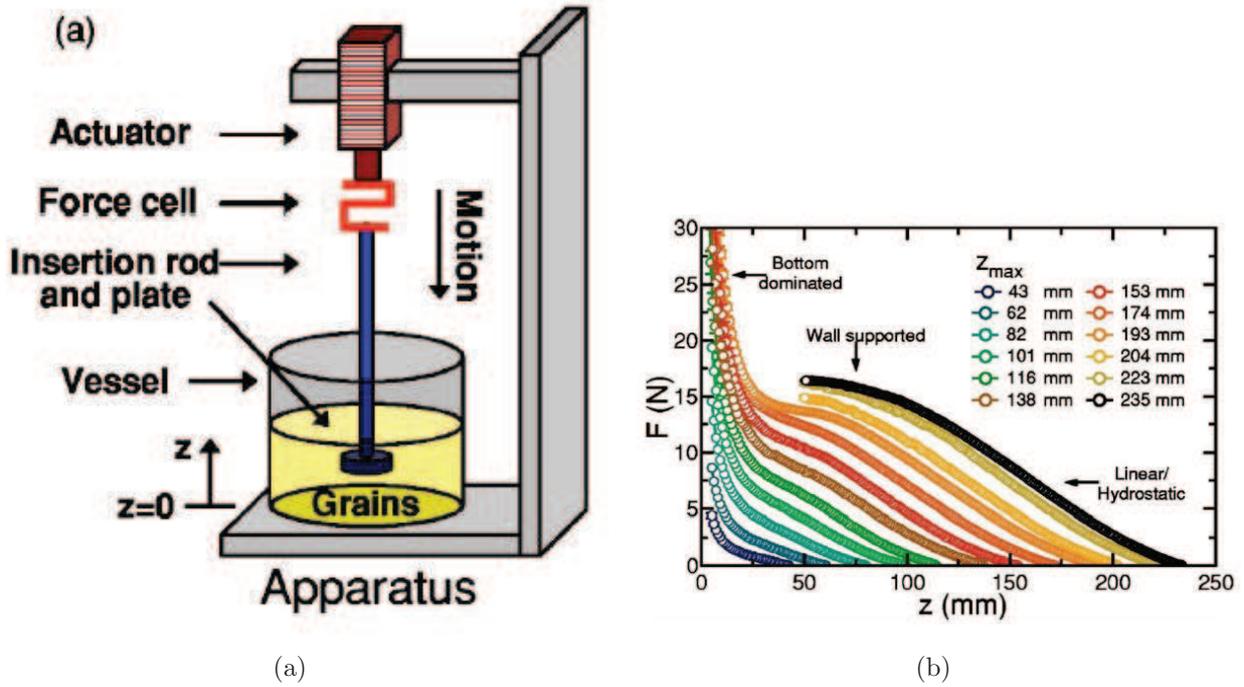


FIGURE 1.7 – La figure a illustre le montage expérimental utilisé par Stone *et al*. La figure b illustre l'évolution de la force avec la profondeur d'enfoncement de l'intrus pour différentes hauteurs de remplissages du récipient cylindrique.

interpréter leurs observations, Miller, Geng, O'Hern et Behringer adaptent le modèle de Kahng *et al* [3] en modélisant les chaînes de forces par des ressorts effectifs avec des seuils de rupture distribués suivant différentes lois. Pour expliquer l'évolution logarithmique de la force avec la vitesse, ils introduisent un mécanisme de vieillissement où le seuil de résistance de chaque ressort évolue avec le temps d'attente.

D'autres géométries et protocoles de pénétration ont été testés. Ainsi, Soller et Koehler [23, 24] sondent un milieu granulaire par l'intermédiaire d'une pale rotative contrôlée en vitesse d'avancement et en vitesse de rotation. Cette dernière progressant par paliers dans le milieu, le dispositif permet de mesurer la force de lift et le couple sur la pale dans le but d'applications industrielles de mélange. Soller *et al* observent alors de très importantes fluctuations de la force et du couple au cours de la progression de la pale.

Avec une géométrie qui rappelle davantage les expériences de pénétrométrie, Schröter *et al* [21, 22] travaillent avec un milieu granulaire à trois dimensions, fluidisé par l'eau, permettant un contrôle très précis de la fraction d'empilement. Dans ce dispositif, ils mesurent la force de pénétration d'un bâton pour des compacités comprises entre 57 % et 63 %. Un changement de comportement du milieu granulaire est alors constaté au-dessus d'une compacité de 60 % et se manifeste par un accroissement plus important de la force de pénétration et de la dilatation du lit avec la compacité.

Une autre façon de tester la résistance à la pénétration est de laisser tomber un projectile dans un récipient rempli de grains. Ces expériences ont été menées à deux dimensions par PIV

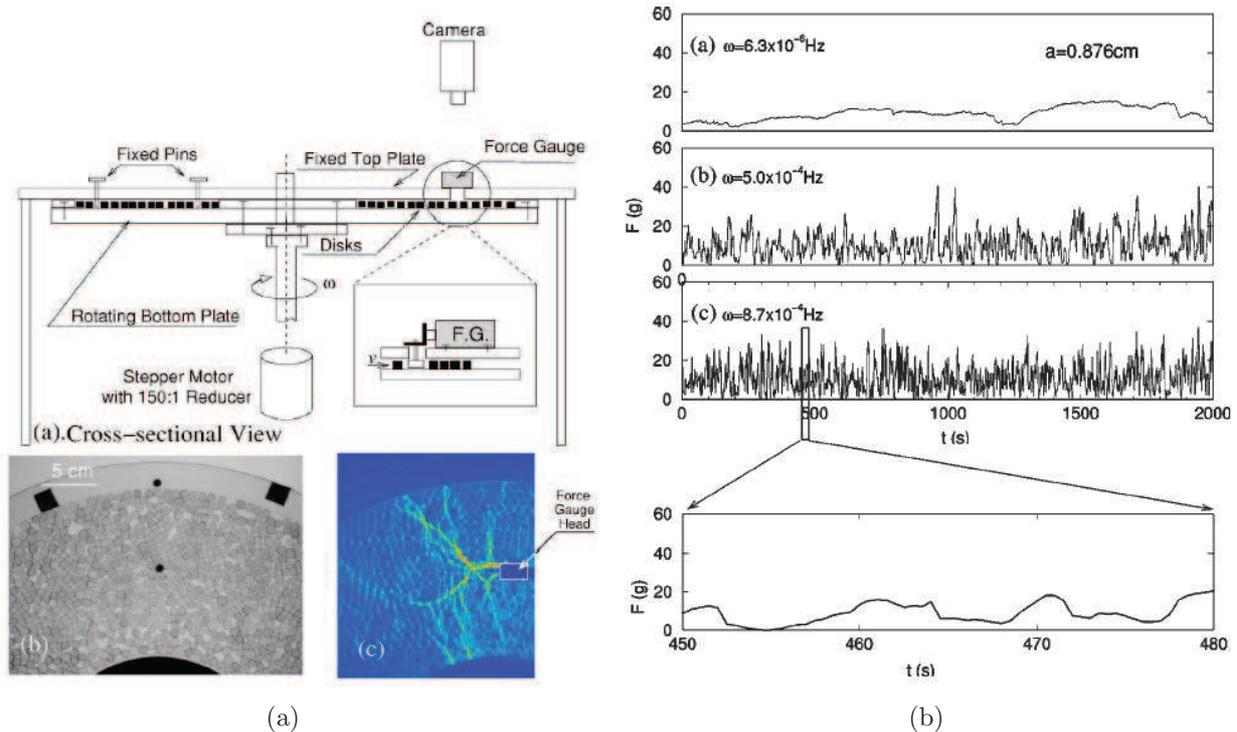


FIGURE 1.8 – La figure a illustre le montage expérimental utilisé par Geng et Behringer [10]. La figure b illustre les fluctuations de la force pour différentes vitesses de rotation de la cellule annulaire.

et également à trois dimensions par Seguin *et al* [14]. Outre la géométrie du cratère qui a fait l'objet de plusieurs études antérieures, les auteurs se sont intéressés à la profondeur maximale de pénétration de l'objet. Ils ont notamment étudié l'effet du confinement latéral dû au diamètre du récipient et le confinement "normal" lié à la paroi du fond. Ils mettent en évidence un effet des parois latérales sur une distance caractéristique de l'ordre du diamètre du projectile. En revanche l'effet de la paroi du fond ne se fait sentir que sur une distance encore plus courte.

D'autres expériences ont été menées dans le cas d'un confinement à forte pression par Zhou *et al* [11] (figure 1.9). Dans ce cas, un bâton est extrait d'un milieu granulaire légèrement poly-disperse placé dans une cellule de compression et maintenu confiné par des parois rigides. Les auteurs enregistrent la force nécessaire à cette extraction à vitesse constante, en fonction de la pression de confinement et de la taille des grains. Encore une fois, la force de traînée semble indépendante de la vitesse d'extraction. De plus, cette force évolue proportionnellement à la pression de compaction et au diamètre du bâton et croît avec la longueur du bâton et la taille des grains. Ces mêmes auteurs ont modélisé l'équivalent de cette expérience en deux dimensions par dynamique moléculaire [12] en mesurant la force de traînée sur un obstacle cylindrique dans une cellule rectangulaire. Ils retrouvent qualitativement les résultats expérimentaux en trois dimensions et montrent de plus que la force de traînée est indépendante des coefficients de frottement grains/cylindre et grains/parois. Par contre, le coefficient de frottement grains/grains et les tailles des grains interviennent dans l'amplitude de la force.

Notons que les expériences précédentes se focalisent surtout sur la dynamique du milieu

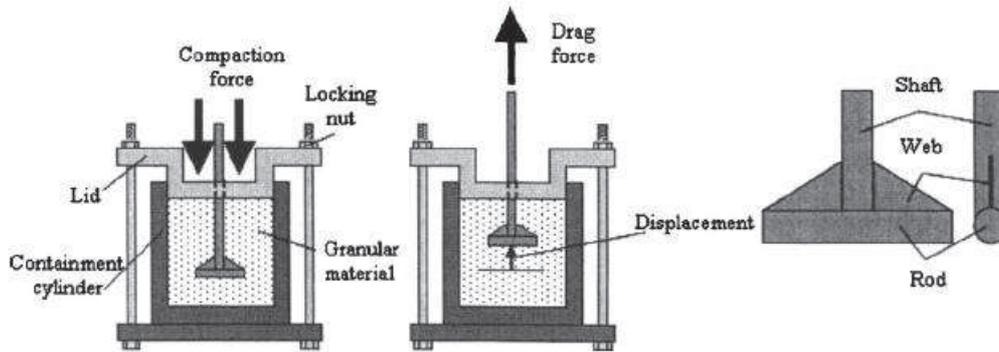


FIGURE 1.9 – La figure ci-dessus illustre l’expérience réalisée par Zhou *et al* [11, 12] dans une cellule de compression.

granulaire en relevant les niveaux de force subis par un obstacle dans un écoulement granulaire. Nous détaillons maintenant les expériences décrivant davantage la cinématique d’un tel écoulement.

Ainsi, Chehata *et al* [15] (figure 1.10) ont réalisé une série d’expériences dans une cellule de type Hele-Shaw placée verticalement et alimentée par un réservoir d’ouverture réglable, permettant de contrôler la vitesse du milieu granulaire sur plusieurs décades. Les billes de tailles millimétriques s’écoulent sous gravité entre les deux parois de la cellule. Un intrus cylindrique, fixe dans le référentiel du laboratoire est placé dans cet écoulement et est relié à un capteur de force. Chehata *et al* mesurent la force appliquée sur l’intrus et visualisent également le champ de déplacements des grains autour par une technique de PIV. Ainsi, ils observent qu’une large zone de stagnation se forme à l’avant de l’intrus, tandis qu’une cavité vide de grains apparaît à l’arrière. La longueur de cette cavité croît avec la vitesse dans la gamme au dessus de 100 mm/s. Ils mesurent une augmentation de la force moyenne appliquée sur l’intrus avec la taille de celui-ci et une indépendance de cette même force vis-à-vis de la vitesse d’écoulement. Les évolutions du coefficient de traînée avec le diamètre de l’intrus ou la taille des grains sont remises à l’échelle en fonction d’un nombre de Froude basé sur le diamètre hydraulique de la cellule. Notons que la compacité du milieu granulaire est supposée rester constante dans cette expérience.

Des expériences très précises de visualisation du champ de déplacements des grains autour d’un obstacle quasi-2D par une technique de speckle ont également été réalisées par Hamm *et al* [30] (figure 1.11). Ces expériences consistent à faire pénétrer sur toute la largeur de la cellule une plaque verticale au bout inférieur arrondi en demi-cylindre (”doigt”) dans un milieu granulaire constitué de billes de laiton de 50 microns de diamètre. L’une des parois latérales de la cellule est transparente. Le milieu est éclairé au travers de cette paroi par un faisceau laser, produisant par réflexion une figure d’interférence : un speckle. Hamm *et al* déterminent les champs de déplacements des grains à la paroi avec une résolution sub-micronique. Ils en déduisent ensuite les champs de déformations et identifient des bandes de cisaillement typiques d’un matériau

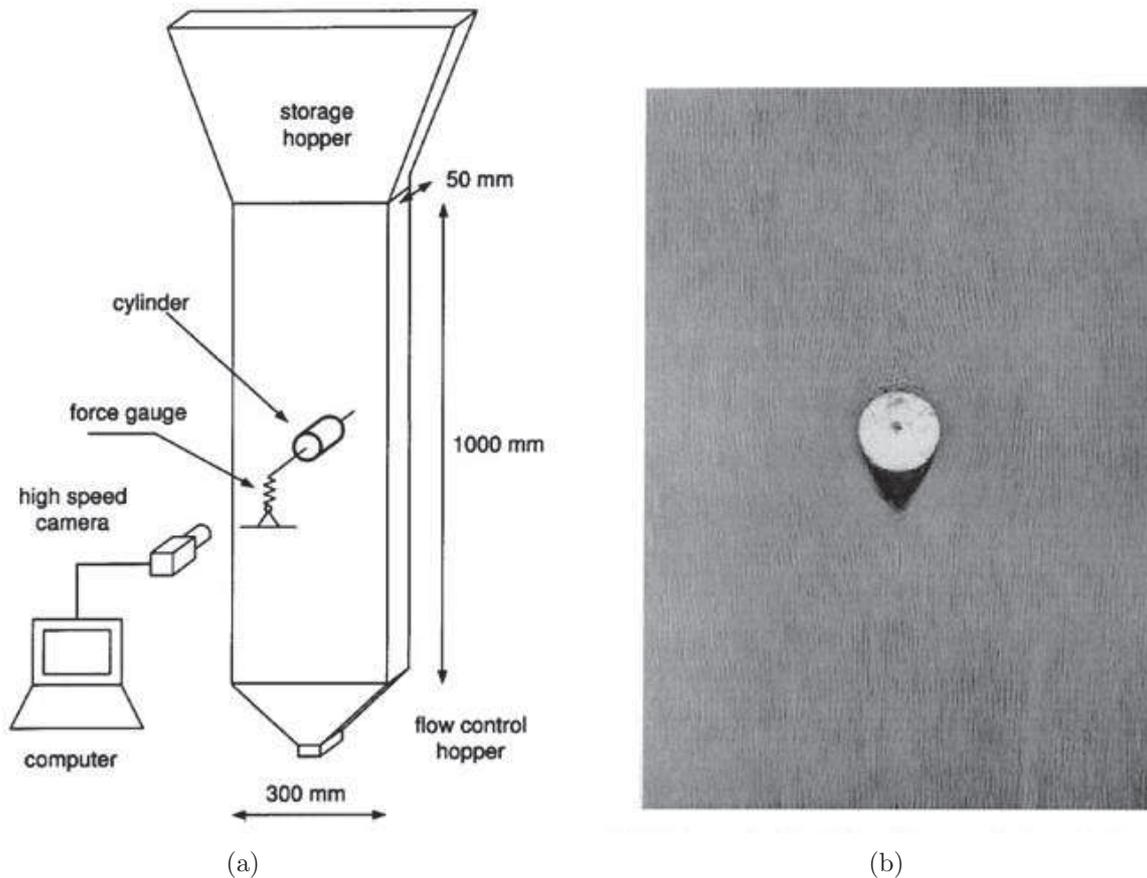


FIGURE 1.10 – La figure a illustre le montage expérimental de Chehata *et al.* La figure b est une photo de l'écoulement granulaire autour de l'intrus, prise avec un grand temps de pause.

obéissant aux lois de comportement de Mohr-Coulomb ayant une forme en "moustache" autour de l'intrus. Leurs travaux montrent que les maxima de la vorticité et du glissement maximum coïncident et que la position extrême de ces bandes se déplace par  coups par rapport à l'avancée du doigt.

A une échelle beaucoup plus large, ces expériences rappellent ce qui est observé en p n tr m trie classique. Il existe une littérature très abondante en mécanique des sols reliée à ce sujet. Différents mécanismes de rupture sont proposés en fonction de la profondeur de pénétration de la sonde ou p n tr m tre. Notons qu'il peut également être intéressant de faire le lien entre les forces de traînée mesurées en physique sur des obstacles de l'ordre de grandeur de la taille des grains et les micro-p n tr m tres utilisées en mécanique du sol ou en pédologie. De ce fait, il peut également être très instructif de mentionner les calculs de résistance limite d'un sol pour un pieu, une fondation ou les simulations faites pour des applications pratiques d'outils de perforation de sol granulaire tel ceux de Nougulier *et al.* [48].

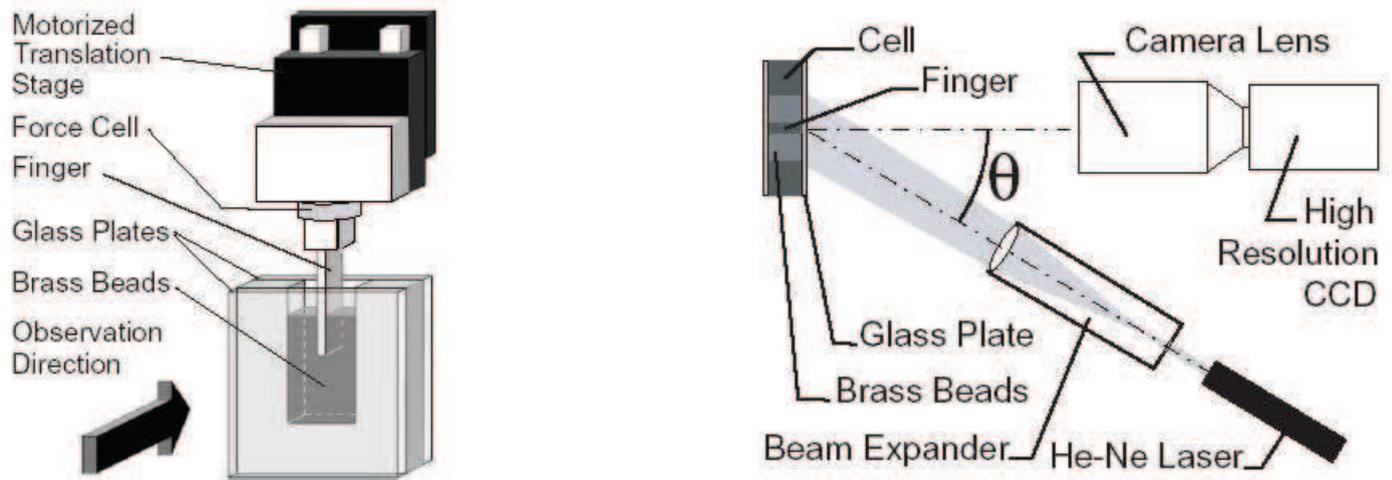


FIGURE 1.11 – La figure ci-dessus illustre l’expérience réalisée par Hamm *et al* [30].

1.3 Notre travail

Dans le travail qui suit, nous nous intéressons également à une expérience de pénétration d’un objet rigide dans un milieu granulaire qui a l’avantage d’être ”modèle”. L’originalité de notre travail est que nous couplons des mesures de force de traînée sur l’objet à des visualisations d’écoulement de grains, comme dans le cas de Chehata *et al* [15] mais pour différentes fractions d’empilement. Ainsi, nous cherchons à comprendre le couplage entre la cinématique et la dynamique d’un milieu granulaire dense et désordonné soumis à l’intrusion d’un objet solide et à caractériser les mécanismes de blocage ou d’écoulement qui se produisent au voisinage de la transition de jamming.

Pour ce faire, nous faisons le choix d’une configuration à deux dimensions sans gravité. En effet, le milieu granulaire est confiné dans une cellule rectangulaire horizontale et entraîné à vitesse constante, produisant une force de traînée sur un intrus cylindrique fixe dans le référentiel du laboratoire. Nous avons donc visualisé le mouvement des grains autour de cet intrus et mesuré simultanément la force exercée sur l’intrus lors de l’avancée du milieu granulaire.

2 Dispositif expérimental

Ce chapitre décrit le dispositif expérimental qui a été utilisé tout au long de cette thèse.

2.1 Montage du dispositif expérimental

L'expérience réalisée au cours de cette étude consiste à faire pénétrer un intrus dans un milieu granulaire bidimensionnel. Cet intrus cylindrique s'enfonce dans un milieu constitué d'un mélange bi-taille de grains cylindriques de diamètre inférieur à celui de l'intrus. Le but recherché est la mise en relation du mouvement des grains autour de l'intrus et de la force appliquée sur ce dernier par le milieu granulaire modèle environnant. Le dispositif expérimental est conçu pour fournir les positions successives de tous les grains autour de l'intrus et la force appliquée sur ce dernier aux mêmes instants.

Les grains reposent sur leur base et sont disposés sur un plateau horizontal limité par des parois rigides (figures 2.1, 2.5 et 2.6). Le plateau se déplace à une vitesse de translation constante dans le référentiel du laboratoire. Il entraîne dans son mouvement les grains placés dessus. L'intrus fixe dans le référentiel du laboratoire n'est pas en contact avec le plateau. Le mouvement relatif du plateau par rapport à l'intrus équivaut donc à celui de l'intrus dans le référentiel du plateau. L'intrus est relié au bâti via une poutre rigide transversale dont les extrémités latérales sont reliées à deux capteurs de force. L'intrus est placé sur l'axe de symétrie du plateau, l'écoulement moyen des grains autour de l'intrus est symétrique.

Le mouvement des grains autour de l'intrus est enregistré par une caméra, fixe dans le référentiel du laboratoire, placée juste au dessus de l'intrus, filmant une zone autour de celui-ci (figures 2.1 et 2.5). L'intrus est donc fixe dans le champ de vision de la caméra.

La force appliquée sur l'intrus est enregistrée grâce aux deux capteurs de force qui le relient au bâti (figures 2.1 et 2.5) et fournissent à chaque instant la composante de la force parallèle à l'axe de translation de l'intrus au sein du milieu granulaire.

La synchronisation des prises de vue et des acquisitions de la force nous permet de mettre en relation la dynamique du milieu granulaire et sa cinématique.

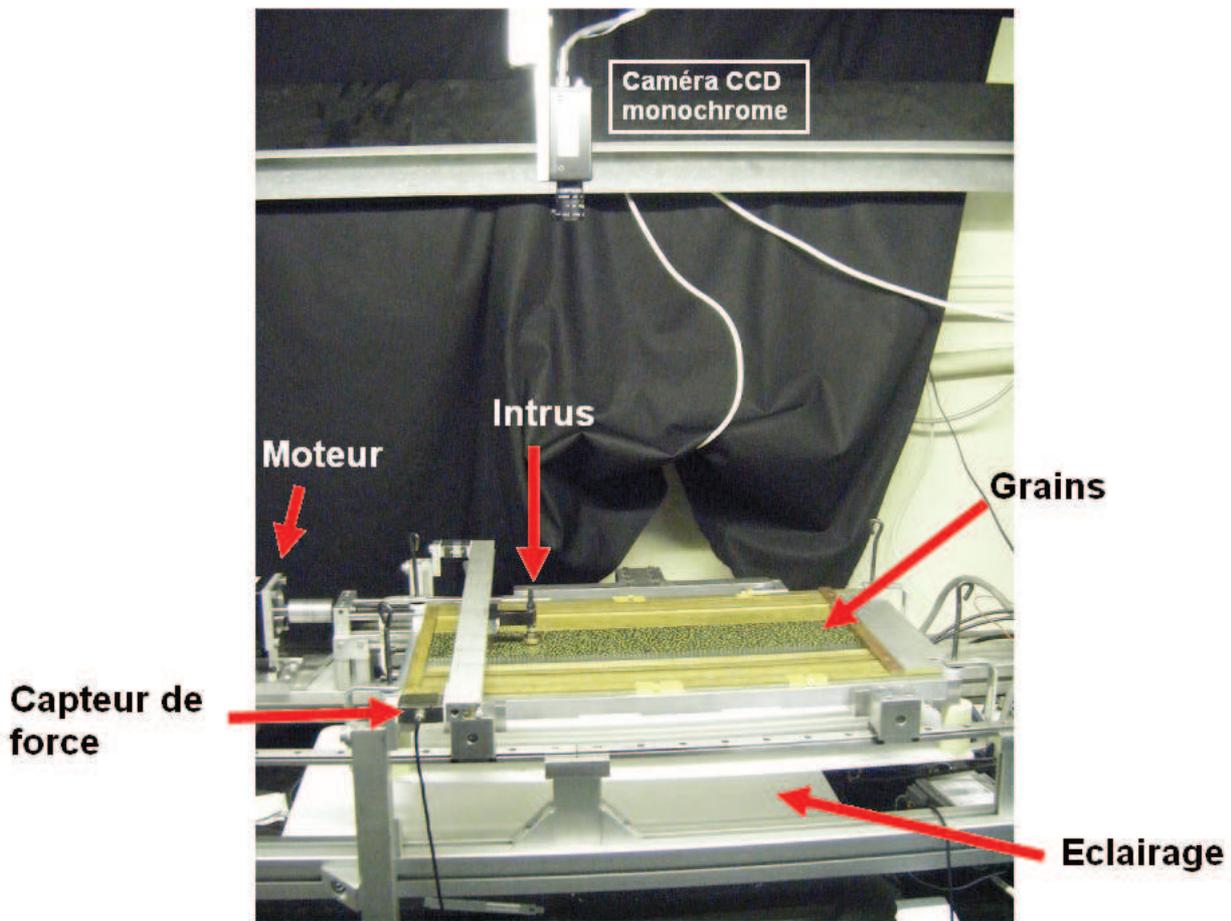


FIGURE 2.1 – Les grains cylindriques, posés sur un plateau de verre et éclairés par dessous, sont translatisés à vitesse constante. Ils vont à la rencontre de l'intrus. Ce dernier, relié au bâti par l'intermédiaire des capteurs de force, est fixe dans le référentiel du laboratoire. Les grains circulant autour de l'intrus sont filmés par une caméra fixe elle aussi dans le référentiel du laboratoire. Tout au long de l'expérience nous avons accès à leurs positions et à la force appliquée par le milieu granulaire sur l'intrus.

2.2 Le milieu granulaire : grains, intrus, cellule, plateau

La première section de ce chapitre consiste en la caractérisation de notre milieu granulaire et de nos intrus.

2.2.1 Les grains

Caractéristiques dimensionnelles

Notre milieu est constitué de grains. Toutes les expériences ont été effectuées avec le même type de grains. Ce sont des cylindres creux en laiton nickelé, tous de hauteur $3 \pm 0,07$ mm. La répartition bi-disperse que nous avons toujours utilisée (figures 2.2 et 2.4) est constituée de petits grains (de diamètre $D_p = 4 \pm 0,07$ mm, masse $m_p = 0,209 \pm 0,0002$ g) et de gros grains (de diamètre $D_g = 5 \pm 0,07$ mm, masse $m_g = 0,363 \pm 0,0002$ g). La proportion de chaque espèce, à savoir 4 gros grains pour 7 petits, a été maintenue constante pour toutes les

expériences. Cette proportion correspond à la relative égalité des masses globales de chaque espèce, leur assurant une contribution identique au frottement sur le plateau.

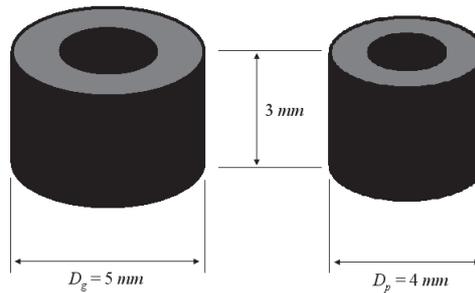


FIGURE 2.2 – Les grains utilisés au cours de nos expériences sont des entretroises cylindriques en laiton nickelé utilisées en électronique comme séparateur de cartes, de hauteur 3 mm, de diamètre 4 mm et de masse $m_p = 0,209 \pm 0,0002$ g pour les petites, de diamètre 5 mm et de masse $m_g = 0,363 \pm 0,0002$ g pour les grosses.

Notre milieu granulaire modèle est constitué de plusieurs milliers de grains. Les deux espèces sont systématiquement mélangées. Leur nombre respectif est fonction du diamètre de l'intrus (voir l'annexe Paramètre diamètre de l'intrus D) et du confinement latéral (voir l'annexe Paramètre confinement D/W).

Une très faible variation de la fraction d'empilement ϕ , rapport de la surface occupée par les grains à la surface totale qui leur est accessible, entraînant de fortes variations de comportement du milieu, il fallait trouver un moyen d'ajustement fin de ce paramètre tout en conservant le même milieu granulaire. Notre choix s'est donc porté sur un ajustement de la surface accessible en modifiant légèrement la longueur du plateau plutôt que de modifier le nombre de grains ou la proportion des deux espèces.

Enfin, le choix de prendre des grains de tailles macroscopiques a été fait pour des raisons évidentes de facilité de manipulation et de prise de vue. Notre milieu granulaire est un milieu modèle.

Caractéristiques mécaniques

Les caractéristiques mécaniques fournies par le fabricant sont détaillées dans le tableau A.3.

Caractéristique	Valeur
Densité (g/cm^3)	8.5
Résistance à la traction (MN/m^2)	450
Allongement à la rupture (%)	15
Module d'élasticité traction (MN/m^2)	1.10^5
Dureté à la bille (MN/m^2)	100

FIGURE 2.3 – Données fabricant.

La raideur d'un grain est de l'ordre de 10^7 N/m (voir l'annexe Caractéristiques mécaniques des grains). Comparée aux raideurs mille fois plus faibles mesurées dans l'empilement, ce résultat valide l'hypothèse d'indéformabilité de nos grains.

Lors de leurs mouvements, les grains, posés à plat sur le plateau de verre, frottent sur celui-ci mais aussi entre eux et sur l'intrus. Les coefficients de frottement de nos grains sont $\mu_{\text{grain}/\text{verre}}^{\text{petit}} = 0,31 \pm 0,06$, $\mu_{\text{grain}/\text{verre}}^{\text{gros}} = 0,28 \pm 0,06$, $\mu_{\text{grain}/\text{grain}} = 0,31$, $\mu_{\text{grain}/\text{intrus}} = 0,31$ (voir l'annexe Caractéristiques mécaniques des grains).

2.2.2 L'intrus

Nous appelons "intrus" l'objet immergé dans le milieu granulaire qui, dans le référentiel du plateau, le traverse, et sur lequel nous mesurons la force exercée par le milieu granulaire.

Différents paramètres permettent de caractériser notre intrus parmi lesquels sa forme, sa taille, sa raideur et la rugosité de sa surface. De tous ces paramètres nous n'avons fait évoluer que sa taille.

Les intrus ont tous été usinés au laboratoire. Tous sont cylindriques et en laiton. Nous avons travaillé avec différents diamètres D : $11,8 \pm 0,05$ mm, $16,4 \pm 0,05$ mm, $20 \pm 0,05$ mm, $25 \pm 0,05$ mm, $29,9 \pm 0,05$ mm, $39,4 \pm 0,05$ mm (figure 2.4), soit en diamètres de gros grains D_g : $2,36 \pm 0,01$, $3,28 \pm 0,01$, $4 \pm 0,01$, $5 \pm 0,01$, $5,98 \pm 0,01$, $7,88 \pm 0,01$ (voir l'annexe Caractéristiques mécaniques des grains).



FIGURE 2.4 – Les six intrus utilisés au cours de nos expériences sont plus larges que les grains constituant notre milieu modèle. Ne sont présent à l'image que cinq des six intrus utilisés. Leur taille vont de 7,88 à 2,36 diamètres de gros grain D_g , D_g mesurant 5 mm. Tous sont en laiton.

L'intrus, centré sur la largeur W du plateau, est fixé au bâti par l'intermédiaire d'une poutre et de deux capteurs de force (figure 2.5). Il est fixe dans le référentiel du laboratoire et surélevé par rapport à la surface du plateau sur lequel repose les grains. Il n'est pas en contact avec le plateau en mouvement dans ce même référentiel.

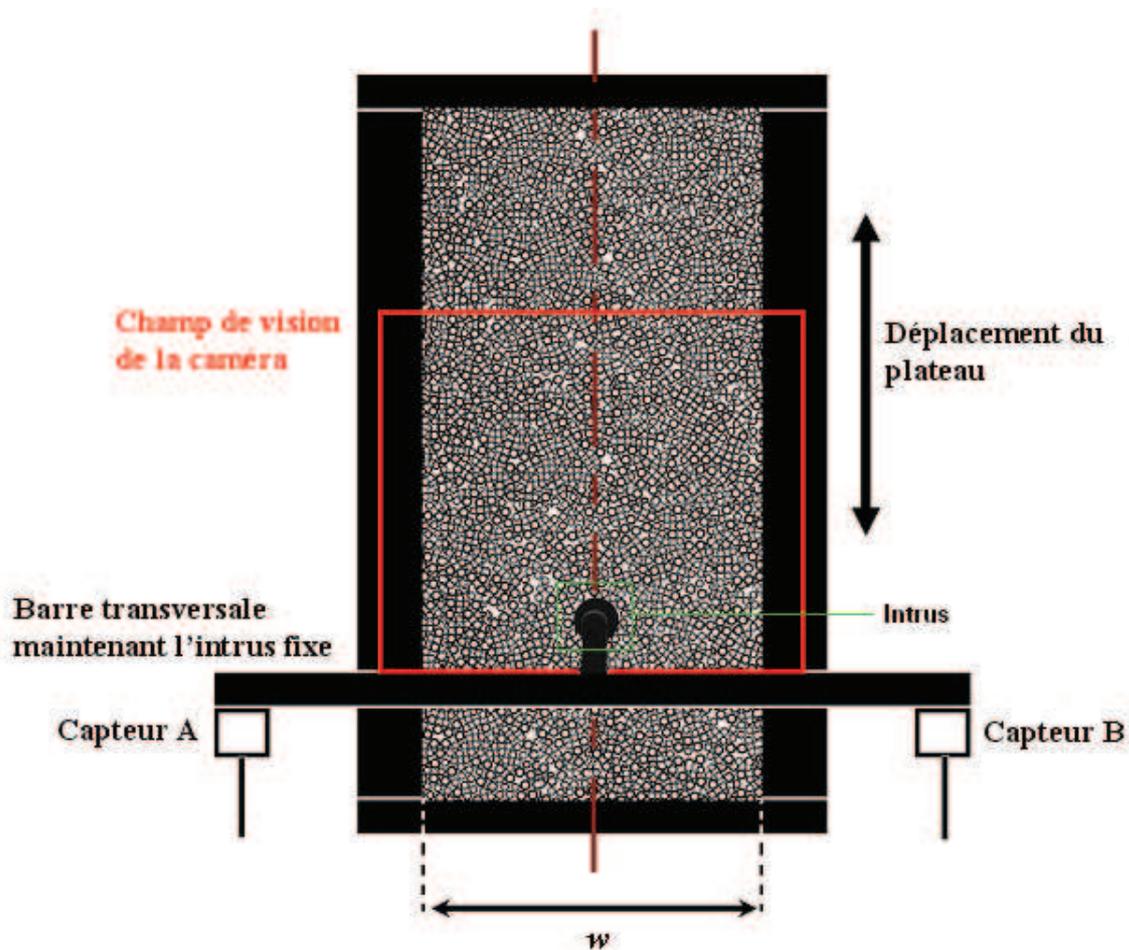


FIGURE 2.5 – Le milieu granulaire repose sur un plateau de verre qui se translate à vitesse constante. Les grains viennent à la rencontre de l'intrus qui est centré sur la largeur du plateau. L'intrus ne frotte pas contre le plateau, il est placé juste au-dessus. Il est fixé à une barre qui le relie au bâti par l'intermédiaire de deux capteurs de force qui mesurent l'effort exercé par les grains. La caméra est fixée au bâti, au dessus de l'intrus. Son champ de vision ne peut couvrir tout le milieu granulaire. La barre maintenant l'intrus en position limite aussi le champ de vision. Nous ne pouvons voir en même temps l'amont et l'aval de l'intrus, mais le plateau pouvant se tradlater dans les deux sens, nous y avons accès tour à tour.

La course du centre de l'intrus à travers le milieu granulaire démarre d'une position initiale se trouvant à 110 mm d'un bord du plateau et se termine à 110 mm du bord opposé (figure 2.6) quel que soit le jeu de paramètres utilisés au cours de l'expérience.

2.2.3 La cellule de travail

Les grains reposent sur un plateau de verre muni de quatre parois en laiton délimitant une zone rectangulaire qui leur est accessible. Cette zone accessible est la cellule de travail. Trois de ces parois sont fixes, la quatrième est ajustable en position. La paroi ajustable peut être tradlatée et fixée à l'aide de cales micrométriques de différentes épaisseurs X , modifiant ainsi la surface de la cellule de travail. C'est ainsi qu'à diamètre d'intrus donné et nombre de grains gros et petits fixé, nous faisons évoluer la fraction d'empilement ϕ . Il est aussi possible d'ajouter

aux deux parois fixes en vis-à-vis des parois escamotables plus épaisses, nous permettant ainsi de jouer sur un autre paramètre : le confinement latéral D/W , où D est le diamètre de l'intrus et W la largeur de la cellule de travail. Les dimensions maximales de la cellule sont $W = 269,5 \pm 0,5$ mm de large soit en diamètre de gros grains $W/D_g = 53,9 \pm 0,1$ et $L = 470,5 \pm 0,5$ mm de long soit en diamètre de gros grains $L/D_g = 94,1 \pm 0,1$ (figures 2.5 et 2.6).

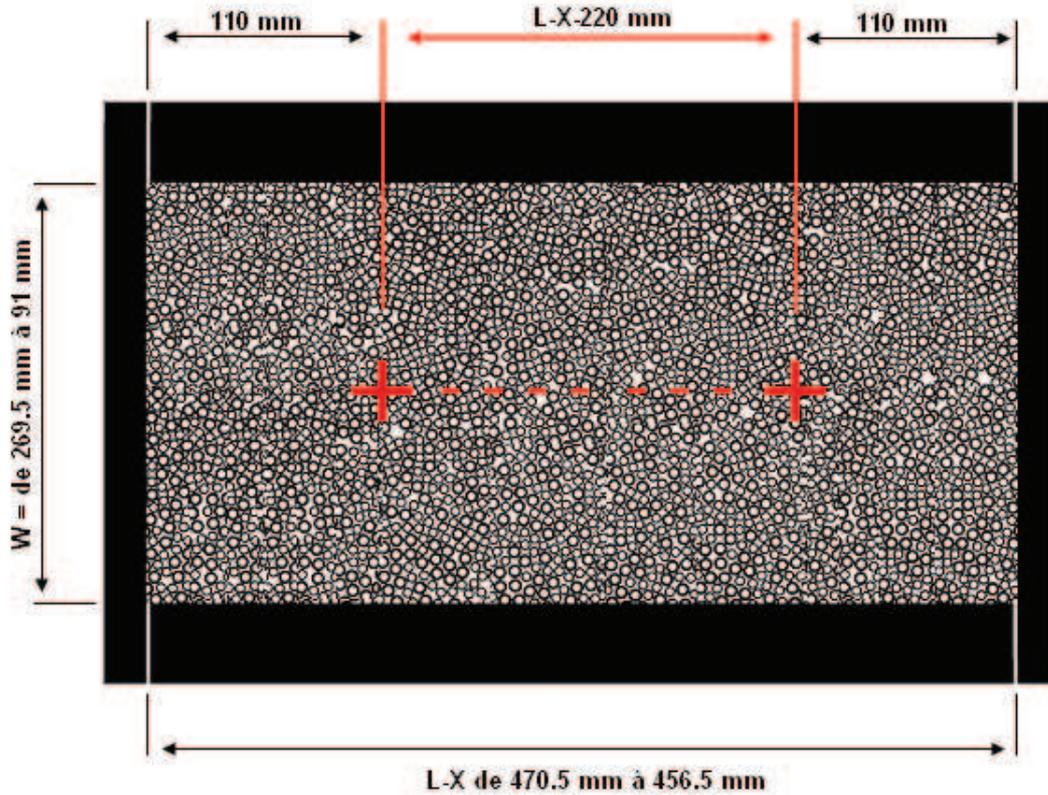


FIGURE 2.6 – La cellule de travail sur laquelle notre milieu granulaire repose est de dimension ajustable. La longueur de celle-ci est modifiable par l'utilisation d'une paroi ajustable en position. La largeur de la cellule est elle aussi ajustable. Des parois amovibles peuvent être ajoutées aux parois latérales, diminuant ainsi la largeur W de la cellule de travail. Quelles que soient les dimensions de la cellule de travail le centre de l'intrus démarre toujours sa course à 110 mm d'une des parois latérale et s'arrête toujours à 110 mm de la paroi opposée. Quelle que soit la configuration de l'expérience (diamètre D de l'intrus, fraction d'empilement ϕ , ...) en fin d'expérience l'intrus aura parcouru $L - X - 220$ mm.

La géométrie de la cellule permet d'ajuster trois paramètres très importants dans la suite de notre étude.

Le premier est la fraction d'empilement ϕ que nous définissons comme le rapport de la surface occupée par les grains sur la surface accessible, ce qui s'écrit :

$$\phi = \frac{N_p S_p + N_g S_g}{S_{cellule} - S_{intrus}}$$

où nous définissons N_p et N_g comme le nombre de petits et gros grains, S_p et S_g comme la surface occupée sur le plateau d'un petit et d'un gros grain, $S_{cellule}$ et S_{intrus} comme la surface de la cellule et de l'intrus (voir annexe Paramètre de fraction d'empilement ϕ).

Le deuxième paramètre est la distance qui sépare la paroi frontale du centre de l'intrus d_{wall} . Au cours du déplacement du plateau l'intrus se rapproche de la paroi frontale. Cette distance est donnée par $d_{wall} = L - X - 110 - d$, où L est la longueur totale maximale de la cellule de travail, X l'épaisseur de la cale maintenant la paroi ajustable fixant ainsi la fraction d'empilement ϕ désirée, 110 mm la distance de départ qui sépare le centre de l'intrus et la paroi initialement la plus proche de lui et d est la distance parcourue par l'intrus au temps t .

Le troisième paramètre est le confinement, rapport entre le diamètre D de l'intrus et la largeur W de la cellule de travail : D/W .

2.2.4 Le plateau

Le plateau de verre sur lequel reposent les grains est mis en mouvement dans le référentiel du laboratoire par l'intermédiaire d'une vis sans fin entraînée par un moteur paramétrable. Le moteur translate le plateau à vitesse v constante. Au cours de nos expériences nous avons travaillé avec trois vitesses de pénétration différentes : 100 mm/min, 10 mm/min, et 1 mm/min, soit en diamètre de gros grain par seconde : 0,333 D_g/s, 0,033 D_g/s, et 0,003 D_g/s, pour déterminer la dépendance de notre système à ce paramètre.

Comme nous l'avons indiqué ci-dessus, l'intrus est fixe dans le référentiel du laboratoire. Il est fixé au bâti par l'intermédiaire des capteurs de force et d'une poutre. Cette configuration ne nous permet pas de visualiser en même temps l'écoulement granulaire à l'amont et à l'aval de l'intrus. Le moteur peut toutefois tourner dans les deux sens. Ainsi nous pouvons "avancer" ou "reculer" le plateau dans le référentiel du laboratoire. Nous avons donc accès tour à tour à l'amont et à l'aval de l'écoulement granulaire autour de l'intrus tout en ayant à chaque instant la composante parallèle au déplacement de la force appliquée sur ce dernier (figure 2.7).

2.3 Le dispositif de mesure : capteurs de force, caméra, acquisition des données

2.3.1 Les capteurs de force

La mesure de la force appliquée sur l'intrus s'effectue par l'intermédiaire de deux capteurs de force.

Les capteurs de force à proprement parler sont constitués de deux éléments : un corps d'épreuve, qui est un solide déformable, et un conditionneur, qui contient l'électronique d'amplification du signal. Le corps d'épreuve est en contact direct avec la grandeur physique à mesurer. Le conditionneur nous fournit un signal électrique exploitable (voir l'annexe Dispositif de mesure).

Dans notre cas, les deux corps d'épreuves relient l'intrus au bâti par l'intermédiaire d'une

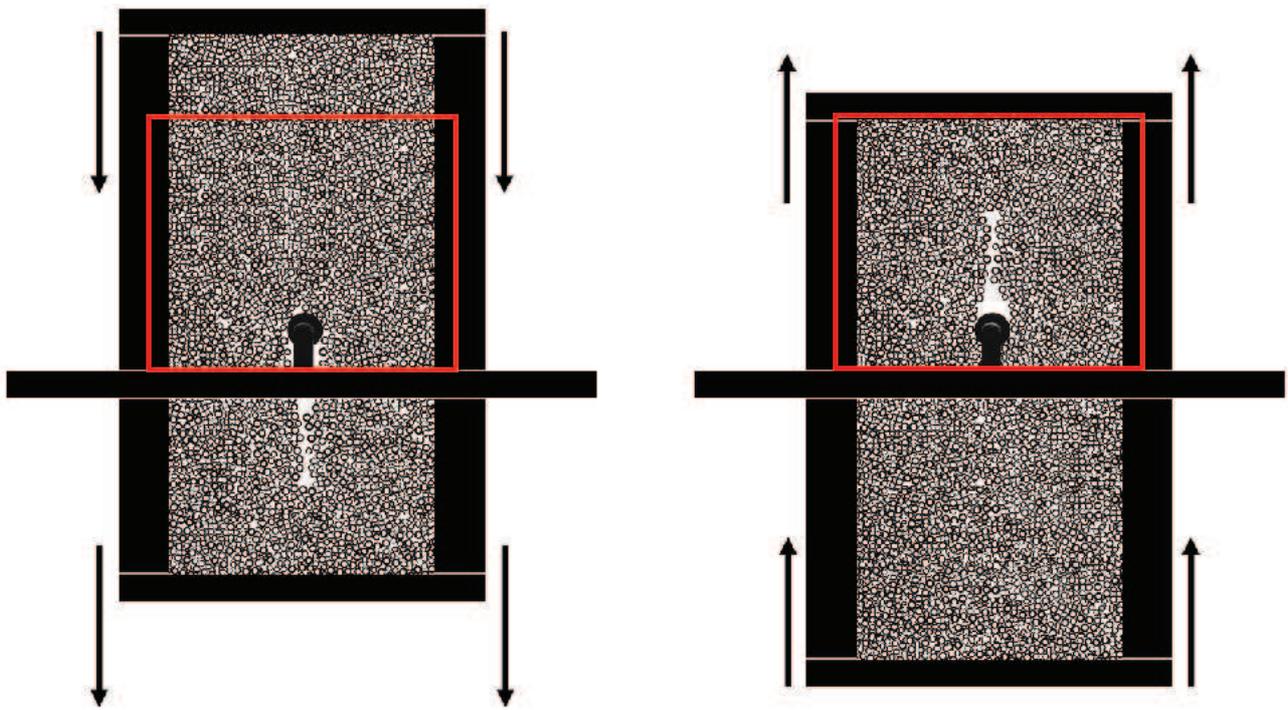


FIGURE 2.7 – Par construction nous ne pouvons avoir accès en même temps à l’amont et l’aval de l’écoulement granulaire. Le moteur translatant le plateau pouvant le faire ”avancer” et ”reculer”, il est possible de visualiser ces deux parties de l’écoulement séparément. La conséquence en est l’obligation d’effectuer chacune des expériences dans un sens puis dans l’autre. Nous avons donc accès aussi bien à la zone de pénétration qu’au sillage laissé par l’intrus.

poutre. Lorsque l’intrus s’enfonce dans le milieu granulaire, il rencontre une résistance. Cette résistance entraîne une déformation des corps d’épreuves. En mesurant cette déformation les capteurs nous donnent les projetés sur l’axe de translation du plateau des forces appliquées sur l’intrus. La force totale appliquée sur l’intrus est la somme des forces appliquées sur chacun des capteurs.

Dans notre étude, les capteurs de force travaillent aussi bien en traction qu’en compression. Cela nous donne accès aux forces appliquées sur l’intrus par le milieu granulaire que nous nous intéressons à l’écoulement granulaire en amont (les capteurs sont comprimés) ou en aval de l’intrus (les capteurs sont tendus) (figure 2.7). L’étendue de mesure des deux capteurs de force nous permet d’avoir accès aux forces appliquées sur l’intrus sans atteindre leurs limites d’utilisation (voir l’annexe Dispositif de mesure). Néanmoins, les capteurs de force étant très rigides, nous avons peu de résolution pour les faibles forces.

Nous avons étalonné les capteurs de force en traction et compression (voir l’annexe Dispositif de mesure). Tous deux ont une réponse en tension linéaire dans notre domaine d’utilisation. Comme leurs réponses ne sont pas tout à fait les mêmes, nous convertissons chacune des tensions en forces, puis nous sommes les contributions de chacun des capteurs. Nous obtenons ainsi la projection de la force totale appliquée sur l’intrus par le milieu granulaire selon l’axe de

translation du plateau par rapport à l'intrus dans le référentiel du laboratoire.

La raideur de notre système de mesure, capteurs montés sur la poutre de liaison portant l'intrus, est de l'ordre de 85000 N/m, valeur supérieure aux raideurs mesurées lors de la progression de l'intrus au sein de notre milieu granulaire.

2.3.2 La caméra

Au dessus de l'intrus, fixe dans le référentiel du laboratoire, une caméra filme l'écoulement des grains autour de celui-ci.

Les grains posés sur leur plateau de verre sont éclairés par-dessous pendant que nous les filmons par-dessus. Cette technique nous permet d'avoir une image contrastée pour une meilleure détermination de la position des grains et d'éviter les reflets métalliques nuisibles à la qualité de prise de vue lorsque le milieu est illuminé par-dessus. De plus, l'utilisation de grains cylindriques évidés en leur centre favorise, grâce à cet éclairage par dessous, la reconnaissance automatique des espèces de grains.

Nous utilisons une caméra monochrome ayant un capteur de 1600×1200 pixels (voir l'annexe Dispositif de mesure). La définition de l'image est fonction de la distance entre la caméra et le milieu granulaire. A l'exception d'une série d'expérience où nous avons volontairement reculé la caméra pour accroître le champ de vision, l'échelle est $1 \text{ mm} = 11,07 \pm 0,05$ pixels. Les grains mesurent alors $44,28 \pm 0,05$ pixels de diamètre pour les petits et $55,35 \pm 0,05$ pixels de diamètre pour les gros (voir l'annexe Dispositif de mesure).

Il n'est pas possible de filmer tout le milieu granulaire en même temps tout en ayant une définition d'image suffisante, c'est à dire permettant une étude automatisée et systématique de la position des grains par l'intermédiaire de logiciel de reconnaissance de forme. Pour nous placer dans de telles conditions il est nécessaire d'avoir plusieurs pixels de différence entre chaque espèce de grains. Ceci limite de facto notre champ de vision (figure 2.7). Nous devons nous concentrer sur une zone. Nous décidons de focaliser notre attention sur l'écoulement granulaire autour de l'intrus. Nous regardons comment le milieu granulaire s'écoule de part et d'autre de ce dernier.

2.3.3 L'acquisition des données

La gestion de l'acquisition des images et des données des capteurs de force est effectuée par le logiciel Labview. Le seul élément non contrôlé par Labview est le moteur qui translate le plateau.

La caméra et les capteurs de forces étant gérés par le même logiciel, la synchronisation entre les prises de vues et les forces est automatiquement assurée. Le facteur limitant de la fréquence d'acquisition est la caméra. Elle peut théoriquement enregistrer à une fréquence de 15 Hz ; toutefois après quelques tests il s'est avéré que 13 Hz était un maximum. Nous décidons de

travailler à une fréquence maximale de 10 Hz afin de garder une marge de sécurité et d'assurer la bonne synchronisation de nos enregistrements.

2.4 Les paramètres de contrôle

Au cours de nos expériences nous avons agi sur différentes variables capables d'influer sur le comportement du milieu granulaire. Certaines sont ajustables, d'autres sont intrinsèques à la géométrie de l'expérience.

2.4.1 La distance à la paroi : d_{wall}

Le paramètre de distance à la paroi est intrinsèque à la géométrie rectangulaire de notre expérience. Quand l'intrus s'enfonce dans le milieu granulaire, la distance à la paroi frontale que nous appellerons d_{wall} diminue. Ainsi d_{wall} varie typiquement de 360 mm à 110 mm lors d'une expérience

2.4.2 La fraction d'empilement : ϕ

La fraction d'empilement ϕ est ajustable. Nous pouvons, en déplaçant la paroi ajustable en position, modifier la taille de la cellule de travail, modifiant ainsi ϕ (voir l'annexe Paramètre fraction d'empilement ϕ), le nombre de grains restant constant pour chaque intrus. Grâce à un jeu de cales micrométriques de différentes tailles nous explorons des fractions d'empilement dans la gamme 79 % à 83 %. La littérature estime un maximum de ϕ aux alentours de 84 % pour un empilement à deux dimensions. Nous n'avons pas pu atteindre cette valeur car, à de telles fractions d'empilement, le moteur ne peut plus fournir assez de couple pour assurer la constance de la vitesse.

2.4.3 Le confinement : D/W

Le confinement, rapport entre le diamètre D de l'intrus et la largeur W de la cellule est ajustable. Des parois escamotables permettent de diminuer la largeur W de la cellule et donc d'accroître l'interaction entre l'écoulement granulaire et les parois latérales. Nous avons étudié l'influence de ce paramètre sur l'écoulement granulaire. Nous avons choisi un intrus de diamètre D et une fraction d'empilement ϕ et avons réduit la largeur de la cellule W . Pour rester à ϕ constant nous avons diminué le nombre de grains présents dans la cellule à chaque diminution de la largeur W . Nous avons exploré des valeurs de confinement allant de $0,0742 \pm 0,0003$, pour la plus large, à $0,223 \pm 0,002$, pour la plus étroite. Tout en modifiant le confinement, nous avons toujours conservé identique le rapport entre le nombre de gros et de petit grains (voir l'annexe Paramètre confinement D/W).

2.4.4 Le diamètre de l'intrus : D

Contrairement à I. Albert *et al* [1, 2], nous avons pris le parti de ne modifier ni l'état de surface, ni la forme de l'intrus, mais plutôt de faire évoluer la section avec laquelle il pénètre le milieu. Ainsi, le diamètre de l'intrus est ajustable. Tout au long de notre étude nous travaillons avec différents intrus, leurs diamètres allant de $11,8 \pm 0,05$ mm à $39,4 \pm 0,05$ mm soit en diamètre de gros grain de $2,36 \pm 0,01$ à $7,88 \pm 0,01$. Les diamètres relatifs des intrus utilisés par rapport aux tailles des grains sont supérieurs à ceux employés par Geng et Behringer [10]. Quelle que soit la valeur de D , nous restons toujours autour des mêmes valeurs de ϕ . Pour cela nous modifions le nombre de grains présents dans la cellule en fonction du diamètre de l'intrus tout en gardant constant le rapport entre le nombre de gros et petits grains (voir l'annexe Paramètre diamètre de l'intrus D).

2.4.5 La vitesse : v

La vitesse de translation de l'intrus au travers du milieu granulaire est ajustable. Le moteur délivrant un couple suffisant, nous avons travaillé à des vitesses allant de 100 mm/min à 1 mm/min soit en diamètre de gros grain par seconde de $0,333 D_g/s$ à $0,003 D_g/s$ (voir l'annexe Paramètre vitesse de translation de l'intrus v). Les vitesses que nous explorons sont inférieures à celles de Chehata *et al* [15], mais du même ordre que celles de Geng et Behringer [10], et I. Albert, R. Albert, Kahng *et al* [1, 2, 3, 4].

3 Protocole expérimental

Dans cette partie nous établissons le protocole expérimental, c'est à dire la méthodologie employée pour l'acquisition des données ainsi que les multiples traitements que les images et les signaux de forces subissent pour pouvoir être exploités.

3.1 Expériences type

Chaque expérience est réalisée 10 fois, 5 fois dans chaque sens, pour nous donner accès à l'écoulement amont et aval du milieu granulaire autour de l'intrus pour chaque jeu de variables ajustables : ϕ , D/W , D , et v . Nous établissons une statistique grâce à la répétition des réalisations.

3.1.1 Préparation du milieu granulaire

Avant chaque expérience le milieu granulaire est préparé selon un protocole que nous allons détailler.

La première étape de la préparation consiste à mélanger le milieu granulaire afin d'assurer la reproductibilité des expériences. Ainsi le passage répété de l'intrus au même endroit n'occasionne pas de modification de notre milieu car ce dernier est régénéré avant chaque expérience.

Pour mélanger le milieu granulaire nous retirons les cales micrométriques qui maintiennent la paroi ajustable en position. Nous la reculons pour laisser le maximum d'espace libre au milieu granulaire. Avec un racloir nous déplaçons les grains qui se trouvent accolés sur les 4 parois de la cellule de travail et les ramenons en son centre. Le milieu granulaire est ensuite mélangé en dessinant au cœur de celui-ci plusieurs "8" à l'aide du racloir (figure 3.1).

Une fois le milieu granulaire mélangé, nous établissons la fraction d'empilement ϕ désirée. Pour établir une fraction d'empilement à diamètre d'intrus D donné, nous modifions la longueur de la cellule de travail et donc sa surface et non le nombre de grains. La valeur de ϕ est donnée par la relation $\phi = \frac{N_g S_g + N_p S_p}{(L-X)W - S_{intrus}}$ où N_g et N_p sont les nombres de grains gros et petits, leurs valeurs sont fonction du diamètre de l'intrus (voir l'annexe Paramètre diamètre de l'intrus D), S_g et S_p sont les surfaces d'occupation sur le plateau des gros et petits grains, S_{intrus} est la surface de l'intrus, et où $L - X$ et W sont la longueur et la largeur de la cellule de travail. C'est

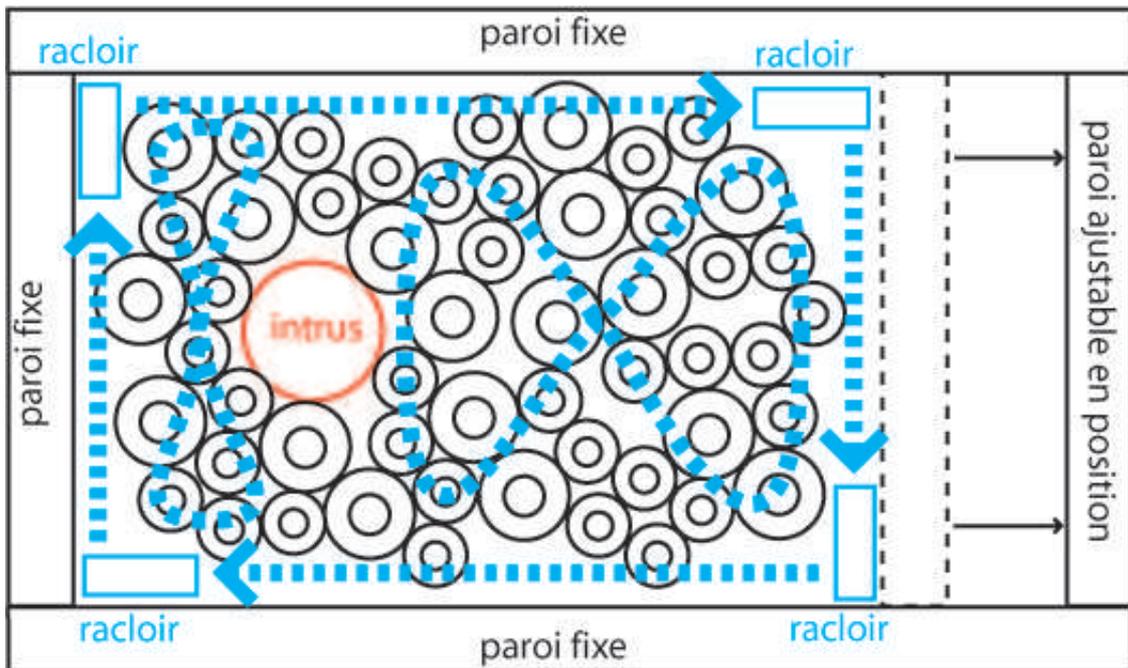


FIGURE 3.1 – Procédure de mélange du milieu granulaire.

le paramètre $L - X$, longueur de la cellule de travail, qui est modifié pour changer ϕ . Pour se faire nous plaçons la paroi ajustable en position à la distance correspondant à la fraction d'empilement ϕ voulue, puis nous la bloquons avec les cales micrométrique d'épaisseur X , le plateau étant de longueur L , la cellule de travail est de longueur $L - X$ (voir l'annexe Paramètre fraction d'empilement ϕ).

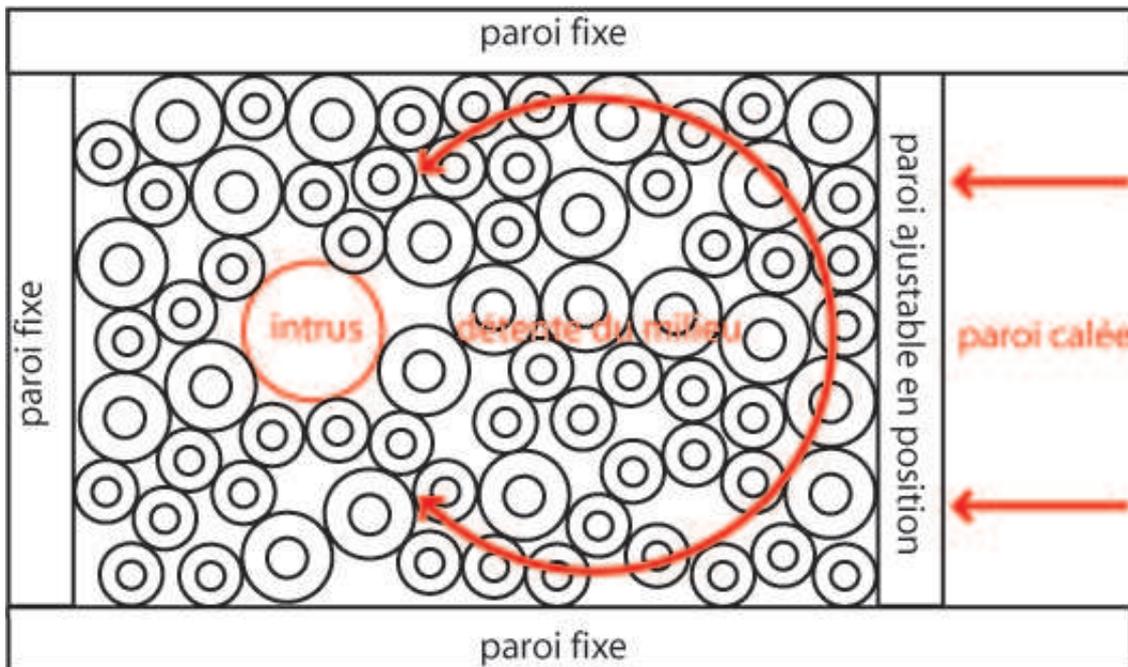


FIGURE 3.2 – Procédure de massage du milieu granulaire pour assurer son isotropie.

En remplaçant la paroi ajustable nous comprimons le milieu granulaire selon l'axe de trans-

lation du plateau. Cela va à l'encontre de l'isotropie que nous cherchons à obtenir au sein de notre milieu. Pour pallier à une quelconque anisotropie, comme le montre les travaux mené conjointement par Clément *et al*, Behringer *et al*, Atman *et al* et Goldhirsch *et al*, due à la compression du milieu lors du repositionnement de la paroi ajustable, et donc à la création de chaînes de forces dans une orientation préférentiel avant le début de notre expérience, le milieu granulaire est massé après établissement de la fraction d'empilement ϕ recherchée. Cela consiste à modifier très légèrement la position des grains pour détruire les contacts existant (figure 3.2). Les grains sont déplacés du bout des doigts par des mouvements circulaires afin de légèrement modifier leurs positions initiales. Ainsi, les chaînes de forces qui ont pu être créés lors de la mise en place de la paroi ajustable sont détruites. D'autres contacts sont créés par ce mouvement, mais en massant le milieu de manière circulaire nous ne privilégions plus une direction particulière. Il n'y a donc pas d'orientation préférentielle pouvant biaiser la réponse du milieu granulaire à la pénétration de l'intrus. D'autre part, cette préparation évite que le milieu granulaire soit précontraint. Le signal de force sur le capteur de force est nul. Le même type de préparation a été utilisée pour des grains photoélastiques. Nous voyons clairement sur la figure 3.3 a qu'aucune chaîne de forces n'est visible après "massage". Nous avons donc bien cassé toutes les chaînes de forces hypothétiquement créées lors du positionnement de la paroi mobile. Le milieu granulaire est initialement non contraint.

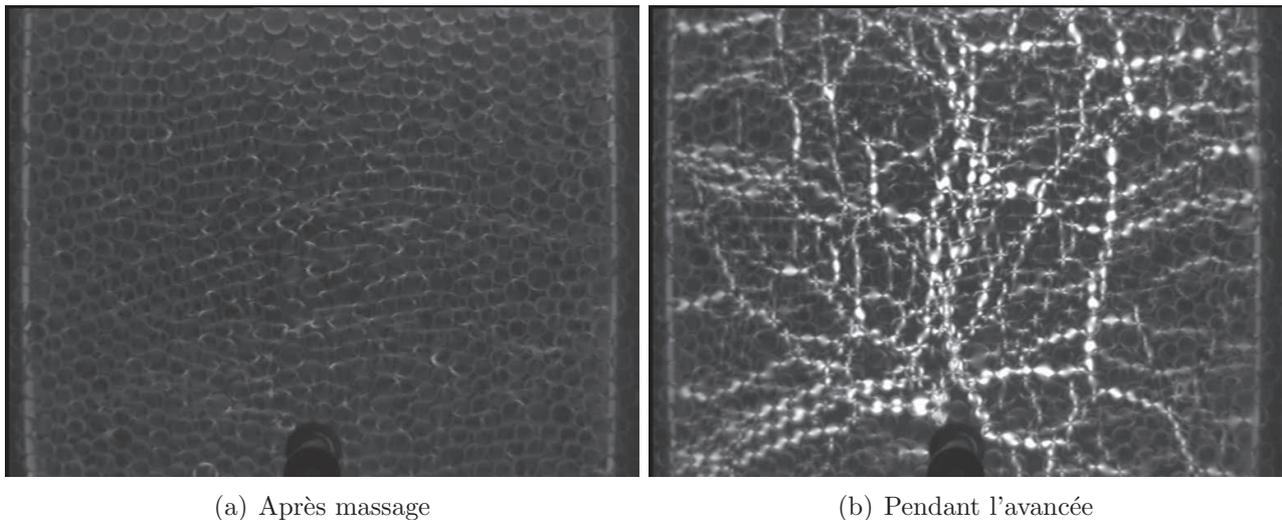


FIGURE 3.3 – Evolution des chaînes de forces au sein du milieu granulaire en employant des grains photoélastiques en lieu et place des grains en laiton : après le massage du milieu granulaire, figure a, l'intrus étant immobile, aucune chaîne de forces n'est visible. Pendant l'avancée de l'intrus, figure b, l'intrus progressant au sein du milieu granulaire, des chaînes de forces apparaissent.

3.1.2 Enregistrement des forces et des images

Une fois le milieu granulaire préparé, nous initialisons le logiciel Labview pilotant la caméra et les capteurs de force (voir l'annexe Dispositif de mesure).

Tout au long de nos expériences nous maintenons la fréquence spatiale d'acquisition des

données à six acquisitions par millimètre parcouru par l'intrus. La fréquence temporelle d'acquisition est alors fonction de la vitesse de translation de l'intrus au sein du milieu granulaire dans le référentiel du plateau. La vitesse v de ce dernier allant de 100 mm/min à 1 mm/min, la fréquence d'acquisition va de 10 Hz à 0,1 Hz (voir l'annexe Paramètre vitesse de translation de l'intrus v).

La course de l'intrus entre ses positions initiale et finale varie d'une fraction d'empilement ϕ à une autre. Nous rappelons que le centre de l'intrus démarre toujours sa course à 110mm d'un bord de la cellule et finit toujours à 110mm du bord opposé. Cette paroi est désignée par l'appellation paroi frontale. La longueur $L - X$ de la cellule variant avec la fraction d'empilement ϕ , la distance parcourue par l'intrus varie elle aussi (voir l'annexe Paramètre fraction d'empilement ϕ).

Quel que soit le jeu de paramètres utilisé, nous gardons constant le nombre d'acquisition et le fixons à 1600 prises de vues et enregistrements de niveaux de force par expérience, c'est à dire par traversée du milieu granulaire par l'intrus. Ce nombre d'acquisitions est supérieur au maximum nécessaire pour la plus grande distance à parcourir. Nous avons ainsi des photos et des enregistrements du niveau de force avant et après la mise en mouvement de l'intrus. Ceci nous permet de vérifier si une force existe initialement sur l'intrus et si la force appliquée sur ce dernier à la fin de son trajet évolue une fois l'intrus à l'arrêt.

3.2 Traitement de l'image

Le format d'encodage de la caméra est de 10 bits. Chaque image brute est donc encodée sur 2^{10} niveaux de gris à la sortie de la caméra. L'un des rares formats d'image capable de gérer plus de 2^8 niveaux de gris (en l'occurrence 2^{16} pour stocker une dynamique de 2^{10}) est le format PNG qui correspond à une compression sans perte. Cependant, la création de fichier PNG sur le disque s'effectuaient en un temps plus long que la durée entre deux images acquises. Il a donc été décidé de stocker dans un seul et même gros fichier toutes les images brutes faisant 16 bits en sortie de caméra et de reconstituer les 1600 images au format PNG a posteriori à l'aide d'un plugin sous ImageJ une fois l'expérience finie.

Cette dernière opération nécessitant un certain temps (3 à 4 secondes par photo) et de la ressource de calcul, elle est effectuée la nuit après avoir enregistré plusieurs séries d'expériences dans la journée. Les photos des expériences ne sont exploitables qu'au lendemain de leurs acquisitions.

3.2.1 Positions et suivi des grains

Les photos des expériences nous donnent accès aux positions des grains au cours de l'évolution de l'intrus dans le milieu granulaire. Grâce au logiciel de reconnaissance d'image Matrox Inspector, nous établissons la position et l'espèce (gros ou petit) de chaque grain présent

dans le champ de vision de la caméra.

Nous avons créé pour chaque espèce de grains un masque, modèle qui sert de référence au logiciel d'analyse d'image pour localiser les grains présents sur les photos des expériences. Le logiciel translate le masque sur toutes les photos d'une expérience et par corrélation sur les niveaux de gris localise les grains avec une précision de 5.10^{-2} pixel. Matrox Inspector nous fournit la position et l'espèce des grains présents à l'image. Le logiciel ne peut suivre les grains entre les différentes photos et donc établir leurs trajectoires autour de l'intrus. Nous récupérons pour chaque photo un fichier par espèce, contenant les coordonnées des grains présents, ainsi que le taux de concordance avec le masque utilisé au-dessus d'un seuil défini préalablement. Les coordonnées des gros et petits grains détectés comme tels sont donc séparées.

Après avoir déterminé sur chacune des photos la position des grains ainsi que leurs espèces, il faut pouvoir les identifier pour suivre leurs déplacements et établir leurs trajectoires. Un programme écrit par nos soins nous y donne accès. Une première partie du programme consiste à éliminer les erreurs et les doublons, en particulier les petits grains qui ont pu être détectés à la fois comme petit et gros grains. Nous nous basons sur les valeurs des seuils de concordance aux masques et sur la priorité donnée à la détection des gros grains. L'algorithme permettant l'établissement des trajectoires peut être résumé ainsi : les tableaux des coordonnées des grains de chaque espèce de 2 photos consécutives au temps t et $t - 1$ sont ouverts. Dans le cas où la photo au temps $t - 1$ est la première photo, nous attribuons à tous les grains de chaque espèce présents dans le champ de vision de la caméra au temps $t - 1$ un numéro différent. Ce numéro correspond au nom du grain. Tant que ce dernier restera dans le champ de vision de la caméra il gardera ce numéro. La position finale au temps t est sélectionnée sur 2 critères : celle qui implique le plus petit déplacement entre les 2 prises de vues ainsi qu'un déplacement dans le sens de l'écoulement. Le grain à l'instant t respectant ces deux critères est nommé à son tour et porte le même nom qu'à l'instant $t - 1$. Les fichiers correspondant à l'instant $t - 1$ sont refermés, ceux correspondant à l'instant $t + 1$ sont ouverts. Nous recommençons alors la même opération entre les instants t et $t + 1$.

De proche en proche, tous les grains du champ de vision sont nommés. Une fois nommés, les grains sont identifiables et de photo en photo leurs trajectoires sont déterminées. Nous pouvons ainsi avoir accès au champ instantané de déplacements des grains dans le champ de vision de la caméra entre deux images consécutives (figure 3.4).

3.2.2 Champs de déplacements moyens des grains

Les trajectoires de chaque grain au cours d'une expérience nous donnent accès au champ de déplacements instantanés du milieu granulaire autour de l'intrus. Nous avons donc accès aux déplacements de l'ensemble des grains à chaque instant. Cela nous permet la mise en relation des fluctuations de force et de déplacements au cours de l'avancée de l'intrus. Mais ces trajectoires nous permettent aussi d'avoir accès aux champs moyens de déplacements des grains autour de notre intrus. Une moyenne temporelle du champ instantané sur différentes expériences est

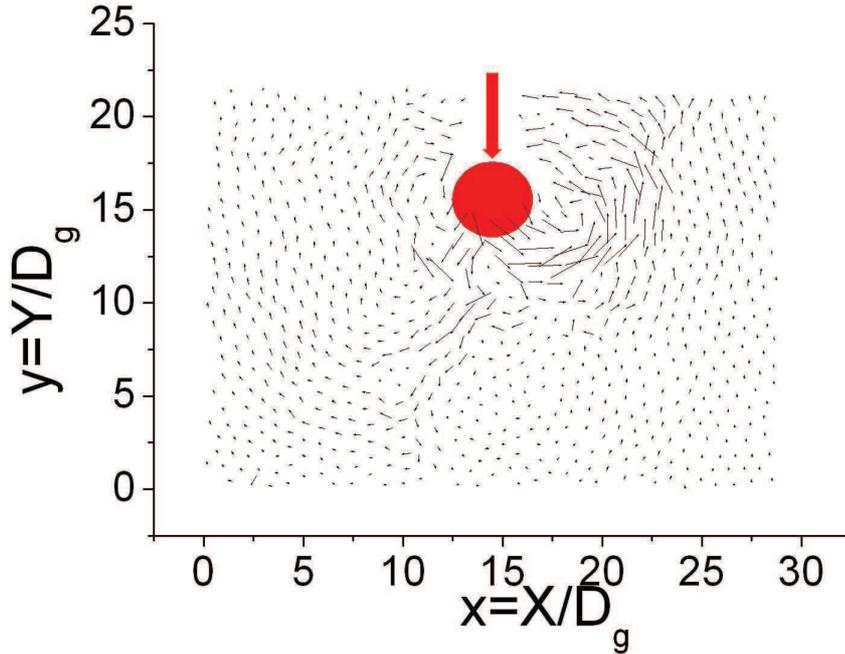


FIGURE 3.4 – Champ de déplacements instantané déduit de l’analyse de 2 images consécutives dans le référentiel du plateau.

effectuée. Pour ce faire, connaissant la position du centre de l’intrus, nous maillons le champ de vision de la caméra autour de ce dernier en cellules carrées de $1,2D_g$ de côté, où D_g est le diamètre d’un gros grain. Nous effectuons une moyenne temporelle de l’écoulement dans chacune de ces mailles tout au long de la progression de l’intrus au sein du milieu granulaire dans le référentiel du plateau. Puis nous moyennons encore une fois ce champ de déplacements sur les cinq expériences correspondant aux mêmes jeux de paramètres ϕ , D/W , D , et v et au même sens de translation de l’intrus au sein du milieu granulaire et en aval de ce dernier. L’intérêt de notre méthode est que nous avons accès à la trajectoire de chaque grain, à la différence de Chehata *et al* [15] qui utilise une technique de PIV classique.

3.3 Traitement du signal de force

Quand Labview recopie sur le disque dur les images relatives à une expérience, il recopie aussi le fichier texte qui contient l’évolution de la tension aux bornes des deux capteurs de force pour la même expérience. Ces tensions sont liées linéairement aux forces appliquées sur l’intrus par le milieu granulaire. Chacun des capteurs ayant été étalonné en compression et en traction, nous possédons pour chaque observation, que ce soit en amont ou en aval, la loi de conversion voltage/force propre à chaque capteur. Un programme ultérieur convertit les tensions en forces appliquées sur l’intrus.

Nous disposons toujours des images et des valeurs de forces avant et après la mise en mouvement de l’intrus dans le référentiel du plateau. Nous pouvons ainsi mesurer : l’évolution

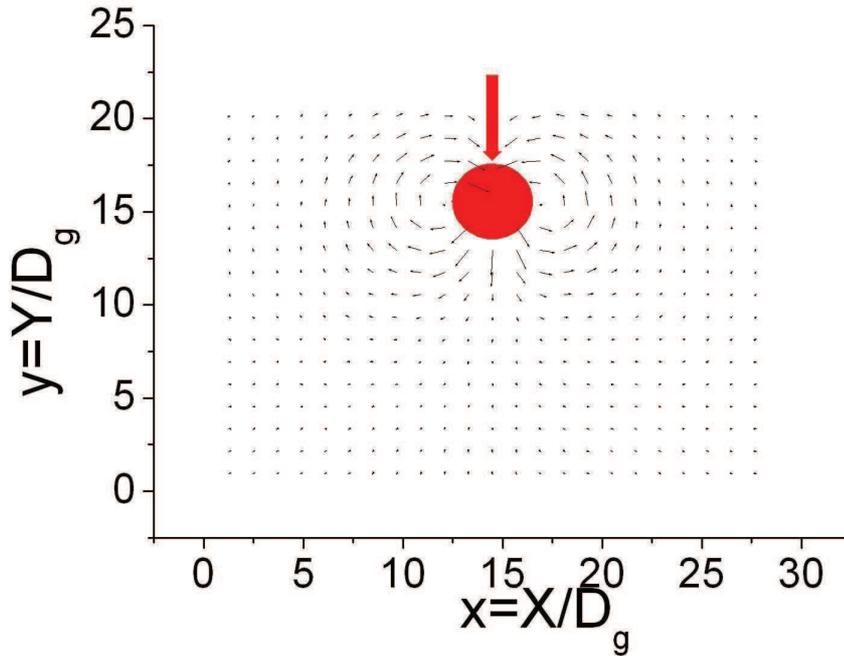


FIGURE 3.5 – En maillant le champ de vision de la caméra par des cellules carrées de $1.2D_g$ de côté centré sur l'intrus, nous pouvons calculer et visualiser le champ d'écoulement moyen des grains autour de ce dernier entre 2 acquisitions. Le champ ci-dessus est obtenu dans le référentiel du plateau en faisant une moyenne temporelle de l'écoulement tout au long de l'avancée de l'intrus dans le milieu pour 5 expériences consécutives, dans le même sens, à paramètres de contrôles donnés. L'intrus est matérialisé par la zone circulaire. La poutre reliant la barre à l'intrus est elle-aussi visible. L'abscisse et l'ordonnée sont en diamètre de gros grain, D_g . Pour des raisons de représentation le champ de déplacements est amplifié cinquante fois.

des fluctuations de la force autour du zéro avant le déplacement de l'intrus dans le référentiel du plateau après de nombreuses utilisations, l'évolution de la force au cours de l'enfoncement de l'intrus dans le milieu et la relaxation du milieu après que l'intrus s'est arrêté de progresser dans le milieu (figure 3.6).

Nous verrons ultérieurement que la force, au cours de la progression de l'intrus dans le milieu granulaire, croît à l'approche de la paroi frontale. Le niveau moyen de la force est fonction de la distance qui sépare cette dernière de l'intrus. De plus, nous constatons aussi que la force ne progresse pas de manière continue lors de l'avancée de l'intrus. L'augmentation du niveau moyen de la force semble s'effectuer par le biais des très nombreuses fluctuations que l'on attribue aux blocages et déblocages successifs de l'écoulement granulaire. L'amplitude de ces fluctuations croît avec l'augmentation globale du niveau de force. Il semble donc y avoir un couplage entre la force et les fluctuations de cette dernière.

Cette structure du signal de force nous amène à l'étudier de deux manières différentes, l'une consistant à considérer, pour chaque jeu de paramètres, une valeur de force moyenne, l'autre se focalisant sur les fluctuations autour de cette moyenne.

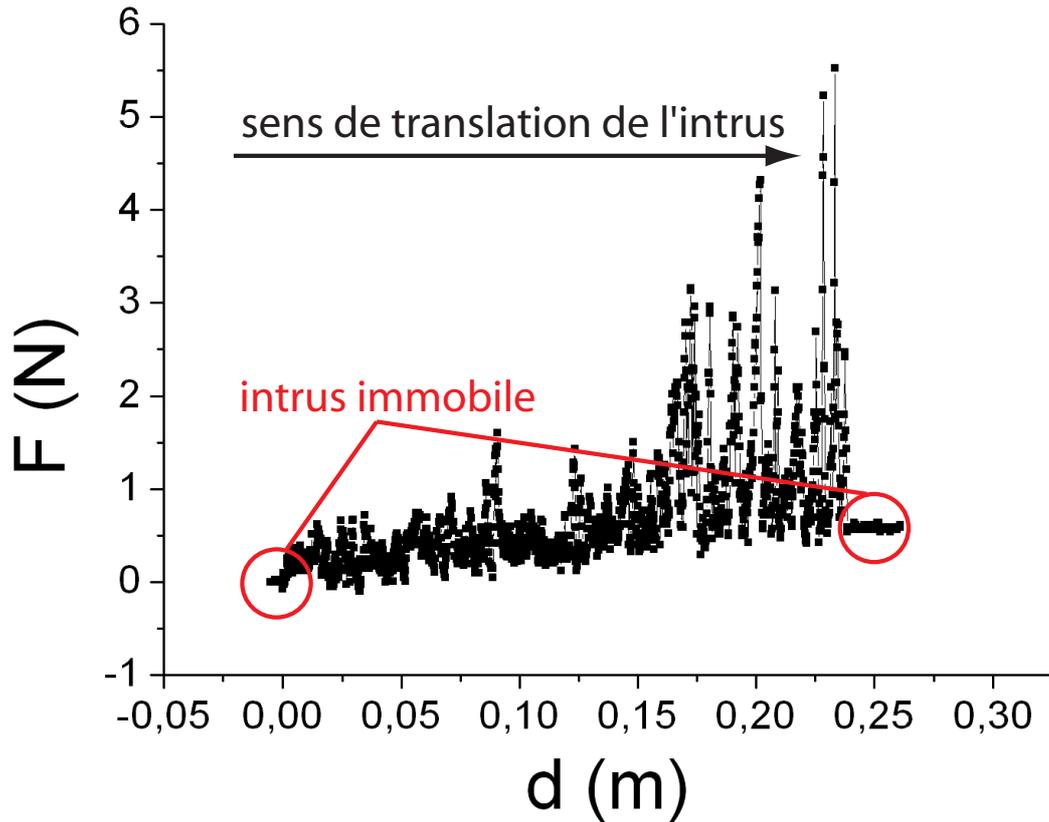


FIGURE 3.6 – Evolution typique de la force : la force appliquée sur l'intrus, initialement nulle, reste à cette valeur tant que l'intrus est immobile. Quand ce dernier s'enfonce dans le milieu granulaire la force commence à croître. Elle augmente très vite à l'approche de la paroi frontale. Cette augmentation du niveau de force coïncide avec l'apparition de fortes fluctuations. Quand l'intrus s'immobilise la force chute mais ne retombe pas à son niveau initial. Il faut noter que, bien qu'à l'arrêt, le moteur, asservi en vitesse et position, empêche tout mouvement du plateau une fois la position finale atteinte, même si le milieu granulaire appuie toujours sur l'intrus.

3.3.1 Signal de force moyen

Sur une zone de parcours ajustable, nous calculons la force moyenne et l'écart-type associé issus d'une moyenne temporelle effectuée sur l'ensemble des dix expériences correspondant aux mêmes jeux de paramètres ajustables (cinq allers et cinq retours).

3.3.2 Fluctuations du signal de force

En plus du signal de force moyen, nous nous intéressons à ses fluctuations. Pour ce faire, le programme qui convertit le signal de tensions des capteurs en force, localise également tous les extrema locaux des fluctuations (figure 3.7). Nous ne conservons ensuite que les extrema au-dessus d'un seuil définissant le bruit ΔF^* . Par exemple, si nous détectons un minimum de force F_{min1} , nous cherchons parmi les extrema locaux le premier maximum de force F_{max1} qui suit, vérifiant $(F_{max1} - F_{min1}) > \Delta F^*$ et nous continuons l'itération pour chercher le minimum

suivant F_{min2} tel que $(F_{max1} - F_{min2}) > \Delta F^*$ et ainsi de suite. Le seuil ΔF^* est fixé à $0,145 N$. C'est l'écart-type du bruit de force à vide, quand le plateau se déplace mais que l'intrus est soulevé pour ne pas toucher les grains. Avec ces extrema locaux, nous pouvons étudier les phénomènes de blocage et déblocage du système granulaire. Nous différencions le cas de la charge où la force croît, que nous appellerons blocage ou "jam", et le cas de la décharge où la force décroît, que nous appellerons déblocage ou "unjam". Nous définissons ainsi une variation de la force de blocage ΔF_j et de déblocage ΔF_u , une longueur de blocage ΔX_j , correspondant à une longueur de chargement, et une longueur de déblocage ΔX_u , correspondant à un déchargement, et enfin une raideur définie comme la pente de chargement ou déchargement du milieu granulaire $K = \Delta F/\Delta X$ que nous nommons dans le cas du blocage K_j et du déblocage K_u .

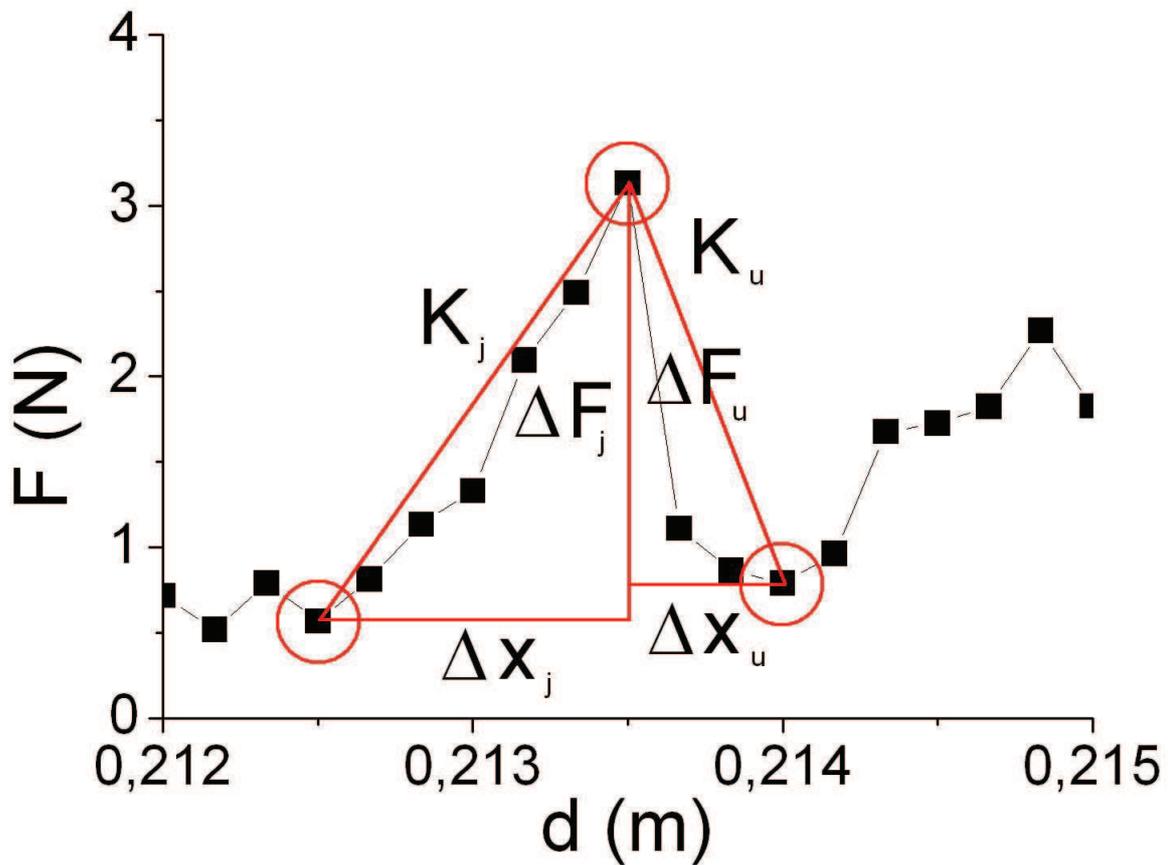


FIGURE 3.7 – En définissant des extrema locaux, nous pouvons déterminer les valeurs moyennes de charge et de décharge du milieu. Ainsi les points rouges sur le zoom de la courbe de force représentent les extrema. Nous mesurons les fluctuations de la force à partir de ces points. Nous obtenons ainsi une longueur de chargement ou de déchargement du milieu granulaire à laquelle nous associons une raideur qui n'est autre que la pente de cette charge ou décharge. Deux cas se présentent : dans le premier cas la force augmente, le milieu granulaire se charge. Nous désignons cette phase par blocage ou "jammed". Dans le deuxième cas la force diminue, le milieu granulaire se décharge. le système est dit déblocé ou "unjammed".

3.4 Le sillage

L'intrus traversant le milieu granulaire laisse derrière lui un sillage qui évolue en fonction de nos paramètres de contrôle (figure 3.8).

De la même manière que nous étudions l'écoulement des grains autour de l'intrus, nous étudions l'évolution de ce sillage en fonction de nos paramètres. En utilisant le logiciel Matrox inspector, plusieurs outils nous permettent d'étudier le sillage : nous identifions et mesurons sa surface A_W , son périmètre, sa rugosité (c'est-à-dire le périmètre du sillage divisé par son périmètre convexe, ce dernier étant le périmètre qui englobe le mieux le sillage tout en restant convexe), la compaction (c'est-à-dire le périmètre au carré divisé par $4\pi A_W$, où A_W est l'aire du sillage), ainsi que la position du barycentre du sillage.

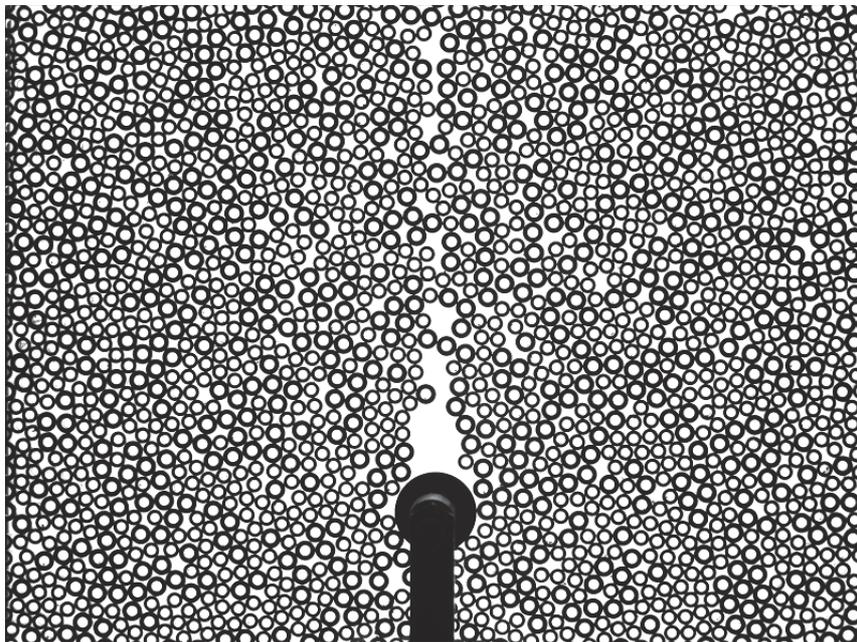


FIGURE 3.8 – En filmant l'aval de l'intrus, nous voyons un sillage apparaître au cours de sa progression au sein du milieu granulaire. Ce sillage évolue en fonction de nos paramètres. Nous procédons à une mesure systématique de sa surface et de son périmètre en fonction de nos paramètres de contrôle.

Nous avons vu que le champ de vision de la caméra est limité. La barre maintenant la liaison entre les capteurs de forces et l'intrus nous empêche de voir à la fois l'amont et l'aval de l'écoulement autour de ce dernier. L'analyse du sillage ne peut donc s'effectuer que lorsque nous filmons l'aval de l'intrus. Pour chaque jeu de paramètres nous effectuons les moyennes sur les cinq expériences sur dix qui nous permettent de visualiser le sillage.

4 Expérience type

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous donnons un premier aperçu de nos résultats de façon à illustrer les caractéristiques d'une expérience typique.

Nous présentons d'abord les forces puis les champs de déplacements des grains en amont et en aval de l'intrus. La position initiale du centre de l'intrus est à 110 mm de la paroi arrière. L'intrus progresse au sein du milieu granulaire dans le référentiel du plateau à vitesse constante et stoppe sa course lorsque son centre est à 110 mm de la paroi opposée, appelée paroi frontale.

Les paramètres de contrôle ont comme valeurs pour cet exemple : $\phi = 82,6\% \pm 0,2$, $W = 269,5$ mm, $D = 20$ mm, soit $D/W = 0,0742$, et $v = 100$ mm/min. L'intrus a parcouru une distance $d = 238,5$ mm en fin de course dans le référentiel du plateau.

Les différentes courbes qui suivent sont toutes, à l'exception d'une, tracé en fonction de la distance parcourue par l'intrus, c'est-à-dire du paramètre d . Ce paramètre est, nous le verrons par la suite, moins intéressant que la distance séparant l'intrus de la paroi frontale, c'est-à-dire d_{wall} , néanmoins nous le conservons dans ce chapitre car c'est le paramètre historique de nos expériences. C'est lui que l'expérimentateur mesure, à défaut de le contrôler, au cours de nos expériences. Le passage de la variable d à d_{wall} , s'effectue comme suit : $d_{wall} = L - X - 110 - d$, où L est la longueur totale du plateau, X la taille de la cale servant à limiter la longueur de la cellule de travail, 110 la distance initiale entre le centre de l'intrus et la paroi initialement la plus proche de ce dernier, et d la distance parcourue à l'instant t par l'intrus au cours de son évolution dans le milieu granulaire, avec toutes ces longueurs données en millimètre. Dans l'exemple servant à illustrer la plupart des résultats de ce chapitre $d_{wall} = 470,5 - 12 - 110 - d$ car nous utilisons une cale de 12 millimètres. Dans cette configuration nous utilisons 2459 gros grains et 4261 petits grains (voir l'annexe Paramètre fraction d'empilement ϕ et l'annexe Paramètre diamètre de l'intrus D).

4.2 Dynamique de notre milieu granulaire

La première question que l'expérimentateur se pose est de savoir comment la force évolue au cours de l'avancée de l'intrus dans le milieu granulaire.

Dans cette partie, nous nous intéressons à la dynamique de notre milieu granulaire au cours d'une expérience typique. Nous regardons comment évoluent la force F , les fluctuations de force ΔF , les distances de blocage et de déblocage ΔX , et enfin les raideurs associées K , lors de l'avancée de l'intrus au sein du milieu granulaire.

4.2.1 F : la force

Les capteurs de force nous donnent accès à la projection de la force appliquée sur l'intrus selon l'axe de translation de ce dernier. Les courbes représentées sur la figure 4.1 sont les mesures de la force en fonction de l'avancée de l'intrus dans le milieu granulaire au cours d'une expérience typique.

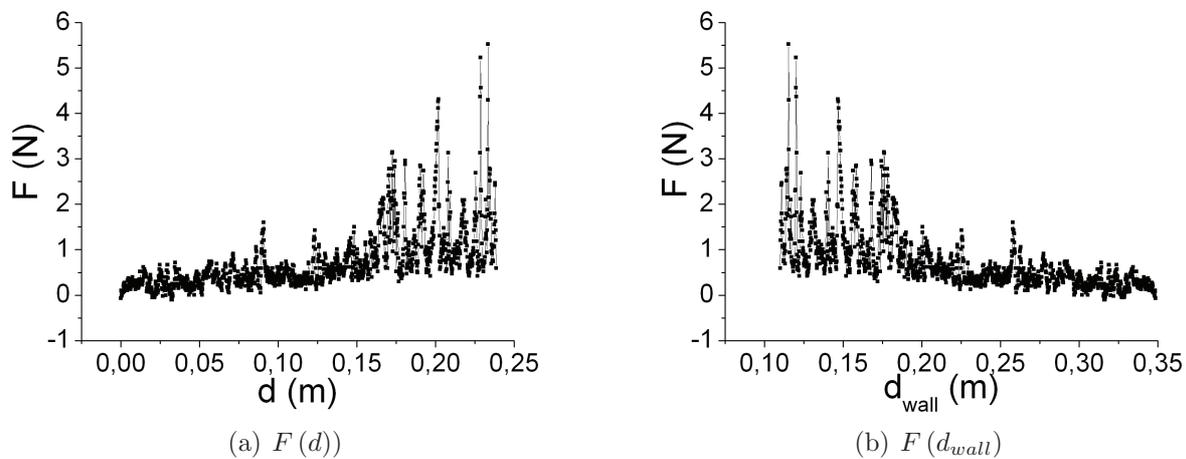


FIGURE 4.1 – Les deux courbes ci-dessus montrent l'évolution de la force F en Newton en fonction de l'avancée de l'intrus dans le milieu granulaire, d , sur la figure a, puis de la distance à la paroi frontale, d_{wall} , sur la figure b, tous deux en mètre.

Partant d'un niveau nul quand l'intrus est immobile dans sa position initiale, le signal de force commence par croître rapidement et de manière monotone avec le déplacement de l'intrus pour finalement fluctuer autour d'une valeur plancher, ici 0,2 N. L'intrus continuant sa progression dans le milieu, la force de trainée commence à fortement fluctuer, passant par à-coup de 0,5 N à 6 N dans le cas présent, soit une fluctuation de 1100%. L'amplitude des fluctuations ainsi que les niveaux de force croissent à l'approche de la paroi frontale. Nous observons sur la figure 4.2 que la ligne de base du signal de force augmente progressivement à l'approche de la paroi frontale. Comparativement aux fluctuations de force, qui peuvent atteindre dans le cas présent 6 N, cette croissance de la ligne de base est faible, avoisinant ici les 0,5 N en fin de parcours l'intrus ayant progressé d'environ 25 cm au sein du milieu granulaire.

Alors que la ligne de base de la force évolue peu, l'écart entre maxima et minima du signal de force ne cesse de croître avec l'avancée de l'intrus au sein du milieu granulaire. La force moyenne appliquée sur l'intrus évolue donc au cours de sa progression par l'intermédiaire de ses fluctuations.

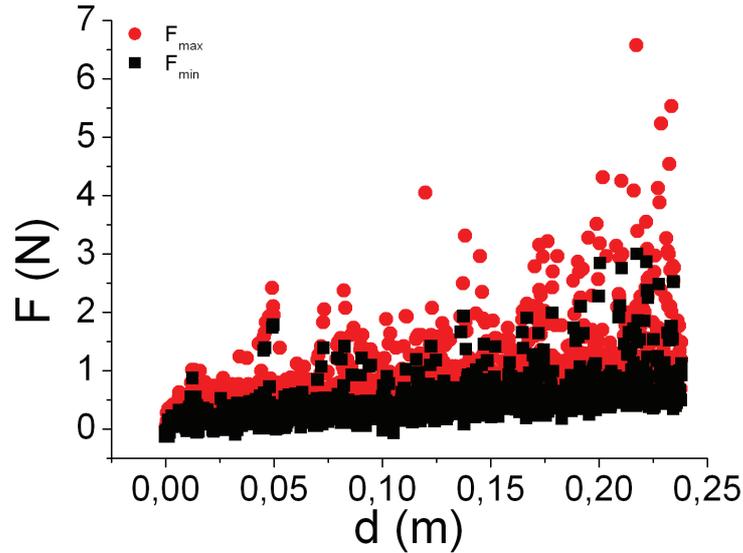


FIGURE 4.2 – La courbe ci-dessus montre l'évolution des maxima et des minima en Newton en fonction de la progression de l'intrus dans le milieu granulaire d en mètre pour 5 expériences consécutives correspondant aux mêmes paramètres de contrôle.

De manière générale, quels que soient les paramètres de contrôle ϕ , D/W , D , et v , quand l'intrus s'enfonce dans le milieu granulaire, le niveau de force et les fluctuations ne cessent de croître avec l'approche de la paroi frontale. Le signal de force est donc non stationnaire et fluctuant, et l'analyse des niveaux de force devra tenir compte de cette difficulté.

4.2.2 ΔF : la fluctuation de la force

Grâce aux données obtenues précédemment sur l'évolution de la force au cours de l'avancée de l'intrus dans le milieu granulaire, nous avons accès à l'évolution des fluctuations de force ΔF . Les fluctuations positives de force, les chargements que nous noterons ΔF_j quantifiant le phénomène de "jam", c'est-à-dire le blocage, et les valeurs absolues des fluctuations négatives, les déchargements que nous noterons ΔF_u quantifiant le phénomène de "unjam", c'est-à-dire de déblocage, sont déterminées à partir des extrema de force détectés pour des variations au dessus d'un seuil de 0,145 N. Ce seuillage du signal de force est nécessaire et provient de son nettoyage des bruits électroniques et mécaniques. Le seuil de fluctuation de force est défini à partir de l'écart type du signal de bruit enregistré lors du déplacement du plateau, les grains ne touchant pas l'intrus. Cela limite la détection des petites fluctuations de force mais nous assure de ne mesurer que des événements de fluctuations de force relatifs à l'écoulement du milieu granulaire et non des fluctuations fictives liées aux bruits électroniques des capteurs de force et du moteur translatant le plateau.

Nous l'avons vu sur la figure 4.2, les maxima et minima du signal de force évoluent avec l'avancée de l'intrus au sein du milieu granulaire. En fait, nous constatons que ces fluctuations sont fonction des extrema du signal de force qui les précèdent (figure 4.3).

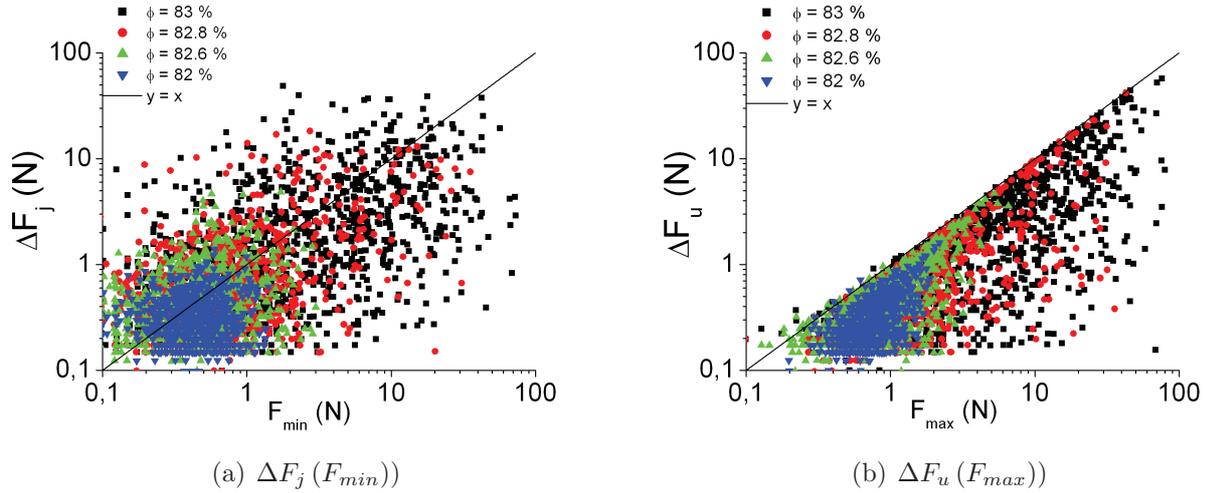


FIGURE 4.3 – Les deux courbes ci-dessus montrent l'évolution des fluctuations de la force ΔF en Newton dans le cas des blocages, "jam", et des déblocages, "unjam", en fonction respectivement du minimum et du maximum local de force qui précèdent pour 5 expériences consécutives correspondant aux mêmes paramètres de contrôle. Nous avons superposé les résultats correspondant à différentes fractions d'empilement ϕ .

D'après le graphique 4.3 b les chutes du niveau de force ΔF_u peuvent être d'autant plus grandes que ceux-ci sont importants. Mais nous constatons qu'elles sont largement distribuées entre leurs valeurs minimales (fixée à 0,145 N du fait du seuil choisi), et leurs valeurs maximales (chute de force d'amplitude extrême ramenant le signal de force à 0).

Nous constatons également sur la figure 4.3 qu'en augmentant très légèrement la fraction d'empilement ϕ , nous augmentons fortement la distribution des niveaux de force et des fluctuations associées.

De manière générale nous avons constaté, en observant l'évolution de la force F avec l'approche à la paroi, que les fluctuations de celle-ci semblaient évoluer dans le même sens au sein du milieu granulaire. L'observation de l'évolution de ΔF avec d nous le confirme. Les charges et décharges successives du milieu granulaire s'accroissent avec la diminution de la distance entre la paroi frontale et l'intrus.

4.2.3 ΔX : la distance de (dé)chargement

Au cours des mêmes expériences nous visualisons les fluctuations des distances de chargement et de déchargement du milieu granulaire ΔX correspondant aux fluctuations de force ΔF (figure 4.4).

Du fait de notre fréquence spatiale d'acquisition le signal est échantillonné. Nous effectuons six enregistrements de position et de force par millimètre parcouru par l'intrus dans le référentiel du plateau au sein du milieu granulaire. Cette fréquence spatiale d'acquisition est constante quelle que soit la vitesse de translation de l'intrus. Cela limite la précision de nos acquisitions à 1/6 de millimètre, soit à peu près 167 micromètres. Cet échantillonnage est visible sur les

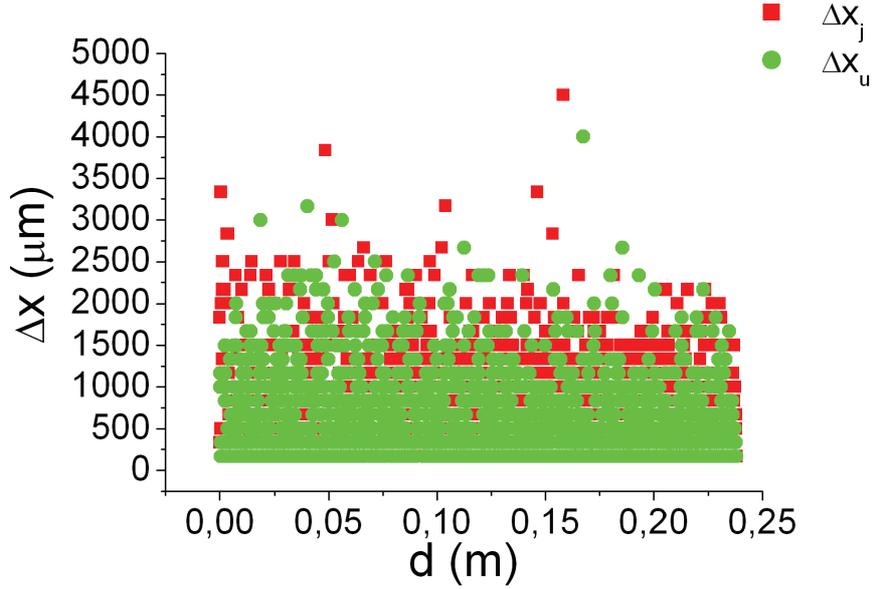


FIGURE 4.4 – La courbe ci-dessus montre l'évolution des fluctuations de la distance de chargement ΔX en micromètres en fonction de l'enfoncement de l'intrus dans le milieu granulaire d en mètre. Deux cas sont représentés sur ce graphique : les distances de chargement correspondant aux fluctuations positives, quand la force croît, notées ΔX_j , et les distances de déchargement correspondant aux fluctuations négatives, quand la force décroît, notées ΔX_u . Les carrés rouge représentent les ΔX_j , les cercles vert les ΔX_u .

courbes de la figure 4.4 aux plus faibles valeurs de ΔX .

A fraction d'empilement ϕ donnée, les distances de chargement évoluent peu au cours de l'avancée de l'intrus. Toutefois, il faut noter qu'en début d'expérience, l'intrus étant au plus loin de la paroi frontale, les distances de chargement du milieu granulaire sont supérieures à celles correspondant à une position plus proche de l'intrus par rapport à la paroi frontale. Cette faible diminution de ΔX se produit quand dans le même temps les fluctuations de la force, ΔF , augmentent. Ainsi, tout en évoluant peu au cours de la progression de l'intrus dans le milieu granulaire en comparaison des forces, la longueur de chargement est influencée par la distance séparant l'intrus à la paroi frontale.

4.2.4 Dépendance à la distance à la paroi : d_{wall}

Au cours de cette première partie de chapitre, nous avons vu que le paramètre d_{wall} , intrinsèque à la géométrie de notre expérience et de fait non constant au cours d'une expérience, joue un rôle de première importance, les grandeurs mesurées précédemment à l'aide des capteurs de force évoluant avec l'avancée de l'intrus au sein du milieu granulaire.

Deux hypothèses sont envisagées pour expliquer la dépendance de ces grandeurs avec d_{wall} .

La première hypothèse est que cette évolution est due à une réorganisation forcée du milieu granulaire produisant un renforcement dynamique de ce dernier au cours de l'avancée de l'intrus. Nous pouvons imaginer que les configurations d'arrangements de grains les plus fragiles

ne résistent pas à la compression et au cisaillement qu'impose l'avancée de l'intrus et sont progressivement éliminées au profit des configurations les plus résistantes par un réarrangement des grains. Le milieu granulaire soumis à l'avancée de l'intrus s'auto-renforcerait.

La deuxième hypothèse est que l'augmentation des niveaux de force à l'approche de la paroi frontale n'est pas un renforcement dynamique, mais est simplement dû à un effet de confinement longitudinal. L'intrus progressant dans le milieu granulaire, la distance le séparant de la paroi frontale diminuant, le confinement des grains au devant de lui ne cesserait de croître.

Un test simple permet de départager ces deux hypothèses. A ϕ donnée, partant d'un point défini dans le milieu granulaire, nous enregistrons le signal de force pour cinq traversées indépendantes de l'intrus à travers le milieu granulaire. Le milieu est mélangé avant chaque enregistrement, et les cinq expériences démarrant toutes du même point, s'arrêtent toutes au même point. Elles sont ensuite moyennées point par point. Les fluctuations visibles sur la courbe du signal moyen de l'évolution de la force F en fonction de d (figure 4.5) ne sont plus représentatives des expériences car il n'y a aucune corrélation entre les fluctuations des cinq expériences consécutives. Seul le profil du signal de force moyen a une signification physique. Nous recommençons la même série de cinq expériences mais depuis un point de départ plus proche de la paroi frontale (courbe verte de la figure 4.5). Nous arrêtons l'intrus au même endroit que dans la série d'enregistrements précédente. Enfin une dernière série d'expériences est effectuée depuis un point de départ encore plus proche de la paroi frontale (courbe rouge de la figure 4.5). Le point d'arrêt de l'intrus est toujours le même par rapport à la paroi frontale. Cela fait donc trois séries de cinq enregistrements. La seule et unique différence entre ces trois séries d'expériences est le point de départ de l'intrus. Le résultat de ce test est représenté sur les courbes de la figure 4.5.

Après une brève montée en charge, nous voyons que toutes les courbes de force se superposent. Pourtant, dans les trois cas, la distance parcourue dans le milieu granulaire n'est pas la même. Le milieu granulaire ne se renforce donc pas dynamiquement, auquel cas les courbes de forces ne se superposeraient pas. L'augmentation du niveau de force est uniquement liée à la distance entre l'intrus et la paroi frontale, d_{wall} , et n'est pas produit par le déplacement cumulé de l'intrus.

Le paramètre distance à la paroi frontale d_{wall} est intrinsèque à la géométrie de notre système d'étude : une cellule de travail rectangulaire. La force, ses fluctuations, les distances de chargement et de déchargement et par voie de conséquence les raideurs équivalentes du système sont non stationnaires car dépendant de d_{wall} . Cette non-stationnarité et les fluctuations du signal sont l'intérêt de cette étude. Une partie de notre problématique est de comprendre l'évolution de ces grandeurs en fonction de nos paramètres, qu'ils soient intrinsèques tel d_{wall} ou contrôlables comme ϕ , D/W , D ou v .

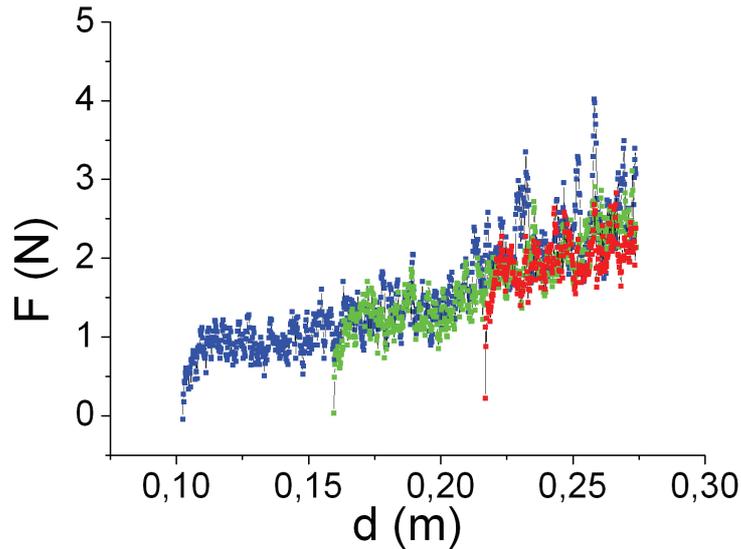


FIGURE 4.5 – Les courbes ci-dessus montrent l'évolution de la force F en Newton moyennée sur cinq expériences depuis trois points de départs différents en fonction de l'enfoncement de l'intrus dans le milieu granulaire d en mètre pour une fraction d'empilement ϕ donnée. Les points d'arrêts de l'intrus sont les mêmes pour toutes les expériences, seuls les points de départ sont différents entre les trois séries.

4.3 Le sillage

En plus des informations sur l'évolution de la force et des grandeurs associées en fonction de nos paramètres que nous fournissent nos capteurs de force, le montage expérimental nous donne accès aux mouvements du milieu granulaire autour de l'intrus au cours de son avancée. Or la première observation que peut faire l'expérimentateur est la présence d'un sillage laissé par le passage de l'intrus à travers le milieu granulaire. Ce sillage est une cavité vide de grains dont l'aire et la forme évoluent en fonction de nos paramètres (photos de la figure 4.6).

Les grains étant rigides, la création de la cavité à l'arrière de l'intrus se fait aux dépens de la surface libre entre les grains, ce qui doit conduire à une augmentation locale de la compacité.

4.3.1 Différents outils pour visualiser l'évolution du sillage

Différents outils sont à notre disposition pour mesurer le sillage de l'intrus. La mesure de son aire A_W , de son périmètre, de sa rugosité (c'est-à-dire le périmètre du sillage divisé par son périmètre convexe, ce dernier étant le périmètre qui englobe le mieux le sillage tout en restant convexe), de sa compaction (c'est à dire le périmètre au carré divisé par $4\pi A_W$), ainsi que la position de son barycentre, nous permettent d'évaluer l'évolution de ce sillage en fonction de nos paramètres.

Dans cette approche la mesure de l'aire A_W et l'évolution de la position du barycentre du sillage ($X_S; Y_S$) sont les outils les plus simples. C'est ceux que nous utilisons pour une première

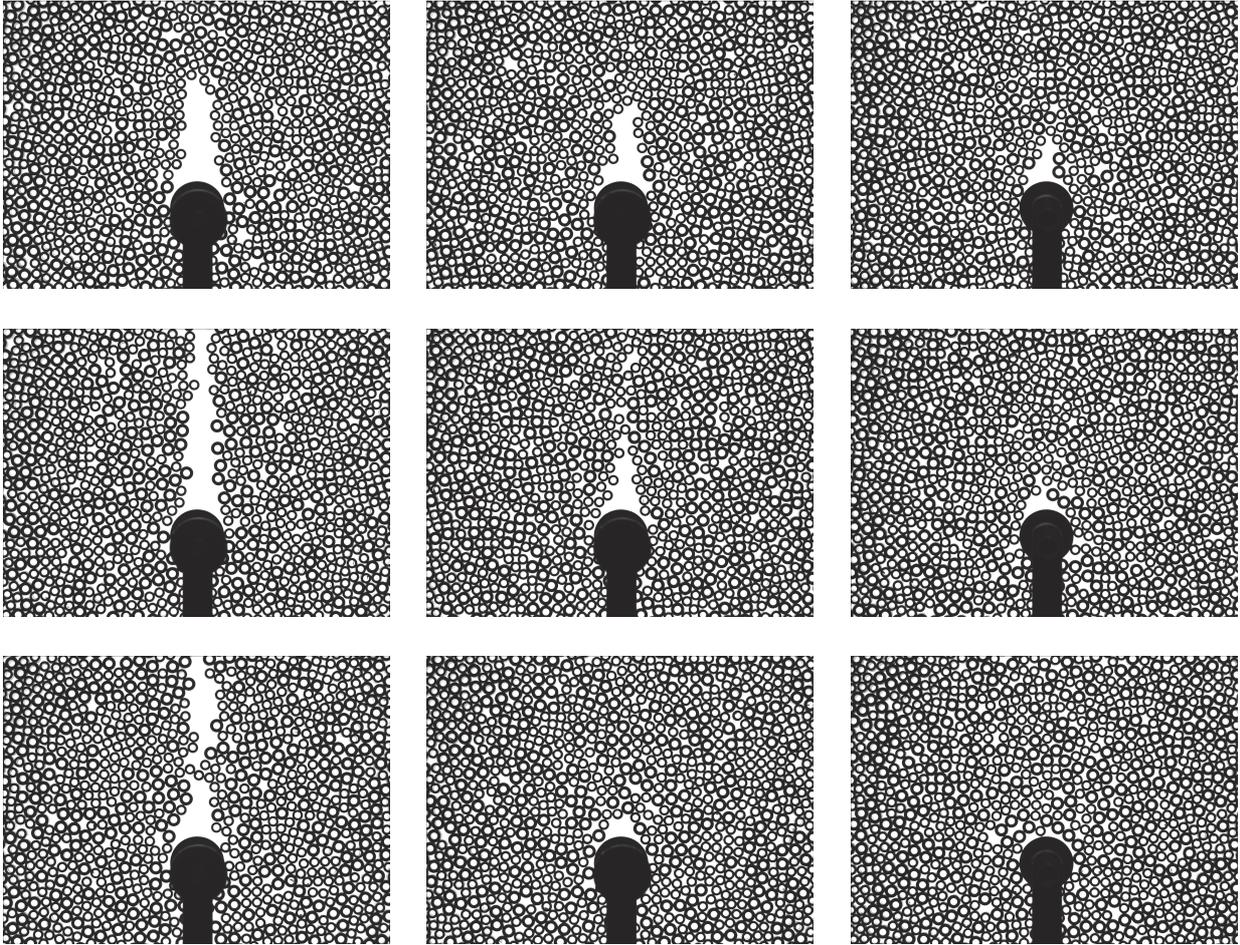


FIGURE 4.6 – Le sillage laissé par l'intrus après son passage dans le milieu granulaire évolue en fonction de nos paramètres. Ainsi de gauche à droite en augmentant la fraction d'empilement ϕ et de haut en bas en se rapprochant de la paroi frontale, le sillage évolue passant d'une cavité très allongée quand l'intrus est loin de la paroi frontale à faible fraction d'empilement à une cavité plus petite formée par une voûte plus arrondie aux fortes fractions d'empilement près de l'intrus.

approche de notre expérience.

Notons que dans certains cas où la fraction d'empilement est faible, le sillage laissé par l'intrus peut sortir du champ de vision et que la mesure de l'aire de la cavité est donc sous-estimée.

Nous noterons également que nous considérons uniquement la cavité laissée juste derrière l'intrus, au contact avec ce dernier, et dont la surface est délimitée par un pourtour de grains considérés en contact dans la limite de résolution de nos outils d'analyse d'image moyennant un seuillage de l'intensité des niveaux de gris.

4.3.2 Evolution du sillage

Le sillage laissé par l'intrus traversant le milieu granulaire évolue avec la distance de parcours d (figures 4.7 et 4.8). L'intrus se translate dans le référentiel du plateau selon l'ordonnée Y . L'abscisse X est perpendiculaire au mouvement relatif de l'intrus par rapport au plateau.

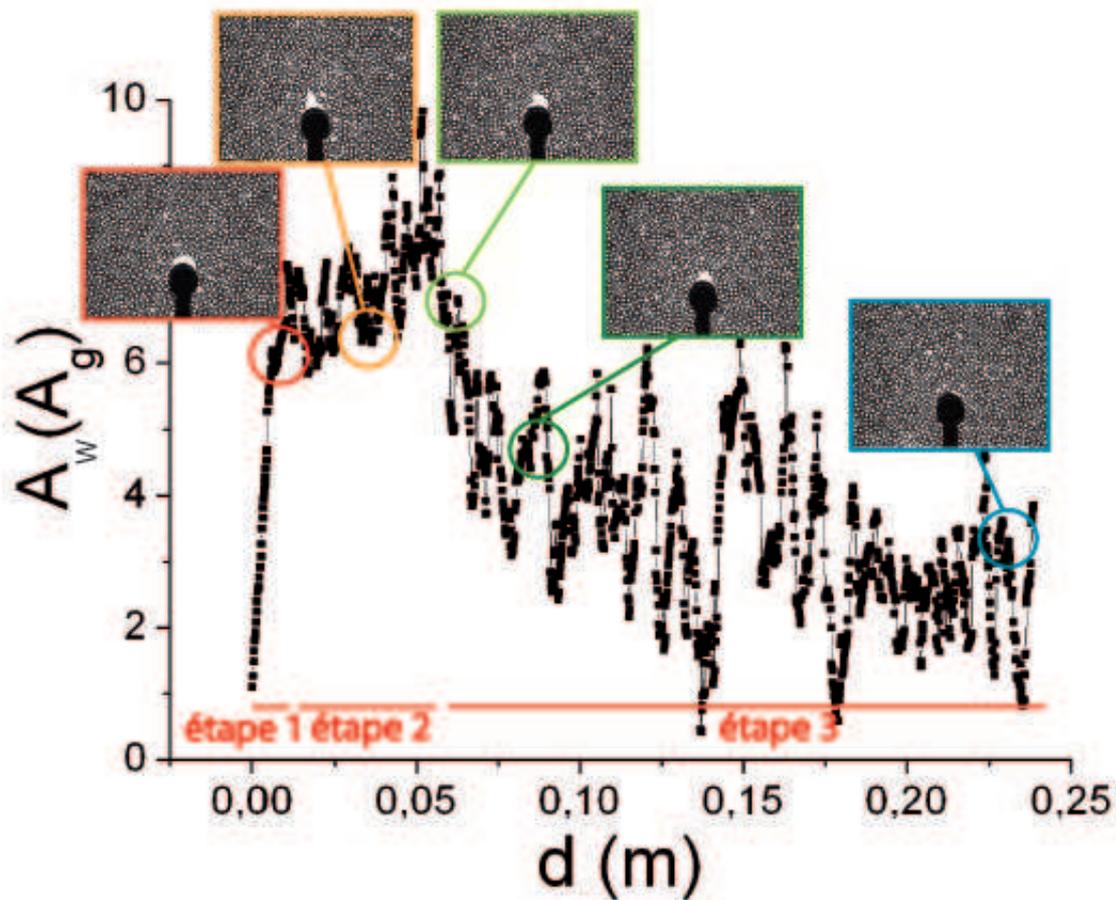


FIGURE 4.7 – La courbe ci-dessus montre l'évolution de l'aire du sillage A_w normalisée par une surface de gros grain, $A_g = \pi D_g^2/4$, en fonction de la distance de parcours de l'intrus dans le milieu granulaire d en mètre.

Nous constatons sur la figure 4.7 que l'évolution de l'aire en fonction de la distance de parcours d peut être décomposée en plusieurs étapes.

La première étape correspond à un chargement du milieu granulaire : partant d'une aire nulle, la surface de la cavité laissée derrière l'intrus croît de manière linéaire avec d (1^{ère} étape de la figure 4.7), le barycentre du sillage s'éloigne du centre de l'intrus (1^{ère} étape de la figure 4.8 b). Les grains poussés sur l'avant et le côté de l'intrus ne combent pas la cavité laissée par celui-ci. La cavité s'allonge sans s'amincir. Au cours de cette étape le comportement du milieu granulaire est très éloigné de celui d'un fluide. Le milieu s'apparente d'avantage ici à un solide déformé plastiquement.

La deuxième étape correspond à la saturation de l'aire de la cavité. Celle-ci cesse de croître de manière linéaire avec l'avancée de l'intrus (2^e étape de la figure 4.7). Le milieu granulaire cicatrise, les grains commencent à pousser les flancs de la cavité et à refermer le sillage sans le combler complètement. La surface de la cavité fluctue et son barycentre oscille de gauche à droite (2^e étape de la figure 4.8 a) au gré des recirculations des grains de part et d'autre de l'intrus. Sa forme est plutôt allongée, son barycentre est éloigné du bord de l'intrus. Nous constatons que la fermeture du sillage est pointue comme sur les photos de la figure 4.6 (photo

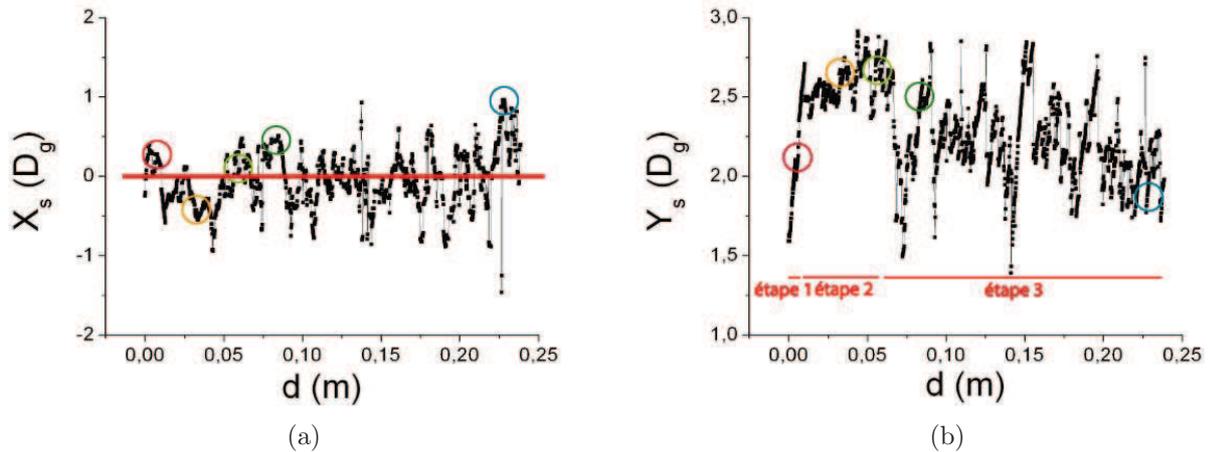


FIGURE 4.8 – Les deux courbes ci-dessus montrent l'évolution des coordonnées du barycentre de la cavité au cours de l'avancée de l'intrus dans le milieu granulaire. La courbe a représente l'abscisse X_s du barycentre de la cavité par rapport au centre de l'intrus normalisé par un diamètre de gros grain, D_g . L'axe X est perpendiculaire au mouvement relatif de l'intrus par rapport au plateau. La courbe b représente l'ordonnée Y_s de la cavité par rapport au centre de l'intrus en diamètre de gros grains. L'axe Y est parallèle au mouvement relatif de l'intrus par rapport au plateau.

de la ligne centrale) à mi-distance de la paroi frontale, avec une cavité qui prend une forme triangulaire. Au cours de cette étape le comportement du milieu granulaire s'apparente à celui d'un fluide.

La troisième étape correspond à une décroissance jusqu'à un seuil minimum de l'aire de la cavité (3^e étape de la courbe 4.7) et à un changement d'aspect du sillage, ce dernier passant d'une forme pointue et allongée, à une forme plus ronde et plus ramassée (voir la photo en bas à droite de 4.6). L'organisation des grains qui ferment la cavité se rapprochent de la forme d'une voûte. Moins de grains sont impliqués dans le pourtour de la cavité. L'aire de la cavité fluctue fortement. En regardant son évolution nous observons qu'elle s'effondre sur elle-même plus ou moins régulièrement avec l'avancée de l'intrus, les grains comblant alors l'espace laissé libre par le passage de l'intrus. Le milieu granulaire cicatrise. Ce comportement est sans équivalent à notre connaissance.

4.4 Champs de déplacements des grains

A ce stade nous ne pouvons faire le lien entre la force appliquée sur l'intrus et le sillage laissé par ce dernier au cours de son avancée dans le milieu granulaire. Toutefois nous comprenons que l'évolution générale ainsi que les fluctuations de la force et de l'aire du sillage sont liées par un problème de circulation des grains et d'encombrement stérique. Cela nous amène naturellement à nous intéresser aux déplacements des grains autour de l'intrus.

4.4.1 Champs de déplacements instantanés

Nous nous intéressons à l'évolution des déplacements des grains au cours de l'avancée de l'intrus dans le milieu. Nous reprenons donc les mêmes étapes d'avancée de l'intrus que lors des observations faites sur la force qui lui est appliquée ainsi que sur le sillage qu'il laisse, et regardons comment évoluent les champs de déplacements instantanés des grains, c'est-à-dire ceux entre deux acquisitions d'images successives, notre fréquence spatiale d'acquisition étant de 1/6 mm. Les grains faisant de l'ordre de 50 pixels de diamètre et notre logiciel d'analyse d'image travaillant avec une précision de $5 \cdot 10^{-2}$ pixel, nous avons accès à des déplacements de grains de l'ordre de $5 \mu\text{m}$ soit 1/1000 de diamètre de grains. Pour des questions de représentation, les déplacements sur les figures sont amplifiés d'un facteur 50, rendant les cartographies des champs de déplacements instantanés plus lisibles. De plus, au cours de nos expériences, il n'est pas possible de voir à la fois l'avant et l'arrière de l'intrus à cause de la barre de maintien de l'intrus (dont l'emplacement est visible sur les cartographies). Les champs avant et arrière sont donc enregistrés au cours de deux expériences successives indépendantes mais ayant les mêmes paramètres de contrôle. La distance à la paroi frontale étant une variable essentielle de notre étude, les prises de vue avant et arrière montrées dans la suite sont effectuées à des moments d'évolution comparables du signal de force durant les trois étapes précédemment citées.

Au cours de la première étape (figure 4.9), l'observation des champs de déplacement devant l'intrus (figures 4.9 a et c) montre que le milieu granulaire est essentiellement poussé au-devant et sur les côtés par ce dernier. L'interaction entre l'intrus et le milieu granulaire est à longue portée. Dans le référentiel du laboratoire (figure 4.9 a), juste devant l'intrus se crée une zone de stagnation. Dans le reste du champ de vision, les grains semblent peu dévier latéralement de leur trajectoire que ce soit à l'avant ou à l'arrière de l'intrus (figure 4.9 b). Les champs dans le référentiel du plateau (figures 4.9 c et d) sont obtenus en soustrayant le vecteur déplacement du plateau entre deux images consécutives. Dans ce référentiel nous constatons qu'il y a peu de mouvement des grains vers l'arrière de l'intrus au cours de cette première étape. L'espace libre initial devant l'intrus constitué de l'espace interstitiel entre grains, pores du milieu granulaire, semble suffisant pour permettre le passage de l'intrus en tassant les grains devant et sur les côtés sans avoir besoin de récupérer l'espace laissé libre à l'arrière par le passage de l'intrus. Au cours de cette étape les grains sont donc majoritairement poussés sur l'avant et les côtés laissant croître de manière linéaire le sillage à l'arrière de l'intrus. L'espace poral disponible à l'avant de l'intrus est donc réduit, le milieu granulaire doit se compacter à l'avant.

Au cours de la deuxième étape (figure 4.10) le milieu granulaire "cicatrise" après le passage de l'intrus. Le centre de gravité du sillage cesse de s'éloigner de manière continue de celui-ci. Les grains, initialement juste poussés sur l'avant ou les côtés, commencent à circuler tout autour de l'intrus, envahissant en partie l'espace libre de la cavité. Ce mécanisme de recirculation prend naissance devant l'intrus et boucle vers l'arrière en poussant les grains dans la cavité. Avec notre méthode de représentation, la largeur de ces rouleaux semble être de l'ordre de grandeur du diamètre de l'intrus. Les grains commencent à passer derrière celui-ci. Derrière

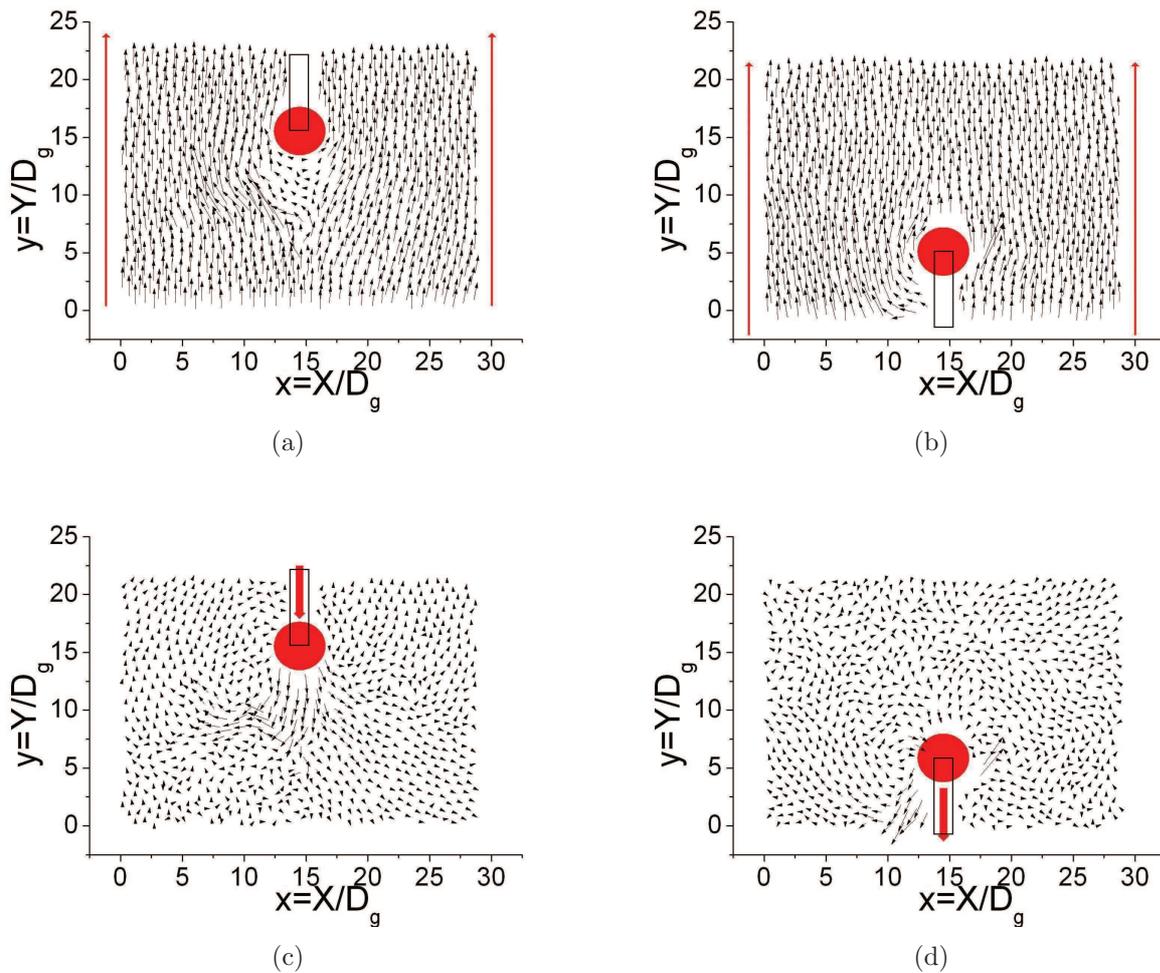


FIGURE 4.9 – Les champs de déplacements des grains ci-dessus représentent les déplacements instantanés devant et derrière l'intrus au cours de deux expériences différentes ayant les mêmes paramètres ϕ , D/W , D , v dans le référentiel du laboratoire (figures a et b), et dans le référentiel du plateau (figures c et d) au cours de la première étape décrite précédemment. Les champs instantanés avant (figures a et c) et arrière (figures b et d) sont représentés. Les déplacements entre deux acquisitions, soit un déplacement de l'intrus de $1/6$ mm, sont amplifiés par un facteur 50. L'abscisse et l'ordonnée sont données en diamètre de gros grain D_g , soit 5 mm.

l'intrus (figures 4.10 b et d), les grains comblent en partie le sillage, réserve d'espace libre qui jusqu'à présent était inexploitée. Ces poussées de grains dans la cavité à l'arrière de l'intrus ont lieu alternativement à droite et à gauche de celui-ci, au gré des rouleaux de recirculation, comme nous pouvons le constater sur l'évolution de l'abscisse du barycentre du sillage avec l'avancée de l'intrus sur la figure 4.8 a. Les déplacements de certains grains entre deux acquisitions au cours de la deuxième étape sont plus importants que ceux de la première étape. De plus, ces déplacements ont maintenant lieu aussi bien vers l'avant ou les côtés que vers l'arrière de l'intrus.

Au cours de la troisième étape (figure 4.11), les déplacements des grains sont encore plus largement distribués et leurs amplitudes peuvent être, dans certain cas, supérieure à U_0 , le déplacement de l'intrus entre deux acquisitions d'image. A l'avant de l'intrus, les rouleaux de circulations sont présents en permanence de chaque côté de celui-ci (figures 4.11 a et c). Les

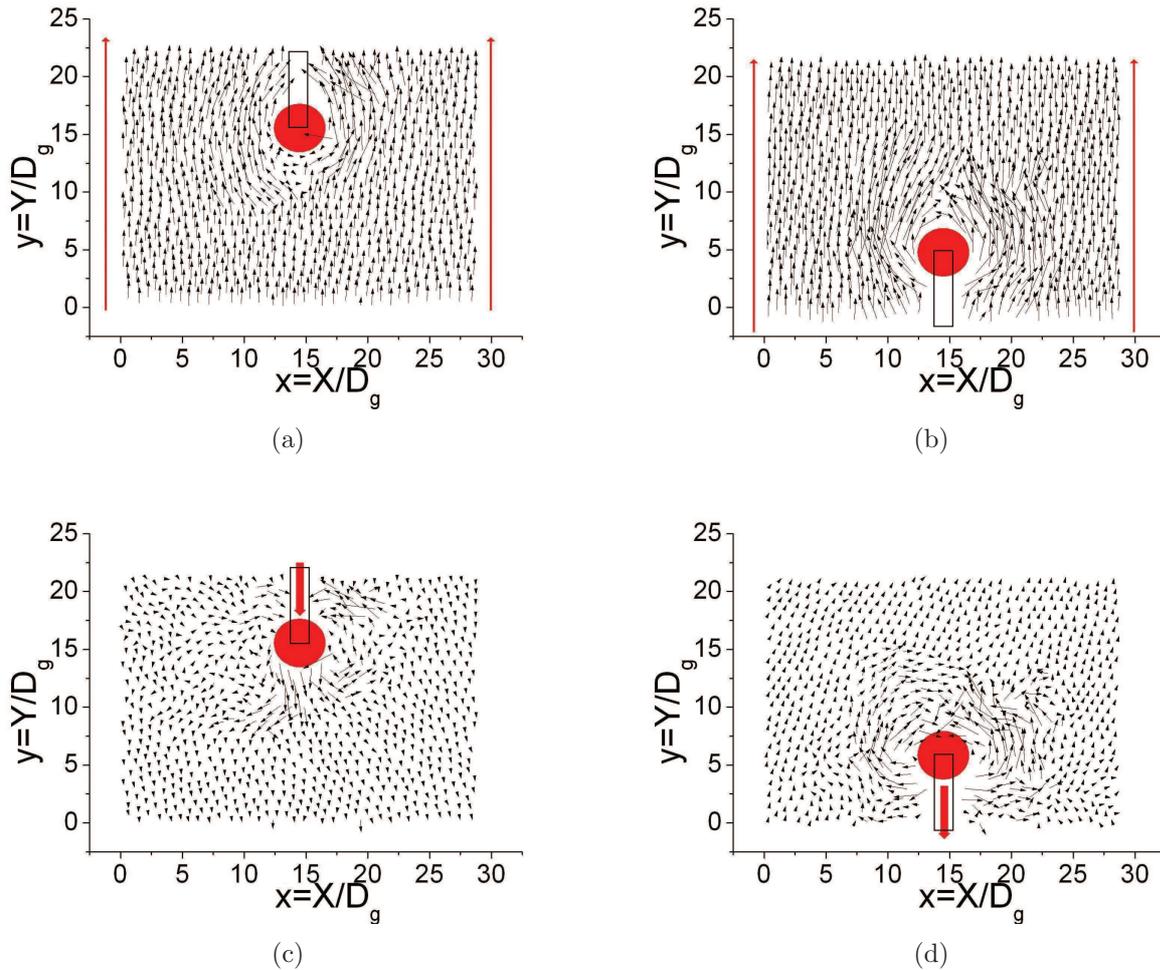


FIGURE 4.10 – Les champs de déplacements des grains présentés ci-dessus correspondent à la deuxième étape d'évolution du sillage de l'intrus.

champs de déplacements des grains montrent que ces rouleaux sont plus importants qu'au cours des étapes précédentes. Ils redirigent les grains vers la cavité. La circulation du milieu granulaire autour de celui-ci est telle que les grains bouclent maintenant leurs trajectoires à l'arrière de l'intrus, créant une voûte au point de convergence des deux rouleaux le contournant. Après un temps de chargement la voûte s'effondre sur elle-même, les grains comblant partiellement le sillage (figures 4.11 b et d). L'intrus continuant sa course, une nouvelle voûte est créée. Un nouveau cycle de construction et de destruction de voûte commence.

De manière générale, quels que soient les paramètres de contrôles utilisés, nous constatons que la recirculation des grains autour de l'intrus s'effectue par l'intermédiaire de rouleaux. Après un chargement initial du milieu granulaire, où les grains sont poussés devant et sur les côtés de l'intrus, étape 1, les rouleaux apparaissent pendant l'étape 2 et perdurent pendant l'étape 3. Les tailles de ces rouleaux semblent être de l'ordre de grandeur du diamètre D de l'intrus. Leur intensité, que nous pouvons considérer comme leur capacité à faire boucler les trajectoires des grains à l'arrière de l'intrus, est fonction de la distance d_{wall} qui sépare l'intrus de la paroi frontale. L'approche de cette paroi augmente la redirection des grains à l'arrière de l'intrus.

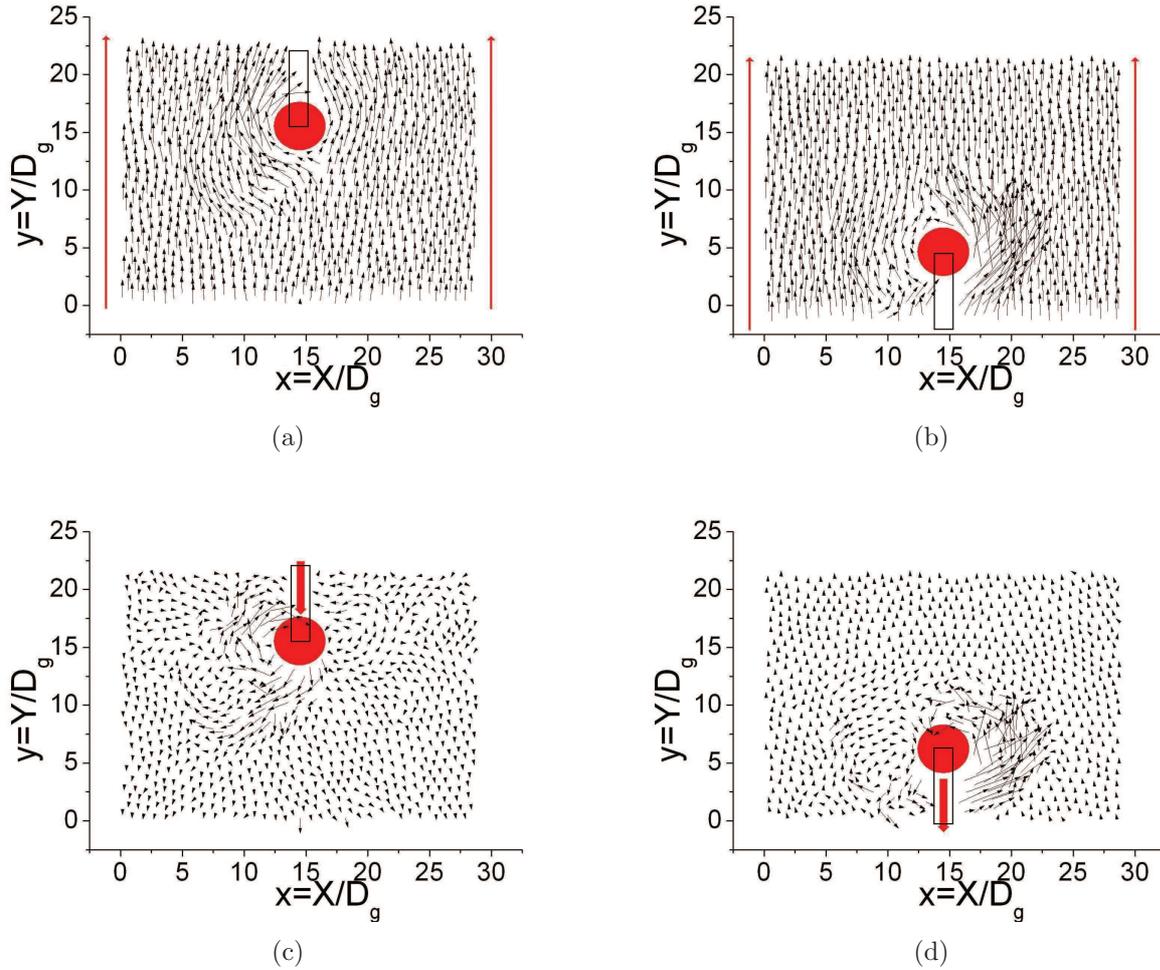


FIGURE 4.11 – Les champs de déplacements des grains présentés ci-dessus correspondent à la troisième étape d'évolution du sillage de l'intrus.

4.4.2 Champs cumulés

Jusqu'à présent, nous avons représenté les champs de déplacements instantanés, c'est à dire entre deux images consécutives correspondant à un déplacement du plateau de $U_0 = 1/6$ mm, soit $U_0 = D_g/50$. Nous allons maintenant utiliser ce que nous nommons le champ cumulé.

Dans le référentiel du laboratoire, ce champ est simplement obtenu par la succession des positions des grains que nous suivons pendant une durée j en nombre d'images.

Pour obtenir ce champ dans le référentiel du plateau nous soustrayons à la position de chaque grain le déplacement cumulé du plateau depuis sa mise en mouvement. L'abscisse des grains pour le champ cumulé est donc égale à l'abscisse dans le référentiel du laboratoire : $X_{cumul}(j) = X_{labo}(j)$ où j est le nombre d'images acquises depuis la mise en mouvement du plateau. L'ordonnée du champ cumulé est égale à l'ordonnée du grain dans le référentiel du laboratoire auquel nous retranchons le déplacement total du plateau depuis sa mise en mouvement : $Y_{cumul}(j) = Y_{labo}(j) - U_0 j$ où U_0 est le déplacement du plateau entre chaque acquisition.

Les trajectoires de champs cumulés dans le référentiel du plateau apportent de nouvelles

informations sur la cinématique de notre milieu. Un grain non perturbé par le passage de l'intrus aura une trajectoire rectiligne dans le référentiel du laboratoire, mais dans le référentiel du plateau la trajectoire en champ cumulé sera un point, le grain ne bougeant pas par rapport au plateau. Un grain perturbé par le passage de l'intrus et revenant à sa position initiale verra sa trajectoire dessiner une bosse au milieu d'une trajectoire rectiligne dans le référentiel du laboratoire. Dans le référentiel du plateau cette trajectoire dessinera une boucle fermée plus ou moins allongée en fonction de la distance sur laquelle le grain est perturbé par l'intrus.

Le champ cumulé de l'écoulement dans le référentiel du laboratoire est représenté sur la figure 4.12, à l'avant (figure 4.12 a) et à l'arrière de l'intrus (figure 4.12 b), et dans le référentiel du plateau sur la figure 4.13, à l'avant (figure 4.12 a) et à l'arrière de l'intrus (figure 4.12 b).

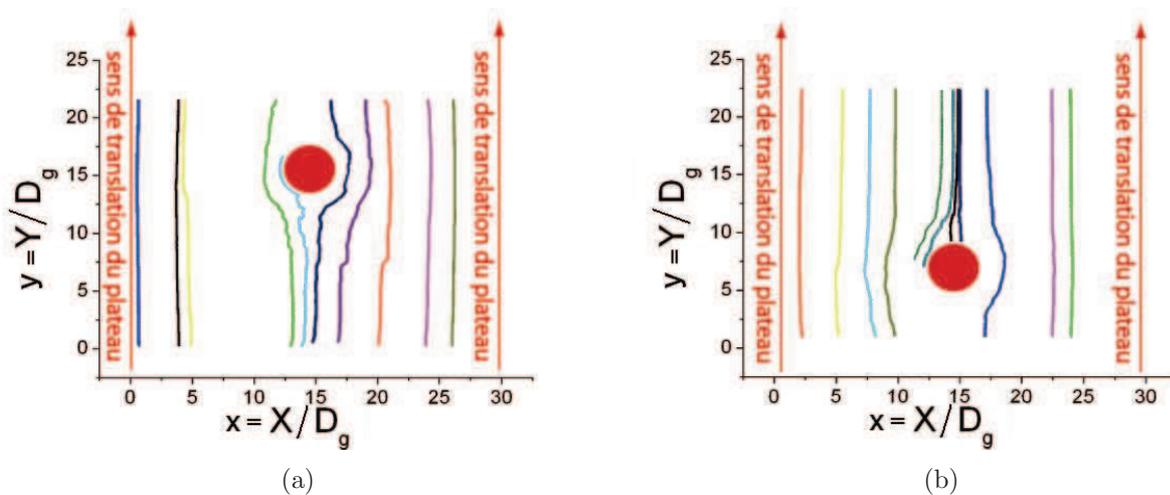


FIGURE 4.12 – Les champs de déplacements cumulés dans le référentiel du laboratoire, présentés ci-dessus dans le cas d'un intrus de 20 mm de diamètre, se déplaçant à $v = 100$ mm/min pour un confinement latéral $D/W = 0,0742$ et une fraction d'empilement $\phi = 82,6 \pm 0,2$ %, illustrent les trajectoires des grains devant (figure a) et derrière (figure b) l'intrus. Les prises de vues avant et arrière ont été effectuées au cours de deux expériences différentes ayant le même jeu de paramètres de contrôle ϕ , D/W , D . L'abscisse et l'ordonnée sont données en diamètre de gros grain D_g , soit 5 mm.

En regardant les trajectoires dessinées par les grains dans le référentiel du laboratoire, trois cas de figure semblent se dessiner. Tout d'abord, loin de l'intrus latéralement, à plusieurs diamètres d'intrus de celui-ci, les grains sont peu affectés par sa présence. Les trajectoires des grains sont quasi-rectilignes. A mi-distance de l'axe de translation de l'intrus et de la limite latérale du champ de vision, à environ un diamètre d'intrus de celui-ci, les trajectoires des grains se courbent à l'approche de l'intrus. Les grains sont déportés latéralement, s'éloignant de celui-ci avant de revenir sur leurs axes de déplacements initiaux une fois l'intrus dépassé. Enfin les grains se trouvant sur l'axe de translation de l'intrus ont des trajectoires oscillantes. Ils ralentissent devant l'intrus, avant d'être évacués sur les côtés. Ces grains dessinent une zone que nous nommons zone de stagnation à l'avant de l'intrus.

Dans le référentiel du plateau (figure 4.13), l'intrus s'enfonçant dans le milieu granulaire, nous constatons que les trajectoires des grains tendent à dessiner des boucles (le code couleur

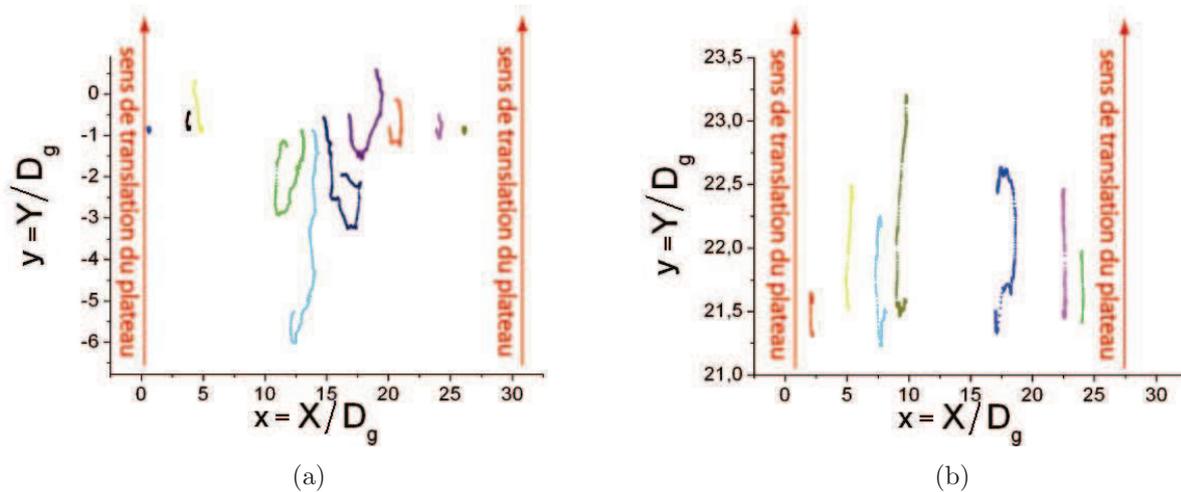


FIGURE 4.13 – Les champs de déplacements cumulés des grains présentés ci-dessus sont les déplacements devant (champ a) et derrière l'intrus (champ b) au cours de deux expériences différentes ayant les mêmes paramètres ϕ , D/W , D dans le référentiel du plateau. L'abscisse et l'ordonnée sont données en diamètre de gros grains D_g soit 5 mm. Le code couleur est le même pour 4.13 et 4.12, les mêmes grains étant représentés dans les deux référentiels.

est le même pour les trajectoires 4.13 et 4.12, les mêmes grains étant représentés dans les deux référentiels). Les grains semblent dévier latéralement à l'approche de l'intrus et revenir plus ou moins bien dans leur position initiale. Comme précédemment, nous pouvons distinguer trois cas en fonction de la distance latérale des grains à l'axe de translation de l'intrus. Loin de l'intrus, à une distance équivalente à plusieurs diamètres d'intrus, à la limite du champ de vision, les trajectoires des grains dessinent de très petites boucles d'un diamètre de l'ordre du dixième de diamètre de gros grain D_g , ce qui montre une légère influence du passage de l'intrus à travers le milieu granulaire même pour les grains les plus éloignés. A mi-distance de l'axe de translation de l'intrus et de la limite du champ de vision, à un diamètre d'intrus de distance de celui-ci, les boucles se font plus grosses, avoisinant le diamètre d'un gros grain. Enfin, sur l'axe de l'intrus, les boucles s'étirent sur plusieurs diamètres de gros grains pour ne jamais se refermer. Dans tous les cas de figure, les boucles ne sont jamais parfaitement rondes et fermées. Il est difficile de dire si le milieu granulaire est modifié de manière irréversible ou si la non fermeture des boucles est simplement due à la difficulté de suivre les grains pendant toute la durée de l'expérience, ces derniers sortant très souvent du champ de vision avant d'avoir pu retrouver leurs abscisses initiales.

4.4.3 Zone de stagnation devant l'intrus

Nous avons constaté sur les champs cumulés que, sur l'axe de translation de l'intrus, les mouvements des grains sont très différents de ceux des autres grains. Les grains en regard de l'intrus ne peuvent être dégagés immédiatement sur le côté et sont bloqués un certain temps par celui-ci.

Nous définissons une zone dite "zone de stagnation" en localisant les grains les moins mobiles dans le référentiel du laboratoire. Pour définir le seuil de mobilité, les déplacements instantanés de tous les grains du champ de vision sont calculés en mesurant leurs distances parcourues entre deux acquisitions successives à l'aide de la relation $\text{distance} = \sqrt{(X_i - X_{i+1})^2 + (Y_i - Y_{i+1})^2}$, i et $i + 1$ étant les numéros des acquisitions successives. Le tracé de la distribution des déplacements des grains est représenté sur la figure 4.14 dans le cas de notre expérience qui sert à illustrer ce chapitre. Nous avons découpé le parcours de l'intrus au sein du milieu granulaire en cinq zones distinctes de même durée de parcours et représenté les distributions des déplacements dans chacune de ces zones sur la figure 4.14.

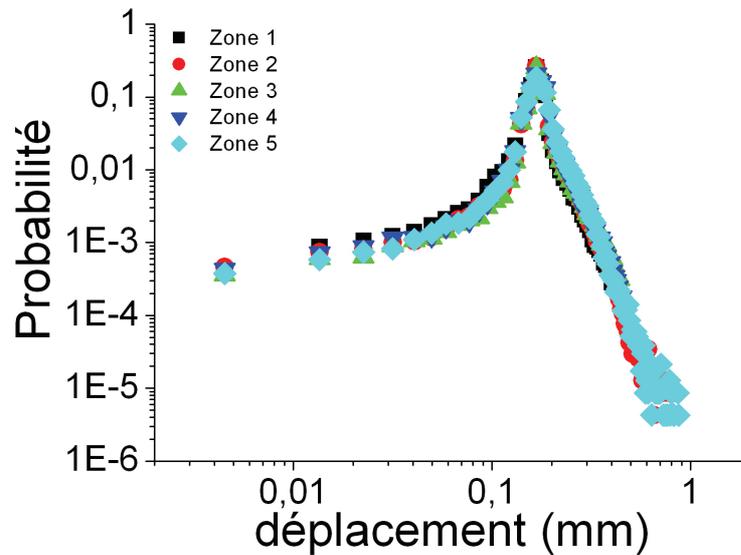


FIGURE 4.14 – Nous avons représenté ci-dessus les probabilités des déplacements entre deux acquisitions en millimètre de tous les grains présents dans le champ de vision de la caméra pour les 5 zones d'évolution de l'intrus par rapport à la paroi frontale.

Nous constatons en comparant les cinq zones du parcours de l'intrus qu'il y a peu de différences dans leurs profils de probabilités de déplacements, ces derniers se superposant à peu près. Dans cette distribution, nous distinguons trois types de déplacements de grains (figure 4.14). Le premier type correspond à des grains ayant des déplacements entre deux acquisitions plus importants que le déplacement du plateau dans le référentiel du laboratoire, c'est à dire supérieur à $U_0 = 1/6$ mm. Les grains associés sont accélérés au sein du milieu granulaire. Le deuxième type de déplacements correspond à des grains ayant un déplacement entre deux acquisitions de l'ordre de U_0 , le déplacement du plateau dans le référentiel du laboratoire. Ces déplacements de grains donnent un pic de type gaussien centré sur $1/6$ mm, c'est-à-dire U_0 . Les grains se déplaçant ainsi entre deux acquisitions suivent tant bien que mal le mouvement du plateau, nous pouvons penser que leur interaction avec l'intrus reste limitée. Le troisième et dernier type de déplacement de grains correspond à des déplacements bien plus petits que celui du plateau dans le référentiel du laboratoire. Nous pouvons penser que les grains ayant de tels déplacements sont bloqués par l'intrus et sont presque immobiles dans le référentiel du

laboratoire.

Après avoir établi une statistique des déplacements sur l'ensemble de nos différentes expériences, nous définissons une valeur de déplacement seuil entre deux acquisitions de 0,075 mm, soit $0,015 D_g$, où D_g est un diamètre d'un gros grain, soit 5 mm. Les grains dont le déplacement entre deux images consécutives est inférieur à ce seuil définissent par leur position une zone que nous nommerons zone de stagnation (figure 4.15). Il faut noter que le plateau se déplaçant de 1/6 mm, soit $1/30 D_g$, entre chaque acquisition, la moitié de cette distance est égale à $1/60 D_g$ soit $0,016 D_g$, ce qui est proche de ce seuil. Les grains de la zone de stagnation se déplacent donc au maximum deux fois plus lentement que le plateau dans le référentiel du laboratoire.

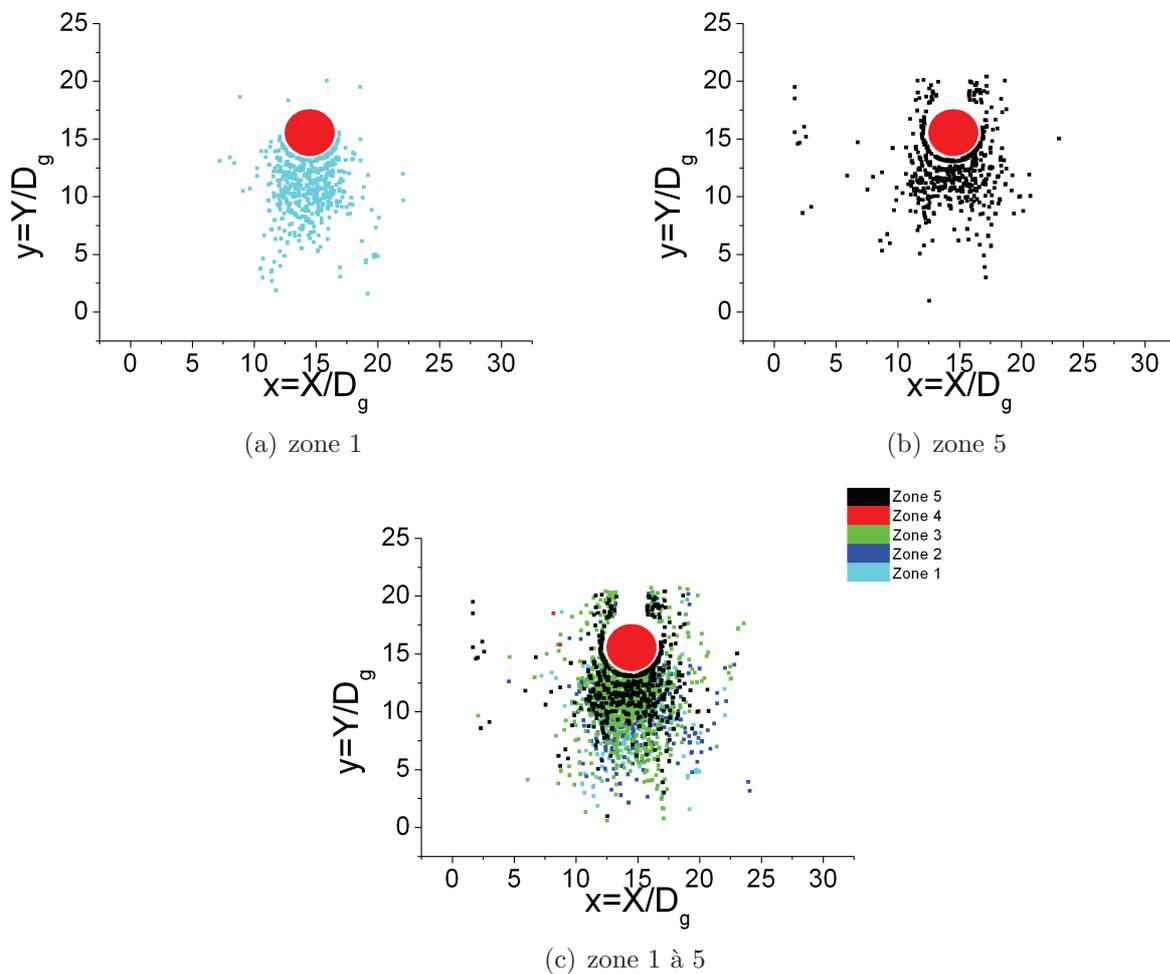


FIGURE 4.15 – Les cartographies ci-dessus représentent les champs de stagnation devant l'intrus. Les points de stagnation ci-dessus correspondent aux positions des grains dont le déplacement dans le référentiel du plateau entre deux images successives est inférieur au seuil choisi. L'abscisse et l'ordonnée sont données en diamètre de gros grains D_g , soit 5 mm. La figure a correspond à la première zone d'évolution de l'intrus au sein du milieu granulaire. La figure b correspond à la cinquième zone de notre découpage expérimental. Enfin, la figure c correspond à la superposition des points de stagnations pour l'ensemble des zones d'évolution de l'intrus.

Nous le constatons sur la figure 4.14, le pourcentage de grains bloqués par l'intrus, c'est à

dire ayant un déplacement dans le référentiel du laboratoire inférieur au seuil que nous nous sommes fixés, semble peu évoluer avec la distance à la paroi frontale. Par contre, pour différentes zones d'approche à la paroi nous constatons sur la figure 4.15 une évolution de la localisation de la zone de stagnation.

Initialement située exclusivement sur le devant de l'intrus en zone 1 (figure 4.15 a), la zone de stagnation fait peu à peu le tour de l'intrus comme nous le constatons en zone 5 (figure 4.15 b).

D'autre part l'extension axiale de la zone de stagnation tend à diminuer avec l'approche de la paroi frontale. Nous constatons par ailleurs que les positions des centres des grains stagnants dessinent devant l'intrus des portions de cercles dont les rayons correspondent au rayon de l'intrus lui-même plus les rayons d'un nombre entier de grains. Les grains bloqués par l'intrus ont une tendance à la "cristallisation" devant ce dernier. Au-delà de trois tailles de grains, la cristallisation produite par la paroi solide de l'intrus disparaît, la position des grains stagnants devant celui-ci est moins bien définie. D'un incrément d'image à l'autre (l'extension de cette zone de stagnation évolue beaucoup, et les grains "bloqués" peuvent acquérir un déplacement important ensuite. Dès lors, les cartographies des champs de déplacement devant l'intrus sont fluctuantes.

Enfin, nous voyons clairement qu'en zone 1, les grains de la zone de stagnation en contact avec l'intrus sont repartis sur un pourtour limité par un cône ayant pour sommet le centre de l'intrus et faisant un demi angle d'ouverture de 80° par rapport à l'axe de translation. Au-delà, les grains n'arrivent pas à être bloqués par l'intrus et sont évacués vers l'arrière rapidement.

5 Dynamique du milieu granulaire

Nous étudions dans ce chapitre l'évolution de la dynamique de notre milieu granulaire en fonction de nos différents paramètres de contrôle. La difficulté de cette étude repose sur le nombre important de ces derniers et leurs couplages. Nous avons donc ordonné notre exposé de manière à ce que le lecteur comprenne à la fois l'importance relative de chaque paramètre et leurs liens entre eux.

Au cours de cette étude nous jouons sur un seul paramètre à la fois, évaluant ainsi leur influence respective sur l'écoulement.

5.1 Paramètre v

Nous commençons par étudier l'influence de la vitesse de translation v de l'intrus dans le milieu granulaire. Expérimentalement c'est le plateau sur lequel repose les grains qui se translate dans le référentiel du laboratoire, l'intrus restant fixe dans ce même référentiel. Pour étudier l'influence de v sur notre milieu granulaire nous fixons les autres paramètres de contrôle. A ce stade, nous nous intéressons au comportement moyen du milieu granulaire au cours de l'avancée de l'intrus. Nous travaillons donc sur la totalité du parcours de l'intrus. Ainsi les moyennes temporelles sont effectuées sur l'ensemble du parcours de l'intrus. Au cours de cette partie le diamètre de l'intrus D est fixé. Nous utilisons uniquement l'intrus de diamètre $D = 20$ mm, soit $4 D_g$ où D_g est un diamètre de gros grains, c'est-à-dire 5 mm. La largeur de la cellule de travail est elle-aussi fixée. Nous travaillons avec la cellule la plus large possible, $W = 269,5$ mm, soit $53,9 D_g$, ce qui donne un confinement latéral $D/W = 0,0742$. Nous testons l'influence de v pour ϕ allant de 80,5 % à 83 %. Au cours de cette série d'expériences les vitesses que nous testons s'étalent sur 2 décades, allant de 100 mm/min à 1 mm/min soit de $16,7 \mu\text{m/s}$ à $1,67 \text{ mm/s}$. Ces vitesses sont comparables à celles employées par Geng, Behringer [10], et I. Albert, R. Albert, Kahng *et al* [1, 2, 3, 4]. Elles se situent dans une gamme plus restreinte par rapport à celles employées par Chehata *et al* [15].

Nous étudions la force F et ses fluctuations, ΔF_j et ΔF_u , appliquées sur l'intrus. Nous constatons leurs évolutions en fonction de la fraction d'empilement ϕ pour différentes valeurs du paramètre v (figure 5.1).

Les forces et leurs fluctuations moyennées sur l'ensemble du parcours de l'intrus croissent

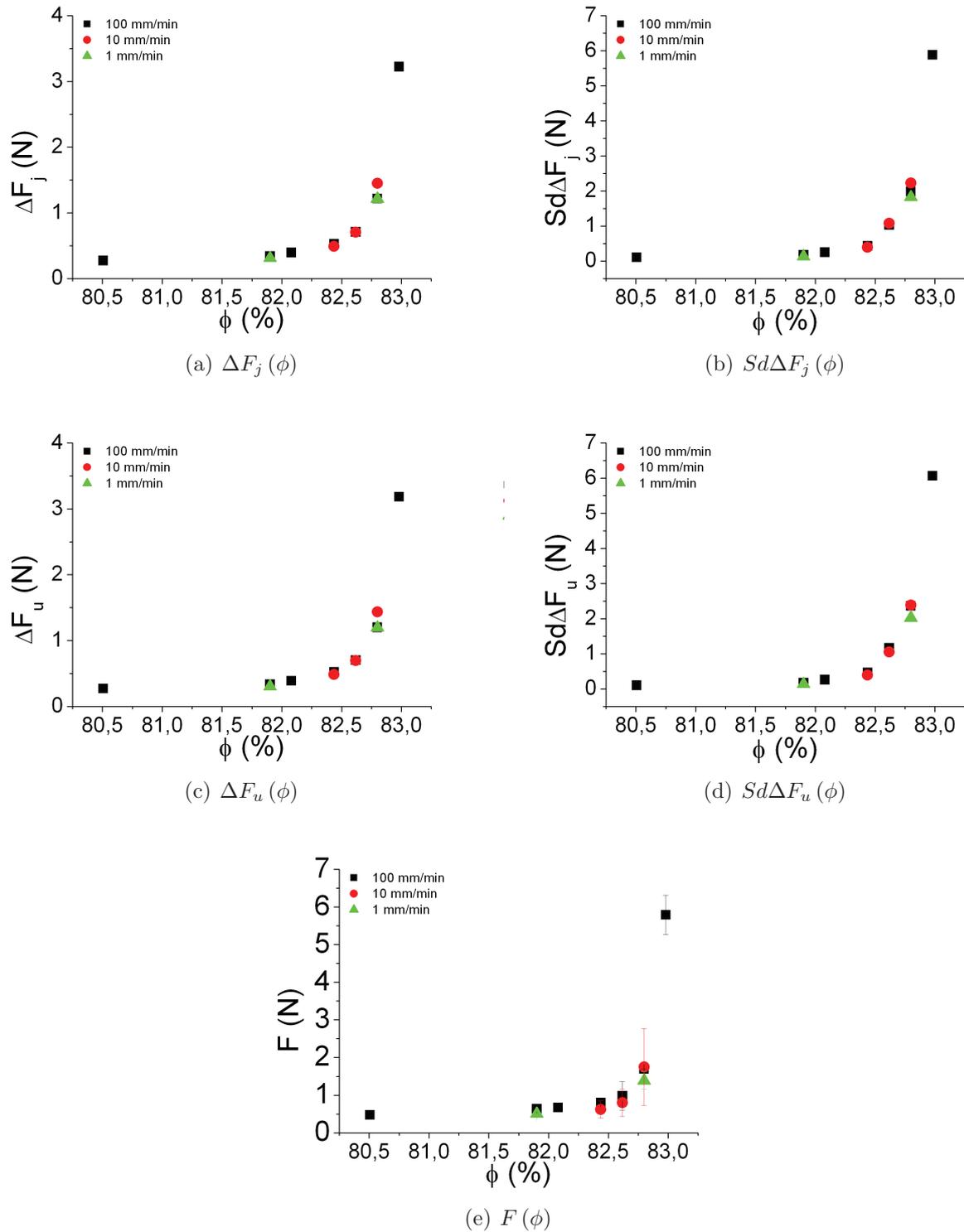


FIGURE 5.1 – Les figures ci-dessus montrent l'évolution de la force F et de ses fluctuations, ΔF_j et ΔF_u , moyennées sur l'ensemble du parcours de l'intrus et dix réalisations consécutives correspondant au même jeu de paramètres, ainsi que leurs écarts type respectifs, en fonction de la fraction d'empilement ϕ pour un confinement $D/W = 0,0742$ et les trois vitesses de translation de l'intrus v dans le référentiel du plateau testées sur un intrus de diamètre $D = 20$ mm : 100 mm/min, 10 mm/min et 1 mm/min.

très rapidement avec la fraction d'empilement. Nous reviendrons sur cet effet plus tard.

De plus, nous constatons que, quelle que soit la vitesse de translation de l'intrus v au sein

du milieu granulaire, les forces et leurs fluctuations se superposent relativement bien. Ainsi, dans l'intervalle de vitesse étudié, nous ne constatons pas d'influence de cette dernière sur la dynamique de notre milieu granulaire. Cette absence d'influence de la vitesse sur la force de traînée dans la gammes de vitesses étudiées est en accord avec les résultats de I. Albert *et al* [1], ainsi que ceux de Chehata *et al* [15] pour les mêmes gammes de vitesse. Cette indépendance avec la vitesse différencie les milieux granulaires "denses" des milieux granulaires à faible fraction d'empilement où une dépendance en v^2 est attendue [16, 17], des milieux solides frottants où une dépendance en $\text{Log } v$ est généralement observée, et des fluides visqueux "ordinaires" où une dépendance de la force linéaire avec v est obtenue aux faibles nombre de Reynolds.

5.2 Paramètre d_{wall}

Le deuxième paramètre dont nous étudions l'influence sur notre milieu granulaire est la distance séparant le centre de l'intrus de la paroi frontale de laquelle il se rapproche : d_{wall} . Il faut signaler la difficulté qu'il y a à étudier ce paramètre, d_{wall} étant intrinsèque à la géométrie de la cellule de travail. Quand l'intrus progresse au sein du milieu granulaire, d_{wall} évolue continûment et ne peut être imposé.

Pour étudier l'influence de la distance séparant la paroi frontale et le centre de l'intrus, nous faisons varier ϕ et nous fixons les autres paramètres. Au cours de cette partie $D = 20$ mm, $D/W = 0,0742$, et $v = 100$ mm/min.

5.2.1 Surface du sillage

La première observable que nous étudions est l'aire de la cavité A_W laissée par l'intrus et son évolution en fonction de la distance d'approche à la paroi d_{wall} pour différentes fractions d'empilement ϕ .

Régime transitoire

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent sur un exemple particulier, l'aire de la cavité à l'arrière de l'intrus commence par croître de manière linéaire avec la distance de parcours d , puis sature à une valeur maximale que nous appellerons A_{max} pour une distance parcourue par l'intrus d_{max} , avant de fluctuer puis de rediminuer et éventuellement de saturer en fin de parcours.

Nous avons relevé ces valeurs de A_{max} et d_{max} , pour différentes valeurs de ϕ et les avons représentées en fonction de ϕ sur la figure 5.2 dans le cas d'un intrus de diamètre $D = 20$ mm.

Notons que l'aire de la cavité et la distance d'avancée correspondant aux faibles ϕ peuvent être sous-estimées, le sillage sortant parfois du champ de vision de la caméra.

Cette phase de chargement où l'aire de la cavité croît est une phase transitoire dont la durée

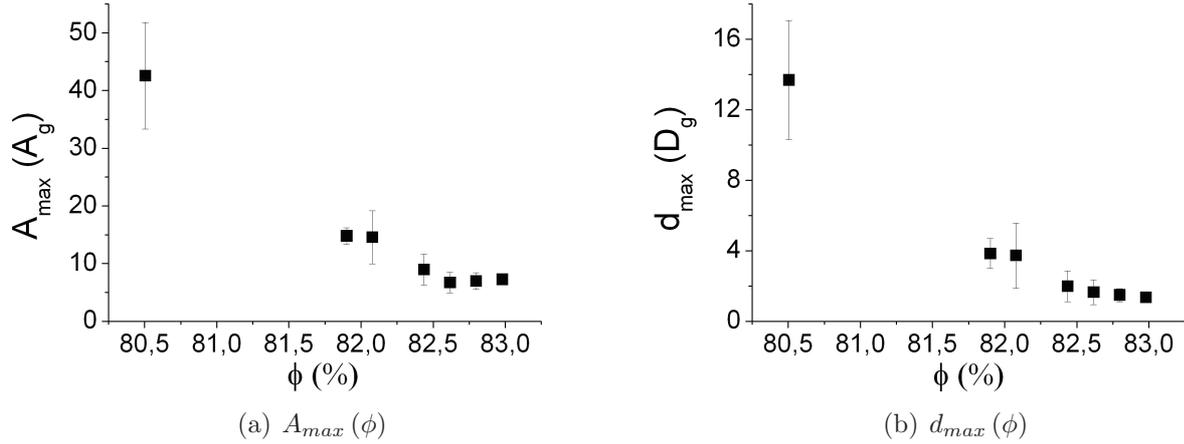


FIGURE 5.2 – Les figures ci-dessus sont l'évolution de A_{max} , l'aire maximum atteinte par la cavité en surface de gros grain A_g au cours du chargement initial du milieu, soit $\pi D_g^2/4$, et d_{max} , la distance d'avancée de l'intrus correspondante donnée en diamètre de gros grain, soit D_g , en fonction de ϕ dans le cas d'un intrus de diamètre $D = 20$ mm et un confinement $D/W = 0,0742$. Les valeurs correspondent aux moyennes effectuées pour chacune des fractions d'empilement ϕ sur cinq réalisations consécutives où le sillage est observable. La barre d'erreur est l'écart type associé.

(en distance de déplacement du plateau) d_{max} décroît à mesure que ϕ augmente. Cela semble indiquer qu'il faut prendre en compte l'espace poral. Quand la fraction d'empilement ϕ est importante, la réserve d'espace libre devient faible, le milieu granulaire est moins compressible et se bloque plus facilement, donnant lieu à une transition plus rapide vers un régime établi.

Le point important ici est que la distance d_{max} correspondant à la durée du transitoire dépend de ϕ mais n'excède pas celle d'une expérience. Nous voyons sur l'ensemble des ϕ étudiées la redécroissance de l'aire de la cavité jusqu'à sa saturation.

Moyenne par zone

Pour étudier l'influence du paramètre d_{wall} , le trajet de l'intrus est divisé en plusieurs zones de même longueur pour une fraction d'empilement ϕ donnée. Nous effectuons une moyenne temporelle de nos différentes observables sur chacune de ces zones de façon à lisser le signal. Nous passons donc d'une évolution continue à une évolution discrète des observables avec l'avancée de l'intrus. La difficulté est de déterminer le degré de discrétisation à adopter pour la suite de notre travail, c'est-à-dire quelle doit être la taille à prendre pour chacune des zones de parcours.

Nous avons choisi de découper le parcours en $n = 5$ zones, ce qui correspond à une distance de parcours d'intrus de l'ordre de 5 cm soit dix tailles de gros grain. Ces dix tailles de grain sont souvent invoquées pour passer à une description mésoscopique du milieu granulaire, de façon à lisser les fluctuations. Plus précisément, la taille d'une zone dépend très légèrement de la cale choisie pour fixer la fraction d'empilement ϕ via la longueur de la cellule. Elle va de $\frac{250,5}{5} = 50,1$ mm pour la cale 0 correspondant aux plus faibles fractions d'empilement à

$\frac{236,5}{5} = 47,3$ mm pour une cale de 14 mm de largeur.

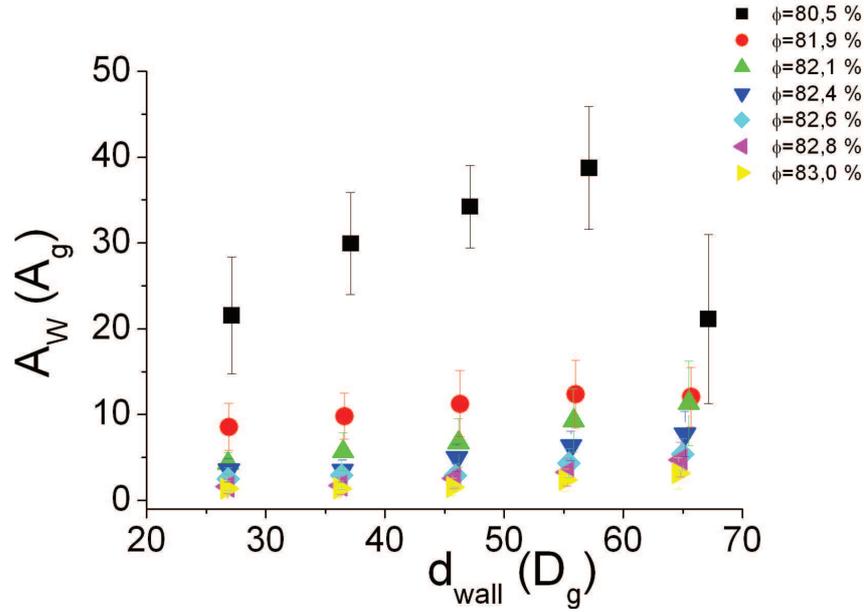


FIGURE 5.3 – La figure ci-dessus représente l'évolution de la surface du sillage, A_W , donnée en surface de gros grains, A_g , soit $\pi D_g^2/4$, en fonction de la distance entre le centre de l'intrus et la paroi frontale, d_{wall} , donnée en diamètre de gros grains, D_g , soit 5 mm, pour un intrus de diamètre $D = 20$ mm, soit $4 D_g$, évoluant au sein du milieu granulaire à la vitesse $v = 100$ mm/min, pour différentes fractions d'empilement ϕ et un confinement $D/W = 0,0742$. La valeur de A_W dans chacune des cinq zones est calculée en faisant une moyenne sur l'ensemble des cinq répétitions de l'expérience à ϕ donnée donnant accès au sillage. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type calculé à partir des moyennes. L'intrus s'approchant de la paroi frontale au cours de sa progression, d_{wall} décroît, le graphique se lit de droite à gauche.

Sur la figure 5.3, nous constatons dans un premier temps que plus la fraction d'empilement ϕ est importante plus la surface laissée par le passage de l'intrus au sein du milieu granulaire est petite.

En nous focalisant maintenant sur les plus faibles valeurs de ϕ , nous constatons dans un deuxième temps sur la figure 5.3 que plusieurs étapes successives se dessinent dans l'évolution de la surface du sillage avec l'avancée de l'intrus. Initialement, l'intrus commençant son avancée dans le milieu granulaire, la surface du sillage croît, le milieu semble se charger comme nous l'avons vu précédemment. Une fois sa progression au sein du milieu bien avancée, nous constatons une diminution de la surface du sillage. Nous assistons donc à un évolution du comportement du milieu granulaire avec l'avancée de l'intrus. Cette évolution est d'autant plus marquée que ϕ est faible. Ainsi, ces différentes étapes sont visibles pour toutes les fractions d'empilement ϕ explorées au cours de nos expériences mais sont d'autant plus visibles que ϕ est faible, la durée de la croissance initiale du sillage décroissant avec l'augmentation de ϕ . La moyenne par zone noie cette brève croissance de la surface de sillage dans une décroissance quasi-immédiate pour le cas des fortes valeurs de ϕ . Dans tous les cas, la surface du sillage tend à se stabiliser à l'approche de la paroi frontale.

5.2.2 Force et fluctuation de force

La deuxième observable que nous étudions est la force F et ses fluctuations de blocage et de déblocage associées, ΔF_j et ΔF_u , appliquées sur l'intrus, en fonction du paramètre d_{wall} pour différentes valeurs de ϕ (figures 5.5 et 5.6). Nous les moyennons par zone d'approche à la paroi en réalisant également une moyenne sur les dix expériences effectuées pour le même jeu de paramètres de contrôle, cinq visualisant l'amont et cinq visualisant l'aval de l'intrus. Ces quantités moyennées par zone sont statistiquement bien définies. En effet, nous constatons que ces grandeurs sont distribuées suivant des lois exponentielles. Nous pouvons le voir sur la figure 5.4, où nous avons représenté en échelle semi-log la distribution des raideurs de blocage K_j calculées pour la zone 5 et différentes valeurs de ϕ . D'autre part, nous constatons qu'il y a une invariance statistique de ces grandeurs quand nous les renormalisons par leur valeur moyenne dans la zone considérée. Nous obtenons ainsi une superposition des distributions sur une courbe maîtresse.

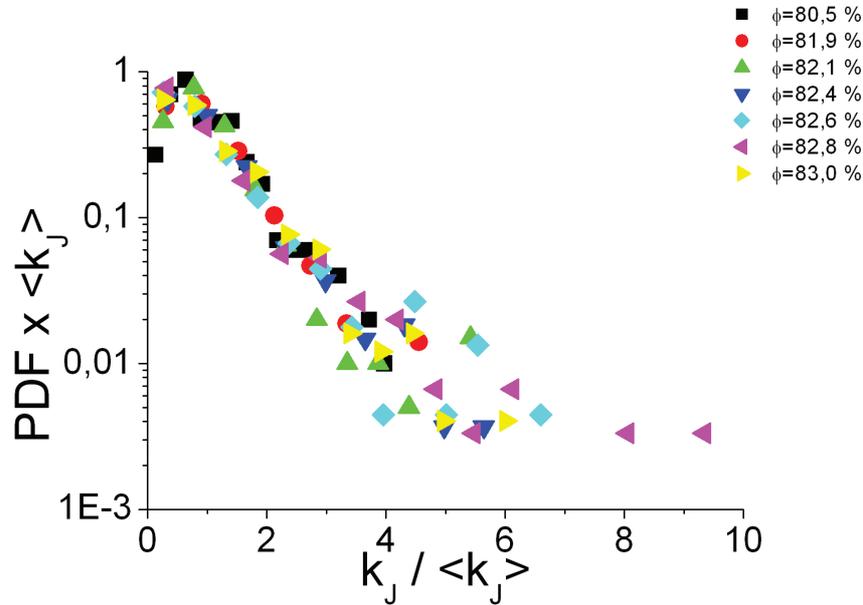


FIGURE 5.4 – La distribution des raideurs de blocage K_j normalisé par leur valeur moyenne pour l'ensemble des fractions d'empilement ϕ se superposent en zone 5.

La force, ses fluctuations et leurs écarts type respectifs évoluent avec la distance à la paroi d_{wall} de la même façon. Ainsi, plus l'intrus se rapproche de la paroi frontale, d_{wall} diminuant, plus la force, les fluctuations de forces et leurs écarts type respectifs sont importants. La croissance de la force est considérablement accentuée par l'augmentation du paramètre ϕ . Ainsi, entre la zone 1 ($d_{wall} \approx 65 D_g$) et la zone 5 ($d_{wall} \approx 25 D_g$), les niveaux de force augmentent de près d'un facteur dix pour la fraction d'empilement $\phi = 83 \%$ correspondant à la plus importante.

Il faut remarquer que cette augmentation de la force et de ses fluctuations associées n'est pas observée dans les différents travaux de Geng et Behringer [10] et de I. Albert, R. Albert, Kahng *et al* [1, 2, 3, 4], ces derniers travaillant dans une géométrie type Couette où il n'y a pas d'effets dus à la paroi frontale. Par contre, l'effet du confinement longitudinal est visible sur les

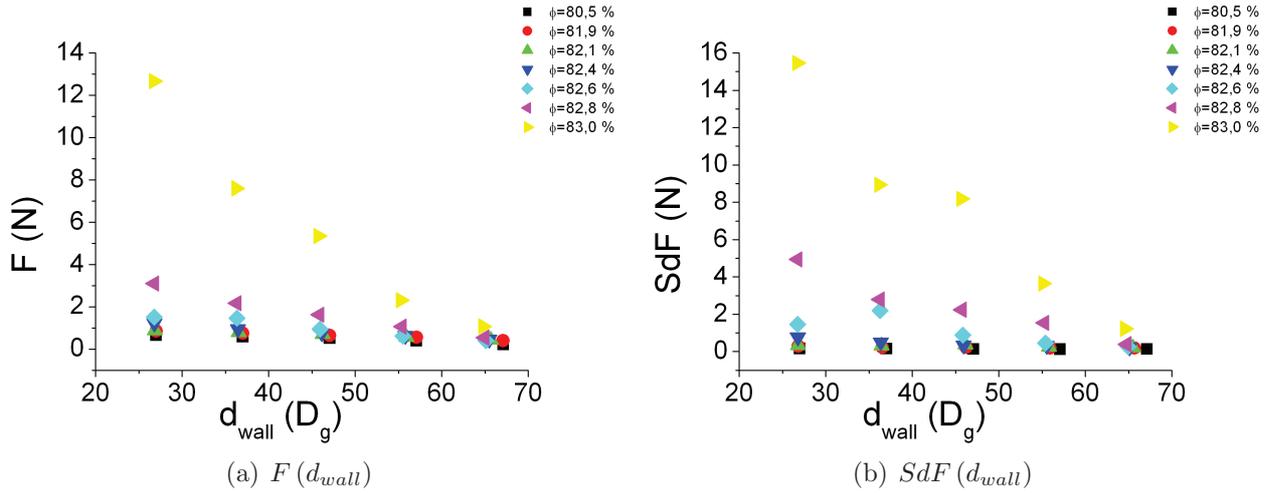


FIGURE 5.5 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution de la force F et son écart type, donnés en Newton, en fonction de la distance entre le centre de l'intrus et la paroi frontale, d_{wall} , donnée en diamètre de gros grains, D_g , soit 5 mm, pour un intrus de diamètre $D = 20$ mm, soit $4 D_g$, évoluant au sein du milieu granulaire à la vitesse $v = 100$ mm/min, pour différentes fractions d'empilement ϕ et un confinement latéral $D/W = 0,0742$. Les valeurs de la force et son écart type dans chacune des cinq zones sont calculées en faisant une moyenne sur l'ensemble des dix répétitions de l'expérience à ϕ donnée. L'intrus s'approchant de la paroi frontale au cours de sa progression, d_{wall} décroît, le graphique se lit de droite à gauche.

niveaux de force détectés à l'approche de la paroi basale dans Stone *et al* [6] et indirectement sur la profondeur de pénétration d'un projectile dans Seguin *et al* [14].

5.2.3 Distance de blocage/déblocage

La troisième observable que nous étudions est la distance liée aux blocages et déblocages et associée aux fluctuations de la force, ΔX_j et ΔX_u , en fonction du paramètre d_{wall} pour différentes valeurs de ϕ (figure 5.7). Comme au paragraphe précédent nous présentons leurs évolutions respectives par zone en fonction de ϕ .

Les distances de blocage et de déblocage du milieu granulaire semblent évoluer comme l'aire du sillage, mais avec des variations relatives beaucoup moins grandes. Ainsi, nous constatons qu'en début de parcours ces distances sont plus grandes qu'au plus près de la paroi frontale. Comparativement aux fluctuations de force, les distances de blocage et de déblocage évoluent très peu (au plus d'un facteur deux) au cours de la progression de l'intrus au sein du milieu granulaire. Les distances de déblocage sont systématiquement plus petites que les distances de blocages, tendant à se stabiliser autour de $0,12 D_g$ soit 0,6 mm dans le cas du blocage et de $0,1 D_g$ soit 0,5 mm dans le cas du déblocage.

Une autre façon de voir l'évolution des distances de blocage et de déblocage avec le paramètre de distance séparant le centre de l'intrus à la paroi frontale, d_{wall} , est représentée sur la figure 5.8. Nous y avons représenté la distance de blocage ΔX_j en fonction de ϕ pour l'ensemble des diamètres d'intrus D investigués. Nous constatons que ce paramètre est relativement dis-

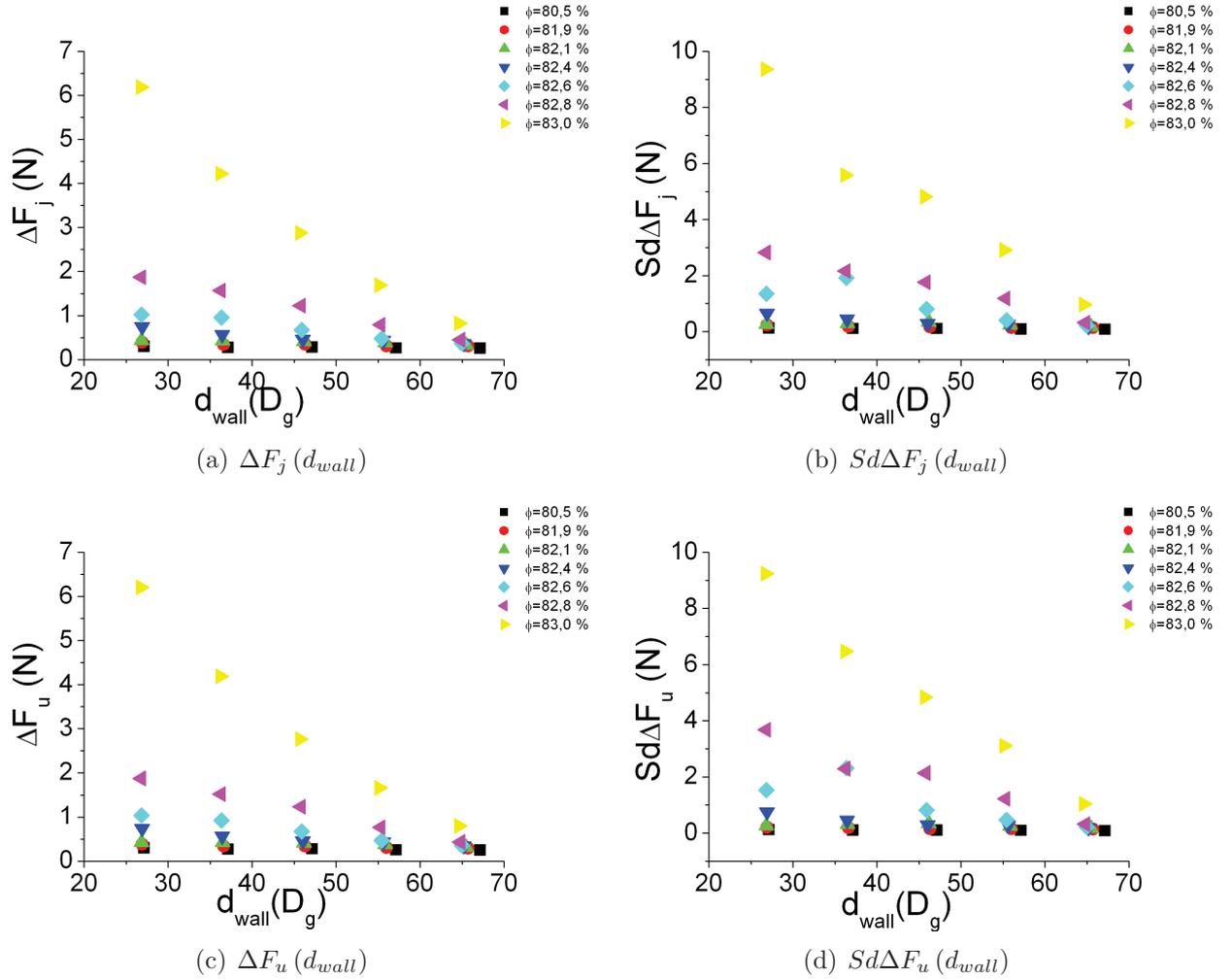


FIGURE 5.6 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution des fluctuations de force ΔF_j ΔF_u , données en Newton, en fonction de la distance entre le centre de l'intrus et la paroi frontale, d_{wall} , donnée en diamètre de gros grains, D_g , pour le même jeu de paramètres que la figure 5.5. Comme sur cette dernière figure, l'intrus s'approchant de la paroi frontale au cours de sa progression, d_{wall} décroît, le graphique se lit de droite à gauche.

tribué en zone 1, mais qu'il tend à se stabiliser progressivement quand l'intrus se rapproche de la paroi frontale, pour finalement donner en zone 5 une valeur proche de 0, $12 D_g$, soit $600 \mu\text{m}$, quels que soient le diamètre d'intrus D ou la fraction d'empilement ϕ . Nous reviendrons sur ce point crucial plus tard.

5.2.4 Raideur

La dernière observable que nous étudions est la raideur effective de notre milieu granulaire. Rappelons que la raideur K_j (respectivement K_u) dans une zone de parcours est définie comme la moyenne des rapports $\Delta F_j / \Delta X_j$ (respectivement $\Delta F_u / \Delta X_u$) sur l'ensemble des évènements de blocage (respectivement de déblocage) de cette zone pour dix expériences correspondant au même jeu de paramètres. La raideur de notre système de mesure étant bien supérieure à celle mesurée au cours des évènements de blocage et de déblocage, ce sont bien les raideurs de notre

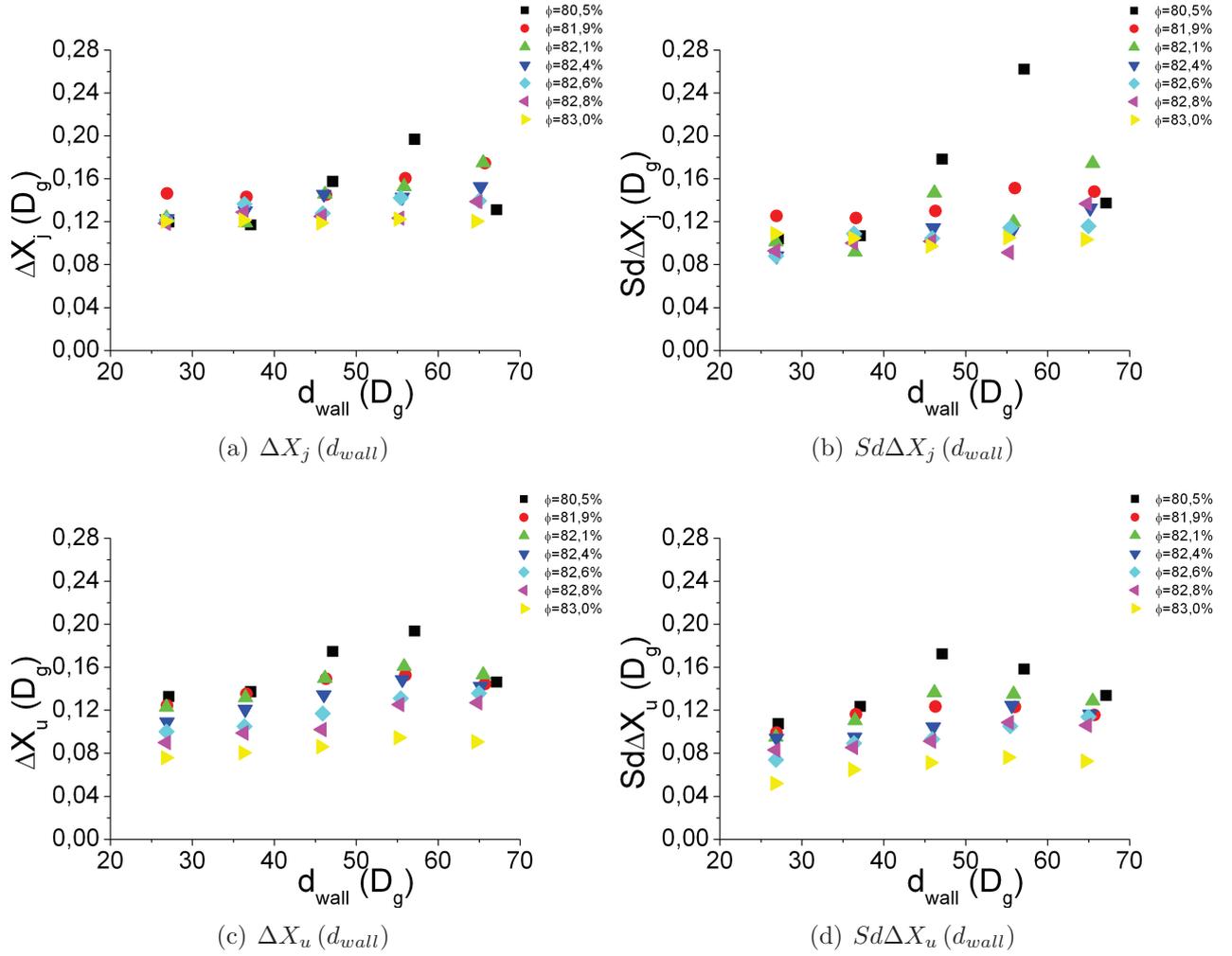


FIGURE 5.7 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution des fluctuations de distance de blocage et de déblocage, ΔX_j et ΔX_u , données en diamètre de gros grains D_g , soit 5 mm, en fonction de la distance entre le centre de l'intrus et la paroi frontale, d_{wall} , donnée aussi en diamètre de gros grains D_g , pour un intrus de diamètre $D = 20$ mm évoluant au sein du milieu granulaire à la vitesse $v = 100$ mm/min, pour différentes fractions d'empilement ϕ et un confinement latéral $D/W = 0,0742$. Comme précédemment les valeurs de distance de blocage et de déblocage dans chacune des cinq zones sont calculées en faisant une moyenne sur l'ensemble des dix répétitions de l'expérience à ϕ donnée. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type calculé à partir des moyennes. L'intrus s'approchant de la paroi frontale au cours de sa progression, d_{wall} décroît, le graphique se lit de droite à gauche.

système granulaire que nous mesurons. Notre situation est différente de celle rencontrée par I. Albert, R. Albert, Kahng *et al* [1, 2, 3, 4], où la raideur mesurée correspondait à celle du système de mesure. Nous avons donc représenté sur la figure 5.9 K_j et K_u , raideur de blocage et de déblocage du milieu granulaire, en fonction du paramètre d_{wall} pour différentes valeurs de ϕ .

Les valeurs de ΔX_j et ΔX_u variant peu, l'évolution des raideurs K_j et K_u avec la distance à la paroi d_{wall} est similaire à celle des fluctuations de force ΔF_j et ΔF_u . Le rapprochement de la paroi frontale entraîne une augmentation de la raideur du milieu granulaire, d'autant plus importante que ϕ est élevée.

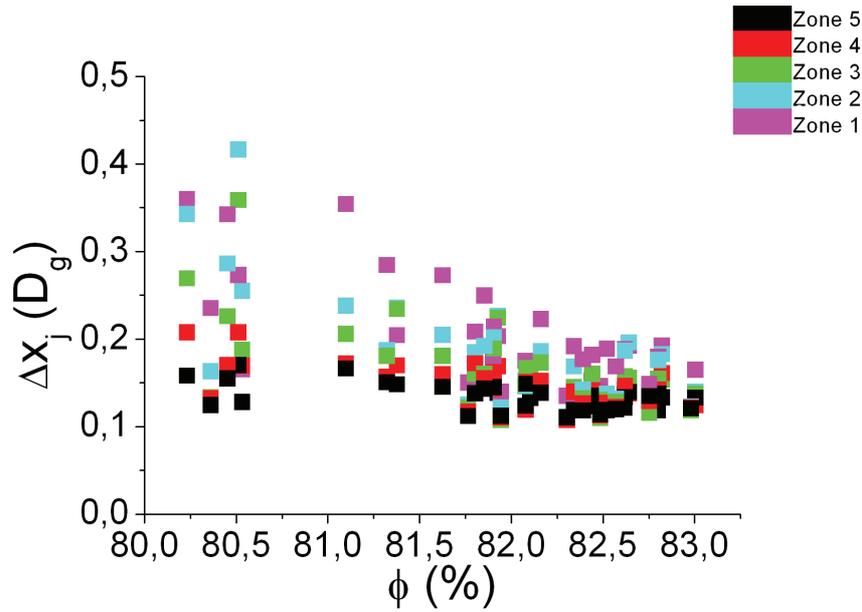


FIGURE 5.8 – La figure ci-dessus représente l'évolution de la distance de blocage, ΔX_j , pour l'ensemble des diamètres d'intrus D en fonction des fractions d'empilement ϕ testées. La distance de blocage, ΔX_j est représentée en diamètre de gros grains D_g , soit 5 mm. Les zones de parcours sont symbolisées par l'échelle de couleur.

Notons que la raideur de déblocage est toujours supérieure à celle de blocage. Le système se débloque toujours de manière plus brève qu'il ne se bloque. Ainsi, aux plus grandes fractions d'empilement, dans la zone la plus proche de la paroi frontale K_u est deux fois supérieure à K_j .

L'ensemble de cette partie sur d_{wall} nous montre que les niveaux de force sont fonction de la distance à la paroi. Par contre, nous avons vu que des grandeurs caractéristiques de la dynamique comme ΔX ou l'aire de la cavité se stabilisent, c'est à dire qu'elles n'évoluent plus sous une certaine valeur de d_{wall} . Au vu de ces résultats nous choisissons de travailler dans la suite de notre étude dans la dernière des zones : la plus proche de la paroi frontale, à une distance allant typiquement de 160 mm à 110 mm de celle-ci.

5.3 Paramètres ϕ et D

Au cours de cette partie nous allons nous focaliser sur l'évolution de notre milieu granulaire en fonction des paramètres ϕ et D qui sont les plus simples à contrôler.

Comme nous l'avons déjà expliqué précédemment, une paroi ajustable en position permet de modifier ϕ via la longueur de la cellule de travail et donc l'espace accessible aux grains dont le nombre est fixé pour chaque intrus. Le paramètre fraction d'empilement ϕ va de $80,2 \pm 0,2 \%$ à $83,0 \pm 0,2 \%$. En se rappelant que nous travaillons à deux dimensions, ces valeurs de ϕ sont importantes et proche de la valeur de blocage. Comparativement, dans les travaux de Chehata *et al* [15] qui travaillent à trois dimensions, la compacité est estimée à 60 %, et dans les travaux de Geng et Behringer [10] avec des grains photoélastiques à deux dimensions la compacité varie

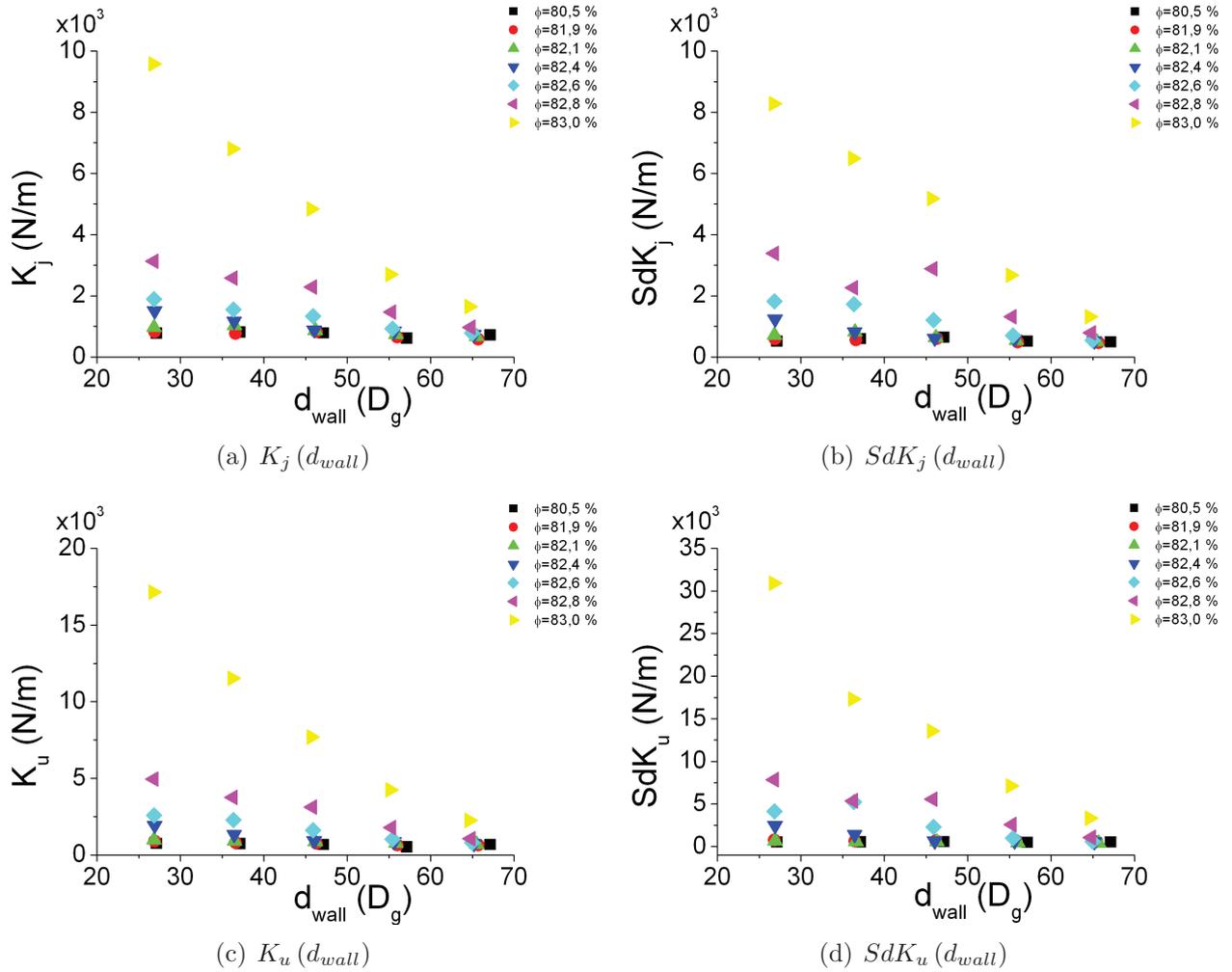


FIGURE 5.9 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution des raideurs associées au blocage et au déblocage du milieu granulaire, K_j et K_u , données en Newton par mètre, en fonction de la distance entre le centre de l'intrus et la paroi frontale, d_{wall} , donnée en diamètre de gros grains D_g , soit 5 mm, pour un intrus de diamètre $D = 20$ mm évoluant au sein du milieu granulaire à la vitesse $v = 100$ mm/min, pour différentes fractions d'empilement ϕ et un confinement latéral $D/W = 0,0742$.

entre 55 % et 75 %.

De même, l'intrus peut facilement être changé. Les diamètres d'intrus D testés vont de $11,8 \pm 0,05$ mm à $39,4 \pm 0,05$ mm soit de $2,36 \pm 0,01 D_g$ à $7,88 \pm 0,01 D_g$ où D_g est le diamètre d'un gros grain, c'est à dire $5 \pm 0,05$ mm. Ces diamètres d'intrus D rapportés aux tailles des grains sont plus importants que ceux utilisés par Geng et Behringer [10]. Dans leur cas, le rapport de taille entre intrus et grain avoisine 1. Pour l'étude de l'influence du paramètre D sur la force qui s'applique à notre intrus, nous nous rapprochons davantage des travaux de Chehata *et al* [15].

Pour étudier leur influence respective nous fixons les autres paramètres. Comme nous l'avons vu précédemment, nous allons travailler dans la zone 5 du parcours de l'intrus, lorsque l'aire de la cavité semble avoir atteint une taille stationnaire. Dans cette zone d'étude le centre de l'intrus progresse au sein du milieu granulaire sur une distance à la paroi frontale allant de

160, $1 \pm 0,5$ mm, aux plus faibles fractions d'empilement ϕ au début de la zone 5, à $110 \pm 0,5$ mm, en fin de parcours quelle que soit la valeur de ϕ , soit de $32 \pm 0,1 D_g$ à $22 \pm 0,1 D_g$. La largeur de la cellule de travail est fixée à $W = 269,5 \pm 0,5$ mm, soit $53,9 \pm 0,1 D_g$. Au cours de cette partie nous explorons différentes valeurs de D , ce faisant, le confinement du milieu D/W évolue, passant de 0,0742 à 0,146. Enfin, nous travaillons à vitesse de translation du plateau v fixée à 100 mm/min, soit 1,6 mm/s, ce qui correspond à une vitesse d'avancée de l'intrus de $1/3 D_g/s$ dans le référentiel du plateau.

Nous regardons comment évoluent nos observables en fonction de ϕ pour différents D .

5.3.1 Forces et fluctuations de force

La première observable que nous étudions est la force, F , et ses fluctuations de blocage et de déblocage, respectivement ΔF_j et ΔF_u , appliquées sur l'intrus, en fonction des paramètres ϕ et D (figure 5.10).

Proche de zéro pour les compacités faibles, la force moyenne F appliquée sur l'intrus dans la zone 5 croît très fortement avec le paramètre ϕ . Ainsi, pour un intrus de diamètre $D = 29,9 \pm 0,05$ mm, dans l'intervalle de fraction d'empilement ϕ allant de $80,5 \pm 0,02$ % à $82,8 \pm 0,2$ %, la force moyenne F passe de 0,8 N à 14,8 N, soit une variation de F de 1 750 % pour une croissance relative de ϕ de 3,4 %. De même, l'écart type correspondant, SdF , passe dans le même intervalle de ϕ de 0,2 N à 20,2 N, soit une croissance de 10 000 %.

Le même effet se produit pour les fluctuations moyennes de forces de blocage, ΔF_j , et de déblocage, ΔF_u , définies à partir des extrema locaux.

Nous constatons également qu'un diamètre d'intrus D plus important conduit à une augmentation plus rapide des niveaux de force avec ϕ . Il est toutefois difficile d'évaluer la dépendance exacte de la force, F , et de ses fluctuations, ΔF_j et ΔF_u , avec D , car ces dernières évoluent très fortement avec ϕ et les expériences où le paramètre D est modifié n'ont pas été menées tout à fait avec les mêmes valeurs de ϕ . L'extrême sensibilité du signal de force et de ses fluctuations avec ϕ limite donc la visibilité de leur évolution avec D . Cependant, si nous nous plaçons par exemple autour de $\phi = 82,75$ % nous observons clairement que la croissance des niveaux de force avec D est plus rapide que linéaire.

Ceci nous montre que la force de traînée mesurée ne peut se déduire d'un simple argument hydrodynamique. En effet, la surface de l'intrus en prise avec le courant de grains est de l'ordre de $D \times e$ où D est le diamètre de l'intrus et e la hauteur d'un grain. Ceci devrait conduire à une dépendance linéaire en D [1, 2, 3, 4, 10, 15, 16, 17], que nous ne semblons pas observer ici.

Pour mieux cerner la dépendance de la force et des fluctuations de celle-ci avec le paramètre D nous avons procédé à un ajustement du profil d'évolution de ΔF_j en fonction de ϕ pour l'ensemble des D testés (figure 5.11) par la fonction $\Delta F_j = f / (\phi_C - \phi)$, où la force f et la fraction d'empilement critique ϕ_C sont deux paramètres ajustables (figure 5.12).

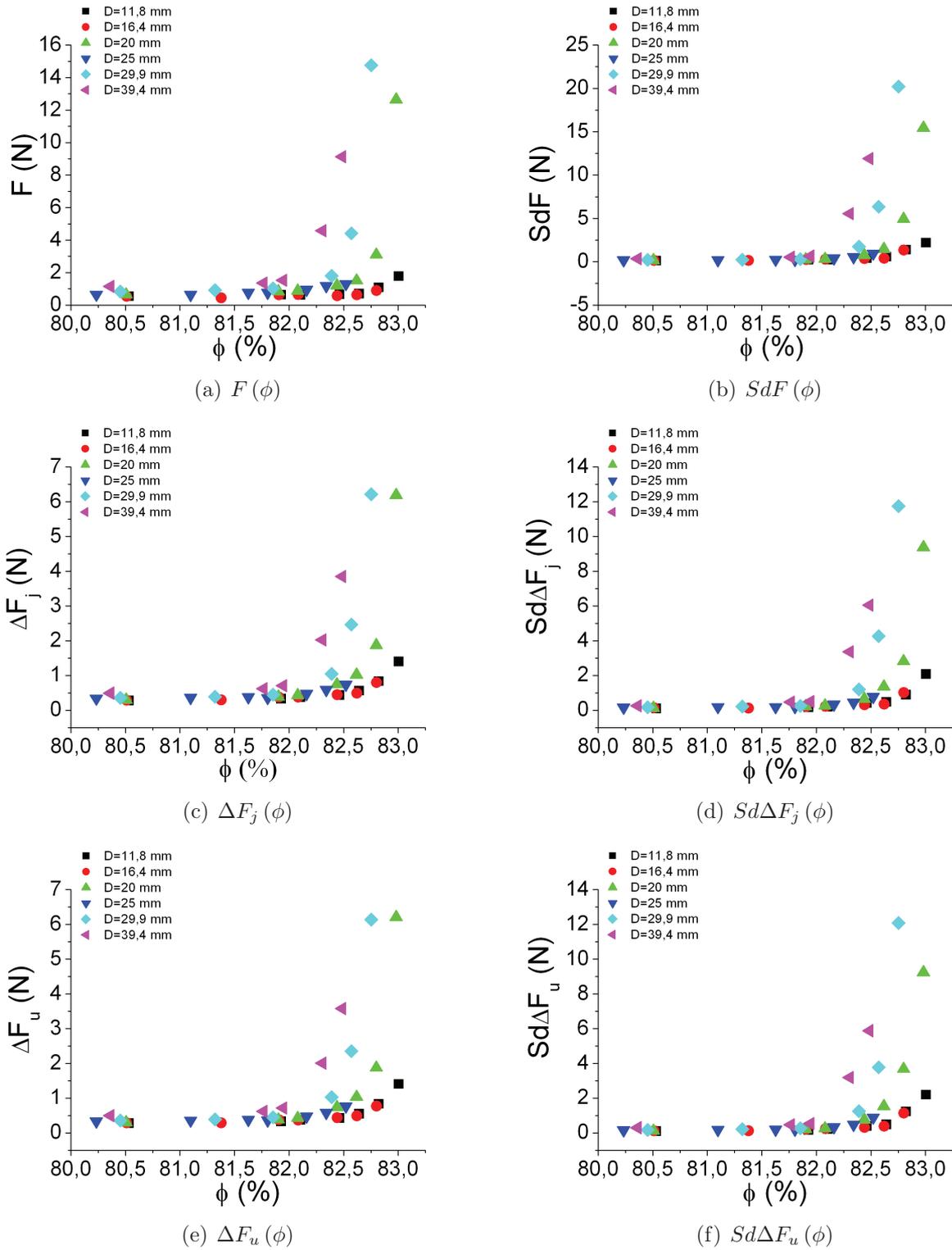


FIGURE 5.10 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution de la force F , figure a, de son écart type SdF , figure b, des fluctuations de force de blocage ΔF_j , figure c, de déblocage ΔF_u , figure e, et leurs écarts types respectif $Sd\Delta F_j$ et $Sd\Delta F_u$, figures d et f, en fonction du paramètre ϕ , pour la totalité des D étudiés, moyennés dans la zone 5, la largeur de la cellule de travail étant de $W = 269,5$ mm.

L'ajustement de l'évolution de ΔF_j avec ϕ et D par la fonction $\Delta F_j = f/(\phi_C - \phi)$ est un premier modèle et ne doit surtout pas être considéré comme étant établi et définitif. Nous avons introduit ce type d'ajustement pour voir si la variation brutale des niveaux de force avec

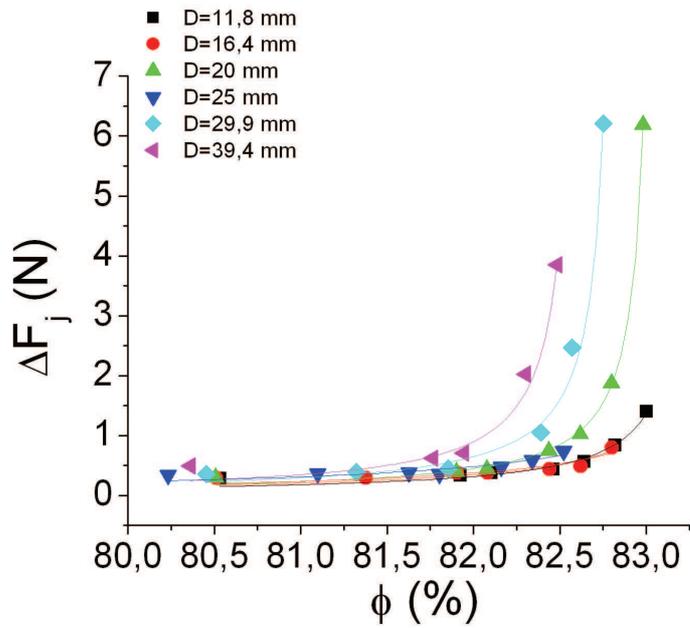


FIGURE 5.11 – La figure ci-dessus représente l'évolution de la fluctuation de la force de blocage moyen, ΔF_j , l'intrus se trouvant en zone 5, sur laquelle nous avons superposé les ajustements effectués.

ϕ pouvait s'interpréter comme une divergence au voisinage d'une compacité critique. En traçant l'évolution de la valeur de ces deux paramètres ajustables que sont f et ϕ_C avec D (carrés noir des figures 5.12 a et b), nous pouvons quantifier l'évolution des fluctuations de force appliquées sur l'intrus en fonction du diamètre D de celui-ci.

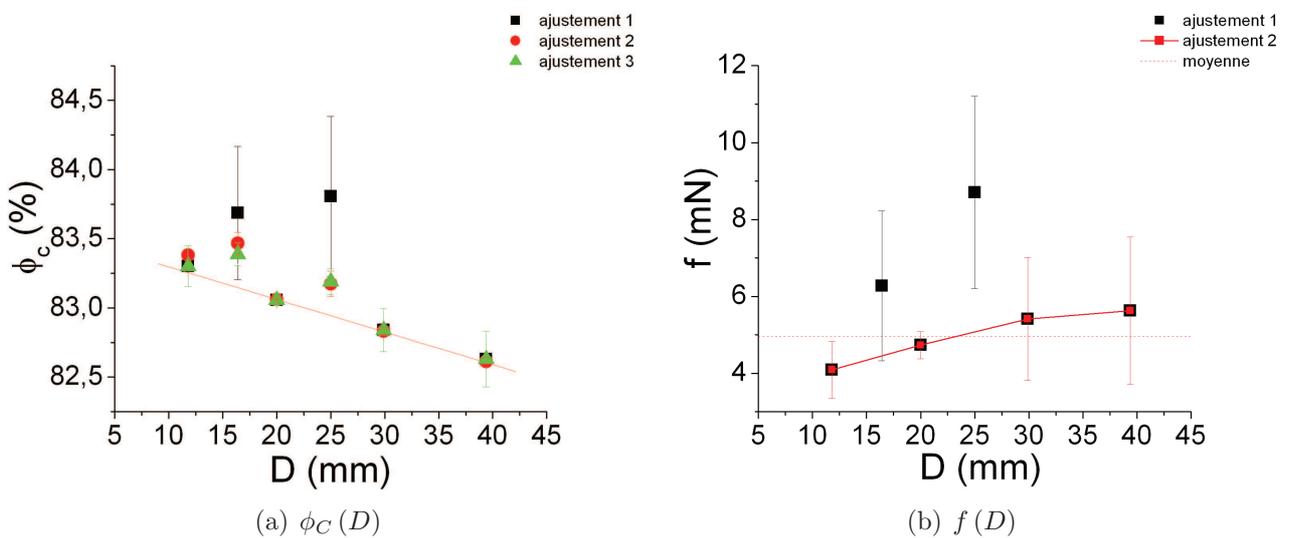


FIGURE 5.12 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution des paramètres d'ajustements ϕ_C , figure a, et f , figure b, pour l'ensemble des diamètres D d'intrus testés.

Sur la figure 5.12 nous constatons que f et ϕ_C varient très peu avec D . Par contre, les barres d'erreur sont beaucoup plus importantes pour $D = 16,4$ mm et $D = 25$ mm. Pour ces diamètres représentés par les triangles bleu et les ronds rouge sur la figure 5.11, l'ajustement précédent est délicat compte-tenu du faible nombre de points expérimentaux dans la zone des

compacités élevées où le signal de force croît très fortement. Ainsi pour ces deux diamètres, les valeurs des paramètres d'ajustement correspondant sont à prendre avec précaution.

Dans un premier temps, sans tenir compte de ces deux diamètres, nous observons une décroissance linéaire de ϕ_C avec le diamètre d'intrus D . L'ajustement des 4 points restants nous donne une loi d'évolution de ϕ_C avec D de la forme : $\phi_C = \phi_C^0 (1 - \frac{D}{l})$, où $\phi_C^0 = 83,53 \pm 0,04 \%$ et $l = 3500 \pm 300 \text{ mm} = 700 \pm 60 D_g$, représentée par la droite rouge sur la figure a 5.12. Cette approche nous donne une valeur ϕ_C^0 correspondant à la fraction d'empilement de blocage extrapolée pour un diamètre d'intrus nul. C'est une valeur plausible avec les compacités critiques de jamming obtenues en simulation [25].

La valeur de f obtenue en moyennant pour les diamètres autres que $D = 16,4 \pm 0,05 \text{ mm}$ et $25 \pm 0,05 \text{ mm}$ donne $f = 4,96 \pm 0,69 \text{ mN}$. Cette valeur est extrêmement faible. Il est alors intéressant de la comparer à la friction d'un grain sur le plateau en verre.

$$\text{Masse d'un gros grain} = 0,372 \text{ g} \quad \text{Masse d'un petit grain} = 0,217 \text{ g}$$

Dès lors, ayant dans notre mélange granulaire conservé tout au long de nos différentes expériences le rapport de 4 gros grains pour 7 petits, la masse moyenne d'un grain vaut $\bar{m} = 0,274 \text{ g}$, et la force de friction moyenne d'un grain est donc :

$$\text{Friction} = \mu \bar{m} g = 0,3 \times 0,274 \times 0,001 \times 9,81 \approx 0,8 \text{ mN}$$

Or la force f trouvée est du même ordre de grandeur, ou plus précisément $f/\text{friction} \approx 6$

Le paramètre f pourrait alors être interprété comme étant la force typique correspondant à la poussée d'environ 6 grains qui touchent l'intrus, formant la zone de stagnation moyenne devant ce dernier.

Après ce premier aperçu de l'évolution des paramètres d'ajustement f et ϕ_C avec D , nous pouvons reprendre nos ajustements en imposant cette fois une valeur de f égale à la moyenne des 4 valeurs de f que nous considérons comme corrects, soit $f = 4,96 \text{ mN}$. Dans ce cas il n'y a plus qu'un paramètre ajustable : ϕ_C . Nous recommençons donc l'ajustement de ϕ_C pour l'ensemble des diamètres testés. Ce deuxième ajustement, représenté par les points rouge sur la figure a 5.12, ne fait presque pas évoluer les valeurs de ϕ_C trouvées précédemment, sauf évidemment pour les deux diamètres qui posaient problème. Ces derniers voient leurs valeurs de ϕ_C baisser, se rapprochant ainsi de la droite maîtresse symbolisée par l'ajustement précédent de ϕ_C , la droite rouge de la figure a de 5.12.

Un troisième ajustement est possible, consistant à prendre pour les valeurs manquantes de f , correspondant aux deux diamètres problématiques, les valeurs obtenues par extrapolation linéaires de f des deux diamètres voisins les encadrant. En imposant nos valeurs de f de cette façon, nous déterminons les valeurs de ϕ_C représentées par les triangles vert sur la figure a 5.12. Nous constatons alors qu'il n'y a quasiment aucune évolution de ϕ_C par rapport à l'ajustement

précédent.

5.3.2 Distance de blocage/déblocage

La deuxième observable que nous étudions est la distance liée aux blocages et déblocages du système, ΔX_j et ΔX_u , correspondant aux fluctuations de force précédentes, en fonction des paramètres ϕ et D (figure 5.13).

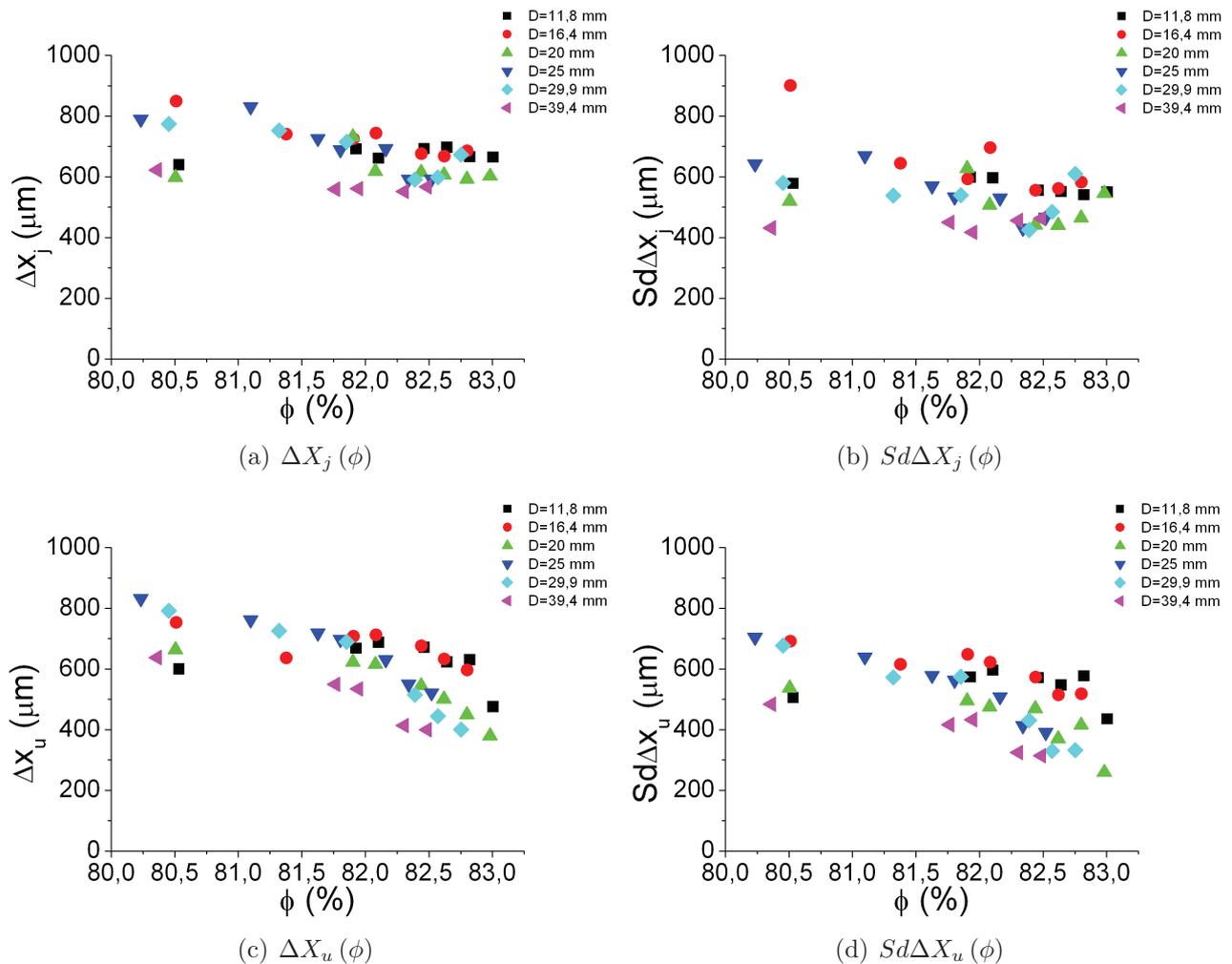


FIGURE 5.13 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution des distances de blocage ΔX_j , figure a, de déblocage ΔX_u , figure c, et leurs écarts type respectif, figures b et d, en fonction du paramètre ϕ , pour la totalité des D étudiés, moyennés dans la zone 5.

Dans un premier temps nous nous focalisons sur le cas du blocage. Aux faibles valeurs de ϕ , autour de 80,5 %, nous constatons une certaine dispersion des valeurs de ΔX_j avec le paramètre D . Cette dispersion se retrouve sur l'écart type $Sd\Delta X_j$ qui est de l'ordre de grandeur de ΔX_j lui-même. Nous ne constatons donc pas d'ordonnement particulier de ΔX_j avec D aux faibles fractions d'empilement.

Aux plus fortes fractions d'empilement, entre 82 % et 83 %, la valeur moyenne de ΔX_j reste inchangée mais la dispersion de ses valeurs pour les différents diamètres D étudiés est

plus faible.

Ainsi, en zone 5, ΔX_j semble indépendant de ϕ et D . La valeur moyenne calculée sur l'ensemble des ϕ et des D vaut $670 \pm 80 \mu\text{m}$.

En nous focalisant maintenant sur le cas du déblocage, nous constatons que ΔX_u évolue légèrement avec ϕ et D . Aux faibles valeur de ϕ , autour de 80,5 %, les valeurs de ΔX_u sont dispersées comme celle de ΔX_j . Il est alors difficile de voir une dépendance avec le paramètre D . La valeur moyenne de ΔX_u est d'environ 700 μm , voisine de celle de ΔX_j . Mais quand ϕ croît ΔX_u évolue légèrement, tendant à décroître. Cette décroissance avec ϕ est d'avantage marquée pour D grand au delà de ϕ égale à 82 %. Il faut tout de même remarquer que l'écart-type est de l'ordre de grandeur de ΔX_u . L'évolution de la distance de déblocage, bien que visible, reste donc toute relative.

Contrairement aux fluctuations de force qui dépendent de façon cruciale de la compacité ϕ et dans une moindre mesure de D , nous constatons que les distances caractéristiques de blocage et de déblocage sont pratiquement constantes en zone 5, indépendamment de D et de ϕ .

C'est un résultat capital sur plusieurs points. Cela indique que la fréquence des évènements de blocage déblocage change relativement peu avec ϕ et D . De plus, la distance de blocage ΔX_j est indépendante à la fois de ϕ et de D tout en valant en moyenne $\overline{\Delta X_j} = 670 \pm 80 \mu\text{m}$. Nous pouvons nous demander d'où vient cette distance caractéristique. Comme elle est inférieure à la taille d'un grain, nous nous penchons sur la taille d'un pore entre grains que nous allons calculer dans la suite. Enfin la distance de déblocage ΔX_u , tout en restant proche de ΔX_j , est légèrement décroissante avec ϕ , d'autant plus que D est grand.

Le diamètre moyen δ d'un pore peut se calculer de la manière suivante :

Nous cherchons d'abord le diamètre moyen \bar{d} d'un grain, sachant qu'il y a N_1 grains de diamètre $d_1 = 4 \text{ mm}$ et N_2 grains de diamètre $d_2 = 5 \text{ mm}$

$$\bar{d} = \frac{\overline{N_1}d_1 + \overline{N_2}d_2}{\overline{N_1} + \overline{N_2}}$$

$$\overline{N_1} \approx 4250$$

$$\overline{N_2} = 2453$$

$$\bar{d} \approx 4,36 \text{ mm}$$

Si A, B, C sont les centres des grains formant un triangle équilatéral et O le centre du cercle inscrit dans le pore entre les 3 grains nous avons :

$$\vec{AO} = \frac{2}{3}\vec{AH}$$

$$AO = \frac{2}{3}AH = \frac{2}{3}AB \cos \frac{\pi}{6} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{2}{3}AB$$

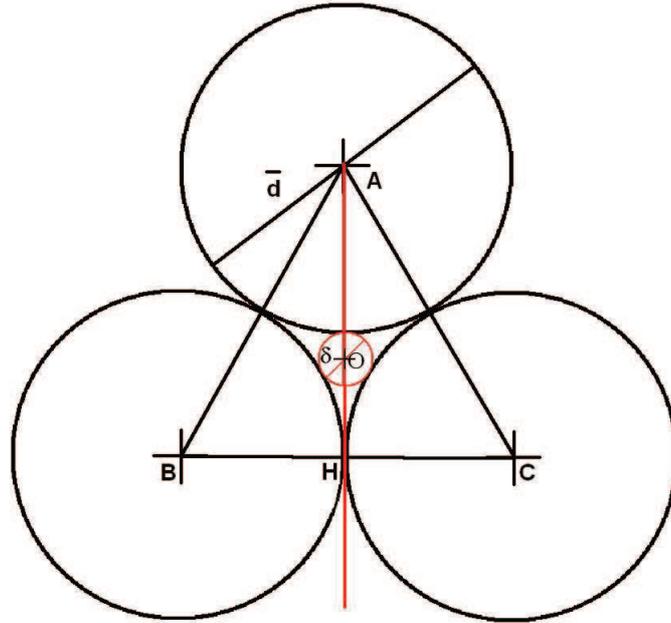


FIGURE 5.14 – La figure ci-dessus schématise l’empilement de trois grains de même diamètre \bar{d} , de centres A, B, C, illustrant ainsi la présence d’un pore, espace libre de matière, entre eux. Ce pore a pour diamètre δ , et pour centre le point O.

$$AO = \frac{AB}{\sqrt{3}} = \frac{\bar{d}}{\sqrt{3}}$$

Or $AO = \frac{\bar{d}}{2} + \frac{\delta}{2}$ Donc $\delta = 2AO - \bar{d}$

$$\delta = \left(\frac{2}{\sqrt{3}} - 1 \right) \bar{d}$$

Nous trouvons au final :

$$\delta = 670 \mu\text{m}$$

Cette valeur théorique est très proche de la valeur expérimentale $\overline{X_j}$ en zone 5.

Cela nous invite à penser que les fluctuations de force pourraient être reliées à un phénomène de dilatance locale à l’échelle du grain. Ainsi un mécanisme d’encastrement/désencastrement pourrait être à l’origine des fluctuations de la dynamique de notre milieu granulaire.

5.3.3 Raideur

La troisième observable que nous présentons est la raideur du milieu granulaire liée aux blocages et déblocages successifs, K_j et K_u , en fonction des paramètres ϕ et D (figure 5.15).

L’évolution de la raideur dans le cas du blocage et du déblocage de notre milieu granulaire est similaire à celle des fluctuations de force associées. Compte-tenu de la définition des raideurs

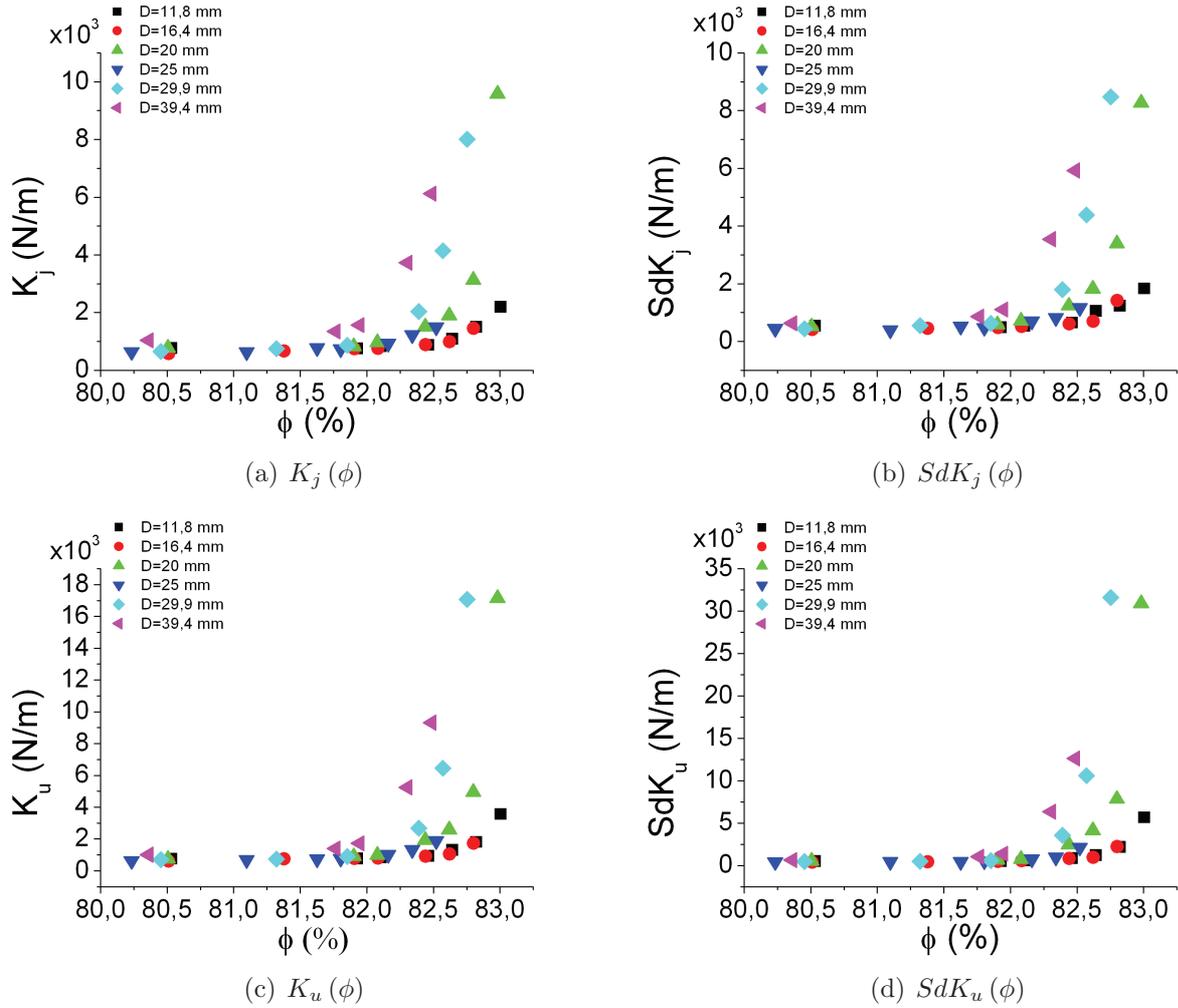


FIGURE 5.15 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution des raideurs associées aux distances de blocages et de déblocages, K_j figure a, et K_u figure c, ainsi que leurs écarts type respectifs SdK_j figures b, et SdK_u figure d, en fonction du paramètre ϕ , pour la totalité des D étudiés, moyennées dans la zone 5, pour une cellule de travail de largeur $W = 269,5$ mm.

$k = \frac{\Delta F}{\Delta X}$, ceci est compréhensible en constatant que ΔF varie énormément avec ϕ alors que ΔX est pratiquement indépendant de cette même variable. Notons que les valeurs de K sont toujours inférieures à la raideur du système de mesure qui avoisine les 85 000 N/m, ainsi qu'aux raideurs estimées du contact inter-grain qui sont de l'ordre de 100 000 N/m. Les raideurs que nous mesurons sont associées au milieu granulaire et peuvent être interprétées comme des raideurs effectives des chaînes de force de manière analogue à ce que proposent I. Albert *et al* ou Geng *et al* [1, 10].

Le milieu granulaire est très facilement pénétrable aux faibles fraction d'empilement ϕ . Les raideurs sont alors de l'ordre de 700 N/m pour le blocage et de 800 N/m pour le déblocage. Avec l'augmentation du paramètre ϕ , le milieu se rigidifie. Les fluctuations de la force ressentie sur l'intrus se déplaçant à vitesse constante, augmentent de manière très importante, les raideurs suivent alors la même évolution, croissant d'autant plus que ϕ et D sont importants.

Les paramètres ϕ et D sont des paramètres sensibles du milieu granulaire. Leurs aug-

mentations, même très faibles, engendrent systématiquement de fortes modifications du milieu granulaires. Les très fortes augmentations des fluctuations de la force et des raideurs qui en découlent en sont l'illustration.

5.3.4 Surface du sillage

La dernière observable que nous étudions est l'aire du sillage A_W laissé par l'intrus dans la zone 5 en fonction des paramètres ϕ et D (figure 5.16).

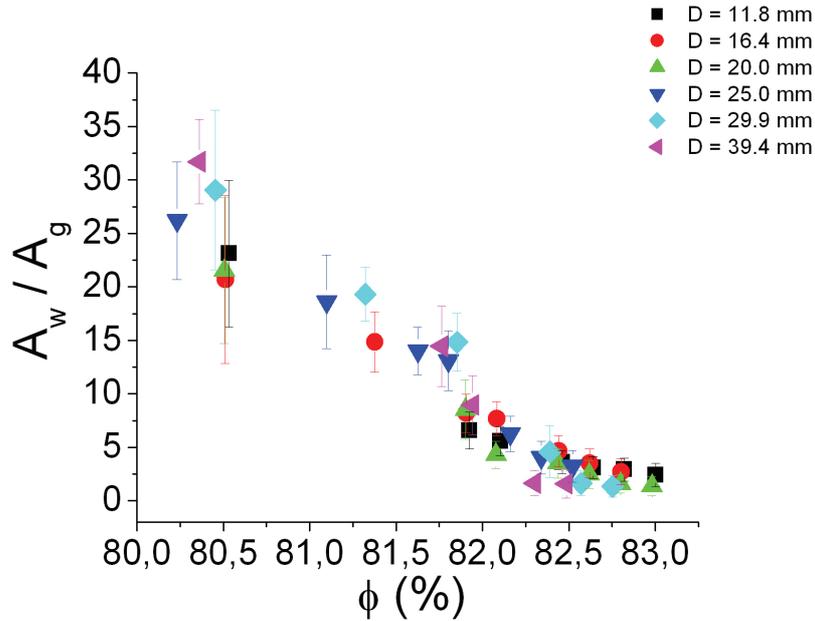


FIGURE 5.16 – La figure ci-dessus représente l'évolution de la surface moyenne du sillage derrière l'intrus en fonction de ϕ pour l'ensemble des diamètres d'intrus testés en zone 5 sur cinq réalisations successives correspondant au même jeu de paramètres et une largeur de cellule de travail $W = 269,5$ mm. La surface du sillage, A_W , est donnée en surface de gros grain, A_g , $\pi D_g^2/4$.

La figure 5.16 montre l'évolution de la surface de la cavité moyennée dans la zone 5 sur cinq expériences retour en fonction de la fraction d'empilement ϕ pour l'ensemble des diamètres D d'intrus testés.

Nous constatons que cette aire décroît pour des compacités croissantes et tend à s'annuler pour les valeurs de compacités pour lesquelles nous observons une très rapide augmentation des niveaux de force. Ce résultat est très important, car il montre bien que l'origine des fluctuations de la force est un problème d'encombrement géométrique. Cette surface tend vers zéro quand ϕ croît, ceci nous amène à introduire à nouveau une compacité de blocage ϕ_C en prolongeant l'évolution de A_W jusqu'en zéro. La surface du sillage décroît en effet avec ϕ de manière quasi-linéaire. Cependant, nous notons un petit changement de comportement autour de $\phi^* = 81,8$ %. Il est alors difficile d'ajuster correctement par une simple loi linéaire les valeurs de A_W pour les deux régimes d'évolution différents de part et d'autre de ϕ^* et donc de trouver le ϕ_C correspondant.

Le deuxième point important porte sur la superposition dans les barres d'erreurs des surfaces A_W quel que soit D en zone 5. En zone 5 cette surface semble être fonction de la fraction d'empilement ϕ uniquement, c'est-à-dire du milieu granulaire seulement, le diamètre D de l'intrus semblant être sans influence sur A_W .

A ce stade il est intéressant de remarquer que la notion de fraction d'empilement critique de notre milieu, ϕ_C , est à nouveau mise en avant, cette fois non pas par l'intermédiaire de la force et de ses fluctuations mais par le biais de la surface du sillage. Il est donc essentiel de comparer l'évolution de la surface du sillage à celle de la force, ou plutôt à celle des fluctuations de blocages ΔF_j , ces dernières étant autrement plus importante que les simples frottements grain/plateau ou grain/intrus.

Ainsi, en comparant les évolutions respectives de ΔF_j , les fluctuations de force liées au blocage du milieu granulaire, et A_W avec ϕ nous constatons que le premier diverge tandis que le second tend vers zéro. En traçant ΔF_j en fonction de A_W sur la figure 5.17, nous pouvons dire qu'il y a une relation entre la fluctuation de force appliquée sur l'intrus au cours des blocages et la surface du sillage laissé par ce dernier, le blocage visible sur les niveaux de force étant lié à la disparition d'espace libre disponible.

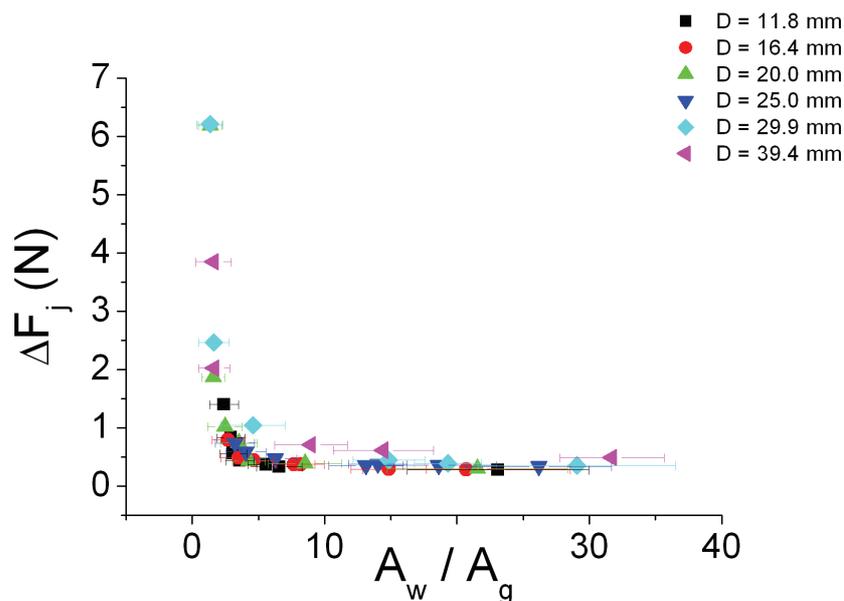


FIGURE 5.17 – La figure ci-dessus représente l'évolution de ΔF_j , en Newton, en fonction de A_W en surface de gros grain A_g , soit $\pi D_g^2/4$, en zone 5 pour une cellule de travail de largeur $W = 269,5$ mm et l'ensemble des diamètres d'intrus testés.

En considérant l'existence d'une fraction d'empilement critique, ϕ_C , nous pouvons modéliser en première approche notre milieu granulaire comme étant divisé en 3 zones distinctes, définies par leurs fractions d'empilement respectives :

La première zone est la cavité laissée par l'intrus dont nous avons mesuré la surface A_W en fonction de ϕ , la fraction d'empilement globale du milieu granulaire. Cette zone a par définition une fraction d'empilement nulle.

La création de la cavité a nécessité la compaction du milieu granulaire ailleurs. Nous supposons que cela s'est produit sur une zone restreinte de taille A_C , inconnue, mais que la fraction d'empilement vaut ϕ_C partout dans cette deuxième zone.

La troisième zone du milieu granulaire est supposée rester à la fraction d'empilement ϕ .

Il est important de préciser que les mesures de compacité dans des fenêtres rectangulaires ne permettent pas d'identifier clairement une zone de plus forte compacité. Cette zone n'est qu'hypothétique et rien ne nous assure de son existence, le "surplus" de grains provenant du sillage pouvant très bien être réparti de manière graduée dans la totalité du milieu.

Quelle que soit la façon dont sont répartis les grains absents de l'espace du sillage, leur nombre total dans le milieu se conserve au cours de la progression de l'intrus. En supposant l'existence de 3 zones de compacité distinctes 0, ϕ et ϕ_C nous pouvons écrire :

$$\phi(A_{cellule} - A_W - A_C) + \phi_C A_C = \phi A_{cellule}$$

avec $A_{cellule} = LW - \frac{\pi D^2}{4}$.

Cette équation nous donne alors accès à A_C :

$$A_C = A_W \frac{\phi}{\phi_C - \phi}$$

L'évolution de A_C est calculée à partir de l'équation précédente en prenant $\phi_C = \phi_C^0 = 83,53\%$, la valeur de la compacité critique obtenue à partir de la divergence des niveaux de force, et en reportant l'aire de la cavité A_W mesurée expérimentalement. A_C est représentée en fonction de ϕ sur la figure 5.18.

L'évolution de A_C montre un changement de comportement pour une valeur de ϕ que nous noterons $\phi^* \approx 81,8\%$. Pour $\phi < \phi^*$, A_C semble constant, $A_C \approx 650 \pm 80 A_g$, soit $12700 \pm 1600 \text{ mm}^2$. Pour $\phi > \phi^*$ la surface A_C diminue brusquement.

Pour $\phi < \phi^*$, nous constatons que A_C est relativement stable. Cela valide notre approche à 3 zones, où l'une est compactée jusqu'à atteindre la fraction d'empilement critique ϕ_C . A ce stade il ne nous est pas encore possible d'identifier la localisation de cette zone équivalente compactée. Cependant, la valeur de $A_C \approx 12700 \text{ mm}^2$ donne une longueur caractéristique $l_C \approx \sqrt{A_C} \approx 110 \pm 40 \text{ mm}$, voisine de la distance à la paroi en fin de zone 5 ou de la demi largeur de la cellule, $W/2$.

Pour $\phi > \phi^*$ la surface du sillage A_W diminue fortement tout comme la surface de la zone compactée A_C . Les photographies de la figure 5.19 bien que ne donnant pas accès aux mouvements des grains autour de l'intrus tendent à montrer que les mécanismes de recirculation du milieu granulaire autour de ce dernier évoluent avec ϕ . En effet, la cavité a une forme plus profilée aux faibles valeurs de ϕ (figure 5.19 a), tandis qu'elle a une forme arrondie rappelant celle d'une voûte aux fortes valeurs de ϕ (figure 5.19 b).

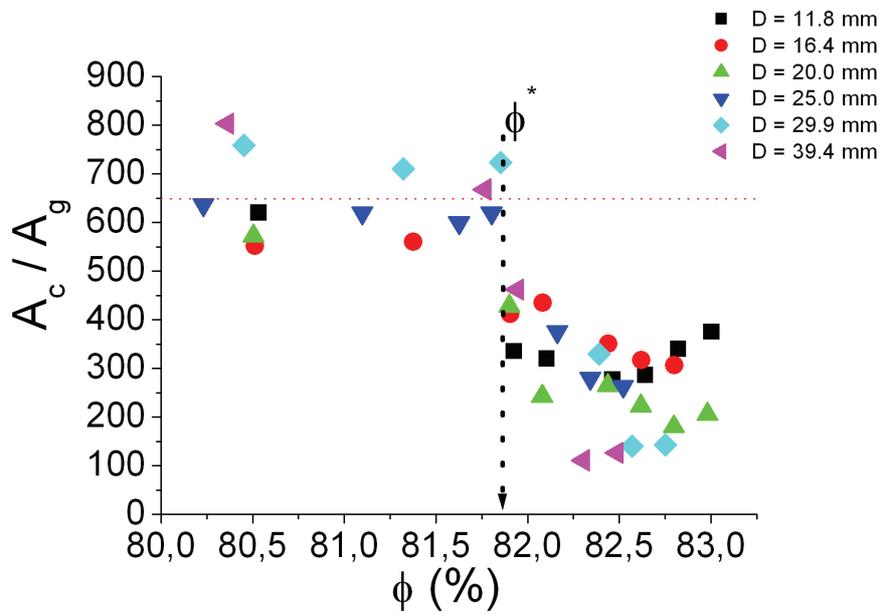


FIGURE 5.18 – La figure ci-dessus représente l'évolution de A_C , en surface de gros grains A_g , soit $\pi D_g^2/4$, en fonction de ϕ , en zone 5 pour une cellule de travail de largeur $W = 269,5$ mm et l'ensemble des diamètres d'intrus testés.

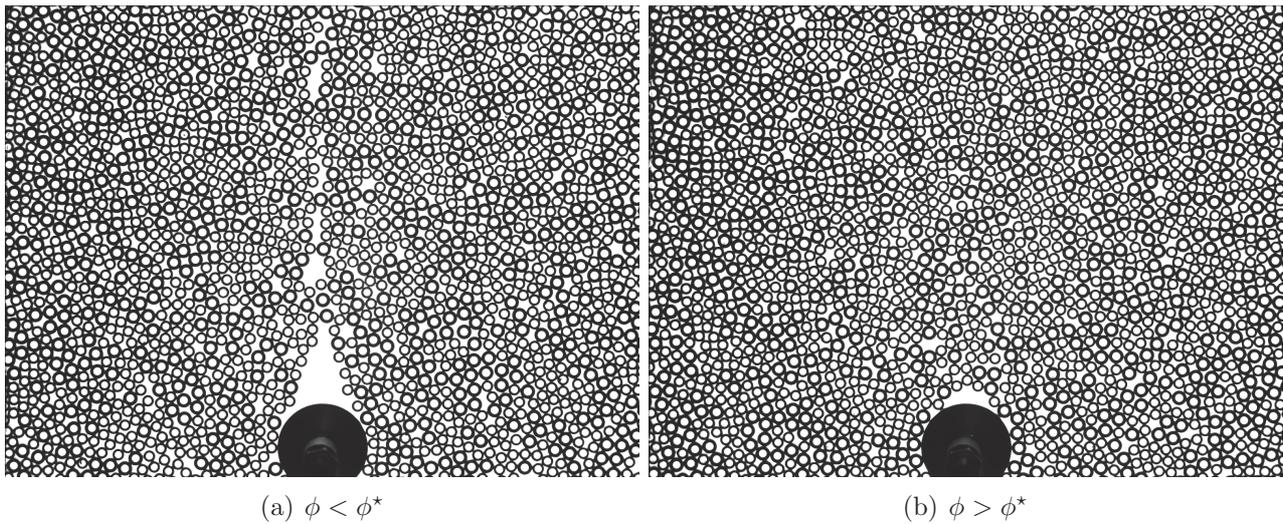


FIGURE 5.19 – Les figures ci-dessus montrent l'évolution de la forme du sillage laissée par l'intrus pour deux fractions d'empilements différentes dans la zone 5. La figure a correspond à un intrus de diamètre de 29,9 mm et une fraction d'empilement 81,3 %. La figure b correspond au même intrus et une fraction d'empilement 82,4 %. La largeur de la cellule de travail est $W = 269,5$ mm.

Ainsi le changement de comportement au dessus de ϕ^* semble être lié à une évolution de la forme de la cavité et donc du mécanisme de recirculation autour de l'intrus.

5.4 Confinement latéral : D/W

Nous nous intéressons ici à l'influence du rapport d'aspect entre le diamètre de l'intrus D et la largeur de la cellule de travail W . En effet, la taille finie de notre expérience et l'évolution de l'écoulement avec la distance à la paroi frontale nous incite à regarder l'évolution de notre système en fonction du paramètre de confinement latéral que nous définissons comme le rapport D/W pour mieux comprendre l'influence des parois latérales sur notre écoulement.

Au cours de cette partie le rapport D/W est modifié, passant de 0,0742 pour la cellule la plus large, W vaut alors 269,5 mm, à 0,223 pour la plus étroite, W vaut alors 89,5 mm (voir l'annexe Paramètre de confinement D/W). Pour modifier ce paramètre nous n'avons en réalité joué que sur la largeur de la cellule de travail W , le diamètre de l'intrus D restant constant. En diminuant la largeur de la cellule nous diminuons le nombre de grains présents de façon à garder constants la fraction d'empilement ϕ et le rapport entre le nombre de gros et de petits grains (voir l'annexe Paramètre de confinement D/W).

La modification du nombre de grains en présence dans la cellule de travail rend difficile le maintien d'une compacité ϕ réellement constante. Celle-ci varie de $80,5 \pm 0,2 \%$ à $80,8 \pm 0,2 \%$ (voir l'annexe Paramètre de confinement D/W). L'écart type de ϕ lors de l'évolution de D/W est de 0,09 %, il est donc très faible comparativement à la valeur de l'erreur commise sur ϕ , cette dernière étant égale à 0,2 %. Toutefois, il ne faut pas perdre de vue qu'une faible variation de ϕ peut faire très fortement évoluer le comportement du milieu granulaire, comme nous l'avons vu précédemment.

Pour étudier l'influence de D/W nous fixons les autres paramètres. Nous présentons les résultats essentiellement dans la zone 5 de la cellule de travail, zone la plus proche de la paroi frontale, à une distance allant de $157,3 \pm 0,5$ mm à $110 \pm 0,5$ mm de cette dernière. Au cours de cette partie le diamètre de l'intrus sera $D = 20$ mm. La fraction d'empilement est gardée la plus constante possible par l'ajout ou le retrait de grains donnant $\phi \approx 80,6 \pm 0,2 \%$ en moyenne (voir l'annexe Paramètre de confinement D/W). Enfin la vitesse de translation de l'intrus au sein du milieu granulaire est fixée à $v = 100$ mm/min.

5.4.1 Premières observations

Avant d'analyser en détail l'évolution du milieu granulaire suite à la progression d'un intrus en son sein pour différents confinements latéraux, nous posons un premier regard sur cette série d'expériences afin de repérer les points clef.

Nous constatons tout d'abord que la réduction de la largeur de la cellule W à ϕ constant fait évoluer notre système de manière similaire à l'augmentation de ϕ à W constant.

Nous observons en effet sur la figure 5.20 qu'une cavité derrière l'intrus se forme toujours, mais la surface de celle-ci, A_W , est réduite considérablement quand la largeur de la cellule de travail, W , diminue alors que la fraction d'empilement, ϕ , reste la même.

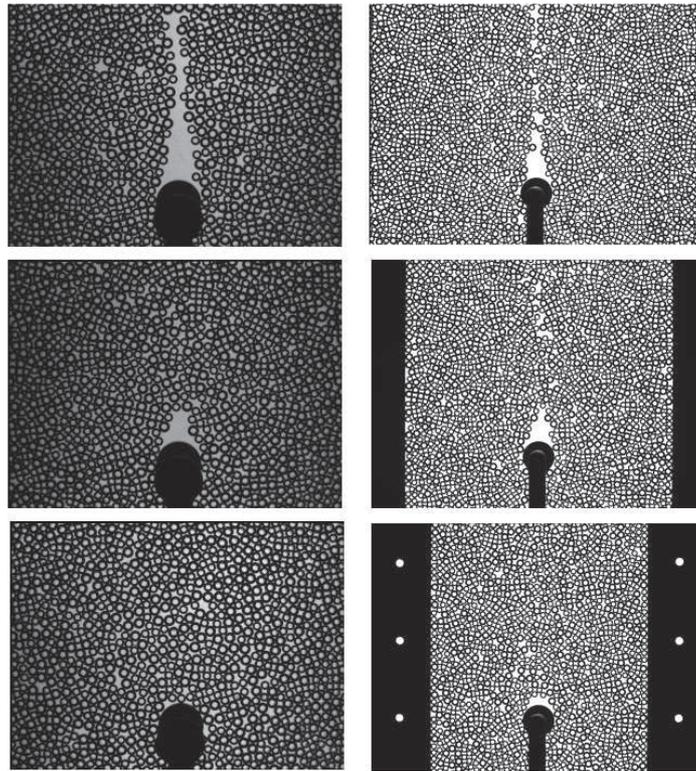


FIGURE 5.20 – La série de photos ci-dessus illustre d’un côté l’évolution du sillage suite à une augmentation du paramètre ϕ , à gauche, et de l’autre l’évolution de ce même sillage suite à la diminution du paramètre W tout en gardant ϕ constant, à droite, en utilisant toujours le même intrus de diamètre $D = 20$ mm et en augmentant le champ de vision de la caméra.

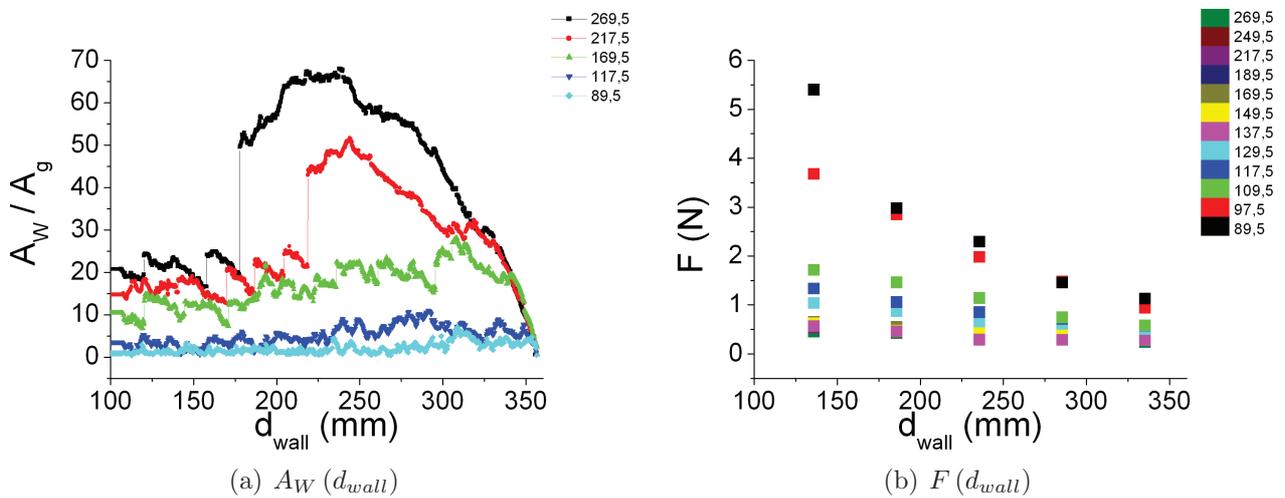


FIGURE 5.21 – Les figures ci-dessus illustrent l’évolution de la surface du sillage A_W , figure a, et de la force F moyennée par zone sur dix expériences, figure b, en fonction de la distance à la paroi d_{wall} . Les différentes couleurs correspondent à différentes largeurs de W de la cellule en millimètre.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 5.21, cet effet de confinement se répercute sur la durée des transitoires de formation de la cavité (figure 5.21 a), ainsi que sur l’évolution avec la distance à la paroi frontale, d_{wall} , de la force moyennée (figure 5.21 b) par zone.

Les transitoires sont d’autant plus courts que le confinement latéral, D/W , est grand et les

niveaux de force augmentent avec la réduction de l'aire de la cavité.

5.4.2 Force et fluctuation de force

Nous commençons par étudier l'évolution de la force F et de ses fluctuations, ΔF_j et ΔF_u , appliquées sur l'intrus, en fonction du paramètre D/W dans la zone 5 comme nous l'avons fait précédemment.

Nous constatons sur la figure 5.22 la présence de deux régimes aux comportements distincts.

La première étape d'évolution de la force F et de ses fluctuations de blocage ΔF_j et de déblocage ΔF_u avec le paramètre D/W correspond à l'intervalle $0,074 < D/W < 0,15$. La force et ses fluctuations n'y variant pratiquement pas valent approximativement 0,5 N.

Au delà de $D/W = 0,15$, soit pour des largeurs de cellule $W < 135$ mm, la force et ses fluctuations augmentent rapidement. La force est multipliée par 12 entre $D/W = 0,15$ et $D/W = 0,23$ passant de 0,5 N à 5,4 N, et dans le même intervalle, les fluctuations de force sont multipliées par 6 passant de 0,5 N à 3,1 N que ce soit dans le cas du blocage ou du déblocage.

Nous pouvons dès lors constater que le confinement latéral ne joue pratiquement pas sur les niveaux de force, pour des largeurs de cellule W supérieures à 135 mm dans le cas d'un intrus de diamètre $D = 20$ mm, ce qui correspond à un confinement $D/W = 0,148$.

Notons que lorsque nous avons étudié l'effet de la fraction d'empilement ϕ ou du diamètre D , nous avons travaillé avec une largeur de cellule $W = 269,5$ mm deux fois plus grande que la largeur de confinement W_C de transition que nous venons d'établir. Notons que les simulations par dynamique moléculaire de Zhou *et al* [11] montrent un même effet du confinement latéral sur les valeurs de force, mais dès les valeurs de D/W égales à 0,03.

5.4.3 Distance de blocage/déblocage

Nous avons également étudié l'évolution des distances de blocage/déblocage ΔX_j et ΔX_u du système en fonction du paramètre D/W (figure 5.23).

Comparativement aux autres observables, les distances de blocage et de déblocage évoluent peu avec le confinement D/W (de l'ordre d'un facteur deux au plus) comme c'était déjà le cas quand nous avons fait varier ϕ et D . Nous remarquons tout de même que ces distances diminuent sensiblement à mesure que la distance entre les parois latérales diminue. Dans le cas du blocage, cette distance passe de 1,25 mm, soit $0,25 D_g$, pour les faibles confinements ($D/W = 0,0742$), à 0,5 mm, soit $0,1 D_g$, pour les confinements les plus élevés ($D/W = 0,223$). Dans le cas du déblocage, cette distance passe de 0,85 mm, soit $0,17 D_g$, pour les confinement les plus faibles ($D/W = 0,0742$), à 0,35 mm, soit $0,07 D_g$, pour les plus élevés ($D/W = 0,223$). Il faut remarquer que malgré cette évolution constatée des distances de blocage et de déblocage avec le confinement latéral, ces distances caractéristiques restent toujours de l'ordre de grandeur de la taille d'un pore entre grains.

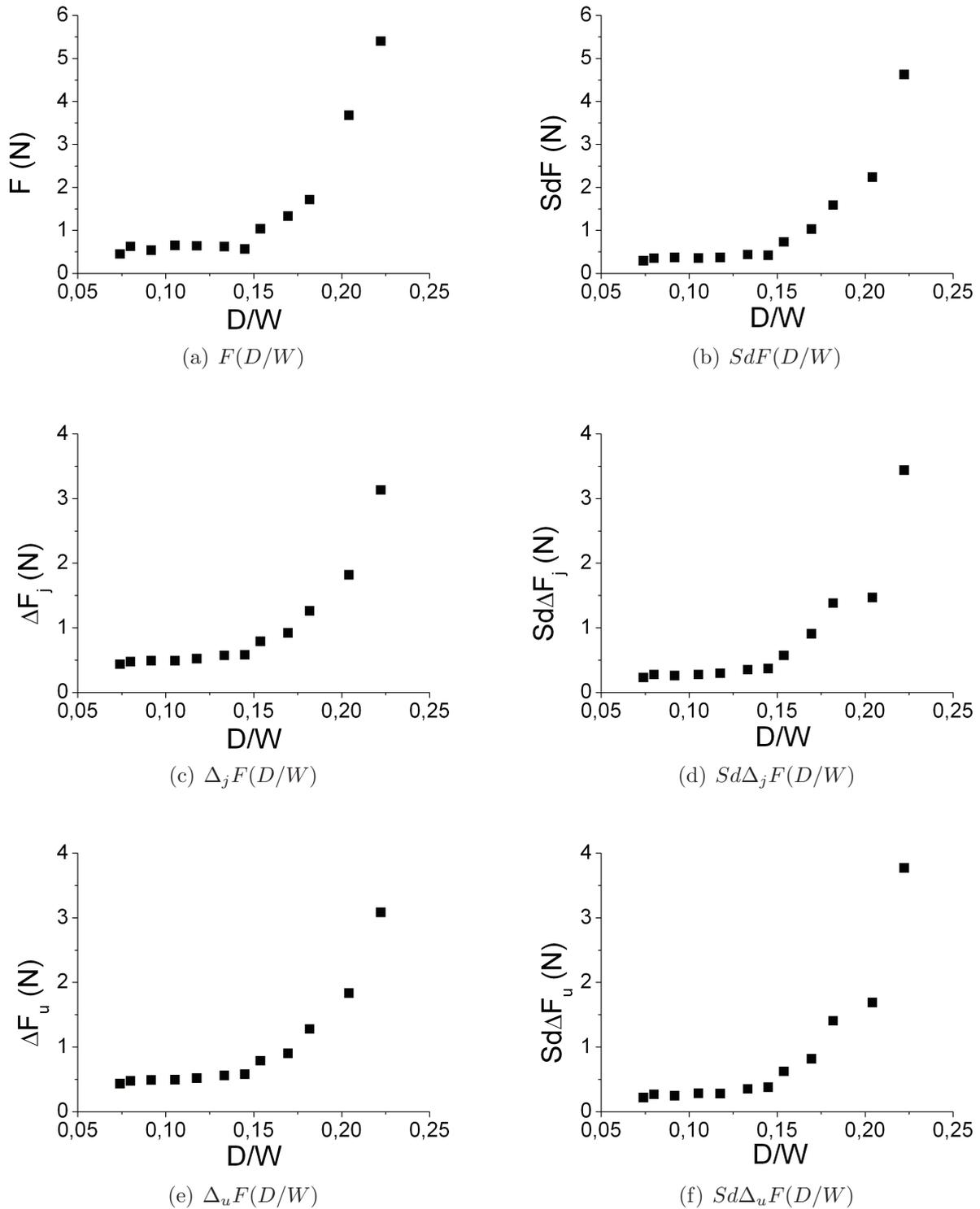


FIGURE 5.22 – Les figures ci-dessus représentent, en fonction du paramètre D/W pour $D = 20$ mm, l'évolution de la force, des fluctuations de force de blocage et de déblocage, respectivement figures a, c et e, et leurs écarts type respectifs, figures b, d et f.

Cette évolution nous suggère le mécanisme global de réorganisation du milieu granulaire induite par le passage de l'intrus. La largeur de la cellule de travail diminuant, l'espace poral total devant l'intrus, seule surface libre en amont de ce dernier, diminue. Cette diminution des réserves d'espace libre devant l'intrus a pour effet d'accroître les niveaux de force.

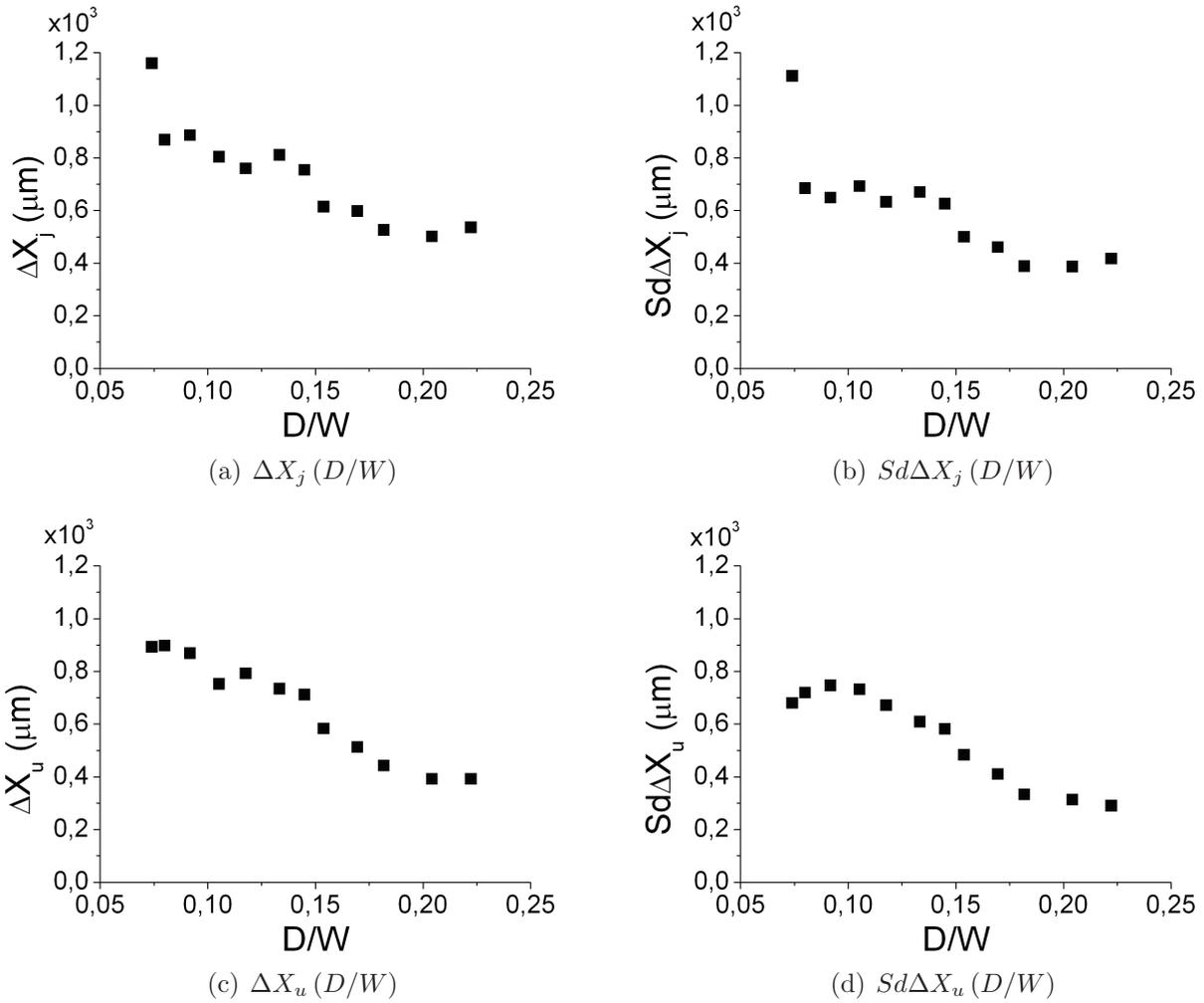


FIGURE 5.23 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution avec le paramètre D/W de la distance de blocage ΔX_j figure a, de déblocage ΔX_u figure c, et leurs écarts type respectifs figures b et d.

5.4.4 Raideur

Compte-tenu des résultats précédents, les raideurs effectives de blocage et de déblocage, K_j et K_u , du milieu granulaire vont également évoluer en fonction du paramètre D/W (figure 5.24).

Ainsi, dans l'intervalle $0,07 < D/W < 0,15$ la raideur du milieu granulaire est quasi constante et est de l'ordre de 900 ± 100 N/m. Pour le plus fort confinement, les raideurs sont de l'ordre de 6000 N/m dans le cas du blocage et de 9000 N/m pour celui du déblocage.

5.4.5 Surface du sillage

Nous nous focalisons maintenant sur l'aire maximale A_{max} atteinte par la cavité lors de première phase de "chargement" ainsi que sur l'aire moyenne obtenue en régime stationnaire dans la zone 5 du parcours de l'intrus (figure 5.25).

Nous constatons que ces deux aires de cavité augmentent avec la largeur de la cellule W .

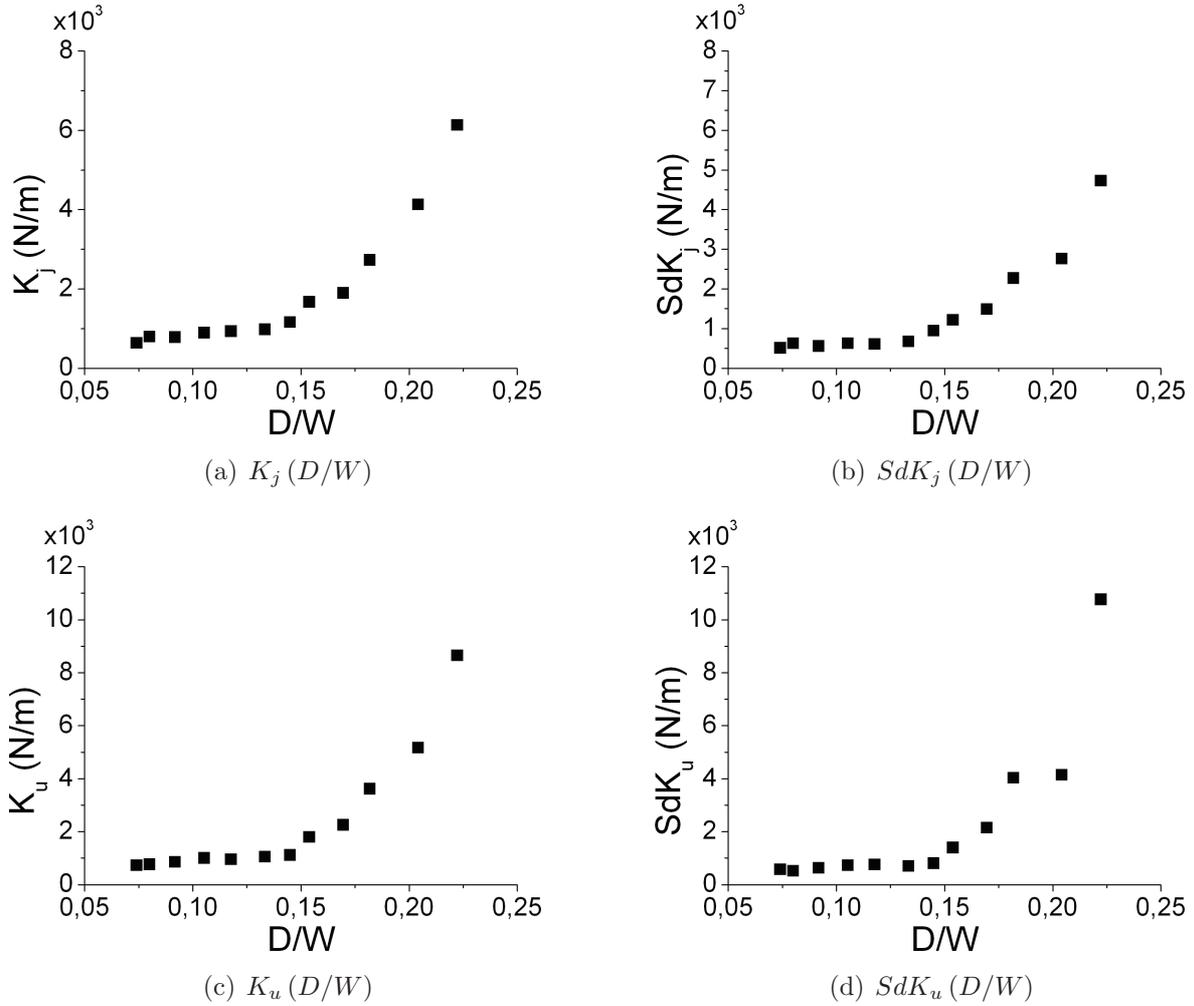


FIGURE 5.24 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution de la raideur effective du milieu granulaire dans le cas du blocage K_j , figure a, et du déblocage K_u , figure c, ainsi que leurs écarts type respectifs, figure b et d, calculés à partir de dix réalisations successives pour un même jeu de paramètres.

En représentation "log-log", (figure 5.25 b), nous constatons que l'aire maximum, A_W^{Max} , suit une loi de puissance en W : $A_W^{Max} = CW^\beta$, avec $C = (11,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-3}$ et $\beta = 2,07 \pm 0,09$. Cette aire maximum de cavité peut donc s'écrire sous la forme $A_W^{Max} = CW^2$ où C est une constante sans dimension.

L'aire moyenne du sillage dans la zone 5, A_W^{Z5} , montre la même pente de 2 pour $W \geq 135$ mm représentée par la droite en pointillé vert (figure 5.25 b). Nous constatons cependant une rupture dans ce comportement pour $W \approx 135$ mm.

De manière analogue au paragraphe portant sur ϕ , nous calculons l'aire équivalente compactée, A_C , associée à l'aire de la cavité en utilisant la relation $A_C = A_W \frac{\phi}{\phi_C^0 - \phi}$ avec $\phi_C^0 = 83,53\%$ (figure 5.26).

Ainsi sur la figure 5.26 nous constatons que l'aire compactée associée à l'aire maximum, A_C^{Max} , suit une loi de puissance en W : $A_C^{Max} = BW^2$ avec $B = 0,43 \pm 0,14$.

Nous pouvons nous demander comment interpréter cette dépendance en W^2 . Une hypothèse

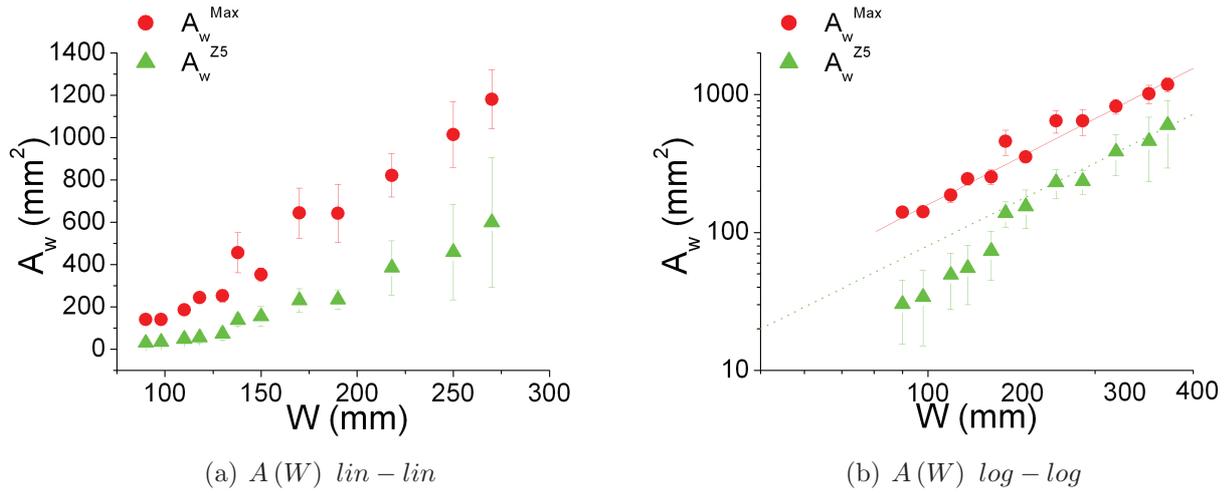


FIGURE 5.25 – Les figures ci-dessus représentent, moyennée sur 5 expériences successives pour un même jeu de paramètres, l'évolution de l'aire dans la zone 5, A_w^{Z5} , et l'aire maximum du sillage laissé par l'intrus au cours du chargement initial du milieu, A_w^{Max} .

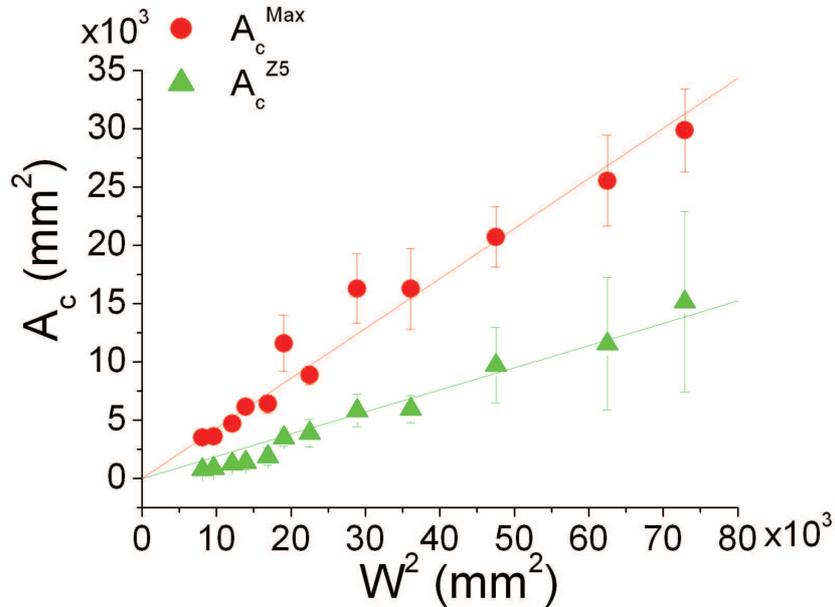


FIGURE 5.26 – La figure ci-dessus représente l'évolution de l'aire équivalente compactée, A_c , en fonction de W , en considérant l'évolution de l'aire dans la zone 5, A_c^{Z5} , et l'aire maximum du sillage laissé par l'intrus, A_c^{Max} .

consiste à considérer que l'aire maximum compactée A_c^{Max} est un cône devant l'intrus de demi-angle au sommet θ , selon la figure 5.28. Ce cône compacté serait produit par la compression du milieu granulaire lors de l'avancée de l'intrus. Cette hypothèse est compatible avec les mesures de compacité locale devant l'intrus (figure 5.27). Cependant, cette mesure de compacité a été effectuée dans une fenêtre rectangulaire la plus large possible devant l'intrus, soit à $2D_g$ des bords du champs de vision et également à $2D_g$ devant l'intrus pour éviter les effets de bords. Cette fenêtre ne coïncide donc pas avec la zone hypothétique compactée de forme triangulaire. Malgré tout, nous voyons que la compacité (moyennée sur cinq expériences) à l'avant de l'intrus

commence d'abord par croître de façon importante lors de la phase de chargement correspondant à la création de la cavité arrière jusqu'à A_W^{Max} .

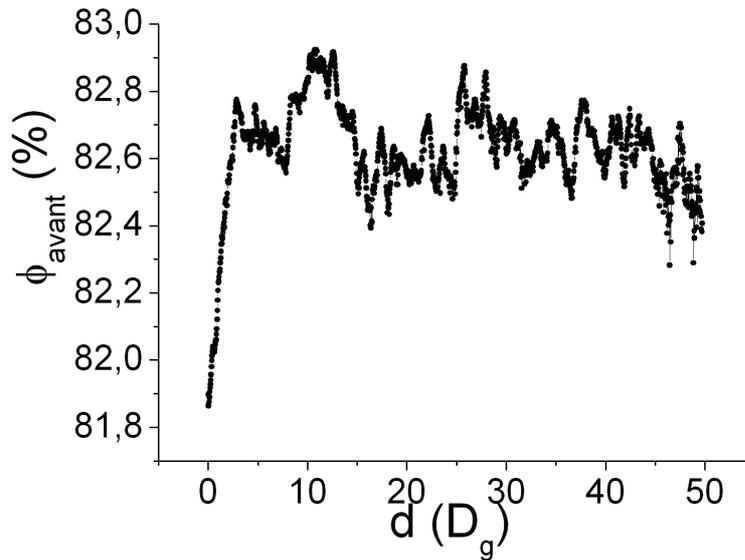


FIGURE 5.27 – La figure ci-dessus représente l'évolution avec la distance de parcours d de la fraction d'empilement ϕ , la compacité, mesurée dans une fenêtre rectangulaire devant l'intrus et moyennée point par point sur cinq expériences réalisées pour $W = 269,5$ mm.

Il y a donc bien une compaction à l'avant de l'intrus. Si l'on fait l'hypothèse que cette zone compactée est un cône, alors l'aire de ce cône s'écrit

$$A_{cone} = \frac{W}{2}h = \left(\frac{W}{2}\right)^2 \frac{1}{\tan \theta}$$

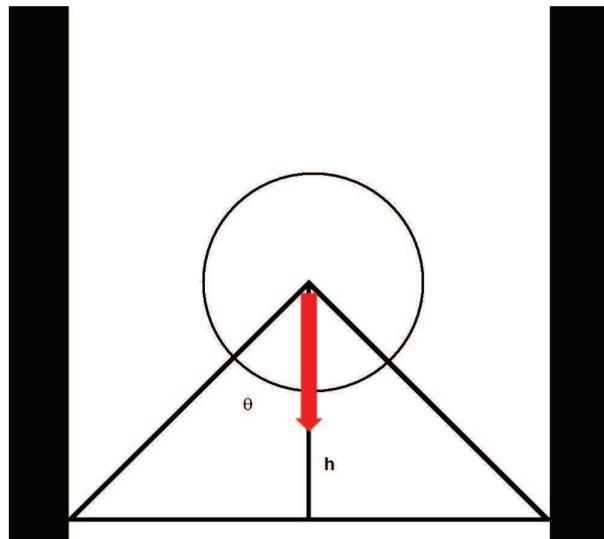


FIGURE 5.28 – La figure ci-dessus modélise le cône de compaction dont nous pouvons imaginer la présence au devant de l'intrus.

Compte-tenu de l'ajustement de A_C^{Max} en fonction de W^2 , ce calcul nous donne donc accès à l'angle θ , demi angle d'ouverture du cône : $\tan \theta = \frac{1}{4B}$, soit $\theta = 30^\circ$.

Nous pouvons faire de même avec l'aire compactée équivalente associée à A_W^{Z5} dans la zone 5. A_C^{Z5} suit une loi de puissance de W : $A_C^{Z5} = BW^2$ avec $B = 0,190 \pm 0,007$, et donc $\theta = 52^\circ$.

A supposer qu'un cône de compaction se forme au devant de l'intrus, nous constatons que l'angle d'ouverture de ce dernier croît à l'approche de la paroi frontale. Ceci semblerait indiquer que la transition entre la zone compactée et la zone moins dense symbolisée par la limite de ce cône se déplace vers l'arrière de l'intrus au cours de l'avancée de ce dernier au sein du milieu granulaire.

Si nous revenons maintenant sur les résultats du paragraphe concernant les paramètres ϕ et D , nous avons vu que l'aire équivalente compactée en zone 5 en faisant varier D et $\phi \leq \phi^* = 81,8 \%$ était égale à $A_C^{Z5} = 12700 \pm 1600 \text{ mm}^2$. Les expériences étaient réalisées à largeur $W = 269,5 \text{ mm}$ constante. En identifiant A_C^{Z5} à $\frac{W^2}{4\tan\theta}$, nous trouvons un angle $\theta \approx 54^\circ$ quel que soit le diamètre d'intrus, valeur très proche du θ obtenu en zone 5 dans les autres séries d'expériences à W variable.

5.5 Conclusion

De cette étude de la dynamique de notre système en fonction de nos différents paramètres plusieurs éléments sont à retenir.

Nous constatons d'abord que tous les paramètres de contrôle n'ont pas la même importance. Ainsi ϕ et D sont déterminants pour le comportement du milieu granulaire. Ces deux paramètres ne sont pourtant pas les seuls à compter. Ainsi dans une moindre mesure D/W peut être aussi considéré comme important. Dans notre expérience, ce paramètre restera tout de même en retrait face aux deux précédents car nous nous sommes placés pour la plupart des expériences dans une gamme de largeur où le confinement latéral ne joue pratiquement pas sur les niveaux de force. Enfin, le paramètre de vitesse est dans notre cas sans intérêt, notre système est indépendant vis à vis de ce paramètre.

Pour pouvoir parfaitement décrire l'interaction entre intrus et grains il nous faut étudier le mouvement des grains. Cette étude nous donnera les clefs pour comprendre dans sa globalité le mécanisme qui régit notre système.

6 Cinématique du milieu granulaire

Après nous être intéressé à la dynamique de notre milieu granulaire, nous nous focalisons dans ce chapitre sur sa cinématique, la géométrie de notre expérience nous donnant accès aux mouvements des grains autour de l'intrus. Le but est de comprendre l'évolution de l'écoulement des grains autour de l'intrus en fonction de nos paramètres : la distance séparant le centre de l'intrus et la paroi frontale d_{wall} , la fraction d'empilement ϕ , le diamètre d'intrus D , et le confinement latéral D/W . Le paramètre vitesse v n'ayant, tout au long de nos différentes expériences, jamais fait évoluer l'écoulement, nous le mettons de côté. De tous ces paramètres, la distance à la paroi frontale, d_{wall} , est le seul non ajustable, l'intrus progressant de manière continue dans un milieu de taille finie. Comme au chapitre précédent, nous découpons cette progression de l'intrus au sein du milieu granulaire en cinq zones de même longueur. Nous intéressons plus particulièrement à la première zone, la zone 1, la plus éloignée de la paroi frontale, et la dernière, la zone 5, la plus proche de la paroi frontale, nous y étudions l'influence des paramètres ϕ , D et D/W sur l'écoulement. Nous nous intéressons entre autres aux profils de ces déplacements en privilégiant l'axe de translation de l'intrus, et l'axe diamétral de ce dernier, perpendiculaire à l'écoulement moyen. Nous mesurons l'évolution des champs de déformations, de vorticités et de températures de notre milieu granulaire en fonction de nos paramètres, de manière analogue à ce que proposent Chehata et Zenit [15] pour des fractions d'empilement de l'ordre de 60 % pour un milieu granulaire en écoulement vertical à trois dimensions, ou Hamm et Melo [30] pour des écoulements à surface libre.

6.1 Champs de déplacements des grains

Nous commençons notre étude de la cinématique de notre milieu granulaire en nous intéressant aux champs de déplacements des grains autour de l'intrus.

Pour obtenir ces champs de déplacements nous subdivisons le parcours de l'intrus au sein du milieu granulaire en cinq zones de même longueur, les mêmes cinq zones qu'en approche dynamique. Le champ de vision de la caméra est maillé selon des cases de surfaces carrées de $1.2 D_g$ de côtés, où D_g est le diamètre d'un gros grain. Pour une fraction d'empilement ϕ , un diamètre d'intrus D , et un confinement D/W donnés, nous avons effectué cinq enregistrements permettant de visualiser l'avant de l'intrus et cinq autres permettant de visualiser l'arrière. Nous moyennons sur chacune des mailles de notre champ de vision avant et arrière, à ϕ , D

et D/W donnés, le déplacement moyen des grains pour chacune des zones figurant une étape d'avancée de l'intrus. C'est un point de vue Eulérien de l'écoulement granulaire.

6.1.1 Introduction : vue d'ensemble et rouleaux de circulation

Le bras permettant de fixer l'intrus dans le référentiel du laboratoire limite le champ de vision de la camera, soit à l'avant, soit à l'arrière de celui-ci. Ceci nous force donc à faire deux séries de cinq d'expériences, chacune pour chaque jeu de paramètres, afin de visualiser l'avant puis l'arrière de l'intrus. Une fois l'écoulement granulaire moyen obtenu dans chacune des mailles du champ de vision, pour l'ensemble des zones d'études, il nous est possible de reconstituer dans une même cartographie le déplacement moyen des grains tout autour de l'intrus (figure 6.1).

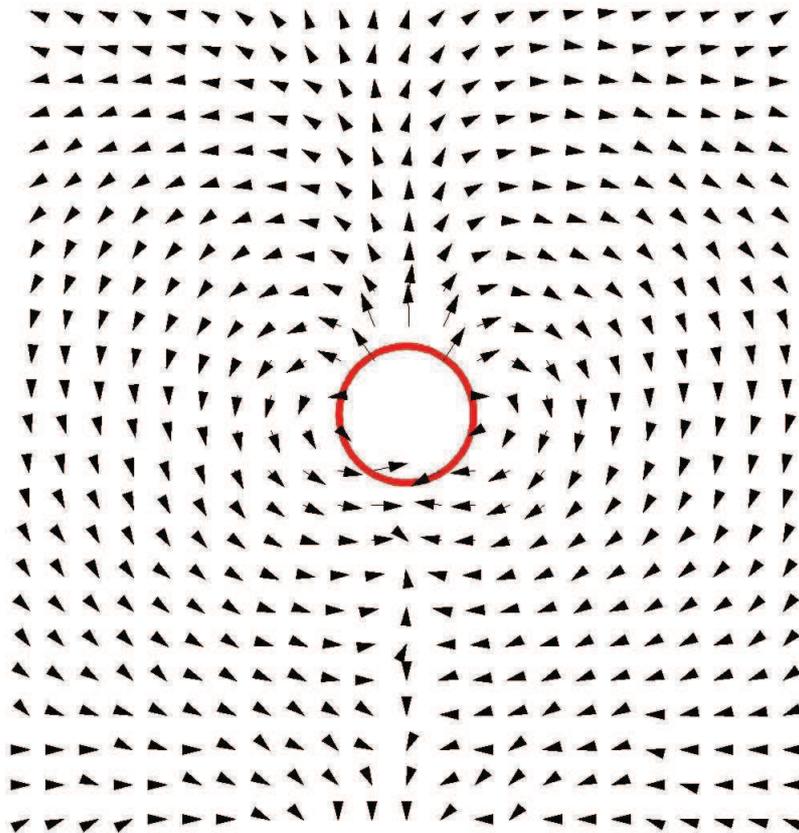


FIGURE 6.1 – La figure ci-dessus illustre le champ de déplacements moyen des grains entre deux acquisitions, amplifié par un facteur 50, dans le référentiel du plateau, autour d'un intrus de diamètre $D = 25$ mm, soit $5 D_g$, pour une fraction d'empilement $\phi = 81,8 \pm 0,2$ % et une largeur de cellule de travail $W = 269,5$ mm.

Le premier élément de cinématique que nous relevons sur le champ de déplacements moyen des grains dans le référentiel du plateau (figure 6.1) est la présence de deux rouleaux de recirculation tournant en sens inverse de part et d'autre de l'intrus. Le milieu granulaire n'étant pas infiniment compressible, l'avancée de l'intrus nécessite un contre-courant de grains qui se localise dans ces deux rouleaux de recirculation. C'est à notre connaissance la première fois qu'une telle structure, conséquence de la réorganisation forcée du milieu granulaire par l'avancée d'un

intrus cylindrique, est observée avec cette résolution. Pour pouvoir aller plus avant il nous faut définir ce qu'est un rouleau de recirculation pour ensuite le caractériser et l'étudier de manière systématique afin de mesurer et de comprendre son évolution en fonction de nos paramètres.

Pour quantifier l'évolution de la recirculation nous pouvons comparer les vecteurs déplacements des mailles appartenant à ces rouleaux. Se pose alors le problème de l'appartenance des mailles concernées à ces rouleaux. Pour y répondre, il est possible de mesurer l'amplitude et l'angle que fait le vecteur déplacement associé à chacune des mailles par rapport à l'axe d'écoulement moyen des grains dans le référentiel du laboratoire, ces deux grandeurs étant nécessaires pour quantifier cette recirculation.

Nous faisons donc le choix de nous intéresser au rapport $|U_X|/U_Y$, où $|U_X|$ et U_Y sont respectivement la valeur absolue du déplacement transverse et le déplacement parallèle à l'écoulement moyen des grains en pixels dans le référentiel du laboratoire. Notons que les cartographies sont représentées dans le référentiel du plateau et non du laboratoire. Pour étudier l'évolution de la recirculation nous nous fixons un seuil défini par $|U_X|/U_Y = U_\epsilon/U_0$, où $U_\epsilon = 5.10^{-2}$ pixel est la limite de résolution du logiciel de reconnaissance d'image et U_0 le déplacement du plateau dans le référentiel du laboratoire entre chaque prise de vue en pixel, ce qui équivaut au déplacement de l'intrus dans le référentiel du plateau. Nous considérons qu'une maille appartient au rouleau lorsque le déplacement moyen qui lui est associé dans le référentiel du laboratoire vérifie $\frac{|U_X|}{U_Y} > \frac{U_\epsilon}{U_0}$.

Compte-tenu du critère utilisé et comme nous pouvons le constater sur la figure 6.2, ce rapport d'amplitude ne permet pas d'isoler la totalité des rouleaux de recirculation du reste de l'écoulement granulaire. Seuls des "lobes" de ces rouleaux, zones où le déplacement transverse est relativement important par rapport au mouvement moyen, sont visibles. Cet outil nous permet cependant de quantifier l'évolution de la circulation des grains autour de notre intrus en fonction de nos paramètres par l'intermédiaire de l'évolution de la surface de ces lobes.

Le deuxième élément qui transparaît des figures 6.1 et 6.2 est l'asymétrie entre les zones aval et amont de l'écoulement autour de l'intrus. Cette asymétrie entre l'avant et l'arrière d'un intrus traversant un milieu granulaire aux fortes fractions d'empilement a également été observée de manière expérimentale par Chehata et Zenit [15], via l'observation d'une cavité à l'arrière de l'intrus. Cette asymétrie n'est pas propre au milieu granulaire, mais se retrouve dans différents écoulements de fluide complexe autour d'un intrus telles les mousses comme l'ont montré Dollet *et al* [18], ou les fluides micellaires avec les travaux de Gladden *et al* [13].

Cette asymétrie avant arrière, déjà mise en évidence précédemment par la présence d'une cavité délimitée éventuellement par une forme de voûte, est la clef de la compréhension de la cinématique de notre milieu granulaire.

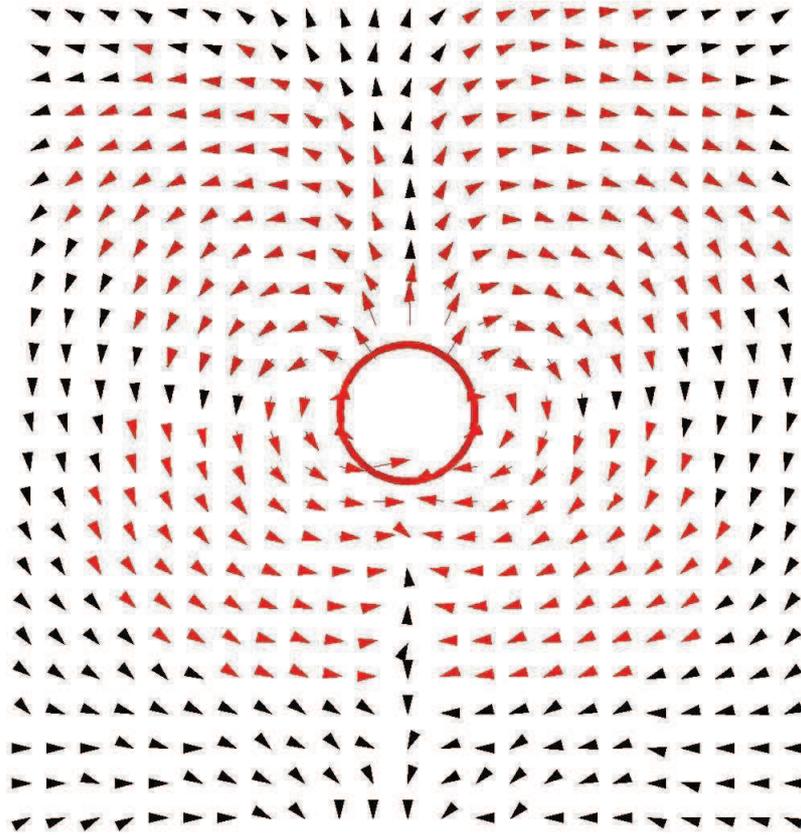


FIGURE 6.2 – Le champ ci-dessus permet de visualiser l’extension de la recirculation d’après un critère portant sur le rapport $|U_X|/U_Y$. Ce critère nous donne accès aux rouleaux de recirculation par l’intermédiaire des lobes représentés en rouge sur le champ ci-dessus. Les déplacements sont amplifiés d’un facteur 50. Ici l’intrus a un diamètre $D = 25$ mm, soit $5 D_g$, $\phi = 81,8 \pm 0,2$ % et $W = 269,5$ mm.

6.1.2 Influence de d_{wall} et ϕ

Vue d’ensemble

La figure 6.3 montre que les grandes caractéristiques des cartographies de déplacements moyen n’évoluent que faiblement avec nos paramètres de contrôle, en particulier avec la progression de l’intrus au sein du milieu granulaire. Les rouleaux de recirculation et l’asymétrie entre avant et arrière sont présents en début de parcours (en considérant le champ moyen sur la zone 1) jusqu’à son arrêt à proximité de la paroi frontale, correspondant à la zone 5. De même, alors que l’évolution de ϕ entre 80,2 % et 82,5 % fait diverger le signal de force, ici l’évolution des champs de déplacements entre ces deux fractions d’empilement reste limitée. Il y a donc une différence sensible entre l’évolution franche et nette de la dynamique de notre système et l’évolution beaucoup plus faible de sa cinématique.

Nous constatons cependant sur les champs de déplacements 6.3, une évolution relative des recirculations des grains avec ϕ . Ainsi pour les fortes fractions d’empilement ϕ (figures 6.3 b et d), le passage des grains dans la zone du sillage de l’intrus est marqué par des déplacements de plus grandes amplitudes qu’aux plus faibles valeurs de ϕ (figures 6.3 a et c). Ainsi plus ϕ est grand plus la recirculation du milieu granulaire autour de l’intrus est importante. Nous

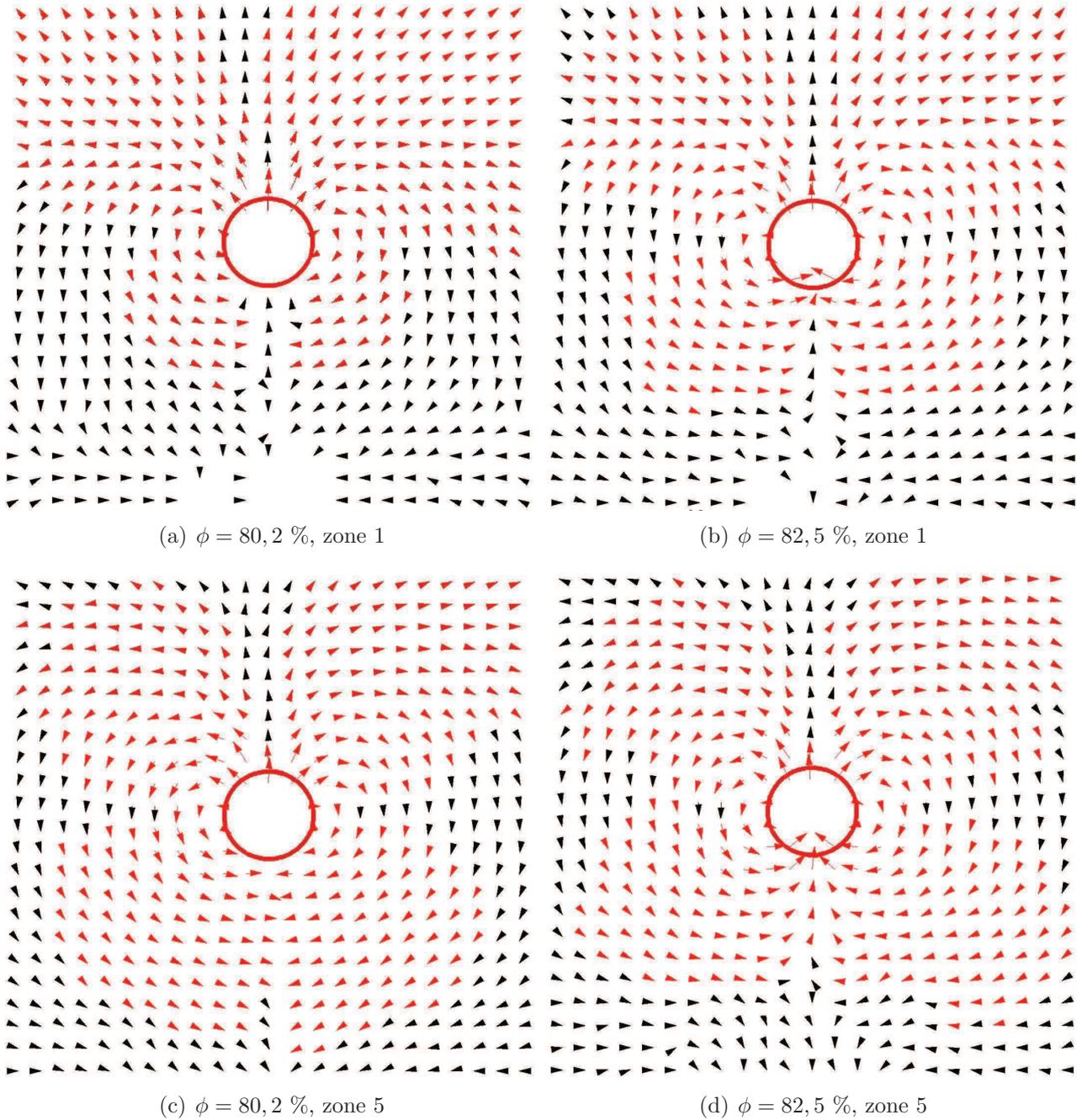


FIGURE 6.3 – Les figures a, b, c et d sont les champs de déplacements des grains amplifiés 50 fois autour d'un intrus de 25 mm de diamètre, soit $D = 5 D_g$, dans le référentiel du plateau, confiné dans une cellule de largeur $W = 269,5$ mm, les flèches rouges figurant les lobes des rouleaux de recirculation.

le soupçonions depuis l'étude du sillage au chapitre précédent, nous en avons maintenant confirmation : quand ϕ croît la taille de la cavité décroît car la recirculation des grains autour de l'intrus augmente, ce qui permet de combler partiellement la cavité. Cette croissance de la recirculation des grains avec le paramètre ϕ est sans doute à mettre en relation avec la divergence de la force appliquée sur l'intrus avec ce même paramètre.

Enfin la recirculation des grains autour de l'intrus évolue avec la distance à la paroi d_{wall} . Même faible (pour $\phi = 80,2 \%$), cette évolution est visible sur nos cartographies par le biais

de l'amplitude des vecteurs déplacements vers l'arrière de l'intrus, qui croît à mesure que d_{wall} décroît, et par l'évolution des surfaces des lobes de recirculation. Ainsi, quelle que soit la fraction d'empilement ϕ , les lobes se trouvant sur l'arrière de l'intrus voient leur surface croître avec la diminution de d_{wall} tandis que celle des lobes situés à l'avant diminue. Notons que les lobes avant sortent du champ de vision de la caméra (figures 6.3 a et b) lorsque d_{wall} est grand, c'est-à-dire en zone 1. Il y a donc un déport des rouleaux vers l'arrière de l'intrus à mesure que l'intrus évolue au sein du milieu granulaire, les grains étant initialement poussés sur l'avant puis progressivement re-dirigés vers l'arrière. Cette évolution est plus marquée aux faibles valeurs de ϕ (figures 6.3 a et c) qu'aux fortes valeurs de ϕ (figures 6.3 b et d).

Pour se convaincre de l'évolution du poids relatif entre l'avant et l'arrière de l'intrus à mesure que d_{wall} décroît, nous avons tracé l'évolution de la surface de ces lobes à l'avant et à l'arrière de l'intrus pour différentes fractions d'empilement ϕ en fonction de d_{wall} (figure 6.4).

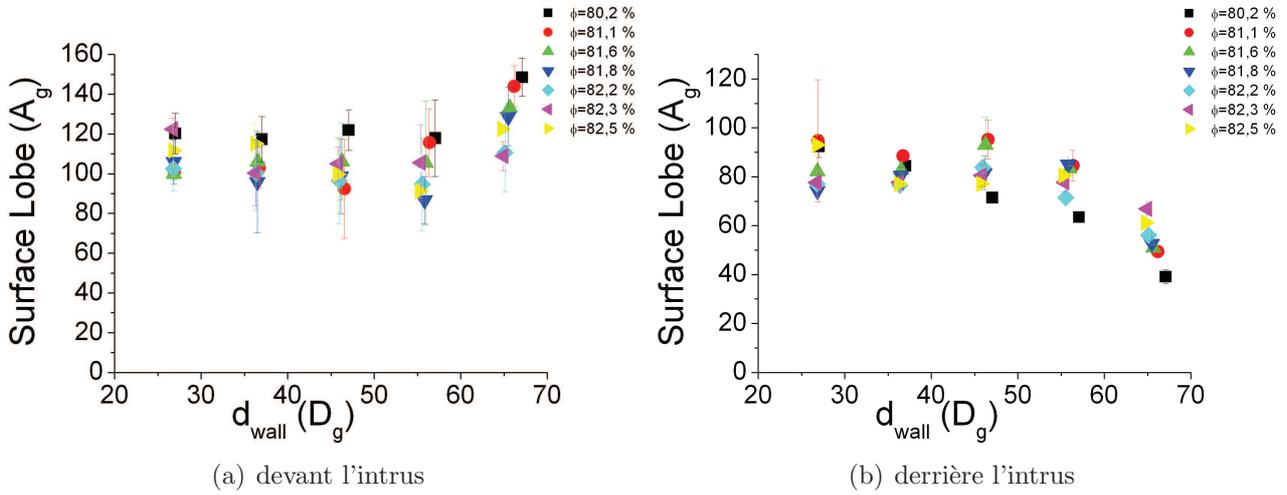


FIGURE 6.4 – Les figures a et b représentent l'évolution avec d_{wall} des surfaces moyennes d'un lobe de rouleau de recirculation autour d'un intrus de diamètre $D = 25$ mm pour les différentes fractions d'empilements ϕ testées sur 5 réalisations successives dans une cellule de travail de largeur $W = 269,5$ mm. Les valeurs de ces surfaces sont obtenues en moyennant les surfaces des deux lobes situés à gauche et à droite de l'intrus, la barre d'erreur étant la valeur absolue de la demi différence de ces deux surfaces. La figure a représente l'évolution à l'avant de l'intrus, la figure b à l'arrière de ce dernier.

L'évolution de la surface des lobes des rouleaux de recirculation avec le critère de seuil défini précédemment en fonction de la distance à la paroi frontale d_{wall} (figure 6.4) s'effectue de manière opposée à l'avant et à l'arrière de l'intrus. Les surfaces de ces lobes commencent par croître de la zone 1 à 3 à l'arrière de l'intrus (figure 6.4 b). Dans le même temps, à l'avant, ces surfaces décroissent (figure 6.4 a). Au delà de la zone 3, les surfaces des lobes avant comme arrière restent constantes. Il y a donc un transfert de la recirculation des grains de l'avant vers l'arrière de l'intrus.

Comme lors de l'étude de la dynamique de notre système, l'évolution de paramètres tels que la surface des lobes de recirculation semble indiquer que l'écoulement moyen est stationnaire, dans les zones les plus proches de la paroi frontale.

Alors qu'en dynamique une très faible évolution relative du paramètre ϕ entraîne une divergence du niveau moyen de force, en cinématique son évolution, même importante, entraîne des changements bien moins spectaculaires sur les champs de déplacements des grains à l'avant de l'intrus. Il est alors intéressant de constater que cette faible évolution de l'écoulement moyen de grains à l'avant de l'intrus entraîne malgré tout des changements conséquents sur l'écoulement moyen à l'arrière de celui-ci, notamment sur la taille de la cavité derrière l'intrus.

Au vu de ces remarques il est alors clair que l'asymétrie avant arrière est la clef de la compréhension de l'écoulement granulaire autour de notre intrus.

$u_y(x)$: analyse transverse

Après ce premier aperçu de l'évolution des champs de déplacements avec les paramètres d_{wall} et ϕ , nous nous focalisons maintenant plus spécifiquement sur le profil de déplacement des grains le long de l'axe diamétral de l'intrus perpendiculaire à l'écoulement moyen (figure 6.5) dans le référentiel du plateau. Nous notons $u_{x_c, y_c=0} = \frac{U_Y(X, Y=0)}{U_0}$ le déplacement longitudinal dans le référentiel du plateau normalisé par le déplacement du plateau U_0 entre deux images consécutives, et $x_c = \frac{X_c}{D_g}$ où X_c est l'abscisse du centre d'une case par rapport au centre de l'intrus normalisé par D_g le diamètre d'un gros grain. L'ensemble des profils transversaux est représenté dans le référentiel du plateau (figure 6.5). Les déplacements strictement nuls au centre des profils correspondent à la localisation de l'intrus, mais n'ont pas de signification physique. Nous voyons tout d'abord que tous ces profils présentent un maximum de déplacement pour une abscisse qui ne coïncide pas avec le bord de l'intrus. Notons que dans le référentiel du plateau l'intrus a un déplacement égal à U_0 .

D'autre part, l'élément remarquable de ces profils de déplacements est qu'ils ont tous une valeur quasi-nulle sur les bords du champ de vision quelle que soit la valeur de d_{wall} ou de ϕ . Ainsi, au bord du champ de vision (figures 6.5 a et b), à une distance de plusieurs diamètres d'intrus de celui-ci, les grains se déplacent dans le référentiel du laboratoire à la même vitesse que le plateau qui les porte. Il y a donc peu d'interaction latérale entre grains et intrus à plusieurs diamètres de ce dernier. De même, sur le bord de l'intrus, les déplacements moyens semblent tendre vers 0 dans le référentiel du plateau, indiquant que les grains près du bord de l'intrus glissent ou roulent sur ce dernier.

Entre ces deux points aux déplacements quasi-nuls dans le référentiel du plateau, les profils de déplacements montrent un extremum à un rayon d'intrus du bord de l'intrus lui-même, soit à une distance D du centre de ce dernier et cela quels que soient ϕ et d_{wall} . La valeur de ce déplacement maximal évolue avec nos paramètres d_{wall} et ϕ .

Ces profils ressemblent à ceux trouvés par PIV dans les milieux granulaire par Chehata et Zenit [15] pour des écoulements granulaires verticaux à trois dimensions, ou encore par Dollet et Graner [18] dans le cas des mousses 2D. Mais dans notre cas, nous résolvons les déplacements des grains individuels et nous voyons que les maxima de déplacements ne coïncident pas avec

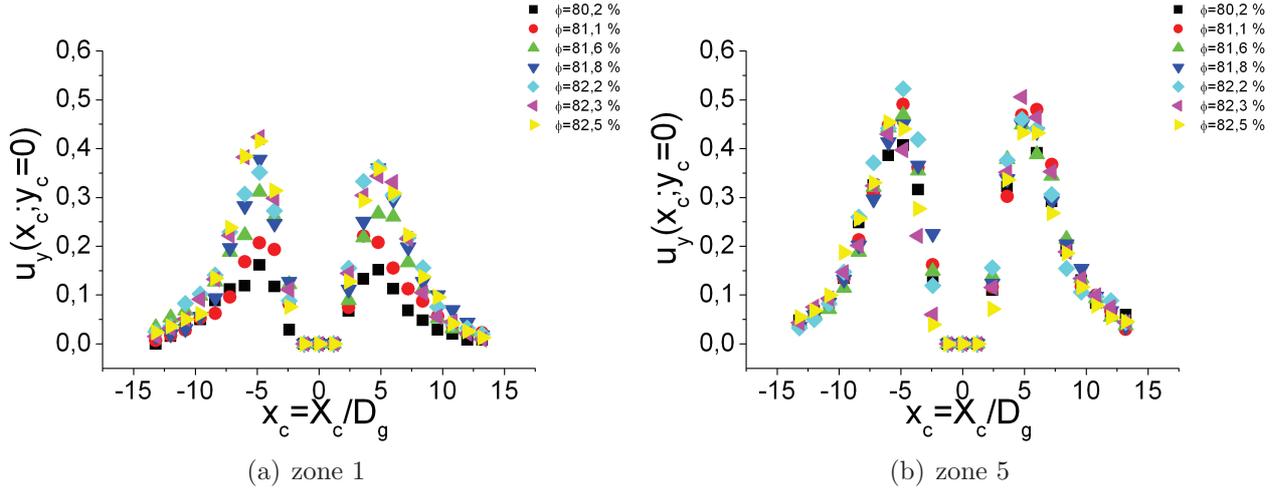


FIGURE 6.5 – Les figures a et b représentent la composante u_y , parallèle à l’axe de translation de l’intrus dans le référentiel du plateau, des déplacements moyens des grains présents sur la largeur de la cellule au niveau de l’intrus. L’abscisse est donnée en diamètre de gros grain, D_g , et l’ordonnée en déplacement d’intrus entre deux images dans le référentiel du plateau, U_0 . Le diamètre de l’intrus est $D = 25$ mm, soit $5 D_g$, et la largeur de la cellule de travail est $W = 269,5$ mm. Nous avons représenté sur les deux figures la totalité des ϕ testés sur cet intrus. La figure a correspond à la première partie de l’avancée de l’intrus, la zone 1, la figure b à la cinquième et dernière partie, la zone 5.

les bords de l’intrus.

Les profils des déplacements moyens des grains évoluent avec la valeur de d_{wall} et donc avec l’avancée de l’intrus. Ainsi, loin de la paroi frontale (figure 6.5 a), dans la zone correspondant au chargement du milieu granulaire, la zone 1, le mouvement des grains entre l’intrus et les parois latérales est très dépendant de ϕ . Plus la valeur de ce paramètre de contrôle est importante plus le déplacement vers l’arrière des grains provoqué par l’avancée de l’intrus est grand. Quand la fraction d’empilement globale ϕ est plus grande, la compressibilité initiale du milieu granulaire est plus faible, ce qui conduit à une recirculation plus importante, pour une même avancée de l’intrus. Il n’y a alors pas superposition des profils de déplacements des grains pour les différentes fractions d’empilement ϕ dans la zone 1.

Par contre, près de la paroi frontale (figure 6.5 b), dans la zone 5, tous les profils de déplacements des grains se superposent quelle que soit la fraction d’empilement ϕ . Cette dernière, qui est une valeur globale qui ne tient pas compte d’éventuelles inhomogénéités spatiales, ne semble plus être un paramètre de première importance d’un point de vue cinématique. Les déplacements des grains entre l’intrus et les parois latérales y sont de plus grande amplitude qu’en zone 1.

Cette évolution des profils de déplacements tend à montrer que la cinématique dans la zone la plus proche de la paroi frontale est stationnaire à l’avant de l’intrus, le régime d’écoulement y étant établi, et n’évoluant plus avec d_{wall} et ϕ .

$u_y(y)$: analyse axiale

Tout comme pour le profil des déplacements sur la largeur de la cellule nous avons étudié les profils des déplacements le long de l'axe de translation de l'intrus, au devant de ce dernier, dans le référentiel du plateau (figures 6.6).

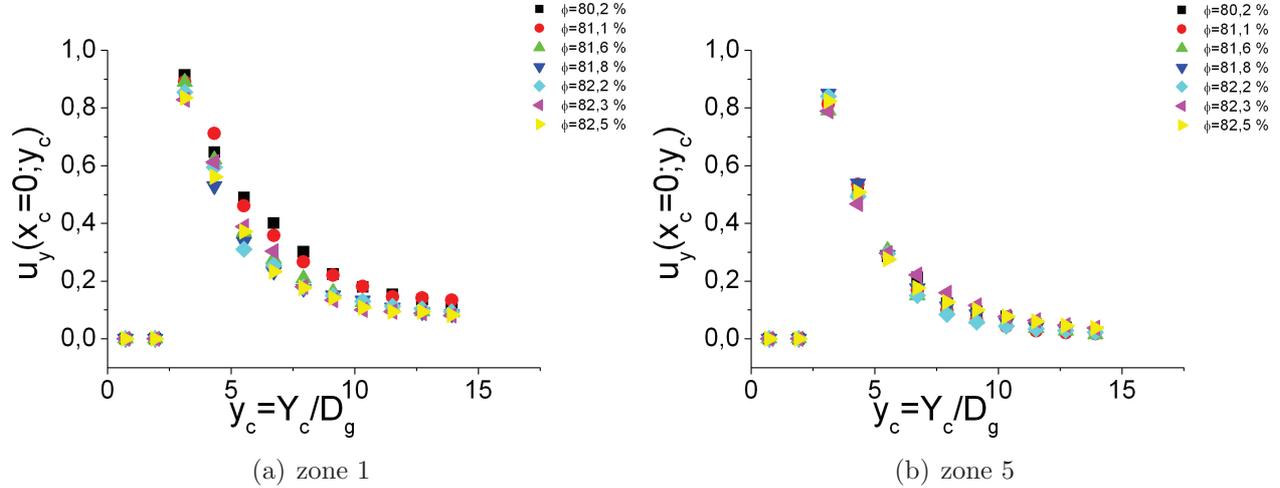


FIGURE 6.6 – Les figures a et b représentent la composante u_y , parallèle à l'axe de translation de l'intrus dans le référentiel du plateau, des déplacements moyens des grains présents sur cet axe devant l'intrus. L'abscisse est donnée en diamètre de gros grain, D_g , et l'ordonnée en déplacement d'intrus dans le référentiel du plateau, $U_0 = 1/6$ mm. Le diamètre de l'intrus est $D = 25$ mm, soit $5 D_g$. La largeur de la cellule de travail est $W = 269,5$ mm. Nous avons représenté sur les deux figures la totalité des ϕ testées sur cet intrus. La figure a correspond à la première partie de l'avancée de l'intrus, la zone 1, la figure b à la cinquième et dernière partie, la zone 5.

Nous constatons d'abord que l'ensemble de ces profils décroît de façon monotone avec la distance axiale à l'intrus dans le référentiel du plateau, sur l'axe de translation de l'intrus. Le deuxième point est que ces profils des déplacements des grains évoluent avec d_{wall} et ϕ . Ainsi dans la zone 1, la plus éloignée de la paroi frontale, les profils de déplacements des différentes fractions d'empilement ϕ ne se superposent pas (figure 6.6 a).

Le paramètre ϕ fait évoluer ces profils de déplacements. La portée d'interaction axiale entre l'intrus et le milieu granulaire, que nous pouvons estimer à partir de l'amplitude de déplacements le plus loin de l'intrus est d'autant plus grande que ϕ est petit. De plus, la portée de cette interaction en zone 1 pour toutes les fractions d'empilement ϕ testées est supérieure à celle de la zone 5 (figure 6.6 b). Il est à noter que le déplacement axial en zone 1 décroît plutôt comme une loi de puissance avec y .

Dans la zone 5, la zone d'étude la plus proche de la paroi frontale, les profils des déplacements sur l'axe de translation de l'intrus pour nos différentes fractions d'empilement ϕ se superposent (figure 6.6 b). Le paramètre ϕ n'intervient plus sur le déplacement des grains devant l'intrus.

Cette évolution des profils de déplacements avec d_{wall} et ϕ est compatible avec l'image d'une étape de chargement initial du milieu granulaire, avant d'atteindre en fin de parcours un

état stationnaire. L'intrus commençant sa progression au sein du milieu granulaire, les grains sont d'abord préférentiellement poussés sur l'avant de ce dernier, avant d'être progressivement re-dirigés vers l'arrière de celui-ci par des rouleaux de recirculation, comme nous le constatons par le biais de l'évolution des profils de déplacement axiaux et transversaux en zone 1 et en zone 5. La transition entre l'étape de chargement et l'état stationnaire de notre milieu reste à comprendre.

6.1.3 Influence de D

Vue d'ensemble

Un autre paramètre d'importance dont nous avons étudié l'influence sur la cinématique de notre système est le diamètre D de l'intrus. Nous pouvons imaginer que la taille de l'intrus puisse avoir un impact sur la circulation du milieu granulaire autour de ce dernier, ne serait-ce que par le biais du nombre de contacts avec le milieu granulaire ou par la modification de la largeur du passage entre le bord de l'intrus et la paroi latérale permettant la recirculation des grains.

L'écoulement granulaire à l'avant de l'intrus tendant à devenir indépendant de ϕ à l'approche de la paroi frontale, nous nous plaçons maintenant dans la zone la plus proche de cette dernière (figures 6.7), afin de limiter l'influence de ce paramètre. Pour ce premier aperçu de l'influence du diamètre D de l'intrus sur l'écoulement granulaire nous nous plaçons tout de même à des ϕ relativement proches afin de limiter encore davantage l'influence ce paramètre, même minime en zone 5. Nous comparons ainsi les cartographies en zone 5 pour deux diamètres extrêmes $D = 11,8$ mm et $D = 39,4$ mm pour une compacité "faible" (figures 6.7 a et b) et une compacité forte (figures 6.7 c et d).

Le premier point important à noter sur les champs représentés sur les figures 6.7 est la confirmation pour toutes les valeurs de D testées de ce que nous avons remarqué précédemment : en zone 5, quelle que soit la valeur de D , le paramètre fraction d'empilement ϕ ne fait presque pas évoluer l'écoulement granulaire devant l'intrus. Seul l'arrière, ou plus précisément le sillage, évolue avec ϕ en zone 5.

Le point le plus remarquable ici est la croissance de la taille des recirculations avec le diamètre D (figure 6.8). Nous le constatons très nettement sur l'extension latérale des rouleaux. Cette évolution se répercute aussi à l'arrière de l'intrus. En effet, plus D est important plus le bouclage des rouleaux de recirculation a lieu loin derrière l'intrus.

A ce niveau de constatation de l'influence de D sur notre écoulement il est important de remarquer le point suivant : le diamètre D semble jouer un rôle sur la recirculation granulaire visible sur les cartographies des champs de déplacements, pourtant la surface de la cavité dans la zone d'étude la plus proche de la paroi frontale est indépendante de D . Ce qui peut sembler contradictoire avec l'accroissement observé de la taille des rouleaux avec ce même paramètre. Néanmoins, il faut noter que les cartographies présentées sont obtenues pour une

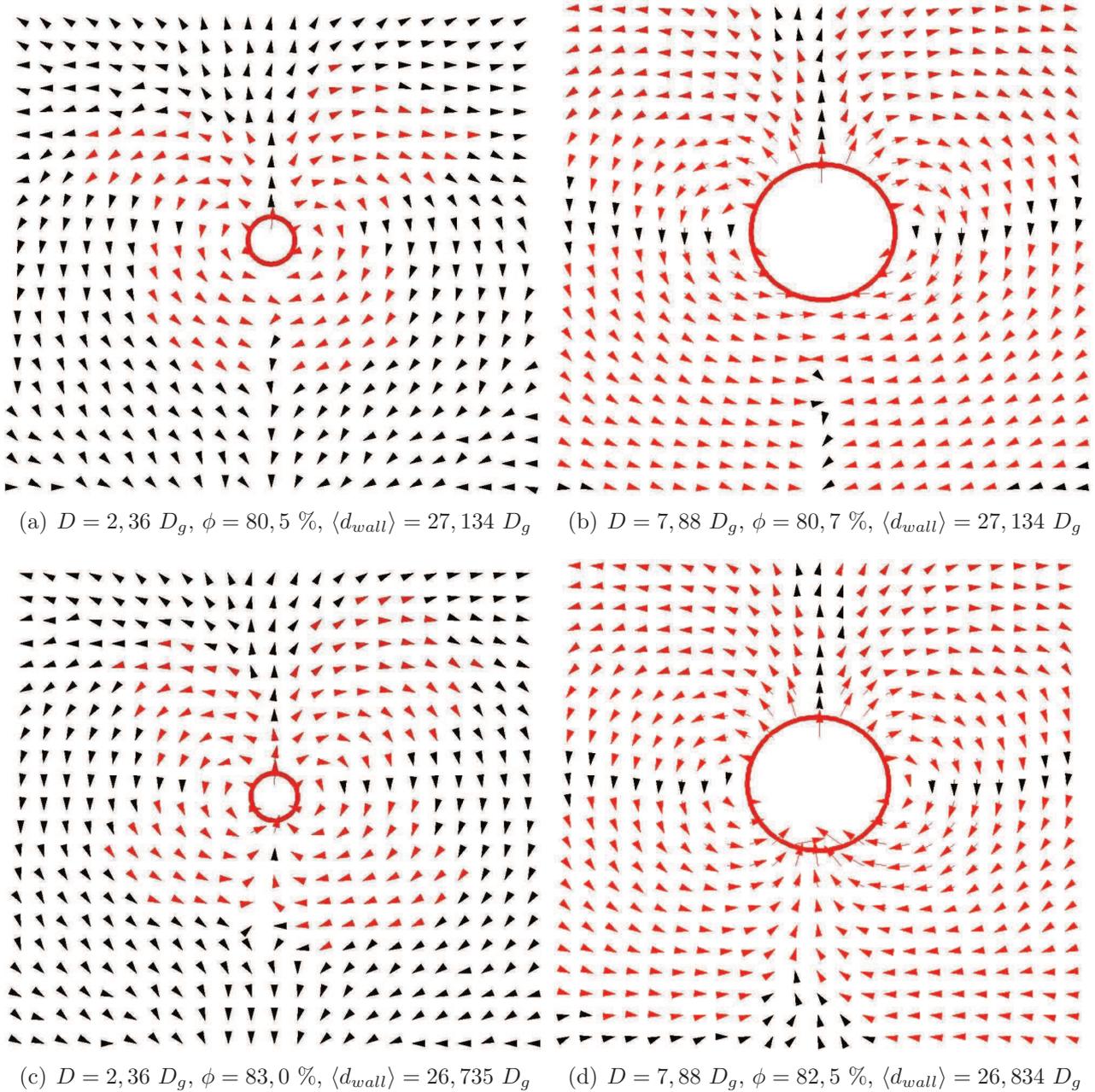


FIGURE 6.7 – Les figures a, b, c et d sont les champs des déplacements des grains autour de l'intrus dans le référentiel du plateau amplifiés 50 fois dans la zone d'étude la plus proche de la paroi frontale, la zone 5, pour deux intrus de diamètre $D = 11,8$ mm, soit $2,39 D_g$, et $D = 39,4$ mm, soit $7,88 D_g$. La largeur de la cellule de travail est $W = 269,5$ mm. Les valeurs de ϕ correspondant aux différentes figures sont indiquées sous chacune d'entre elles. En rouge figurent les lobes des rouleaux de recirculation.

même avancée U_0 de l'intrus. S'il n'y avait pas de recirculation, l'accroissement correspondant de la surface de la cavité serait DU_0 (donc fonction de D). Pour conserver une même taille de cavité indépendamment de D en zone 5, il faut que la recirculation soit plus efficace pour les diamètres les plus grands pour pousser les grains dans la cavité et venir combler l'excès de surface libre. C'est ce que nous observons ici qualitativement sur les cartographies.

Il est aussi important de remarquer qu'au chapitre précédent, concernant l'évolution de la dynamique du système avec nos paramètres, l'augmentation de D coïncidait avec une augmen-

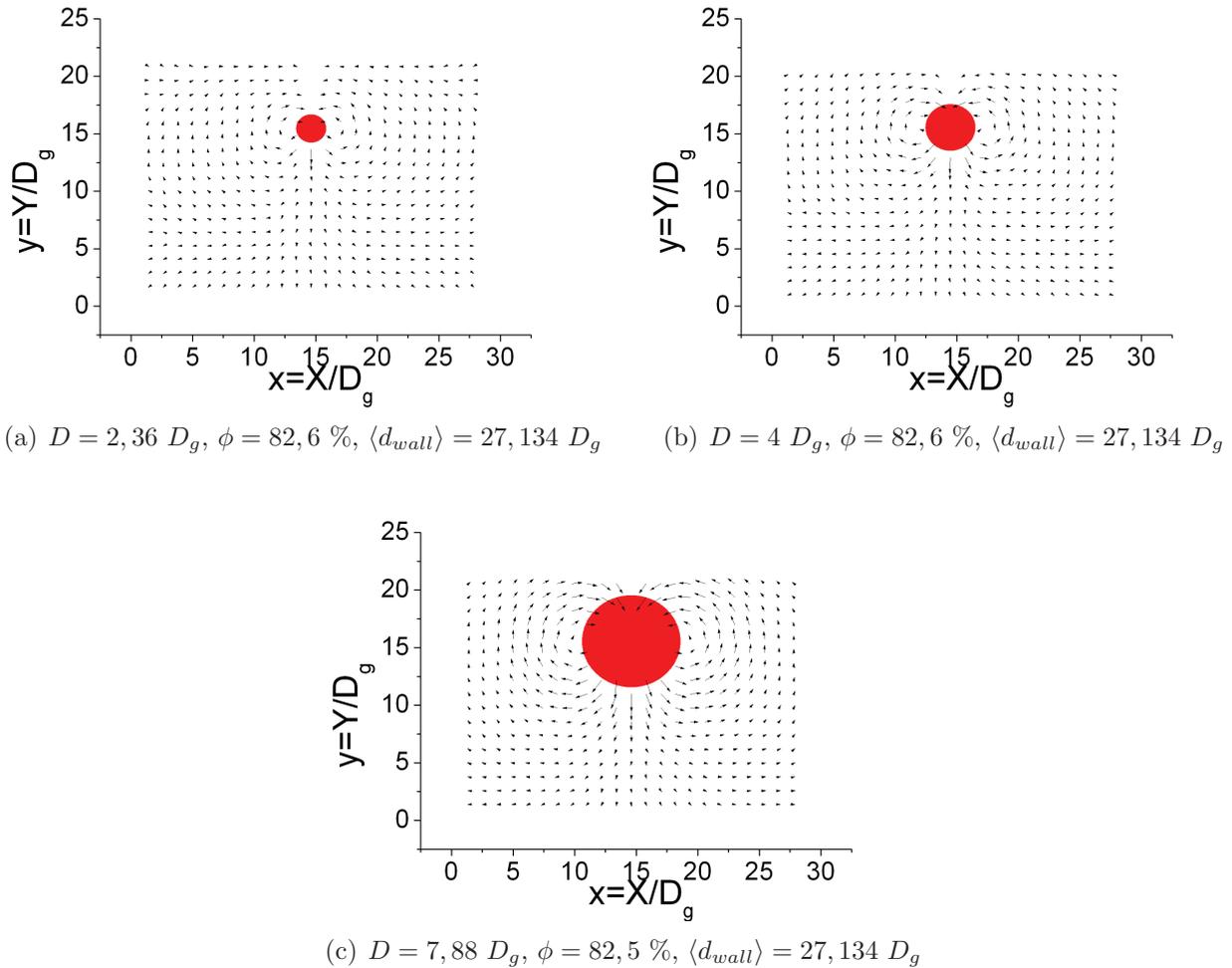


FIGURE 6.8 – Les figures ci-dessus représentent les champs de déplacements des grains au devant de l'intrus au cours de la progression de ce dernier dans la cinquième et dernière partie de son parcours au sein du milieu granulaire. Les champs sont amplifiés d'un facteur 50 et sont représentés dans le référentiel du plateau. Nous constatons, pour des fractions d'empilement ϕ proches et des distances à la paroi équivalentes, que le milieu granulaire recircule davantage autour de l'intrus aux grandes valeurs de D . L'amplitude des déplacements et la taille des rouleaux croissent avec D .

tation de la force moyenne appliquée sur l'intrus. Nous savons dorénavant que l'augmentation de D entraîne aussi une augmentation de la taille des rouleaux de recirculation. Cette croissance des rouleaux et donc de la quantité de grains mis en mouvement avec le paramètre D peut être l'une des explications de l'augmentation du niveau de force moyen avec ce même paramètre. Le nombre de grains mis en mouvement croissant avec D , les frottements et les blocages au sein de l'écoulement suivent la même évolution.

$u_y(x)$: analyse transverse

Après un première aperçu de l'évolution des champs de déplacements avec le paramètre D , nous nous focalisons sur le profil de déplacement des grains sur l'axe diamétral de l'intrus perpendiculaire à l'écoulement moyen (figure 6.9). Dans cette partie nous nous restreignons à

une seule zone d'étude correspondant à la plus proche de la paroi frontale. Dans cette zone d'étude le paramètre ϕ ne fait plus évoluer l'écoulement granulaire, dès lors nous moyennons les profils des déplacements sur tous les ϕ testés pour chacun de nos intrus. Ces profils de déplacements n'évoluent plus qu'avec le paramètre D .

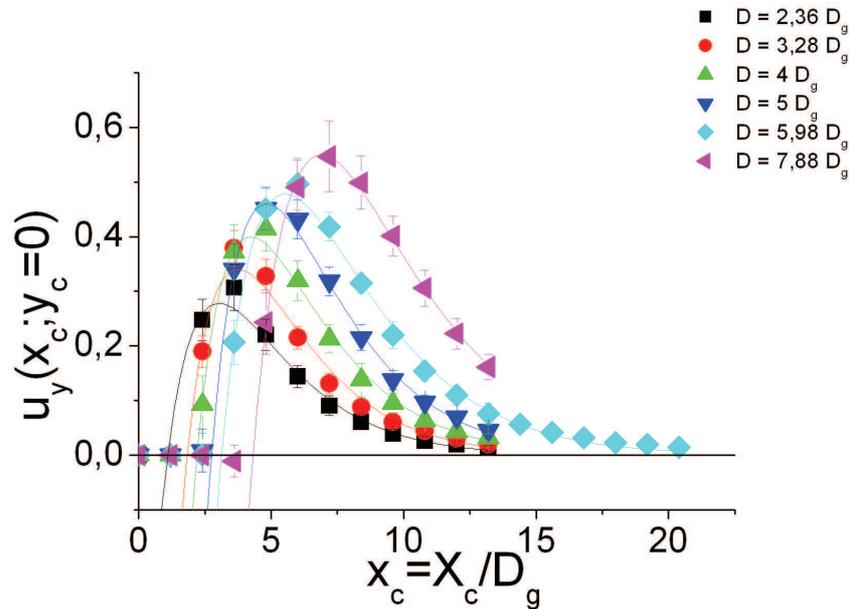


FIGURE 6.9 – La figure ci-dessus est la superposition des projections sur l'axe de translation de l'intrus des déplacements moyens des grains se trouvant sur la largeur de la cellule dans le référentiel du plateau dans la zone d'étude la plus proche de la paroi frontale, la zone 5, pour 6 intrus de diamètres D différents. Les symboles correspondent aux valeurs expérimentales, les courbes en trait continu aux ajustements proposés, en moyennant sur l'ensemble des compacités ϕ explorées pour chaque intrus en zone 5.

Au bord du champ de vision les déplacements des grains tendent à être nuls pour tous les diamètres D . Néanmoins, dans le cas des plus grands diamètres le raccord à zéro n'est pas visible dans le champ de vision de la caméra.

Comme précédemment, nous constatons qu'il existe une bande centrale de grains qui est accélérée c'est à dire que les déplacements y sont plus grands que U_0 dans le référentiel du laboratoire. La largeur de cette zone et son extension croissent avec D . La valeur maximum du déplacement est atteinte à environ un rayon d'intrus, $D/2$, du bord de celui-ci, soit encore un diamètre d'intrus, D , du centre de ce dernier.

L'augmentation de la quantité de grains déplacés et celle de l'amplitude de ce déplacement avec D sont à mettre en rapport avec l'augmentation du niveau de force moyen avec ce même paramètre D .

$u_y(y)$: analyse axiale

Tout comme pour le profil des déplacements sur la largeur de la cellule, nous avons étudié le profil des déplacements le long de l'axe de translation de ce dernier (figure 6.10) en moyennant

toujours les profils obtenus pour les différents ϕ en zone 5 pour un même diamètre D .

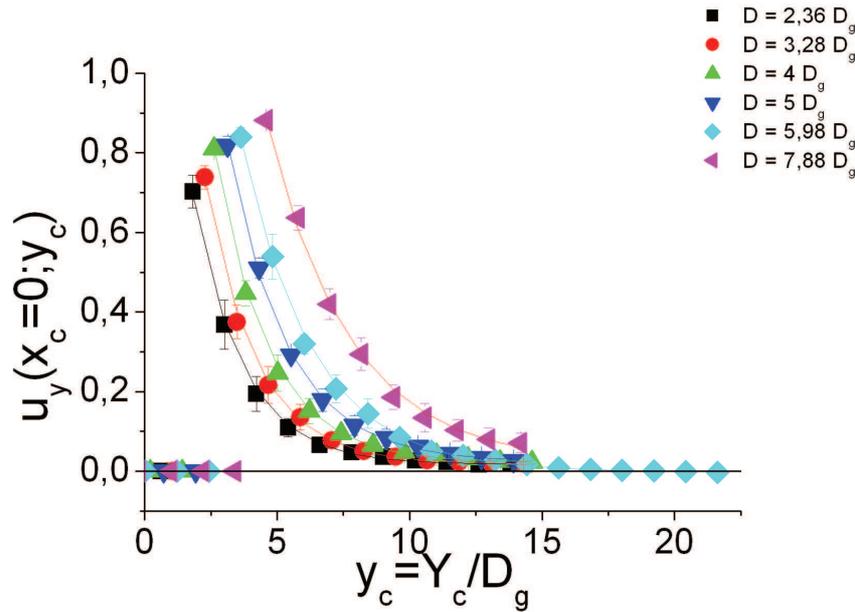


FIGURE 6.10 – La figure ci-dessus est la superposition des projections sur l'axe de translation de l'intrus des déplacements moyens des grains se trouvant sur ce même axe dans le référentiel du plateau dans la zone d'étude la plus proche de la paroi frontale, la zone 5, pour 6 intrus de diamètres différents. Les symboles correspondent aux valeurs expérimentales, les courbes en trait continu aux ajustements proposés.

Dans le référentiel du plateau, les déplacements des grains sur l'axe de translation de l'intrus sont visiblement fonction de la distance les séparant à ce dernier et se décalent suivant le diamètre D d'intrus, y_c étant repéré toujours par rapport au centre de l'intrus.

Devant l'intrus, les grains en contact direct avec lui sont ceux ayant le déplacement le plus important. Les déplacements dans le référentiel du plateau diminuent ensuite rapidement avec la distance au centre de l'intrus.

6.1.4 Ajustement des différents profils des déplacements du milieu granulaire en zone 5.

Pour mieux cerner les dépendances des champs de déplacements des grains autour de l'intrus en translation au sein du milieu granulaire en fonction de nos paramètres nous avons procédé à un ajustement de leurs profils sur les deux axes que nous avons privilégiés au cours de notre étude.

Ajustement des profils transversaux

Les déplacements selon l'axe perpendiculaire à la translation de l'intrus peuvent être ajustés dans la zone la plus proche de la paroi frontale, la zone 5, quand le régime d'écoulement est stationnaire, donc indépendant de d_{wall} et qu'il n'évolue plus avec ϕ , en fonction du dernier

paramètre libre : le diamètre D de l'intrus. Le déplacement longitudinal des grains se trouvant sur l'axe diamétral de l'intrus, $u_y(x, y=0) = \frac{U_Y(X, Y=0)}{U_0}$, peut être modélisé par la fonction $a_x(x - x_0)e^{-\frac{x-x_0}{\lambda_x}}$ (figures 6.11) où a_x , x_0 , λ_x sont des paramètres ajustables adimensionnés.

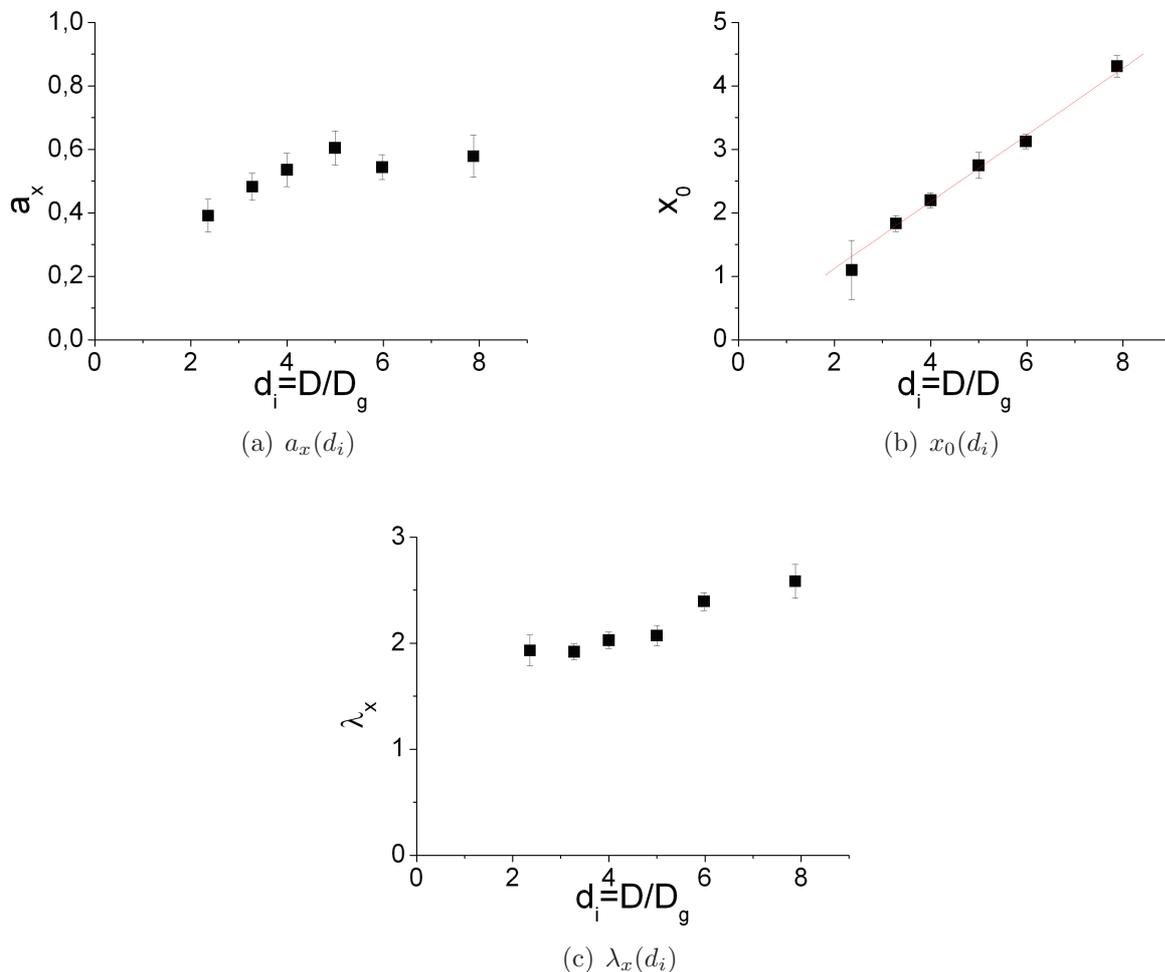


FIGURE 6.11 – Les courbes a, b, et c représentent l'évolution respective des paramètres d'ajustement a_x en U_0 , x_0 en D_g , λ_x en D_g en fonction du diamètre de l'intrus D en D_g .

Le paramètre λ_x (figure 6.11 c) caractérise une portée d'interaction latérale entre l'intrus et le milieu granulaire. Il croît légèrement avec le diamètre D de l'intrus. En effet, l'ajustement linéaire de celui-ci nous donnant $\lambda_x = \alpha + \beta d_i$, avec $\alpha = 1,5 \pm 0,1$ et $\beta = 0,14 \pm 0,02$, où λ_x et $d_i = \frac{D}{D_g}$ le diamètre de l'intrus normalisé par un diamètre de gros grain, sont donnés en diamètre de gros grain D_g . L'évolution de la portée de l'interaction latérale entre l'intrus et le milieu granulaire avec le diamètre d_i de l'intrus reste faible avec une pente de l'ordre de $1/7$.

L'évolution du paramètre x_0 (figure 6.11 b) est ajusté par une fonction affine, passant pratiquement par zéro et croissant de manière linéaire avec d_i . L'ajustement de ce paramètre nous donne en effet : $x_0 = \gamma + \delta d_i$, avec $\gamma = 0,1 \pm 0,1$ et $\delta = 0,53 \pm 0,02$, où x_0 est donné en diamètre de gros grain D_g . Cet ajustement nous permet d'approximer $x_0 \approx 0,5 d_i$. Ce paramètre s'identifie donc au rayon de l'intrus, $d_i/2$. Le déplacement u_y s'annule sur le bord de l'intrus dans le référentiel du plateau. Autrement dit, il y a un déplacement des grains d'amplitude U_0

sur le bord de l'intrus dans le référentiel du laboratoire. Les grains glissent et roulent sur les bords de celui-ci.

L'utilisation d'une bande de peinture fluorescente appliquée sur les grains permet de visualiser les rotations et montre que les grains roulent et glissent autour de l'intrus en le contournant le montre la figure 6.12.

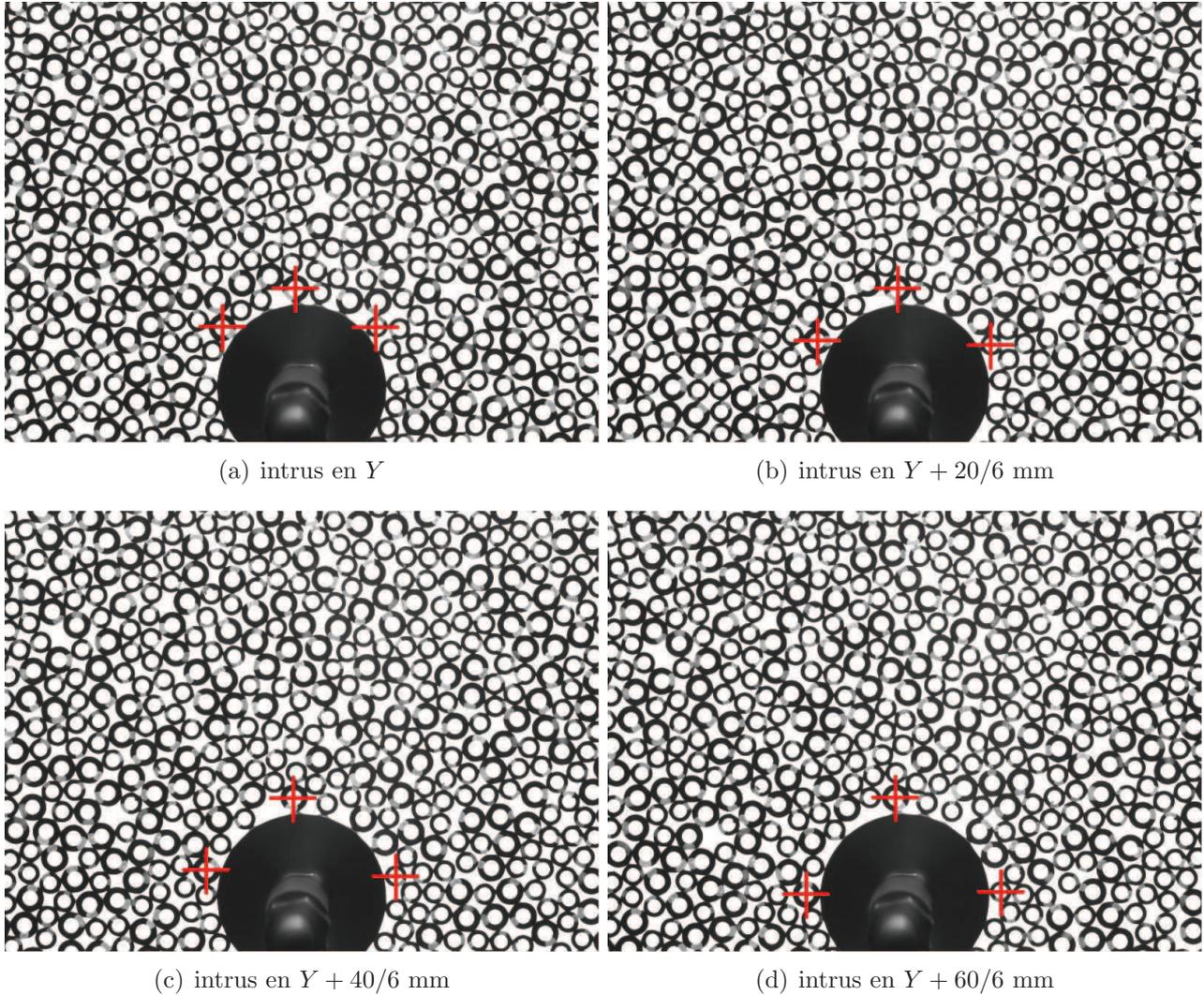


FIGURE 6.12 – Un trait de peinture fluorescente appliqué sur les grains nous donne accès aux rotations et glissements des grains. L'intrus a un diamètre $D = 29,9$ mm, la fraction d'empilement est $\phi = 82,4$ % et la largeur de la cellule de travail est $W = 269,5$ mm. Entre les photos a et d, l'intrus a parcouru 10 mm dans le référentiel du plateau.

L'évolution relative du paramètre a_x (grandeur adimensionnée par le déplacement du plateau entre deux acquisitions U_0) avec d_i (figure 6.11 a) est très faible. Commencant par croître de manière linéaire, partant de 0,4 pour atteindre 0,6 quand d_i passe de 2,36 à 5, ce paramètre semble par la suite stagner autour de $0,6 \pm 0,05$ pour des intrus de diamètre d_i supérieur ou égal à 5.

Incompressibilité globale

A priori, ce paramètre a_x est difficile à cerner, mais nous notons que dans le référentiel du laboratoire, le champ de déplacements s'écrit $u_y^{labo}(x, y = 0) = 1 + a_x(x - x_0) e^{-\frac{x-x_0}{\lambda x}}$. L'évolution du paramètre a_x peut alors être comprise en considérant que le débit du milieu granulaire s'écoulant autour de notre intrus dans le référentiel du laboratoire est constant. Cette hypothèse est irréfutable car la cellule qui contient le milieu granulaire est fermée. A l'échelle locale, celle-ci est plus discutable car sous entendant l'incompressibilité du milieu granulaire. C'est ce que nous allons vérifier en considérant l'équation de conservation du débit, Q , dans le référentiel du laboratoire :

$$Q = W \times U_0 = Q_{entrant}$$

En normalisant les dimensions par D_g et les déplacements par U_0 , nous exprimons le débit q adimensionné par :

$$q = \frac{Q}{U_0 \times D_g} = \frac{U_0 \times W}{U_0 \times D_g}$$

Soit :

$$q = w$$

En nommant Q_{median} , le débit au niveau de l'axe transversal passant par le centre de l'intrus :

$$Q_{median} = 2 \int_{R_{intrus}}^{\frac{W}{2}} U_Y^{labo}(X, Y = 0) dX$$

avec R_{intrus} , le rayon de l'intrus, soit $D/2$, et $\frac{W}{2}$ la demi largeur de la cellule de travail.

En utilisant les grandeurs adimensionnées nous avons vu que dans le référentiel du plateau :

$$u_y^{plateau}(x, y = 0) = a_x(x - x_0) e^{-\frac{x-x_0}{\lambda x}}$$

dans le référentiel du laboratoire :

$$u_y^{labo}(x, y = 0) = 1 + a_x(x - x_0) e^{-\frac{x-x_0}{\lambda x}}$$

avec $u_y(x, y = 0) = \frac{U_Y(X, Y=0)}{U_0}$ et $x = \frac{X}{D_g}$.

Le débit adimensionné au niveau de l'axe transversal passant par le centre de l'intrus s'écrit :

$$q_{median} = 2 \int_{r_{intrus}}^{\frac{w}{2}} u_y^{labo}(x, y=0) dx$$

où $r_{intrus} = \frac{R_{intrus}}{D_g}$ est le rayon adimensionné de l'intrus et $w = \frac{W}{D_g}$ la largeur adimensionnée de la cellule de travail.

Dès lors, le débit médian adimensionné, q_{median} , s'écrit :

$$q_{median} = 2 \int_{r_{intrus}}^{\frac{w}{2}} \left(1 + a_x (x - x_0) e^{-\frac{x-x_0}{\lambda_x}} \right) dx$$

Comme nous avons vu d'après les ajustements précédents que $X_0 = R_{intrus} = D/2$, soit $x_0 = r_{intrus}$, la formule du débit médian s'intègre :

$$\frac{q_{median}}{2} = \left[\frac{w}{2} - x_0 \right] + \left[\left(\frac{w}{2} - x_0 \right) \left(-a_x \lambda_x e^{-\frac{\frac{w}{2}-x_0}{\lambda_x}} \right) \right] + \left[-a_x \lambda_x^2 e^{-\frac{\frac{w}{2}-x_0}{\lambda_x}} + a_x \lambda_x^2 \right]$$

En considérant maintenant l'égalité des débits entrant et médian :

$$0 = -x_0 + a_x \left[\left(-\lambda_x^2 + \lambda_x \left(x_0 - \frac{w}{2} \right) \right) e^{-\frac{\frac{w}{2}-x_0}{\lambda_x}} + \lambda_x^2 \right].$$

D'où :

$$a_x = \frac{x_0}{\lambda_x^2 \left[1 + e^{-\frac{\frac{w}{2}-x_0}{\lambda_x}} \left(\frac{x_0 - \frac{w}{2}}{\lambda_x} - 1 \right) \right]}$$

Nous remarquons que pour la plupart de nos expériences où $W = 269,5$ mm, ou $w = 53,9$ (en diamètre de gros grains) et x_0 varie typiquement entre 1 et 4, alors nous avons :

$$w/2 - x_0 \gg \lambda_x \sim 2$$

d'où :

$$e^{-\frac{\frac{w}{2}-x_0}{\lambda_x}} \approx e^{-10} \ll 1$$

Dès lors :

$$a_x \approx \frac{x_0}{\lambda_x^2}.$$

Cette relation nous permet d'obtenir a_x à partir des paramètres x_0 , λ_x , et w dans l'hypothèse

d'un milieu granulaire globalement incompressible et ainsi de comparer ces valeurs pour nos différents diamètres d'intrus à celles mesurées expérimentalement (figure 6.13). Sur la figure 6.13, les carrés noir représentent les valeurs expérimentales de a_x issues des ajustements des champs de déplacements transversaux ; les ronds rouges sont obtenus en rapportant les valeurs de x_0 et de λ_x trouvées à partir des ajustements dans la formule théorique précédente de a_x supposant l'incompressibilité. Les triangles verts sont obtenus de la même façon, mais en prenant pour x_0 la valeur $r_{intrus} = \frac{D}{2D_g}$.

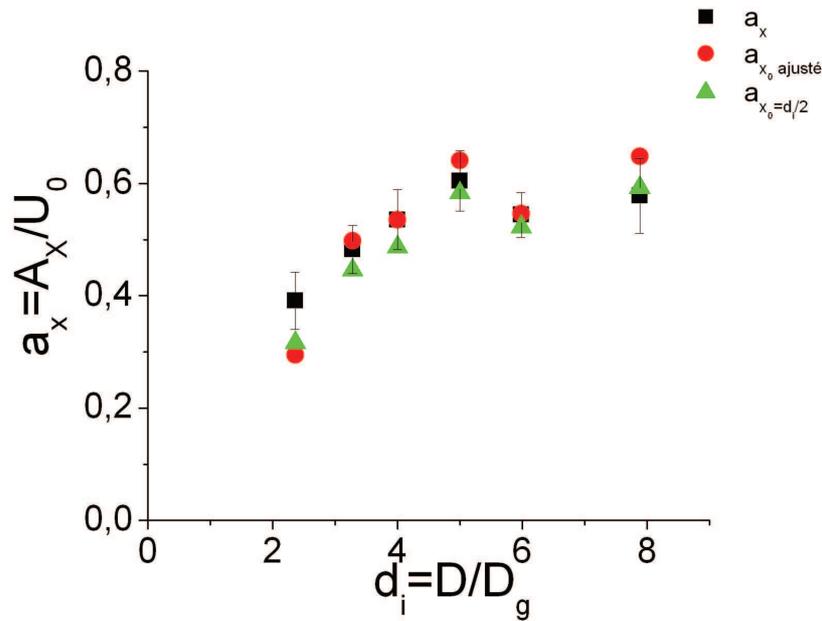


FIGURE 6.13 – Le graphique ci-dessus est la superposition de l'évolution du paramètre a_x en fonction du diamètre D de l'intrus normalisé. Nous avons représenté sur le même graphique les valeurs de a_x donnés par l'ajustement des valeurs expérimentales, les carrés noirs, celles données par le calcul théorique basé sur l'incompressibilité du milieu granulaire en utilisant x_0 obtenue par ajustement, les ronds rouge, et celles obtenues en fixant la valeur de x_0 au rayon de l'intrus, les triangles vert.

La superposition des valeurs de a_x obtenues par ajustement des résultats expérimentaux ou par modélisation montre que notre milieu granulaire est globalement incompressible. Plus précisément, les champs de déplacements moyennés en zone 5 ont une forme compatible avec l'hypothèse d'incompressibilité globale.

Ajustement des profils axiaux

En considérant maintenant les déplacements des grains dans l'axe de translation de l'intrus, ces derniers peuvent être ajustés dans la zone la plus proche de la paroi frontale en fonction de Y pour différentes valeurs de D . Dans ce cas précis, le déplacement des grains u_y selon l'axe de translation de l'intrus, peut être modélisé par la fonction $u_y = \frac{U_Y(X=0,Y)}{U_0} = \alpha + a_y e^{-\frac{y-y_0}{\lambda_y}}$ où α , a_y , y_0 et λ_y sont les paramètres ajustables.

Étant donné qu'il est trop difficile d'ajuster simultanément les 4 paramètres de la fonction sur nos valeurs expérimentales, nous avons commencé par imposer la valeur 1 à a_y , les grains

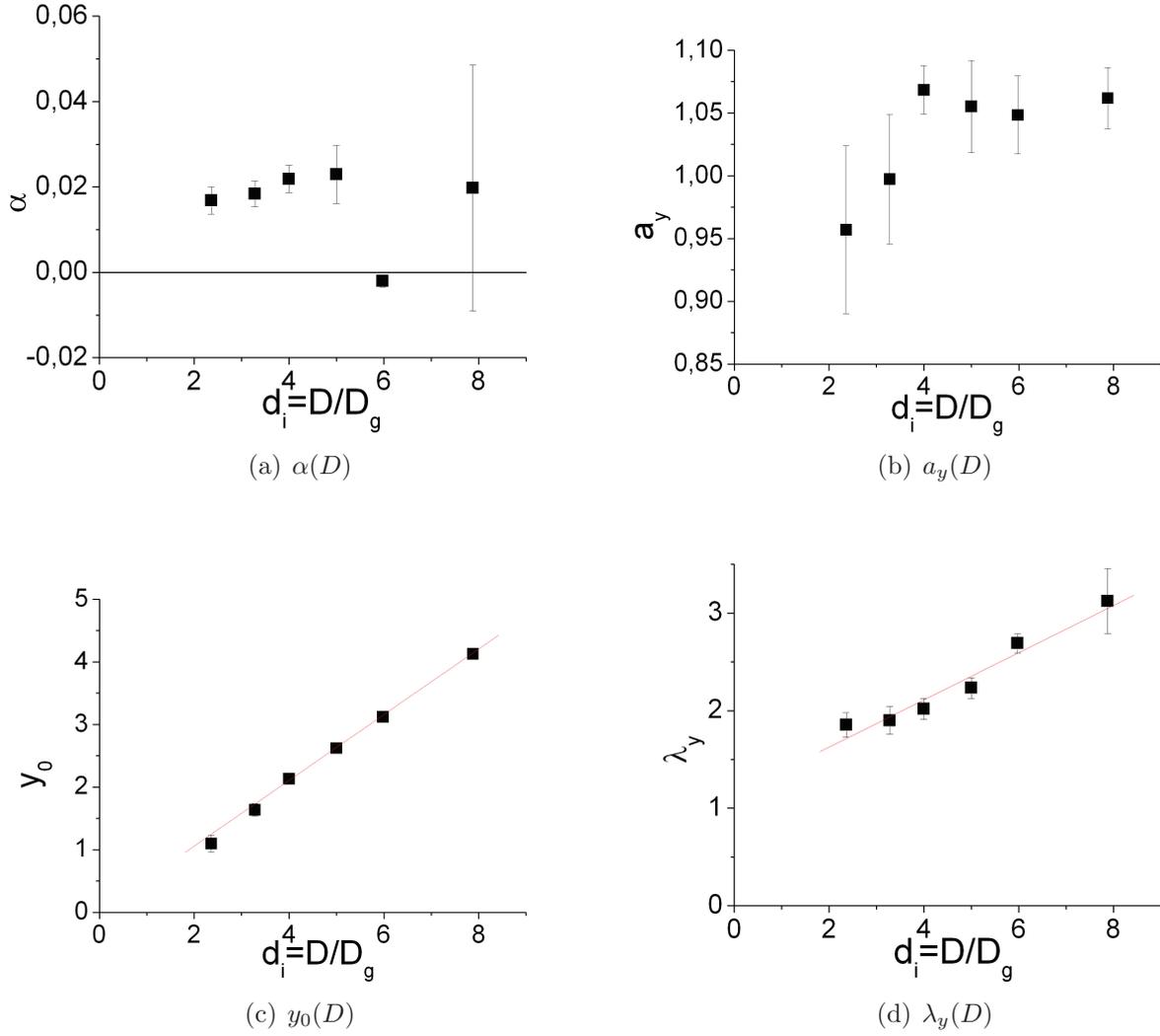


FIGURE 6.14 – Les graphiques a, b, c, et d représentent l'évolution respective des paramètres d'ajustement α en U_0 , a_y en U_0 , y_0 en D_g , λ_y en D_g en fonction du diamètre de l'intrus D en D_g .

en contact direct avec l'intrus devant ce dernier ayant a priori un déplacement égal à celui de l'intrus, tout en ajustant les trois paramètres restants α , y_0 et λ_y .

Nous avons alors constaté que le paramètre y_0 évoluait comme le rayon de l'intrus, $D/2D_g$ (figure 6.14 c). En effet l'ajustement de y_0 en fonction de $d_i = D/D_g$ donne $y_0 = (0,009 \pm 0,08) + (0,52 \pm 0,02) d_i$. Nous avons donc fixé y_0 à $0,5 d_i$, soit r_{intrus} , c'est-à-dire $D/(2 \times D_g)$, en laissant libre cette fois-ci le paramètre a_y . Nous avons alors constaté que les nouvelles valeurs des paramètres d'ajustements restants (α et λ_y) étaient inchangés par rapport aux ajustements précédents.

Le paramètre α (figure 6.14 a) est quasi constant quel que soit D sauf pour $D = 29,9 \text{ mm} = 5,88 D_g$ où $\alpha = 0$, ce diamètre d'intrus correspondant à une expérience où le champ de vision de la caméra est plus étendu. Sa valeur moyenne est ici de $0,016 \pm 0,009$ en unité de U_0 . Nous pouvons la considérer comme nulle. Son introduction dans l'ajustement repose sur le fait que les déplacements des grains loin devant l'intrus ne sont pas tout à fait nuls alors qu'au

bord de la cellule de travail (visible pour le champ de vision le plus large, correspondant à l'intrus de diamètre $D = 29,9$ mm) la présence des parois rend impossible tout déplacements de matière vers l'extérieur. Il y a donc quelque part, hors du champ de vision un raccord entre un déplacement des grains non nul à l'approche de la paroi frontale en limite du champ de vision et un déplacement nul sur la paroi elle-même.

Tout comme α , le paramètre a_y (figure 6.14 b) n'évolue pratiquement pas avec D . Sa valeur moyenne est $1,03 \pm 0,05$ en unité de U_0 , $a_y \approx 1$. Avec un paramètre α nul, a_y modélise le déplacement des grains sur l'intrus lui même, il est donc normal de trouver une valeur proche de 1 en valeur adimensionnée, soit U_0 . Les grains juste devant l'intrus sont poussés par ce dernier, leurs déplacements correspondant à celui de l'intrus.

Le paramètre λ_y est une distance d'interaction longitudinale entre l'intrus et le milieu granulaire. Il évolue de manière linéaire avec le diamètre D de l'intrus. Comme dans le cas de λ_x , l'ajustement linéaire de celui-ci donne une fonction faiblement croissante du diamètre d'intrus adimensionné $d_i = D/D_g$: $\lambda_y = (1,1 \pm 0,2) + (0,24 \pm 0,04) d_i$.

La géométrie de notre système et les profils des déplacements, nous font penser que certains paramètres ajustables peuvent se retrouver aussi bien sur les ajustements effectués le long de l'axe de translation de l'intrus que sur l'axe diamétral de l'intrus perpendiculaire à l'écoulement moyen. Ainsi les paramètres λ_x , λ_y semblent évoluer de la même façon. Pour mettre en évidence cette relation entre ces paramètres d'ajustement, nous avons tracé λ_x en fonction de λ_y (figure 6.15). Nous constatons alors une forte corrélation entre ces paramètres.

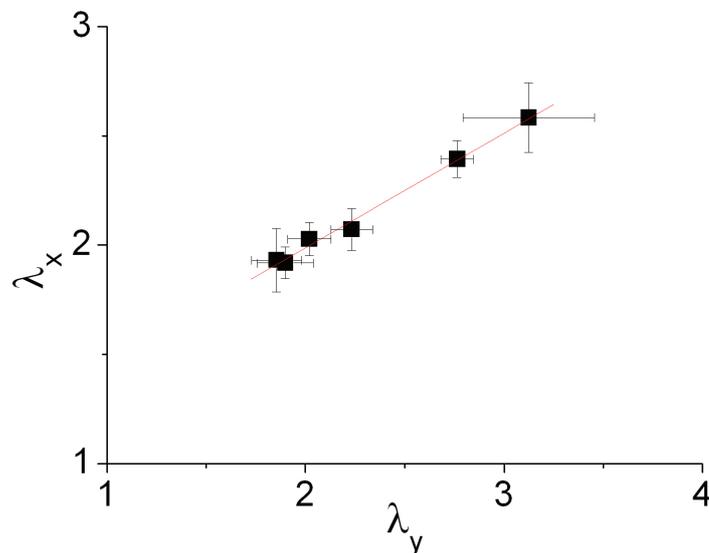


FIGURE 6.15 – La figure ci-dessus est le tracé du paramètre λ_x en fonction du paramètre λ_y . L'unité de mesure est D_g , le diamètre d'un gros grain.

La relation liant λ_y à λ_x est affine : $\lambda_x = (0,88 \pm 0,08) + (0,55 \pm 0,04) \lambda_y$. L'évolution de λ_y similaire à celle de λ_x (figure 6.15) n'est pas anodine. Elle provient du fait que λ modélise la longueur d'interaction entre l'intrus et le milieu granulaire. Nous constatons toutefois qu'une

simple remise à l'échelle des déplacements par une seule distance caractéristique n'est pas possible.

6.1.5 Influence de D/W

Nous consacrons cette dernière partie concernant les déplacements des grains autour de l'intrus à l'étude de l'influence du paramètre de confinement D/W . Cette étude qui fut réalisée par un étudiant de Master, Niels Gaudouen, nous a permis de compléter notre travail. Jusqu'ici, lorsque nous étudions l'influence du paramètre D nous n'avions pas évoqué l'influence possible des parois latérales sur la cinématique de l'écoulement granulaire. Au regard des profils de déplacements transversaux, lorsque ces derniers raccordent avec un déplacement nul sur les parois dans le référentiel du plateau, le rapport D/W ne semble pas influencer l'écoulement. Néanmoins, nous le constatons sur le plus large des intrus utilisés ($D = 7,88 D_g$), ce profil, bien que tendant vers zéro, n'atteint jamais cette valeur sur les bords du champ de vision. De plus, l'ajustement des différents profils d'écoulements propres à chaque intrus nous a donné des valeurs de λ_x et λ_y semblant évoluer avec D . Il est donc légitime de se demander quelle influence peut avoir D/W sur notre écoulement.

$u_y(x)$: analyse transverse

Comme expliqué au chapitre Dispositif expérimental, il nous est possible de modifier la largeur de la cellule de travail. Ainsi en conservant un même intrus, ici $D = 20$ mm c'est à dire $4 D_g$, nous avons fait évoluer la largeur de la cellule de travail, allant de $W = 269,5$ mm à $W = 89,5$ mm, soit en diamètre de gros grains de $53,9 D_g$ à $17,9 D_g$. Nous avons ainsi obtenu les profils des déplacements transversaux des grains pour un confinement D/W allant de 0,0742 (la cellule de travail étant de largeur $W = 269,5$ mm), à 0,223 (la cellule de travail étant de largeur $W = 89,5$ mm) (figure 6.16).

Pour l'ensemble des confinements D/W testés, nous constatons que les profils transverses des déplacements évoluent avec le paramètre D/W en zone 5. Pour pouvoir quantifier l'influence de D/W nous effectuons un ajustement de ces profils comme précédemment.

Ajustement des profils transversaux, effet du confinement latéral

Nous avons ajusté ces profils de déplacements en zone 5 par la même fonction que précédemment : $a_x(x - x_0) e^{-\frac{x-x_0}{\lambda_x}}$. Nous avons ainsi obtenu l'évolution des paramètres ajustables a_x , x_0 et λ_x en fonction du paramètre de contrôle D/W . Les courbes de la figure 6.17 résument leurs évolutions respectives en fonction de D/W .

Le paramètre $x_0 = \frac{X_0}{D_g}$ (figure 6.17 a) est constant pour toutes les valeurs du rapport D/W testées. Nous trouvons sa valeur moyenne $x_0 = 2,2 \pm 0,05$ (la ligne rouge sur la figure 6.17 b), soit $X_0 = (2,2 \pm 0,05) D_g$. La valeur de x_0 est proche de celle du rayon de l'intrus

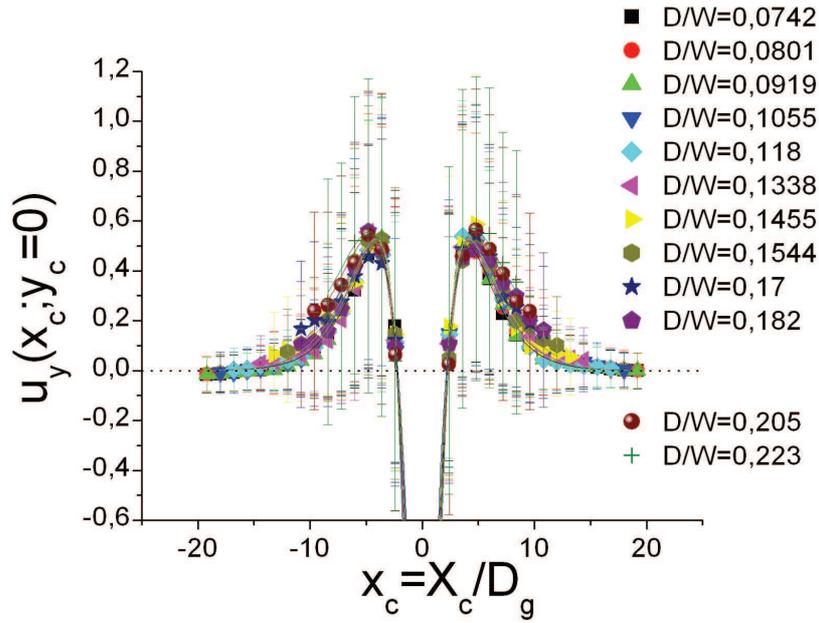


FIGURE 6.16 – La figure ci-dessus est la superposition des projections sur l’axe de translation de l’intrus des déplacements moyens des grains se trouvant sur l’axe diamétral de l’intrus perpendiculaire à l’écoulement moyen, dans le référentiel du plateau, dans la zone d’étude la plus proche de la paroi frontale, pour 12 largeurs de cellule de travail W différentes, D/W allant de 0,0742 à 0,223.

adimensionné $D/2D_g$, ici 2 (les pointillés noir sur la figure 6.17 b), soit $D/2 = 10$ mm en valeur dimensionnée. Nous retrouvons donc une valeur de x_0 proche de celle trouvée précédemment pour $D = 4 D_g = 20$ mm malgré l’évolution du paramètre D/W .

Le paramètre a_x (les carrés noir de la figure 6.17 b) évolue très lentement avec le paramètre D/W , décroissant de légèrement à mesure que D/W croît. Un ajustement linéaire sommaire de l’évolution du paramètre a_x en fonction de D/W (la ligne rouge sur la figure 6.17 b) nous donne $a_x = (0,7 \pm 0,04) - (0,9 \pm 0,3) D/W$ en unité de U_0 . Comme précédemment, nous avons tracé sur le même graphique l’évolution de $a_{x,theo}$ calculée théoriquement en considérant l’équation de $a_{x_0,ajusté}$ déterminée précédemment et en reprenant les valeurs de x_0 et de λ_x données par nos ajustements (les points rouge sur la figure 6.17 b). Les valeurs théoriques se superposent aux résultats expérimentaux quelle que soit la valeur de D/W .

Il est important de remarquer que dans l’intervalle de D/W allant de 0,0742 à 0,134, $\overline{a_x}$, valeur moyenne de a_x , vaut dans le cas expérimental $0,6 \pm 0,04$ et dans notre calcul $0,7 \pm 0,05$ en unité de U_0 . Ces résultats sont compatibles avec la valeur trouvée précédemment pour $D = 4 D_g$ lorsque nous ne prêtions intérêt qu’à ce dernier paramètre dans une autre série d’expériences.

L’évolution du paramètre λ_x (figure 6.17 c) avec D/W peut être décomposée en deux parties distinctes :

La première, où λ_x semble constante, valant en moyenne $\overline{\lambda_x} = 1,84 \pm 0,07$ en diamètre de gros grains D_g . Cette valeur est très proche de celle trouvée expérimentalement, valeur trouvée sur la figure 6.11 pour un intrus de diamètre $D = 4 D_g$ et $W = 269,5$ mm. Cette partie correspond à des valeurs de faible confinement, D/W allant de 0,0742 à 0,134. En posant

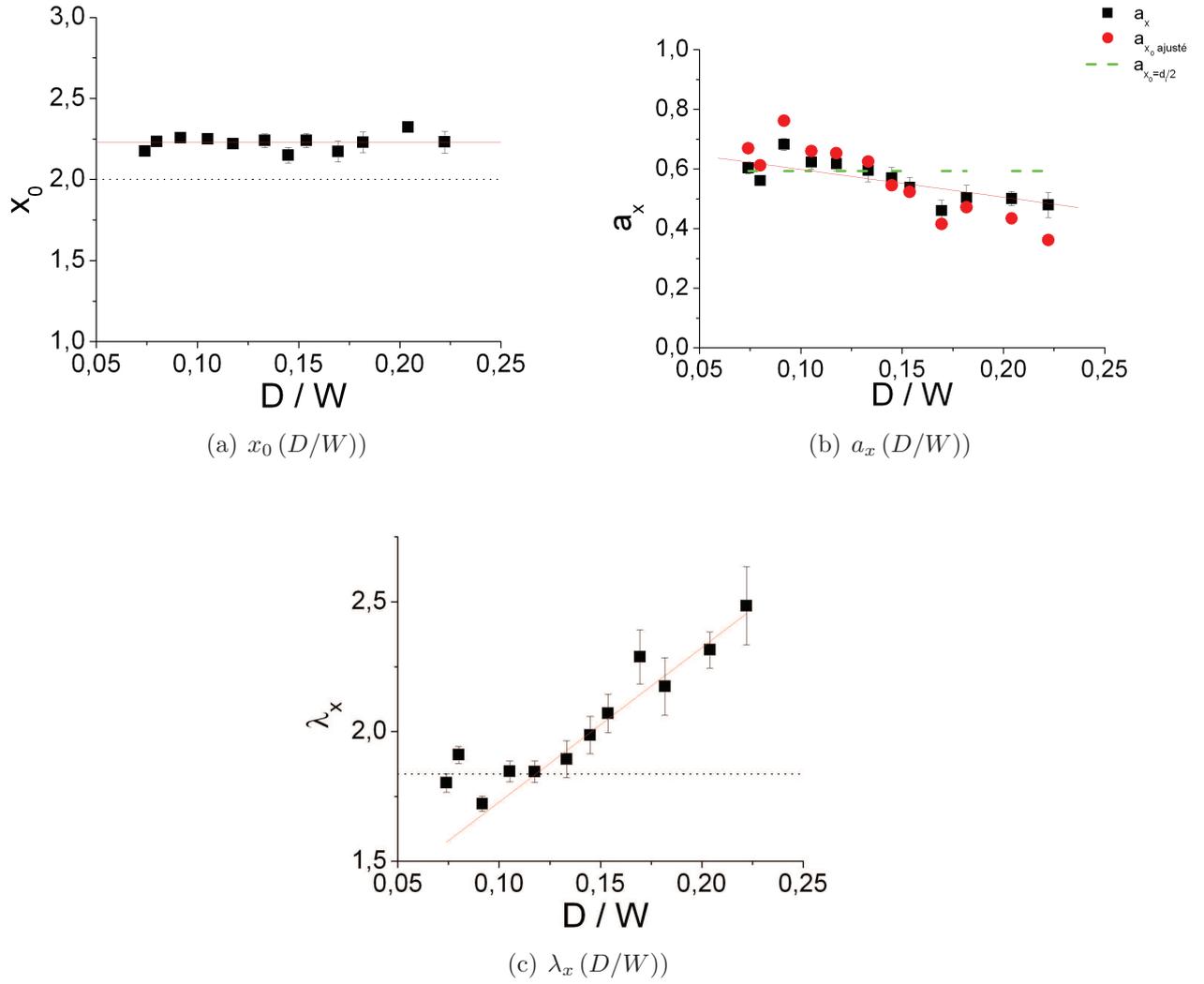


FIGURE 6.17 – Les figures a, b, c, représentent l'évolution respective des paramètres d'ajustement a_x en U_0 , x_0 en D_g , λ_x en D_g en fonction du confinement D/W .

$a_{x \text{ theo2}} = \frac{x_0}{\lambda_x^2}$, et en imposant cette fois $x_0 = D/2D_g = 2$ et $\lambda_x = \overline{\lambda_x} \approx 1,84$ en diamètre de gros grain D_g , $a_{x \text{ theo2}}$ est alors constant, valant 0,59 en unité de U_0 (les pointillés vert sur la figure 6.17 b). Cette nouvelle valeur théorique $a_{x \text{ theo2}}$, dans l'intervalle de D/W allant de 0,074 à 0,134 est encore une fois proche des valeurs expérimentales de a_x issues directement des ajustements pour les faibles confinements.

La deuxième partie de l'évolution de λ_x avec D/W va de $D/W = 0,133$ à $D/W = 0,223$. Dans cet intervalle, le paramètre ajustable λ_x croît de manière linéaire avec D/W passant de $1,9 D_g$ à $2,5 D_g$. Un ajustement linéaire du profil de son évolution nous donne $\lambda_x = (1,1 \pm 0,2) + (6 \pm 1) D/W$. La diminution de la largeur relative de la cellule de travail conduit à une augmentation de la longueur d'interaction grains intrus au delà de $D/W = 0,134$.

De l'évolution respective de l'ensemble de ces paramètres ajustables nous pouvons en conclure que le confinement latéral ne joue sur les champs de déplacements moyens que pour des rapport d'aspect D/W supérieurs à 0,134. Cette valeur de confinement critique est d'ailleurs

proche de celle que nous obtenions à partir de l'évolution des niveaux de force au chapitre précédent. Notons également que ce confinement critique correspond au moment où le bord extrême des rouleaux (de l'ordre de $5\lambda_x$, vue la décroissance exponentielle) coïncide avec la paroi latérale. La recirculation moyenne des grains vers l'arrière est donc gênée par la paroi latérale, ce qui pourrait expliquer l'augmentation des niveaux de force.

6.2 Champs de déformations, de rotation et de températures

Notre étude du milieu granulaire soumis à la pénétration d'un intrus portait essentiellement sur l'évolution de la dynamique et des champs de déplacements qui s'y rapportent. Néanmoins, le maillage du champ de vision de la caméra nous a donné accès à d'autres outils permettant d'analyser son évolution sous contrainte extérieure, à la manière d'un milieu continu. Nous avons ainsi considéré chacune des mailles de notre milieu granulaire comme une particule élémentaire. Nous avons alors pu avoir accès à ses déformations, ses rotations pures et ses fluctuations de déplacement autour de son comportement moyen.

La base de cette étude repose sur la décomposition du tenseur gradient de déplacement G_{ij} [19] :

$$\overline{G} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_{xx} & g_{yx} \\ g_{xy} & g_{yy} \end{pmatrix}$$

où u et v sont les déplacements respectivement selon x et y . Le tenseur gradient de déplacement se décompose alors en deux parties, l'une symétrique, l'autre anti-symétrique :

$$\overline{G} = \overline{\varepsilon} + \overline{\omega} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2}(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}) \\ \frac{1}{2}(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}) & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}) \\ -\frac{1}{2}(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}) & 0 \end{pmatrix}$$

où $\overline{\varepsilon}$, la partie symétrique, caractérise la déformation et $\overline{\omega}$ anti-symétrique caractérise la rotation.

Le tenseur des déformations se décompose lui-même en une partie sphérique et une partie déviatorique selon :

$$\overline{\varepsilon} = \frac{1}{2}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy} & 2\varepsilon_{xy} \\ 2\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx} \end{pmatrix}$$

L'état de déformation est caractérisé en chaque point par le cercle de Mohr associé (figure 6.18) dont le centre d'abscisse :

$$OP = E_v = \frac{1}{2}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy})$$

caractérise la déformation volumique (partie sphérique) et le rayon :

$$R = \Gamma_{max} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_{xy} + \epsilon_{yx}}{2}\right)^2}$$

caractérise le glissement maximal (partie déviatorique), ces deux grandeurs étant des invariants du tenseur.

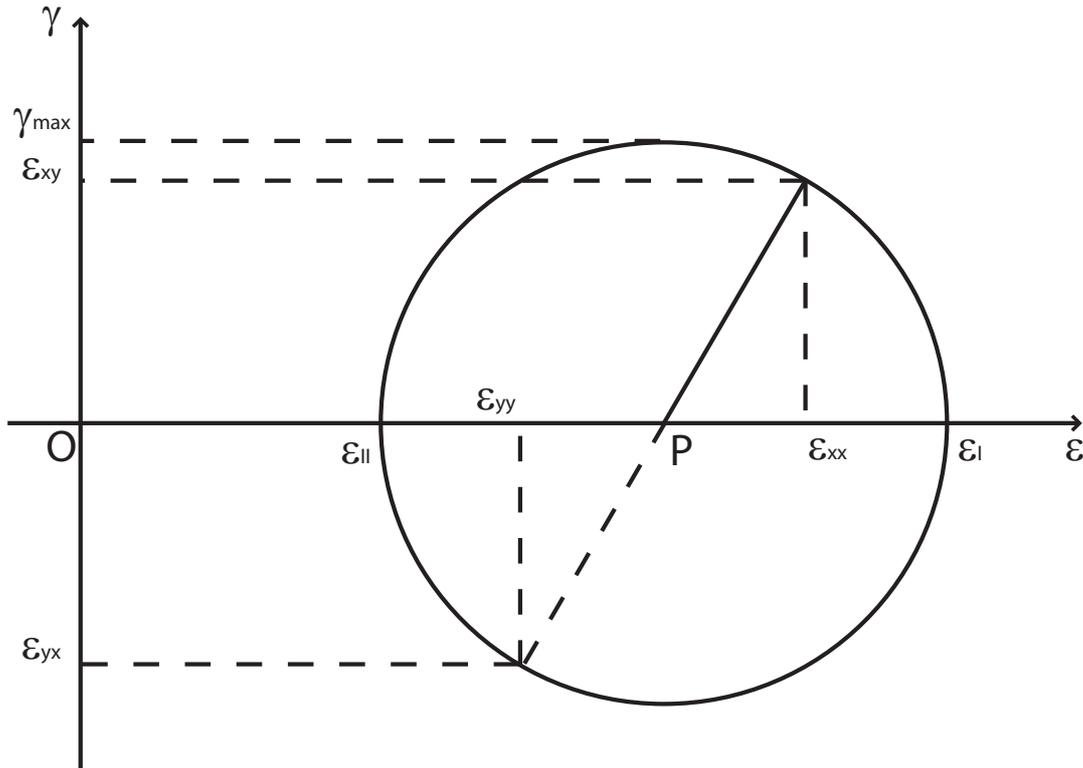


FIGURE 6.18 – Comme dans l’espace des contraintes, nous pouvons définir dans l’espace des déformations le cercle de Mohr caractérisé par la position de son centre, $OP = (\epsilon_I + \epsilon_{II})/2$ et son rayon $R = (\epsilon_I - \epsilon_{II})/2$, ce qui nous donne accès aux valeurs des déformations dans le repère x, y .

Les dérivées spatiales des champs de déplacements pour la case i sont définies à partir de la différence des déplacements entre les case $i + 1$ et $i - 1$. Néanmoins, en bordure du champ de vision ou de l’intrus, la case pour laquelle la dérivée est recherchée peut toucher une case où le déplacement est artificiellement mis à 0, car non défini. Afin de ne pas causer d’évolution artificielle de la valeur de la dérivée calculée dans ce cas, les dérivées sont calculées uniquement à l’aide des mailles mitoyennes où les déplacements sont non nuls.

Dans un premier temps, nous avons mesuré l’évolution de la rotation pure du milieu granulaire. Nous avons étudié l’évolution de Ω , la vorticité de notre milieu granulaire, calculée à partir de la partie anti-symétrique du tenseur des déformations, en fonction de nos différents

paramètres à la manière de Dollet et Graner [18].

Dans un deuxième temps, nous avons mesuré l'évolution de la déformation du milieu granulaire causée par l'avancée de l'intrus. Nous avons étudié l'évolution du Γ_{max} , le glissement maximum (équivalent en déformation au cisaillement maximum), calculé grâce à la partie symétrique du tenseur des déformations, en fonction de nos différents paramètres de contrôle.

Dans un troisième temps, nous avons mesuré une température granulaire en fonction de nos différents paramètres de contrôle. Cette dernière est définie à la manière de Chehata et Zenit [15] par la différence entre le mouvement moyen global et le mouvement instantané local.

6.2.1 La rotation pure : mesure de Ω , la vorticité

Nous nous intéressons d'abord à la rotation pure. La partie anti-symétrique du tenseur des déformations nous y donne accès par l'intermédiaire de la vorticité Ω . Nous définissons la vorticité Ω par :

$$\Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{1}{2} (g_{yx} - g_{xy})$$

Un premier aperçu de l'évolution de la vorticité de notre milieu granulaire peut être obtenu en recherchant les extrema de la vorticité dans le champ de vision à l'avant de l'intrus. Nous traçons ensuite la moyenne du maximum et de la valeur absolue du minimum de la vorticité, Ω , en fonction de ϕ par exemple pour un intrus $D = 29,9$ mm dans les zones 1 et 5, respectivement la plus éloignée et la plus proche de la paroi frontale. Nous pouvons ainsi visualiser l'évolution de Ω avec ϕ sur la figure 6.19.

Deux éléments importants sont alors à remarquer :

Le premier est l'évolution du comportement du milieu granulaire avec d_{wall} . Initialement croissante avec ϕ quand l'intrus est loin de la paroi frontale, en zone 1, la valeur moyenne de l'extremum de la vorticité devient constante dans la zone la plus proche de celle-ci, la zone 5, n'évoluant plus avec ϕ . Nous avons vu précédemment que les déplacements des grains et donc les rouleaux de recirculation, ne dépendent plus de ϕ en zone 5. Nous savons maintenant que la valeur moyenne de l'extremum de la vorticité est elle aussi constante en zone 5 pour tout ϕ . Les rouleaux de recirculation atteignent donc leur capacité maximale de recirculation quand l'intrus est au plus près de la paroi frontale.

Après ce premier aperçu de l'évolution de la vorticité du milieu granulaire par le biais de ses extrema, nous nous intéressons à l'évolution de cette rotation dans l'ensemble du champ de vision de notre caméra en fonction de nos paramètres d_{wall} , ϕ et D .

En fixant maintenant les paramètres ϕ et D , nous pouvons comparer les champs de vorticité Ω pour deux valeurs de d_{wall} sur la figure 6.20.

Les champs de vorticité de la figure 6.20 montrent que cette dernière est localisée au voi-

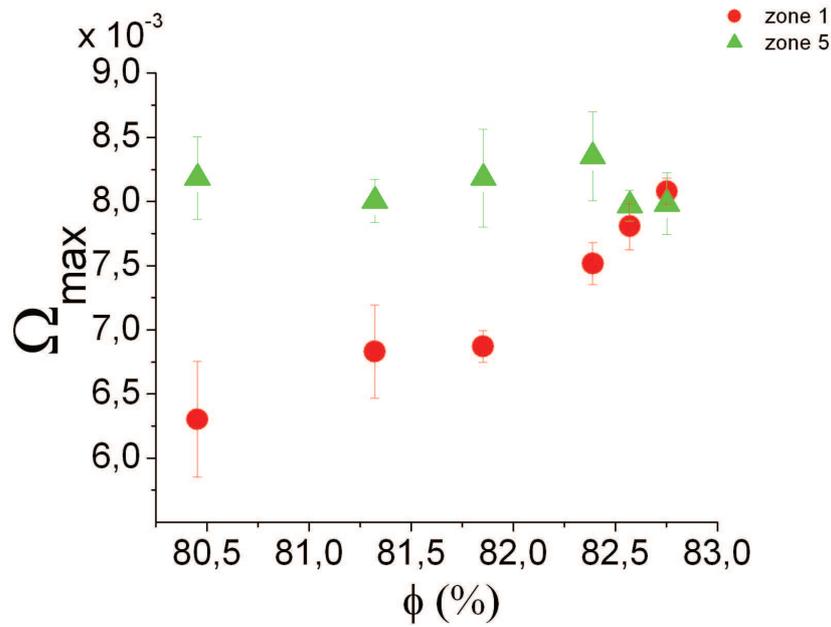


FIGURE 6.19 – La figure ci-dessus représente l'évolution de la moyenne des valeurs extrêmes de la vorticité, Ω , en fonction de ϕ pour un intrus de diamètres $29,9$ mm, soit $5,88 D_g$, et une largeur de la cellule de travail $W = 269,5$ mm. L'erreur autour de cette valeur est obtenue en faisant la moyenne du maximum et de la valeur absolue du minimum de Ω . Les triangles vert représentent les valeurs de Ω dans la zone 5 en fonction de ϕ . Les ronds rouge représentent les valeurs de Ω dans la zone 1 en fonction de ϕ .

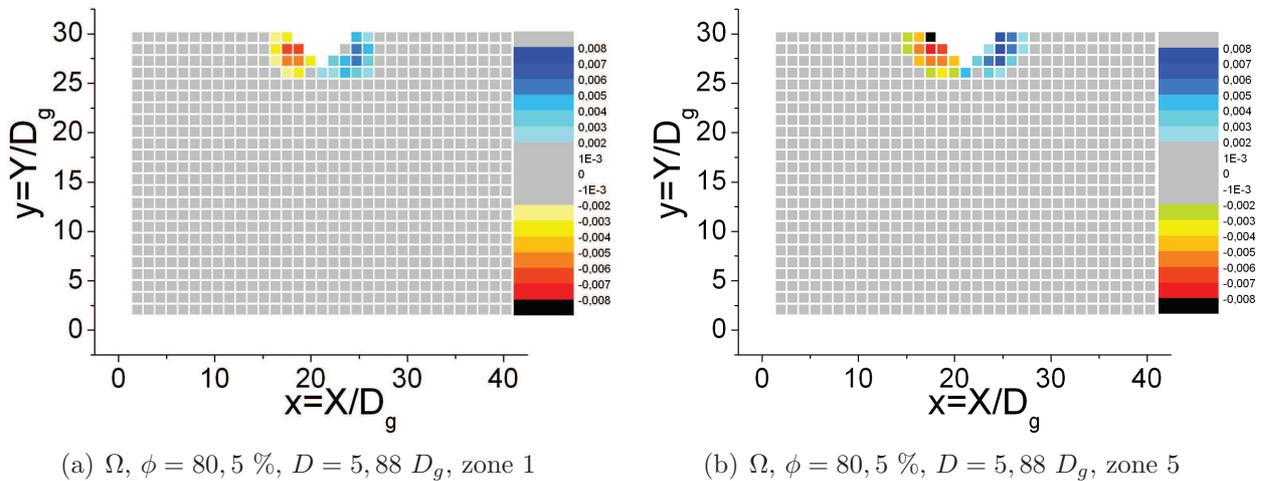


FIGURE 6.20 – Les figures ci-dessus sont les champs de vorticité devant un intrus de diamètre $D = 29,9$ mm, soit $5,88 D_g$, pour deux distances à la paroi frontale, la zone 1 pour la figure a et la zone 5 pour la figure b. La largeur de la cellule de travail est $269,5$ mm. L'échelle des couleurs donne la valeur de la vorticité Ω au sein de chacune des mailles du champ de vision.

sinage de l'intrus. Deux zones de signes opposés de chaque côté de l'intrus correspondent aux rouleaux de recirculation tournant en sens opposé, le reste du champ de vision ayant une vorticité quasi nulle. Nous repérons la localisation des deux extrema de vorticité encadrant de part et d'autre l'intrus. Ces maxima ne sont pas sur l'axe diamétral perpendiculaire à l'écoulement

mais décalés sur le devant de celui-ci comme nous pouvons le constater sur les figures 6.21, et 6.20 surtout en zone 1.

Nous localisons ces extrema, ainsi que le Γ_{max} , glissement maximum, le E_{max} , le maximum de dilatation, le E_{min} , le maximum de compression sur le champ de déplacements de la figure 6.21.

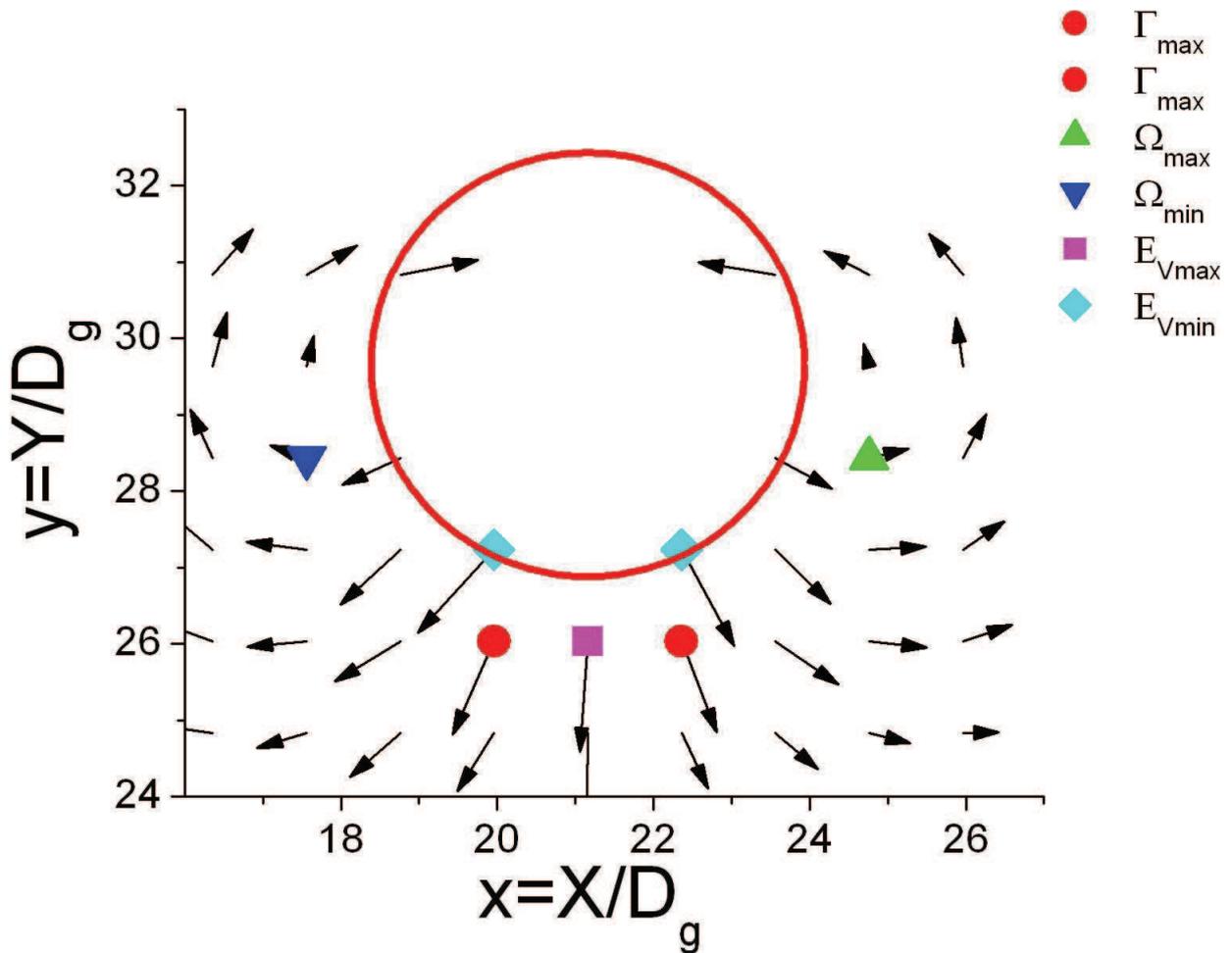


FIGURE 6.21 – Le champ de déplacements représenté ci-dessus illustre la position de différents points importants autour de l'intrus. Sont représentés les positions de Ω_{max} et Ω_{min} , lieux où la vorticité est maximale et minimale, celles des deux Γ_{max} , lieux où le glissement est maximal, et enfin $E_{v\ max}$ et $E_{v\ min}$, lieux où la dilatation et la compression sont maximales. L'abscisse et l'ordonnées sont données en diamètre de gros grain D_g , soit 5 mm.

6.2.2 La déformation : mesure de Γ_{max} , le glissement maximum

Dans cette partie nous nous intéressons à la déformation de notre milieu granulaire soumis à l'avancée de l'intrus. Le plus simple est alors de mesurer le glissement maximum Γ_{max} , c'est à dire l'équivalent en déformation du cisaillement maximum, pour chacune de ces mailles. Les glissements maximum étant des invariants leurs valeurs n'évoluent pas avec les axes du repère choisi. Chacune des mailles a donc une unique valeur de glissement maximum.

Pour avoir une idée de la répartition du glissement maximum autour de l'intrus nous avons représenté sur les cartographies de la figure 6.22 l'évolution de cette variable pour deux distances moyennes différentes à la paroi frontale d_{wall} (zones 1 et 5).

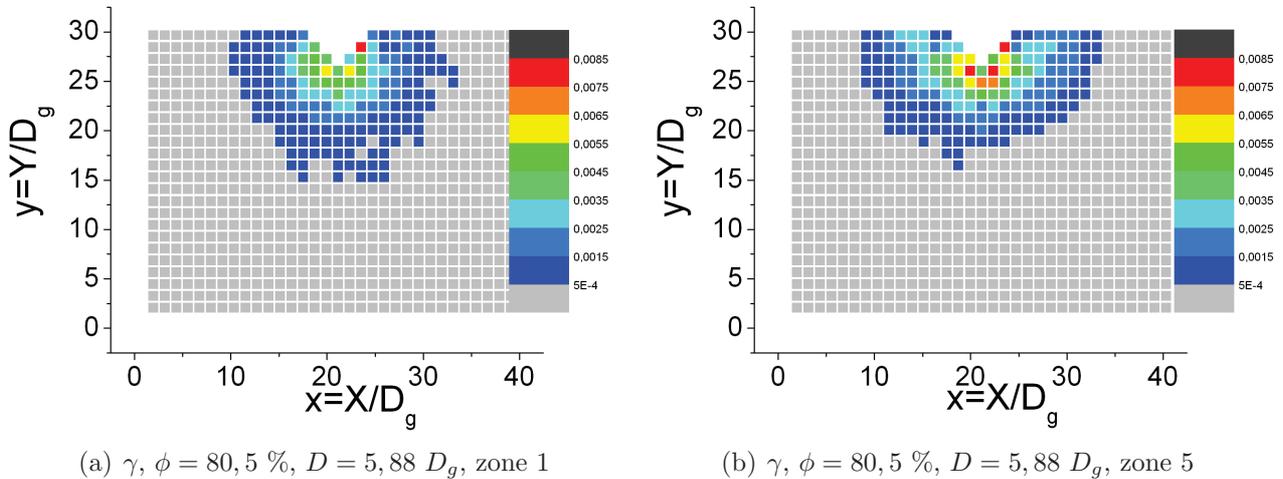


FIGURE 6.22 – Les figures ci-dessus sont les champs de glissement maximal devant un intrus de diamètre $D = 29,9$ mm, soit $5,88 D_g$, à deux distances de la paroi frontale, zone 1 pour la figure a et zone 5 pour la figure b. L'échelle des couleurs donne la valeur de glissement maximal γ au sein de chacune des mailles du champ de vision.

Il est visible sur la figure 6.22 que les maxima de glissement maximum sont localisés près de l'intrus tout comme l'est la vorticité.

La forme de cette zone de glissement maximum évolue avec l'approche à la paroi pour les faibles compacités. Plus étendue vers l'avant en début de parcours, elle se recentre sur l'axe diamétral de l'intrus avec l'avancée de l'intrus et la mise en place des rouleaux de recirculation.

Cette évolution du glissement maximum est particulièrement visible en représentant sa coupe transversale le long de l'axe diamétral de l'intrus sur la figure 6.23.

Aux faibles fractions d'empilement ϕ , nous constatons sur la figure 6.23 que le glissement maximum latéral est de moins grande amplitude en début de parcours, en zone 1. Le glissement maximum est deux fois plus important en fin de parcours, en zone 5, et la largeur cisailée est plus étendue. Le profil des Γ_{max} correspondant aux faibles fractions d'empilement ϕ co incide alors avec ce qui est observé pour les compacités les plus importantes. En zone 5, le paramètre ϕ fait peu évoluer la cinématique de notre milieu.

Nous observons également une diminution de la portée axiale du glissement maximum avec la diminution de la distance à la paroi frontale d_{wall} . Cette évolution est d'autant plus marquée que ϕ est faible et co incide avec la mise en place progressive des rouleaux de recirculation.

Nous notons également que les maxima de glissement ne sont pas obtenus sur l'axe diamétral perpendiculaire à la translation de l'intrus, mais plutôt sur l'avant de l'intrus comme nous pouvons le constater sur la figure 6.21.

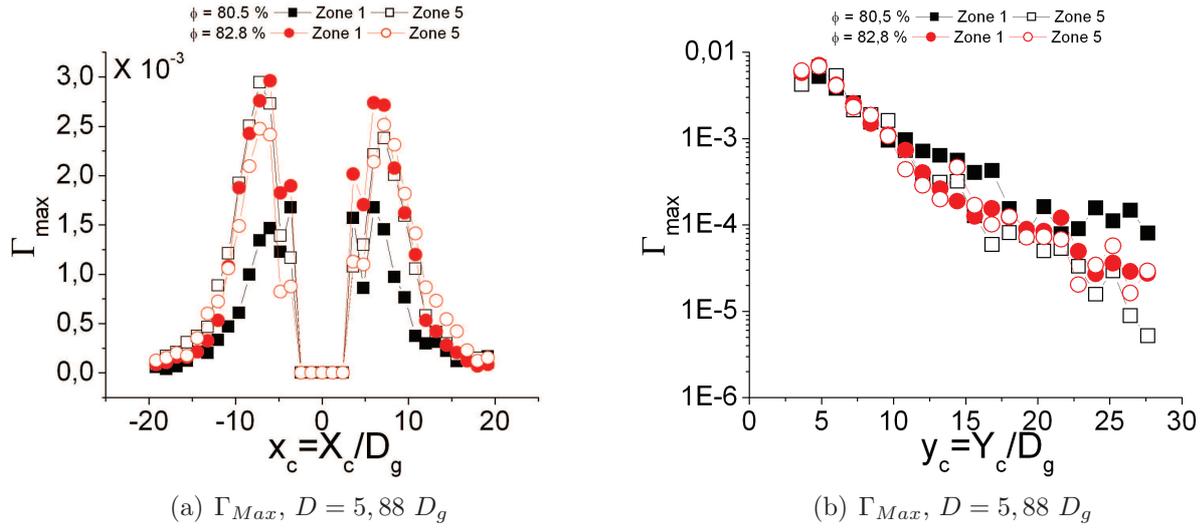


FIGURE 6.23 – Les graphiques ci-dessus représentent l'évolution du glissement maximum sur une coupe selon l'axe diamétral de l'intrus, perperndiculaire à l'écoulement sur la figure a et parallèle à l'écoulement sur la figure b. L'abscisse est donnée en diamètre de gros grain D_g , soit 5 mm.

Nous avons vu précédemment que les vorticités maximum et minimum correspondent aux centres des rouleaux de part et d'autre de l'intrus.

Nous constatons également que le lieu de la déformation surfacique maximale, $E_v \max$, se produit juste devant l'intrus. Cela correspond à l'endroit où la dilatation est la plus importante : les grains s'écartent pour laisser passer l'intrus.

Sur les côtés de l'intrus, à un angle voisin de 30 degrés par rapport à l'axe de translation de l'intrus pour l'exemple représenté, nous observons les lieux des minima des déformations surfaciques, $E_v \min$, c'est-à-dire les endroits où la compression est la plus importante. Entre les zones de dilatation et compression maximales nous retrouvons les zones de glissement maximal.

6.2.3 Champs de températures

Jusqu'à présent seul le comportement cinématique moyen de notre milieu granulaire nous était accessible. Pour palier ce manque de visibilité concernant les fluctuations des déplacements, nous avons utilisé une grandeur capable de les quantifier : la température granulaire. De manière similaire à Chehata *et al* [15], nous définissons cette température dans chacune des cases du maillage comme étant la moyenne sur la totalité des grains passant dans cette case du carré de la différence entre le déplacement moyen (dans cette case) et le déplacement instantané (lui aussi dans cette case), le tout pondéré par la masse du grain, cette somme étant finalement divisée par la durée au carré d'un incrément de temps entre deux acquisitions :

$$T_c = \frac{1}{2} \frac{\sum_i m_i (u_i - \bar{u}_c)^2}{N \Delta t^2}$$

où i est l'indice d'un grain de déplacement u_i entre 2 images consécutives séparées par une

durée Δt et dont le centre se trouve dans la case c considérée à l'instant i , \bar{u}_c est la valeur moyenne de ce déplacement sur la zone d'étude considérée dans la case c , et N le nombre de grains qui passent dans la case. La somme porte sur l'ensemble des grains dont le centre se trouvait dans la case c pour les images correspondant à une zone de parcours de l'intrus.

Notons que cette "température" a en fait la dimension d'une énergie et caractérise les fluctuations par rapport à l'éroulement moyen.

Pour avoir un aperçu de l'évolution de la température granulaire nous avons représenté sur les cartographies de la figure 6.24 les champs de température granulaire devant l'intrus pour deux zones d'approche à la paroi frontale d_{wall} , zone 1 et zone 5, et deux fractions d'empilement ϕ .

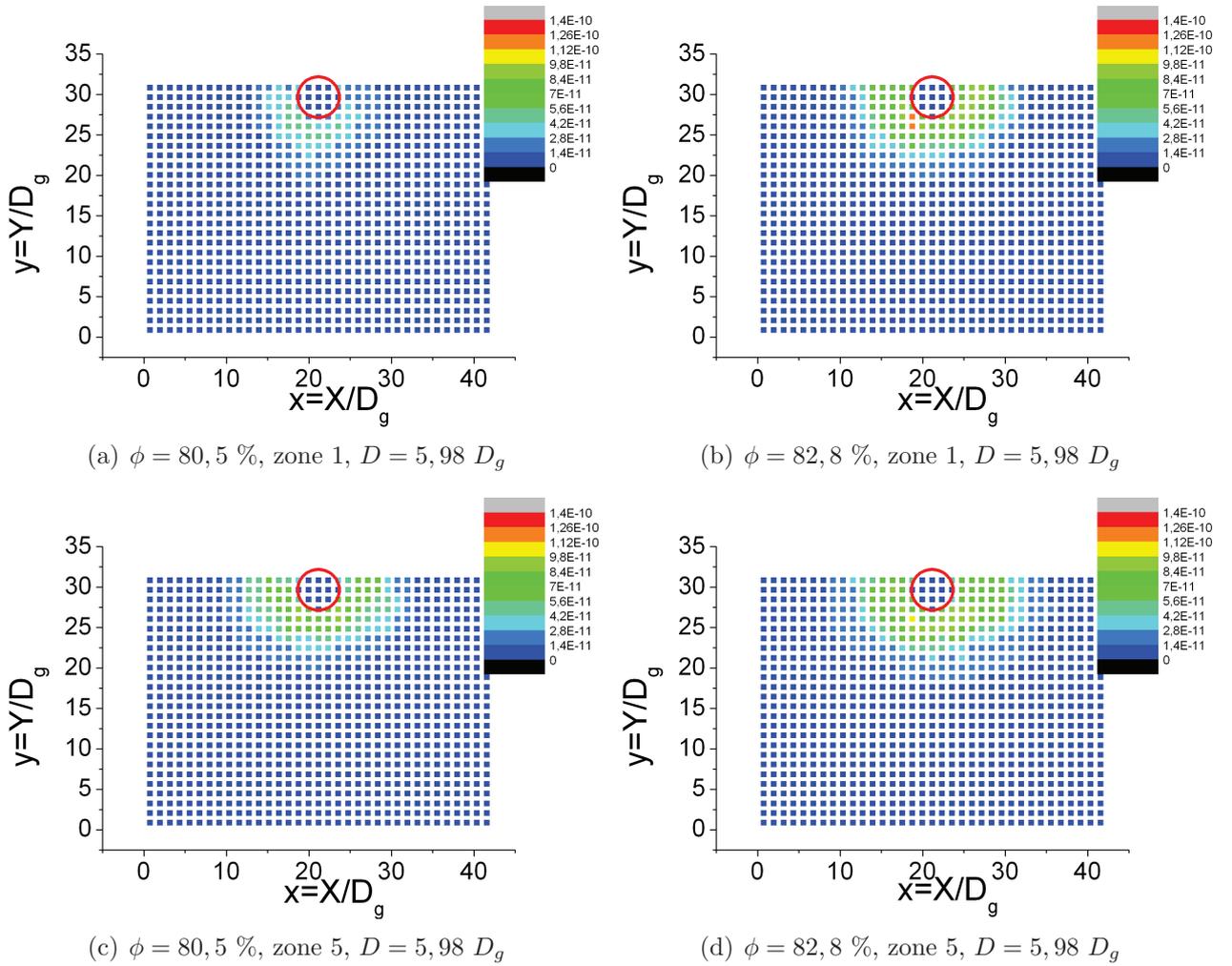


FIGURE 6.24 – Les figures a, b, c, et d sont les champs de température granulaire devant un intrus de diamètre $D = 29,9$ mm soit $5,98 D_g$. Nous avons représenté les champs correspondant aux fraction d'empilement $\phi = 80,5 \%$ (figures a et c) et $\phi = 82,8 \%$ (figures b et d) au cours de la progression de l'intrus dans la zone 1 (figures a et b) et dans la zone 5 (figures c et d).

Nous observons que la température, et donc les fluctuations des déplacements par rapport au champ moyen, restent fortement localisées sur l'intrus lui même. De plus, devant l'intrus, nous constatons qu'aux faibles fraction d'empilement ϕ , la distance à la paroi frontale d_{wall} diminuant,

la température du milieu granulaire, autrement dit les fluctuations d'écoulement autour de l'écoulement moyen, s'accroissent. Initialement localisées sur l'intrus lui-même, ces fluctuations finissent par se répartir sur une couronne d'un diamètre d'intrus autour de l'intrus lui-même avec le codage couleur utilisé. Aux plus fortes fractions d'empilement ϕ , cette croissance de la couronne de perturbation avec d_{wall} n'est presque pas perceptible sur les champs de température. A ϕ important la température semble donc peu fonction de d_{wall} .

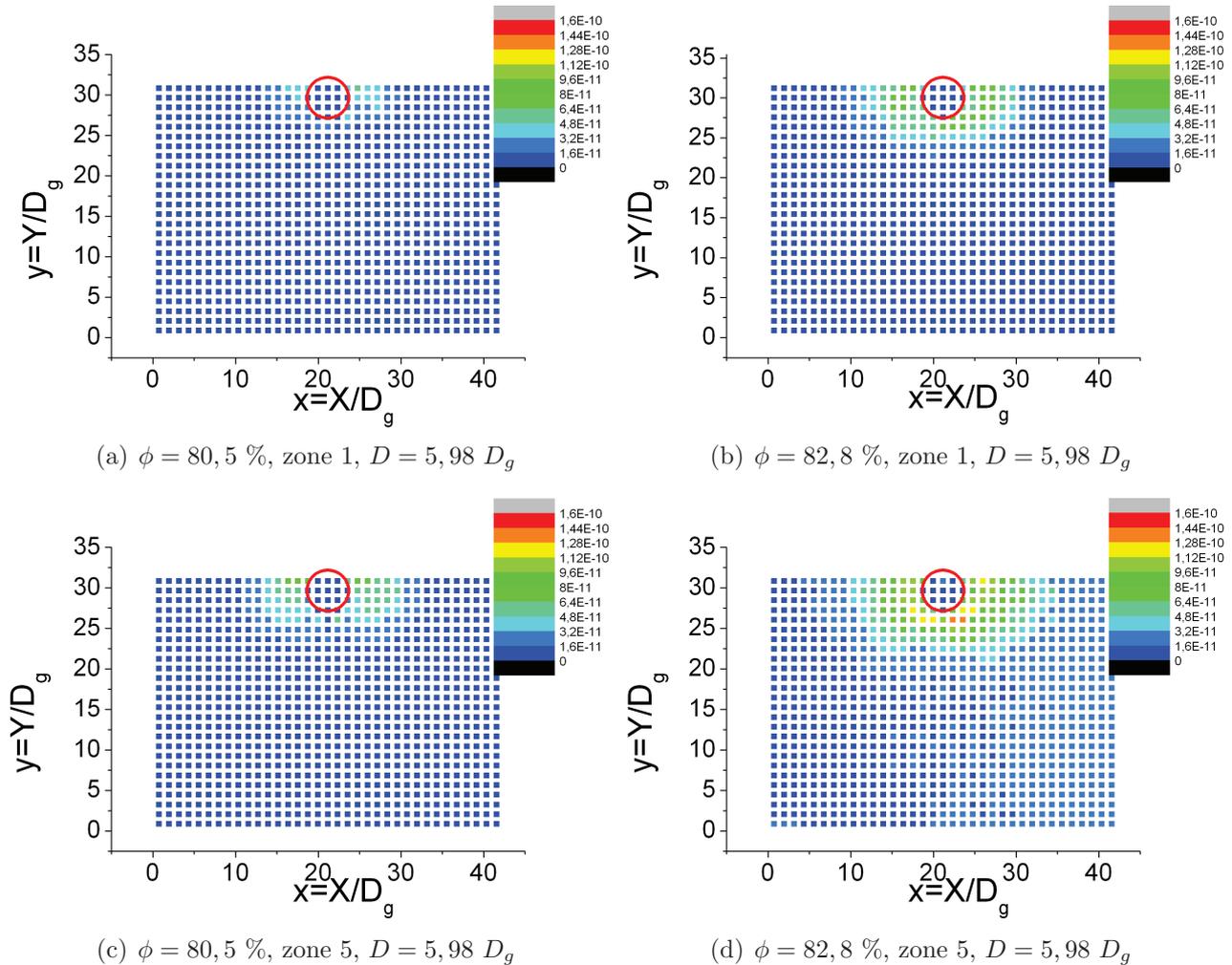


FIGURE 6.25 – Les figures a, b, c, et d sont les champs de température granulaire à l'arrière d'un intrus de diamètre $D = 29,9$ mm soit $5,98 D_g$. Nous avons représenté les champs correspondant aux fraction d'empilement $\phi = 80,5 \%$ (figures a et c) et $\phi = 82,8 \%$ (figures b et d) au cours de la progression de l'intrus dans la zone 1 (figure a et b) et dans la zone 5 (figure c et d).

Toujours dans l'optique d'avoir un aperçu de l'évolution de la température granulaire nous avons cette fois représenté sur les cartographies de la figure 6.25 les champs de température granulaire à l'arrière de l'intrus pour les mêmes valeurs de d_{wall} et de ϕ .

L'évolution de la température à l'arrière de l'intrus avec les paramètres d_{wall} et ϕ semble aller dans le même sens que devant celui-ci, à ceci près qu'il y a une asymétrie entre avant et arrière causée par la présence du sillage. Ainsi aux faibles fractions d'empilement le sillage, surface vide de grains, limite de facto la température granulaire en zone 1. Aux plus fortes fractions

d'empilement ou près de la paroi frontale, nous retrouvons la couronne de perturbation d'une taille d'intrus environ. Nous voyons également sur la figure 6.25 d que la température derrière l'intrus peut être très grande, indiquant que les fluctuations de déplacements sont importantes là où la cavité se forme et s'écoule successivement.

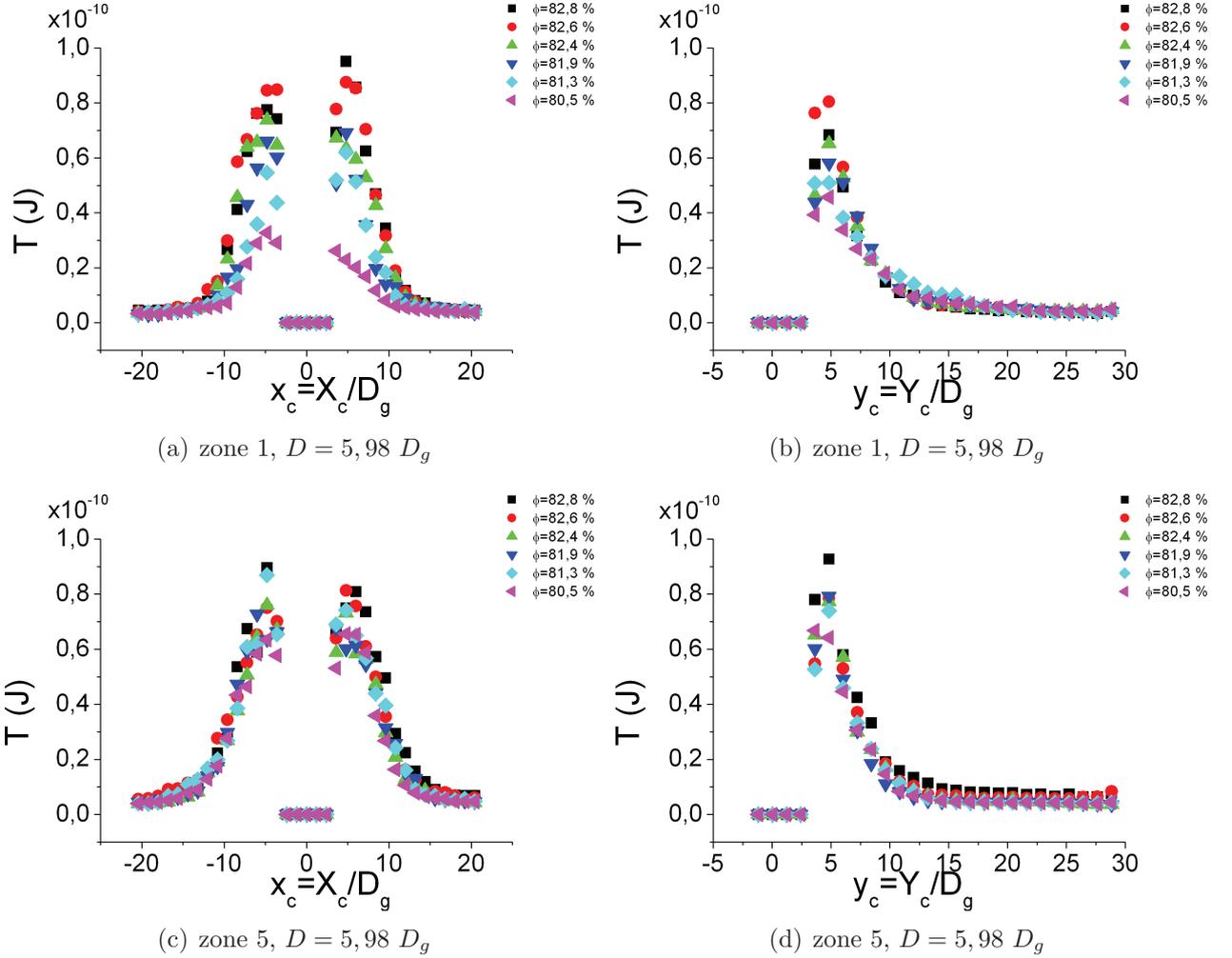


FIGURE 6.26 – Les graphiques a, b, c, et d sont les profils de température granulaire dans le cas d'un intrus de diamètre $D = 29,9$ mm soit $5,98 D_g$ pour l'ensemble des ϕ testées en zone 1 et 5. Nous avons représenté les profils des températures le long de l'axe de translation de l'intrus (graphiques b et d) ainsi que ceux perpendiculaires au déplacement moyen des grains dans son référentiel (graphiques a et c) au cours de la progression de l'intrus dans la zone 1 (graphiques a et b) et dans la zone 5 (graphiques c et d).

Pour avoir une idée plus précise de l'évolution de la température avec d_{wall} et ϕ nous avons tracé, pour les zones 1 et 5 du même intrus et l'ensemble des fractions d'empilement ϕ testées, les profils de température (figures 6.26) correspondant aux profils de déplacements vu précédemment.

Les profils en zone 1 montrent une augmentation de la température avec le paramètre ϕ , que ce soit sur les coupes parallèle ou transversale à l'écoulement. De plus, la diminution de d_{wall} tend à augmenter la température pour les composantes les plus faibles.

Nous retrouvons une évolution similaire de Ω_{Max} , Γ_{max} et de la température T avec nos

différents paramètres : loin de la paroi frontale, d_{wall} étant grand, plus la fraction d'empilement du milieu granulaire ϕ est faible plus le potentiel de croissance des rouleaux de recirculation est important. En s'approchant de la paroi frontale, le milieu granulaire atteint une zone stationnaire, la valeur maximale de Ω , de Γ_{Max} et de la température n'évoluant plus avec D et ϕ .

6.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes d'abord concentrés sur les champs de déplacements puis de déformation moyennés autour de l'intrus. Nous avons donc effectué une moyenne d'ensemble (sur 5 expériences), spatial (dans des cases de 1, 2 diamètre de gros grains) et temporel (pour plusieurs zones d'approche à la paroi frontale, chaque zone étant définie comme un parcours de l'intrus d'environ 10 diamètres de gros grain, ce qui correspond à environ 300 images successives). Notons que les champs de déplacements ont été calculés à chaque fois entre 2 images consécutives pour une avancée $U_0 = 1/6$ mm de l'intrus et ont été représentés dans le référentiel du plateau. Nous avons vu que les cartographies des champs de déplacements moyens évoluent avec l'approche à la paroi frontale, et que les valeurs de vorticité maximale ou de maximum de la déformation maximale ou de température croissent à mesure que la distance à la paroi frontale, d_{wall} diminue. Ces évolutions sont davantage marquées pour les compacités macroscopiques les plus faibles. Nous relierions ces effets à la mise en place progressive des rouleaux de recirculation qui permettent d'évacuer les grains vers l'arrière de l'intrus. Au début du chargement, l'avancée de l'intrus conduit à une poussée des grains vers l'avant, entraînant une compression en amont et la formation de la cavité à l'arrière. La compressibilité du milieu granulaire étant limitée, il n'y a bientôt plus de réserve d'espace libre accessible à l'avant de l'intrus et le mécanisme de recirculation se met en place pour permettre l'avancée ultérieure de l'intrus. Ces recirculations conduisent à un remplissage partiel de la cavité à l'arrière de l'intrus. Les compacités faibles correspondant à des compressibilités plus importantes du milieu granulaire, les transitoires de compression vers l'avant durent plus longtemps, c'est-à-dire que l'intrus doit se déplacer d'une distance plus grande pour engendrer une recirculation d'amplitude similaire.

  l'approche de la paroi frontale, les caractéristiques de l'écoulement moyen sont stationnaires et les champs de déplacements moyens obtenus sont compatibles avec une hypothèse d'incompressibilité globale. les portées moyennes de la perturbation introduite par l'intrus sont fonction de son diamètre mais ne dépendent plus de la compacité. Cependant, les fluctuations par rapport au champ moyen (quantifiées par la température) semblent toujours un peu plus importantes, surtout derrière l'intrus, même en fin de parcours pour les compacités macroscopiques ϕ les plus grandes. Les valeurs importantes des fluctuations de force pour les grandes valeurs de ϕ seraient donc à mettre en parallèle avec les fluctuations par rapport aux champs des déplacements moyens.

7 Bilan et Perspectives

Dans un premier temps, ce chapitre résume l'ensemble de nos observations sur le comportement d'un milieu granulaire confiné soumis à l'avancée d'un intrus, et tente de relier la dynamique à la cinématique du système, afin de comprendre le couplage entre la force et ses fluctuations d'un côté, et le mouvement des grains de l'autre. Dans un deuxième temps, nous allons essayer de recadrer nos résultats par rapport aux cas limites des modèles élastiques et plastiques.

7.1 Couplage Dynamique/Cinématique

7.1.1 Chargement initial du milieu : mise sous contrainte du milieu granulaire.

Nous avons vu que le comportement de notre milieu granulaire peut être subdivisé en deux étapes différentes dans l'évolution relative de sa dynamique et de sa cinématique.

La première étape correspond au chargement initial du milieu granulaire. Au cours de celle-ci, nous avons constaté que la fraction d'empilement ϕ est un paramètre de première importance car c'est la compressibilité du matériau granulaire qui intervient.

Cas des ϕ faibles

Dans le cas des plus faibles valeurs de ϕ , la phase de chargement est clairement dissociée du régime établi qui suit. Cette phase est caractérisée par une augmentation quasilineaire de la surface de la cavité avec le déplacement du plateau. Ainsi l'intrus progressant à travers le milieu granulaire dans le référentiel du plateau laisse dans son passage un sillage qui ne se referme pas et qui croît quasi-linéairement avec son déplacement. Ne pouvant avoir accès à l'écoulement granulaire à l'avant et l'arrière de l'intrus simultanément, nous établissons une statistique de la valeur de la distance de charge, distance parcourue par l'intrus dans le référentiel du plateau correspondant à une croissance linéaire du sillage sur les cinq expériences correspondant à l'aval de l'intrus d'une même série d'expériences. Nous nous demandons ce qui se passe au même instant en amont de l'intrus au cours de son évolution au sein du milieu granulaire jusqu'à la distance moyenne de charge.

Le champ de déplacements pour une expérience en amont, mesuré entre l'image de départ et l'image correspondant à la fin estimée de la croissance linéaire de la cavité, est représenté sur la figure 7.1. Les déplacements sont amplifiés d'un facteur 50, puis normalisés par le nombre d'images entre le début et la fin de la charge.

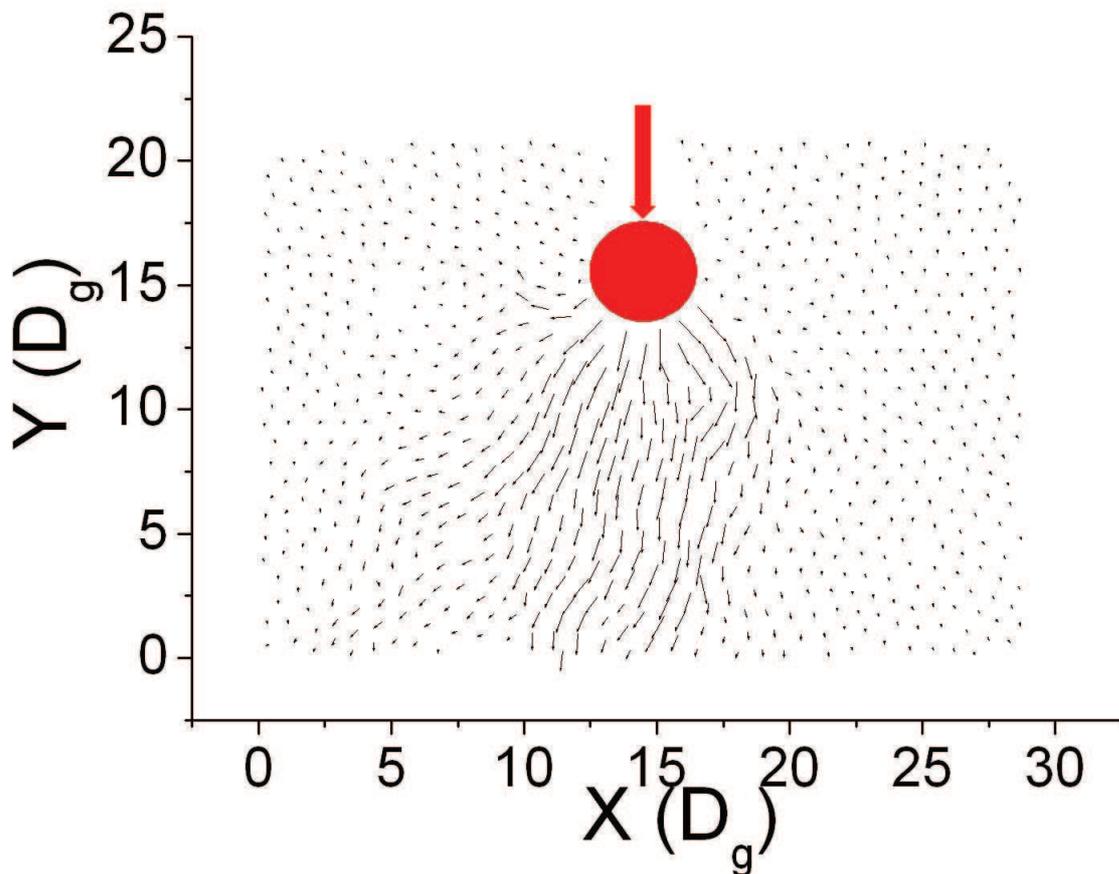


FIGURE 7.1 – La figure ci-dessus représente le champ de déplacements des grains d'une expérience donnée, donc non moyenné, au devant de l'intrus, durant la charge dans le référentiel du plateau. L'intrus a un diamètre $D = 20$ mm et la fraction d'empilement est $\phi = 81,9 \pm 0,2$ %. Les déplacements sont amplifiés d'un facteur $50/n$, où n est le nombre d'images entre le début et la fin de la charge.

Clairement, nous constatons sur la figure 7.1 que les grains sont poussés à l'avant de l'intrus pendant cette première phase. Il n'y a pas encore de rouleaux de recirculation. Nous associons cette première phase à une compression du milieu granulaire au devant de l'intrus. La surface de la cavité croissant de manière quasi-linéaire au cours de cette étape, le milieu granulaire doit forcément se compacter ailleurs. Il est toutefois difficile de systématiquement mesurer et localiser au cours de cette charge une augmentation locale de la compacité à l'avant de l'intrus. Le champ de vision restreint ne nous donne pas accès à la valeur locale de ϕ sur l'ensemble de la cellule de travail au devant de l'intrus.

Parallèlement à cette poussée des grains devant l'intrus, nous constatons une augmentation du signal de force de traînée sur l'intrus.

Cas des ϕ fortes

L'influence du paramètre ϕ sur l'évolution de la distance de chargement est indéniable, celle-ci diminuant à mesure que ϕ croît. Comme précédemment, nous cherchons le champ de déplacements au devant de l'intrus correspondant à cette phase de chargement, plus courte dans le cas présent où la compacité est plus importante.

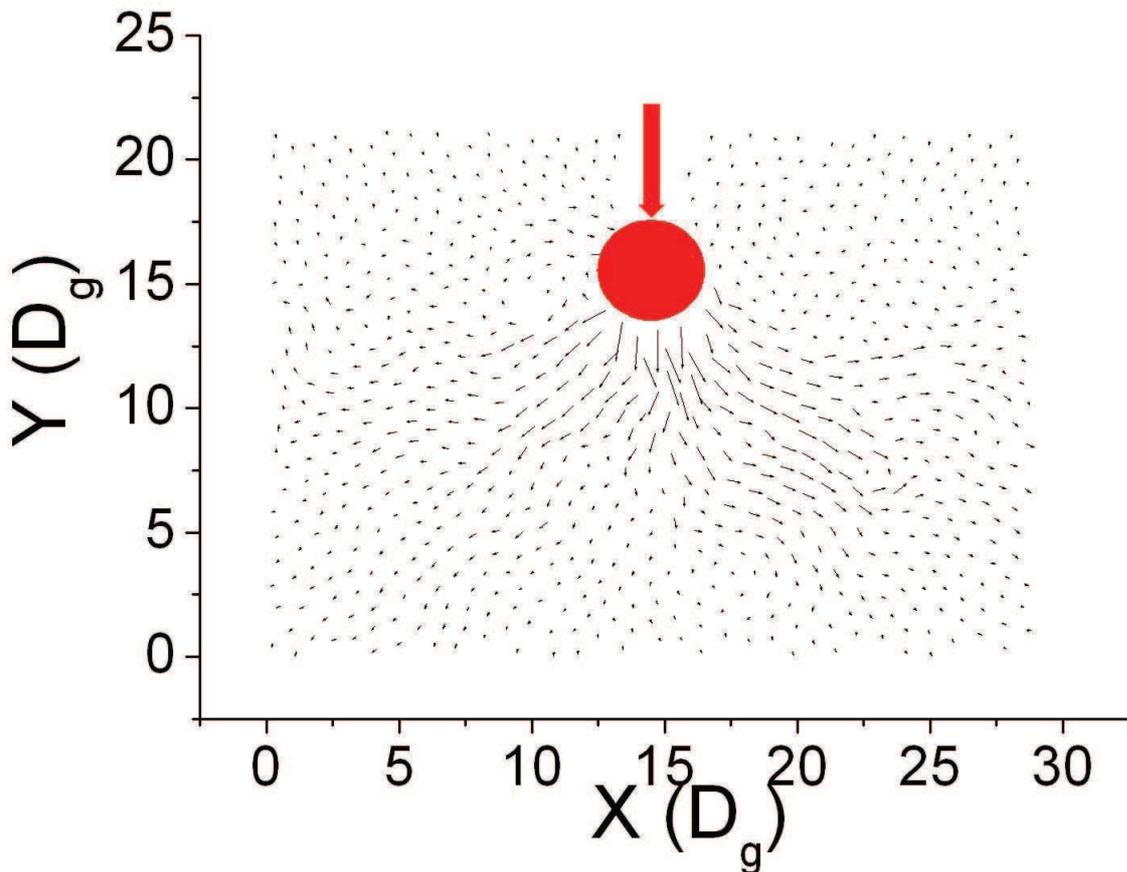


FIGURE 7.2 – La figure ci-dessus représente le champ de déplacements des grains d’une expérience donnée, donc non moyenné, au devant de l’intrus, durant la charge dans le référentiel du plateau. L’intrus a un diamètre $D = 20$ mm et la fraction d’empilement est $\phi = 82,8 \pm 0,2$ %. Les déplacements sont amplifiés d’un facteur $50/n$, où n est le nombre d’images correspondant à la charge.

Encore une fois, nous constatons que cette charge est associée à une poussée des grains vers l’avant et que les recirculations ne peuvent être mises en place sans cette compression ou compaction initiale.

D’autre part, la localisation de la zone mise en mouvement au cours de la phase de chargement diffère selon la valeur de ϕ (figure 7.2). Sa largeur s’évase loin devant l’intrus, tendant à former un cône devant celui-ci, d’angle au sommet plus large que dans le cas des ϕ faibles.

Cette compression vers l’avant précède la mise en place des rouleaux de recirculation comme nous pouvons le voir sur la figure 7.3. L’évolution de la vorticité du milieu granulaire avec la distance à la paroi frontale d_{wall} que nous avons présentée au chapitre précédent est un indicateur

de l'évolution du mécanisme d'écoulement granulaire.

Front de poussée

Les figures 7.3 illustrent la dynamique de poussée des grains vers l'avant. Pour cela nous avons choisi une compacité faible ($\phi = 80,5 \%$) pour laquelle la phase de chargement dure suffisamment longtemps et nous avons segmenté en quatre sous-phases de même durée (en l'occurrence quatre séries consécutives de dix images correspondant chacune à un déplacement relatif de l'intrus de $10 \times \frac{1}{6}$ mm).

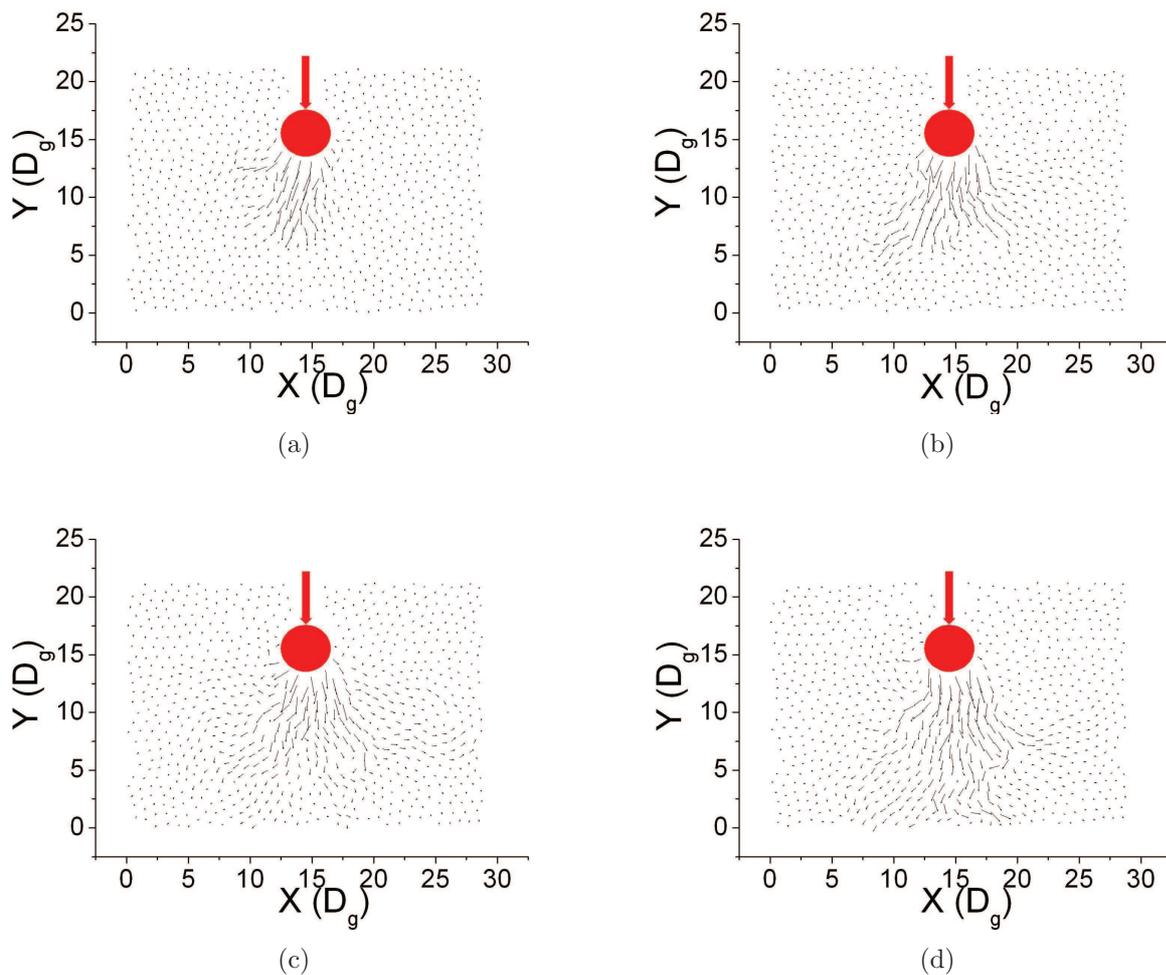


FIGURE 7.3 – Les figures ci-dessus illustrent le développement d'un front de poussée au devant de l'intrus au cours de la première phase de sa progression dans le référentiel du plateau. L'intrus a un diamètre $D = 20$ mm et la fraction d'empilement est $\phi = 80,5 \pm 0,2 \%$. Chacun des champs de déplacements représenté correspond à une avancée de l'intrus de $10 \times \frac{1}{6}$ mm et est amplifié d'un facteur $50/n$, n valant ici 10.

Nous voyons clairement que la zone de poussée des grains se développe progressivement vers l'avant de l'intrus en s'évasant jusqu'à atteindre les limites du champ de vision. Cela est à relier à notre image de cône de compaction développé précédemment.

7.1.2 Régime établi

Le chargement initial du milieu granulaire laisse place à un régime que nous qualifions d'établi. Le milieu, initialement poussé au devant de l'intrus, s'écoule maintenant autour de celui-ci par le biais de rouleaux de recirculation. Cet écoulement n'est pas continu. La stratégie développée par le milieu granulaire confiné pour permettre le passage de l'intrus induit un écoulement ponctué de fortes fluctuations aussi bien au niveau des forces mises en jeu que des déplacements saccadés des grains.

Pour mettre en parallèle les fluctuations de la dynamique et de la cinématique de notre milieu granulaire, nous repérons des évènements de charge et décharge du niveau de force et nous recherchons les déplacements des grains dans chacune de ces deux phases (figure 7.4). Pour ce faire, nous identifions le début de charge correspondant à un minimum de force que nous nommons instant A, le maximum de force qui suit, désigné par B, et enfin le minimum qui suit, nommé C. Nous calculons les champs de déplacements entre A et B, la charge, puis entre B et C, la décharge. Les cartographies présentées sont amplifiées d'un facteur $50/n$ où n est le nombre d'images associé à la phase étudiée. n est différent en charge ou en décharge.

Nous constatons sur la figure 7.4 a que lors de la charge le déplacement des grains consiste en une poussée vers l'avant de l'intrus et en une faible recirculation vers l'arrière de celui-ci.

Lors de la décharge, nous n'observons plus ce mouvement de poussée vers l'avant mais une énorme recirculation des grains vers l'arrière. Cette recirculation est caractérisée par une plus grande amplitude et une plus grande extension spatiale des déplacements vers l'arrière. Notons que les champs de déplacement sont toujours amplifiés par le facteur $50/n$ dans le but de les normaliser et de pouvoir les comparer. Ces énormes recirculations autour de l'intrus poussent les grains vers l'arrière et conduisent à un comblement partiel de la cavité à l'arrière de l'intrus comme le montre par exemple la figure 7.5.

Ce comblement de la cavité et le déblocage de l'écoulement sont partiels car l'ensemble des grains redirigés vers l'arrière ne peut pas accéder en même temps à l'espace libre que la cavité constitue. Il y a encombrement stérique.

En effet, la cavité constitue une réserve d'espace libre pour le milieu granulaire. Les grains poussés dans cette cavité vont libérer de la place devant l'intrus permettant à nouveau une légère compaction du milieu devant celui-ci, associée à une augmentation de la force qui correspondrait à la croissance du sillage, avant une prochaine recirculation massive des grains vers la nouvelle cavité ainsi créée, associée à une diminution de la force et à un nouvel effondrement de la cavité.

Au cours de la progression de l'intrus, ce phénomène alternant la croissance accompagnée d'une poussée des grains au-devant de l'intrus puis la décharge et le comblement partiel de la cavité par le biais des rouleaux de recirculation, se répète. L'écoulement du milieu granulaire fluctue au rythme des blocages et déblocages successifs. Il y a compétition entre deux mécanismes permettant la réorganisation du milieu granulaire : les rouleaux qui correspondent à un cisaillement et qui sont responsables de l'effondrement de la cavité sur elle-même et la

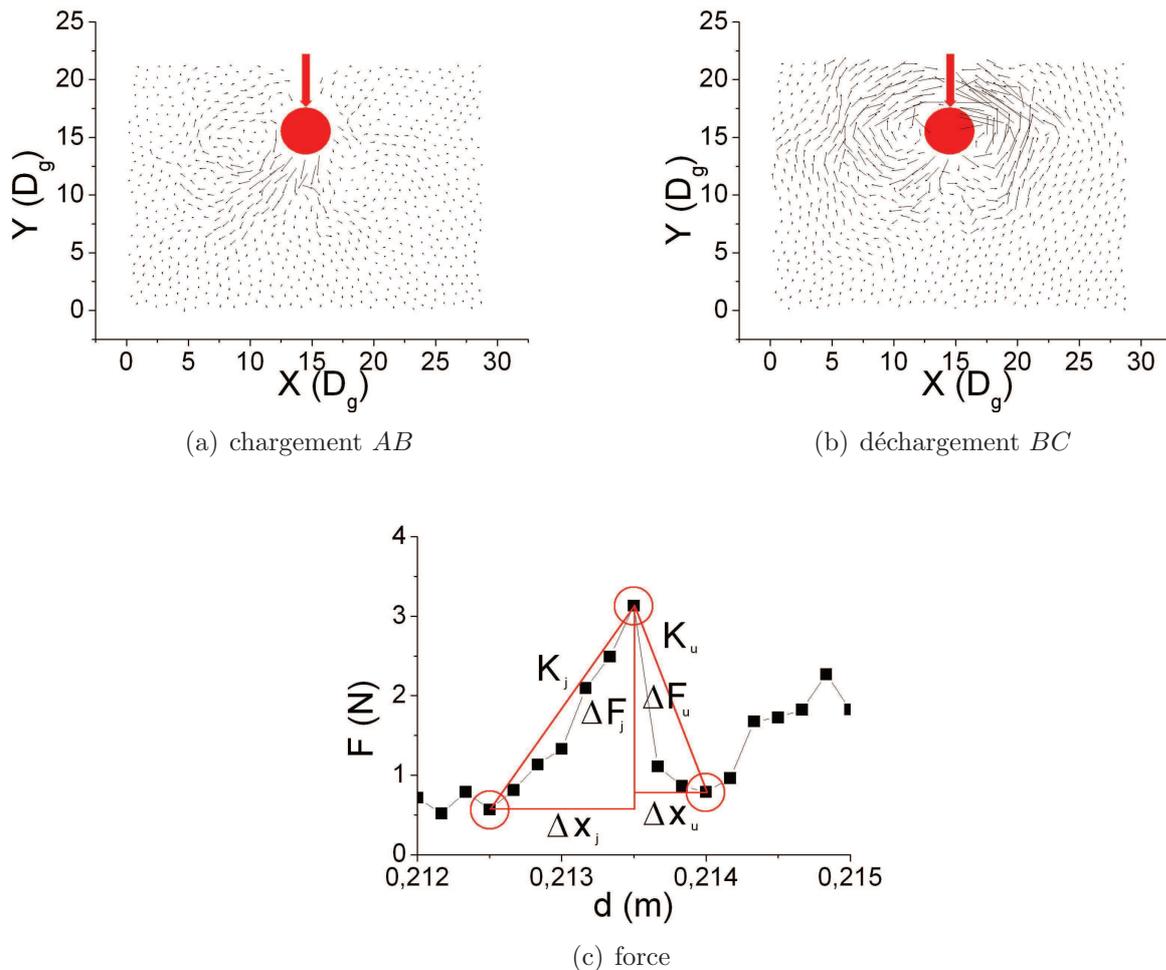


FIGURE 7.4 – Les figures ci-dessus représentent les champs de déplacements des grains à l’avant de l’intrus au cours d’une charge AB (figure a) et d’une décharge BC (figure b) amplifiés d’un facteur $50/n$ ainsi que la force correspondante (figure c) dans le cas d’un intrus de diamètre $D = 20$ mm et une fraction d’empilement $\phi = 82,6 \pm 0,2$ %.

compression vers l’avant de l’intrus qui est à l’origine de la croissance de la cavité.

Cette description qualitative du mécanisme de recirculation du milieu granulaire autour de l’intrus est toutefois à prendre avec quelques précautions. Il n’est pas évident de trouver une bonne corrélation quantitative entre les fluctuations de la force, les mouvements des grains et les variations d’aire de la cavité. En effet, pour certains grands événements, nous constatons la présence de recirculations importantes dès la montée en force (figure 7.6). Cependant, ce qui semble se dégager est que la montée en force est toujours associée à un mouvement d’ensemble des grains poussés vers l’avant dans un chenal localisé. Cette poussée vers l’avant disparaît au cours de la chute de force. Nous pouvons noter également sur l’exemple de la figure 7.6 que le centre du gros rouleau de recirculation se déporte vers l’arrière de l’intrus lors de la décharge. La présence d’une grosse recirculation dès la montée en force peut provenir d’un événement précédent de décharge pour lequel les grains n’ont pas eu le temps de contourner l’intrus et d’être évacués vers la cavité.

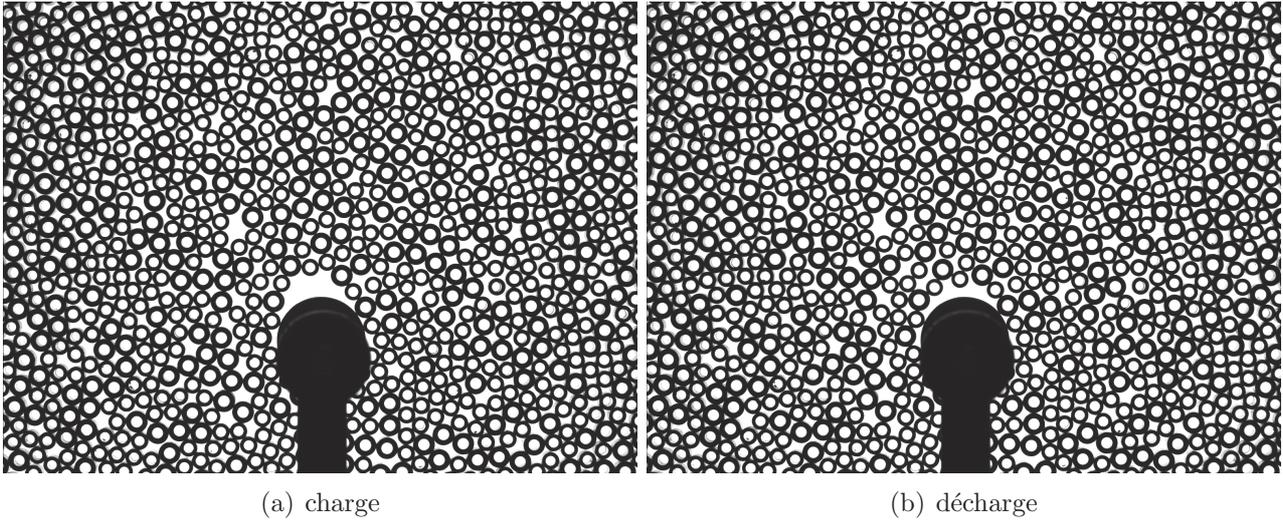


FIGURE 7.5 – La cavité laissée par l'intrus est comblée par intermittences au gré des fluctuations de la force. L'effondrement de cette cavité est très rapide. Dans le cas présent, ces deux photos se suivent à 1/10 de seconde, correspondant à une avancée du plateau de 1/6 mm soit $D_g/30$.

Cette concomitance de la poussée vers l'avant (compression) et de ces recirculations (cisaillement) rend difficile une analyse systématique.

7.1.3 Photoélasticité

L'emploi de grains biréfringents entre deux polariseurs croisés en lieu et place de nos grains en laiton nickelé permet la visualisation simultanée des déplacements des grains et des forces qui leur sont appliquées, comme le montre les photos des figures 7.7, 7.8, 7.9, 7.10, 7.11.

La première chose que nous avons observée avec les grains photoélastiques est que la charge initiale se fait à l'avant depuis un état non contraint du milieu granulaire. La figure 7.7 a illustre l'absence de chaînes de force au sein du milieu granulaire initialement, juste après sa préparation. La figure 7.7 b montre le développement de ces chaînes de forces au cours de la première partie de la progression de l'intrus, celle correspondant à la charge initiale du milieu granulaire. Dans le même temps, comme le montre la figure 7.7 c, nous constatons l'absence de chaînes de forces importantes à l'arrière de l'intrus.

D'autre part, la densité de chaînes de forces croît à mesure que l'intrus s'approche de la paroi frontale, ce que montrent les photos de la figure 7.8. Cette croissance du nombre de chaînes de forces et l'augmentation de leur intensité sont à mettre en relation avec l'augmentation du niveau moyen de force mesuré sur l'intrus à l'approche de la paroi frontale.

En plus de nous donner accès à l'évolution générale du milieu granulaire soumis à l'avancée de l'intrus, ces grains photoélastiques nous permettent de visualiser les charges et décharges successives de notre milieu. Ainsi, les figures 7.9 a et b montrent l'évolution des chaînes de forces au sein du milieu granulaire au cours d'une augmentation du niveau de force. La figure 7.9 c montre l'état des chaînes de force lors d'une diminution du niveau de force.

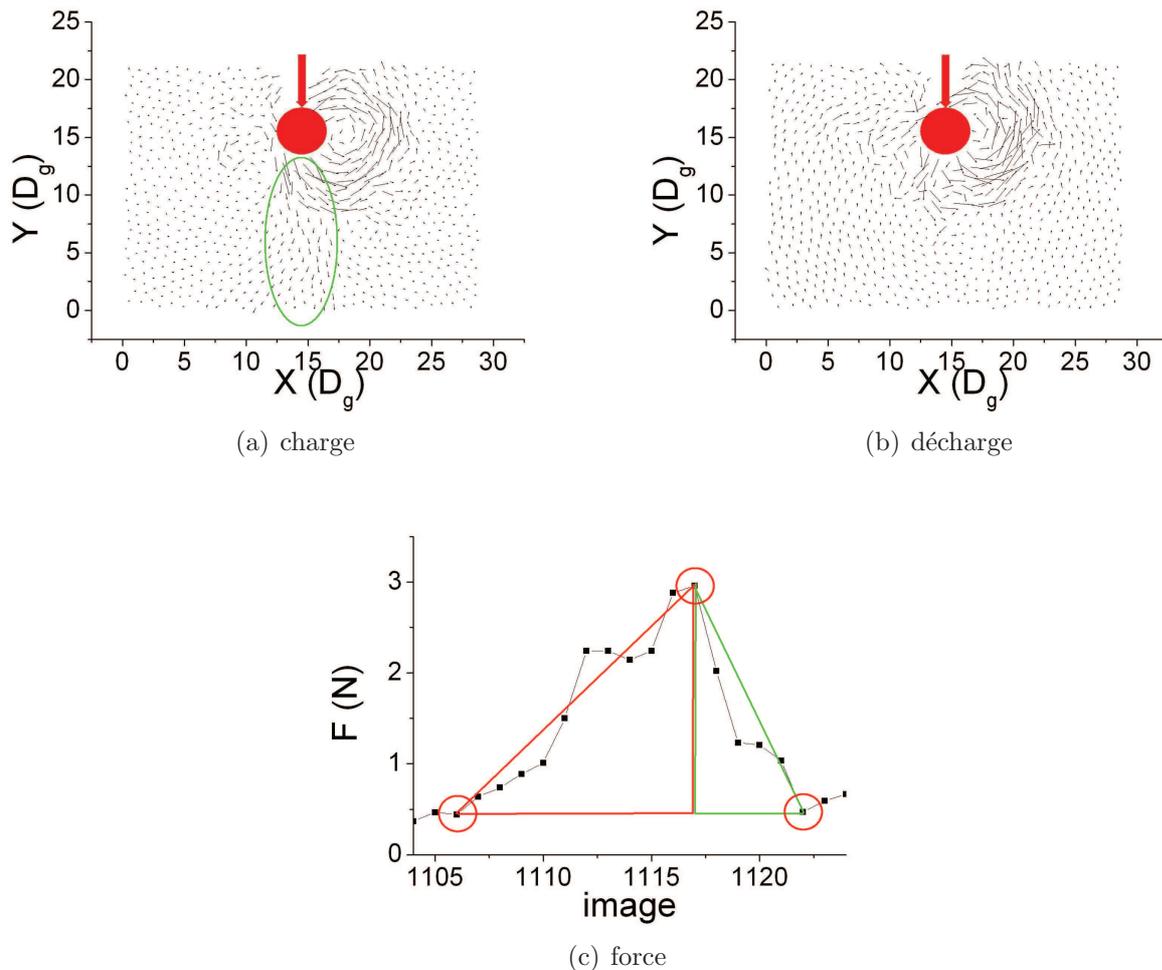


FIGURE 7.6 – La corrélation entre force et déplacement des grains au cours d’un évènement de blocage et de déblocage n’est pas toujours aussi claire qu’en 7.4. Cependant la montée en force semble toujours associée à un mouvement des grains vers l’avant.

L’augmentation du niveau de force, c’est-à-dire la phase de chargement, est clairement associée à la création et au renforcement de chaînes de forces à l’avant de l’intrus : l’intensité lumineuse (liée au nombre de franges d’interférences dans les grains) croît pour les grains impliqués dans ces chaînes. A contrario, la diminution du niveau de force, c’est-à-dire la phase de déchargement, est associée à la destruction de ces chaînes, ces dernières disparaissant, les grains les constituant étant déchargés par la mise en mouvement de certains grains vers l’arrière de l’intrus.

Il faut remarquer que les décharges du milieu granulaire sont localisées et peuvent être incomplètes, des chaînes de force pouvant perdurer après une décharge. En cas de décharge incomplète, le milieu granulaire entame un nouveau chargement à partir du "squelette" restant des chaînes de force persistantes.

Enfin, l’emploi de grains photoélastiques permet de visualiser une alternance droite/gauche des décharges du milieu comme le montrent les photos de la figure 7.10. Ainsi, après une charge le milieu granulaire ne se décharge pas de manière symétrique droite/gauche, les parois de la

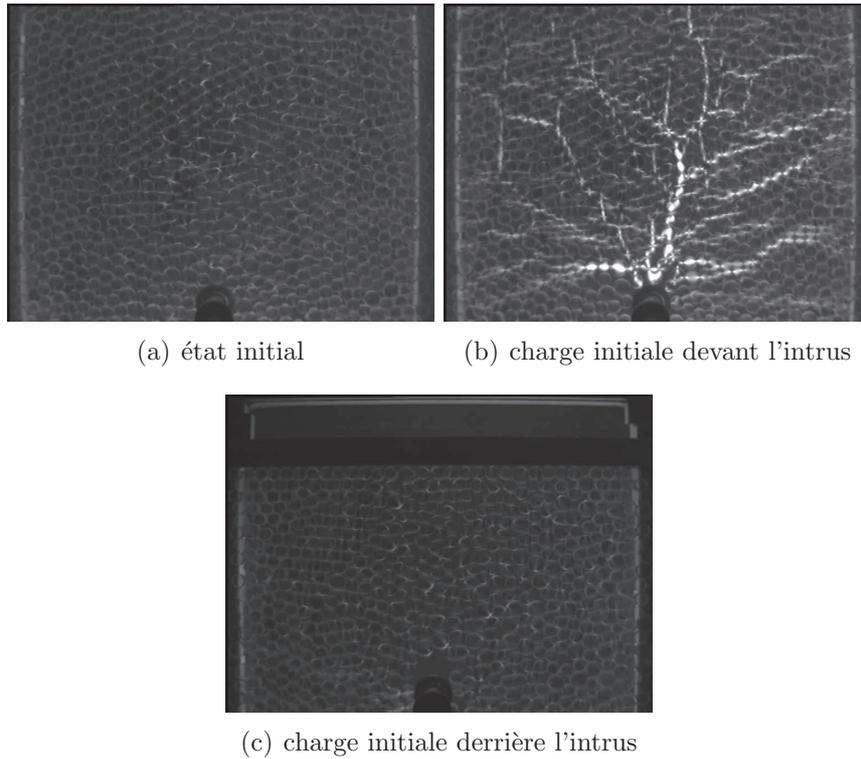


FIGURE 7.7 – Les photos ci-dessus correspondent à la charge initiale d’un milieu constitué d’un mélange équimasse de grains photoélastiques de fraction d’empilement $\phi = 83,7 \pm 0,2 \%$ de diamètres $d_1 = 7$ mm et $d_2 = 9$ mm et soumis à l’avancée d’un intrus de diamètre $D = 20$ mm à une vitesse $v = 100$ mm/min constante. La figure a correspond à l’état initial du milieu, avant l’avancée de l’intrus. La figure b correspond au chargement initial du milieu granulaire devant l’intrus. La figure c correspond au chargement initial du milieu granulaire derrière l’intrus.

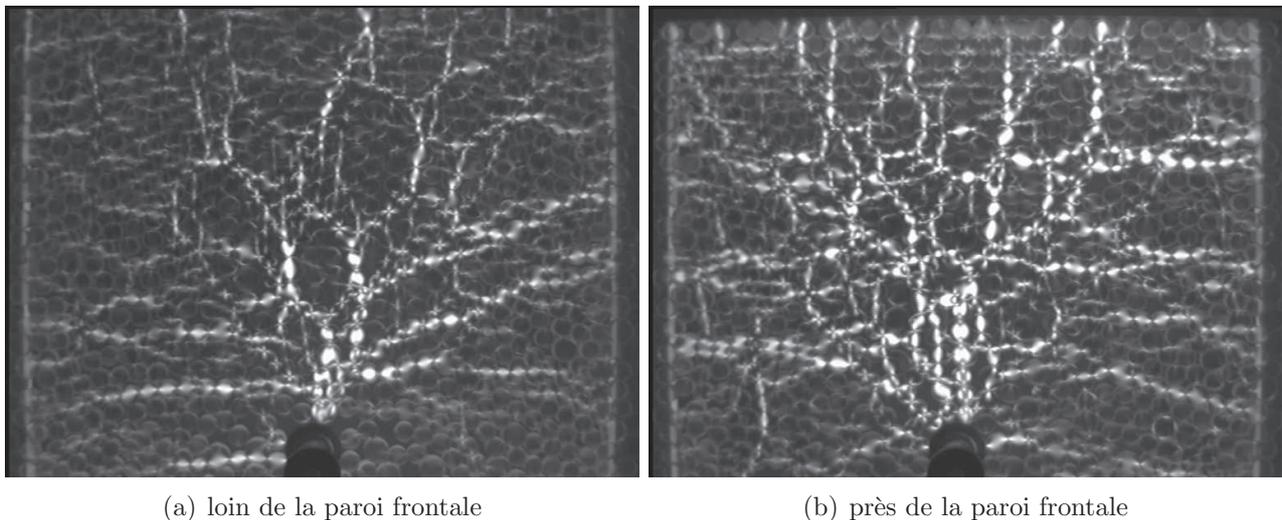


FIGURE 7.8 – Les photos ci-dessus correspondent au même milieu que 7.7. La figure a correspond à l’état du milieu, une fois la phase de chargement initial terminée, loin de la paroi frontale. La figure b correspond à l’état du milieu près de la paroi frontale.

cavité à l’arrière de l’intrus cédant d’un côté ou de l’autre comme le montre 7.10.

De plus, comme le montrent les photos de la figure 7.11, nous constatons l’absence de

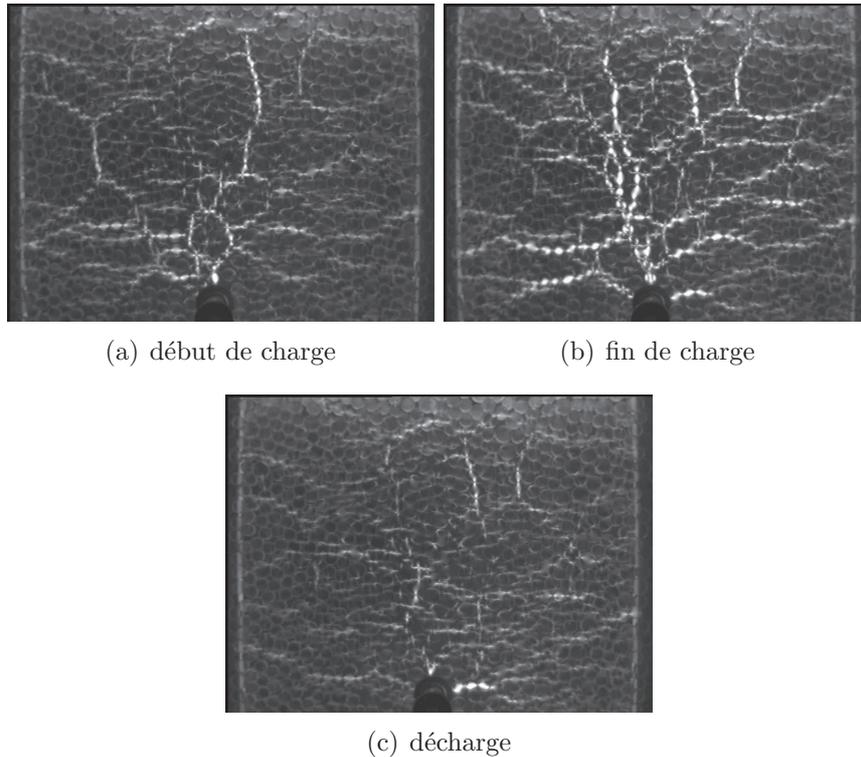


FIGURE 7.9 – Les photos ci-dessus correspondent au même milieu que 7.7. La figure a correspond au début d’une charge du milieu granulaire. La figure b correspond à la fin de la même charge, la force appliquée sur l’intrus est à son maximum. La distance parcourue par l’intrus relativement au milieu granulaire entre a et b est de $27 \times 1/6$ mm. La figure c correspond à la décharge, la force appliquée sur l’intrus est à son minimum. La distance parcourue entre b et c est de $8 \times 1/6$ mm.

chaînes de force importantes derrière l’intrus au cours des charges et décharges successives correspondant au régime établi.

Le mécanisme de charge/décharge que nous avons proposé est à mettre en relation avec les résultats de Hamm *et al* [30] (voir le chapitre d’introduction). Ainsi, l’expérience de Hamm *et al* qui consistait à enfoncer un ”doigt” dans un milieu granulaire à 3 dimensions, a montré l’apparition de bandes de glissements devant l’intrus, dont les positions extrêmes fluctuent autour d’une position moyenne par rapport au bord de l’intrus lors de sa progression à vitesse constante (figure 7.12).

L’oscillation de la position de ces bandes de cisaillement est à mettre en parallèle avec l’alternance entre charge et décharge du milieu granulaire qui caractérise les grains autour de notre intrus. Ainsi, nous pouvons penser qu’à la charge du milieu granulaire correspond un déplacement vers l’avant des lignes de glissements et à une décharge leur rapprochement de l’intrus.

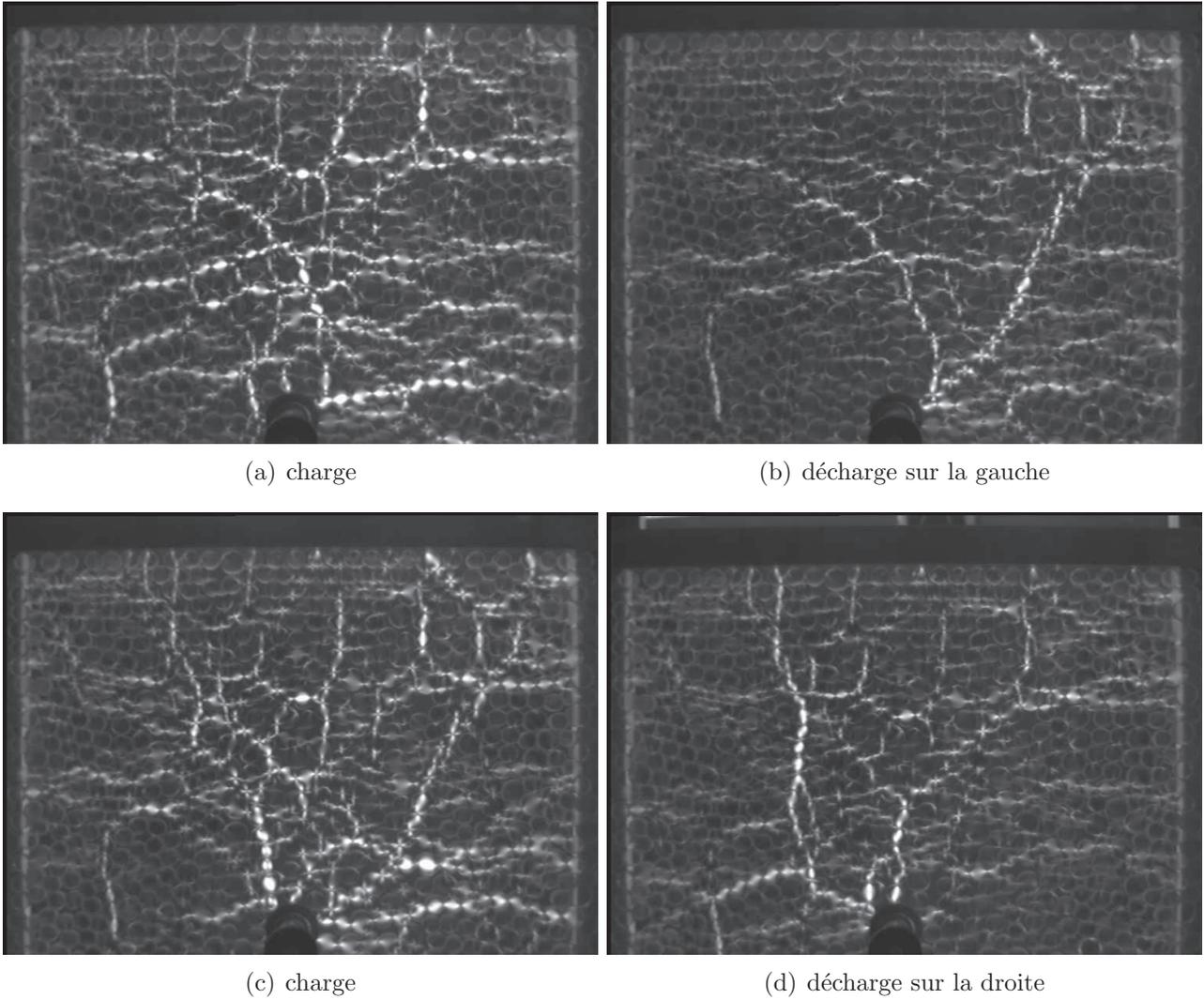


FIGURE 7.10 – Les photos ci-dessus correspondent à deux charges et décharges successives du milieu granulaire décrit en 7.7. Nous constatons la persistance des chaînes de force d’un côté puis de l’autre au cours des décharges consécutives.

7.2 Interprétation de résultats en introduisant une fraction d’empilement critique : ϕ_C

Le mécanisme de réorganisation du milieu granulaire que nous venons de décrire peut être interprété en faisant intervenir une fraction d’empilement critique ϕ_C , que ce soit pour la phase initiale de chargement ou pour les événements successifs de charge et décharge. Lors de la phase initiale de chargement associée à la création de la cavité, les grains sont majoritairement poussés vers l’avant. Cette évolution du milieu granulaire suite à l’avancée de l’intrus induit l’existence d’une zone compactée quelque part au-devant de l’intrus. Comme nous l’avons dit précédemment, nous observons une zone de poussée dans un cône à l’avant de l’intrus. Nous supposons que c’est cette zone qui va se compacter préférentiellement et atteindre la compacité ϕ_C . Une fois cette valeur critique atteinte, le système change sa méthode de réorganisation ; le milieu granulaire devant l’intrus est suffisamment compacté pour que des rouleaux de recircu-

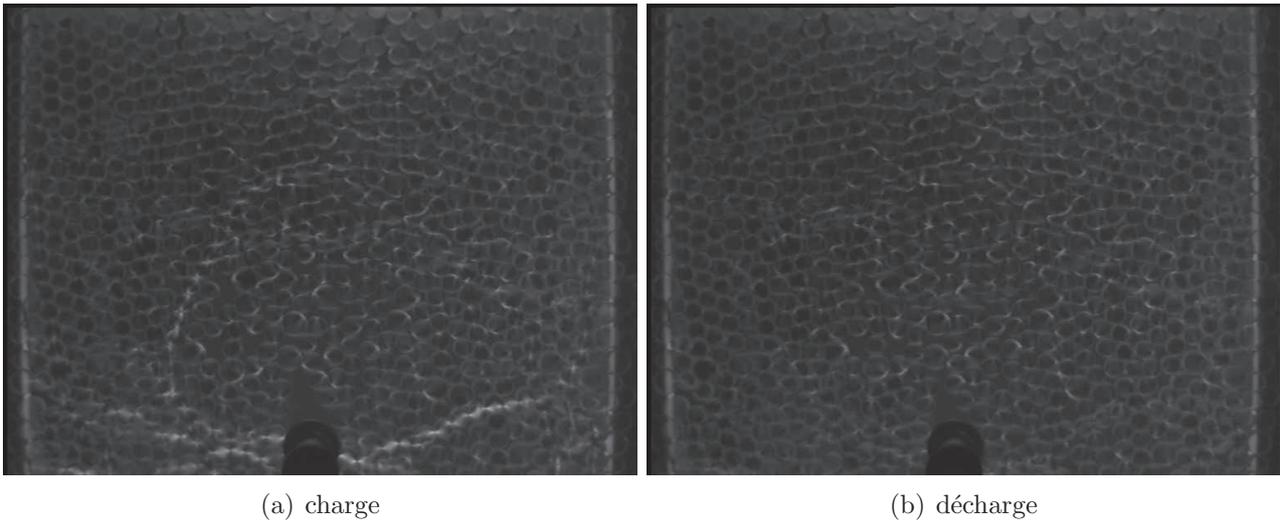


FIGURE 7.11 – Les photos ci-dessus correspondent à la charge, figure a, puis à la décharge, figure b, du milieu granulaire à l’arrière de l’intrus dans les mêmes conditions expérimentales que 7.7.

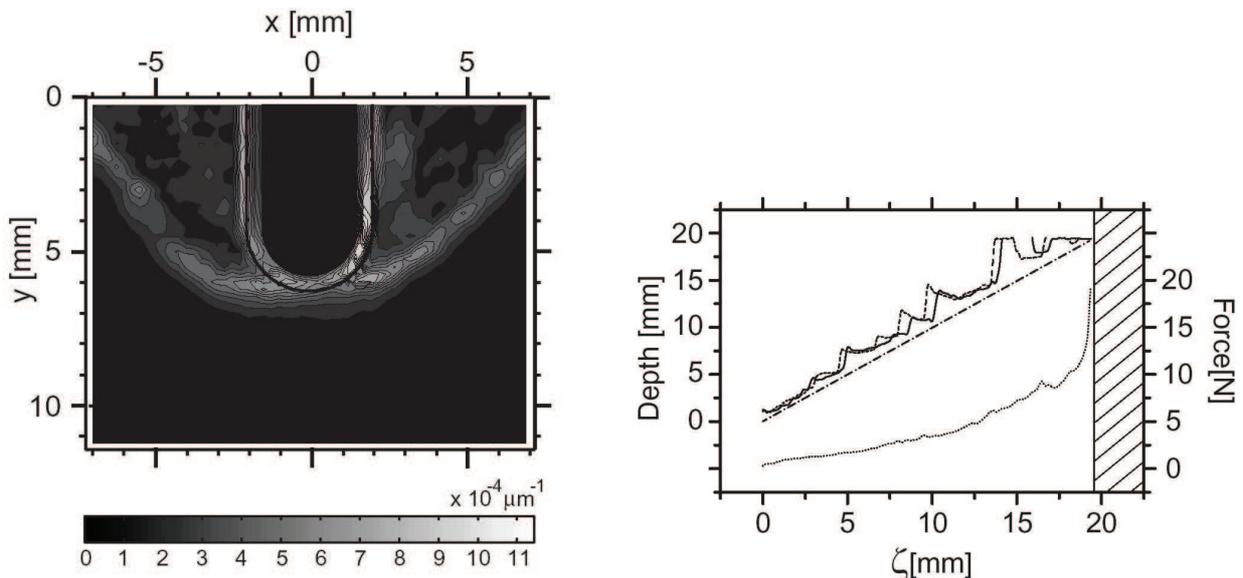


FIGURE 7.12 – Les travaux de Hamm *et al* [30] montrent que les bandes de glissement présentes devant l’intrus et visibles sur la figure a, évoluent par rapport à celui-ci, s’éloignant et se rapprochant par à-coups comme le montre l’évolution de leurs positions par rapport à celle de l’intrus ζ (la droite en tireté) sur la figure b. La courbe du bas représente l’évolution de la force de pénétration.

lation se mettent en place et permettent d’évacuer les grains vers l’arrière.

L’existence de cette valeur critique de la compacité, ϕ_C , est corroborée par l’évolution du sillage avec W , la largeur de la cellule de travail. En modifiant le confinement de notre milieu granulaire, c’est-à-dire le rapport D/W , tout en gardant constant le diamètre de l’intrus D et la compacité ϕ , nous avons vu au chapitre portant sur la dynamique du milieu granulaire que la surface de la cavité évoluait quadratiquement avec W , que ce soit dans la phase de chargement

ou dans la zone 5 près de la paroi frontale.

Cette évolution de la cavité avec le rapport D/W pouvait s'interpréter comme l'existence d'une aire compactée à ϕ_C qui se serait développée au-devant de l'intrus pendant la période de charge, la surface équivalente compactée au-devant de l'intrus diminuant quand la largeur de la cellule de travail diminuait. L'extension de cette zone de compaction est donc limitée par les parois latérales. Cette zone de compaction a été interprétée comme une zone conique partant de l'intrus et de surface $A_C = \frac{W^2}{4\tan\theta}$ où θ est le demi-angle d'ouverture du cône.

En faisant cette fois varier ϕ à W constant, nous avons remarqué que la phase de chargement durait plus longtemps pour les faibles ϕ , donnant une aire maximale de cavité A_W^{Max} plus grande. De même, en zone 5, l'aire de la cavité décroît linéairement avec ϕ . Ces observations sont également compatibles avec l'existence d'une zone qui se compacterait avec une surface A_C (en fin de chargement ou en moyenne dans la zone 5) donnée par : $A_C = A_W \frac{\phi}{\phi_C - \phi}$.

Nous avons trouvé en particulier en zone 5 que A_C était constante indépendante de ϕ ou D (du moins pour $\phi \leq \phi^* = 81,8 \%$).

Pour les compacités les plus importantes ($(\phi \geq \phi^*)$) nous avons montré que le "cône de poussée" était plus large durant la phase de chargement et que l'aire compactée équivalente A_C en zone 5 décroissait avec ϕ . Ces observations sont de nouveau compatibles avec une aire A_C de la forme $A_C = \frac{W^2}{4\tan\theta}$ et un angle θ qui croît pour les valeurs de ϕ les plus importantes.

Comment interpréter maintenant les événements de charges et de décharges en régime établi?

Dans le cadre du modèle à ϕ_C , au cours d'une décharge du niveau de force, nous supposons qu'une partie du milieu devant l'intrus reste à ϕ_C , et que seule la zone où les grains ont été évacués vers l'arrière voit sa fraction d'empilement locale décroître. L'intrus continuant sa progression, c'est la zone restreinte correspondant à celle qui fut "vidangée" de ses grains qui est de nouveau compactée. La distance de chargement associée à cette compaction va donc être plus courte que lors de la phase de chargement initial.

Or, en fin de parcours, dans la zone 5, la distance moyenne de charge ΔX_j correspondant à un événement n'évolue pratiquement pas quels que soient ϕ ou D . Cette distance correspond à une taille de pore entre grains et serait associée à un mécanisme d'encastrement/désencastrement à l'échelle de quelques grains, ce qui ne ferait varier que très peu la compacité globale devant l'intrus.

Il est à noter que dans cette même zone de travail la surface moyenne de la cavité semble indépendante de D , le diamètre de l'intrus, alors que la taille moyenne des rouleaux de recirculation croît avec D .

Nous le voyons, l'écoulement granulaire autour de notre intrus est caractérisé par des fluctuations aussi bien au niveau de la cinématique de notre système que de sa dynamique. Nous avons pu obtenir des informations sur la cinématique de l'écoulement moyen par maillage du champ de vision sur une zone de travail où l'écoulement était "stationnaire", la zone 5, et sur

sa dynamique, la force moyenne et les fluctuations de force, calculées dans cette même zone.

Cependant, pour aller plus loin, il faudrait pouvoir comparer les fluctuations à l'écoulement moyen. C'est ce que nous avons tenté de faire en introduisant une température granulaire. Mais cette température était définie par zone de parcours de l'intrus en effectuant une moyenne temporelle. Pour aller un cran plus loin, il faudrait définir cette température à tout instant, c'est-à-dire pour chaque incrément d'images.

Une analyse systématique de nos résultats par une méthode de coarse-graining telles celles développées par Goldhirsch, Goldenberg *et al* [36, 37] permettrait de mieux corrélérer temporellement les niveaux de force et les déplacements de grains. En utilisant une fonction de lissage gaussienne de largeur à mi-hauteur proche de la taille d'un grain, nous pouvons passer de déplacements discontinus à un champ continu spatialement sans avoir à effectuer de moyenne temporelle à l'échelle de nos zones d'étude comme nous l'avons fait dans les chapitres précédents. Ainsi, nous n'avons qu'un lissage spatial sans moyenne temporelle nous donnant ainsi accès aux fluctuations temporelles de l'écoulement.

Une fois le champ de déplacements continu obtenu, des expressions analytiques permettent de calculer les champs de déformations et notamment la vorticité Ω , et le glissement maximum Γ_{Max} . Cette procédure donne accès aux fluctuations du champ de déplacements sur chaque grain, c'est- d-dire à l'écart entre le déplacement réel de chaque grain et le déplacement "coarse-grained" calculé localement comme le montre la figure 7.13. A partir de ce champ fluctuant nous pouvons définir un bruit, équivalent de la température granulaire que nous avons introduite ; mais ce bruit est défini à chaque instant et permettrait la localisation temporelle d' v nements plastiques par une analyse systématique. Nous pourrions alors comparer ces  v nements à ceux observés dans le cas des déformations plastiques des solides amorphes [38] et des  v nements T1 dans les mousses [39].

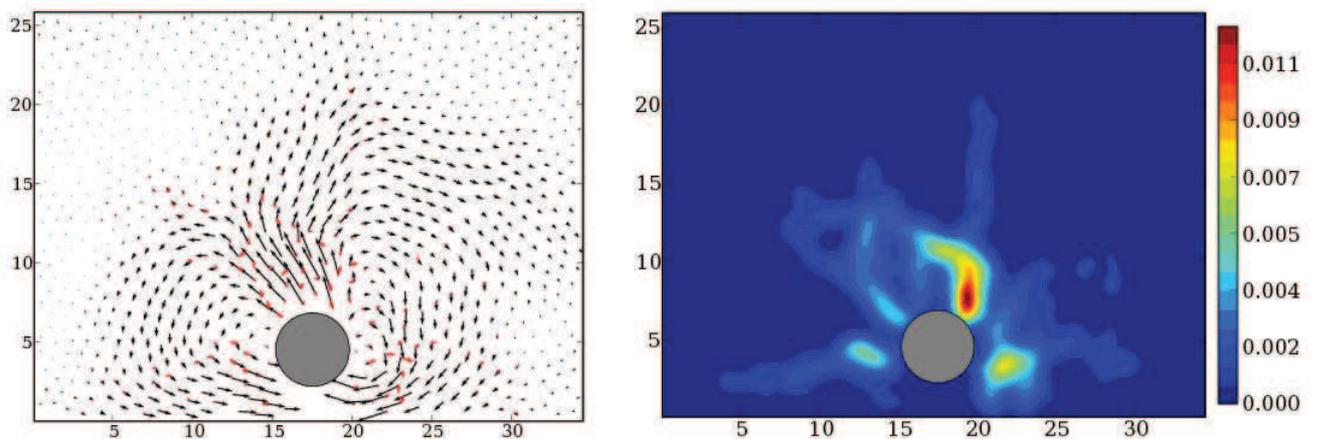


FIGURE 7.13 – Les déplacements instantanés lissés des grains dans le référentiel de l'intrus et amplifiés par un facteur dix (vecteurs noirs) se différencie de leurs fluctuations (vecteurs rouges) surtout autour de l'intrus. Le bruit associé à ce champ fluctuant est important dans des bandes partant de l'intrus et dont la localisation fluctue. Dans l'exemple présenté $\phi = 82,2 \pm 0,2 \%$ et $D = 20$ mm.

7.3 Pistes pour modéliser et perspectives

Pour resituer l'ensemble de nos résultats, nous comparons notre milieu granulaire à ce qui se passerait dans le cas d'un milieu modèle continu. Nous présentons les grands cas de figures que constituent les modèles élastiques et plastiques et qui peuvent nous donner des pistes pour l'interprétation des résultats. Notons également que des simulations par dynamique moléculaires sont en cours avec Allbens Atman et qu'une approche hydrodynamique de l'écoulement granulaire a été initiée avec Anne Mongruel.

7.3.1 Modèle élastique

Nous représentons d'abord ce qui se passe dans le cas d'un milieu élastique à deux dimensions confiné dans une géométrie analogue à celle de notre expérience. Comment le confinement latéral ou longitudinal affecte-t-il la réponse élastique à une perturbation introduite par l'avancée d'un intrus d'un déplacement U_y^0 contrôlé? Quelles sont les dépendances de la force ressentie sur l'intrus en fonction des dimensions géométriques de la cellule de travail et des paramètres du milieu élastique? Telles sont les questions que des simulations par éléments finis de type CASTEM ou FREEFEM peuvent nous apporter. Les premiers calculs ont été réalisés par Jean-Claude Charmet à l'aide de FREEFEM.

Nous nous intéressons donc à un milieu continu élastique à deux dimensions, de module d'Young Y_g , de coefficient de Poisson η . Ce milieu est confiné (figure 7.14). Une plaque de largeur $2r$, modélisant l'intrus, de dimension restreinte par rapport à la largeur de la cellule de travail W , appuie sur le milieu élastique en se déplaçant selon l'axe y d'une quantité U_y^0 vers la paroi AB . Le calcul élastique est refait pour plusieurs positions initiales de la plaque par rapport à la paroi AB .

Modèle 1

Nous supposons dans ce premier modèle que la cellule est complètement fermée, notamment DC est une paroi fixe : le milieu élastique ne peut donc pas se déformer sur les côtés, de part et d'autre de la plaque, quand le déplacement U_y^0 est imposé.

Pour des raisons de symétrie, nous nous limitons au calcul par éléments finis dans une demi-cellule (A, B, C, E) de largeur $W/2$ et de hauteur d_{wall} . Sur le côté DE de longueur r , rayon de l'intrus, nous imposons un déplacement uniforme U_y^0 . Le matériau de module d'Young Y_g et de coefficient de Poisson η peut glisser le long des parois EA , AB , BC , et CD mais ne peut les franchir.

Le calcul s'effectue à deux dimensions et en déformation plane. Il en résulte le champ de déplacement $\vec{u}(x, y)$ de composantes (u_x, u_y) . A partir de ce champ nous déduisons les déformations puis les contraintes via la loi de Hooke.

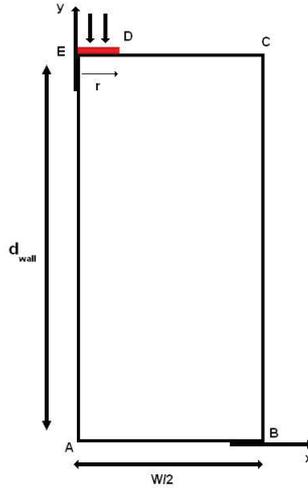


FIGURE 7.14 – Géométrie de la cellule.

Une étude systématique a été effectuée pour une série de valeurs de d_{wall} afin de mettre en évidence l'effet de proximité de la paroi AB , en fonction de différentes valeurs de η caractérisant la compressibilité du milieu et de différents rayons d'obstacle r .

A partir de l'intégrale des contraintes, nous déterminons la force sur l'obstacle $F(d_{wall}, \eta, r)$. Nous ne présentons pas ici le détail des simulations, mais de l'analyse des résultats il ressort que la force F s'écrit sous la forme :

$$F(d_{wall}, \phi, r) = \frac{A + \frac{B}{\eta^* - \eta}}{d_{wall}} r$$

Le premier résultat important est que la force sur l'intrus croît avec l'approche à la paroi comme $\frac{1}{d_{wall}}$. Le deuxième point important est la dépendance de la force à la compressibilité via le terme $\frac{1}{\eta^* - \eta}$. En effet, la variation relative de surface, donc de volume à épaisseur constante, est caractérisée par la quantité :

$$\frac{\Delta S}{S} = 1 - 2\eta = 2(\eta^* - \eta)$$

avec $\eta^* = 0,5$ caractérisant la limite incompressible et la différence $\eta^* - \eta$ l'écart à cette incompressibilité. Enfin, rappelons que ces résultats ont été obtenus en supposant la cellule fermée de toute part.

Il est tentant de faire l'analogie entre $(\eta^* - \eta)$ dans le milieu élastique et l'écart à l'incompressibilité dans un milieu granulaire $(\phi_C - \phi)$, ϕ_C étant la compacité critique de blocage et ϕ la compacité du milieu. Dans ce cas, la dépendance de F serait à rechercher sous la forme :

$$F(d_{wall}, \eta, r) \sim \frac{A + \frac{B}{\phi_C - \phi}}{d_{wall}} r$$

Ceci donne une dépendance linéaire en rayon d'intrus r , mais nous voyons surtout que nous pouvons avoir une divergence des niveaux de force à l'approche de la paroi et pour des compacités tendant vers ϕ_C .

Modèle 2

Nous présentons maintenant un autre modèle basé cette fois sur une approche dimensionnelle. Cette approche consiste à considérer que sous l'action de la pénétration d'amplitude U_y^0 , l'obstacle provoque une diminution $\delta S = 2rU_y^0$ de la surface initiale $S = Wd_{wall}$ du milieu, soit une variation relative de surface $\frac{\delta S}{S} = \frac{2rU_y^0}{Wd_{wall}}$. Le coefficient de compressibilité d'un milieu élastique isotrope $K = \frac{E}{3(1-2\eta)} = \frac{E}{6(\eta^* - \eta)}$ relie la pression moyenne p à la variation relative de surface $\frac{\delta S}{S}$ via la relation :

$$p = K \frac{\delta S}{S}$$

d'où l'on peut obtenir une expression dimensionnelle de la pression en fonction de nos paramètres de contrôle :

$$p = \frac{E}{6(\eta^* - \eta)} \frac{2rU_y^0}{Wd_{wall}}$$

En conséquence, la force par unité d'épaisseur appliquée à l'obstacle est de l'ordre de :

$$F = 2rp = \frac{EU_y^0}{6} \frac{(2r)^2}{Wd_{wall}(\eta^* - \eta)}.$$

Cette fois la force est fonction du diamètre de l'intrus au carré et des dimensions de la cellule devant l'intrus via le produit $d_{wall}W$. Comme dans le modèle 1, nous retrouvons une divergence simple en $\frac{1}{\eta^* - \eta}$.

Nous appliquons de nouveau l'analogie entre $\eta^* - \eta$ et $\phi_C - \phi$. Dans ce cas, la dépendance de F serait à rechercher sous la forme :

$$F \sim \frac{(2r)^2}{Wd_{wall}(\phi_C - \phi)}.$$

Relation avec le milieu granulaire ?

Il est clair que ces modèles ne sont pas transposables tels quels à notre milieu granulaire.

L'intérêt de les présenter est de montrer qu'un simple effet de confinement dû aux parois latérales ou frontales combiné à une compressibilité finie du milieu peut conduire à des divergences des niveaux de force avec l'approche à la paroi ou l'écart à l'incompressibilité.

7.3.2 Modèle plastique

Nous nous intéressons maintenant à ce que donnent les modèles plastiques.

Modèle de poussée/butée

Nous présentons d'abord les résultats classiques de mécanique sur le modèle de poussée/butée.

L'intrus est considéré comme une fondation soumise à une force par unité d'épaisseur F uniformément répartie sur son diamètre D , soit une pression $p = \frac{F}{D}$ s'appuyant sur un milieu granulaire caractérisé par son angle de frottement interne φ et sa pression de confinement q .

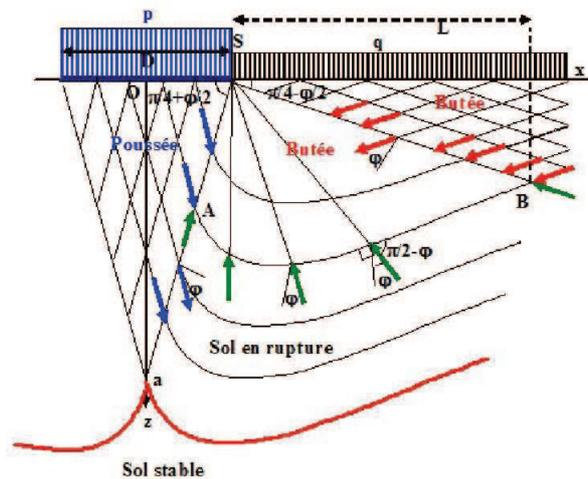


FIGURE 7.15 – Schéma du modèle de poussée/butée.

La surface de l'intrus est supposée sans frottement de sorte qu'elle pousse sur un milieu, créant un dièdre rigide d'angle de base $\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$ avec Ox (figure 7.15). L'état de contrainte est homogène dans ce bloc. La normale au bord SA fait donc un angle $\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$ avec Ox . p est principale majeure et σ_x principale mineure.

En notant $\vec{\sigma}_A$ le vecteur contrainte constant s'appliquant sur le bord Sa , le critère de rupture de Coulomb impose que ce vecteur fasse un angle φ avec la normale à la facette, soit un angle $\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2} + \varphi = \frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$ avec Ox . L'équilibre du dièdre implique donc en projection sur l'axe Oz :

$$\sigma_A S_a \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) = p \frac{D}{2}$$

avec $\frac{D}{2S_a} = \cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)$ soit $\sigma_A \tan\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) = p$

Il en va de même du reste Sx de la surface qui subit une butée de la part du milieu, formant un dièdre rigide d'angle de base $\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$ avec Sx . L'état de contrainte est homogène dans ce bloc. La normale au bord SB fait donc un angle $\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$ avec Sx . q est principale mineure et σ_x principale majeure (figure 7.16).

En notant $\vec{\sigma}_B$ le vecteur contrainte constant s'appliquant sur le bord Sb , le critère de rupture de Coulomb impose que ce vecteur fasse un angle φ avec la normale à la facette, soit un angle $\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2} - \varphi = \frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}$ avec Ox . L'équilibre du dièdre implique donc en projection sur l'axe Oz :

$$\sigma_B S b \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right) = qL$$

avec $\frac{L}{Sb} = \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)$ soit $\sigma_B \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right) = q$

Nous obtenons :

$$\frac{p}{q} = \frac{\sigma_A \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)}{\sigma_B \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)} = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)$$

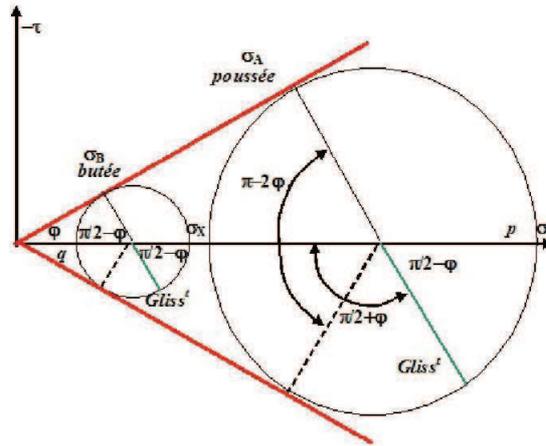


FIGURE 7.16 – Représentation dans le plan de Mohr des états de contrainte du modèle de poussé/buté.

Entre ces deux zones, un éventail de Prandtl dont les lignes de glissements sont toutes des droites passant par le bord S de l'intrus, frontière en surface entre les deux charges p et q . Sous ces hypothèses, l'autre famille de lignes de glissements est constituée de courbes qui font un angle constant $\frac{\pi}{2} - \varphi$ avec le faisceau précédent. En effet, dans toute région où le critère de rupture est atteint, l'angle entre les deux réseaux est donné, sur le cercle de Mohr, par $\pi - 2\varphi$ et l'angle entre la normale à la facette et le vecteur contrainte est égal à φ .

Soit $r = f(\theta)$ l'équation de l'autre famille de lignes de glissement dans le repère polaire S, r, θ . Sa tangente au point courant r, θ , a pour composantes $(dr, r d\theta)$ et sa normale $(-r d\theta, dr)$. Cette dernière faisant, d'après le résultat ci-dessus, l'angle φ avec la direction r , l'équation s'écrit :

$$\frac{dr}{r d\theta} = \operatorname{tg}\varphi \Rightarrow r = r_0 \exp(\theta \operatorname{tg}\varphi)$$

Il s'agit donc de segments de spirales logarithmiques.

Nous écrivons qu'à l'équilibre le moment résultant (calculé au point S) des contraintes appliquées à l'éventail SAB doit être nul. Le long de AB le vecteur contrainte est radial, sa contribution est nulle. Le long de SA la résultante des contraintes $\sigma_A SA$, d'angle φ avec la normale à SA s'applique à la distance $\frac{SA}{2}$ de S . Il en est de même pour la contrainte σ_B le long de SB de sorte que l'équilibre des moments se réduit à :

$$\sigma_A SA \frac{SA}{2} \operatorname{tg}(\varphi) = \sigma_B SB \frac{SB}{2} \operatorname{tg}(\varphi) \Rightarrow \sigma_A SA^2 = \sigma_B SB^2$$

Compte tenu du profil spiral et du fait que SA est perpendiculaire à SB :

$$SB = SA \exp\left(\frac{\pi}{2} \operatorname{tg}\varphi\right) \quad \text{et} \quad \sigma_A SA^2 = \sigma_B SB^2 \Rightarrow \frac{\sigma_A}{\sigma_B} = \exp(\pi \operatorname{tg}\varphi)$$

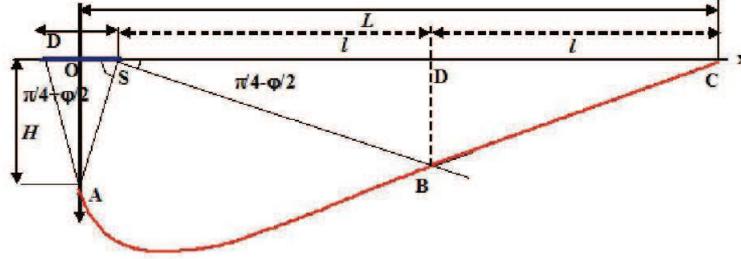
En regroupant nous obtenons finalement la relation entre p et q :

$$\frac{p}{q} = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) = \exp(\pi \operatorname{tg}\varphi) \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)$$

Nous avons une solution statiquement admissible, mais aucune certitude qu'elle soit également cinématiquement admissible.

Application du modèle de poussée/butée à la taille maximale de la zone de rupture

Pour un intrus de taille D la zone de rupture est caractérisée par son étendue $L = OC$ et sa hauteur de pointe $H = OA$.



Avec $OS = \frac{D}{2}$ et l'angle $OSA = \frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}$, la hauteur de pointe s'écrit :

$$H = \frac{D}{2} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) \quad \frac{H}{D} = \frac{1}{2} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)$$

L'étendue L se calcule comme $L = OS + SD + DC = OS + 2SD$. Avec $OS = \frac{D}{2}$, $SD = SB \cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)$, $SB = SA \exp(\pi \operatorname{tg}\varphi)$ et $SA = \frac{OS}{\cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)}$, L s'écrit :

$$L = \frac{D}{2} \left(1 + 2 \exp(\pi \operatorname{tg}\varphi) \frac{\cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)} \right) \quad \frac{L}{D} = \frac{1}{2} \left(1 + 2 \exp(\pi \operatorname{tg}\varphi) \frac{\cos\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right)} \right)$$

L et H varient proportionnellement à D . Leur dépendance en φ , angle de frottement interne, est donnée par la figure 7.17.

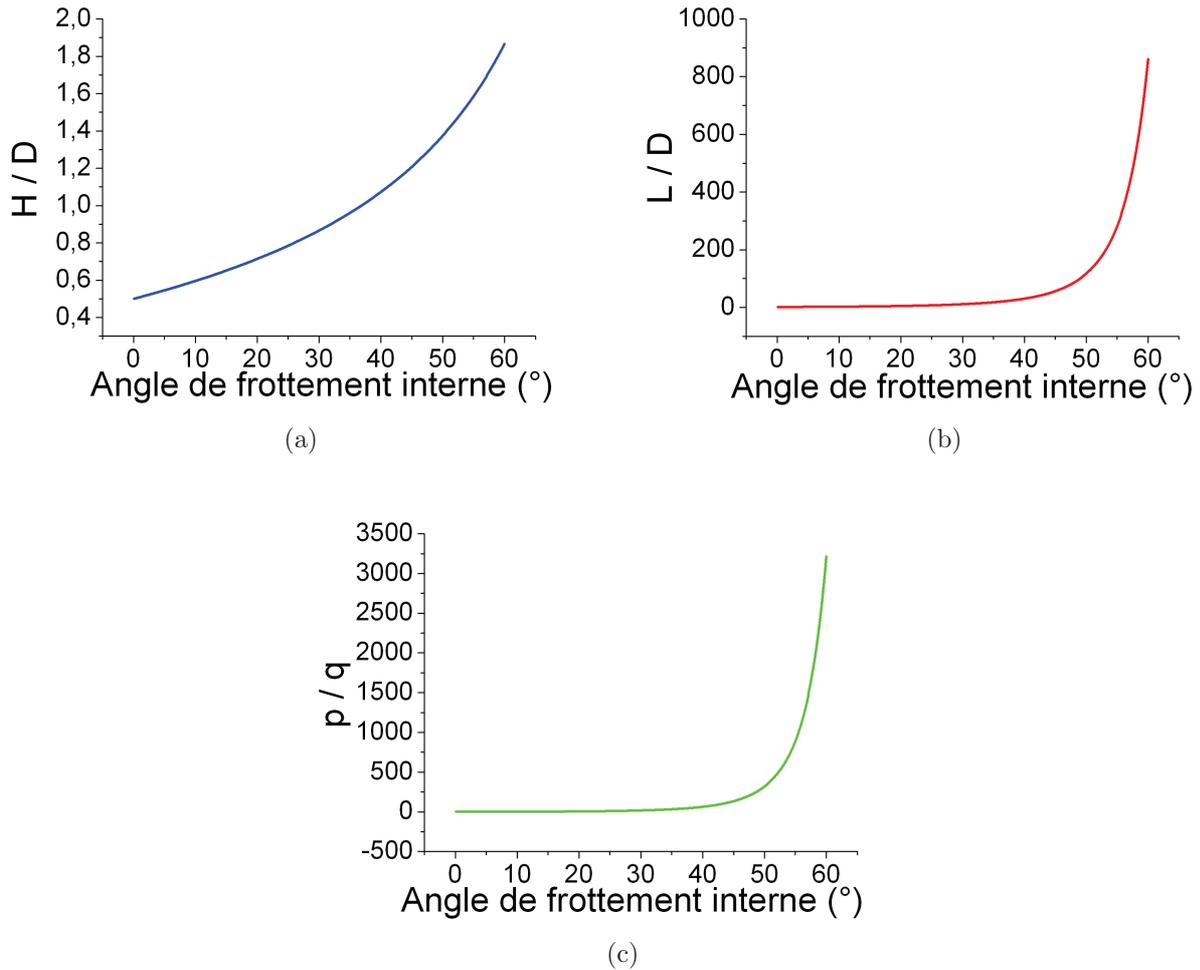


FIGURE 7.17 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution de la hauteur H du triangle de poussée normalisée par le diamètre de l'intrus D , figure a, de l'étendue de la zone de rupture L normalisée par D , figure b, et du rapport entre contrainte de poussée p et contrainte de butée q en fonction de l'angle de frottement interne φ .

Extension du modèle avec la loi de Caquot

Nous avons cherché à introduire la dépendance en compacité via le frottement interne du milieu.

Une relation possible entre l'angle de frottement interne φ et la compacité ϕ peut être traduite par la relation empirique de Caquot-Kerisel (1966) :

$$etg\varphi = K$$

$$e = \frac{1 - \phi}{\phi}$$

$$tg\varphi = \frac{K}{e} = K \frac{\phi}{1 - \phi}$$

e étant l'indice des vides (rapport du volume de vide au volume de matière), ϕ étant la compacité (rapport du volume de matière au volume apparent total) et K une constante de l'ordre de 0,55 pour les sables.

Les rapports $\frac{\sigma_A}{\sigma_B}$ et $\frac{p}{q}$ s'écrivent alors :

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_B} = \exp(\pi \operatorname{tg} \varphi) = \exp\left(K\pi \frac{\phi}{1-\phi}\right)$$

$$\frac{p}{q} = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\varphi}{2}\right) = \exp\left(K\pi \frac{\phi}{1-\phi}\right) \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \operatorname{arctg}\left(K\pi \frac{\phi}{1-\phi}\right)\right)$$

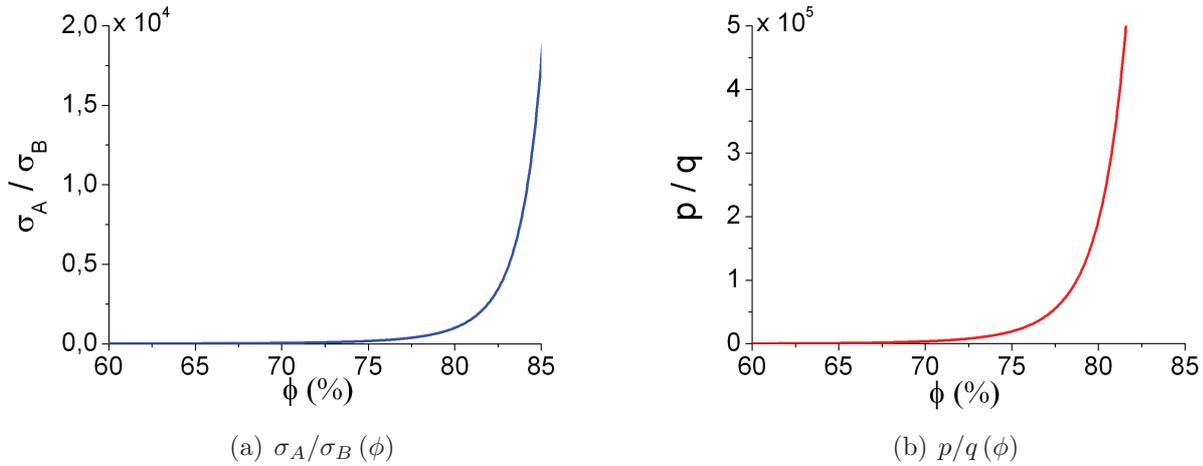


FIGURE 7.18 – Les figures ci-dessus représentent l'évolution de σ_A/σ_B , figure a, et de p/q , figure b, en fonction de la fraction d'empilement ϕ .

Relation avec le milieu granulaire

Dans le cas du modèle plastique de poussée/butée combiné à la loi de Caquot, nous voyons qu'une faible variation de la compacité entraîne de grands changements de niveaux de force via le rapport p/q . Nous avons vu également que la taille latérale de la zone de rupture est proportionnelle au diamètre d'intrus et croît très vite avec le frottement interne, donc avec la compacité. La présence de parois latérales peut donc très rapidement jouer sur l'extension latérale de la zone de rupture.

Le point le plus intéressant ici est l'extrême sensibilité des niveaux de force à la compacité, rappelant les évolutions que nous observons dans le cas du milieu granulaire. Cependant s'il n'y a pas de confinement transverse ($q = 0$), il n'y a pas non plus de pression ressentie sur l'intrus ($p = 0$).

L'extension de ce modèle au cas granulaire nécessiterait de supposer qu'un confinement latéral se crée : nous pouvons l'observer avec les grains photoélastiques via l'apparition de chaînes de force transverses, qui bloquent temporairement l'écoulement des grains vers l'arrière, et montrent qu'il existe une contrainte moyenne fluctuante sur les côtés de l'intrus.

Il faut également tenir compte des variations (même très faibles) de compacité à l'avant de l'intrus, modifiant le frottement interne et par conséquent le rapport p/q .

En moyenne en régime établi, le milieu granulaire est incompressible, mais la compacité devant l'intrus ne cesse de fluctuer tout comme l'aire de la cavité.

Une extension du modèle de poussée/butée devrait prendre en compte l'exploration possible de différents angles de frottement interne au cours de l'avancée de l'intrus rendue possible par les évènements de blocage/déblocage.

8 Conclusion

Notre travail a porté sur les mécanismes de pénétration d'un intrus au sein d'un milieu granulaire modèle, dense et désordonné dans une configuration à deux dimensions. Nous avons mesuré simultanément la force de traînée et le mouvement des grains autour de l'intrus en jouant sur différents paramètres de contrôle : la compacité du milieu granulaire, les rapports d'aspect de la cellule et les diamètres des intrus cylindriques, ainsi que la vitesse de translation du plateau entraînant les grains. Nous avons développé une procédure d'analyse systématique des forces et des fluctuations associées. Dans le même temps, nous avons pu établir les champs de déplacements des grains correspondants avec une précision sub-pixel.

De façon générique nous avons observé que soumis à l'avancée de l'intrus, le milieu granulaire initialement non contraint, applique sur l'intrus une force croissante avec des amplitudes de fluctuations de plus en plus marquées à l'approche de la paroi frontale, les niveaux de force observés ne dépendant pas de la vitesse d'entraînement du plateau. Le système se bloque et se débloque par alternance, conduisant à de grosses fluctuations des niveaux de force de traînée et à des écoulements granulaires saccadés autour de l'intrus. Nous avons également pu mettre en évidence l'apparition d'une cavité vide de grains derrière l'intrus dont la surface fluctue au gré des événements de blocage/déblocage. La diminution de la taille de cette cavité avec l'augmentation de la compacité et du confinement latéral montre le rôle crucial de la compressibilité du milieu granulaire. En effet, la formation de cette cavité est due à la compression possible du milieu granulaire à l'avant de l'intrus. Au début de la pénétration, nous observons des transitoires pendant lesquels la cavité s'allonge sans se refermer. Cette phase de chargement correspondant à une compression du milieu granulaire est possible tant que la réserve d'espaces libres disponibles dans une zone limitée à l'avant de l'intrus est suffisante. Nous avons interprété cette compressibilité limitée en faisant intervenir une compacité critique de blocage de l'ordre de 83,5 %. Après ce transitoire, un mécanisme de recirculation se met en place pour évacuer les grains vers l'arrière de l'intrus, conduisant à une cicatrisation du sillage et à un déblocage du milieu granulaire. Le même mécanisme peut être invoqué pour les phases successives de blocage/déblocage avec deux mécanismes en compétition alternant ou juxtaposant compression et cisaillement du milieu granulaire.

Références

- [1] I. ALBERT, P. TEGZES, R. ALBERT, J. G. SAMPLE, A. -L. BARABÁSI, T. VICSEK, B. KAHNG, and P. SCHIFFER, *Stick-slip fluctuations in granular drag*, Phys. Rev. E 64, 031307, 2001.
- [2] I. ALBERT, J. G. SAMPLE, A. J. MORSS, S. RAJAGOPALAN, A. -L. BARABÁSI, and P. SCHIFFER *Granular drag on a discrete object : Shape effects on jamming*, Phys. Rev. E 64, 061303, 2001.
- [3] B. KAHNG, I. ALBERT, P. SCHIFFER, and A. -L. BARABÁSI *Modeling relaxation and jamming in granular media*, Phys. Rev. E 64, 051303, 2001.
- [4] R. ALBERT, M. A. PFEIFER, A. -L. BARABÁSI, and P. SCHIFFER, *Slow drag in a granular medium*, Phys. Rev. Lett. 82, 1999.
- [5] I. ALBERT, P. TEGZES, B. KAHNG, R. ALBERT, J. G. SAMPLE, M. PFEIFER, A. -L. BARABÁSI, T. VICSEK, and P. SCHIFFER, *Jamming and fluctuations in granular drag*, Phys. Rev. Lett. 84, 5122, 2000.
- [6] M. B. STONE, R. BARRY, D. P. BERNSTEIN, M. D. PELC, Y. K. TSUI, and P. SCHIFFER, *Local jamming via penetration of a granular medium*, Phys. Rev. E 70, 041301, 2004.
- [7] R. SOLLER, and A. KOEHLER, *Random fluctuations and oscillatory variations of drag forces on vanes rotating in granular beds*, EPL 80, 14004, 2007.
- [8] R. SOLLER, and A. KOEHLER, *Drag and lift on rotating vanes in granular beds*, Phys. Rev. E 74, 021305, 2006.
- [9] . B. MILLER, C. O’HERN, and R. P. BEHRINGER, *Stress fluctuations for continuously sheared granular materials*, Phys. Rev. Lett. 77, 3110, 1996.
- [10] J. GENG, and R. P. BEHRINGER, *Slow drag in two-dimensional granular media*, Phys. Rev. E 71, 011302, 2005.
- [11] F. ZHOU, S. G. ADVANI, and E. D. WETZEL, *Slow drag in polydisperse granular mixtures under high pressure*, Phys. Rev. E 71, 061304, 2005
- [12] F. ZHOU, S. G. ADVANI, and E. D. WETZEL, *Simulation of slowly dragging a cylinder through a confined pressurized bed of granular materials using the discrete element method*, Physics Of Fluids Vol.19, 013301, 2007.
- [13] J. R. GLADDEN, and A. BELMONTE, *Motion of a Viscoelastic Micellar Fluid around a Cylinder : Flow and Fracture*, Phys. Rev. Lett. 98, 224501, 2007.
- [14] A. SEGUIN, Y. BERTHO, and P. GONDRET, *Influence of confinement on granular penetration by impact*, Phys. Rev. E 78, 010301, 2008.
- [15] D. CHEHATA and R. ZENIT, *Dense granular flow around an immersed cylinder*, Physics Of Fluids Vol.15 N.6, June 2003.
- [16] C.R. WASSGREN, J.A. CORDOVA, R. ZENIT, and A. KARION, *Dilute granular flow around an immersed cylinder*, Physics Of Fluids Vol.15 N.11, November 2003.

- [17] V. BUCHHOLTZ and T. PÖSCHEL, *Interaction of a granular stream with an obstacle*, Granular Matter 1, 33-41 Springer-Verlag, 1998.
- [18] B. DOLLET, and F. GRANER, *Two-dimensional flow of foam around a circular obstacle : local measurements of elasticity, plasticity and flow*, J. Fluid Mech. 585 181-211, 2007.
- [19] E. GUYON, J.P. HULIN, and L. PETIT *Hydrodynamique Physique*, Savoir actuel, InterEdition/CNRS, 1991.
- [20] F. LECHENAULT, *La transition de "Jamming" dans un milieu granulaire bidimensionnel : Statique et dynamique d'un système athermique modèle*, Thèse de doctorat de l'université PARIS-SUD XI, 2007.
- [21] M. SCHRÖTER, S. NÄGLE, C. RADIN, and H. L. SWINNEY *Phase transition in a static granular system*, EPL 78, 44004, 2007.
- [22] M. SCHRÖTER, D. I. GOLDMAN, and H. L. SWINNEY *Stationary state volume fluctuations in a granular medium*, Phys. Rev. E 71, 030301, 2005.
- [23] R. SOLLER, and A. KOEHLER, *Random fluctuations and oscillatory variations of drag forces on vanes rotating in granular beds*, EPL 80, 14004, 2007.
- [24] R. SOLLER, and A. KOEHLER, *Drag and lift on rotating vanes in granular beds*, Phys. Rev. E 74, 021305, 2006.
- [25] C. S. O'HERN, L. E. SILBERT, A. J. LIU, and S. R. NAGEL, *Jamming at zero temperature and zero applied stress : The epitome of disorder*, Phys. Rev. E 68, 011306, 2003.
- [26] Y. AMAROUCHÈNE, and H. KELLAY, *Speed of sound from shock fronts in granular flows*, Physics Of Fluids Vol.18 031707, March 2006.
- [27] Y. AMAROUCHÈNE, J. F. BOUDET, and H. KELLAY, *Dynamics sand dunes*, Phys. Rev. Lett. 86, 4286, 2001.
- [28] P. HEIL, E. C. RERICHA, D. I. GOLDMAN, and H. L. SWINNEY *Mach cone in a shallow granular fluid*, Phys. Rev. E 70, 060301, 2004.
- [29] J. A. DROCCO, M. B. HASTINGS, C. J. OLSON REICHHARDT, and C. REICHHARDT, *Multiscaling at point J : Jamming is a critical phenomenon*, Phys. Rev. Lett. 95, 088001, 2005.
- [30] E. HAMM, and F. MELO *Laser speckle correlation applied to flow field measurements in granular media*, EPL 73, 356-362, 2006.
- [31] A. JANDA, R. HARICH, I. ZURIGUEL, D. MAZA, P. CIXOUS, and A. GARCIMARTIN *Flow-rate fluctuations in the outpouring of grains from a two-dimensional silo*, Phys. Rev. E 79, 031302, 2009.
- [32] F. RADJAI, M. JEAN, J-J. MOREAU, and S. ROUX *Force distributions in dense two-dimensional granular system*, Phys. Rev. Lett. Vol. 77 N. 2, 1996.
- [33] I. CANTAT, and O. PITOIS *Stokes experiment in a liquid foam*, Physics Of Fluids Vol. 18 N. 8, 083302, 2006.
- [34] G. LUMAY, and N. VANDEWALLE, *Experimental study of the compaction dynamics for two-dimensional anisotropic granular materials*, Phys. Rev. E Vol. 74, 021301, 2006.
- [35] G. MARTY, *Comportement vitreux des systèmes athermiques : Etude expérimentale d'un matériau granulaire bidimensionnel*, Thèse de doctorat de l'université PARIS-SUD XI, 2005.
- [36] I. GOLDHIRSCH, C. GOLDENBERG *On the microscopic foundations of elasticity* Eur. Phys. J. E 9, 245, 2002.
- [37] C. GOLDENBERG, A. TANGUY, J. -L. BARRAT, *Particle displacements in the elastic deformation of amorphous materials : Local fluctuations vs. non-affine field* Europhys. Lett. 80, 16003, 2007.

- [38] A. TANGUY, F. LÉONFORTE, J. -L. BARRAT, *Plastic response of a 2D Lennard-Jones amorphous solid : Detailed analysis of the local rearrangements at very slow strain rate* Eur. Phys. J. E 20, 355, 2006.
- [39] A. KABLA, G. DEBRÉGEAS, *Local Stress Relaxation and Shear Banding in a Dry Foam under Shear* Phys. Rev. Lett. 90, 258303, 2003.
- [40] C. GOLDENBERG, A. P. F. ATMAN, P. CLAUDIN, G. COMBE, I. GOLDBIRSCHE, *Scale Separation in Granular Packings : Stress Plateaus and Fluctuations* Phys. Rev. Lett. 96, 168001, 2006.
- [41] A. P. F. ATMAN, P. BRUNET, J. GENG, G. REYDELLET, G. COMBE, P. CLAUDIN, R. P. BEHRINGER, E. CLÉMENT, *Sensitivity of the stress response function to packing preparation* J. Phys. Condens. Matter 17 No 24 S2391-S2403, 2005.
- [42] A. P. F. ATMAN, P. BRUNET, J. GENG, G. REYDELLET, P. CLAUDIN, R. P. BEHRINGER, E. CLÉMENT, *From the stress response function (back) to the sand pile "dip"* European Physical Journal E 17 1, 93-100, 2005.
- [43] J. GENG, G. REYDELLET, E. CLEMENT, R. P. BEHRINGER, *Green's Function Measurements of Force Transmission in 2D Granular Materials* Physica D 182 274, 2003.
- [44] J. GENG, D. HOWELL, E. LONGHI, R. P. BEHRINGER, *Footprints in Sand : The Response of a Granular Material to Local Perturbations* Phys. Rev. Lett. 87, 035506, 2001.
- [45] L. BRETON, P. CLAUDIN, E. CLÉMENT, J. -D. ZUCKER, *Stress response function of a two-dimensional ordered packing of frictional beads* Europhys Lett. 60 6, 813-819, 2002.
- [46] G. REYDELLET, E. CLÉMENT *Green's Function Probe of a Static Granular Piling* Phys. Rev. Lett. 86, 3308-3311, 2001.
- [47] D. SERERO, G. REYDELLET, P. CLAUDIN, E. CLÉMENT, D. LEVINE, *Stress response function of a granular layer : Quantitative comparison between experiments and isotropic elasticity* EPJ E 6 2 169-179, 2001.
- [48] C. NOUGUIER, C. BOHATIER, J. J. MOREAU, F. RADJAÏ, *Force fluctuation in a pushed granular material* Granular Matter 2, 171-178, Springer-Verlag 2000.

Annexes

A Caractéristiques mécaniques des grains

Les grains utilisés tout au long de cette thèse sont des entretoises cylindriques utilisées en électronique pour séparer des cartes PCB. Ce sont des cylindres rigides évidés en leurs centres. Ils sont en laiton nickelé, c'est à dire recouvert d'une pellicule de nickel de l'ordre du micromètre. Ces entretoises sont produit par l'industriel SKIFFY et ont comme références constructeur 311 2203 400 50 pour les petits et 311 2503 400 50 pour les gros.

En plus de nos grains en laiton, nous avons aussi réalisé quelques expériences avec des grains biréfringents. Ces grains ont comme particularité d'être fait dans un polymère qui devient biréfringent sous contrainte mécanique. En reprenant le même montage, en ne changeant que les grains, en restant dans un milieu granulaire bidisperse désordonné, et en utilisant deux polaroïdes croisés (l'un sous le plateau de verre, après la source lumineuse, l'autre juste avant l'objectif de la camera) nous pouvons voir les contraintes évoluer. Cela permet de mieux comprendre le mécanisme d'apparition, de croissance, de décroissance et de disparition des contraintes dans un milieu granulaire.

A.1 Dimensionnement des grains

Les données constructeur concernant le dimensionnement de nos grains sont données dans le schéma A.1 et les tableaux A.2 et A.3.

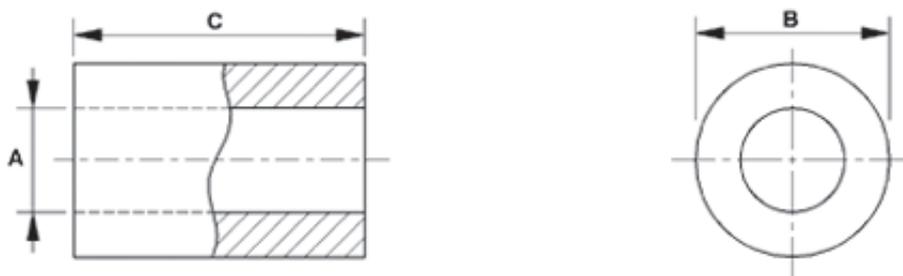


FIGURE A.1 – Entretoises en laiton nickelé.

Nous avons procédé à un contrôle de ces valeurs. Par précaution, nous vérifions par nous-mêmes les masses et les dimensions des grains.

Les masses sont obtenues par pesée d'un nombre donné de grains. Nous trouvons des valeurs très proches de celles fournies par le constructeur : $m_P = 0,209 \pm 0,0002$ g et $m_G = 0,363 \pm 0,0002$ g.

espèce	A : rayon interne	B : rayon externe	C : hauteur	masse
gros	$2,5 \pm 0,14$ mm	$5 \pm 0,07$ mm	$3 \pm 0,07$ mm	0,364 g
petit	$2,2 \pm 0,14$ mm	$4 \pm 0,07$ mm	$3 \pm 0,07$ mm	0,205 g

FIGURE A.2 – Tous les grains ont la même hauteur, seuls leurs diamètres et leurs masses diffèrent. Le rayon de l'évidement central n'est pas proportionnel au diamètre extérieur des grains.

La mesure au palmer des diamètres de plusieurs centaines de grains a conduit à des valeurs très proches de celles données par le fabricant.

A.2 Module d'Young, dureté, raideur

Les caractéristiques mécaniques fournies par le fabricant sont détaillées dans le tableau de la figure (A.3)

Caractéristique	Valeur	DIN
Densité (g/cm^3)	8,5	–
Résistance à la traction (MN/m^2)	450	53455
Allongement à la rupture (%)	15	53455
Module d'élasticité traction (MN/m^2)	1.10^5	53457
Dureté à la bille (MN/m^2)	100	53456

FIGURE A.3 – Données fabricant.

La géométrie des grains ne permettant pas de mesurer leur module d'Young avec suffisamment de précision, nous avons retenu la valeur donnée par le fabricant $E = 100$ GPa. Par ailleurs, un contrôle effectué par mesure de la fréquence de résonance en flexion d'une poutre en laiton nous a fourni une valeur proche.

La dureté, mesurée au micro-duromètre VIKERS, s'est révélée légèrement supérieure à la valeur annoncée par le fabricant. Cette mesure identique pour des entretoises nickelées et pour des entretoises polies afin d'éliminer la couche de Nickel nous a permis de vérifier que la mince couche de Ni ne modifiait pas cette caractéristique.

A.2.1 Raideur

La raideur d'un grain résulte d'une part de l'écrasement au contact et de l'ovalisation induite par la présence de la zone évidée centrale et d'autre part de la répartition des efforts supportés par le grain au sein de l'empilement.

Un calcul par éléments finis, effectué pour une compression diamétrale a conduit à une valeur de raideur K de l'ordre de 10^7 N/m. Comparée aux raideurs mille fois plus faibles mesurées dans l'empilement, ce résultat valide l'hypothèse d'indéformabilité de nos grains.

A.3 Coefficient de frottement des grains

Lors de l'intrusion dans le milieu granulaire, la réorganisation des grains s'effectue uniquement par contact des grains entre eux. Les grains frottent les uns contre les autres ainsi que sur le plateau de verre sur lequel ils reposent. Les frottements grain/grain et grain/verre sont donc les deux principaux frottements rencontrés au cours de l'expérience. Nous les avons caractérisés. Il est à noter que ces coefficients de frottement sont difficiles à mesurer avec précision et que leur valeurs évoluent avec l'état de surface des grains et donc avec leur usure.

A.3.1 Frottement grain/verre

Le coefficient de frottement grain/verre est obtenu en posant un grain (sur sa base) sur une plaque de verre inclinable dont nous pouvons mesurer l'angle par rapport à l'horizontale. En démarrant à l'horizontale, nous inclinons petit à petit la plaque. Quand le grain se met à glisser nous relevons la valeur θ de l'angle d'inclinaison. La relation $\mu = \tan(\theta)$ donne alors la valeur du coefficient de frottement μ . Les mesures moyennées sur vingt réalisations donnent $\mu_{\text{petit}} = 0,31 \pm 0,06$ et $\mu_{\text{gros}} = 0,28 \pm 0,06$ pour des grains neufs, c'est à dire qui n'ont pas encore servi aux expériences.

Nous avons également fait la même série d'expérience avec des grain usés, c'est à dire ayant déjà servi dans nos expériences. Nous constatons que l'usure a tendance à augmenter les coefficients de frottement. Nos mesures nous donnent un coefficient de frottement moyen $\mu_{\text{petit}} = \mu_{\text{grand}} = 0,49 \pm 0,09$.

A.3.2 Frottement grain/grain

Le frottement grain/grain a également été mesuré. La méthode utilisée consiste à pousser un grain contre un autre pour déterminer l'angle limite pour lequel les deux grains se bloquent, le frottement empêchant tout déplacement de l'un par rapport à l'autre. C'est tout simplement la méthode inverse de celle employée pour le frottement grain/verre (cf figure A.4). Les deux grains sont placés dans un étau dont l'une des parois est contrôlée en position par une platine micrométrique. En reculant cette paroi le grain 2 tombe le long du grain 1. En repoussant la paroi, le grain 2 doit pouvoir remonter sur le grain 1 sauf si l'on dépasse la position de limite d'équilibre. Quand le grain 2 a atteint ou dépassé cette position, il ne peut plus revenir à sa position initiale. Le frottement entre les grains empêchant toute remontée du grain 2 sur le grain 1. Nous mesurons alors l'angle σ_c entre les deux grains par rapport à l'horizontale quand le grain 2 a atteint cette limite et déduisons le coefficient de frottement μ .

Nous plaçons deux grains entre les mâchoires d'un étau. La mâchoire mobile, dont le déplacement est assuré à l'aide d'une platine micrométrique, est recouverte de téflon pour limiter le frottement du grain mobile sur cette paroi. L'ouverture initiale de l'étau est réglée inférieure à deux diamètres de grain. Les deux grains sont alors placés l'un sur l'autre dans l'espace libre entre les deux parois. Nous écartons la paroi mobile jusqu'à la limite d'équilibre. Cette limite d'équilibre est déterminée comme suit : après chaque petit mouvement d'écartement de la paroi mobile, l'espace entre les deux parois augmentant, le grain 2 tombe le long du grain 1 sous l'action de son propre poids. Nous repoussons alors cette même paroi, diminuant donc l'espace entre les deux parois, pour voir si le grain 2 peut remonter sur le grain 1. Quand le grain 2 ne peut plus revenir en arrière en remontant sur le grain 1 c'est qu'il a dépassé sa limite d'équilibre. L'incrément d'écartement de la paroi mobile doit donc être le plus faible possible afin de déterminer le plus précisément possible cette distance que nous noterons d_c . A la limite

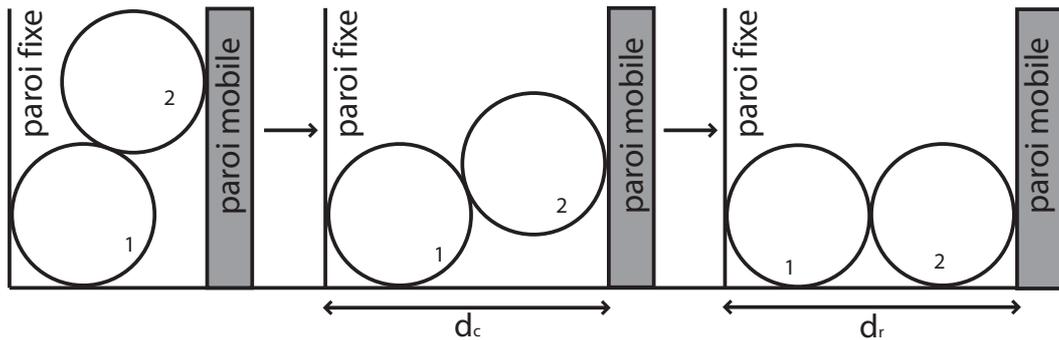


FIGURE A.4 – Principe de la mesure du coefficient de frottement grain/grain

d'équilibre le grain 2 n'est retenu que grâce aux frottements, c'est pour cela qu'il ne peut remonter sur le grain 1. Nous relevons la distance d_c entre les parois, puis nous reculons encore la paroi mobile jusqu'à ce que le grain 2 tombe brusquement au même niveau que le grain 1. Nous relevons alors la distance d_r entre les parois.

Le coefficient de frottement μ est défini lors de la poussée de la paroi sur le grain 2 par : $\mu = \tan(\sigma_c)$ ce qui correspond au rapport de la force tangentielle sur la force normale. Lors de la poussée de la paroi sur le grain 2 les forces à considérer sont illustrées sur le schéma de la figure A.5.

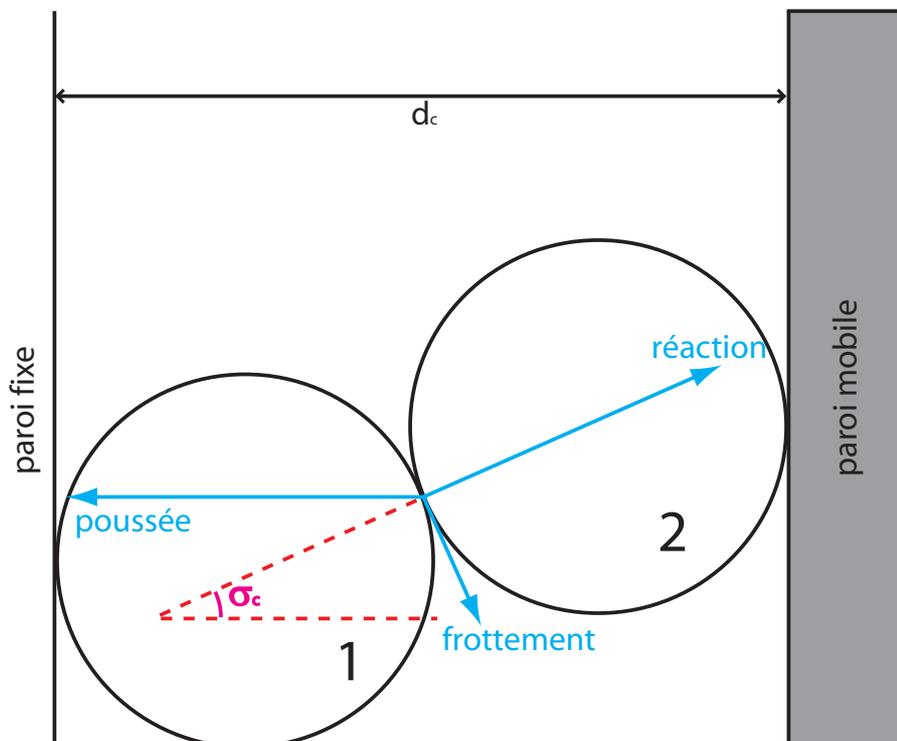


FIGURE A.5 – Décomposition des efforts dans la configuration de blocage obtenue pour l'angle σ_c entre la ligne des centres de grains et l'horizontale.

Comme

$$d = 2R + 2R \cos \sigma = 2R(1 + \cos \sigma)$$

$$d_c = 2R [1 + \cos (\arctan \mu)]$$

$$d_r = 4R$$

$$d_r - d_c = 2R [1 - \cos (\arctan \mu)]$$

$$\cos (\arctan \mu) = 1 - \frac{d_r - d_c}{2R}$$

alors

$$\mu = \tan \left[\arccos \left(1 - \frac{d_r - d_c}{2R} \right) \right]$$

Nous avons ainsi déterminé un coefficient de frottement moyen grain/grain $\mu = 0.32$.

Il est à noter que pour mesurer μ lors de l'écartement de la paroi, l'angle à considérer aurait été le complémentaire de σ_c , car le triangle des forces est alors formé du poids (vertical descendant), du frottement (orientée cette fois-ci dans l'autre sens, mais toujours selon la même direction), et de la réaction (qui elle n'a pas changé). Toutefois, les grains étant cylindriques, le frottement ne peut retenir le grain 2 qui peut rouler sur le grain 1. Cette technique peut par contre être mise en œuvre pour déterminer le coefficient de frottement entre deux pièces prismatiques ou ayant au moins leurs surfaces de contact planes (comme lors de la mesure du coefficient de frottement des grains sur le verre).

B Paramètre fraction d'empilement ϕ

La fraction d'empilement ϕ de notre milieu est le plus sensible de nos paramètres. Une très faible variation de ce dernier entraîne une augmentation importante du niveau moyen de la force appliquée sur l'intrus et de ses fluctuations.

Pour modifier ϕ à diamètre d'intrus D donné, nous choisissons de modifier la taille de la cellule de travail. Pour chaque intrus nous avons un nombre fixé de grains gros et petits (cf annexe : Paramètre diamètre de l'intrus D). La longueur de la cellule de travail est modifiée pour chaque ϕ . La cellule de travail mesurant $W = 269,5$ mm de large est ajustable en longueur. Sa longueur L peut être modifiée à l'aide d'une paroi ajustable en position, fixée à l'aide de cale micrométrique. La longueur maximale de la cellule de travail est $L = 470,5$ mm. En utilisant une cale d'épaisseur X , la longueur de la cellule devient $L - X$. La surface accessible au milieu granulaire est donc diminuée, la fraction d'empilement ϕ augmente.

En modifiant la longueur de la cellule nous modifions la course de l'intrus. Le centre de l'intrus démarre sa course dans le milieu à 110 mm d'une paroi et la termine à 110 mm de la paroi opposée. Le parcours de l'intrus au sein du milieu est donc fonction de ϕ par l'intermédiaire de la taille X de la cale utilisée. Plus la cale est grande plus ϕ croît et $L - X$ décroît.

Nous avons résumé dans le tableau B.1 les fractions d'empilement étudiées ainsi que la distance parcourue dans le milieu et le nombre de photos nécessaire pour suivre l'avancée de l'intrus au sein du milieu granulaire à hauteur de six photos par millimètre parcouru pour chaque intrus.

D intrus (mm)	ϕ (%)	cale (mm)	parcours (mm)	photo
$11,8 \pm 0,05$	$80,5 \pm 0,2$	0	250,5	1503
	$81,9 \pm 0,2$	8	242,5	1455
	$82,1 \pm 0,2$	9	241,5	1449
	0,82462	11	239,5	1437
	$82,6 \pm 0,2$	12	238,5	1431
	$82,8 \pm 0,2$	13	237,5	1425
	$83,0 \pm 0,2$	14	236,5	1419
$16,4 \pm 0,05$	$80,5 \pm 0,2$	0	250,5	1503
	$81,4 \pm 0,2$	5	245,5	1473
	$81,9 \pm 0,2$	8	242,5	1455
	0,82083	9	241,5	1449
	$82,4 \pm 0,2$	11	239,5	1437
	$82,6 \pm 0,2$	12	238,5	1431
	$82,8 \pm 0,2$	13	237,5	1425
$20 \pm 0,05$	$80,5 \pm 0,2$	0	250,5	1503
	$81,9 \pm 0,2$	8	242,5	1455
	$82,1 \pm 0,2$	9	241,5	1449
	0,82437	11	239,5	1437
	$82,6 \pm 0,2$	12	238,5	1431
	$82,8 \pm 0,2$	13	237,5	1425
	$83,0 \pm 0,2$	14	236,5	1419
$25 \pm 0,05$	$80,5 \pm 0,2$	0	250,5	1503
	$81,9 \pm 0,2$	5	245,5	1473
	$82,1 \pm 0,2$	8	242,5	1455
	0,82437	9	241,5	1449
	$82,6 \pm 0,2$	11	239,5	1437
	$82,8 \pm 0,2$	12	238,5	1431
	$83,0 \pm 0,2$	13	237,5	1425
$29,9 \pm 0,05$	$80,5 \pm 0,2$	0	250,5	1503
	$81,3 \pm 0,2$	5	245,5	1473
	0,81853	8	242,5	1455
	$82,4 \pm 0,2$	11	239,5	1437
	0,82571	12	238,5	1431
	$82,8 \pm 0,2$	13	237,5	1425
$39,4 \pm 0,05$	$80,4 \pm 0,2$	0	250,5	1503
	$81,8 \pm 0,2$	8	242,5	1455
	0,81944	9	241,5	1449
	$82,3 \pm 0,2$	11	239,5	1437
	$82,5 \pm 0,2$	12	238,5	1431

FIGURE B.1 – Fractions d'empilement ϕ correspondant aux différentes cales et nombre de photo nécessaire pour visualiser l'ensemble de la traversée pour une fréquence de prise de vue de 6 photos par millimètre.

C Paramètre confinement D/W

Lorsque nous faisons évoluer le paramètre de confinement nous nous plaçons à un diamètre d'intrus donné, $D = 20$ mm, et à une fraction d'empilement ϕ donnée, $\phi = 80,6 \pm 0,1$ %. Nous modifions la largeur W de la cellule de travail en gardant constants les autres paramètres.

Pour modifier la largeur de la cellule, des parois amovibles en laiton sont ajoutées aux parois latérales. L'ajout de ces parois diminue la largeur de la cellule de travail.

En réduisant la largeur de la cellule nous modifions le nombre de grains présent tout en gardant le rapport 4 gros pour 7 petits pour garder ϕ constant.

La distance parcouru par l'intrus au sein du milieu granulaire est la même pour tout D/W . Nous avons résumé dans le tableau C.1 la largeur W de la cellule pour chaque rapport D/W ainsi que le nombre de gros et petits grains présents et la valeur de ϕ correspondante.

D/W	W (mm)	gros grains	petits grains	rapport petits/gros	ϕ (%)
$0,0742 \pm 0,0003$	$269,5 \pm 0,5$	2459	4261	1,73282	$80,5 \pm 0,2$
$0,0802 \pm 0,0004$	$249,5 \pm 0,5$	2276	3944	1,73286	$80,5 \pm 0,2$
$0,092 \pm 0,0004$	$217,5 \pm 0,5$	1984	3438	1,73286	$80,5 \pm 0,2$
$0,1055 \pm 0,0005$	$189,5 \pm 0,5$	1729	2995	1,73222	$80,6 \pm 0,2$
$0,118 \pm 0,0006$	$169,5 \pm 0,5$	1546	2679	1,73286	$80,6 \pm 0,2$
$0,134 \pm 0,0008$	$149,5 \pm 0,5$	1363	2362	1,7394	$80,6 \pm 0,2$
$0,145 \pm 0,0009$	$137,5 \pm 0,5$	1254	2173	1,73285	$80,7 \pm 0,2$
$0,154 \pm 0,001$	$129,5 \pm 0,5$	1181	2046	1,73243	$80,7 \pm 0,2$
$0,170 \pm 0,001$	$117,5 \pm 0,5$	1071	1856	1,73296	$80,7 \pm 0,2$
$0,183 \pm 0,001$	$109,5 \pm 0,5$	998	1730	1,73347	$80,7 \pm 0,2$
$0,205 \pm 0,002$	$97,5 \pm 0,5$	889	1540	1,73228	$80,8 \pm 0,2$
$0,223 \pm 0,002$	$89,5 \pm 0,5$	815	1413	1,73374	$80,8 \pm 0,2$

FIGURE C.1 – Nombres de grains gros et petits en fonction du confinement D/W pour un intrus de diamètre $D = 20$ mm et une fraction d'empilement moyenne fixée à $\phi = 80,6 \pm 0,1$ %.

D Paramètre diamètre de l'intrus D

Au cours de nos expériences, nous avons travaillé avec des intrus de différents diamètres, tous cylindriques et en laiton. Pour chacun d'entre eux, nous avons exploré différentes fractions d'empilement ϕ (cf annexe Paramètre fraction d'empilement ϕ). Pour modifier fraction d'empilement, qui reste notre variable principale, différentes méthodes sont possibles. Nous avons choisi de rester à nombre de grains, gros et petits, constant pour un même intrus et de faire varier ϕ en modifiant la taille de la cellule. Toutefois, en changeant d'intrus nous devons changer aussi le nombre total de grains, gros et petits, tout en gardant constante leur proportion respective pour conserver une même valeur de ϕ . Ainsi en fonction du diamètre de l'intrus utilisé nous n'avons pas le même nombre de grains en présence dans la cellule de travail. Leurs nombres respectifs en fonction du diamètre de l'intrus sont résumés dans le tableau D.1.

diamètre de l'intrus (mm)	nombre de petits grains	nombre de gros grains	rapport petits/gros
$11,8 \pm 0,05$	4269	2464	1,7325
$16,4 \pm 0,05$	4265	2461	1,7330
$20 \pm 0,05$	4261	2459	1,7328
$25 \pm 0,05$	4241	2447	1,7331
$29,9 \pm 0,05$	4245	2450	1,7327
$39,4 \pm 0,05$	4223	2437	1,7329

FIGURE D.1 – Nombres de grains de chaque espèce en fonction du diamètre de l'intrus utilisé. La proportion de gros et petits grains reste constante.

E Paramètre vitesse de translation de l'intrus v

Le moteur qui translate l'intrus au sein du milieu granulaire nous permet de travailler à vitesse constante grâce à un asservissement en vitesse. La plage de vitesse nous garantissant cette asservissement va de 100 mm/min à 1 mm/min.

La fréquence spatiale d'acquisition des données reste constante tout au long des différentes expériences : six acquisitions par millimètre parcouru par l'intrus. La fréquence temporelle d'acquisition va donc évoluer avec la vitesse de pénétration de l'intrus.

Le nombre d'acquisition reste constant quelle que soit la vitesse. Les fréquences d'acquisition sont représentées dans le tableau E.1.

vitesse de l'intrus	nombre d'acquisition	fréquence d'acquisition
100mm/min	1600	10Hz
10mm/min	1600	1Hz
1mm/min	1600	0, 1Hz

FIGURE E.1 – Le nombre d'acquisition est constant et reste fixé à 1600. Seule la fréquence évolue avec la vitesse de translation de l'intrus dans le milieu pour maintenir six acquisitions par millimètre parcouru.

F Dispositif de mesure

L'expérience consiste à relier le déplacement des grains autour de l'intrus et les forces qu'ils appliquent sur ce dernier. Le but est de lier la cinématique à la dynamique du système. Les différents capteurs doivent donc nous fournir une information la plus précise possible à une fréquence élevée tout en gardant synchronisées les images et les forces correspondantes.

F.1 Caméra

La cinématique du système nous est donnée par la caméra.

F.1.1 Caractéristiques techniques

Au cours de nos différentes expériences nous utilisons essentiellement une caméra numérique monochromatique SONY XCL - U1000 de définition 1600 * 1200. La caméra transfère vers l'ordinateur les images numérisées et encodées sur 10 bits (cf F.1).

Image device	1/1.8-type PS IT CCD
Effectivepicture elements ($H * V$)	1628 * 1236
Output image size	1600 * 1200
Cell size($H * V$)	4.4 * 4.4 μ m
Sensitivity	F5.6 at 400 lx
Syn system	Internal
Lens mount	C mount
Frame rate	15fps
Output data clock	36MHz
Gain	0 to +18dB
Gamma	ON/1(fixed)
Trigger shutter	1/15 to 1/10000s
Partial scan	Vertical ON/OFF
Binning vertical	+2 Line
Minimum illumination	1lx (gain +18dB, F1.4)
Video output	Digital (Camera Link)

FIGURE F.1 – Données constructeur de la caméra SONY XCL - U1000.

L'objectif utilisé sur cette caméra est un Pentax haute résolution C1614-M au format 2/3, ayant une focale de 16mm et un champ de vision horizontal de 31 deg (cf F.2).

Une série d'expériences a aussi été réalisée avec une caméra rapide sur un milieu de grains biréfringents pour suivre l'évolution des chaînes de force au sein du milieu.

Format	2/3"
Focale	16.0mm
Plage d'iris	1.4 – 16
MOD	0.25m
champ horizontal	31 deg 00'

FIGURE F.2 – Données constructeur objectif Pentax C1614-M.

F.1.2 Position

Les caméras utilisées sont fixes dans le référentiel du laboratoire. Positionnées au dessus de l'intrus, elles filment les grains s'écoulant de part et d'autre de ce dernier.

A l'exception d'une seule série d'expérience, la position la caméra monochromatique n'évolue pas au cours des différentes expériences. Le champ de vision et l'échelle de correspondance entre pixel et millimètre sont toujours les mêmes. Seules les expériences avec un intrus de 29.9 mm et celles correspondant à l'évolution du paramètre W/D ont des champs de visions plus larges et des échelles plus petites car ayant été filmées de plus loin(cf F.3).

manip intrus 11.8 – 16.4 – 20 – 25 – 39.4 mm	1 mm = 11.076 pxl
manip intrus 29.9 mm	1 mm = 7.567 pxl
manip paramètre D/W	1 mm = 7.639 pxl

FIGURE F.3 – Echelles mm/pixel

Le montage de la caméra et de l'intrus limite de facto le champ de vision de l'écoulement granulaire autour de ce dernier. Les expériences sont faites pour chaque paramètre dans les deux sens, la caméra filmant alors l'aval ou l'amont de l'intrus.

La position de la caméra rapide est toujours la même quelle que soit l'expérience. Ainsi le champ de vision et l'échelle restent constants.

F.2 Capteurs de force

F.2.1 Caractéristiques techniques

Les deux capteurs de force utilisés simultanément dans notre montage sont identiques.

Ils sont constitués chacun de deux éléments, un corps d'épreuve, solide déformable en contact direct avec la force à mesurer et un conditionneur qui fournit un signal électrique amplifié et exploitable. Fabriqué par l'industriel TME, le corps d'épreuve est un F621 TC associé à un conditionneur MCJ.

Leur fonctionnement est basé sur la déformation du corps d'épreuve. Des jauges de contraintes, fil électrique en alliage de nickel, sont collés dans les parties "faibles" du corps d'épreuve. Quand le solide se déforme, il entraîne la déformation des fils et donc une évolution de leurs résistances électriques. En mesurant la tension nous avons accès à cette déformation et donc à la force appliquée sur le capteur.

Pour plus de détails sur le principe de fonctionnement des capteurs de force on peut consulter le site sensorland.com à la rubrique **How they work**.

Nous donnons les caractéristiques techniques fournies par le fabricant (cf F.4 et F.5)

Caractéristique	Valeur
Etendue de mesure (EM)	10daN
Tension d'alimentation	10V
Signal de sortie pour l'EM	14,135mV
Impédance d'entrée	351 Ω
Impédance de sortie	351 Ω
Ecart de linéarité	$\leq 0,15\%/l'EM$
Erreur d'hystérésis	$\leq \pm 0,15\%/l'EM$

FIGURE F.4 – Données constructeur des corps d'épreuve

Caractéristique	Valeur
Alimentation générale	24V
Alimentation capteur	10V
Sortie analogique	$0 \pm 10V$

FIGURE F.5 – Données constructeur des conditionneurs

Nous utilisons les capteurs de force à la fois en traction et en compression (cf F.6). Nous les avons donc étalonnés en traction (lorsque nous regardons l'aval de l'intrus) et compression (lorsque nous regardons l'amont de l'intrus).

Chaque couple corps d'épreuve/conditionneur possède sa fonction réponse en tension aux tractions et compressions (cf F.7). Nous convertissons donc d'abord la tension en force sur chacun des capteurs avant de sommer les deux contributions pour obtenir la composante axiale de la force totale appliquée sur l'intrus. (cf F.9).

Le niveau de bruit du signal de force est déterminé en enregistrant le signal électrique aux bornes des deux capteurs sans qu'aucune force ne soit appliquée sur l'intrus. Nous avons fait parcourir à l'intrus le chemin qu'il emprunte quand il traverse le milieu granulaire mais en le plaçant au dessus de celui-ci. L'intrus ne rentrant pas en contact avec les grains, aucune force ne s'applique sur lui. Les fluctuations du signal enregistré correspondent donc au bruit. Nous estimons ce bruit électronique à 0.145 N. Ainsi toute fluctuation inférieure à cette valeur au cours de nos enregistrement sera considérée comme un simple bruit électrique.

Ce bruit équivaut à la mesure de la poussée par l'intrus d'une centaine de grains frottant sur le plateau de verre. Il est bien plus faible que le signal de force enregistré au cours de nos expériences. (masse d'un grain : $m \sim 0,2 - 0,3$ g, coefficient de friction : $\mu \sim 0,3$, force de frottement d'un grain sur le plateau de verre : $\mu mg \sim 6 - 9.10^{-4}N$).

L'offset de la mesure de force est déterminé pour chaque enregistrement par la mesure de la force appliquée sur l'intrus alors que ce dernier est immobile en l'absence force extérieure. Nous effectuons toujours plusieurs dizaines de points d'acquisitions alors que l'intrus n'a pas commencé à se déplacer au sein du milieu granulaire. Ces dernières nous donnent accès à l'offset.

Nous choisissons une fréquence d'acquisition des forces identique à celle d'acquisition des images. Il nous faut donc être sûr que les capteurs de force puissent fonctionner à nos fréquences de travail. TME nous fournit les fréquences de résonance pour les capteurs de force en fonction de la charge appliquée (cf F.8).

Un petit calcul élémentaire nous permet de vérifier l'ordre de grandeur de ces valeurs. En considérant que les capteurs de force se comportent comme des ressorts, nous avons alors :

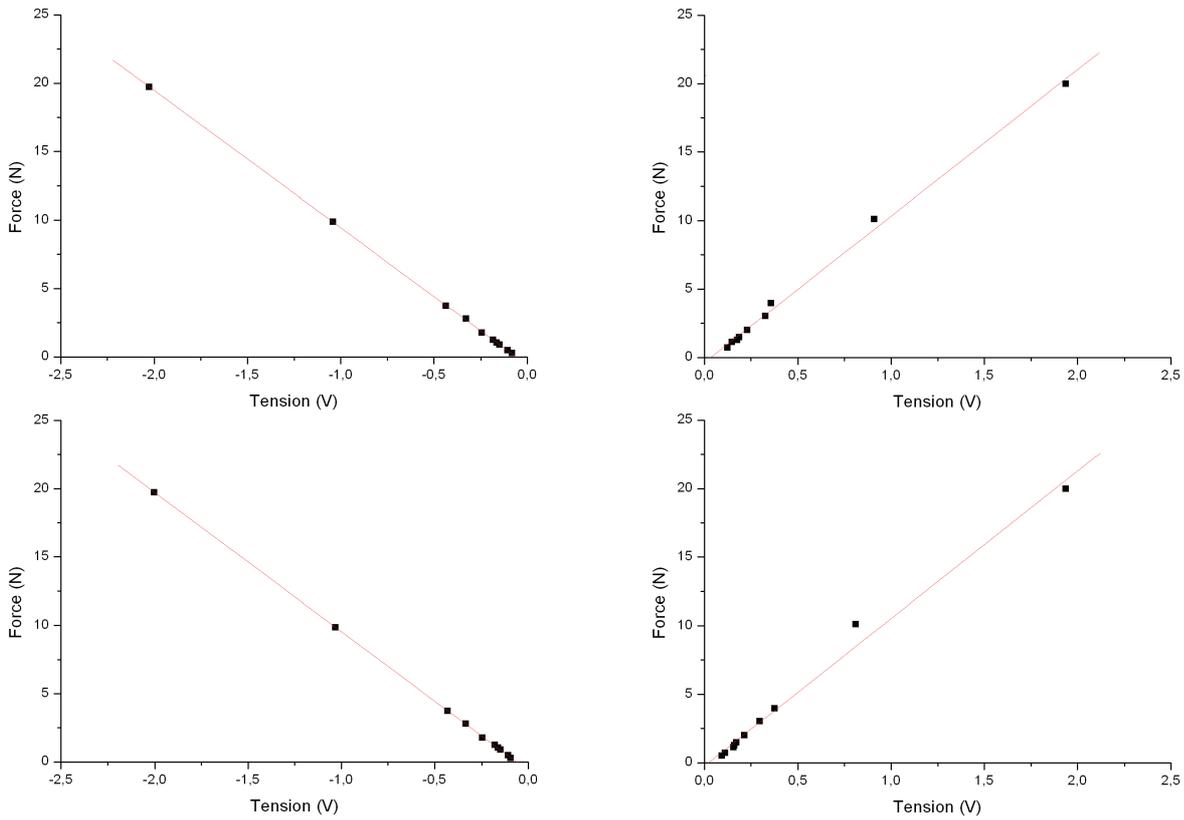


FIGURE F.6 – Etalonnage des capteurs de force en compression et traction. Les deux courbes d'étalonnage du haut correspondent au capteur de force A, les deux du bas au capteur de force B(cf F.9).

$F = a + b * U$		
contrainte/ref capteur ampli	a	b
traction A	$-0,35028 \pm 0,17596$	$10,6827 \pm 0,23695$
traction B	$-0,22475 \pm 0,26235$	$10,75447 \pm 0,37938$
compression A	$-0,59237 \pm 0,02127$	$10,02764 \pm 0,02828$
compression B	$-0,63951 \pm 0,02041$	$10,17477 \pm 0,02742$

FIGURE F.7 – Conversion tension/force pour les deux capteurs de force

fréquence de résonance en Hz à 0daN	fréquence de résonance en Hz à la moitié de l'EM	fréquence de résonance en Hz à l'EM
1210	120	86

FIGURE F.8 – fréquences de résonance des capteurs de force

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

avec k la raideur du capteur et m la masse maximum que le capteur puisse mesurer (masse correspondant à l'étendue de mesure)

$$m = \frac{\text{étendue de mesure}}{g} \sim 10\text{kg}$$

$$k = 2.910^6 \text{N/m (donnée constructeur)}$$

soit

$$\omega \sim 5.510^2 \text{rad.s}^{-1}$$

et

$$f \sim 100 \text{Hz}$$

valeur du même ordre de grandeur que les 86Hz donnés par le constructeur à l'amplitude de charge maximum. Lors de notre étude les fréquences de travail vont de 0.1Hz à 10Hz. Les capteurs de force sont utilisés à des fréquences qui sont loin de leur poser problème.

F.2.2 Position

Les corps d'épreuve des capteurs de force sont fixes dans le référentiel du laboratoire. Ils relient l'intrus au bâti par l'intermédiaire d'une poutre (cf F.9).

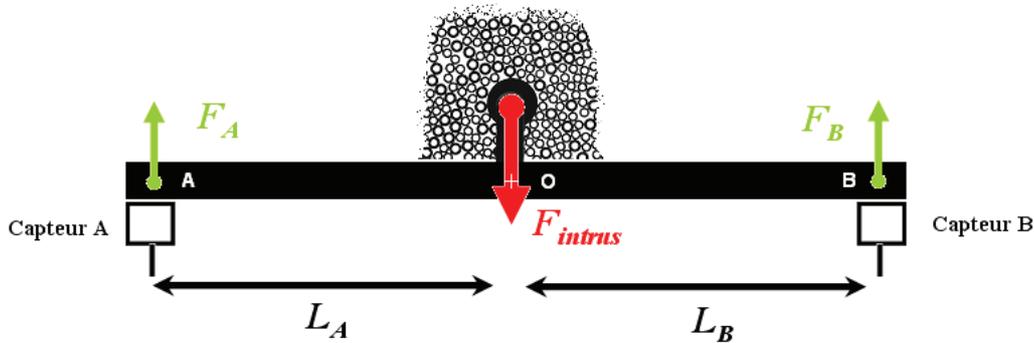


FIGURE F.9 –

F.3 Ensemble moteur

La propulsion de notre intrus dans le milieu granulaire est assurée par un ensemble d'éléments conçus pour travailler ensemble. Le moteur est un SGMAH-08AAF61D, le servomoteur est un SGDH-08AE S et le contrôle se fait via le positionneur NS-600 reliant le servomoteur à un ordinateur de contrôle par le port com, le tout étant fabriqué par l'industriel YASKAWA.

Le déplacement du plateau sur lequel repose le milieu granulaire est piloté par un hyperterminal. Le moteur entraîne le plateau à vitesse constante par l'intermédiaire d'une vis sans fin entraînant une noix assujettie au plateau guidé par des glissières à bille. Nous contrôlons la vitesse de pénétration de l'intrus dans le milieu granulaire. En cas de blocage de l'écoulement granulaire autour de l'intrus l'ensemble moteur/servomoteur adapte son couple à la résistance rencontrée grâce à une boucle d'asservissement paramétrable pour conserver une vitesse constante du plateau.

F.3.1 Caractéristiques techniques

Le moteur utilisé dans nos expériences doit être capable de fournir un couple très important pour ne jamais ralentir et ainsi nous permettre de travailler à vitesse constante. Pour ce

faire nous travaillons avec le plus puissant des moteurs de sa catégorie, un Yaskawa SGMAH-08AAF61D.

puissance nominale de sortie (W)	750
couple nominale (N.m)	2,39
pique de couple instantané (N.m)	7,16 (pendant 3s)
intensité nominale (A)	4,4
pique d'intensité instantané (A)	13,4 (pendant 3s)
vitesse nominale (tour/min ⁻¹)	3000
vitesse maximale (tour/min ⁻¹)	5000
constante de couple (Nm/A)	0,590
moment d'inertie du rotor : JM (kgm ² * 10 ⁻⁴)	0,672
moment d'inertie maximum du rotor (multiple de JM)	20
énergie (kW/s)	84,8
accélération angulaire nominale (rad/s ²)	35500
moment de freinage (kgm ² * 10 ⁻⁴)	0,14

FIGURE F.10 – Caractéristiques techniques du moteur

Le moteur est couplé à un servomoteur. Il permet un contrôle précis des déplacements de l'intrus dans le milieu granulaire en contrôlant les positions initiale et finale ainsi que la vitesse. Il nous garantit la bonne reproductibilité de nos expériences en assurant un parcours identique à l'intrus au sein du milieu granulaire. Nous utilisons le servomoteur SGDH-08AES de Yaskawa.

plage de contrôle de vitesse	1 :5000
variance de vitesse	±0,01 %max (à la vitesse nominale)
précision du contrôle de couple	±2 %

FIGURE F.11 – Caractéristiques techniques du servomoteur

Pour contrôler le servomoteur et donc le moteur, il nous faut passer par l'intermédiaire du positionneur. Le modèle utilisé est le NS-600 de Yaskawa. Il permet de programmer la position finale de l'intrus ainsi que la vitesse de déplacement de ce dernier. Le positionneur transcrit les ordres fournis par l'expérimentateur au moteur par l'intermédiaire d'un hyperterminal.

commande machine	signification
SVON	servomoteur ON
SVOFF	servomoteur OFF
POSI[Y]	déplacement de l'intrus de $Y \times \frac{1}{10} \mu\text{m}$
SPD[Y]	vitesse de translation de l'intrus de $Y \times 1000 \frac{1}{10} \mu\text{m}/\text{min}$

FIGURE F.12 – Commandes du servomoteur

G Rotation des grains

Tout au long de nos expériences nous suivons les grains au cours de leurs déplacement autour de l'intrus. Nous pouvons, en comparant des photos prises à un intervalle de temps donné, identifier chaque grains et déterminer ainsi leurs trajectoires. Notre technique de reconnaissance d'image a toute fois un point faible : les grains étant cylindriquea, filmés par dessus, selon leurs axes de révolution, et éclairé par dessous (pour ne pas être gêné par les reflets métalliques des grains et accentuer les contrastes), nous ne pouvons mesurer leurs rotations selon ce même axe.

Nous ne pouvons passer à coté d'un degré de liberté. Pour voir les rotations nous avons marqué d'un trait de peinture fluorescente la partie supérieure de chaque grain. Nous éclairons le milieu granulaire avec une lampe U.V. placé au dessus, juste à coté de la caméra qui n'est pas sensible à ces longueurs d'ondes. La peinture sur les grains reflète la lumière dans le spectre du visible, détectable par la caméra (cf photo G.1). La caméra peut donc détecter le trait peint sur chacun des grains. Alors que le spectre U.V. reste invisible pour elle, il n'y a aucun reflet métallique gênant les prises de vue. Quand les grains tournent sur eux même, le trait dessiné sur chacun d'entre eux tourne. Les rotations nous sont accessibles. Malheureusement cette série d'expérience est plus dure à analyser automatiquement. La reconnaissance d'image automatique est plus difficilement réalisable. Ici nous ne ferons qu'évoquer les rotations des grains.

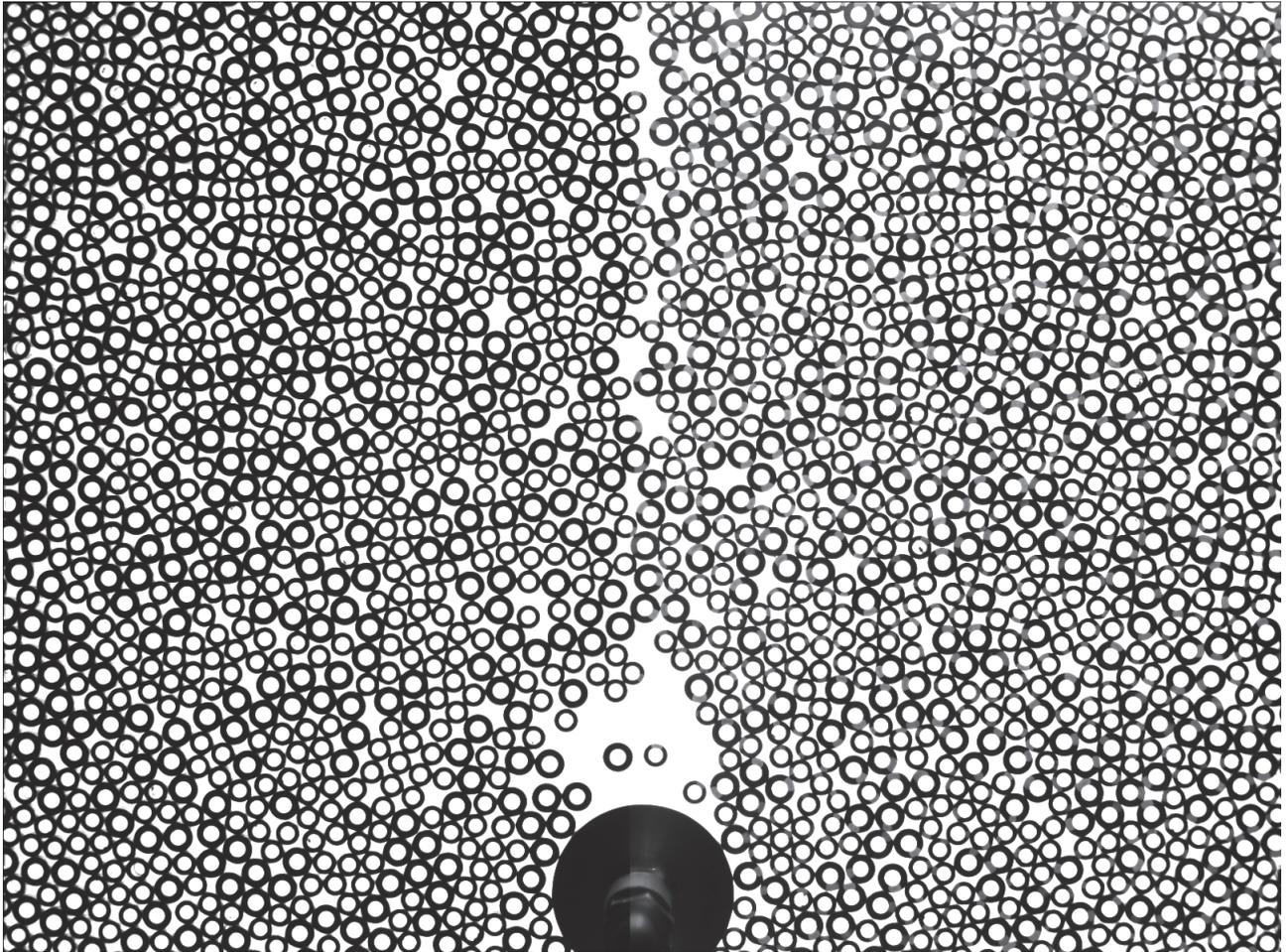


FIGURE G.1 – les grains sans (à gauche) et avec U.V (à droite).