



HAL
open science

Mécanismes d'auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques : approche expérimentale

Corentin Chédeville-Monzo

► **To cite this version:**

Corentin Chédeville-Monzo. Mécanismes d'auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques : approche expérimentale. Sciences de la Terre. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2016. Français. NNT : 2016CLF22684 . tel-01401494

HAL Id: tel-01401494

<https://theses.hal.science/tel-01401494>

Submitted on 23 Nov 2016

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.

Numéro d'ordre : D.U. 2684

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL

U.F.R Sciences et Technologies

**ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N°861**

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : Volcanologie

par

Corentin CHÉDEVILLE-MONZO

Titulaire d'un Master

Mécanismes d'auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques : Approche expérimentale

Soutenue le 30 mars 2016

Membres du Jury :

Alison Rust	University of Bristol	Rapporteur
Édouard Kaminski	IPGP, Université Paris Diderot	Rapporteur
Renaud Delannay	Université de Rennes 1	Examineur
Tim Druitt	LMV, Université Blaise Pascal	Examineur
Thierry Menand	LMV, Université Blaise Pascal	Examineur
Olivier Roche	LMV, Université Blaise Pascal	Directeur de thèse

Remerciements

Durant ces 3 ans (et quelques mois...) de thèse, de nombreuses personnes ont croisé (par malchance) mon chemin. Ces personnes ont contribuées d'une manière ou d'une autre à faire de ma thèse ce qu'elle est (euh ...c'est-à-dire... ben...une thèse quoi...) mais également à rendre les moments passés au labo (ou même en dehors) bien plus agréables.

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, **Olivier Roche**, qui m'a offert l'occasion de travailler sur un sujet de thèse passionnant et qui m'a supporté pendant ces 4 ans (thèse + stage de master). Merci pour tout le soutien que tu as pu m'apporter et notamment pour ta capacité à débloquer les situations lorsque je commençais à tourner en rond et à paniquer. Merci également de m'avoir donné l'opportunité de sortir un peu des tréfonds du laboratoire pour aller respirer l'air pur (enfin ce qu'il en reste) du Pérou où j'ai pu me rassurer sur le fait que je ne comprenais pas grand-chose aux écoulements pyroclastiques (eh non, ça marche pas tout à fait comme dans les expériences en fait...).

Je voudrais également remercier mon jury de thèse d'avoir accepté de juger mon travail, d'avoir lu ma thèse avec beaucoup d'attention et d'avoir alimenté une discussion très intéressante pendant près de 2 heures, ce qui ne m'a pas paru si long que ça au final (sauf pour mon corps peut être...). Bon par contre je ne sais toujours pas ce qu'est un fluide...

Ensuite je remercie bien évidemment tous les thésards et postdocs qui étaient (ou qui sont encore) embarqués dans la même galère et avec qui j'ai passé de super moments : **Julien B** (le vrai coq), **Julien C** (la Tique), **Pierre** (le Cotocave), **Lydie-Sarah** (la Cuite !!!), **Anne** (Wie heißt das Schaf?), **Baptiste H** (Le coffre), **Marina** (la transition, c'est pas pour maintenant...), **Lola** (le diaporisme c'est la vie !), **Juliette**, **Simon** (le plagiste), **Alejandra** (on t'attend pour le rugby !), **Angélie**, **Marine**, **Mathias**, **Giacomo**, **Nina** (le 32 en force !!), **Valentin 1** (ou 2), **Valentin 2** (ou 1), **Vincent**, **Marie-Anne** (championne de caps), **Gio**, **Elodie**, **Silvia** (la super prof d'espagnol), **Swetha** (**** in a box), **Mélodie-Neige**, **Seb**, **Amélie**, **Oscar** (le fantôme des pots de thèse), **Baptiste D**, **Federica**, **Yannick**, **Max C** (on s'dis quoi), **Max M**, **Camille tiécar**, **Gaby**, **Gareth**, **Davide**, **Alessandro Ciao**, **David**, **Patricio**, **Marion**, **Laura** (« la prochaine fois je viens... »), **Aude**, **Manon**, **Zoltan**, **Siet** et j'en oublie probablement.

Un merci tout particulier au **Coq** (qui n'a rien de prévu) et à **la Cuite** (Gniiiiiii !!!!) pour m'avoir accueilli si chaleureusement (qu'est-ce que ça peut te foutre?!) dans leur bureau quand

j'étais en phase d'écriture intensive (à peu près 2 pauses par heure). Bien sûr, ma reconnaissance va également à **la Frange** pour m'avoir laissé occuper son super bureau (ça a pas eu l'air d'être un gros manque non plus hein...). Merci à **Lola** et **Marina** d'avoir eu pitié de moi et d'être descendu quand je me suis fait (lâchement) abandonner par la suite... Et puis merci au **Gros Bap** (coucou !) d'être si souvent nous rendre visite mais également d'avoir joué les sauveurs, avec **la Tique**, lors de mon déménagement (le vrai celui-là) pour le moins folklorique.

Un grand merci aux psychopathes (ils se reconnaîtront sûrement) qui ont préparé l'exécution de ma dignité durant le pot de thèse. Merci également aux acteurs et actrices qui ont été formidables. C'était juste un peu flippant d'avoir autant vu ma gueule en si peu de temps... Merci également aux personnes qui ont aidé ma famille à préparer le pot et tout ranger après les festivités (moi-même ne comprenant plus grand-chose à ce qui se passait à ce moment-là...).

Je tenais également à remercier un certain nombre de personnes que j'ai eu la chance de croiser, que ce soient des proches de mes très chers collègues, des gens faisant une thèse dans un autre labo, voire dans un autre domaine (quelle idée...), voire autre chose tout simplement, et qui ont également participé à développer ma vie sociale syn-thèse. Il y avait notamment **Chouchou** (le cowboy de Tchernobyl), **Léa** (la sauveuse du master pro), **Crazy Grace**, **Laurent**, **Aurore**, **Gaëtan**, **Gauthier**, **Pierre**, **Amandine**, **Salvatrice**, **Manon** (la geek), **Paracule**, **Kévin**, **Béné**, **Brahim**, **Camille**, **Marielle**, **François**, **Béjon**,...

Spéciale dédicace également à nos anciens voisins de labo, particulièrement à **Bori**, **Erwan** et **Paulo** qui m'ont accompagnés pendant une grande partie de ma thèse et avec qui j'ai pris énormément de plaisir à me faire débaucher certains soirs pour prendre une petite bière, ou 2... ou un peu plus...

Merci aux anciens « collègues » de master avec qui j'ai passé de super moments notamment **Thomas Pierre** qui n'a pas cessé de me donner des nouvelles, même perdu au fond de je ne sais pas que pays, **Ludovic « Flex »** qui prenait son ptit dej devant des vrai coulées de laves (...), **Alex d'Alex** pour les soirées fifa endiablées, pour m'avoir offert un toit lors de mes pérégrinations et pour avoir fait le déplacement pour ma thèse (merci à **Camille** aussi d'ailleurs).

Merci aux foteux du mercredi et notamment aux membres éminents : **Rémi**, **Erwan** (l'artiste), **Jerem** (le maitre du vent), **Nico**, **Paulo** (le surhomme), **Julien B** (le casseur de

pattes), **Pierre** (le boulard), **Baptiste** (l'intermittent), **Jean-Gui Suarez**, **Hugo**, **Alexis**, **Hervé**, **Mat**, **Laurent C**, et tous les autres.

Et merci aussi à celles et ceux (de moins en moins nombreux malheureusement) qui répondaient à l'appel du rugby chaque lundi, mardi ou mercredi toutes les 2,3 ou 4 semaines (super précise l'organisation...): **la Cuite** (lancée comme un frelon), **le Coffre**, **le Cotociraptor** (avec sa caravane), **M-A**, **Jean-Michel Travers**, **la Tique** (ou la mobylette) **Chouchou**, **Vincent** (ya un trou !!!), **Fasol**, **Mat**, **Hugo**, **Alexis**, **J-G**, **Nico Abendanon**, **Bardy** (ou **Fardy**), **la serveuse du Hpark**... et plein d'autres !

Je remercie également **dota** qui m'a permis de passer mes nerfs sur autre chose que ma thèse. A ce titre je souhaite remercier **Bastien** et **Gauthier** pour leur solidarité et leur patience, notamment lors de mes rougneries vindicatives sur les énormes « injustices » dont j'étais si régulièrement victime (en gros quand j'étais nul quoi...)

Une grande partie de ma thèse a consisté à faire un très grand nombre d'expériences qui ont nécessité pas mal de bricolage, et à ce petit jeu là je souhaite remercier **Jean Louis Fruquière** et **Cyrille Guillot** qui ont fait un super travail dans la conception et le suivi des dispositifs expérimentaux que j'ai utilisés et sans qui ben... je n'aurai pas pu faire grand-chose en fait... Merci aussi à **Eric Brut** pour son aide, notamment avec les capteurs de pression qui avaient leurs humeurs parfois. Je remercie également **Claire** pour avoir toujours été disponible et pour avoir rendu mes passages dans les couloirs du sous-sol beaucoup plus sympathiques.

Un grand merci aux secrétaires qui nous facilitent quand même grandement le travail, notamment **Audrey**, **Cécile**, **Marie-Christine**, **Sandrine**. Je remercie aussi **Sylvaine** pour m'avoir trouvé un bon nombre d'articles normalement introuvables et **Thierry Hamel** pour m'avoir secouru les nombreuses fois où mon ordi et/ou internet me faisaient des caprices.

Merci beaucoup à **Pablo** de m'avoir inclus dans la mission au Pérou qui a été une superbe expérience pour moi. Merci également à **Ben VWdV**, **Karim K**, **Thierry M** pour leur enthousiasme permanent et les discussions très intéressantes, **Régis D** pour les cours enthousiasmants (et les clins d'œil ;-)), **Pierre** pour nous dire les choses tout de suite (ou presque...), **Tim** et **Jean Luc Le Pennec** pour leurs conseils avisés. Merci beaucoup à **Laurent Chupin** pour le coup de main et la disponibilité.

Merci aux amis de longue date, notamment **Loïc**, **Bastien**, **Jojo**, **Manu**, **Adrien** et **Greg** d'avoir continué à prendre des nouvelles malgré la distance et/ou de m'avoir accueilli chez eux quand le besoin se faisait de retrouver mon Sud-Ouest et/ou d'avoir eu le courage de monter

jusque tout la haut, en Auvergne, où les trains ne sont pas pressés d'arriver... Un grand merci à **Adrien** d'être venu à ma soutenance et d'avoir aidé pour le pot. Merci aussi à **Jean-Michel**, qui est toujours là quand on a un trou de mémoire.

Enfin un énorme merci à **ma famille** qui m'a bien soutenu tout au long de ces années d'études et ce, malgré le fait que je ne leur rendais plus trop visite (notamment sur la fin...). Merci à **ma mère, mon père et ma belle-mère** pour pleins de choses mais notamment pour s'être occupés du pot ; c'était vraiment super bon !!! Merci à **Matthieu, Silvia et Léa** de m'avoir accueilli à de si nombreuses reprises et merci beaucoup fréro de m'avoir fait sortir de mon trou de temps en temps pour aller voir des super concerts. Merci à **David, Toscane et Otis** pour tous les bons moments passés ensemble. Merci aussi à ma sœur, qui, même si elle n'existe pas, a été mentionné un bon nombre de fois au cours de ces dernières années.

Je m'excuse sincèrement pour les gens que j'aurais oublié de mentionner mais je tiens tout de même à les remercier.

Résumé

Les écoulements pyroclastiques sont des mélanges à haute température de gaz et de particules volcaniques qui peuvent se propager sur de très grandes distances. Cette forte « mobilité » est souvent attribuée à leur capacité à se fluidiser, c'est-à-dire à générer et conserver une forte pression interstitielle de gaz qui réduit les forces de friction interne. L'objectif principal de cette thèse est de comprendre comment les irrégularités des terrains sur lesquelles se propagent les écoulements pyroclastiques peuvent favoriser leur fluidisation. Une première série d'expériences de laboratoire a consisté à générer des écoulements de particules fines (diamètre de 45-90 μm) sur des substrats de différentes rugosités. Les résultats montrent que la distance de parcours des écoulements augmente avec la rugosité, allant jusqu'à doubler par rapport à la distance de parcours sur fond lisse. Des analyses de vidéos haute vitesse et des mesures de pression interstitielle d'air à la base des écoulements montrent que la tête (partie antérieure) des écoulements qui se propagent sur un substrat rugueux s'auto-fluidisent en conséquence de la sédimentation des particules dans les interstices du substrat, chassant l'air qui remonte et percole dans l'écoulement. Ce mécanisme d'auto-fluidisation est efficace pour toutes les inclinaisons étudiées (0-30°), suggérant qu'il est susceptible de se produire tout au long de la mise en place d'un écoulement pyroclastique. Une seconde étude a consisté à faire chuter des lits de particules dans une colonne statique. Les résultats montrent que même pour une hauteur de relâchement relativement faible (20 cm), le mélange peut entièrement s'auto-fluidiser durant sa chute. Quand les particules sont suffisamment fines (<100 μm) la pression interstitielle dans le dépôt diffuse pendant plusieurs secondes, la durée de cette diffusion augmentant avec l'augmentation de l'épaisseur du lit et la diminution de taille des particules. Les temps de diffusions les plus longs sont observés avec un matériau provenant d'un dépôt d'écoulement pyroclastique (~30 s pour des lits de 28.5 cm d'épaisseur). Ces résultats suggèrent que les écoulements pyroclastiques qui se propagent sur des terrains accidentés peuvent s'auto-fluidiser et conserver une faible friction au cours de leur mise en place.

Mots clés : Volcanologie, Ecoulements pyroclastiques, Fluidisation, Expérimentation, Rugosité, Pression de fluide.

Abstract

Pyroclastic flows are hot mixtures of gas and particles that can propagate over large distances. This high “mobility” is often attributed to their ability to be fluidized, that is, to generate and retain high gas pore pressure that reduces internal friction forces. The main objective of this thesis is to understand how irregularities of substrates on which pyroclastic flows propagate can enhance their fluidization. A first set of laboratory experiments consisted of the generation of fine-grained flows (diameter of 45-90 μm) on substrate of various roughness. Results show that the flow runout distance increases with the substrate roughness, and is up to twice the runout on a smooth substrate. High speed video analyses and air pore pressure measurements at the flow base show that the flow head propagating over a rough substrate can auto-fluidize because of particles sedimentation into the substrate interstices, which forces the air to escape upward and percolate through the flow. This auto-fluidization mechanism is efficient at all inclinations investigated (0-30°), suggesting that it could occur during the whole emplacement of a pyroclastic flow. A second study consisted of the vertical release of beds of particles in a static column. Results show that the granular mixture can be fully fluidized, even when collapsing from a relatively low height (20 cm). When particles are fine enough (<100 μm), pore pressure in the deposit diffuses for several seconds, the diffusion duration increasing with increasing bed thickness and decreasing particle size. The longest diffusion durations are observed for pyroclastic flow deposit materials (~30 s for 28.5 cm thick beds). These results suggest that pyroclastic flows propagating on irregular terrains can auto-fluidize and preserve low internal friction during their emplacement.

Keywords : Volcanology, Pyroclastic flows, Fluidization, Experiments, Roughness, Fluid pressure.

Sommaire

Remerciements

Résumé

Abstract

Introduction générale 19

Chapitre 1

Les courants de densité pyroclastiques 25

1.1. Généralités 26

1.2. Mécanismes de formation des courants de densité pyroclastiques 27

1.3. Mécanismes de transport des courants de densité pyroclastiques 32

1.3.1. Transport des particules par un gaz turbulent 34

1.3.2. Transport dans un mélange gaz-particules dense 38

1.4. Sédimentation des courants de densité pyroclastiques 43

1.4.1. Sédimentation à partir d'un courant dilué et turbulent 43

1.4.2. Sédimentation à partir d'un écoulement dense 44

1.4.2.1. Sédimentation « en masse » 44

1.4.2.2. Sédimentation par aggradation progressive 46

1.5. Architecture des dépôts 48

1.5.1. Dépôts de déferlantes	48
1.5.2. Dépôts d'écoulements pyroclastiques de faible volume	50
1.6. La problématique des ignimbrites	52
1.6.1. Caractéristiques des dépôts	52
1.6.2. Rhéomorphisme	56
1.6.3. Rapport de forme des ignimbrites : HARI et LARI	56
1.6.4. Capacité à franchir des obstacles	59
1.7. Mobilité des courants pyroclastiques	60

Chapitre 2

Fluidisation d'un système gaz/particules	63
--	----

2.1. Le processus de fluidisation : historique et applications	64
2.2. Fluidisation d'un milieu granulaire par un gaz	65
2.2.1. Principe	65
2.2.2. Vitesse caractéristiques de fluidisation (U_{mf} , U_{mb})	67
2.2.3. Les différents groupes de particules	71
2.3. Défluidisation par diffusion de pression	76
2.4. Quelques paramètres influant sur la fluidisation	77
2.4.1. Forces interparticulaires	77
2.4.2. Autres paramètres affectant la fluidisation	79
2.5. Fluidisation des écoulements pyroclastiques	82

2.5.1. Indices de fluidisation des écoulements pyroclastiques	82
2.5.2. Sources de fluidisation des écoulements pyroclastiques	83
2.5.3. Implications pour la mise en place des écoulements pyroclastiques	86
Nomenclature	88

Chapitre 3

Méthodes expérimentales	91
3.1. Démarche scientifique	92
3.2. Etudes d'écoulements générés par le principe de « rupture de barrage »	93
3.2.1. Travaux précédents	93
3.2.1.1. Courants gravitaires fluides	93
3.2.1.2. Ecoulements granulaires secs (i.e. non-fluidisés)	94
3.2.1.3. Ecoulements granulaires fluidisés	98
3.2.2. Dispositif expérimental « rupture de barrage » (chapitres 4 et 5)	99
3.2.3. Les particules	102
3.2.4. Rugosité du fond du chenal	102
3.2.5. Protocole expérimental	104
3.2.6. Dimensionnement des écoulements expérimentaux	106
3.3. Expériences de chute de lit de particules (chapitre 6)	111
3.3.1. Dispositif expérimental	111

3.3.2. Protocole expérimental	115
3.4. Capteurs de pression de fluide	115
3.4.1. Caractéristiques des capteurs	115
3.4.2. Calibration des capteurs	116
3.4.3. Utilisation dans les expériences avec matériaux granulaires	118
3.5. Granulométrie des particules	119
3.5.1. Granulomètre Morphologi G3	119
3.5.2. Protocole expérimental	119
3.5.3. Résultats	120

Chapitre 4

Auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques se propageant sur un substrat rugueux	125
---	-----

<u>Chédeville and Roche 2014, Journal of Geophysical Research</u>	127
“Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments”	
1. Introduction	127
2. Experimental methods and device	128
2.1. Principles of pore fluid pressure generation and diffusion	128
2.2 Experimental device	129
2.3. Scaling issues	130
3. Results	130
3.1. Flow runout distance	130

3.2. Flow front kinematics	131
3.3. Flow morphology	132
3.4. Flow-substrate interaction	133
3.5. Basal pore pressure	134
4. Discussion	135
4.1. Flow mechanisms in experiments	135
4.2. Implication for pyroclastic flows	137
5. Conclusions	137

Chapitre 5

Influence de la pente sur la fluidisation et la dynamique des écoulements pyroclastiques	141
<u>Chédeville and Roche 2015, Bulletin of Volcanology</u>	143
“Influence of slope angle on pore pressure generation and kinematics of pyroclastic flows: insights from laboratory experiments”	
Introduction	143
Experimental methods	144
Pore fluid pressure generation and diffusion in gas-particle systems	144
Experimental device and procedure	144
Results	145
Pore pressure data	145
Flow runout	148
Flow front kinematics	149

Flow front morphology	149
Sedimentation and deposit reworking	150
Discussion	152
Autofluidization	152
Influence of slope angle on flow dynamics	152
Implication for pyroclastic flows	153
Conclusion	154

Chapitre 6

Génération et diffusion de la pression interstitielle induite par la chute de particules	157
6.1. Introduction	158
6.2. Résultats	160
6.2.1. Aspects généraux	160
6.2.2. Effet de la hauteur de la porte	165
6.2.3. Effet de l'épaisseur du lit granulaire	167
6.2.4. Taille des particules	172
6.2.5. Effet de la température	176
6.2.6. Expériences avec l'ignimbrite	178
6.3. Discussion	183
6.3.1. Sous-pression	183
6.3.2. Surpression dans le réservoir (1ère surpression)	183
6.3.3. Surpression dans le dépôt (2ème surpression)	187

6.3.3.1. Diffusion à la base du dépôt	189
6.3.3.2. Diffusion dans l'épaisseur du dépôt	193
6.3.4. Pressurisation thermique	195
6.4. Implications	198
6.5. Conclusions et perspectives	200
6.5.1. Résumé des principaux résultats	200
6.5.2. Perspectives	202
Nomenclature	204
<hr/>	
Conclusions générales et perspectives	205
<hr/>	
1. Résumé des principaux résultats	205
1.1. Écoulements se propageant sur fond rugueux	205
1.1.1. Chenal horizontal	206
1.1.2. Chenal incliné	208
1.2. Auto-fluidisation par chute de lits de particules	209
2. Implications pour la dynamique des écoulements pyroclastiques	211
3. Perspectives	213
<hr/>	
Références bibliographiques	215
<hr/>	

Introduction générale

Les courants de densités pyroclastiques sont des phénomènes volcaniques extrêmement dangereux et relativement fréquents (plusieurs événements par an) qui menacent régulièrement les populations vivant à proximité des volcans actifs. Ils représentent depuis le début du 20^{ème} siècle l'aléa volcanique le plus meurtrier (Tanguy et al. 1998). Il est donc primordial de connaître au mieux ce phénomène de manière à pouvoir protéger efficacement les populations qui vivent dans les zones à risques. Cependant, et malgré de nombreuses études sur le sujet, les mécanismes de mise en place des courants de densités pyroclastiques sont encore relativement mal connus.

Les courants de densité pyroclastiques sont des mélanges chauds de gaz et de particules qui s'écoulent à cause d'une densité plus élevée que celle de l'air ambiant. Les différents mécanismes physique de transports de ces courants permettent de définir deux pôles : d'une part les courants dilués dominés par la turbulence du gaz, appelés « déferlantes pyroclastiques », et d'autre part les courants concentrés en particules dominés par les interactions entre les particules et le gaz interstitiel et les interactions interparticulaires, appelés « écoulement pyroclastiques ». Ces deux modes de transport coexistent fréquemment au sein d'un même courant de densité pyroclastique, pour lequel un écoulement pyroclastique basal est surmonté par une déferlante. Les travaux de cette thèse s'intéressent uniquement à la partie concentrée des courants de densité pyroclastique, c'est-à-dire aux écoulements pyroclastiques stricto-sensu.

Les écoulements pyroclastiques sont généralement rapides (leur vitesse est typiquement plusieurs dizaines de mètres par seconde) et peuvent dans certains cas se propager jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres de leur source sur des pentes très faibles voire horizontales, formant des dépôts relativement fins par rapport à leur extension horizontale. Ces caractéristiques particulières ne peuvent pas être expliquées par un comportement purement granulaire, pour lequel la dissipation de l'énergie par friction et collisions entre les particules limite rapidement la propagation de l'écoulement quand la pente est significativement inférieure à l'angle de friction du matériau granulaire.

Dès le début du 20^{ème} siècle, certains auteurs, notamment Fenner (1923) et Perret (1937), ont suggéré que les écoulements pyroclastiques se mettaient en place avec une très

faible friction, à la manière d'un liquide qui s'étale. Au cours de la même période (1922-1938), un mécanisme particulier, qui allait révolutionner l'industrie et avoir des implications pour les écoulements pyroclastiques, était découvert : la fluidisation. Ce mécanisme peut se produire lorsqu'il existe un mouvement vertical relatif entre un fluide (le gaz pour les écoulements pyroclastiques) qui s'écoule vers le haut et les particules qui chutent. La force de traction exercée par le fluide sur les particules génère, par réaction, une pression de fluide dans les pores (appelée pression interstitielle) qui permet de réduire les forces de contact interparticulaires. Plus la vitesse relative gaz/particules est importante, plus la pression interstitielle est forte et donc plus les forces de contact sont réduites. La fluidisation a été rapidement évoquée comme le processus pouvant expliquer l'apparente fluidité des écoulements pyroclastiques (Reynolds 1954). Dans le cas d'un écoulement, ce mécanisme se traduit par une réduction de la dissipation d'énergie causée par les interactions interparticulaires, ce qui permet à celui-ci de se propager plus longtemps, plus loin et sur des pentes pouvant être très faibles. Des travaux plus récents (Iverson 1997) ont montré que, lorsque la source de fluidisation s'arrête, la pression interstitielle ne se dissipe pas instantanément mais décroît à une vitesse d'autant plus lente que l'écoulement est épais et que sa perméabilité est faible.

Plusieurs questions se posent concernant les écoulements pyroclastiques : Quels sont les mécanismes susceptibles de favoriser leur fluidisation ? Quelle est l'efficacité des sources de fluidisation (pression générée, proportion de l'écoulement concernée) ? La pression interstitielle est-elle seulement générée lors de la formation de l'écoulement ou peut-elle être renouvelée au cours de la propagation (auto-fluidisation) ? Dans ce dernier cas, la diffusion de la pression est-elle suffisamment lente, entre chaque épisode d'auto-fluidisation, pour que l'écoulement puisse conserver une faible friction pendant sa mise en place ?

La première source de fluidisation évoquée pour les écoulements pyroclastiques est le gaz éjecté par les particules de l'écoulement (Perret 1937). D'autres sources, d'origine externe, ont ensuite été proposées (McTaggart 1960; Wilson 1980; Wilson 1984) : l'air ambiant, piégé lors de la formation de l'écoulement après l'effondrement d'une colonne éruptive ou ingéré par le front de l'écoulement, ou encore la vapeur d'eau générée lorsque l'écoulement se propage sur un substrat humide (par exemple une étendue d'eau ou une zone à végétation abondante). Cependant, toutes ces sources de fluidisation n'ont pas été directement mises en évidence et peu de travaux ont été effectués pour quantifier leurs effets.

Les terrains sur lesquels se propagent les écoulements pyroclastiques peuvent être très accidentés (substrat rugueux, sauts topographiques, ruptures de pente...etc). L'objectif principal de cette thèse est d'étudier comment ces irrégularités de terrains, à cause des éventuels mouvements différentiels air-particules qu'ils engendrent, peuvent provoquer l'auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques. Pour cela, nous avons adopté une approche expérimentale qui permet de contrôler et isoler les paramètres les plus pertinents pour cette étude. Les expériences ont principalement été effectuées en utilisant des billes de verre très fines ($<90 \mu\text{m}$) dont le comportement de fluidisation est similaire à celui des cendres volcaniques (Roche et al. 2005; Druitt et al. 2007). Néanmoins, des particules d'ignimbrite ont également été utilisées dans expériences complémentaires (chapitre 6).

Cette thèse s'articule autour de 6 chapitres organisés comme suit :

- Le **1^{er} chapitre** est une synthèse des connaissances actuelles sur les courants de densité pyroclastiques, et présente leurs modes de formation, de transport et de sédimentation ainsi que les caractéristiques principales de leurs dépôts. Cette section discute également certaines problématiques encore non-résolues sur la mise en place des écoulements pyroclastiques de grands volumes ($> 1\text{km}^3$) dont les dépôts sont communément appelés ignimbrites.
- Le **second chapitre** introduit le concept de fluidisation d'une masse granulaire pour un système gaz/particules. Ce chapitre présente notamment les conditions requises pour la fluidisation d'un milieu granulaire et les caractéristiques des particules et du gaz pouvant contrôler cette fluidisation. Le concept de défluidisation par diffusion de la pression interstitielle est également décrit. Enfin, la fluidisation (i.e. forte pression de gaz interstitiel) des écoulements pyroclastiques est discutée. Cette partie s'intéresse aux principales sources de gaz proposées dans la littérature ainsi qu'aux caractéristiques des écoulements pyroclastiques qui favorisent la génération d'une forte pression interstitielle et sa conservation dans le temps.
- Le **chapitre 3** présente la démarche et les méthodes expérimentales utilisées au cours de cette thèse. Dans la première partie, des petits écoulements expérimentaux (50 à 300 centimètres de long et 0.5 à 5 centimètres d'épaisseur) ont été générés en utilisant le principe de rupture de barrage, qui consiste au relâchement quasi instantané d'une masse (solide ou fluide) dans un fluide de densité différente. Après une brève synthèse des études précédentes reposant sur ce principe, le dispositif expérimental utilisé pour

cette thèse est détaillé. Par la suite, nous décrivons la seconde méthode expérimentale, qui a consisté à étudier la fluidisation générée par la chute de lits de particules dans l'air ambiant, ce qui correspond à la démarche inverse des études industrielles traditionnelles (flux de gaz ascendant dans un lit de particules statique). La méthode de calibration et d'utilisation des capteurs de pression de fluide, ainsi que l'appareil ayant permis de déterminer la granulométrie des particules sont présentées en fin de chapitre.

- Le **chapitre 4** s'intéresse à l'influence de la rugosité du substrat sur l'auto-fluidisation et la dynamique des écoulements expérimentaux. Ceux-ci ont été générés dans un chenal horizontal à la base duquel la rugosité a été systématiquement changée (9 conditions de rugosité différentes). Des mesures de pression interstitielle ont été effectuées à différentes distances dans le chenal, de manière à connaître l'évolution de l'état de fluidisation de l'écoulement au cours de sa propagation. La distance de parcours, la cinématique et la morphologie des écoulements expérimentaux ont également été étudiées. Grâce aux résultats de cette étude nous avons pu mettre en évidence un nouveau mécanisme d'auto-fluidisation dont la source est l'air chassé des interstices du substrat par la sédimentation des particules de l'écoulement. Ce mécanisme est le fil conducteur de cette thèse et les études suivantes ont permis de l'étudier plus en détail dans des conditions expérimentales variées.
- La méthodologie expérimentale adoptée dans le chapitre 5 est similaire à celle du chapitre 4, excepté que la pente du chenal a été variée de 0 à 30° et que seules deux conditions de rugosité ont été étudiées : un substrat lisse et un substrat d'une rugosité de 3 mm. Cette étude a également pour but d'étudier si une forte pente (i.e. forte vitesse d'écoulement) peut favoriser une ingestion de l'air au front de l'écoulement.
- L'objectif du **chapitre 6** est d'étudier le phénomène d'auto-fluidisation à une échelle plus proche de celle des cas naturels. La configuration expérimentale diffère de celle des études des chapitres 4 et 5 puisque le dispositif consiste en une colonne statique dans laquelle nous avons fait chuter des lits de particules. L'étude s'intéresse à l'influence de la hauteur de chute (20 à 90 m), de l'épaisseur (10-60 cm), de la granulométrie (0 - 3000 μm) et de la température (20-200°C) du lit de particules sur la pression interstitielle générée et sur le temps que met cette pression à diffuser dans le dépôt. Des expériences ont également été effectuées en utilisant des particules provenant de dépôts d'écoulements pyroclastiques.

Pour conclure, une synthèse résume et fait le lien entre les résultats principaux obtenus au cours de cette thèse et discute leurs implications possibles pour la mise en place des écoulements pyroclastiques.

Chapitre 1

Les courants de densité pyroclastiques

Ce chapitre présente les principales connaissances actuelles sur les courants de densités pyroclastiques. Les principaux modes de formation, de transport et de sédimentation ainsi que les caractéristiques des dépôts sont détaillés. Ce chapitre se focalise principalement sur les écoulements pyroclastiques (concentrés en particules) qui représentent l'objet de cette thèse. Il s'intéresse notamment à certaines problématiques encore non-résolues, notamment la mise en place des écoulements de grands volumes qui forment les ignimbrites ou encore mobilité importante des écoulements qui suggère l'existence d'un ou plusieurs mécanismes facilitant leur propagation.

1.1. Généralités

Les courants de densité pyroclastiques (CDPs) font partie de la grande famille des écoulements gravitaires qui sont générés grâce à une différence de densité avec le fluide environnant. Ce sont des mélanges, à haute température (jusqu'à 900°C), de gaz et particules (cendre, ponces, lithiques...) qui dévalent les flancs des volcans à des vitesses pouvant varier entre quelques mètres par seconde (Cas et al. 2011) jusqu'à plus de 100 m/s (« blast » du Mont St Helens en 1980, Kieffer and Sturtevant 1988; Taupo 186 AD, Wilson, 1985; Dade and Huppert, 1996 ; Kidnappers Ignimbrite 1 Ma, Wilson et al. 1995). Les volumes de dépôts de CDPs peuvent varier de moins de 0.001 km³ à plus de 1000 km³ (Sparks 1997), les dépôts les plus volumineux résultant probablement de l'accumulation de plusieurs écoulements successifs produits au cours d'un même événement éruptif. Les CDPs peuvent atteindre des distances allant de quelques centaines de mètres à parfois plus de 100 km de l'événement (Peach Spring Tuff, Valentine et al. 1989 ; Kidnappers ignimbrite, Wilson et al. 1995), pouvant ainsi recouvrir des surfaces très importantes (exemple : 45 000 km², Kidnappers ignimbrite, Wilson et al. 1995), ces limites supérieures étant probablement sous-estimées du fait de l'érosion des dépôts les plus distaux. Certains écoulements peuvent parcourir de longues distances sur des pentes très faibles (quelques degrés) voire sub-horizontales, et la localisation de certains dépôts suggère que les écoulements parents ont été capable de franchir des barrières topographiques de plusieurs centaines de mètres de hauteur (ex : ignimbrite d'Ito, Japon, Yokoyama 1974; ignimbrite de Taupo, Nouvelle Zélande, Wilson 1985 ; ignimbrite Campanienne, Champs Phlégréens, Italie, Fisher et al. 1993). Il apparaît également que certains CDPs ont la capacité de se propager plusieurs dizaines de kilomètres sur des étendues d'eau (ex : Ignimbrite Campanienne, Fisher et al. 1993; Krakatau, Indonésie, Carey et al. 1996) ou, s'ils sont très denses, de se propager sous l'eau (Sparks et al. 1980a; Sparks et al. 1980b; Mandeville et al. 1994; Mandeville et al. 1996).

Les dépôts de CDPs sont présents dans la plupart des environnements volcaniques connus et dans des formations de tout âge (Cas and Wright 1987). Du fait de la présence d'une population de plus en plus nombreuse vivant à proximité de volcans actifs (à moins de 15-20 km de l'événement), le risque associé aux CDPs est très important. La gestion de l'aléa est donc complexe, notamment parce que l'évacuation est l'unique moyen actuel de protection des populations et qu'il reste très difficile de prévoir précisément le déclenchement d'un CDP ainsi que l'extension de la zone qui sera affectée. Les CDPs constituent d'ailleurs l'aléa volcanique direct le plus meurtrier depuis le début du 20^{ème} siècle (Tanguy et al. 1998).

1.2. Mécanismes de formation des courants de densité pyroclastiques

Les courants de densités pyroclastiques peuvent être générés par des mécanismes variés qui vont en partie déterminer la nature de l'écoulement (discret ou soutenu, concentré en particules ou dilué), sa granulométrie, sa teneur en volatiles...etc. La majorité des CDPs sont générés par des magmas différenciés (andésite à rhyolite), riches en volatiles et suffisamment visqueux pour favoriser un dynamisme explosif. Cependant, des CDPs peuvent aussi se former lors d'éruptions impliquant des magmas plus basiques, notamment lorsque ces derniers rentrent en contact avec de l'eau, dans le cas d'éruptions de type phréatomagmatique. Les principaux mécanismes de génération de CDPs sont présentés ci-dessous.

Effondrement de colonne éruptive (Figure 1.1) :

Ce mécanisme peut se produire dans le cas d'éruptions discrètes (type explosion vulcanienne) ou soutenues (éruption plinienne).

Lorsqu'un magma est capable de conserver une quantité importante de volatiles (H₂O, CO₂, S, etc...) en remontant le (ou les) conduit(s), ceux-ci vont, à cause de la décompression, se retrouver en excès dans le liquide et donc s'exsolver sous forme de bulles. La croissance des bulles et l'expansion vont accélérer l'ascension du magma, et donc la décompression, ce qui va déclencher la formation et la croissance d'autres bulles, et ainsi de suite (Cashman and Scheu 2015). A partir d'un niveau critique, la pression dans les bulles est tellement forte qu'elle excède la résistance à la traction du magma qui subit alors le processus de fragmentation, c'est-à-dire que les bulles éclatent et que le gaz devient la phase continue du magma dans lequel est transporté le liquide (et/ou solide) en suspension. La fragmentation d'un corps magmatique peut également être provoquée lors d'une chute brutale de pression en surface (exemple : évent débouché par une explosion, cf. éruption vulcanienne) qui génère une onde de décompression se propageant à travers le conduit depuis la surface (Alidibirov and Dingwell 1996).

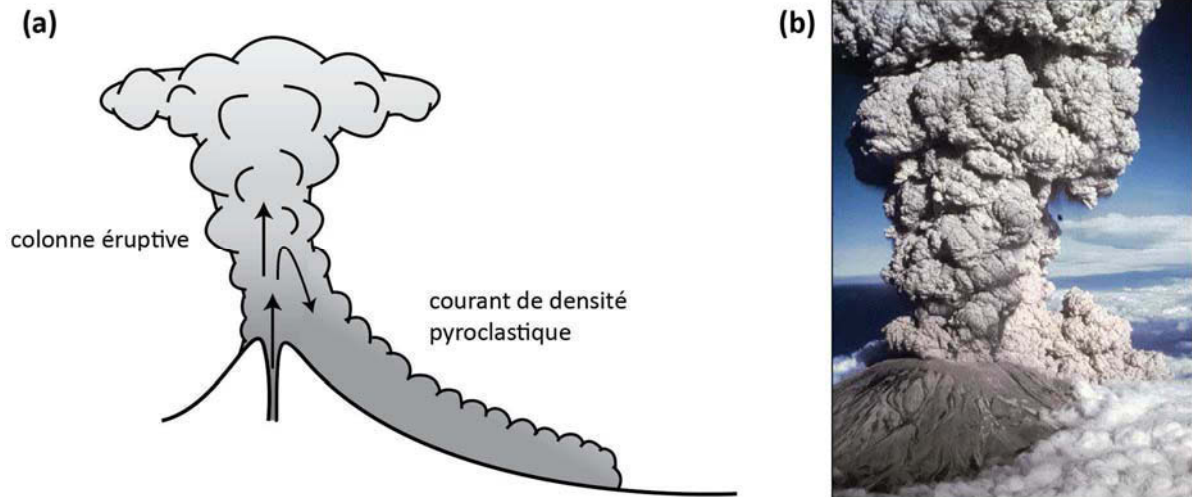


Figure 1.1 : (a) génération d'un courant de densité pyroclastique par effondrement gravitaire d'une partie de la colonne éruptive. (b) Illustration de ce mécanisme lors de l'éruption de 1980 du Mont Saint Helens, Etat de Washington (crédit : U.S. government).

Le magma est alors brutalement éjecté en surface à des vitesses pouvant atteindre 600 m/s (Wilson 1976; Sparks and Wilson 1976; Sparks et al. 1997a). Le mélange gaz-particule s'élève d'abord grâce à son inertie liée à la forte vitesse d'éjection puis, au cours de sa remontée, il peut ingérer de l'air et le réchauffer, ce qui a pour effet de diminuer considérablement sa masse volumique. Si le mélange devient moins dense que l'air, il s'élève pour former une colonne éruptive qui peut atteindre plusieurs kilomètres voire dizaines de kilomètres de hauteur. Cependant, les variations temporelles de conditions au niveau de la source de la colonne, que ce soit le flux de masse sortant, la proportion de volatiles ou encore la largeur du conduit (qui a tendance à augmenter à cause de l'abrasion des parois), peuvent impliquer que la vitesse de sortie à l'évent devienne trop faible, la masse volumique initiale du mélange devienne trop forte, et/ou que l'ingestion d'air ne soit plus assez efficace pour que le mélange gaz/particule puisse s'élever par flottabilité. Dans ce cas, la colonne a tendance à s'effondrer dès que l'inertie de la première phase de propulsion est suffisamment dissipée. Ce phénomène se produit à des hauteurs de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres au-dessus de l'évent (Wilson 1976, Sparks et Wilson 1978), formant des CDPs qui peuvent ainsi être alimentés tant que l'émission de particules est maintenue à la source, ce qui peut varier de quelques secondes à plusieurs heures (Bursik and Woods 1996; Branney and Kokelaar 2002). Ce mécanisme est couramment appelé « **pyroclastic fountaining** » (ou fontaine pyroclastique) dans la littérature. L'effondrement n'affecte pas nécessairement toute la colonne éruptive et la présence simultanée d'un panache ascendant associée à une fontaine

pyroclastique a été observée lors d'éruptions récentes (St Helens 1980, Pinatubo 1991) ou mise en évidence par des séquences intercalées de dépôts de retombées et de CDPs pour des éruptions plus anciennes (Fogo, il y a 4600 ans, Walker and Croasdale 1971 ; Taupo, 186 après J-C, Wilson 1985 ; Vésuve, 79 après J-C, Carey and Sigurdsson 1987). Au cours d'une même éruption, une colonne éruptive peut évoluer vers une activité hybride, avec une colonne ascendante associée à une fontaine (Figure 1.1) ou une fontaine seule, les trois configurations pouvant alterner selon la variation des conditions à la source.

La colonne éruptive peut également être déstabilisée bien après la phase inertielle si la flottabilité du mélange ascendant n'est plus assez efficace pour contrebalancer les forces de gravité. Dans ce cas, la chute des particules peut se faire depuis des hauteurs plus importantes que lors de la mise en place d'une fontaine pyroclastique. Ce mécanisme touche principalement les parties externes de la colonne et peut être favorisé notamment par l'augmentation de la densité du gaz causée par la baisse de température du mélange au cours de l'ascension (forte ingestion d'air froid) mais aussi par l'incorporation rapide de particules tombées depuis la partie supérieure de la colonne (Sparks et al. 1997a). La colonne peut également s'effondrer complètement sur elle-même quand l'éjection de magma est stoppé ou fortement ralentie au niveau de l'évent et ne permet plus d'entretenir la colonne par en-dessous (Carey et al. 1988; Sparks et al. 1997a).

Débordement ou « boiling-over » (Figure 1.2) :

Dans certains cas, le mélange n'arrive pas à former de colonne ascendante et déborde de l'évent pour former des CDPs, ce que l'on appelle le **débordement** ou « **boiling-over** ». Ce phénomène est supposé résulter d'une vitesse d'éjection trop faible au niveau de l'évent, de sorte que l'inertie du mélange gaz/particules est insuffisante pour générer une colonne ascendante. Ce mécanisme a été décrit pour la première fois par Wolf (1878) lors de l'éruption du Cotopaxi (Equateur) de 1877 et également par Taylor (1958) lors de l'éruption de 1951 du Mt Lamington (Papouasie Nouvelle Guinée) dont les CDPs étaient de faible volume ($<1 \text{ km}^3$). Le débordement est également évoqué pour la mise en place de certaines ignimbrites de très gros volume pour lesquelles aucun dépôt de retombées n'a été identifié, comme par exemple dans le cas de l'ignimbrite du Cerro Galan ($>630 \text{ km}^3$), il y a 2.08Ma en Argentine, (Sparks et al. 1985; Cas et al. 2011). Ce mécanisme, qui n'est pas fondamentalement différent du « fontaining » décrit plus haut, pourrait être considéré comme une fontaine pyroclastique très basse sans colonne ascendante (Sparks et al. 1997a).

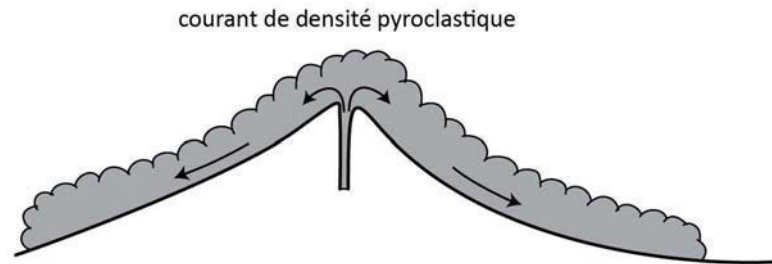


Figure 1.2 : génération d'un courant de densité pyroclastique (CDP) par débordement ou « boiling-over ».

Effondrement d'un dôme de lave (Figure 1.3) :

Dans certaines configurations, le magma, en remontant, peut perdre une grande quantité de volatiles dans les roches hôtes ou en surface (système ouvert). Cela se produit lorsque la perméabilité du conduit est importante et/ou que la vitesse d'ascension est très faible (Eichelberger et al. 1986). Dans ce cas, il n'y a plus suffisamment de gaz pour causer la fragmentation du magma et celui-ci est alors émis sous forme de lave très visqueuse qui peut s'accumuler au niveau de l'évent pour former un dôme. Ce dôme peut être très instable parce qu'il possède généralement une faible résistance mécanique, liée à la fois à sa haute température, à la présence de nombreuses microvésicules dans la lave (Mellors et al. 1988; Sato et al. 1992; Druitt 1998), mais également parce qu'il se met souvent en place sur des pentes fortes au sommet du volcan. Le dôme peut être détruit si sa résistance mécanique est atteinte sous l'effet de la gravité (exemples : Mérapi, Indonésie, Newhall et al. 2000 ; Unzen, Japon, Sato et al. 1992; Nakada and Fujii 1993 ; Soufrière Hills, Montserrat Cole et al. 1998) ou bien à cause d'explosions locales produites par un excès de pression de gaz interstitiel dans la lave (Unzen, Japon, Sato et al. 1992). Une partie du dôme peut alors s'effondrer en fragmentant plus ou moins intensément les blocs de lave et ainsi créer des CDPs.

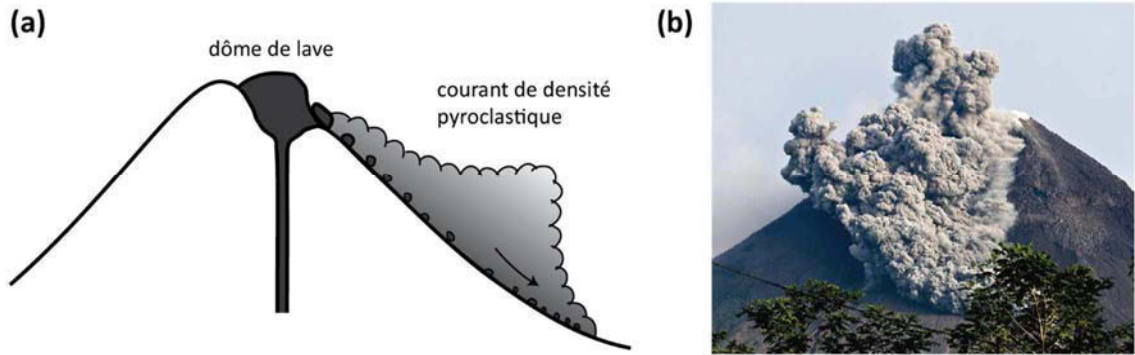


Figure 1.3 : (a) génération d'un PDC par effondrement d'un dôme de lave. (b) Illustration avec l'effondrement d'une partie du dôme du Mérapi, Indonésie (photo Ulet Ifansasti 2010).

Décompression brutale d'un corps magmatique (Figure 1.4) :

Un corps magmatique visqueux peut former un dôme de lave en surface ou bien se stocker dans un volcan et former un cryptodôme pouvant rendre l'édifice très instable. Ces corps sont généralement beaucoup plus dégazés et cristallisés que les magmas responsables des éruptions de type pliniennes ou subpliniennes (voir plus haut). Cependant, si une partie de l'édifice ou du dôme s'effondre (à cause d'un événement tectonique par exemple) en mettant à nu le magma, celui-ci est brutalement décomprimé et s'expande alors violemment pour former un CDP très énergétique dans la direction d'effondrement (voir plus bas, « blast » latéral). Les exemples les plus connus se sont produits lors des éruptions du Mont St Helens en 1980 et Bezymiany en 1956 dans le cas d'un cryptodôme et de celle de Montserrat en 1997 (Belousov 2007) dans le cas d'un dôme aérien actif.

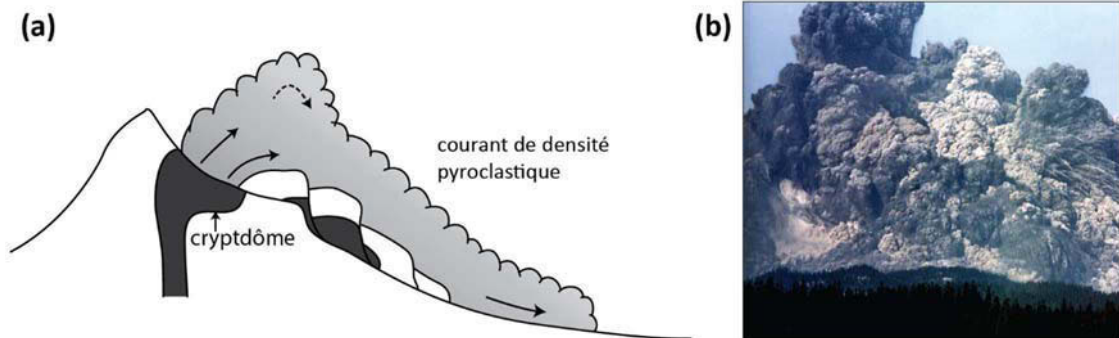


Figure 1.4 : (a) Courant de densité pyroclastique généré par l'effondrement du flanc d'un volcan qui décomprime brutalement le cryptodôme. (b) Illustration de ce mécanisme avec le « blast » généré lors de l'effondrement du flanc Nord du Mont St Helens, Washington, le 18 Mai 1980 (photo Gary Rosenquist).

Si une quantité importante de gaz s'accumule à la base d'un dôme de lave, par réapprovisionnement en magma « frais » ou par cristallisation de microlithes sous le dôme (Sato et al. 1992; Sparks 1997a), la pression engendrée peut excéder la résistance mécanique de l'ensemble du dôme et le pulvériser, décomprimant ainsi brutalement le magma sous-jacent (Soufrière St Vincent 1902, Escher 1933; Mérapi 2010, Indonésie, Komorowski et al. 2013).

Remobilisation d'un dépôt d'écoulement pyroclastique :

Quand une portion d'ignimbrite encore chaude et peu compactée devient instable et s'effondre et/ou se retrouve en contact avec une quantité importante d'eau, elle peut générer des écoulements pyroclastiques dits « secondaires » dont les propriétés sont quasiment identiques à celles de l'écoulement qui a initialement formé l'ignimbrite. Ce phénomène peut se produire plusieurs mois voire années après la mise en place de l'ignimbrite, comme cela a été observé au Pinatubo où des écoulements secondaires se sont propagés jusqu'à 10 km de leur source trois ans encore après la fin de l'éruption (Torres et al. 1996).

Effondrement d'un « spatter cone » :

Pendant des épisodes de fontaines de lave intenses, l'accumulation rapide de matériel chaud autour de l'évent peut former des structures instables, appelées cônes de « spatter » qui, si elles sont déstabilisées sur des pentes très fortes, vont former des PDCs composés essentiellement de scories (Kelfoun et al. 2009; Bernard et al. 2014).

1.3. Mécanismes de transport des courants de densité pyroclastiques

Le terme « courant de densité pyroclastique » désigne l'ensemble des courants de densités constitués de gaz et de particules volcaniques (Druitt 1998). Les CDPs ont longtemps été classés en deux grandes familles en fonction des caractéristiques de leurs dépôts. D'une part, les courants qui forment des dépôts fins, stratifiés, bien classés et qui ont tendance à draper le paysage ont été dénommés « **déferlantes pyroclastiques** » et sont considérés comme des mélange très dilués (< 1% de particules en volume) et turbulent (Sparks and Walker 1973; Druitt 1998; Wilson and Houghton 2000). D'autre part, les écoulements qui forment des dépôts relativement épais, massifs (sans structure interne), mal classés et qui sont majoritairement cantonnés dans les vallées ont été appelés « **écoulements pyroclastiques** » et

sont supposés être concentrés en particules (supérieur à quelques dizaines de pourcents en volume, Freundt et al. 2000).

Depuis les premiers travaux sur les dépôts de CDPs, de nombreuses études ont montré que cette classification n'était pas toujours adaptée et pouvait même parfois porter à confusion. En effet, les propriétés d'un CDP peuvent significativement varier au cours de sa propagation (cf. concentration en particules, proportion de particules fines, taux de sédimentation, topographie, pente, etc...), ce qui peut faire grandement varier sa dynamique. De plus, un même courant est souvent composé d'une partie basale dense (écoulement pyroclastique) surmontée d'un nuage dilué et turbulent (déferlante), la transition entre les deux parties (nette ou graduelle) n'étant pas bien connue (Figure 1.5). L'ensemble est généralement surmonté d'un nuage ascendant, appelé « nuage co-ignimbrique » composé des particules les plus fines expulsées du courant au cours de sa propagation et qui s'élève dans l'atmosphère du fait d'une densité plus faible que celui-ci. Ce phénomène n'est pas directement abordé dans ce chapitre.

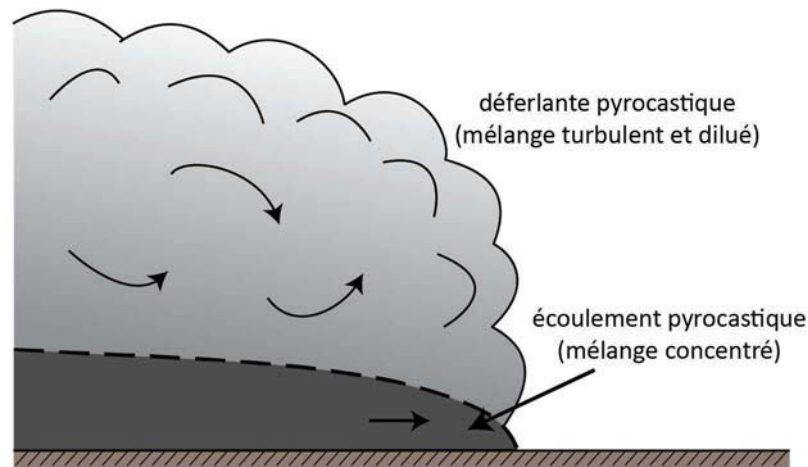


Figure 1.5 : vue simplifiée d'un courant de densité pyroclastique composé d'un écoulement pyroclastique basal surmonté par une déferlante pyroclastique. Le nuage co-ignimbrique ascendant n'est pas représenté.

Les progrès dans la connaissance de la physique des écoulements multiphasés permettent désormais de considérer les mécanismes de transport de particules en distinguant d'une part le transport par un gaz turbulent et d'autre part le transport par transfert de quantité de mouvement entre les phases solide (particules) et fluide (gaz) dans un mélange concentré en particules. Cependant, pour ne pas compliquer davantage la classification nous utiliserons dans la suite de cette thèse les termes de « déferlante » et d'« écoulement pyroclastique » pour

décrire respectivement les parties diluées ou denses (i.e. concentrées en particules) d'un courant de densité pyroclastique. Le terme « écoulement » seul désignera un courant sans référence au mode de transport.

Cette thèse s'intéresse principalement aux écoulements pyroclastiques strico-sensu, mais les deux principaux mécanismes de transport sont tout de même présentés dans ce chapitre pour comparaison.

1.3.1. Transport des particules par un gaz turbulent

Le régime d'écoulement turbulent se produit quand les forces inertielles sont fortes devant les forces de viscosité du fluide, ce qui se traduit par un nombre de Reynolds typiquement supérieur à ~ 2000 , ce nombre étant défini par :

$$Re = \frac{\rho_f UL}{\mu}, \quad (1.1)$$

avec ρ la masse volumique du fluide, U la vitesse du courant, L une longueur caractéristique (généralement l'épaisseur du courant) et μ la viscosité dynamique du fluide.

Pour un mélange fluide/particules le transport par turbulence est possible quand la vitesse terminale de chute des particules est compensée par la composante verticale de la vitesse locale du fluide. La taille maximale des particules transportées par turbulence est de ce fait limitée et va dépendre principalement de l'énergie cinétique turbulente du système. Pour prédire si une particule va pouvoir être transportée par turbulence, un nombre sans dimension a été défini : le nombre de Rouse, Pn , défini comme :

$$Pn = \frac{U_{sett}}{kU^*}, \quad (1.2)$$

avec U_{sett} la vitesse de chute de la particule considérée, k la constante de von Karman (~ 0.4 , déterminée expérimentalement) et U^* la vitesse de cisaillement, égale à $(\tau/\rho_c)^{1/2}$, avec τ la contrainte cisailante basale générée par le courant et ρ_c la masse volumique moyenne du courant (Rouse 1939; Valentine 1987). Au sein d'un même écoulement, les particules de tailles et de densités différentes sont donc caractérisées par des nombres de Rouse différents et ne seront pas affectées de manière équivalente par la turbulence. L'écoulement peut être ainsi stratifié en fonction de Pn (Valentine 1987). Si $Pn > 2.5$, les particules ne peuvent pas être supportées par la turbulence et sont forcées de sédimenter ou d'être transportées de manière transitoire à la base de l'écoulement par traction (roulement ou glissement), saltation

(succession de sauts) ou reptation (mouvements de la surface causés par les impacts des particules en saltation ; Figure 1.6). Ces types transport sont limités à une zone très restreinte (quelques cm à dizaines de cm) au-dessus de la surface du dépôt appelée « **charge de fond** » (**bed-load**). La zone supérieure du courant turbulent, dominée par la suspension des particules est appelée « **charge en suspension** » (**suspended-load**) et peut être épaisse de plusieurs dizaines voire centaines de mètres. Le transport par turbulence est avéré pour des écoulements dilués (généralement < 0.1-1% vol. de particules), pour lesquels l'interaction entre les particules est très faible, mais le seuil de concentration maximale pour ce type de transport fait toujours l'objet d'un débat (Cantero et al. 2012).

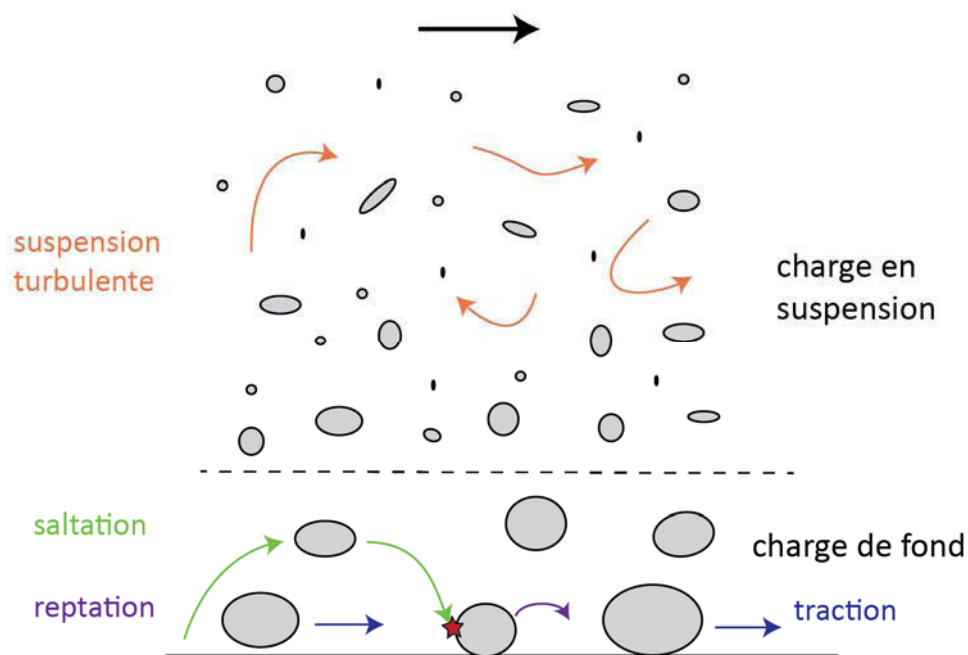


Figure 1.6 : Les différents modes de transport au sein d'un écoulement turbulent. L'étoile rouge correspond à l'impact d'une particule en saltation sur une particule en surface du dépôt et qui est remise en mouvement (reptation).

Dans un courant turbulent, les particules vont suivre différentes trajectoires dont le comportement principal peut être déterminé à l'aide d'un autre nombre sans dimension appelé nombre de Stokes (Burgisser and Bergantz 2002; Dufek et al. 2015)

$$St = \frac{t_p}{t_f}, \quad (1.3)$$

avec t_f le temps caractéristique du fluide (typiquement, la durée de révolution d'un tourbillon) et t_p le temps caractéristique de réaction de la particule en fonction des forces de traction du fluide, défini par

$$t_p = \frac{(\rho_p - \rho_f)d^2}{18\mu}, \quad (1.4)$$

avec ρ_p et ρ_f les masses volumiques respectives des particules et du fluide interstitiel (ici le gaz) et d le diamètre des particules. Quand St tend vers 0 les particules suivent parfaitement les mouvements du fluide. En revanche quand $St \gg 1$ les particules ne sont pas affectées par les fluctuations rapides de vitesse du fluide et leur mouvement est découplé de celui du fluide turbulent.

Les écoulements dilués et turbulents sont relativement peu influencés par la topographie et peuvent facilement déborder des vallées et inonder de très grandes surfaces. Ils sont souvent très rapides à proximité de l'événement mais la sédimentation continue des particules, couplée à l'ingestion de l'air ambiant tout au long de leur parcours, contribuent à significativement diminuer la densité globale du courant, réduisant ainsi les forces de gravité qui s'y appliquent et donc sa vitesse de propagation (Sparks et al. 1993). Si la densité du mélange devient inférieure à celle de l'atmosphère, le courant est forcé de s'élever (phénomène de « lift-off ») pour former un panache dit « secondaire » ou « co-ignimbrétique », stoppant ainsi sa progression latérale. Ce phénomène peut être favorisé par la présence d'un obstacle qui force à la fois la sédimentation et le mélange avec l'air ambiant (Andrews and Manga 2011). La capacité du courant à se mélanger avec l'air ambiant est décrite par le nombre de Richardson qui correspond au rapport entre les forces de flottabilité du mélange, qui stabilisent une interface, et les forces d'inertie, qui tendent à le déstabiliser

$$Ri = \frac{g'h}{U^2}, \quad (1.5)$$

avec h l'épaisseur du courant et g' la gravité réduite qui est définie par $g' = g((\rho_c - \rho_a)/\rho_c)$, avec ρ_a la masse volumique de l'air ambiant. Plus Ri est faible plus le fluide aura tendance à se mélanger avec l'atmosphère et ainsi favoriser le phénomène de « lift-off ».

Les principaux types de CDPs dont le transport se fait majoritairement par turbulence sont présentés ci-dessous.

Nuage déferlant ou « Ash cloud surges » :

Il s'agit du nuage de cendre formé au-dessus de la plupart des écoulements pyroclastiques lors de l'effondrement d'un panache éruptif ou d'un dôme, éventuellement par « élutriation » des particules fines depuis l'écoulement basal dense. Ce nuage peut

accompagner l'écoulement pendant toute sa propagation mais une partie peut aussi se découpler de l'écoulement basal à la faveur d'une rupture de pente ou d'un virage serré, étant moins affecté par la topographie (Fisher and Heiken 1982; Fisher 1995). Ce phénomène de découplage a été évoqué pour l'éruption de la Montagne Pelée en 1902 (Fisher and Heiken 1982), et observé lors des éruptions du Mont Unzen en 1991 (Nakada and Fujii 1993; Yamamoto et al. 1993) et de Montserrat, 1995-2003 (Figure 1.7 ; Cole et al. 1998; Calder et al. 1999; Druitt et al. 2002).



Figure 1.7 : nuage déferlant accompagnant un écoulement pyroclastique (masqué), Soufrière Hills, Montserrat (photo Thosten Boeckel)

Déferlante basale ou « Base surge » :

Le terme « base surge » a été utilisé la première fois en volcanologie par Moore (1967) pour décrire les écoulements produits par l'éruption du Taal en 1965 (Philippine). Le terme est inspiré de l'observation d'explosions nucléaires sous l'eau en 1946 au Bikini Lagoon (USA) pour lesquelles les caractéristiques visuelles sont très semblables. Ce type de déferlante se forme lors d'éruptions impliquant un contact entre le magma et de l'eau, appelée « phréatomagmatiques » quand le magma et la vapeur d'eau sont expulsés de l'évent ou « phréatiques » quand seule la vapeur d'eau atteint la surface. L'explosion violente, créée par le contact entre le magma et l'eau, génère une colonne constituée de gaz, de particules et de gouttes d'eau, à la base de laquelle se forment les déferlantes basales qui se déplacent

radialement à partir de l'événement. Une partie de ces déferlantes semble se former avant l'effondrement de la colonne, éventuellement à cause de l'expansion rapide du gaz lors de l'explosion (Young 1965b, Moore 1967). Une seconde déferlante, plus petite que la première, est générée lorsque la colonne saturée en eau s'effondre car sa densité est supérieure à celle de l'atmosphère. Ce type d'écoulement est très dilué et plus ou moins chaud selon la quantité d'eau impliquée dans l'éruption, générant ainsi des déferlantes dites « sèches » ou « humides » (Wohletz and Sheridan 1979). Ces déferlantes se propagent généralement de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres autour de l'événement.

« Blast » latéral :

Le phénomène de « blast » latéral n'a été mis en évidence que très récemment lors de l'éruption du 18 mai 1980 du Mont St Helens. Il a été par la suite évoqué pour d'autres éruptions comme à Montserrat le 26 Décembre 1997 aux Antilles, au Bezymiani en 1956, Kamtchatka (Belousov et al. 2007), ou encore en 1540 au Mont Augustine, Alaska (Siebert et al. 1995), suggérant que l'éruption du St Helens n'était pas un cas unique. Ce type d'écoulement se produit lorsqu'un magma pressurisé est soudainement mis à nu, par exemple lors de l'effondrement d'un flanc de volcan (voir partie 1.2 ; Figure 1.4). La chute soudaine de pression qu'il subit produit alors une explosion extrêmement violente qui génère un écoulement très énergétique, dilué et turbulent. Pour le « *blast* » du Mont St Helens (Figure 1.4b), les vitesses maximales mesurées au front étaient d'environ 150 m/s (Moore and Rice 1984) et ont atteint jusqu'à 235 m/s au sein de l'écoulement (Kieffer and Sturtevant 1988). La phase initiale de propagation (« *burst phase* ») est contrôlée par l'énergie libérée lors de la décompression du magma et le gradient de pression dynamique horizontal qui en résulte. A ce stade le phénomène ne peut pas être strictement considéré comme un écoulement gravitaire. Cependant, la densité du mélange étant plus forte que celle de l'atmosphère, les forces de gravité contrôlent rapidement la mise en place de l'écoulement (après 20 secondes de propagation pour le Mont St Helens en 1980 et 10 secondes pour la Soufrière Hills, Montserrat, 1997 ; Esposti Ongaro et al. 2008; 2012). Dans ce type de déferlante, les particules sont majoritairement transportées par turbulence mais les concentrations en particules pourraient être relativement élevées localement (Druitt 1992).

1.3.2. Transport dans un mélange gaz-particules dense

Quand la concentration en particules est importante, l'énergie cinétique turbulente n'est pas assez forte pour maintenir les particules en suspension (Cantero et al. 2012). La

turbulence ne peut alors plus se développer sur toute l'épaisseur de l'écoulement et le transport se fait majoritairement par transfert de quantité de mouvement entre les particules et entre le gaz interstitiel et les particules. Si le gaz interstitiel a une influence négligeable, la friction et les collisions entre les particules dissipent l'énergie de l'écoulement et le forcent à s'arrêter rapidement (Figure 1.8a). En revanche, si la pression du gaz interstitiel est forte dans le mélange (voir chapitre 2 pour plus de détails sur le mécanisme), les interactions fluide-particules ne sont pas négligeables et les interactions particules-particules sont fortement réduites (Figure 1.8b Sparks 1976; Wilson 1980; Iverson 1997; Roche et al. 2008). Dans ce cas, la dissipation d'énergie est beaucoup moins importante et l'écoulement peut se propager plus longtemps et sur des pentes beaucoup plus faible que dans le cas d'un transport purement granulaire. Lorsque les interactions interparticulaires sont complètement annihilées par la pression interstitielle le régime de transport est dit « fluidisé ». Dans la nature, la fluidisation des écoulements n'est probablement que rarement complète mais le terme « fluidisé » est cependant souvent employé pour désigner un transport dominé par les interactions fluides-particules. Si le mélange n'est plus capable de conserver une forte pression interstitielle, à cause d'une forte perméabilité et/ou d'une faible vitesse différentielle entre les gaz et les particules, le régime de transport devient à nouveau dominé par les interactions granulaires.

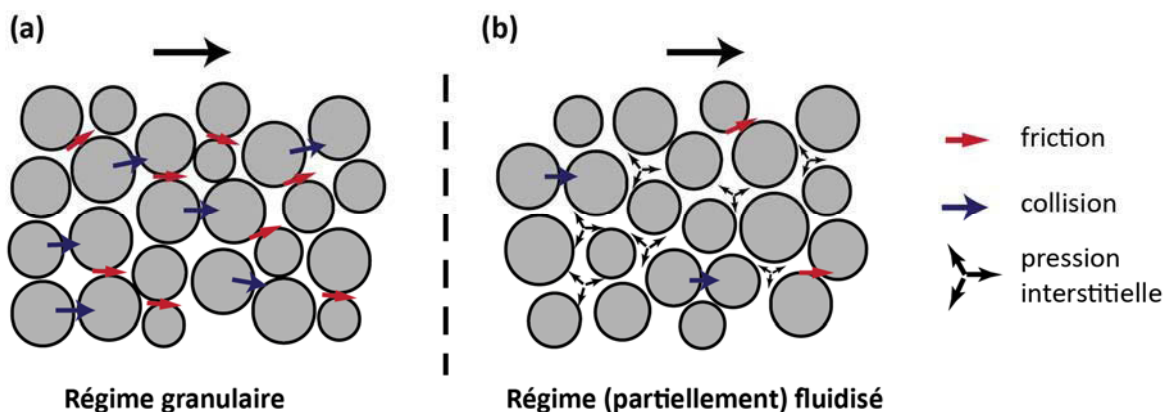


Figure 1.8 : Transport des particules dans un mélange gaz-particule dense. (a) Régime de transport granulaire dominé par la friction et les collisions entre les particules. (b) Régime de transport partiellement fluidisé pour lequel la pression interstitielle du fluide réduit les forces de contact interparticulaires (et donc la friction et les collisions).

La friction et les collisions, par moment intenses, provoquent l'abrasion des particules qui peut permettre de générer une très grande quantité de cendres au cours de la mise en place de l'écoulement. Cette production peut compenser voir surpasser la perte de ces particules fines par élutriation (Dufek and Manga 2008). Les cendres ont un effet important sur la

propagation de l'écoulement puisqu'elles vont permettre d'augmenter sa compétence, c'est-à-dire sa capacité à transporter des grosses particules, grâce au transfert de quantité de mouvement des particules fines aux plus grosses (Dufek et al. 2009), mais aussi de diminuer la perméabilité du mélange et favoriser ainsi la génération et la conservation d'une forte pression interstitielle (Wilson 1980; Dufek and Manga 2008). Cette production de cendres *in situ* est supposée être plus importante proche de l'événement, où l'énergie initiale et la pente sont fortes (Manga et al. 2010). Étant donné que la pression interstitielle réduit les interactions interparticulaires, il est probable que la production de cendres soit fortement réduite dans le cas d'un écoulement fluidisé.

Plusieurs nombres sans dimension sont utilisés pour décrire les mécanismes de propagation des écoulements denses. Ils représentent les rapports de forces s'exerçant sur l'écoulement et leurs valeurs donnent une indication sur les régimes de transport. Dans le cas d'un transport purement granulaire (pression de fluide négligeable), le nombre de Savage indique la source principale de dissipation de l'énergie au sein de l'écoulement. Il correspond au rapport entre les contraintes générées par les collisions entre les particules et celles générées par la friction (Iverson and Denlinger 2001). Il est défini par :

$$Sa = \frac{\rho_p d^2 \gamma^2}{(\rho_p - \rho_f) g h}, \quad (1.6)$$

avec ρ_p et ρ_f les masses volumiques respectives des particules et du gaz interstitiel, d le diamètre des particules, γ le taux de cisaillement, g l'accélération gravitationnelle et h l'épaisseur de l'écoulement.

Quand la pression interstitielle est forte, le nombre de Savage n'est alors pas pertinent puisque les interactions particules-particules ne dominant plus. D'autres nombres sans dimension sont plus adaptés pour décrire le régime de transport. Le nombre de Darcy défini le rapport entre les forces visqueuses exercées par le fluide dans le milieu poreux et les forces collisionnelles solides (entre les particules)

$$Da = \frac{\mu}{k \varepsilon_p \rho_p \gamma}, \quad (1.7)$$

avec μ_f la viscosité dynamique du fluide, ε_p la fraction de particules, et k la perméabilité du mélange. Plus Da est fort plus les interactions entre les particules sont tamponnées par la pression interstitielle, et donc plus l'écoulement se rapproche d'un état fluidisé.

Les principaux types d'écoulements pyroclastiques qui développent une base concentrée sont présentés ci-dessous.

Écoulements de blocs et cendres ou « block and ash flow » :

Ce sont des écoulements de relativement faible volume (typiquement 10^3 - 10^6 m³) qui sont produits par effondrement ou explosion d'un dôme de lave (Figure 1.3 ; exemples : Santiaguito, Guatemala, Rose et al. 1977 ; Mérapi, Indonésie, Boudon et al. 1993 ; Unzen, Japon, Yamamoto et al. 1993 ; Soufriere Hills Montserrat, Cole et al. 1998). La partie basale de ce type d'écoulement est essentiellement contrôlée par la topographie et se retrouve donc majoritairement confinés dans le fond des vallées. Certains des blocs les plus larges peuvent rouler et rebondir sur le sol comme dans le cas des avalanches de roches « froides » (Mellors et al 1988 ; Druitt 1998). Du fait d'un excès de pression de gaz dans les vésicules des fragments de dôme (jusqu'à 20 MPa) certains blocs peuvent se désintégrer spontanément après un ou plusieurs impacts sur le sol (Mellors et al. 1988; Sparks 1997b; Bursik et al. 2005). Ce phénomène, ainsi que la friction et les collisions entre les particules, permet la création d'une grande quantité de particules fines dont une partie est conservée par la base de l'écoulement tandis que l'autre partie en est expulsée (élutriation) pour former un nuage dilué et turbulent (déferlante pyroclastique et nuage co-ignimbrétique) au-dessus de l'écoulement basal (Davies 1978; Cas and Wright 1987; Druitt 1998).

Écoulements de ponces et cendres :

Ces écoulements sont formés par déstabilisation d'une colonne éruptive ou par débordement au niveau de l'évent (Figure 1.1 et Figure 1.2). La densité du mélange à la sortie de l'évent est généralement faible (de l'ordre de 1-10 kg/m³ ; Sparks et al. 1997a). Cependant, un écoulement dense peut rapidement se former par la sédimentation très rapide des particules et grâce à la pression exercée au point de chute de la colonne qui comprime le gaz et permet de maintenir les particules fines dans le mélange (Druitt and Sparks 1982). Une distinction est généralement faite entre les petits écoulements (< 1 km³), produits lors de phénomènes éruptifs brefs (Lascar 1993 ; St Helens, août 1980) et les écoulements de plus grande ampleur qui forment les ignimbrites (voir plus bas).

Les écoulements de faibles volumes (< 1 km³) sont généralement formés par des explosions discrètes (type vulcaniennes) ou lors d'éruptions type pliniennes ou sub-pliniennes pour lesquelles l'effondrement est limité dans le temps et/ou n'affecte qu'une petite partie de

la colonne. La distance de parcours de ces écoulements est faible à moyenne (< 10-15 km) et leurs dépôts se retrouvent donc majoritairement cantonnés autour des édifices où les pentes restent généralement assez importantes, bien que dans certains cas ils puissent se propager sur des pentes plus faibles (< 5-10°).

Les écoulements qui produisent des dépôts de moyens à très gros volumes (1 à > 1000 km³) sont supposés être générés par un mécanisme de « fountaining » soutenu, associé à la présence d'une colonne plinienne (Ignimbrite Campanienne, 36 ka, Rosi and Vezzoli 1999 ; Tambora, 1815 Self et al. 1984 ; Pinatubo, 1991, Scott et al. 1997) ou non (Peach Spring Tuff, 18.8 Ma, Valentine et al. 1989 ; Cerro Gallan, 2.08 Ma Sparks et al. 1985; Cas et al. 2011). Les dépôts de ces écoulements sont appelés « ignimbrites », qui signifie « pluie de feu » en latin, définis comme tel par le géologue anglais Patrick Marshall pour décrire des roches de dépôts pyroclastiques soudées en Nouvelle-Zélande (Marshall 1935). Aujourd'hui le terme « ignimbrite » est employé plus largement pour définir les dépôts riches en ponces et en cendres et dont le volume est relativement important (typiquement supérieur à 1 km³). Ces écoulements sont majoritairement contrôlés par la topographie mais l'énorme quantité de matériel déposé tout au long de leur mise en place peut leur permettre de combler progressivement les dépressions et ainsi d'inonder des surfaces très importantes. Il existe une hypothèse selon laquelle certaines ignimbrites seraient issues d'écoulements dilués et turbulents (Dade and Huppert 1996). Ceci fait l'objet d'un débat qui est présenté plus bas dans ce chapitre.

Du fait des importants volumes mis en jeu, ces éruptions sont très souvent associées à la formation de caldeiras. Etant donné les dimensions gigantesques que peuvent avoir ces structures (parfois >50x50 km) et le réservoir magmatique associé, les éruptions peuvent se produire à partir de plusieurs événements. Par exemple, dans le cas du Bishop Tuff, Etats-Unis (caldera de Long Valley), la nature variable des particules non-juvéniles retrouvées dans les dépôts suggère que l'éruption a débuté par un événement principal puis a migré le long des fractures annulaires bordant la caldeira (Hildreth and Mahood 1986; Cas and Wright 1987).

Écoulements pyroclastiques dérivés de déferlante :

Quand une déferlante parvient à se découpler de l'écoulement basal, en surmontant les bords d'une vallée par exemple, elle peut se reconcentrer par la sédimentation rapide d'une partie des particules de la suspension, et former ainsi un écoulement pyroclastique « dérivé » (Fisher and Heiken 1982; Fisher and Heiken 1983; Calder et al. 1999; Druitt et al. 2002). Ce

dernier, plus riche en particules fines, est généralement plus mobile (cf. rapport H/L , voir plus bas) que l'écoulement de blocs et cendres parent (Calder et al. 1999; Druitt et al. 2002).

Écoulements de scories :

Ces écoulements peuvent être générés par l'effondrement d'un cône de spatter instable en conséquence de fontaines de laves intenses, comme pendant le paroxysme de 2006 au Tungurahua, Equateur (Kelfoun et al. 2009; Bernard et al. 2014). Les particules de ce type d'écoulement sont majoritairement grossières et ne lui permettent probablement pas de conserver une forte pression de fluide. Le régime d'écoulement serait donc de type granulaire.

1.4. Sédimentation des courants de densité pyroclastiques

1.4.1. Sédimentation à partir d'un courant dilué et turbulent

Deux mode de sédimentation sont proposés pour les CDPs turbulents et sont dérivés des travaux sur les courants de densité en milieu aquatique, en particulier les turbidites (Lowe 1982; Druitt 1998; Branney and Kokelaar 2002).

(1) La *traction sedimentation*, se produit quand les particules de la zone de suspension (*suspended load*) tombent dans la zone de charriage (*bed load*) et sont réentraînées à la base de l'écoulement par saltation, reptation ou traction avant d'être définitivement déposées. C'est notamment par ce type de sédimentation que se forment les stratifications dans les dépôts.

(2) Dans le cas où le cisaillement à la base de l'écoulement est très faible et ne permet pas la formation d'une zone de traction, ou que la chute des particules est assez rapide pour empêcher leur réentraînement, la sédimentation peut se faire par simple accumulation des particules (Arnott and Hand 1989; Kneller and Branney 1995; Branney and Kokelaar 2002). Dans ce cas les dépôts sont plutôt massifs. La formation de dépôts massifs pourrait aussi être expliquée par la mise en place d'une stratification en densité stable dans le courant. Cette stratification aurait tendance à dissiper davantage l'énergie cinétique turbulente et donc à réduire voire supprimer la turbulence du courant, empêchant le réentraînement des particules sur la surface du dépôt (Cantero et al., 2012).

1.4.2. Sédimentation à partir d'un écoulement dense

1.4.2.1. Sédimentation « en masse »

Comprendre le mode de sédimentation des écoulements denses est crucial pour expliquer la formation des ignimbrites mais celui-ci est encore sujet à controverse. Le modèle ayant longtemps prévalu est la sédimentation dite « en masse », pour laquelle l'ensemble de l'écoulement s'arrête brusquement en se figeant. L'épaisseur de l'écoulement parent serait donc au moins égale voire supérieure (s'il est expansé) à celle du dépôt. Dans ce modèle, l'écoulement est constitué d'une zone de fort cisaillement à la base, éventuellement surmontée d'une zone de « plug » (bouchon) en partie fluidisée et expansée à l'intérieur de laquelle le cisaillement est faible (Figure 1.9a). L'épaisseur du dépôt correspondrait à environ 75% de l'épaisseur de l'écoulement originel (Wilson 1984; Francis 1993).

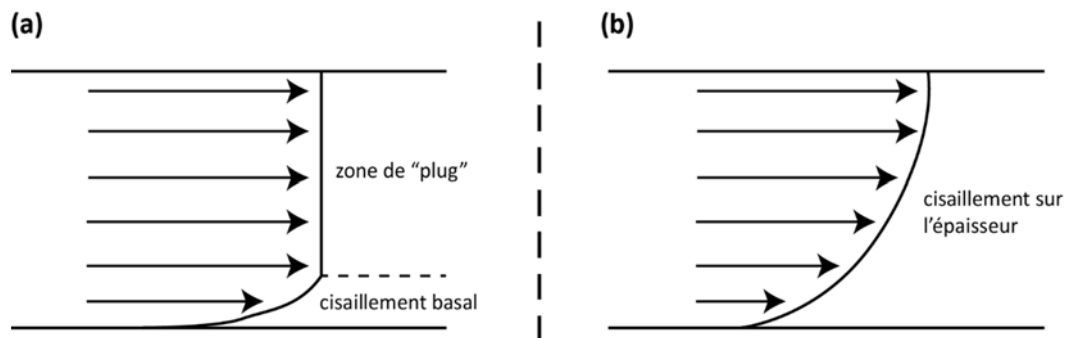


Figure 1.9 : Lignes de courant caractéristiques pour (a) un écoulement dense composé d'une portion à cisaillement faible ou nul (plug) et (b) un écoulement dense cisailé sur son épaisseur.

La sédimentation en « masse » a d'abord été évoquée pour les écoulements saturés en eau (type coulées de débris, Johnson 1970; Lowe 1982) et a été appliquée par la suite aux écoulements pyroclastiques (Sparks 1976; Wilson and Head 1981). Ces derniers se comporteraient de manière analogue à un fluide à seuil (type Bingham) qui se propage tant que la contrainte cisailante appliquée à la base de l'écoulement est supérieure à une contrainte seuil. Quand la contrainte devient inférieure au seuil, le mélange se comporte comme un solide et l'écoulement s'arrête presque instantanément. La structure interne du dépôt correspondrait ainsi à celle de l'écoulement juste avant son arrêt (Figure 1.10). Cette théorie reposait notamment sur l'observation de levées en bordure de certains écoulements (voir plus bas), qui témoigneraient d'une contrainte locale trop faible pour préserver le mouvement (Wilson and Head 1981), et sur la distribution particulière des particules dans la verticale du dépôt, avec un classement normal (la taille des particules diminue vers le haut)

des lithiques à la base et un classement inverse (la taille des particules augmente vers le haut) des ponces au sommet, qui a pu être reproduite en laboratoire (Wilson 1980). Cette distribution serait le résultat d'une ségrégation par densité par rapport à la matrice fluidisée de l'écoulement, les particules plus denses (lithiques) ayant tendance à « plonger » dans l'écoulement tandis que les plus légères (ex : ponces) flotteraient vers la surface, la ségrégation étant plus prononcée pour les plus grosses particules étant donné que les forces impliquées sont plus importantes (Sparks 1976; Wilson 1980).

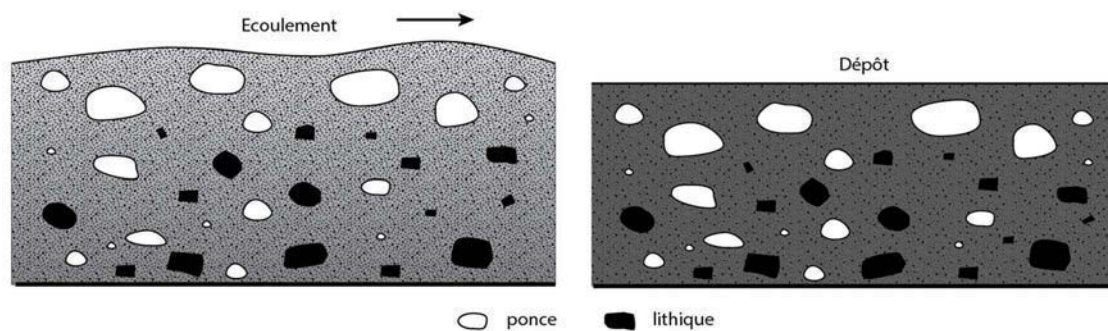


Figure 1.10 : Modèle de sédimentation en masse. Le dépôt est formé presque instantanément et conserve une structure interne semblable à celle de l'écoulement

Ce modèle de sédimentation en masse a été remis en cause car il souffre de plusieurs limites. Par exemple, il paraît très difficile d'imaginer qu'un écoulement puisse se figer de manière homogène sur toute sa longueur, à cause notamment des irrégularités topographiques et des changements de flux de masse à la source (Fisher et al. 1993; Branney and Kokelaar 2002). Dans ce cas, si la partie frontale de l'écoulement s'arrêtait en premier, le front du dépôt pourrait se faire dépasser par les parties de l'écoulement situées plus en amont ce qui créerait des structures de compression dans le dépôt. En revanche si l'écoulement commençait à se figer par l'arrière, les parties avant de l'écoulement encore en mouvement pourraient se détacher, formant des structures d'extension (Branney et Kokelaar 2002). En outre, certains indices de terrain montrent des inhomogénéités dans les dépôts qui sont incompatibles avec un arrêt instantané de l'ensemble de l'écoulement. Ces indices incluent :

(1) La zonation chimique verticale de certaines ignimbrites, qui reflète une zonation de la chambre magmatique avant l'éruption et qui implique une mise en place différée entre la base et le sommet du dépôt (exemples : Acatlan Ignimbrite, Mexique, Wright and Walker 1977; Wright and Walker 1981 ; Hraunfossar, Islande, Wohletz and Sheridan 1979; ignimbrite de

Crater Lake Druitt and Bacon 1986; Poris ignimbrite, Iles Canaries, Brown and Branney 2004 ; Green Tuff ignimbrite, Italie, Williams et al. 2014).

(2) L'orientation préférentielle des particules (fabrique) sur l'épaisseur de certains dépôts qui témoigne d'un cisaillement sur toute l'épaisseur de l'écoulement (Figure 1.9b) et qui semble incompatible avec la vision d'un « plug ». De plus, la fabrique des particules peut varier dans la verticale du dépôt, comme observé pour l'Upper Bandelier Tuff (Mc Donald and Palmer 1990), ou le Peach Spring Tuff aux Etats-Unis (Hillhouse and Wells 1991), ce qui témoigne d'un changement de la direction principale d'écoulement.

1.4.2.2. Sédimentation par aggradation progressive

Un autre mécanisme de sédimentation a donc été proposé pour concilier les différentes observations de terrain. Il implique que la formation du dépôt s'établit progressivement à partir de la base de l'écoulement (Figure 1.11). L'épaisseur du dépôt serait donc liée à la vitesse de sédimentation et à la durée d'approvisionnement de particules à la source plutôt qu'à l'épaisseur de l'écoulement. La verticale du dépôt enregistrerait donc la chronologie de sa mise en place, les particules éjectées en dernier de l'événement se retrouvant au sommet du dépôt, éventuellement plusieurs heures après la sédimentation des premières particules à la base. Ce concept, dénommé « *progressive aggradation* » par Branney et Kokelaar (1992), a été développé à partir de travaux de Fisher (1966) qui suggérait que les écoulements parents des ignimbrites se formaient par accumulation progressive de particules transportées dans un mélange turbulent. Déjà, en 1960, Mctaggart évoquait une « nuée qui dépose sa charge de manière continue tout au long de son passage » mais sans clairement développer cette idée. Cependant, les termes utilisés par Mctaggart laissent penser que la sédimentation était supposée graduelle. Le mécanisme d'aggradation progressive a été observé expérimentalement à la fois pour des écoulements dilués et turbulents (Andrews and Manga 2012) et des écoulements denses (Girolami et al. 2010).

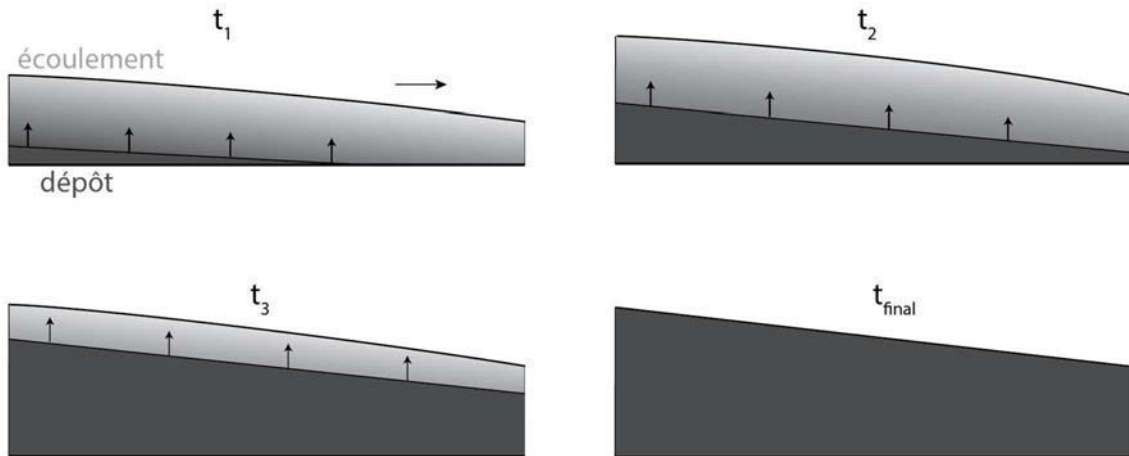


Figure 1.11 : Modèle de sédimentation par aggradation progressive. Le dépôt se forme progressivement depuis la base. L'épaisseur ainsi que la structure interne du dépôt ne sont pas forcément représentatives de celles de l'écoulement.

L'aggradation progressive a de fortes implications pour le mode de transport des écoulements. Par exemple, le dépôt ne serait pas le reflet de la structure interne instantanée de l'écoulement mais représenterait simplement les conditions à l'interface écoulement/dépôt, susceptibles de varier pendant la mise en place (à cause d'un changement de flux de masse notamment). Ainsi, la distribution des particules dans la verticale du dépôt ne serait pas seulement due aux différents mécanismes de ségrégation dans l'écoulement mais également à des variations de compétence (définie ici comme la capacité à transporter des particules grosses et lourdes) de l'écoulement parent au cours de sa mise en place graduelle. Si la compétence du courant diminue avec le temps, par exemple à cause d'un flux éruptif plus faible, la distance à laquelle il va pouvoir transporter des grosses particules (et donc les déposer) va diminuer et le granoclassement du dépôt sera normal. Si en revanche la compétence augmente, le granoclassement deviendra inverse. Les grosses ponces, légères et ayant une grande surface de contact, pourraient être facilement remobilisées juste après leur sédimentation à cause du cisaillement basal de l'écoulement, ce qui les ferait remonter graduellement dans le dépôt en formation et permettrait en partie d'expliquer leur forte concentration dans les parties supérieures du dépôt.

Un autre point très important est que l'épaisseur de l'écoulement ne déterminerait pas l'épaisseur du dépôt. Il ne serait donc pas nécessaire d'invoquer des écoulements gigantesques pour expliquer la formation d'ignimbrites dont l'épaisseur peut atteindre plusieurs centaines de mètres. Branney et Kokelaar (2002) ont suggéré que, bien que certaines ignimbrites soient généralement massives et montrent des indices en faveur d'un mélange

dense et non turbulent, seule la base de l'écoulement nécessiterait d'être concentrée en particules. Ainsi, pour certains écoulements, la majeure partie du transport des particules pourrait se faire à partir d'un mélange dilué et turbulent, les particules qui sédimentent alimentant la zone basale dense, que les auteurs appellent « lower flow boundary zone », à partir de laquelle se forme le dépôt. Cependant, Branney et Kokelaar (2002) n'apportent pas réellement d'arguments physiques pour discuter l'épaisseur du niveau basal, la concentration en particules (notamment le pourcentage en particules à partir duquel ils considèrent un mélange concentré ou dilué), la transition (franche ou progressive) entre les parties basales et supérieure de l'écoulement, ou encore d'une concentration seuil à partir de laquelle la turbulence ne peut pas être maintenue.

Roche (2012) propose de réconcilier les mécanismes de dépôt en masse et d'aggradation progressive en suggérant que les écoulements relativement fins et à fort taux de sédimentation peuvent se déposer relativement rapidement et permettre ainsi la conservation de la structure d'écoulement. Bien que le dépôt se forme rapidement et donne l'impression que l'écoulement se fige, le mécanisme fondamental impliqué est toujours l'accumulation progressive du dépôt depuis la base.

1.5. Architecture des dépôts

Dans cette section sont uniquement présentés les dépôts de déferlantes et d'écoulement pyroclastiques de petits volumes ($< 1 \text{ km}^3$) pour lesquels il y a généralement peu d'ambiguïté sur la concentration en particules et le mode de principal transport des écoulements parents.

1.5.1. Dépôts de déferlantes

Les dépôts formés à partir de déferlantes sont généralement fins (typiquement $< 1 \text{ m}$ pour chaque strate) et recouvrent des surfaces très importantes, ce qui suggère que les écoulements parents peuvent s'affranchir de la plupart des irrégularités topographiques. Cependant les dépôts ne sont pas totalement indépendants de la topographie, contrairement aux dépôts de retombées, puisque leur épaisseur tend à augmenter dans les dépressions et diminuer sur les reliefs (Figure 1.12a; Wohletz and Sheridan 1979). La granulométrie des dépôts est assez fine (diamètre médian $Md\Phi = 1 - 2$, c'est-à-dire entre 0.5 et 0.25 mm) et leur classement est en général assez bon ($\sigma\Phi \sim 1.5$; Valentine and Fisher 2000), excepté pour les « *blasts* ».

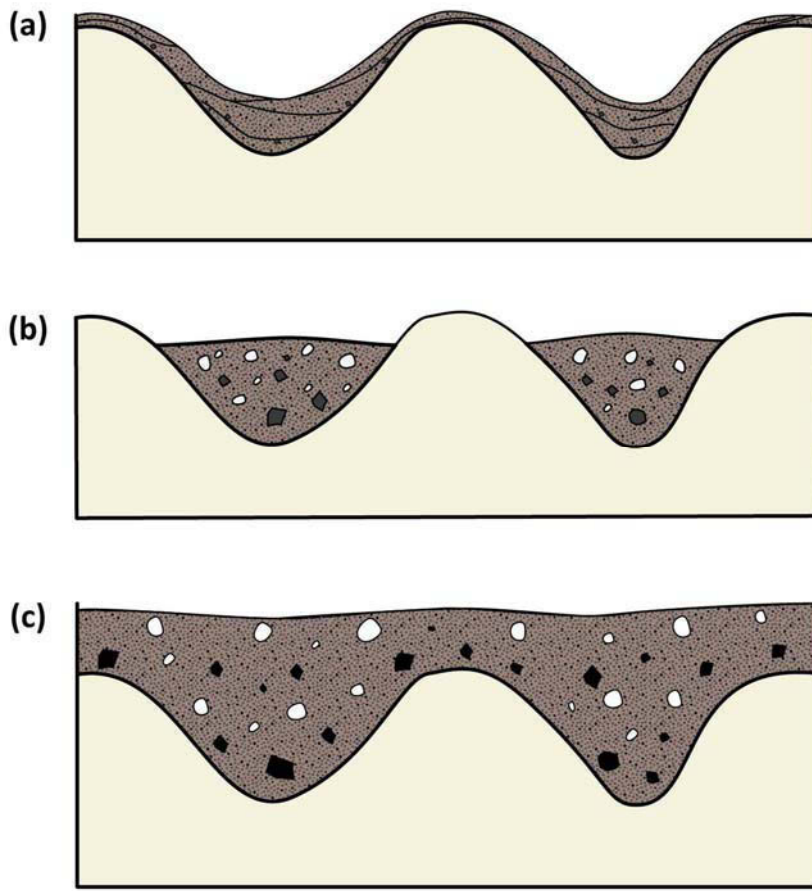


Figure 1.12 : Relation entre les dépôts des courants de densité pyroclastiques et la topographie. **(a)** Les dépôts de déferlantes pyroclastiques « drapent » la topographie, leur épaisseur augmente dans les creux et diminue au niveau des reliefs. **(b)** Les dépôts d'écoulements pyroclastiques de petits volumes sont concentrés majoritairement dans les vallées. **(c)** Dépôts d'écoulements pyroclastiques de grand volume qui peuvent déborder des vallées et remodeler la topographie.

Les faciès des dépôts de déferlantes sont très variables. Ils sont souvent caractérisés par la présence de stratifications plus ou moins fines (de l'ordre du mm à plusieurs cm), de types planaires, ondulées ou entrecroisées (Figure 1.13) mais peuvent également présenter une structure massive, c'est-à-dire sans structure interne particulière (Wohletz and Sheridan 1979; Fisher and Schmincke 1984). Ces différents faciès peuvent se succéder longitudinalement et verticalement, ce qui indique que le régime de sédimentation peut varier spatialement et temporellement au cours de la mise en place (Vazquez and Ort 2006). Les dépôts présentent également des structures de plus grandes échelles de type dunes et antidunes, dont les tailles et longueurs d'ondes sont très variables (centimétriques à métriques) et dont la direction de migration dans le dépôt pourrait indiquer des variations de conditions d'écoulement (Schmincke et al. 1973; Cole 1991) ou une évolution de la température et du taux d'humidité du mélange (Allen 1984; Cas and Wright 1987).



Figure 1.13 : Dépôt de « base surge » avec stratifications entrecroisées. Koko Crater, Hawaï, Etats Unis. (photo Matt Patrick).

1.5.2. Dépôts d'écoulements pyroclastiques de faible volume

Cette section présente principalement les dépôts d'écoulements de blocs et cendre (ex : Unzen 1991, Yamamoto et al. 1993), de ponces et cendre (ex : Lascar 1993 Sparks et al. 1997b) et de scories (ex : Tungurahua, Bernard et al. 2014) qui sont essentiellement distingués par la nature des fragments qui les composent. Ne sont présentés ici que les dépôts de l'écoulement basal (écoulements pyroclastiques).

- Les dépôts d'écoulements de blocs et cendre sont caractérisés par une forte proportion de matériel dense ($1700 < \rho < 2700 \text{ kg m}^{-3}$; Brown and Andrews 2015), peu ou pas vésiculés, provenant du dôme de lave cristallisé.
- Les dépôts d'écoulements de ponces et cendres sont généralement très riches en ponces, très vésiculées et peu denses ($200 < \rho < 1000 \text{ kg m}^{-3}$; Brown and Andrews 2015), et en cendre issues de la fragmentation d'un magma souvent différencié (andésite à rhyolite).
- Les dépôts d'écoulements de scories sont riches en particules moyennement vésiculées, et de masse volumique intermédiaire ($1000 < \rho < 2000 \text{ kg m}^{-3}$).

Il est fréquent d'observer la présence de particules dites « non-juvéniles », qui ont été arrachées aux parois du (ou des) conduit(s) lors de la remontée du magma (dans le cas des

écoulements de ponces et de scories), ou bien incorporées à l'écoulement par érosion du substrat (Buesch 1992; Freundt et al. 2000).

Les dépôts des écoulements pyroclastiques de faible volume recouvrent une surface limitée comparé aux dépôts de déferlantes et leur répartition est fortement contrôlée par la topographie. Ils sont souvent beaucoup plus épais dans les dépressions et absents au niveau des crêtes (Figure 1.12b). Si l'écoulement se propage dans une zone non confinée, le dépôt peut être caractérisé par la présence de lobes (forme bombée au front) et/ou de levées latérales (bords plus haut que le cœur du dépôt, Figure 1.14), enrichies en blocs et témoins d'une ségrégation des particules au cours de la mise en place (Yamamoto et al. 1993; Lube et al. 2007; Brand et al. 2014; Brown and Andrews 2015). Les morphologies de type lobes et levées sont généralement plus développées dans le cas des écoulements de ponces et cendres, éventuellement à cause de la forte flottabilité des grosses ponces qui facilite leur accumulation aux marges de l'écoulement (Druitt 1998). Si l'écoulement passe brutalement d'une zone confinée à une zone non-confinée et peu pentue il peut s'étaler et former un dépôt en éventail ou en digitations (plusieurs lobes, Sparks et al. 1997b; Brown and Andrews 2015).

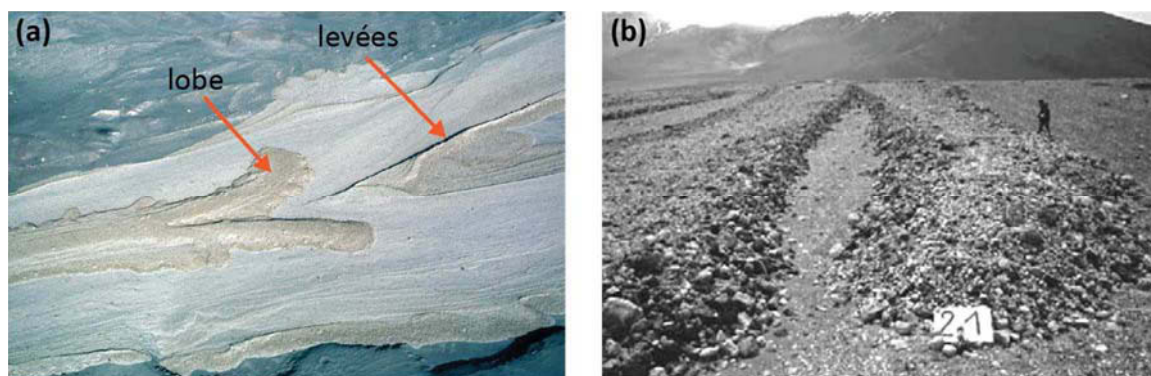


Figure 1.14 : **(a)** Morphologies en lobes et levées pour des dépôts d'écoulements de ponces et cendre lors de l'éruption Mont St Helens (1980). **(b)** lobes dans les dépôts d'écoulements de cendre et ponces de l'éruption du Lascar (1993); (Félix et Thomas; 2004).

Les dépôts sont généralement massifs et mal à très mal classés, avec des tailles de particules variant du micromètre jusqu'à parfois plusieurs mètres (Figure 1.15; Yamamoto et al. 1993; Druitt 1998; Charbonnier and Gertisser 2011; Brown and Andrews 2015). Les particules peuvent être plus ou moins arrondies selon les conditions de transport, notamment la durée de l'écoulement et l'intensité des interactions interparticulaires. Une forte friction va générer plus d'abrasion et donc favoriser l'arrondissement des particules (ou clastes) tandis que les collisions auront tendance à fragmenter les clastes et ainsi favoriser leur angularité

(Manga et al. 2010). Si la concentration en particules fines est suffisamment forte, les blocs ne sont pas directement en contact et sont entourés par une matrice cendreuse interconnectée ; les dépôts sont dits « supportés par la matrice ». Quand la proportion de particules fines est faible et que les blocs sont en majorité en contact les uns avec les autres, les dépôts sont dits « supportés par les clastes ». Ces deux configurations représentent deux pôles entre lesquels toutes les configurations intermédiaires sont possibles. Les dépôts d'écoulements de blocs et de cendre supportés par les clastes sont assez semblables aux dépôts d'avalanche de roches « froides », excepté que dans le premier cas certains blocs développent des fractures prismatiques (*Prismatically Jointed Blocs*) qui résultent de la contraction thermique du matériau lors du refroidissement et qui témoignent donc d'un emplacement à haute température (Francis et al. 1974). De part cette forte température il est commun de retrouver des fragments de bois ou de plantes carbonisés dans les dépôts d'écoulements s'étant propagés dans une zone à forte végétation.

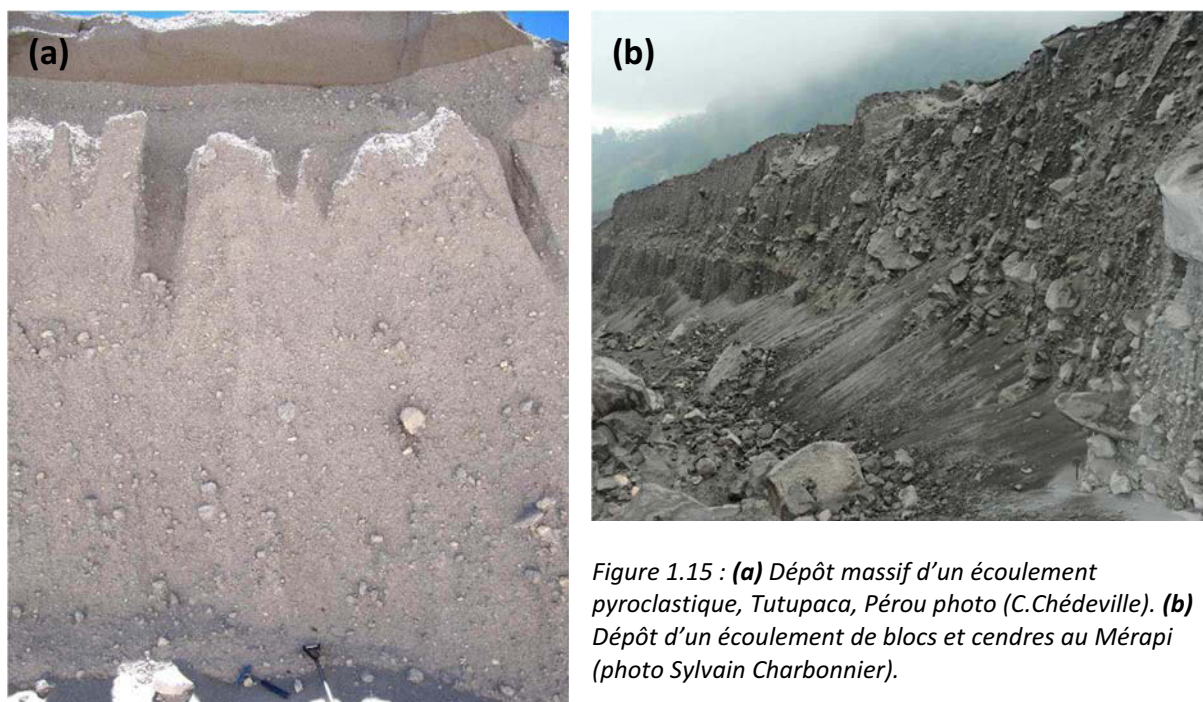


Figure 1.15 : (a) Dépôt massif d'un écoulement pyroclastique, Tutupaca, Pérou photo (C.Chédeville). (b) Dépôt d'un écoulement de blocs et cendres au Mérépi (photo Sylvain Charbonnier).

1.6. La problématique des ignimbrites

1.6.1. Caractéristiques des dépôts

Les ignimbrites recouvrent des surfaces souvent très importantes et ont généralement une surface supérieure relativement plane et très faiblement inclinée (Figure 1.16 ; (Griggs

1922; Ross and Smith 1961; Druitt 1998; Branney and Kokelaar 2002). Les ignimbrites peuvent présenter pratiquement tous les types de faciès de dépôts connus, de massif à finement stratifié, de riche en ponces à riche en non-juvéniles (ex : lithics breccia ; Druitt and Sparks 1982; Walker 1985), peuvent être fortement soudés (voir 1.5.2) ou pas du tout (Smith 1960; Ross and Smith 1961; Quane and Russell 2004). Cette variabilité témoigne de différents régimes ou conditions de dépôt qui peuvent varier spatialement et temporellement durant ou après la mise en place.

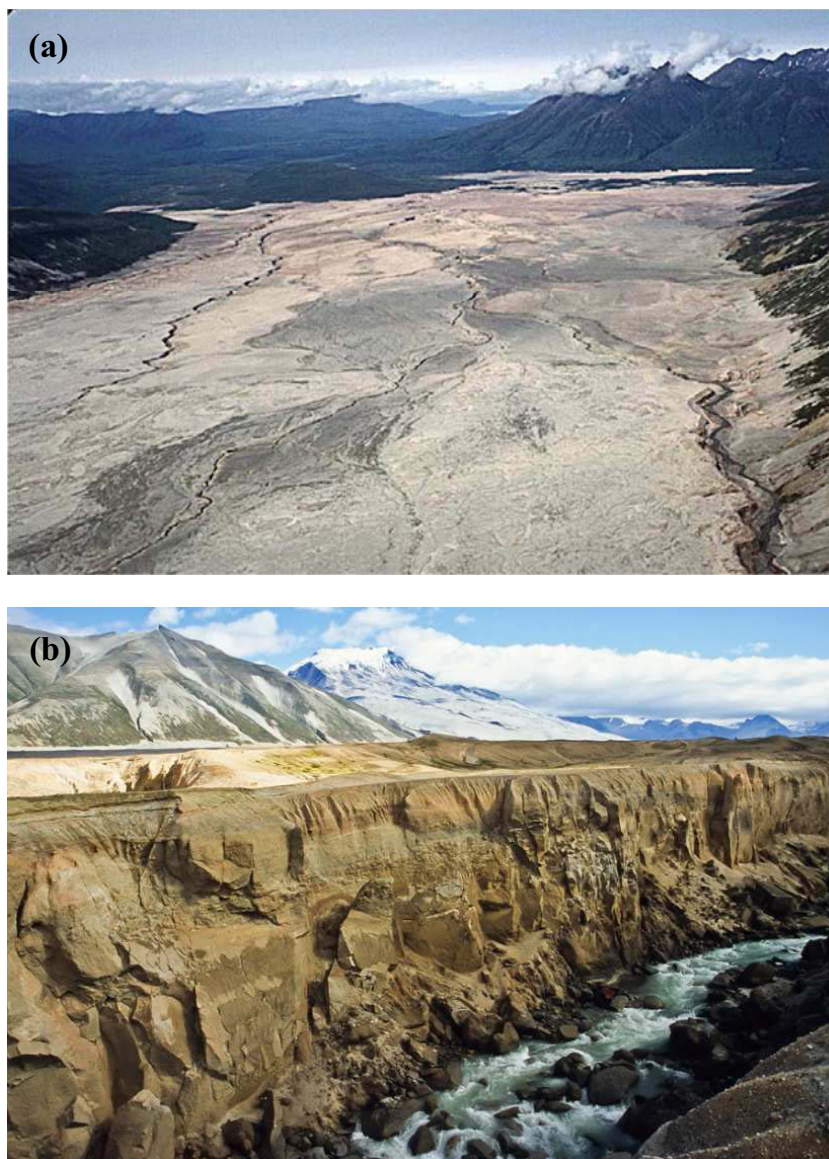


Figure 1.16 : Ignimbrite formée lors de l'éruption du Novarupta, 1912 ; VTTs, (photo Wes Hildreth). **(a)** vue aérienne de la surface bien plane du dépôt ; **(b)** Vue en coupe du dépôt.

La récurrence dans la succession verticale des faciès observés dans un grand nombre d'ignimbrites a amené Sparks et al. (1973) à proposer le modèle « d'unité standard

d'écoulement » (modifié par la suite, notamment par Wilson et Walker (1982) et Walker (1983); Figure 1.17). Selon ce modèle, chaque faciès dans le dépôt correspondrait à une portion de l'écoulement.

La couche 1 (basale) est relativement bien classée et est généralement appauvrie en fines et serait déposée soit par une déferlante précédant l'écoulement (Sparks et al. 1973) soit par la tête fluidisée de l'écoulement (Walker et al. 1981; Wilson and Walker 1982).

La couche 2, séparée en deux parties, représenterait le corps de l'écoulement. La couche 2a, pauvre en grosses particules et caractérisée par un granoclassement inverse (la taille des particules augmente vers le haut) serait caractérisée par un fort cisaillement. Le granoclassement inverse serait principalement le résultat d'un tamisage cinétique des particules. Ce mécanisme de ségrégation, favorisé par l'agitation du milieu granulaire, est produit par la chute des petites particules entre les plus grosses particules, qui remontent alors progressivement dans l'écoulement (Savage and Lun 1988; Gray and Thornton 2005). Au-dessus, La couche 2b, plus épaisse, représenterait la majeure partie de l'écoulement, qui serait partiellement fluidisée. Cette couche est caractérisée par un granoclassement normal (la taille des particules augmente vers le bas) des lithiques et inverse des ponces, qui touche uniquement la fraction grossière (« *coarse tail grading* »), et qui serait dû à une ségrégation par densité des particules.

Enfin, la couche 3, mieux classée, à granulométrie plus fine et généralement très pauvre en cristaux, correspondrait au dépôt de retombée du nuage turbulent surmontant la partie dense, et qui serait formé par l'élutriation des particules les plus fines (nuage co-ignimbritique).

Il faut noter que les interprétations des faciès de l'unité standard d'écoulement de Sparks et al. (1973) étaient à l'origine liées au mécanisme de sédimentation « en masse ». Il est néanmoins possible qu'une aggradation relativement rapide permette au dépôt de présenter une organisation verticale très proche de celle de l'écoulement (Roche 2012, voir plus haut). La plupart des ignimbrites sont formées par l'accumulation de plusieurs unités d'écoulements (complètes ou non) qui pourraient correspondre à une succession d'écoulements ou de « pulses » au sein d'un même écoulement d'intensité variable, entrecoupés par des phases de pause plus ou moins longues qui laisseraient le temps au nuage co-ignimbritique de se déposer (compound ignimbrite ; ex : ignimbrite minoenne, Grèce Sparks, 1976 ; ignimbrite de Rio Caliente, Mexique Wright, 1981 ; Bishop Tuff, Etats-Unis, Wilson and Hildreth, 2003).

Cependant, les ignimbrites constituées de séquence(s) massive(s) de plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur (ignimbrite Acatlán, Mexique Branney and Kokelaar 1997; ignimbrite Zaragoza, Mexico, Carrasco-Núñez and Branney 2005) sont plus difficiles à interpréter. De telles séquences pourraient être formées par le passage d'un écoulement unique alimenté continuellement pendant plusieurs heures, voire plusieurs jours (Branney and Kokelaar 2002; Carrasco-Núñez and Branney 2005; Williams et al. 2014). Cependant, si des pulses se succèdent rapidement et/ou s'ils sont suffisamment érosifs, la limite entre les différentes unités de dépôt résultantes n'est pas forcément bien visible, donnant ainsi à l'ignimbrite un aspect massif (Druitt 1998). Certaines ignimbrites montrent un faciès proximal riche en lithiques grossiers et pauvre en particules fines, appelé « lag breccia », et qui serait formé par une accumulation de fragment trop dense ou grossiers pour être transportés efficacement par l'écoulement en formation au niveau de l'évent (Druitt and Sparks 1982; Walker 1985).

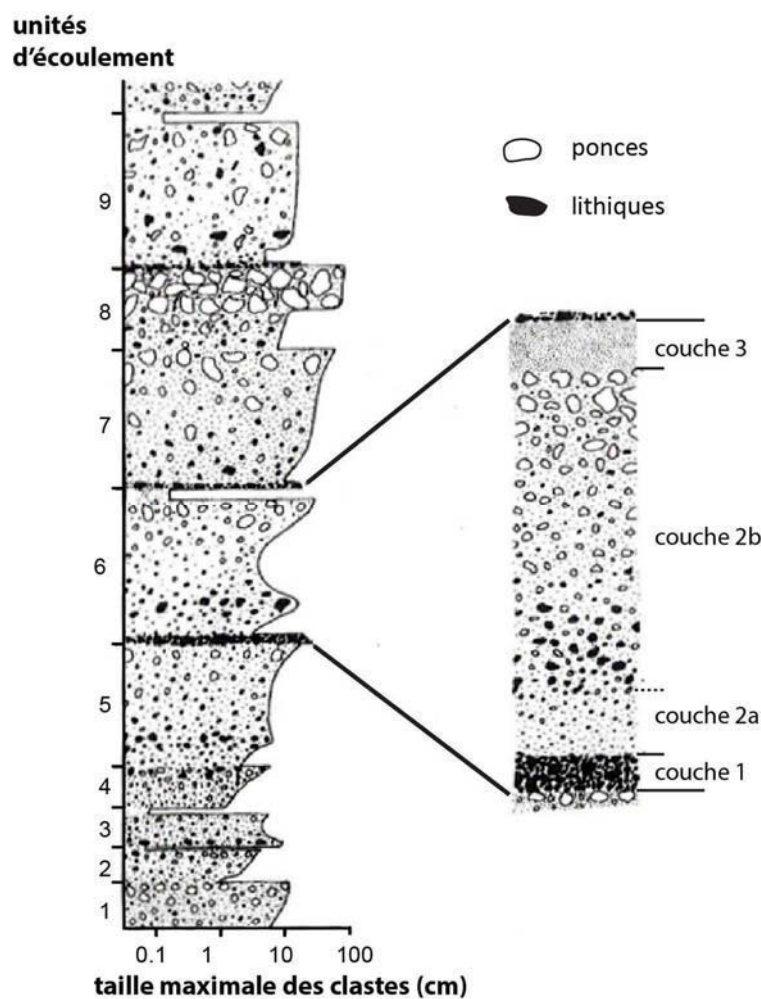


Figure 1.17 : Séquence stratigraphique théorique d'une ignimbrite à unités standards. A droite, détails sur une unité d'écoulement standard ; Wilson (1986).

Des chenaux d'élutriation verticaux, pauvres en particules fines, peuvent être abondants lorsque l'ignimbrite s'est mise en place par-dessus une zone de végétation dense ou un cours d'eau, ce qui suggère qu'ils se sont formés grâce au gaz libéré par l'évaporation d'une partie du substrat. De même, les chenaux observés au cœur du dépôt sont souvent ancrés sur du bois calciné. Leur formation pourrait être aussi le résultat d'une compaction tardive du dépôt, dont la faible perméabilité ne permet pas l'évacuation homogène du gaz interstitiel, celui-ci tant obligé de se propager dans des fractures pour s'échapper (Freundt et al. 2000). La présence de chenaux d'élutriation a longtemps été considérée comme témoin de la fluidisation des écoulements pyroclastiques. Cependant, le cisaillement interne de l'écoulement ne permet probablement pas la préservation des chenaux. Ces derniers seraient alors uniquement des structures post-dépôt.

1.6.2. Rhéomorphisme

Certaines ignimbrites ou portions d'ignimbrites présentent des caractéristiques très proches des coulées de laves avec de indices de déformation ductiles, des structures de fluages, des particules soudées, etc... Ces caractéristiques suggèrent que les particules de l'écoulement ont commencé à s'agglomérer pendant la mise en place alors qu'elles étaient encore très chaudes (Branney and Kokelaar 1992; Freundt 1998; Freundt 1999). Le dépôt résultant peut être déformé de manière ductile à cause du cisaillement à l'interface écoulement/dépôt, ou par étalement gravitaire de la masse après déposition (Wolff and Wright 1981; Branney and Kokelaar 1992; Williams 2010). Ce mouvement secondaire, appelé rhéomorphisme, est plus ou moins intense selon les conditions d'écoulement (température, forme des particules, concentration) et de dépôt (vitesse de sédimentation, compaction du dépôt) (Freundt 1998; Quane and Russell 2004).

1.6.3. Rapport de forme des ignimbrites : HARI et LARI

Les ignimbrites peuvent être décrites par un critère morphologique appelé rapport de forme (« *aspect ratio* », a.r. ; Walker et al. 1980; Walker 1983) qui est le rapport entre l'épaisseur moyenne du dépôt et le diamètre d'un cercle qui couvre la même aire que le dépôt initial (Figure 1.18). Ce rapport permet de distinguer les ignimbrites en deux catégories : les HARI (High Aspect Ratio Ignimbrite) et les LARI (Low Aspect Ratio Ignimbrite).

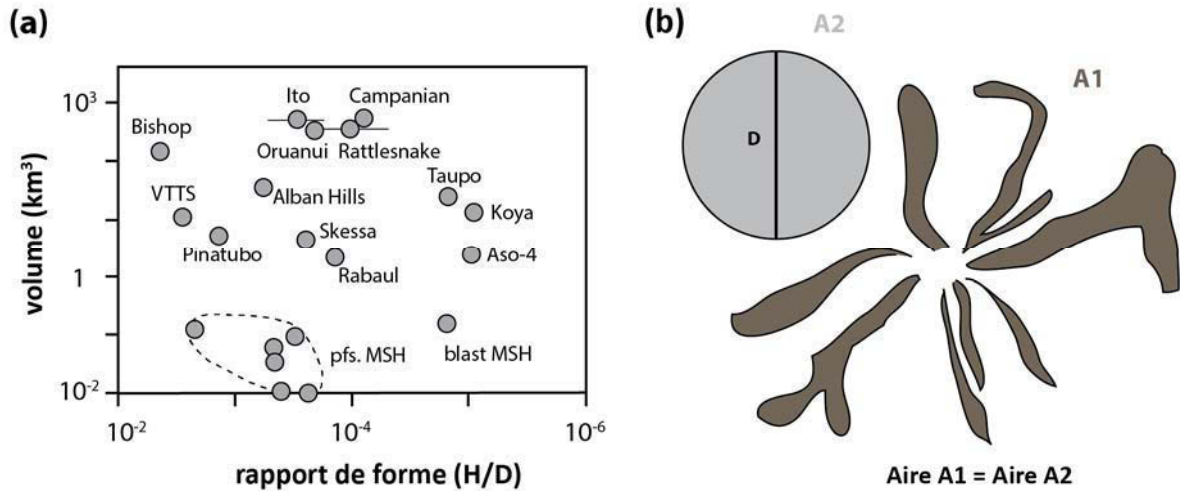


Figure 1.18 : **(a)** Rapport de forme (D/H) des dépôts d'écoulements pyroclastiques en fonction de leur volume. MSH : Mont St Helens, VTTS: Valley of the Ten Thousand Smokes. **(b)** Détermination de D en fonction de l'aire du dépôt (voir texte pour détails). A1 correspond à la somme des aires de toutes les zones en marron.

Les écoulements parents des HARI sont considérés comme étant des mélanges concentrés en particules, qui répondent passivement à la topographie, c'est-à-dire qu'ils suivent majoritairement les vallées à une vitesse relativement faible, à cause notamment d'un faible débit éruptif à l'événement. Les ignimbrites de Bishop Tuff, Californie (a.r. $\sim 1/250$), de la vallée des dix mille fumées (VTTS), Alaska (a.r. $\sim 1/400$) ou celle de l'éruption de 1991 du Pinatubo (Philippines, $1/1200 < \text{a.r.} < 1/480$; Figure 1.19a) sont classées dans cette catégorie.

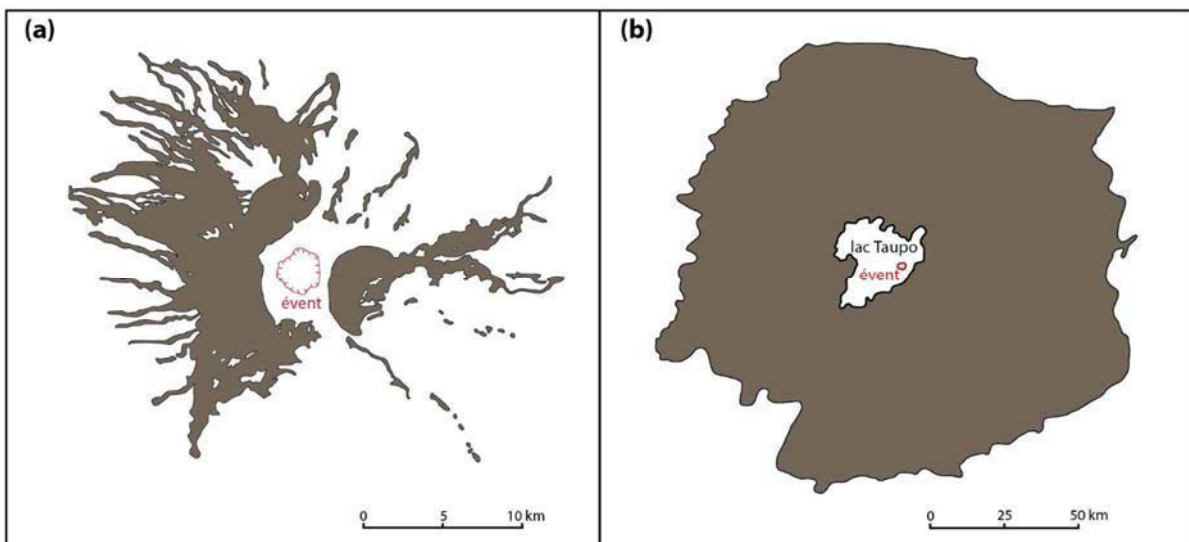


Figure 1.19 : Carte de répartition des dépôts d'une ignimbrite **(a)** à fort rapport de forme (HARI, Pinatubo, 1991; Scott et al. 1997), Philippines et **(b)** à faible rapport de forme (LARI, Taupo, 186 AD, Nouvelle Zélande, Wilson 1985).

Les LARI sont au cœur du débat sur les mécanismes de transport des CDPs qui forment les ignimbrites. Ces dépôts sont généralement distribués radialement autour de l'événement, ce qui suppose que le courant originel était beaucoup moins affecté par la topographie et donc qu'il était très énergétique et/ou épais, avec un débit éruptif très fort. Les dépôts sont épais et massifs dans les vallées (« Valley Pondered Ignimbrite » selon Walker et al. 1980), et fins (typiquement < 1m) et souvent stratifiés sur les crêtes (« Ignimbrite Veneer Deposit », mêmes auteurs) avec des caractéristiques proches des dépôts de déferlantes (Figure 1.20). De ce fait certains auteurs ont proposé que ce type d'ignimbrite pouvaient se former à partir d'un courant dilué, turbulent et très énergétique (vitesse > 100 m/s à plusieurs dizaines de kilomètres de l'événement ; Dade and Huppert 1996 pour l'ignimbrite de Taupo). Bien que ce modèle représente assez bien les variations d'épaisseur et de granulométrie de la majeure partie des dépôts, il ne prend pas en compte le mélange avec l'air ambiant qui est généralement très important pour un écoulement rapide et dilué (c.f. faible nombre de Richardson, Bursik and Woods 1996), qui diminue la densité du mélange (donc sa vitesse) et le force à s'élever quand sa densité devient plus faible que celle de l'air. De plus, pour certaines ignimbrites (Rattlesnake, Oregon, $1/20000 < a.r. < 1/4000$, Streck and Grunder 1995 ; Peach Spring Tuff, Californie, a.r. $\sim 1/10000$, Buesch 1992), la présence de gros blocs dans le dépôt (> 15-20 cm), qui proviennent de l'érosion d'un substrat situé à plusieurs kilomètres voir dizaines de kilomètres de l'événement et qui auraient été transportés jusqu'à plusieurs centaines de mètres de leur source, est difficilement conciliable avec un écoulement entièrement dilué. En effet, les vitesses minimum nécessaires pour entraîner ces blocs seraient de plusieurs centaines de mètres par secondes, ce qui semble irréaliste (Roche 2015). Le débat sur la concentration des écoulements parents des LARI est toujours d'actualité dans la communauté scientifique, notamment dans le cas de l'ignimbrite de Taupo en Nouvelle Zélande (a.r. $\sim 1/100000$, Walker 1983; Wilson 1985 ; Figure 1.19b) ; aucun modèle n'arrivant à expliquer de manière satisfaisante l'ensemble des caractéristiques de ce type de dépôt.

La classification des ignimbrites en HARI et LARI, bien qu'intéressante n'est cependant pas suffisante pour discriminer les écoulements en fonction de leur mode transport ou de déposition. De plus, la plupart des ignimbrites étant relativement vieilles (plusieurs millions d'années) et/ou localisées dans des zones relativement humides, l'érosion rend incertaines les mesures d'épaisseurs et distances de parcours.

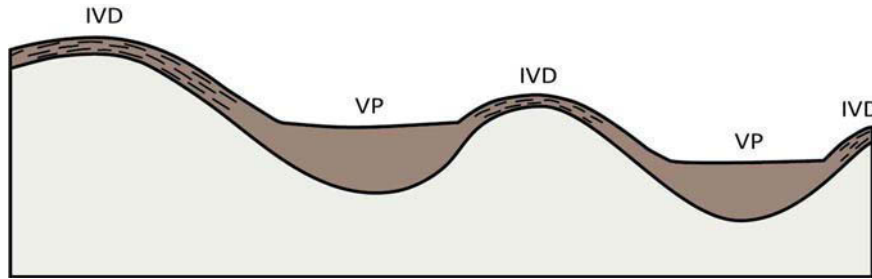


Figure 1.20 : Dépôts caractéristiques des ignimbrites à faible rapport de forme (LARI) : épais et massif dans les vallées (Valley Pondered ; VP) et fin et plus ou moins stratifié sur les crêtes (Ignimbrite Veneer Deposit ; IVD) ; d'après Walker et al. (1980).

1.6.4. Capacité à franchir des obstacles

Certains dépôts d'écoulements sont retrouvés sur, ou du moins de part et d'autre, de grandes barrières topographiques : par exemple des reliefs de 1500 m de haut pour l'ignimbrite de Taupo, Nouvelle Zélande (Wilson 1985), 1000 m pour l'ignimbrite campanienne, Italie (Fisher et al. 1993) ; 600 m pour l'ignimbrite d'Ito au Japon (Yokoyama 1974) ou 200-400 m pour les écoulements du Pinatubo (Scott et al. 1996). Ces observations ont deux explications possibles. (1) l'écoulement basal possédait une énergie cinétique suffisante pour surmonter la barrière (Miller and Smith 1977; Sparks et al. 1978; Cas and Wright 1987), ce qui impliquerait des vitesses remarquablement élevées (Figure 1.21a). Ces vitesses peuvent être estimées par la simple relation entre énergies potentielle et cinétique tel que $gh = U^2 / 2$, avec g l'accélération gravitationnelle, h la hauteur de la barrière et U la vitesse de l'écoulement. Selon cette théorie, la vitesse minimum nécessaire pour que l'écoulement parent de l'ignimbrite de Taupo puisse franchir le relief de 1500 m, situé à 40 km de l'événement, serait d'environ 170 m/s (Wilson 1985). Cette hypothèse a également été proposée dans le cas de certaines avalanches de débris non-volcanique capables de surmonter des barrières topographique importantes, comme par exemple le « Saidmarreh landslide » qui aurait franchi un relief d'environ 600 m de haut, l'épaisseur de l'écoulement étant estimée à 300 m (Kent 1966; Cas and Wright 1987). (2) L'écoulement était plus épais que l'obstacle, ce qui aurait permis à sa partie supérieure de le franchir (Figure 1.21b ; Fisher et al. 1993), le reste de l'écoulement étant bloqué par l'obstacle. Il est probable que la capacité d'un écoulement à franchir des reliefs soit en réalité due à un effet couplé de ces deux mécanismes.

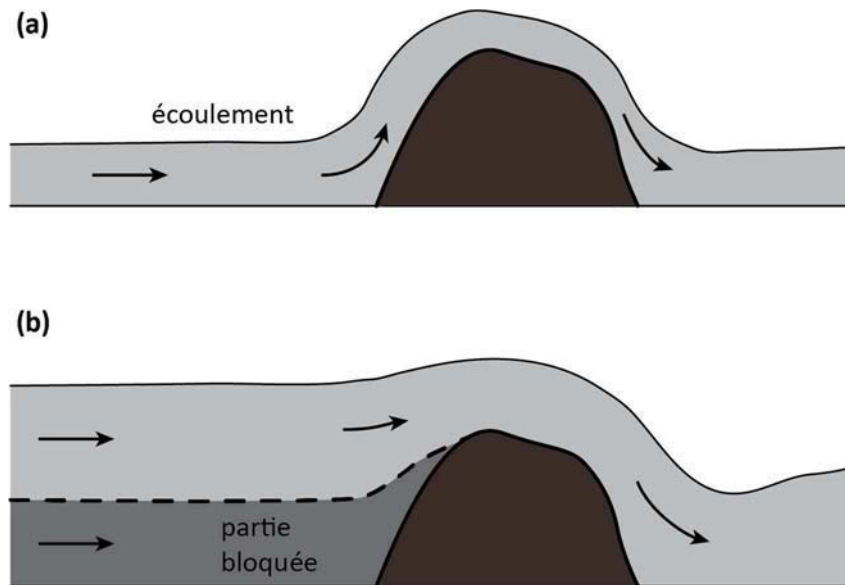


Figure 1.21 : Hypothèses pour le franchissement d'un obstacle par un écoulement pyroclastique. (a) l'écoulement à une énergie cinétique suffisante, ce qui implique une très forte vitesse. (b) l'écoulement est suffisamment épais pour qu'une partie puisse franchir l'obstacle.

1.7. Mobilité des courants pyroclastiques

La mobilité des CDPs est souvent exprimée par $\Delta H/L$ qui est le rapport entre la différence de hauteur entre la source de l'écoulement et son point d'arrivée ΔH , et la distance horizontale de parcours L . Plus ce rapport est faible, plus l'écoulement est dit « mobile » (Figure 1.22). Le terme de mobilité, défini également comme coefficient de friction apparent, a été d'abord utilisé pour décrire les avalanches non volcaniques « froides » (Shreve 1968) puis a été introduit pour les écoulements pyroclastiques par Francis et al. (1974). D'une manière générale, les écoulements pyroclastiques de faibles volumes ont une mobilité comparable à celle d'avalanches de roches (rapport $\Delta H/L > 0.1$), ce qui pourrait suggérer un mécanisme d'emplacement de type écoulement granulaire, pour lesquels la perte d'énergie est dominée par la friction interne (Druitt 1998). En revanche, les écoulements pyroclastiques de moyen et gros volume (typiquement $> 1\text{km}^3$) sont généralement bien plus mobiles (rapport $\Delta H/L$ parfois < 0.02), ce qui suggère l'existence d'un ou plusieurs mécanismes favorisant leur propagation.

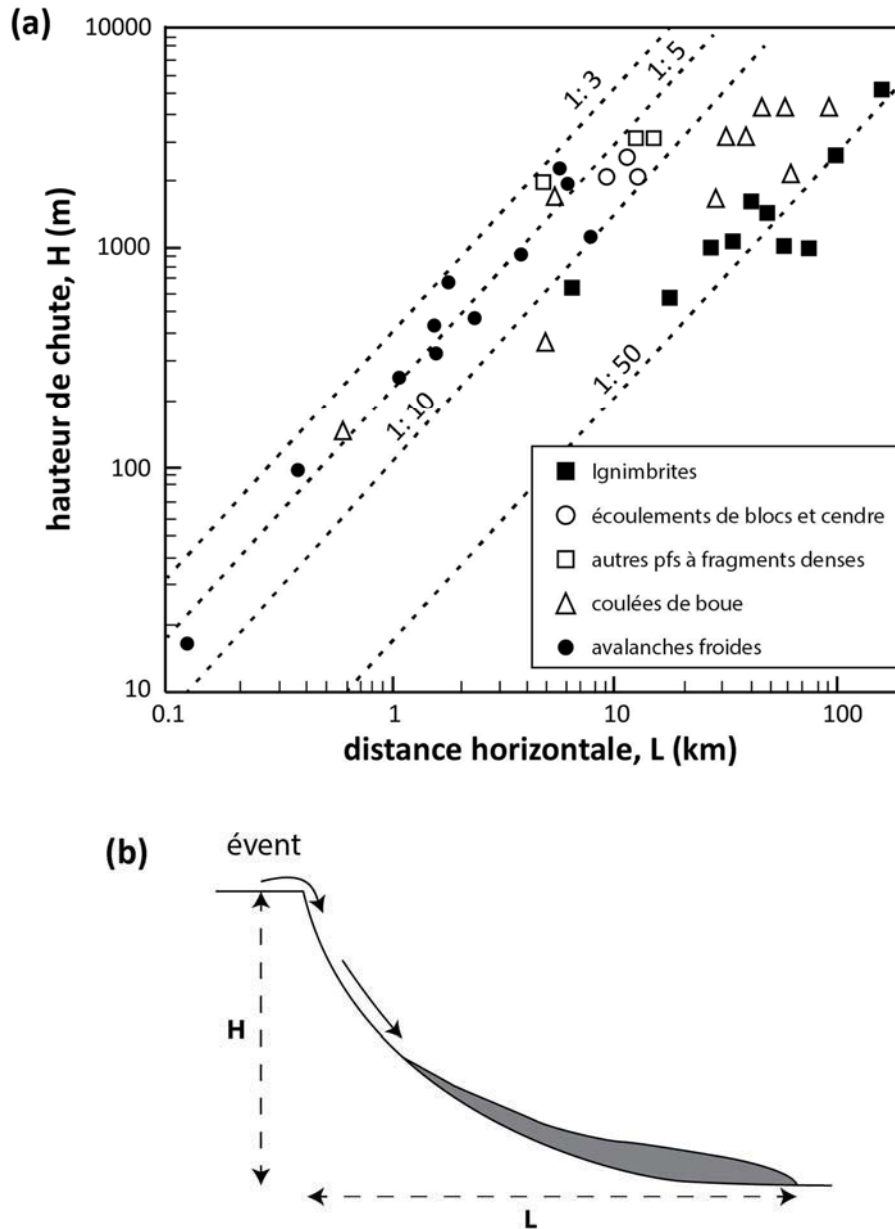


Figure 1.22 : Mobilité de différents types d'écoulements exprimée par le rapport H/L . (a) Graphique d'après Sparks (1976) à partir des données de Francis et al. (1974), Hsü (1975) et Sparks (1974); Pfs = écoulements pyroclastiques. (b) Principe de la détermination de la mobilité à partir du dépôt d'un écoulement.

Les mécanismes proposés sont de natures différentes et non exclusifs : (1) la fluidisation par le gaz interstitiel (Sparks 1976 ; Wilson 1980), déjà mentionnée dans les parties précédentes et qui est repris en détail dans les chapitres suivants ; (2) la présence d'une couche de lubrification à la base de l'écoulement, originalement proposé pour les avalanches de roches et de débris, qui se forme soit par le piégeage d'une couche d'air (effet coussin d'air Kent 1966; Shreve 1966; Shreve 1968) soit par fusion de la partie basale (Goren and Aharonov 2007; De Blasio and Elverhøi 2008) ; (3) la déstabilisation et l'entraînement d'un

substrat érodable, qui ajoute de la masse à l'écoulement initial mais semble surtout réduire la friction basale (Mangeny et al. 2010; Farin et al. 2014; Bernard et al. 2014); (4) la fluidisation acoustique, créée par le passage d'ondes de vibration à haute fréquence qui réduisent temporairement la contrainte normale exercée par le milieu granulaire. (Melosh 1979; Melosh 1996; Collins and Melosh 2003); (5) un effet de tapis roulant à la base de l'écoulement qui se produit quand le mélange est constitué de particules de tailles très différentes, les grosses particules pouvant rouler sur les plus fines (Phillips et al. 2006; Linares-Guerrero et al. 2007), etc...

Il faut cependant noter que le critère H/L comporte des limites, notamment parce que la hauteur réelle de chute des particules est mal connue pour les écoulements générés par effondrement de colonne, celle-ci pouvant varier de plusieurs centaines de mètres à plusieurs km au-dessus de l'événement (Sparks 1976). Les irrégularités topographiques du terrain (changement de pente, présence d'obstacles) ou encore les variations de configuration de l'écoulement (confiné ou non) ne sont pas non plus prises en compte alors qu'elles peuvent avoir une influence non négligeable sur la propagation des écoulements denses. De plus, le rapport H/L est, d'un point de vue physique, strictement applicable à un bloc qui glisse le long d'une pente.

Dade et Huppert (1998) ont observé que, dans le cas des avalanches de roches et de débris, le rapport H/L avait tendance à diminuer avec le volume de l'écoulement. Ils ont proposé un autre critère de mobilité, $A/V^{2/3}$ qui prend en compte l'aire recouverte par l'écoulement, A , en fonction du volume mis en jeu, V (Dade and Huppert 1998; Calder et al. 1999; Freundt et al. 2000). Staron et Lajeunesse (2009) ont montré que l'augmentation de la distance de parcours des écoulements avec le volume serait dû à un effet d'étalement de la masse granulaire et ont proposé que la distance de parcours était contrôlée par deux régimes d'écoulement : (1) le glissement de la masse granulaire sur le substrat, indépendant du volume et contrôlé par le rapport H/L , et (2) l'étalement de la masse granulaire qui est uniquement contrôlé par le volume ($V^{1/3}$). A faible volume la contribution de l'effet d'étalement serait négligeable mais deviendrait prépondérante pour des écoulements de gros volume. La relation entre la distance de parcours et le volume est probablement plus complexe dans le cas des écoulements pyroclastiques, notamment ceux responsables de la formation d'ignimbrite pour lesquels le flux de masse à l'événement peut varier fortement entre différentes éruptions (voir plus haut : HARI et LARI) et n'est pas nécessairement constant au cours de la mise en place d'un même écoulement.

Chapitre 2

Fluidisation d'un système gaz/particules

Ce chapitre a pour but d'introduire le phénomène de fluidisation, qui est communément proposé comme étant un des mécanismes responsables de la grande mobilité des écoulements pyroclastique, et dont les conséquences nous intéressent particulièrement pour ce travail de thèse. La fluidisation est d'abord présentée dans un cadre général de manière à définir les concepts principaux qui seront abordés au cours de la thèse, notamment la génération et la diffusion de la pression interstitielle, la vitesse minimum de fluidisation ou encore les différents groupes de particules qui sont définis en fonction de leur comportement de fluidisation. Dans un second temps, l'application de ces différents concepts pour les écoulements pyroclastiques est discutée. Le but est de présenter les caractéristiques des écoulements pyroclastiques qui suggèrent que la fluidisation peut avoir un des conséquences importantes sur leur mise en place.

2.1. Le processus de fluidisation : historique et applications

La fluidisation est le processus qui permet à un milieu granulaire de passer d'un comportement de type solide frictionnel à un comportement fluide (absence de friction), en modifiant ses propriétés physiques. Du fait des caractéristiques particulières de l'état fluidisé de la matière, qui permettent de faciliter différents processus physiques et chimiques, ce phénomène a fait, et fait toujours, l'objet d'un grand nombre d'études industrielles.

Le premier lit fluidisé aurait été élaboré en 1922 par Winkler pour l'étude de la gazéification de charbon dans le but de produire des gaz de synthèse (Werther 2000), bien qu'à cette époque le processus même de fluidisation n'était pas encore connu. C'est à partir de la fin années 1930 et du début des années 1940, lors du développement des FCC (*Fluid catalytic cracking* ou craquage catalytique fluide) utilisé pour le raffinage du pétrole, que la fluidisation a réellement commencé à être étudiée. A partir de 1938, les équipes des professeurs Lewis et Gilliland ont remarqué, en injectant un flux de gaz à la base d'un tube alimenté en particules, qu'il était possible de former un lit concentré en particules pour des vitesses de gaz pouvant être supérieures aux vitesses terminales de chute des particules (Lewis et al. 1949; Jahnig et al. 1980; Werther 2000). Ils ont également remarqué que le gradient de pression entre la base et le sommet du lit en suspension était équivalent à la pression causée par le poids des particules. C'est le point de départ de la recherche scientifique sur la fluidisation (Werther 2000; Horio 2010). A partir du début des années 1940 les études se sont multipliées, mettant souvent en collaboration le milieu académique et l'industrie, et la fluidisation est ainsi rapidement devenue une discipline scientifique à part entière.

De nos jours, de nombreuses applications utilisent le procédé de fluidisation pour ses propriétés bien particulières. Les poudres fluidisées peuvent être utilisées en tant que catalyseur et dissipateur de chaleur, notamment pour le processus de FCC dont le principe est d'injecter du pétrole sous forme gazeuse à haute température dans un réacteur dans lequel circule un lit de particules fluidisé. La chaleur et la poudre permettent de casser les grosses molécules du gaz en de nouvelles molécules plus petites qui sont séparées pour former différents composés comme l'essence, le butane le propane... etc. Les lits fluidisés sont caractérisés par un excellent transfert de chaleur et de masse entre le gaz et les particules et

sont ainsi utilisés par exemple pour le séchage de particules, l'absorption de solvant, l'enrobage plastique des surfaces, ainsi que beaucoup d'autres processus physiques et/ou chimiques nécessitant une température bien homogène (Geldart 1986). D'autres procédés industriels incluent la combustion et gazéification du charbon ou encore le transport de poudres, notamment pharmaceutiques ou alimentaires, en phase dense. Ce transport est fortement facilité par la réduction voir la suppression de la friction intergranulaire et ne nécessite pas de grandes quantités de gaz autrefois utilisées pour transporter ces mêmes poudres en suspension diluée (Rhodes 2008).

2.2. Fluidisation d'un milieu granulaire par un gaz

2.2.1.Principe

La fluidisation génère une pression de gaz interstitielle dans un lit de particules, qui a pour effet de contrebalancer le poids exercé par le mélange ainsi que la friction interparticulaire (principe de Terzaghi, Terzaghi 1943; Goren et al. 2010). Le milieu granulaire se comporte alors de manière similaire à un fluide et peut s'étaler sur de très faibles pentes.

Le mécanisme de fluidisation se produit lorsqu'il existe un mouvement vertical relatif entre un fluide, vers le haut, et un lit de particules, vers le bas (Figure 2.1). Ce mouvement différentiel peut être causé par un flux ascendant de gaz (ou de liquide) à travers un lit de particules mais aussi par la chute des particules dans un fluide, les deux processus pouvant se produire simultanément. Le mouvement relatif du fluide va exercer une force de traction (ou frottement) à la surface des particules, qui va être transmise par réaction au fluide interstitiel sous forme de pression. Cette pression s'oppose alors à la pression causée par le poids des particules (pression « lithostatique »). Quand la pression de gaz interstitiel ne compense pas entièrement la pression lithostatique le terme « aération » est généralement utilisé. Cependant, le terme « fluidisation » est souvent employé pour décrire un excès de pression interstitielle par rapport à la pression atmosphérique, que cette pression compense entièrement ou non le poids des particules. C'est dans ce sens que j'utiliserai ce terme dans la suite de cette thèse. Il est important de noter que même si le lit granulaire est entièrement fluidisé (i.e., tout le poids est supporté), les particules restent majoritairement en contact les unes avec les autres mais les forces de friction entre les particules sont négligeables.

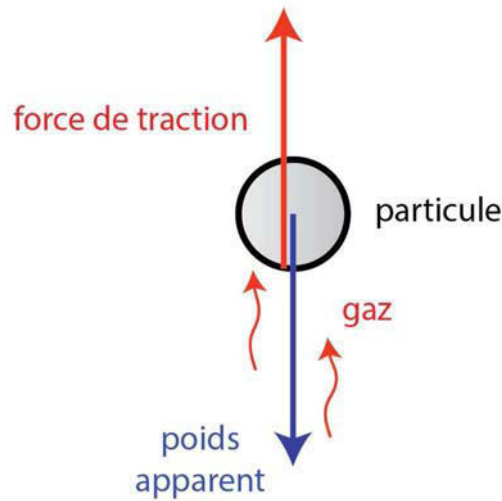


Figure 2.1 : Forces agissant sur une particule en mouvement relatif avec un gaz ambiant. Le poids apparent correspond à la différence entre le poids et la poussée d'Archimède, cette dernière étant négligeable dans le cas d'un gaz.

La théorie d'un écoulement de fluide à travers un milieu poreux est dérivée des travaux de Darcy (1856) qui a montré expérimentalement que la vitesse superficielle d'un fluide, U , à travers un lit granulaire compacté (ou un tube) de longueur H est proportionnelle au gradient de pression ΔP entre le point d'entrée et de sortie du fluide : $U \propto \Delta P/H$. Le gradient de pression est dû à l'énergie perdue par le fluide par friction contre la surface des particules (ou les parois du tube). Le corollaire de cette observation est donc que plus le fluide traverse rapidement le matériau granulaire plus le gradient de pression au sein du milieu poreux devient fort.

De manière simple, l'écoulement d'un fluide à travers un lit de particules peut être vu comme un écoulement de fluide à travers une multitude de tubes tortueux de différents diamètres, représentant la porosité du milieu (Yang 2003). Cette approche a été notamment développée par Blake (1922), Kozeny (1927) Burke et Plummer (1928) et Carman (1937). En combinant les résultats de leurs travaux à ses propres expériences, Ergun (1952) a pu déterminer une équation empirique pour prédire le gradient de pression de fluide au sein d'un lit de particules:

$$\frac{\Delta P}{H} = 150 \frac{\mu U (1-\varepsilon)^2}{d^2 \varepsilon^3} + 1.75 \frac{\rho_f U^2 (1-\varepsilon)}{d \varepsilon^3}, \quad (2.1)$$

Composante laminaire (régime visqueux) Composante turbulente (régime inertiel)

avec U la vitesse superficielle du fluide, définie par $U = Q/A$, (avec Q le débit de sortie du fluide et A la surface de la section affectée), d le diamètre des particules, ε la porosité, μ la viscosité dynamique du fluide et ρ_f la masse volumique du fluide. Dans le cas de particules non sphériques, le diamètre des particules utilisé est généralement d_{sv} , qui correspond au diamètre d'une sphère ayant la même surface que la particule considérée, étant donné que la force de traction du fluide s'exerce sur la surface de la particule (Rhodes 2008).

L'équation d'Ergun est composée de deux termes qui vont dominer selon le régime d'écoulement du fluide interstitiel, déterminé par le nombre de Reynolds particulaire (Blake 1922) :

$$Re_p = \frac{\rho_f U d}{\mu(1-\varepsilon)}, \quad (2.2)$$

Si le régime d'écoulement est purement laminaire ($Re_p < 1-10$) l'équation d'Ergun (2.1) sera dominée par le premier terme (composante laminaire), qui correspond, à peu de choses près, à l'équation de Carman-Kozeny (Geldart 1986; Yang 2003; Rhodes 2008). Le second terme (composante turbulente), provenant de l'équation de Burke-Plumer (1928), dominera dans le cas d'un régime purement turbulent ($Re_p > 1000-2000$). Quand les particules du lit sont également en mouvement, la vitesse du fluide est remplacée par la vitesse superficielle relative $U_{rel} = \varepsilon(U_i - U_p)$, avec U_i la vitesse interstitielle du fluide, définie par $U_i = U/\varepsilon$ et U_p la vitesse moyenne des particules, comptée positivement quand les particules vont dans le même sens que le fluide et négativement en sens inverse (Geldart 1986).

2.2.2. Vitesse caractéristiques de fluidisation (U_{mf} , U_{mb})

Le gradient de pression interstitielle qui résulte de la traction du fluide sur les particules augmente avec la vitesse relative entre les particules et le fluide selon l'équation d'Ergun, jusqu'à devenir égale à la pression statique exercée par le lit de particules, tel que :

$$P_{Interstitielle} = P_{Lithostatique} = [\rho_p(1-\varepsilon) + \rho_f\varepsilon]gH, \quad (2.3)$$

avec g l'accélération gravitationnelle et H l'épaisseur du lit granulaire. Le mélange est alors « fluidisé » et se comporte comme un fluide ayant la masse volumique moyenne (« *bulk density* ») du lit de particules. Cet état de fluidisation est atteint à une vitesse différentielle appelée « vitesse minimum de fluidisation » (U_{mf} , Figure 2.2). Pour des particules relativement fines ($< 500 \mu\text{m}$), qui nous intéressent particulièrement dans cette thèse, U_{mf} est déterminé en considérant l'équation d'Ergun dans le régime d'écoulement laminaire :

$$U_{mf} = \frac{\Delta P d^2 \varepsilon^3}{150 \mu (1 - \varepsilon)^2 H}, \quad (2.4)$$

qui peut être réécrite plus simplement sous la forme

$$U_{mf} = k \frac{\Delta P}{\mu H}, \quad (2.5)$$

k étant la perméabilité du lit de particules définie par

$$k = \frac{\varepsilon^3 d^2}{150(1 - \varepsilon)^2}, \quad (2.6)$$

Cette vitesse minimum de fluidisation est donc fortement dépendante des caractéristiques du lit et du gaz considérés. Elle est notamment très sensible à la taille des particules. Pour de l'air à température ambiante et pour une porosité moyenne de 0.5, U_{mf} est de moins d'un millimètre par seconde pour des particules de diamètres de l'ordre du micron, mais atteint plusieurs mètres par seconde pour des particules de diamètres supérieurs au millimètre.

Si la vitesse du gaz dépasse U_{mf} dans le cas des particules fines (type groupe A, voir plus bas), le lit s'expande alors de manière homogène (i.e. ε augmente) en accord avec l'équation 2.4. L'expansion est généralement bien décrite par l'équation de Richardson-Zaki (équation 2.7), bien que celle-ci fût initialement formulée pour des systèmes liquide-solide. Cette équation prédit que l'expansion du lit, déterminée par sa porosité, ε , est proportionnelle au rapport entre la vitesse du fluide, U , et la vitesse terminale de chute des particules dans ce fluide U_t , tel que

$$\frac{U}{U_t} = \varepsilon^n, \quad (2.7)$$

avec n un exposant qui est fonction du nombre de Reynolds à U_t et qui varie entre 4.65 en régime laminaire et 2.4 en régime turbulent. Cette expansion va se poursuivre jusqu'à une vitesse critique du gaz appelée vitesse minimum de formation des bulles (« *minimum bubbling fluidization* »), U_{mb} , qui correspond à l'apparition de poches de gaz ascendante dans le mélange. D'après la théorie de Toomey et Johnstone (1952) ces bulles seraient formées par l'excès de gaz lorsque la quantité nécessaire à la fluidisation complète du lit est dépassée (Rhodes 2008).

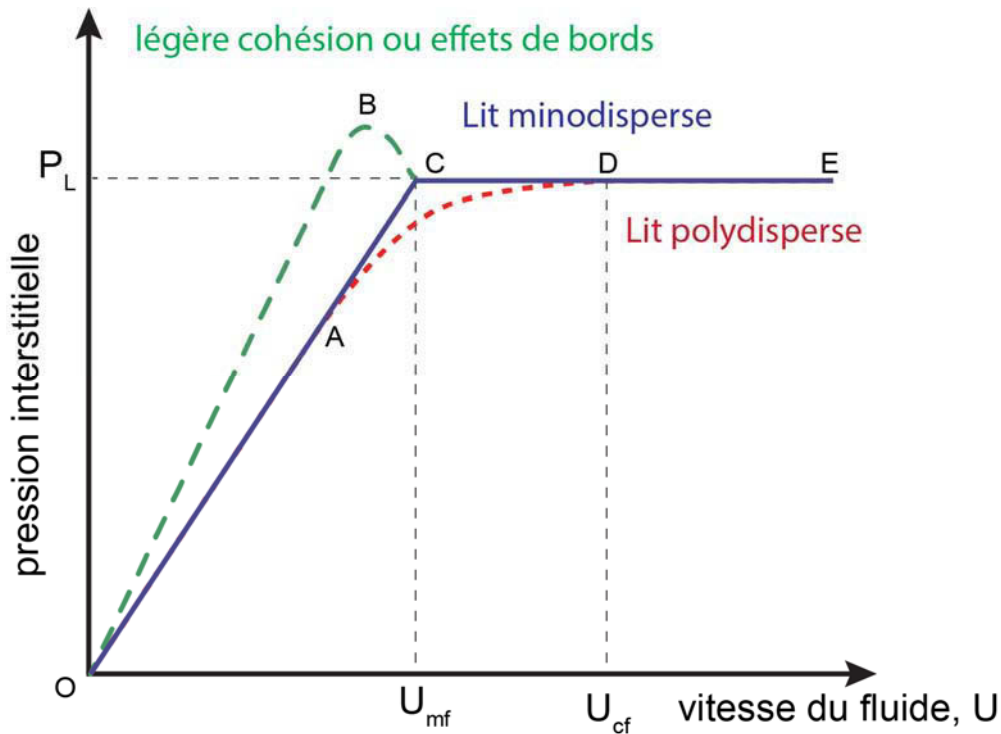


Figure 2.2 : évolution théorique de la pression interstitielle en fonction de la vitesse du fluide pour des particules de groupe A, pour des lit composés d'une seule taille de particules (monodisperse) ou de plusieurs tailles de particules (polydisperse). En vert est représenté le comportement d'un lit monodisperse avec soit un léger effet de cohésion des particules soit un effet de friction lié aux bords du dispositif. U_{mf} correspond à la vitesse minimum de fluidisation et U_{cf} à la vitesse complète de fluidisation (voir texte pour détails).

Il existe actuellement deux principales théories pour expliquer la transition entre l'expansion homogène et l'apparition des bulles. L'une considère que les forces interparticulaires, notamment de van der Waals, permettent suffisamment d'adhérence entre les particules pour que le lit se déforme de manière élastique. L'expansion homogène cesserait, et les bulles de gaz apparaîtraient, quand le seuil d'élasticité du lit serait dépassé (Rietema and Piepers 1990; Rietema et al. 1993). La seconde théorie repose sur le critère de stabilité de Wallis (1969) qui considère le système fluidisé comme étant constitué de deux fluides incompressibles : le gaz lui-même et la phase particulaire. La variation de porosité induite par la fluidisation est ainsi décrite sous forme d'ondes de propagation de porosité (ou ondes cinématiques), qui correspondent à la propagation de la porosité nouvellement acquise du bas vers le haut au cours de l'expansion du lit de particules, et d'ondes élastiques (ou ondes dynamiques) pouvant être vues comme le réajustement des particules dans le lit en fonction de la nouvelle porosité. Tant que la vitesse de propagation de l'onde de porosité, U_ε , est inférieure à celle de l'onde élastique, U_e , le lit est stable et l'expansion est homogène. En revanche si $U_\varepsilon > U_e$, les bulles commencent à apparaître dans la colonne et l'expansion

homogène est alors inhibée (Wallis 1969; Foscolo and Gibilaro 1984; Yates 1996). Dans le cas des grosses particules (groupes B et D, voir plus bas) il n'y a pas d'expansion homogène du lit et les bulles apparaissent directement à la vitesse minimum de fluidisation, ($U_{mf} = U_{mb}$).

Quand les particules ont un comportement légèrement cohésif, que le lit est compacté et/ou que le dispositif de fluidisation est étroit, alors un excès de pression interstitielle est parfois nécessaire pour casser les liaisons ou dépasser la friction entre les particules et les parois du dispositif avant de pouvoir fluidiser complètement le mélange, la pression devenant ensuite égale à la pression lithostatique à plus forte vitesse de gaz (courbe OBCDE, Figure 2.2). Il faut noter qu' U_{mf} est souvent déterminée graphiquement comme étant l'abscisse du point d'intersection entre les droites d'augmentation de pression (courbe OAC) et de pression lithostatique (courbe CDE). Pour un lit de particules de même taille (lit monodisperse), la variation de gradient de pression avec la vitesse de gaz suit les courbes théoriques OACDE de la Figure 2.2. En revanche, pour un lit de particules de tailles différentes (lit polydisperse), la courbe d'évolution de la pression va s'écarter de la courbe théorique, probablement parce que la différence entre la force de traction et le poids des particules n'est pas homogène à travers le lit. La pression maximale sera atteinte à une vitesse de gaz plus élevée que U_{mf} , appelée vitesse de fluidisation complète, U_{cf} (Geldart 1986). De fait, Roche et al. (2010) ont observé qu'à U_{mf} , la pression interstitielle compensait environ 90% de la pression lithostatique et que cette dernière n'était atteinte qu'au cours de la phase d'expansion, c'est-à-dire entre U_{mf} et U_{mb} .

Si la vitesse de gaz est équivalente à la vitesse terminale de chute des particules, celles-ci vont alors être emportées et éjectées du lit. Ce phénomène est appelé « entrainement » ou « élutriation », le premier terme étant fréquemment employé en ingénierie alors que le second est plus communément utilisé en volcanologie. En pratique, même dans un lit monodisperse, toutes les particules ne sont pas élutriées en même temps et il faut souvent dépasser grandement la vitesse terminale de chute des particules pour qu'elles soient finalement éjectées. Avidan et Yerushalmi (1982) montrent, pour $U \gg U_{mb}$, que la phase dense est composée d'agglomérats de petites particules, ce qui explique que les particules fines peuvent être conservées plus longtemps dans la phase dense. L'élutriation des particules fines peut aussi être retardée dans les lits polydisperses à cause des grosses particules, dont les vitesses terminales de chute sont très importantes et qui ont tendance à retenir les particules fines. L'élutriation est en revanche favorisée par l'éclatement des bulles de gaz en surface qui permet d'éjecter des particules de la phase dense qui, selon leur vitesse

terminale de chute, vont soit retomber dans le lit, soit être définitivement éjectées et former un nuage dilué au-dessus du lit dense fluidisé.

2.2.3. Les différents groupes de particules

Geldart (1973) a établi une classification des particules, selon leur diamètre, d , et leur différence de masse volumique avec celle du fluide interstitiel ($\rho_p - \rho_g$), pour distinguer quatre comportements de fluidisation présentés ci-dessous (Figure 2.3).

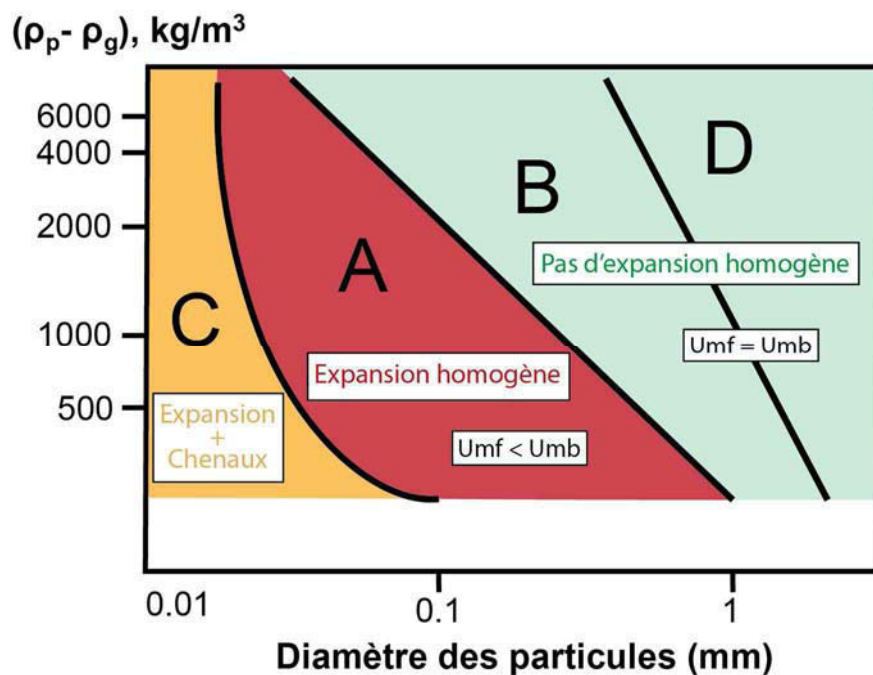


Figure 2.3 : Classification des particules en fonction du comportement de fluidisation ; d'après Geldart (1973).

Groupe A (Aeratable):

Ce groupe est composé de particules fines et/ou peu denses. Quand U_{mf} est atteint (généralement quelques mm/s), le mélange commence à s'expanser. L'expansion va se poursuivre jusqu'à la vitesse critique U_{mb} , à laquelle les premières bulles apparaissent dans le mélange (Figure 2.4a). L'expansion est très variable selon les caractéristiques des particules (tailles, densités, formes) mais aussi selon la nature du gaz (notamment densité et viscosité) et semble proportionnelle au ratio U_{mb}/U_{mf} (Abrahamsen and Geldart 1980). Autrement dit plus U_{mb} est grand par rapport à U_{mf} plus l'expansion maximale sera forte. Les bulles de gaz coalescent et se séparent à plusieurs reprises au cours de leur remonté dans le lit. Leur taille maximale est ainsi limitée à partir d'une vitesse du gaz critique, ce qui permet une fluidisation

relativement homogène (Rhodes 2008). Quand la source de fluide est brutalement stoppée le lit va rapidement évacuer les bulles résiduelles puis va se reconcentrer lentement et quasiment linéairement avec le temps, jusqu'à retrouver son épaisseur initiale (Figure 2.5a ; Geldart et Wong 1985).

Groupe C (Cohesive) :

Ce sont des particules dont le comportement est cohésif. Elles sont généralement très fines ($< 20\mu\text{m}$) pour que les forces interparticulaires, notamment celles de Van der Waals (voir plus bas), soient suffisamment fortes. Cependant, la cohésion peut également être favorisée par de fortes charges électrostatiques, un fort taux d'humidité, une surface collante ou tendre (qui procure une plus grande surface de contact) souvent liée à une forte température du lit, ou encore une forme très irrégulière des particules et peut donc affecter des particules plus grossières. Si les forces de cohésion sont supérieures à celles exercées par le fluide, la percolation de ce dernier dans le lit est rendue très difficile. Cependant, le fluide trouve généralement des zones de faiblesse où il peut « casser » les liaisons entre les particules, formant ainsi des chenaux par lesquels il va pouvoir se propager dans le lit (Figure 2.4b). Dans ce cas la fluidisation est très hétérogène et le mélange des particules, ainsi que le transfert de chaleur au sein du lit, sont très limités. Il est toutefois possible de casser les chenaux en utilisant des agitateurs ou vibreurs mécaniques, qui favorisent une fluidisation plus homogène du lit (Marring et al. 1994; Barletta et al. 2008). Dans ce cas le comportement de fluidisation du lit devient de type groupe A (expansion à partir d' U_{mf} puis apparition de bulles à U_{mb}) tout en ayant une perméabilité plus faible. Quand la source de gaz est stoppé le lit se compacte très lentement en suivant une loi exponentielle (Figure 2.5b; Geldart and Wong 1985).

Groupe B:

Ces particules sont relativement grossières et denses. Au contraire des groupes A et C, les forces de contact interparticulaires sont négligeables. Les bulles apparaissent dès que la vitesse de gaz atteint U_{mf} ($U_{mf} = U_{mb}$), qui est plus élevé que pour les particules plus fines, et le lit ne subit pas ou très peu d'expansion homogène (Figure 2.4c). La taille des bulles augmente avec la hauteur du lit et la vitesse du fluide, ce qui cause de fortes fluctuations de pression au sein du lit et une fluidisation de qualité inférieure aux particules du groupe A. La vitesse du gaz interstitiel est généralement inférieure à la vitesse de remonté des bulles.

Quand la source de gaz est arrêtée, les bulles sont rapidement évacuées du lit qui retrouve alors son épaisseur initiale (Figure 2.5c).

Groupe D :

Ces Particules sont encore plus grossières et/ou denses que celles du groupe B mais ont, malgré une vitesse de fluidisation U_{mf} encore plus importante, un comportement relativement similaire. La différence majeure entre les deux groupes provient du fait que dans le cas des particules du groupe D, la vitesse du gaz interstitiel est plus rapide que celle de la remontée des bulles, sauf pour les plus grosses d'entre elles. De ce fait le gaz ascendant traverse les bulles sans avoir le temps de se mélanger et de s'homogénéiser à l'intérieur, ce qui réduit fortement l'efficacité des transferts chimiques et calorifiques (Geldart 1986). A forte vitesse de gaz le lit peut rentrer dans un régime de « spouting » pour lequel les particules, trop denses pour être éluées, sont éjectées et réintégréées au lit de manière cyclique, (Mathur and Epstein, 1974).

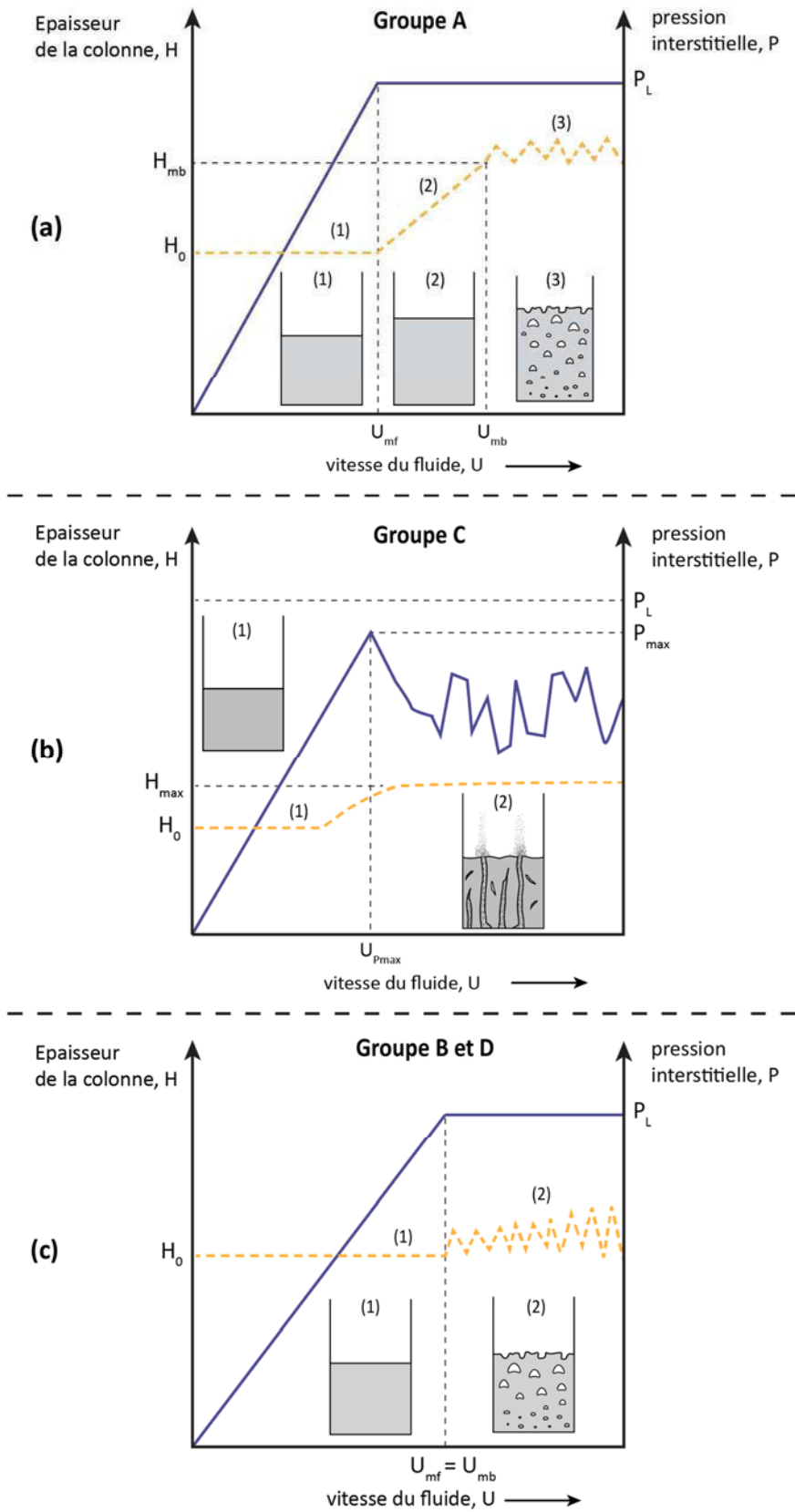


Figure 2.4 : évolution de la pression et de l'épaisseur du lit en fonction de la vitesse de gaz, pour des particules de groupe A, B (ou D) et C. U_{mf} et U_{mb} sont respectivement les vitesses minimum de fluidisation et minimum d'apparition des bulles, P_L est la pression lithostatique et H_0 est l'épaisseur initiale du lit.

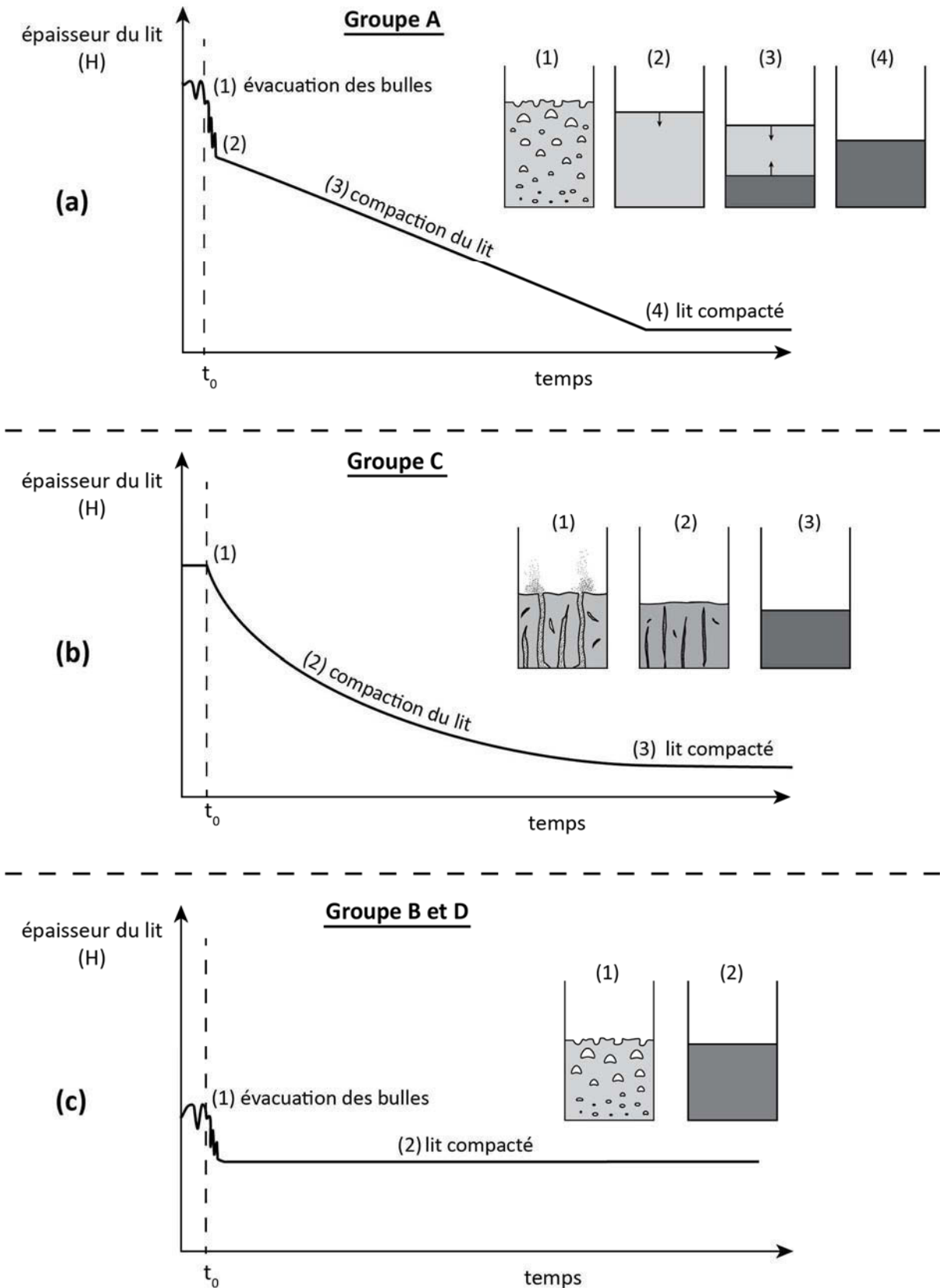


Figure 2.5 : défluidisation de lits de particules de groupe A, B (et D), et C. T_0 correspond au moment auquel la source de fluidisation est coupée. Modifié d'après Geldart and Wong (1985) et Druitt et al. (2007).

2.3. Défluidisation par diffusion de pression

Lorsque le mouvement différentiel gaz particules est stoppé, la pression interstitielle du lit ne disparaît pas instantanément mais décroît plus ou moins lentement avec le temps (Figure 2.6).

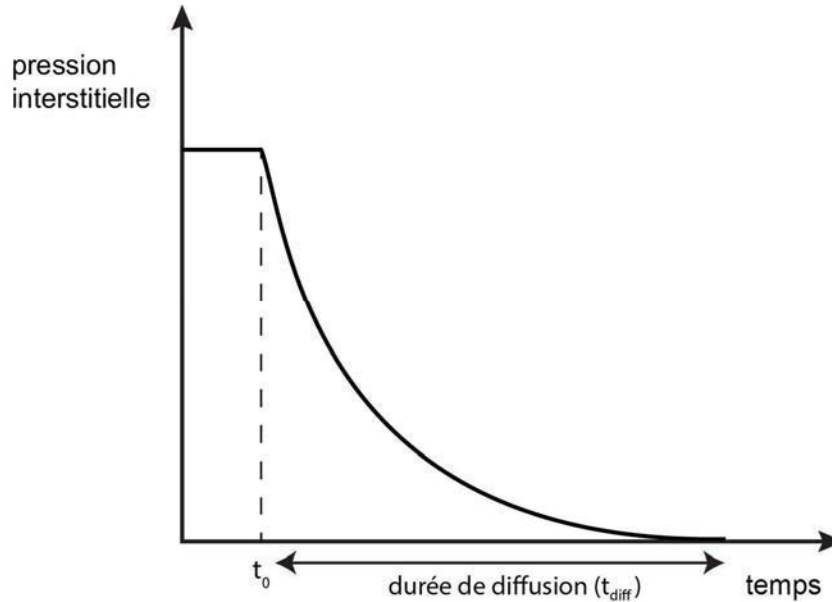


Figure 2.6 : diffusion de la pression interstitielle en fonction du temps. t_0 correspond au moment où la source de fluidisation est stoppée.

Sur la base des études en mécanique des sols développées depuis le milieu du 20^{ème} siècle, Iverson (1997) a proposé que la décroissance de la pression dans un lit d'épaisseur (et porosité) constante suivait une loi de diffusion linéaire définie par

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D \frac{\partial^2 P}{\partial z^2}, \quad (2.8)$$

avec P la pression interstitielle, t le temps, z la distance verticale caractéristique et D le coefficient de diffusion hydraulique, défini par

$$D \propto \frac{k}{\varepsilon \mu \beta}, \quad (2.9)$$

avec k la perméabilité du lit (équation 2.6), et β la compressibilité du fluide. Pour un gaz parfait $\beta = 1/P_0$, P_0 étant la pression interstitielle absolue initiale (avant la phase de défluidisation).

D'après l'équation 2.8, la durée de diffusion (t_{diff}) à la base d'un lit de particules est proportionnelle à H^2/D , H étant l'épaisseur du lit. Cette durée dépend principalement de la taille de particule et de la porosité, inclus dans le terme de perméabilité k (équation 2.6).

Quand il n'y a pas d'expansion initiale du lit ($U < U_{mf}$), la diffusion est bien décrite par l'équation 2.8. En revanche, l'expansion homogène du lit de particules (groupe A) a pour effet d'allonger le temps de diffusion de la pression interstitielle de manière non négligeable (Montserrat et al. 2012). Cette observation suggère une diminution du coefficient de diffusion avec l'expansion initiale du lit, ce qui peut sembler contre-intuitif compte tenu du fait que la perméabilité d'un milieu tend à augmenter avec sa porosité. Montserrat et al. (2012) ont proposé que l'allongement de t_{diff} pouvait être dû à la variation d'un paramètre appelé « compressibilité du mélange » (ou compressibilité de la porosité), c_ε , défini par

$$c_\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P}, \quad (2.10)$$

qui traduit la capacité du mélange à se dilater, et donc se contracter. La compressibilité du mélange étant inversement proportionnelle au coefficient de diffusion hydraulique, D , plus celle-ci est forte et plus la diffusion de la pression sera lente. Cependant, en pratique, il est probable que la recompaction du mélange, même lente, ait pour effet de recréer de la pression interstitielle dans le lit du fait de la très faible vitesse minimum de fluidisation des petites particules (quelques millimètres par secondes). Il y aurait dans ce cas une compétition entre la diffusion de la pression interstitielle initiale et la pression recréée par compaction, ce qui aurait pour effet d'augmenter le temps de diffusion par rapport à un lit initialement non expansé. Ainsi, le coefficient de diffusion défini par Montserrat et al. (2012) serait plutôt un coefficient apparent moyen, le coefficient de diffusion réel variant au cours du temps.

2.4. Quelques paramètres influant sur la fluidisation

2.4.1. Forces interparticulaires

Comme décrit précédemment, les forces interparticulaires peuvent avoir un effet important sur le comportement des lits de petites particules et peuvent varier selon les conditions ambiantes (par exemple humidité et température). Les forces supposées avoir le plus d'influence sont les forces de van der Waals, les forces électrostatiques et les forces capillaires.

Les forces de van der Waals :

Ce sont des interactions électrodynamiques principalement liées à l'interaction dipôle-dipôle entre les particules. Les particules sont chargées positivement par les noyaux et négativement par les électrons et, comme les noyaux et électrons sont séparés par de très faibles distances (de l'ordre de l'Angstrom), un moment dipolaire est généré et fluctue autour de chaque atome. Ce moment produit un champ électrique perçu par chaque atome composant les deux particules adjacentes. Pour abaisser l'énergie globale du système les atomes des deux particules corréleront leur moment dipolaire (ils se synchronisent), ce qui se traduit par une attraction entre les dipôles et à plus grande échelle entre les particules. Cette attraction dépend de la nature des particules (elle est notamment plus forte entre deux particules identiques) et du milieu dans lequel elles sont plongées (plus forte dans l'air que dans l'eau). Ces forces vont très rapidement diminuer avec la distance entre les atomes des différentes particules et ne peuvent induire une forte cohésion que pour des particules très fines ($<40 \mu\text{m}$). De plus, les irrégularités de surface (ou rugosité) des particules, même faibles, peuvent significativement réduire les contacts entre les particules et donc le potentiel des forces de van der Waals. Malgré cela, certains chercheurs (Rietema and Piepers 1990; Rietema et al. 1993) pensent que ces forces seraient suffisamment fortes pour conférer une légère adhérence aux particules du groupe A, laquelle serait responsable de la phase d'expansion homogène du lit entre U_{mf} et U_{mb} (voir plus haut). Une légère augmentation des forces de van der Waals permettrait de retarder l'apparition des bulles (augmentation de U_{mb}) et étendrait ainsi la phase d'expansion homogène (Ye et al. 2005).

Forces électrostatiques :

Lorsque des particules non conductrices sont en contact avec un matériau il se produit généralement un échange d'électrons en surface qui va charger électriquement les particules, positivement ou négativement. Si les particules sont chargées différemment (une positive et une négative) la force sera attractive, si en revanche elles sont chargées similairement la force sera répulsive. Ces forces peuvent être réduites en augmentant par exemple la conductivité de surface des particules et des parois de la colonne, ou encore en augmentant l'humidité du système, ce qui favorise la décharge des particules. Pour les particules fines ces forces sont généralement négligeables devant celles de van der Waals (Geldart 1973; Rietema 1991; Seville et al. 1997).

Forces capillaires :

Si l'humidité est très forte (65-80%) un film d'eau peut se former autour de chaque particule et créer un pont liquide aux points de contact avec les particules voisines. La séparation des particules est alors rendue difficile à cause de la tension de surface de l'eau. Quand l'humidité est moins importante, elle s'exprime sous forme d'une couche de vapeur d'eau adsorbée (fixée sur la surface) dont l'épaisseur varie en fonction du degré d'humidité (Gilbertson and Yates 1996). L'intensité des forces capillaires dépend fortement du degré de recouvrement entre les couches de vapeur adsorbées des particules adjacentes, celui-ci diminuant avec la rugosité de surface des particules. Les forces capillaires deviennent négligeables en dessous d'un certain taux d'humidité, excepté si la surface des particules est extrêmement lisse (Coelho and Harnby 1978).

2.4.2. Autres paramètres affectant la fluidisation

Plusieurs paramètres, outre les forces interparticulaires, peuvent influencer la qualité de la fluidisation. Les exemples ci-dessous s'appliquent principalement aux particules dont le comportement est de type groupe A ($U_{mf} \neq U_{mb}$), comme la matrice des écoulements pyroclastiques riches en particules fines (Druitt et al. 2007).

Taille des particules :

Comme vu précédemment, la taille des particules est un paramètre crucial pour la fluidisation d'un lit de particules puisqu'elle a une très grande influence sur la perméabilité de ce dernier (donc sur les processus de génération et diffusion de la pression interstitielle ; équations 2.5 et 2.9), et également sur l'intensité des forces interparticulaires (voir plus haut). Dans le cas de particules du groupe A (voir Figure 2.3) une diminution de la taille des particules cause une diminution des vitesses minimum de fluidisation, U_{mf} , et de formation des bulles, U_{mb} . La diminution d' U_{mf} étant plus importante que celle d' U_{mb} , le rapport U_{mb}/U_{mf} augmente ce qui signifie que l'expansion maximale du mélange est plus importante quand les particules sont plus fines (Abrahamsen and Geldart 1980; Ye et al. 2005).

Masse volumique des particules :

Une augmentation de la masse volumique des particules se traduit par une augmentation d' U_{mf} (Geldart 1973; Abrahamsen and Geldart 1980). En revanche U_{mb} est très peu affectée et devient donc de plus en plus proche d' U_{mf} , jusqu'au point où les deux vitesses se confondent et qu'il n'y ait donc plus de phase d'expansion homogène (Simone and Harriott

1980; Geldart 1986; Rhodes 2008). La transition entre groupes A et B pour des particules denses se fait donc pour des tailles de particules plus petites (voir Figure 2.3).

Masse volumique du gaz :

La masse volumique du gaz semble avoir une faible influence sur U_{mf} , du moins pour les particules fines (groupes A et C), pour lesquelles le nombre de Reynolds particulaire est très faible ($Re \ll 10$). Dans ce cas, la variation du gradient de pression du lit est donc dominée par le 1^{er} terme de l'équation d'Ergun (équation 2.1) dans lequel la masse volumique du fluide n'apparaît pas (Geldart 1986). Si les particules sont suffisamment grosses et/ou denses pour que le régime d'écoulement du fluide ne soit plus laminaire au moment de la fluidisation ($Re > 10$), une diminution de la masse volumique du gaz aurait alors tendance à augmenter U_{mf} . Geldart and Abrahamsen (1978) ont effectué des expériences en changeant la nature du gaz et sa température et ont observé que la masse volumique du gaz avait très peu d'influence sur U_{mb} (Abrahamsen and Geldart 1980; Ye et al. 2005).

Viscosité du gaz :

Contrairement à la masse volumique, la viscosité du gaz, μ , semble avoir un effet important sur la fluidisation des petites particules. Une augmentation de viscosité permet une traction plus importante entre le gaz et les particules, ce qui a pour effet d'abaisser la vitesse minimum de fluidisation (cf. 1^{er} terme de l'équation d'Ergun). La vitesse minimum de « *bubbling* », U_{mb} , diminue également quand μ augmente, mais de manière moins importante qu' U_{mf} . Ainsi, le rapport U_{mb}/U_{mf} a tendance à augmenter avec la viscosité du gaz, ce qui se traduit par une phase d'expansion plus longue (Geldart and Abrahamsen 1978; Ye et al. 2005). Une conséquence directe de ce résultat est l'apparition d'une phase d'expansion pour des lits de particules appartenant originellement au groupe B, ce qui implique une translation de la transition entre les groupes A et B dans la classification de Geldart (Figure 2.3). Une forte viscosité devrait également permettre de ralentir la diffusion de la pression étant donné que le coefficient de diffusion hydraulique D augmente pour un fluide plus visqueux (équation 2.9). Il n'existe pas, à notre connaissance, d'expériences de diffusion de pression pour lesquelles la viscosité du gaz interstitiel ait été changée systématiquement.

Effets de la température :

Une augmentation de température induit une augmentation de la viscosité du gaz (l'effet étant inverse pour un liquide) mais une diminution de sa masse volumique. Il y a donc

une compétition entre ces deux paramètres qui ont un effet opposé sur la fluidisation. D'une manière générale, une forte température favoriserait la fluidisation et l'expansion du mélange pour des particules fines (augmentation du rapport U_{mb}/U_{mf}), et au contraire augmenterait U_{mf} dans le cas des grosses particules. L'augmentation des forces de cohésions entre les particules (type van der Waals) avec la température pourrait favoriser la stabilité et donc l'expansion homogène du mélange. Cependant, des expériences ont montré que, bien que la porosité générale du mélange augmente avec la température (i.e le lit est plus expansé pour une vitesse de gaz donnée), la capacité d'expansion homogène du mélange, mesurée par la différence de porosité du lit entre U_{mb} et U_{mf} , ne semble pas affectée (Formisani et al. 2002; Girimonte and Formisani 2007). Puisque la viscosité du gaz est plus forte, la diffusion de la pression interstitielle devrait théoriquement être plus lente pour un mélange à haute température puisque le coefficient de diffusion D serait réduit (voir équations 2.8 et 2.9). Cependant, à notre connaissance, très peu d'études ont été effectuées sur ce sujet (Lorences et al. 2003).

Effets de la Pression :

Une augmentation de pression induit une augmentation de masse volumique du gaz, qui n'a à priori que peu d'effet sur la vitesse de fluidisation des particules fines. La viscosité n'augmente que si la pression est suffisamment forte (supérieure à plusieurs atmosphères). Des expériences établies entre 2070 et 12420 kPa ont ainsi montré qu'une augmentation de pression induit une augmentation de U_{mb} et de la porosité, et donc une plus forte expansion maximale du lit pour des particules de 44 μm et 112 μm (Jacob and Weimer 1987). Cet effet pourrait être le résultat d'une augmentation des forces de contacts interparticulaires causée par une plus forte adsorption du gaz sur les particules, et qui auraient tendance à stabiliser le lit en expansion (Xie and Geldart 1995). Une augmentation de pression induirait également la translation de la limite groupe A - groupe B vers de plus grands diamètres de particules (Foscolo and Gibilaro 1984; Poletto et al. 1993; Xie and Geldart 1995). Ainsi, des particules ayant un comportement de groupe B à pression ambiante pourraient avoir un comportement de groupe A à plus forte pression, comme observé avec l'augmentation de la viscosité du gaz (voir plus haut).

2.5. Fluidisation des écoulements pyroclastiques

2.5.1. Indices de fluidisation des écoulements pyroclastiques

Le caractère « fluide » des écoulements pyroclastiques a été mentionné relativement tôt dans la littérature. Dès le début du 20^{ème} siècle Fenner (1923) évoque déjà, dans sa description de l'ignimbrite de la Vallée des Dix Mille Fumées (abrégé en VTTS en anglais), un gaz qui élimine la friction entre les particules et fait que l'écoulement se comporte de manière similaire à un liquide. Plus tard, Perret (1937) fait également mention d'un « écoulement sans friction » dans le cas d'éruptions de la montagne Pelée et suggère que chaque particule est entourée d'une couche de gaz compressée. Reynolds (1954) reprend par la suite ces différentes observations et emploie le terme de « fluidisation » (dans le sens du processus industriel) pour décrire ce phénomène, terme qui a ensuite été largement repris dans les études ultérieures (McTaggart 1960; Sparks 1976; Wilson 1980; Wilson 1984; Roche et al. 2002; Druitt et al. 2007).

Les principaux indices ayant amené ces auteurs à évoquer la fluidisation comme processus important pour la mise en place des écoulements pyroclastiques viennent principalement de l'observation des dépôts. Dans un premier temps, la fluidisation permet d'expliquer la grande mobilité des écoulements pyroclastiques comparée aux avalanches de roches classiques (voir partie précédente), et notamment des distance de parcours de plusieurs kilomètres à dizaines de kilomètres sur des pentes très faibles, voire nulles (e.g., Cerro Gallan ; Cas et al. 2011 ; kidnappers Ignimbrite, Wilson et al. 1995 ; Taupo, Wilson and Walker 1982). La morphologie plane et subhorizontale de la surface, souvent observée dans le cas des ignimbrites (Griggs 1922; Ross and Smith 1961) suggère que l'écoulement s'est mis en place sans friction, en s'écoulant et en réajustant sa surface lors de la formation du dépôt, comme le ferait un liquide après une secousse. Un autre indice évoqué est la distribution inhomogène des clastes en fonction de leur taille et leur densité, décrite notamment dans le modèle de « l'unité standard d'écoulement » (Sparks et al. 1973; Wilson and Walker 1982). Cela inclue notamment la forte concentration des gros lithiques denses vers la base du dépôt et des grosses ponces vers le sommet (voir chapitre 1), ce qui est interprété comme le résultat d'une ségrégation par flottabilité, le transfert des particules sur l'épaisseur de l'écoulement fluidisé étant facilité par les faibles forces de contact interparticulaires (Sparks 1976; Wilson 1980).

2.5.2. Sources de fluidisation des écoulements pyroclastiques

Plusieurs mécanismes sont susceptibles de favoriser la fluidisation d'un écoulement pyroclastique, les principaux étant présentés ci-dessous.

Gaz rejeté par les particules (Figure 2.7a) :

Ce mécanisme est spécifique aux écoulements pyroclastiques au sein desquels les particules contiennent encore une quantité non négligeable de gaz volcanique. Ce concept a été notamment développé par Perret (1937) lors de son étude sur l'éruption de la montagne Pelée de 1902. Le gaz serait libéré par la fragmentation ou l'abrasion des particules, à cause des fortes collisions et/ou de la friction qui se produisent dans les écoulements, mais aussi par simple diffusion. De fait, les modélisations de Sparks (1978) ont montré que si la quantité de volatiles résiduelle dans les particules était suffisante (0.2-0.8 % H₂O) la vitesse de diffusion des volatiles pouvait être assez importante pour fluidiser de la cendre fine à moyenne (<500 µm) qui peut constituer une très grande proportion de l'écoulement. Ce processus serait plutôt efficace pour les éruptions impliquant un magma différencié, du fait d'une plus grande proportion initiale en volatile, et probablement moins efficace pour les écoulements provenant de l'effondrement de dômes de lave déjà fortement dégazés (Cas and Wright 1987). Certaines particules d'écoulements, notamment les ponces, peuvent contenir une part importante de vésicules isolées (non-connectées) susceptibles d'avoir conservé une forte pression de volatiles (jusqu'à plusieurs mégapascals) issue de la pression du magma avant la phase de fragmentation (Thomas et al. 1994). Si l'abrasion de ces particules est suffisamment importante pendant le transport, le flux de gaz libéré par la rupture des vésicules pourrait être suffisant pour fluidiser au moins partiellement l'écoulement (Formenti and Druitt 2003).

Ingestion d'air par chute libre du matériau pyroclastique (Figure 2.7c) :

Dans le cas d'éruptions vulcaniennes ou pliniennes, une grande quantité d'air pourrait être piégée au niveau de la zone d'impact de l'effondrement de la colonne et percoler à travers l'écoulement en formation (Sparks and Wilson 1976; Wilson 1980). Il est toutefois nécessaire qu'au moins une portion de l'écoulement devienne rapidement concentrée au contact du sol pour éviter que la pression interstitielle ne diffuse trop rapidement. L'ingestion d'air pourrait également se produire si l'écoulement subit une chute abrupte au niveau d'une forte rupture de pente (Nakada and Fujii 1993).

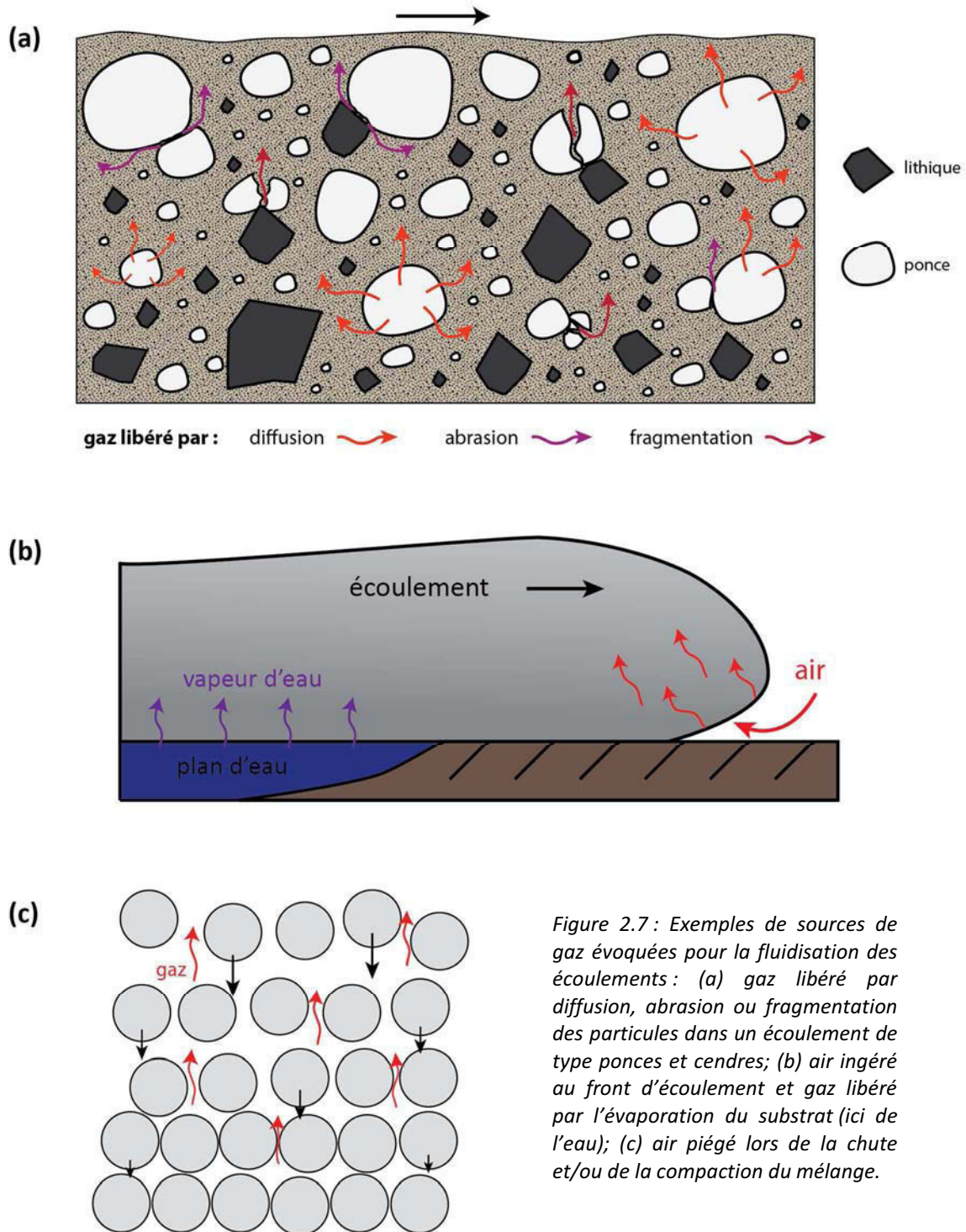


Figure 2.7 : Exemples de sources de gaz évoquées pour la fluidisation des écoulements : (a) gaz libéré par diffusion, abrasion ou fragmentation des particules dans un écoulement de type ponce et cendres; (b) air ingéré au front d'écoulement et gaz libéré par l'évaporation du substrat (ici de l'eau); (c) air piégé lors de la chute et/ou de la compaction du mélange.

Echappement de gaz par compaction de l'écoulement (Figure 2.7c) :

L'évacuation du gaz interstitiel, causée par la compaction progressive de la matrice granulaire dense, pourrait également participer à la fluidisation des écoulements (cf. *hindered settling*, Druitt 1995). Ce mécanisme a pu être mis en évidence par Iverson et al. (2000) qui ont mesuré une forte pression interstitielle lors de la compaction de mélanges eau/particules

initialement au repos. Il n'y a pas, à notre connaissance, de mise en évidence directe de la fluidisation par compaction dans le cas d'un système gaz/particules.

Ingestion d'air au front d'écoulement (Figure 2.7b) :

La fluidisation pourrait également être causée par l'ingestion d'air au front d'un écoulement (McTaggart 1960; Walker et al. 1980; Wilson and Walker 1982). Ce mécanisme est notamment proposé pour expliquer la formation de certains faciès de la couche 1 (basale) de l'unité standard d'écoulement (Wilson and Walker 1982, voir chapitre 1). L'air ingéré causerait la fluidisation et l'inflation de la tête d'écoulement, ce qui permettrait aux particules les plus denses (typiquement lithiques et cristaux) de « couler » dans le mélange et de sédimenter (couche 1H ; Walker et al. 1981). Il est aussi envisagé que l'expansion thermique brutale de l'air froid qui se mélange à l'écoulement chaud, puisse causer des explosions qui éjecterait préférentiellement les particules les plus légères (ponces) au-devant de l'écoulement (couche 1P). Plus la vitesse de l'écoulement serait élevée, plus l'ingestion serait importante et plus la couche basale serait développée. La théorie d'ingestion d'air au front d'écoulement repose principalement sur les études concernant les courants de densités sous-marins, de type turbidites. Pour ce type d'écoulement, la différence de densité entre l'écoulement et le fluide ambiant (dans ce cas l'eau) est relativement faible, ce qui favorise la formation d'instabilités de surfaces de type Kelvin-Helmholtz, et donc le mélange entre les deux phases. D'autre part la partie frontale d'un écoulement aquatique est supposée être surélevée par rapport au substrat du fait d'une vitesse de glissement nulle (condition de « no-slip ») à la base de l'écoulement, ce qui permettrait au fluide ambiant de s'engouffrer par en-dessous (Allen 1971; Simpson 1986). Cependant, dans le cas d'un écoulement aérien concentré, la très forte différence de densité entre l'écoulement et l'air ($\sim 1000 \text{ kg m}^{-3}$) réduirait significativement la formation d'instabilités et donc l'entraînement de l'air ambiant. De plus, la vitesse à la base des écoulements granulaires dans l'air n'étant pas nulle (Artoni et al. 2009), il n'est pas certain que le front d'écoulement soit surélevé par rapport au substrat, ou du moins de manière suffisante pour favoriser l'ingestion du fluide ambiant comme dans le cas des écoulements aquatiques.

Evaporation du substrat (Figure 2.7b) :

Quand l'écoulement se propage sur une étendue d'eau (lac, rivière, mer, glace) ou une zone de végétation dense il peut, s'il est suffisamment chaud, vaporiser au moins en partie le substrat. La vapeur ainsi créée pourrait percoler à travers l'écoulement et le fluidiser (Wilson

1980). Cet effet a notamment été proposé pour expliquer l'abondance de chenaux d'élutriation dans les dépôts ayant comblé le lit d'une rivière (exemple : vallée des dix milles fumées) ou contenant des branches ou des troncs d'arbres emportés par l'écoulement. Bien que les chenaux d'élutriation soient désormais supposés se former principalement pendant la sédimentation, il est probable que la remontée de gaz (principalement H₂O) du substrat puisse agir sur l'écoulement sous réserve que le taux d'évaporation soit suffisamment fort.

2.5.3. Implications pour la mise en place des écoulements pyroclastiques

Les différents travaux sur la fluidisation dans une colonne statique ont montré qu'il était relativement facile de fluidiser des lits de particules fines (typiquement <100 µm), mais que le processus devenait rapidement difficile (fort U_{mf}) et moins efficace (fluidisation inhomogène) pour des particules dépassant plusieurs centaines de microns. Or, dans le cas des écoulements pyroclastiques la distribution de taille est généralement très grande, avec des particules dont la taille varie du micron jusqu'à parfois plusieurs mètres de diamètre et qui auraient des vitesses minimum de fluidisation théoriques respectives de moins d'un mm/s à plusieurs km/s. Plusieurs problèmes se posent donc quant à la possibilité de fluidiser efficacement un écoulement pyroclastique. Premièrement, la vitesse du gaz ascendant ne serait probablement pas suffisante pour fluidiser des particules de plusieurs dizaines de centimètres dans les conditions naturelles. Deuxièmement, même si la vitesse de gaz était suffisante pour supporter des particules de l'ordre du mm, elle dépasserait alors largement la vitesse terminale de chute des particules plus fines qui seraient ainsi élutriées. Cependant, dans le cas des écoulements pyroclastiques, la granulométrie est généralement dominée par les particules fines de la matrice qui, si elles sont assez abondantes (> 30-40 % en volume, Roche et al. 2005) peuvent former un réseau continu dans lequel sont incluses les particules plus grossières. Il semblerait que la matrice fine des écoulements naturel ait, en conditions statique et à température ambiante, un comportement de type groupe C caractérisé par une forte cohésion qui empêche une fluidisation homogène du mélange (Wilson 1980; Druitt et al. 2004). Cependant, Druitt et al (2007) ont montré qu'en chauffant et en agitant mécaniquement les particules, conditions propres aux écoulements pyroclastiques, la matrice avait alors un comportement de type groupe A (expansion homogène du lit), avec une très faible vitesse minimum de fluidisation (<5 mm/s) malgré une distribution en tailles des particules relativement grande (0-4000 µm). Ainsi, il suffirait que seules les particules fines soient fluidisées pour que l'ensemble de l'écoulement puisse avoir un comportement de type fluide.

La fluidisation des écoulements pyroclastique a été longtemps vue de manière analogue au processus industriel, c'est-à-dire avec un flux de gaz ascendant continu qui supporte les particules. Or, Druitt et al. (2007), Roche et al. (2010) et Roche (2012) ont mis en évidence que la pression du gaz interstitiel, inhérente à l'état de fluidisation du système, n'était pas dissipée instantanément mais pouvait décroître pendant parfois plusieurs minutes si la perméabilité du mélange était suffisamment faible. Le temps de diffusion de la pression interstitielle, qui détermine le temps de rétablissement des forces de contact frictionnelles, serait alors un des paramètres majeur contrôlant la mise en place de l'écoulement. Comme nous l'avons vu plus haut, le temps de diffusion dépend essentiellement de l'épaisseur de l'écoulement et de sa perméabilité (équations 2.8 et 2.9), cette dernière étant contrôlée par la taille des particules et la porosité (équation 2.6). Ainsi, plus les écoulements sont riches en particules fines, plus la durée de diffusion de la pression interstitielle est longue (Druitt et al. 2007). Dans le cas des écoulements pyroclastiques riches en particules fines, pour lesquels la perméabilité peut être très faible (parfois $< 10^{-12} \text{ m}^2$; Wilson 1980; Druitt et al. 2007; Burgisser 2012), la diffusion complète de la pression interstitielle pourrait durer pendant plusieurs minutes voire plusieurs heures si l'écoulement est suffisamment épais (Figure 2.8 ; Roche 2012).

La concentration en particules fines dans les écoulements pyroclastique dépend du mode de formation des écoulements (par exemple la fragmentation du magma ou des blocs de laves plus ou moins intense) mais elle peut aussi varier de façon importante au cours de la propagation. En effet, une forte concentration en particules fines est favorisée notamment par la sédimentation préférentielle des plus grosses particules dans les zones de rupture de pente (Giordano 1998) ou lors de la rencontre d'obstacles, ainsi que par l'abrasion, la fracturation ou l'éclatement des particules (Dufek and Manga 2008). En revanche la production de particules fines est contrebalancée par leur élutriation. En conséquence, indépendamment des sources de gaz, la capacité des écoulements à être fluidisés pourrait évoluer de manière importante au cours de leur mise en place. De manière générale, la préservation d'une faible friction interparticulaire au sein des écoulements pyroclastiques va donc essentiellement dépendre de la compétition entre la génération (et régénération) de la pression interstitielle par les différentes sources de fluidisation et la diffusion de cette pression interstitielle. Un écoulement pyroclastique pourra conserver un état fluidisé, ou du moins partiellement fluidisé, pendant la majeure partie de sa mise en place si la régénération de pression est rapide par rapport à la durée de diffusion de pression.

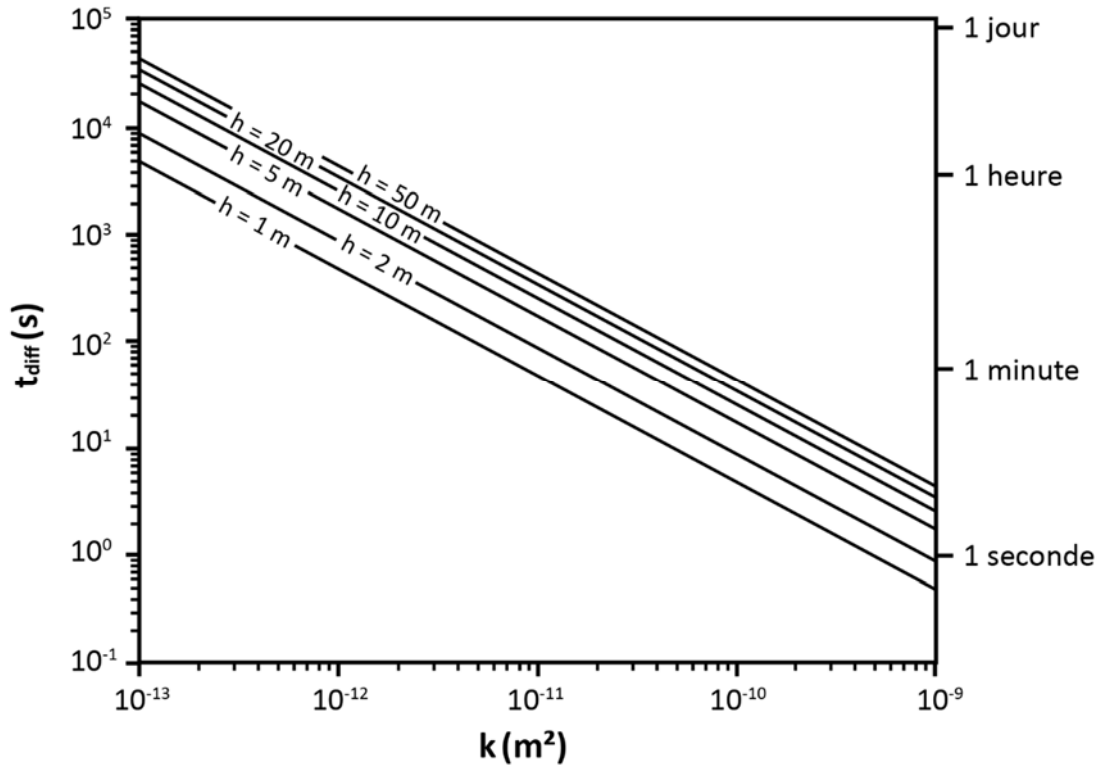


Figure 2.8 : temps de diffusion théorique, t_{diff} , en fonction de la perméabilité, k , et de l'épaisseur de l'écoulement, h , pour un mélange de porosité $\varepsilon = 0.5$ et de masse volumique $\rho = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ (Roche 2012).

Nomenclature

symbole	paramètre	unité (SI)
t	temps	s
t_{diff}	durée de diffusion de la pression lithostatique	s
d	diamètre des particules	m
d_{sv}	diamètre surface/volume des particules	m
$d_{médian}$	diamètre médian du lit de particules	m
H	épaisseur du lit de particules	m
ΔP	gradient de pression	Pa
P	pression interstitielle	Pa
P_L	pression lithostatique	Pa
T	température	K ou °C
ε	porosité	

μ	viscosité dynamique du fluide	Pa s
ρ_m	masse volumique du lit de particules	kg m ⁻³
ρ_p	masse volumique des particules	kg m ⁻³
ρ_f	masse volumique du fluide	kg m ⁻³
ρ_a	masse volumique de l'air	kg m ⁻³
g	accélération gravitationnelle	m s ⁻²
k	perméabilité du lit de particules	m ²
D	coefficient de diffusion hydraulique	m ² s ⁻¹
V	volume	m ³
Q	débit d'évacuation du fluide	m ³ s ⁻¹
A	surface de la section	m ²
U	vitesse superficielle du fluide	m s ⁻¹
U_i	vitesse interstitielle du fluide	m s ⁻¹
U_p	vitesse moyenne des particules	m s ⁻¹
U_{rel}	vitesse superficielle relative du fluide	m s ⁻¹
U_t	vitesse terminale de chute des particules	m s ⁻¹
U_{mf}	vitesse minimum de fluidisation	m s ⁻¹
U_{mb}	vitesse minimum de formation des bulles (bubbling)	m s ⁻¹
U_{cf}	vitesse de fluidisation complète	m s ⁻¹
$U_{\mathcal{E}}$	vitesse de propagation de l'onde de porosité	m s ⁻¹
U_e	vitesse de propagation de l'onde élastique	m s ⁻¹
Re_p	nombre de Reynolds particulaire	
β	compressibilité du fluide	Pa ⁻¹
$c_{\mathcal{E}}$	compressibilité du mélange (ou de la porosité)	Pa ⁻¹

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

Le but de ce chapitre est d'introduire la démarche scientifique et de présenter les méthodes expérimentales utilisées au cours de cette thèse. Avant la description du dispositif de génération d'écoulements expérimentaux, utilisé pour les études des chapitres 4 et 5, une brève synthèse sur les travaux précédant adoptant le même principe, appelé « rupture de barrage », est présentée. Le second dispositif, servant à étudier la fluidisation par chute de lits de particules et dont les résultats préliminaires sont présentés dans le chapitre 6, est ensuite décrit. La fin de ce chapitre présente les méthodes de calibration et d'utilisation des capteurs de pression de fluide, utilisés pour mesurer l'état de fluidisation des particules pour les différentes études de cette thèse. L'analyse granulométrique des particules fines utilisées dans les expériences est également présentée.

3.1. Démarche scientifique

Les différents modes de mise en place des écoulements pyroclastiques sont encore très mal connus, notamment parce que la physique qui les gouverne est complexe mais aussi parce que leur observation directe n'est pas possible, la partie dense des écoulements étant masquée par le nuage dilué et turbulent qui l'accompagne. De même, il est pour le moment très difficile de faire des mesures directes (contraintes, pressions, etc...) à l'intérieur des écoulements puisque les installations sont généralement couteuses et doivent être effectuées dans des zones à haut risque. De ce fait, l'étude de la mise en place des écoulements pyroclastiques nécessite l'utilisation de méthodes indirectes. Dans un premier temps, l'étude des dépôts est essentielle puisqu'elle permet notamment de connaître la distance de parcours des écoulements, le volume mis en jeu, la nature des particules et leurs caractéristiques (répartitions en tailles, densités, formes, etc...). Cependant, la morphologie des dépôts n'est pas forcément représentative des écoulements au cours de leur mise en place, notamment en terme d'épaisseurs, de concentrations et de structure interne. Les dépôts ne peuvent alors que donner des indices indirects sur la dynamique des écoulements parents. Il est donc important de pouvoir recouper les données de terrains avec des données obtenues par d'autres approches plus directes, telles que la modélisation numérique et l'expérimentation en laboratoire, cette dernière étant la méthode adoptée au cours de cette thèse.

L'expérimentation, parfois appelée « modélisation analogique », consiste à étudier certains aspects d'un phénomène naturel, généralement à plus petite échelle, en essayant de le simplifier au maximum de manière à conserver uniquement les caractéristiques essentielles (ou du moins celles qui sont intéressantes pour l'étude). La simplification permet ainsi de pouvoir plus facilement déterminer les paramètres qui influencent le phénomène et, dans l'idéal, de trouver des lois d'échelles qui permettent de transposer les résultats des expériences aux cas naturels.

Dans le cas des écoulements gravitaires, une des approches expérimentales les plus utilisées est le principe de rupture de barrage (« dam break »), qui consiste au relâchement quasi instantané d'une masse statique (solide ou fluide) dans un fluide de densité plus faible (Figure 3.1; Ritter 1892). Cette méthode permet de générer des petits écoulements expérimentaux et d'étudier leur dynamique en fonction des paramètres initiaux définis par l'utilisateur (taille et densité des particules, nature du fluide, pente, rugosité, etc...). Les deux premières études de cette thèse (chapitre 4 et 5), qui utilisent le principe de rupture de barrage, se sont intéressées à

l'influence de la rugosité du substrat et de l'angle de la pente sur la propagation des écoulements. Elles ont notamment permis de mettre en évidence un mécanisme d'auto-fluidisation provoqué par la chute des particules d'écoulement dans les interstices du substrat. Pour une troisième partie, il a été choisi d'approfondir l'étude de ce mécanisme d'auto-fluidisation en représentant des rugosités d'échelle comparable aux conditions naturelles. Pour cette étude, la méthode a consisté à faire chuter des lits de particules dans une colonne au sein de laquelle des mesures de pression interstitielles ont été effectuées.

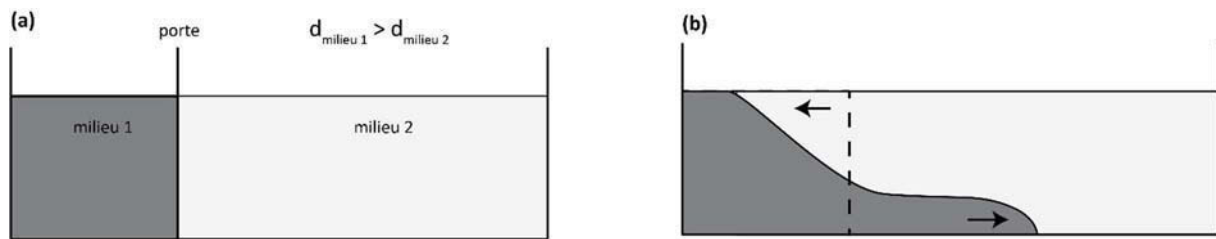


Figure 3.1 : Expérience de type « dam break ». (a) Deux milieux de densités différentes sont séparés par une porte, le milieu 1 pouvant être un fluide ou un mélange solide/fluide alors que le milieu 2 est nécessairement un fluide. (b) Quand la porte est enlevée, le milieu 1, plus dense, forme un écoulement qui se propage à la base du milieu 2.

Les méthodologies utilisées dans cette thèse sont présentées successivement dans ce chapitre. Avant de présenter le dispositif utilisé pour les deux premières études, les précédents travaux utilisant le principe de rupture de barrage, et dont les résultats intéressent particulièrement cette étude, sont brièvement présentés.

3.2. Etudes d'écoulements générés par le principe de « rupture de barrage »

3.2.1. Travaux précédents

3.2.1.1. Courants gravitaires fluides

Les expériences de rupture de barrage ont été initialement élaborées pour étudier la formation d'écoulements entre deux fluides de densités différentes, l'écart de densité pouvant être causé par une nature différente du fluide (eau, huile, air, etc..) ou par des variations de température ou de composition (exemple : eau salée dans de l'eau douce Keulegan, 1957; Simpson and Britter, 1979; Rottman and Simpson, 1983). A cause d'un excès de masse volumique, la pression à l'intérieur du fluide le plus dense est plus forte que celle dans le fluide ambiant, ce qui procure la force motrice à l'écoulement (Benjamin 1968). Dans le cas d'un écart très faible de masse volumique entre les deux fluides (approximation de Boussinesq), le

front d'écoulement, après une courte phase d'accélération, se propage à une épaisseur et une vitesse quasi constantes $U = (2g'h)^{1/2}$ (Leal et al. 2006) avec h l'épaisseur de l'écoulement et g' l'accélération gravitationnelle réduite, définie par $g' = g(\rho_d - \rho_l)/\rho_d$, ρ_d et ρ_l étant les masses volumiques respectives des fluides dense et léger (Benjamin 1968). Par la suite, l'écoulement entre dans la phase d'écoulement appelée « auto-similaire », ou « inertielle », au cours de laquelle les forces de flottabilité de l'écoulement sont contrebalancées par les forces d'inertie, et sa vitesse et son épaisseur diminuent progressivement (Huppert and Simpson 1980; Rottman and Simpson 1983; Cantero et al. 2007). Quand les forces inertielles deviennent faibles par rapport aux forces de viscosité, ces dernières dominent et la propagation du front ralentit. Une transition directe de la phase de glissement à la phase visqueuse peut se produire si les forces visqueuses de l'écoulement deviennent importantes avant la fin de la phase de glissement (Rottman and Simpson 1983). A noter que dans le cas d'une faible différence de densité, des instabilités (notamment de type Kevin-Helmoltz) peuvent se produire à la tête de l'écoulement et favoriser le mélange entre les deux fluides, réduisant ainsi progressivement la densité de l'écoulement.

L'excès de densité par rapport au fluide ambiant peut également être créé par la présence de particules en suspension. Dans ce cas, les particules portées par la turbulence sédimentent au cours de la propagation, ce qui diminue progressivement le contraste de densité avec le fluide ambiant et réduit donc les forces motrices de l'écoulement (Bonnecaze et al. 1993). Cette configuration sert notamment à simuler la propagation des courants de turbidités mais a également été utilisée pour étudier la mise en place des courants de densité pyroclastiques (Choux and Druitt 2002).

3.2.1.2. Ecoulements granulaires secs (i.e. non-fluidisés)

Les expériences de rupture de barrage ont été adaptées aux écoulements granulaires dans le but de mieux comprendre les paramètres qui gouvernent la mise en place des écoulements géophysiques de type avalanches de roche et de neige, glissements de terrain, ou encore écoulements pyroclastiques. A la différence des expériences impliquant des écoulements de fluides qui se propagent tant qu'ils sont suffisamment épais (épaisseur contrôlée par la tension de surface), les écoulements granulaires forment des dépôts et ont une distance de parcours beaucoup plus limitée.

Avant de résumer les principaux résultats des travaux utilisant le principe de rupture barrage, quelques aspects de la physique des écoulements granulaire sont présentés dans un cadre général. Plusieurs lois constitutives des écoulements granulaires ont été établies pour des

expériences impliquant des rampes inclinées, sur lesquelles une grande quantité de particules est versée en continue de manière à générer un écoulement permanent. Ces expériences ont notamment permis de déterminer qu'il est nécessaire de dépasser une certaine inclinaison, dépendant des propriétés des grains et du substrat, pour qu'une masse granulaire se mette en mouvement. Quand l'écoulement est formé, il existe une gamme d'inclinaison pour laquelle la vitesse de propagation est constante (du fait de l'équilibre entre les forces de friction et de gravité). A plus forte inclinaison, l'écoulement est en accélération constante alors qu'à plus faible inclinaison l'écoulement ralentit et fini par s'arrêter (Pouliquen 1999). Dans les conditions d'écoulement uniforme (vitesse constante), Pouliquen (1999) a déterminé une épaisseur limite à laquelle l'écoulement s'arrête, h_{stop} , dépendant des caractéristiques des particules de l'écoulement et du substrat et l'inclinaison. Il a ainsi pu établir une loi d'échelle qui permet de relier la vitesse adimensionnée $U^*=U/(gh)^{1/2}$ au ratio h/h_{stop} , avec h l'épaisseur de l'écoulement en régime uniforme

$$U^* = \beta \frac{h}{h_{stop}(\theta)}, \quad (3.1)$$

avec β une constante déterminée expérimentalement et $h_{stop}(\theta)$ la fonction reliant h_{stop} à l'inclinaison θ et qui est également déterminée expérimentalement.

La capacité d'un matériau granulaire à s'étaler peut être caractérisée par son angle de repos, proche de l'angle de friction interne, qui varie selon la nature, la taille ou encore la forme des particules qui le composent. Plus l'angle de repos est faible, plus le matériau granulaire peut s'étaler. Cet angle est déterminé de manière empirique comme expliqué ci-après. Quand un matériau granulaire est versé sur une surface horizontale, il forme un cône qui se développe par avalanches successives des grains à sa surface, en conservant une pente constante (équilibre entre le poids des grains et la friction entre les grains). L'angle de repos correspond à l'angle que forme la pente du cône avec la surface horizontale. Pour que le matériau granulaire se remobilise, il est nécessaire de dépasser un autre angle caractéristique, appelé angle d'avalanche, légèrement supérieur à l'angle de repos. Dans le cas d'un relâchement instantané de particules, l'inertie de l'écoulement, lié à l'étalement de la colonne, fait que la surface finale du dépôt est moins pentue que l'angle de repos. Ainsi, la dynamique des écoulements granulaires est contrôlée d'une part par les forces de gravité et d'inertie qui vont favoriser le mouvement (forces motrices) et d'autre part les forces de frictions qui vont s'y opposer.

Les expériences de rupture de barrage permettent d'étudier un écoulement granulaire depuis son initiation jusqu'à son arrêt et donc de comprendre quels sont les paramètres qui contrôlent la durée et la distance d'écoulement pour une configuration initiale donnée. Les écoulements expérimentaux sont caractérisés par une première phase d'accélération, suivie d'une phase de propagation à vitesse presque constante, puis d'une phase de décélération jusqu'à l'arrêt de la masse (Lube et al. 2004). La durée d'écoulement est contrôlée par l'échelle de temps $(H_0/g)^{1/2}$, proportionnelle au temps de chute libre de la colonne de particules (Lajeunesse et al. 2005).

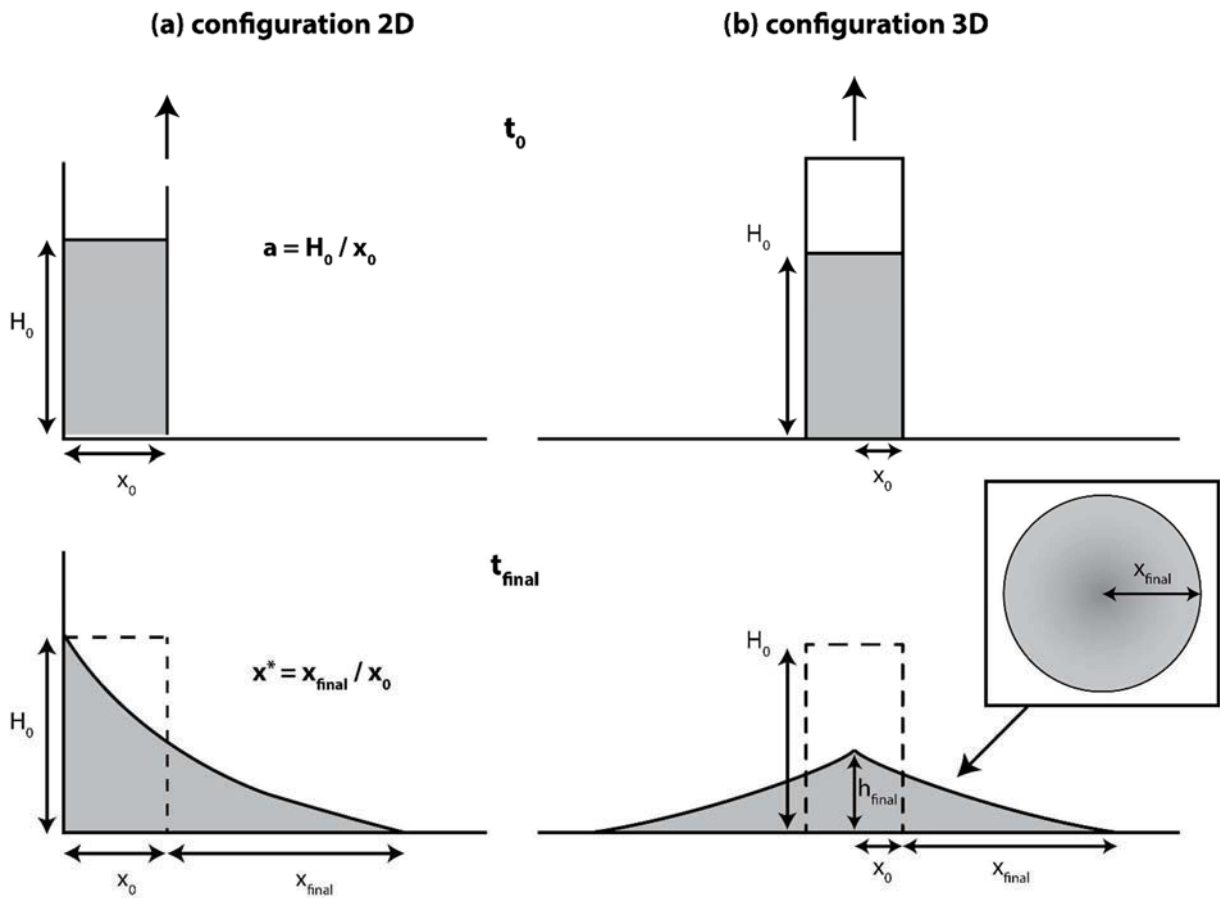


Figure 3.2 : configurations particulières de rupture de barrage. (a), configuration « 2D » ou écoulement unidirectionnel. (b) configuration « 3D » ou axisymétrique, l'insert correspondant au dépôt vu du dessus.

Quand la surface de propagation est horizontale, il existe une loi d'échelle qui relie la distance de parcours normalisée, x^* , ($x^* = x_{final} / x_0$, Figure 3.2) au rapport de forme initial a de la colonne (H_0/x_0) tel que :

$$x^* = \lambda a^n , \tag{3.2}$$

avec le coefficient λ et l'exposant n déterminés expérimentalement (Lajeunesse et al. 2004; Lube et al. 2004; Lajeunesse et al. 2005; Lube et al. 2005). Quand le rapport de forme est faible ($a < 1-1.5$), x^* est proportionnel à a^1 . Si le rapport de forme est fort ($a > 1-1.5$), l'exposant n est inférieur à 1 et dépend de la configuration expérimentale. Dans le cas d'une configuration dite « 3D » (effondrement de la colonne dans toutes les directions, Figure 3.2b), x^* est proportionnel à $a^{1/2}$. Cette dépendance peut être due à l'étalement de la masse granulaire dans toutes les directions, effet négligeable à faible rapport de forme et donc pour de faible distance de parcours (Lajeunesse et al. 2004). Quand l'écoulement est unidirectionnel (configuration « 2D », Figure 3.2a), Lube et al. (2005) et Lajeunesse (2005) ont trouvé que x^* est proportionnel à $a^{2/3}$. Cependant, Balmforth and Kerswell (2005) ont montré que l'exposant de a variait avec la largeur du chenal. Ainsi, quand $a > 2$, pour une largeur de chenal de 1 cm, $x^* \propto a^{0.55 \pm 0.05}$ alors que quand la largeur est de 20 cm $x^* \propto a^{0.9 \pm 0.1}$. Ce résultat suggère qu'à fort rapport de forme, la friction causée par les bords du chenal n'est pas négligeable, l'effet étant d'autant plus important que la largeur du chenal est petite. Ces auteurs ont également montré numériquement que, contrairement à ce qui avait été proposé précédemment (Lube et al. 2005), la propriété des particules avait une influence sur la distance de parcours et déterminaient le coefficient λ (équation 3.2). Ces travaux montrent des lois d'échelles mises en évidence par un bon rassemblement des données expérimentales. Cependant, il a également été observé que la distance de parcours, x , pouvait également être normalisée par l'épaisseur initiale du lit de particules, H_0 . Dans ce contexte, les expériences de Roche et al. (2008) montrent que la distance de parcours, le temps de parcours, et la vitesse du front sont proportionnels respectivement à H_0 , $(H_0/g)^{1/2}$, et $(gH_0)^{1/2}$, au moins quand le rapport de forme de la colonne initiale n'est pas très fort ($a < 3-4$). Ces résultats mettent en évidence que la dynamique des écoulements est contrôlée fondamentalement par une conversion d'énergie potentielle en énergie cinétique.

Quand les écoulements granulaires se propagent sur un plan faiblement incliné ($\theta < 16^\circ$), la distance de parcours est contrôlée par la hauteur initiale de la colonne mais également par la différence entre les tangentes de l'angle de friction du matériau, δ , et de l'angle de la pente du chenal, θ (Mangeney et al. 2010; Farin et al. 2014). La distance de parcours normalisé est généralement bien prédite par la relation :

$$\frac{x_{final}}{H_0} = \frac{2\sigma}{\tan \delta - \tan \theta}, \quad (3.3)$$

avec σ une constante déterminée expérimentalement et qui est estimée à 0.5 par Mangeney et al. (2010). En revanche, cette relation n'est plus valide pour des écoulements se propageant sur

une pente forte ($\theta > 16^\circ$), pour lesquels la distance de parcours semble également contrôlée par le volume de particules initial (Farin et al. 2014).

3.2.1.3. Écoulements granulaires fluidisés

Comme décrit précédemment (chapitres 1 et 2), les distances de parcours des écoulements pyroclastiques sont souvent plus longues que celles prédites par les lois de frictions définies pour des matériaux purement granulaires. Eames et Gilbertson (2000) ont observé, en versant en continu un matériau granulaire sur une plaque poreuse horizontale à travers laquelle passe un flux d'air, que l'angle de repos du mélange ainsi « aéré » est beaucoup plus faible que celui d'un mélange sec. Dans la configuration « rupture de barrage », Roche et al. (2002) ont fluidisé une colonne granulaire dans un réservoir avant de la relâcher pour créer un écoulement dans un chenal. Ils ont montré que la distance de parcours augmente avec le degré de fluidisation initial du mélange granulaire (voir aussi Roche al. 2008). Les écoulements initialement fluidisés sont, de la même manière que les écoulements dits « secs », caractérisés par trois phases de propagation: une phase initiale d'accélération lorsque la colonne s'effondre, suivie d'une phase de propagation à vitesse et épaisseur quasi constantes, puis une phase de décélération (Roche et al. 2004). Pendant les deux premières phases, qui correspondent à la majeure partie de la mise en place, les écoulements initialement fluidisés se propagent de manière similaire à un fluide inertiel. Lors de la seconde phase, la vitesse constante est proche de $(2gH_0)^{1/2}$ (Roche et al. 2008). Comme le mélange se défluidise au cours de sa mise à place (i.e. la pression interstitielle diffuse; Roche et al. 2010), la friction intergranulaire se rétablit progressivement et contribue à dissiper l'énergie de l'écoulement qui décélère jusqu'à s'arrêter. Roche et al. (2010) ont observé que les écoulements (fluidisés et non-fluidisés) sont constitués d'une tête qui glisse sur le substrat, suivie par le corps d'écoulement à la base duquel le dépôt se forme progressivement et à vitesse presque constante.

Les écoulements pyroclastiques étant constitués de particules de différentes tailles, Roche et al. (2005; 2006) ont étendu les expériences de fluidisation à des écoulements bi-disperses (deux gammes de tailles de particules) constitués de particules fines du groupe A ($< 100 \mu\text{m}$) et de particules plus grossières appartenant aux groupes B et D. Ils ont observé qu'en augmentant la fraction de particules fines, α , la vitesse minimum de fluidisation du mélange devient plus faible et la distance de parcours ainsi que la vitesse maximale de propagation augmentent. Cet effet serait dû à la diminution de la perméabilité du mélange quand la proportion en particules fines augmente. A partir d'une certaine proportion de fines ($\alpha \sim 40\%$), qui correspond à l'arrangement optimal des grains (porosité minimale du matériau lorsqu'il est

compacté), la distance de parcours et la cinématique des écoulements sont alors identiques à celles d'écoulements monodisperses de particules fine ($\alpha = 100\%$). Ce résultat montre que lorsque le mélange est constitué d'un réseau continu de particules fines les particules plus grossières ont un rôle négligeable et peuvent être, dans une certaine limite de taille et de densité, transportées passivement dans l'écoulement. Ces travaux suggèrent que les écoulements pyroclastiques riches en particules fines peuvent se comporter comme des mélanges fluidisés pendant une grande partie de leur mise en place.

Girolami et al. (2008; 2010) ont étudié des écoulements expérimentaux constitués de matériau ignimbritiques chauffés à haute température (170°C). Ils ont observé un comportement similaire à celui des écoulements de billes de verre fines, avec une phase d'accélération, de propagation à vitesse constante ($U \sim (2gH_0)^{1/2}$) et de décélération. La différence principale consiste au fait que le taux d'expansion du matériau ignimbritique (jusqu'à 43% par rapport au lit non compacté) peut être beaucoup plus fort que celui des billes de verres ($\leq 7-8\%$, Roche et al., 2004). Les auteurs ont observé que le dépôt se forme par aggradation à partir de la base de l'écoulement et que le taux de sédimentation est pratiquement constant, comme pour les écoulements de billes de verre. La vitesse d'aggradation du dépôt, à la base de l'écoulement est identique à celle mesurée dans une colonne statique en défluidisation de même expansion initiale. Quand le taux d'expansion du mélange augmente, la vitesse d'aggradation du dépôt diminue et la distance de parcours et le temps de propagation augmentent.

3.2.2. Dispositif expérimental « rupture de barrage » (chapitres 4 et 5)

Cette section décrit le dispositif expérimental utilisé pour les expériences d'écoulements qui sont présentées dans les chapitres 4 et 5 de cette thèse. Les écoulements expérimentaux sont générés selon le principe de rupture de barrage dans une configuration de type 2D (Figure 3.2a). Le dispositif (Figure 3.3) est constitué d'un réservoir (1) de 20 x 10 cm de côté, dans lequel sont placées les particules avant l'expérience et dont la base est une plaque poreuse. Le réservoir est relié à un chenal (2) de 3 m de long et 10 cm de large, dans lequel se propagent les écoulements. Un des côtés du chenal est en plexiglas transparent de manière à pouvoir filmer les écoulements durant leur propagation. L'autre côté est constitué d'une plaque de bois graduée tous les 2 cm, ce qui permet de faciliter les mesures directes et sur les vidéos. Cette plaque est recouverte d'un film plastique lisse de sorte que la friction soit équivalente des deux côtés du chenal. Ce dernier est relié au réservoir par une charnière qui permet de modifier son inclinaison, le réservoir étant toujours maintenu à l'horizontal. Une porte coulissante (3) permet

la libération des particules du réservoir vers le chenal. Le retrait de la porte se fait par l'intermédiaire d'un contrepoids relié à un système de poulies, ce qui permet une ouverture très rapide (~ 0.1 s) et reproductible, pour qu'elle ait le moins d'influence possible sur la phase initiale de propagation des écoulements. La fluidisation des particules s'effectue à l'aide d'un flux d'air injecté à la base du réservoir. L'air est distribué par un compresseur et est d'abord séché puis introduit dans une boîte située sous le réservoir. L'air passe de la boîte au réservoir en percolant à travers une plaque poreuse dont la taille moyenne des pores est de $20 \mu\text{m}$, de manière à fluidiser le plus uniformément possible la colonne granulaire tout en empêchant le passage des particules dans la boîte. La vitesse de sortie de l'air (vitesse superficielle) est contrôlée à l'aide d'un débitmètre à ± 0.25 mm/s. Pour mesurer la pression interstitielle dans les écoulements, plusieurs capteurs de pression ont été disposés à la base du chenal (voir section 3.4). Les écoulements ont été filmés grâce à une caméra haute vitesse de type Fastcam SA3 dont la vitesse d'acquisition est de 2000 image/s à pleine résolution de 1024×1024 pixels. La vitesse d'acquisition était comprise entre 60 et 3800 image/s selon le type d'étude souhaité : 60 à 500 image/s pour la cinématique des écoulements, 250-500 image/s pour corrélérer la cinématique aux signaux de pression, et 2000 à 3800 image/s pour les gros plans (i.e. fenêtre de 2 à 4 cm de côté sur l'écoulement). La vidéo est enregistrée sur la mémoire de la caméra qui est de 4 Go (puis transférée sur un ordinateur), ce qui implique que la durée maximale des vidéos est d'autant moins longue que la vitesse d'acquisition et la taille de la zone filmée sont grandes (de plusieurs minutes pour des vitesses d'acquisition de 60 image/s à quelques secondes pour des vitesses supérieures à 2000 image/s). Chaque image de la vidéo est enregistrée séparément et les analyses sont faites avec le logiciel Photron Fastcam Viewer. Deux séries d'études ont été menées avec ce dispositif :

- une première étude (chapitre 4) pour laquelle la rugosité de la base du chenal a été systématiquement changée en collant des billes de verre de $45\text{-}90 \mu\text{m}$ à 6 mm, des expériences étant également effectuées sur fond lisse (tableau 1). Les capteurs de pression ont été placés à 10, 20, 50 et 80 cm de la porte. Au total, 205 écoulements expérimentaux ont été effectués pour cette étude.
- une seconde étude (chapitre 5) pour laquelle l'inclinaison du chenal a été variée entre 0 et 30° , à la fois sur fond lisse et sur fond rugueux de 3 mm. Les capteurs de pression ont été placés à 10, 50, 90 et 150 cm de la porte. Au total, 400 écoulements expérimentaux ont été effectués pour cette étude.

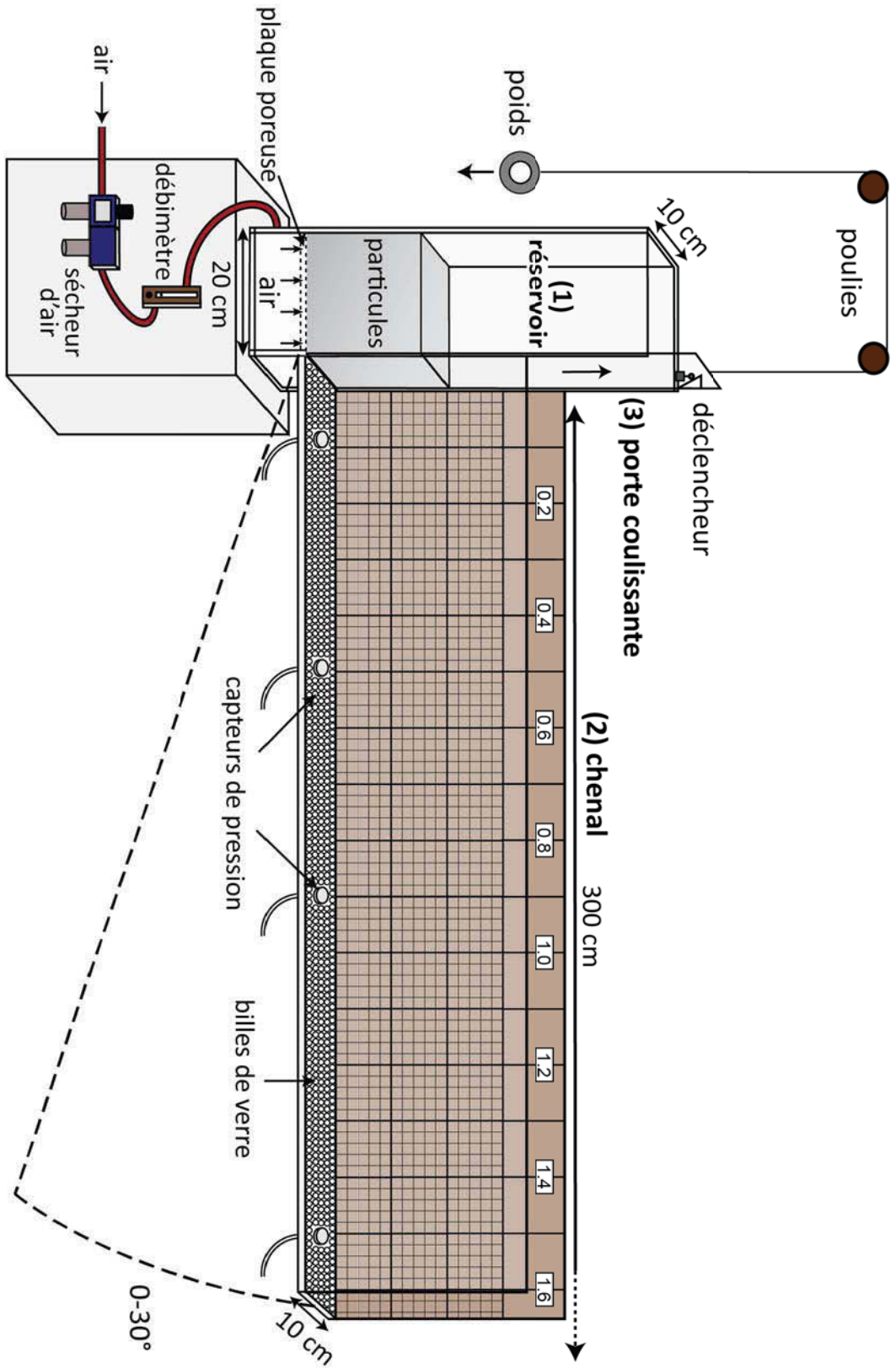


Figure 3.3 : dispositif expérimental de type rupture de barrage utilisé au cours de cette thèse pour la génération des écoulements (voir description dans le texte).

3.2.3. Les particules

Les particules utilisées pour les écoulements (appelées particules d'écoulement pour la suite de cette thèse) sont des billes de verre de diamètre $d = 45-90 \mu\text{m}$ et de masse volumique $\rho_p = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$. Elles font partie du groupe A de fluidisation de la classification de Geldart (voir chapitre 2). A noter que dans les chapitres 4 et 5, le diamètre médian cité est $80 \mu\text{m}$ alors que des analyses ultérieures plus précises (voir plus bas) ont montré qu'il se situait plutôt autour de $73 \mu\text{m}$. La masse volumique d'une colonne non compactée de ces particules est d'environ $1450 \pm 50 \text{ kg m}^{-3}$ ce qui correspond à une fraction volumique solide, $\varepsilon_s = 0.58 \pm 0.02$. Ces particules du groupe A ont été choisies car elles sont représentatives de la matrice des écoulements pyroclastiques (Druitt et al. 2007). Les billes de verre sont sphériques, à la différence des particules des d'écoulements pyroclastiques. Cependant, les études de Girolami (2008 ; 2010) ont montré que des écoulements expérimentaux constitués de particules d'ignimbrite avaient le même comportement que les écoulements de billes de verre fines, suggérant que la forme des particules n'était pas un paramètre critique pour la dynamique des écoulements pyroclastiques. Les particules sphériques ont de plus l'avantage d'être généralement moins cohésives que les particules irrégulières qui peuvent avoir des surfaces de contact plus importantes. Des expériences complémentaires ont également été effectuées avec des particules plus grossières de $250-425 \mu\text{m}$ (groupe B) pour lesquelles la vitesse minimum de fluidisation est beaucoup plus élevée ($U_{mf} \sim 27 \text{ cm/s}$; Roche et al. 2005) et la diffusion de la pression interstitielle très rapide (presque instantanée à l'échelle du laboratoire). Avec ces particules grossières, les expériences ont uniquement été réalisées en régime initialement non-fluidisé. En revanche, pour toutes les configurations utilisant les billes de $45-90 \mu\text{m}$ les expériences ont à la fois été faites en conditions initialement fluidisée et non-fluidisée.

3.2.4. Rugosité du fond du chenal

Pour faire varier la rugosité du fond du chenal nous avons collé des billes de verre de différentes gammes de tailles sur des bandes plastiques fines, de dimensions $300 \times 10 \text{ cm}$. Pour ce faire, une bande de plastique est posée à plat sur une planche de bois et nettoyée à l'aide d'un chiffon pour enlever les poussières éventuelles. De la colle en spray est ensuite pulvérisée sur l'ensemble de la bande, puis une grande quantité de particules est rapidement versée sur la bande afin d'éviter que la colle n'ait le temps de sécher. L'ensemble est recouvert d'une autre planche de bois et compressée pendant plusieurs minutes de manière à ce que la rugosité soit la plus uniforme possible et que les particules adhèrent bien. La bande rugueuse ainsi formée

(Figure 3.4) est ensuite laissée à sécher pendant 4 heures au minimum avant d'être fixée à la base du chenal avec du scotch double face. Le problème de cette méthode est que plusieurs particules peuvent être arrachées lors du transport et de l'insertion de la bande rugueuse dans le chenal. D'autres particules peuvent également être arrachées du substrat à cause de la répétition des expériences. Ainsi, les fonds rugueux étaient renouvelés quand ils étaient jugés trop usés (présence de zones sans bille). Cependant, nous n'avons pas noté d'influence significative de l'état d'usage des bandes rugueuses sur la reproductibilité des expériences. Au total 9 rugosités différentes, correspondant à 8 gammes de tailles de billes et un substrat lisse (pas de particules collées), ont été étudiées (Tableau 3.1).



Figure 3.4 : portion de bande plastique sur laquelle ont été collées des billes de verre de 3 mm et qui est ensuite placée à la base du chenal pour servir de substrat rugueux.

Pour les expériences présentées dans le chapitre 5, la bande plastique est initialement scotchée au fond du chenal, puis entièrement recouverte par de scotch double-face sur lequel les billes de verre (3mm) sont versées puis tassées pendant quelques minutes. L'avantage de cette méthode consiste au fait que la bande rugueuse n'est pas affectée par le transport dans le chenal et que l'adhésion des particules est plus forte qu'avec de la colle, notamment dans le cas des particules grossières, dont la surface de contact est très faible par rapport au volume. Cette méthode est plus longue et plus coûteuse mais elle est très avantageuse il n'est pas nécessaire de changer fréquemment de rugosité puisque, même après plus de 150 expériences, très peu de particules ont été arrachées du substrat.

Tableau 3.1 : rugosités du fond du chenal dans les expériences (gamme de tailles des particules collées).

Gamme de tailles des billes du substrat (μm)								
Lisse ^{a,b}	45-90	150-250	250-425	425-600	600-800 ^a	1500	3000 ^{a,b}	6000

a Rugosité pour lesquelles des mesures de pression interstitielles ont été effectuées.

b Rugosité utilisée de manière systématique à différentes inclinaisons (chapitre 5)

3.2.5. Protocole expérimental

Avant chaque expérience, les particules sont séchées pendant plusieurs minutes dans un dispositif cylindrique à la base duquel est injecté un flux d'air sec (Figure 3.5a). Ce procédé permet de limiter les effets éventuels de cohésion liés à l'humidité ambiante et qui pourraient affecter l'écoulement (Figure 3.5b et c). Si les expériences sont rapprochées dans le temps (moins de deux heures) les particules sont séchées pendant un minimum de 10 minutes. Si le temps entre les expériences est plus long, le séchage est étendu à 30 minutes. Pour les expériences utilisant plus de 6 kg de particules ($H_0 > 20$ cm) il est nécessaire d'effectuer le séchage en deux fois, le dispositif n'étant pas assez grand pour contenir autant de particules. Les particules sont ensuite placées dans le réservoir de la rampe d'écoulement (Figure 3.3). Dans le cas des expériences avec fluidisation initiale, la vitesse du flux d'air à la base du réservoir est déterminée de manière à ce que l'expansion du lit de particules soit maximale ($U_{\text{air}} = 14$ mm/s $>$ $U_{\text{mb}} \sim 13$ mm/s). Ce choix est motivé par le fait qu'au-dessus de la vitesse minimum de « *bubbling* », la fluidisation est maximale ($P / P_L = 1$) et qu'une légère variation éventuelle de vitesse d'air entre les expériences n'a pas d'effet significatif sur la propagation des écoulements. Dans le cas des écoulements secs (initialement non-fluidisés), un flux d'air est injecté pendant quelques secondes de manière à ce que la surface du lit de particules soit bien plane dans le réservoir. Les particules sont ensuite laissées au repos pendant environ 5 minutes pour s'assurer que la pression interstitielle, causée par le flux d'air, ait totalement diffusée. L'écoulement est ensuite généré en lâchant le contrepois de la porte.

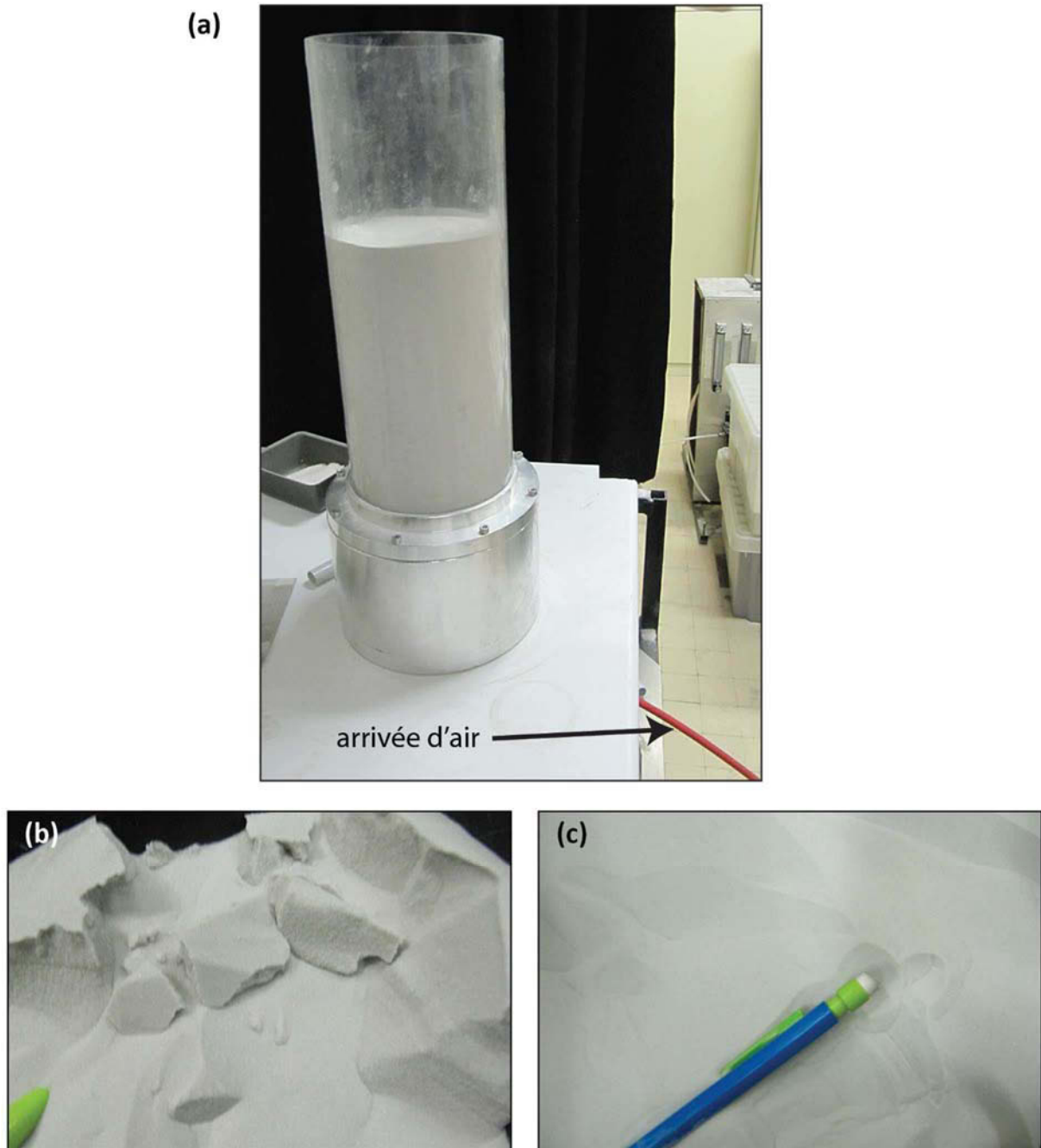


Figure 3.5 : (a) colonne permettant le séchage des particules avant chaque expérience. (b) cas extrême d'agrégation pour des billes de verre laissées au repos pendant plusieurs jours dans des conditions humides. (c) billes de verres 45-90 μm après séchage.

Comme la distance de parcours des écoulements n'est pas toujours égale sur toute la largeur du chenal, les valeurs sont reportées selon le principe présenté dans la Figure 3.6. A la fin des expériences sur des fonds rugueux, les particules d'écoulement sont tamisées afin d'enlever les billes du substrat qui auraient été arrachées par le passage de l'écoulement ou pendant le nettoyage du chenal.

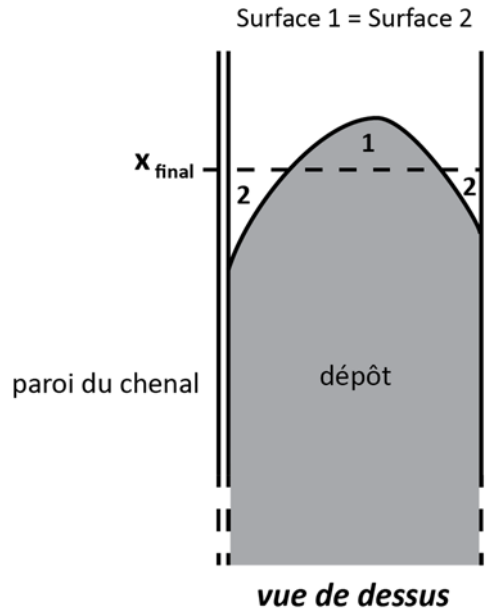


Figure 3.6 : Méthode de mesure des distances de parcours des écoulements dans le chenal.

3.2.6. Dimensionnement des écoulements expérimentaux

Une analyse dimensionnelle, précédemment établie pour le même dispositif expérimental par Roche et al. (2008) et Roche (2012), permet d'estimer le degré de similarité dynamique entre les écoulements expérimentaux et les écoulements pyroclastiques. Elle repose sur des analyses dimensionnelles établies de manière plus générale pour les écoulements biphasés fluide/solide par Iverson (1997) et Iverson et Denlinger (2001). Roche (2012) a identifié 10 paramètres, p (Tableau 3.2), définis par 3 dimensions fondamentales, m : seconde (s), mètre (m) et kilogramme (kg). Ainsi, d'après le théorème de Buckingham, qui est communément utilisé pour établir des analyses dimensionnelles, $p-m = 7$ nombres sans dimension sont nécessaires pour décrire le système. Les nombres sans dimension proposés par Roche (2012) sont présentés dans le Tableau 3.3.

Tableau 3.2 : liste des paramètres utilisés pour l'analyse dimensionnelle et valeurs typiques déterminées pour des écoulements naturels (Roche 2012) et expérimentaux (Roche 2012 et cette étude).

Paramètres et dimensions	Symboles	Valeurs typiques	
		Nature	Laboratoire
Diamètre des particules d'écoulement (m)	d	2.10^{-5} - 5.10^{-4}	45 - 90.10^{-6}
Masse volumique des particules d'écoulement (kg m^{-3})	ρ_p	500-2500	2500
Porosité	ε	0.7-0.4	0.4-0.45
Masse volumique du fluide (kg m^{-3})	ρ_f	~ 1	1.2
Viscosité dynamique du fluide (Pa s)	μ	$\sim 10^{-5}$	$1.8.10^{-5}$
Accélération gravitationnelle (m s^{-2})	g	9.81	9.81
Epaisseur de la coulée (m)	h	10^0 - 5.10^1	10^{-2} - 10^{-1}
Distance de parcours (m)	L	10^3 - 10^4	0.5 - 3
Vitesse du front d'écoulement (m s^{-1})	U_{fi}	5-30	1 - 5
Perméabilité hydraulique (m^2)	k	10^{-12} - 10^{-10}	$1.1.10^{-11}$
Coefficient de diffusion hydraulique ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	D	10^{-4} - 10^2	$\sim 10^{-2}$
Pente ($^\circ$)	θ	0-35	0-30

Nombre de Masse, Ma :

Ce nombre représente le rapport entre les contraintes inertielles (ou collisionnelles) solides, transmises par les collisions entre les particules ($\varepsilon_p \rho_p \gamma^2 d^2$) et les contraintes inertielles du fluide ($\varepsilon \rho_f \gamma^2 d^2$):

$$Ma = \frac{\varepsilon_p \rho_p}{(\varepsilon \rho_f)}, \quad (3.4)$$

avec ε_p la fraction volumique de particules ($\varepsilon_p = 1 - \varepsilon$). γ correspond au taux de cisaillement de l'écoulement, défini U_{fi}/h . Pour les écoulements pyroclastiques, et pour nos expériences, la masse volumique du gaz étant beaucoup plus faible que celle des particules, Ma est largement supérieur à 1, ce qui signifie que la quantité de mouvement est principalement transportée par la partie solide. En remplaçant l'air par de l'eau, les valeurs de Ma seraient alors beaucoup plus proches de 1, ce qui pourrait se traduire par la formation d'instabilités à l'interface entre le courant et le fluide ambiant, et donc une dynamique sensiblement différente.

Nombre de Froude, Fr :

Le nombre de Froude représente le rapport entre les forces d'inertie de l'écoulement et les forces de gravité qui s'appliquent à l'écoulement :

$$Fr = \frac{U_{fi}}{(gh)^{1/2}}. \quad (3.5)$$

Quand $Fr < 1$, l'écoulement est dit subcritique et quand $Fr > 1$ l'écoulement est dit supercritique. Les écoulements expérimentaux et les exemples naturels sont supercritiques.

Nombre de Bagnold, Ba :

Le nombre de Bagnold représente le rapport entre les contraintes collisionnelles solides ($\varepsilon_p \rho_p \gamma^2 d^2$) et les contraintes visqueuses cisailantes du fluide ($\varepsilon \mu \gamma$).

$$Ba = \frac{\varepsilon_p \rho_p \gamma d^2}{\varepsilon \mu}, \quad (3.6)$$

Pour $Ba > 200$ la dissipation d'énergie de l'écoulement est principalement dominée par les collisions (régime collisionnel) alors que pour $Ba < 200$ ce sont les forces visqueuses qui dominant (régime macro-visqueux). Dans nos expériences Ba est généralement inférieur à 200, ce qui suggère que les écoulements sont en régime macro-visqueux. Les quelques expériences pour lesquelles Ba est légèrement supérieur 200 ont été effectuées à forte pente ($>20^\circ$) et pour des écoulements fluidisés, c'est-à-dire avec des interactions fortement réduites entre les particules. Dans ce cas, les forces collisionnelles sont probablement moins intenses que prédites par l'équation pour des écoulements granulaires et la transition régime macro-visqueux/collisionnel intervient à plus fort Ba .

Nombre de Darcy, Da :

Le nombre de Darcy, déjà présenté dans le chapitre 1, représente le rapport entre les forces visqueuses exercées par le fluide sur les particules ($\mu \gamma d^2 / k$) et les contraintes collisionnelles solides ($\varepsilon_p \rho_p \gamma^2 d^2$) :

$$Da = \frac{\mu}{k \varepsilon_p \rho_p \gamma}. \quad (3.7)$$

Da décrit la tendance de la pression interstitielle à se développer entre les grains. Ainsi plus Da est fort, plus les interactions particulières sont réduites.

Nombre de Fluidisation, Fl :

Le nombre de fluidisation correspond au rapport entre la vitesse du fluide interstitiel ($kg(\rho_p - \rho_f)\varepsilon_p / \varepsilon\mu_f$) et celle de l'écoulement ($(gL)^{1/2}$)

$$Fl = \frac{k\varepsilon_p(\rho_p - \rho_f)}{\mu\varepsilon}(g/L)^{1/2}. \quad (3.8)$$

Ce nombre est largement inférieur à 1 pour nos expériences et dans les cas naturels, ce qui signifie que la vitesse d'écoulement est toujours bien supérieure à la vitesse nécessaire pour fluidiser le mélange.

Nombre de Pression interstitielle, Pr

Le nombre de pression interstitielle représente le rapport entre la durée caractéristique de propagation de l'écoulement ($(L/g)^{1/2}$) et la durée de diffusion de la pression interstitielle ((h^2/D)), tel que

$$Pr = \frac{(L/g)^{1/2}}{(h^2/D)}. \quad (3.9)$$

Le nombre de pression est le plus souvent plus élevé dans les expériences (Pr de l'ordre de 1) que pour les cas naturels (entre 10^{-4} et 10^1). La diffusion de pression interstitielle est donc relativement plus rapide pour les écoulements expérimentaux. Cela implique que le rapport épaisseur/longueur du dépôt, équivalent au rapport de forme présenté dans le chapitre 1, est supérieur dans les expériences par rapport à la majorité des écoulements pyroclastiques (Roche 2012).

Nombre de Savage, Sa :

Le nombre de Savage également présenté dans l'introduction, est pertinent pour les écoulements non-fluidisés (soit initialement, soit parce que la pression interstitielle a diffusée), pour lesquels les interactions interparticulaires contrôlent la dissipation d'énergie. Il représente le rapport entre les contraintes générées par les collisions ($\varepsilon_p\rho_p\gamma^2d^2$) et celles générées par la friction ($\varepsilon_p(\rho_p - \rho_f)gh$):

$$Sa = \frac{\rho_p d^2 \gamma^2}{(\rho_p - \rho_f)gh}. \quad (3.10)$$

Pour les écoulements pyroclastiques comme pour les expériences, Sa est très faible (10^{-5} à 10^{-9}), ce qui signifie que les écoulements sont en régime frictionnel, la limite supérieure de ce régime étant estimée pour $Sa \sim 0.1$.

A noter qu'en combinant certains de ces nombres, il est possible d'obtenir d'autres nombres sans dimension pertinents (Iverson 1997). Par exemple, en combinant les nombres de Bagnold et de Savage (Ba/Sa), apparait le nombre de friction, F_c , qui représente le rapport entre les contraintes cisailantes générées par la friction interparticulaires, et les contraintes cisailantes visqueuses dans la phase fluide.

$$F_c = \frac{(1-\varepsilon) (\rho_p - \rho_f) gh}{\varepsilon \gamma \mu} \quad (3.11)$$

Il faut cependant garder à l'esprit que les propriétés des écoulements naturels ne sont pas toujours bien connus (notamment la concentration et l'épaisseur). De même, ces propriétés peuvent varier de manière importante au cours de la mise en place, par exemple en fonction des changements de pente, de l'évolution de la pression interstitielle (diffusion ou création), du passage d'un milieu confiné à ouvert, ou encore des changements de flux éruptifs à la source.

Tableau 3.3 Nombres sans dimension définis par Roche (2012 ; voir texte pour détails) avec les gammes de valeurs estimées respectivement pour les écoulements pyroclastiques (nature) et pour les écoulements expérimentaux (laboratoire) générés avec le dispositif de rupture de barrage utilisé dans cette thèse (Figure 3.3).

Nombres sans dimension	symboles	Valeurs typiques		signification
		Nature	Laboratoire	
Nombre de Masse	Ma	10^2-10^3	10^3	Quantité de mouvement transporté essentiellement par les particules solides
Nombre de Froude	Fr	1.6-3.0	2.6-2.7	Ecoulement supercritique
Nombre de Bagnold	Ba	10^0-10^2	10^2	Régime macro-visqueux à intermédiaire
Nombre de Darcy	Da	10^1-10^4	10^2	Intéractions solide/fluide dominantes
Nombre de fluidisation	Fl	$10^{-7}-10^{-3}$	10^{-2}	Vitesse de l'écoulement supérieur à celle de fluidisation
Nombre de pression interstitielle	Pr	$10^{-4}-10^1$	10^0	Vitesse de diffusion de pression relativement plus rapide dans les expériences.
Nombre de Savage	Sa	$10^{-9}-10^{-8}$	$10^{-6}-10^{-5}$	Lorsque la pression de fluide est négligeable : régime frictionnel

3.3. Expériences de chute de lit de particules (chapitre 6)

3.3.1. Dispositif expérimental

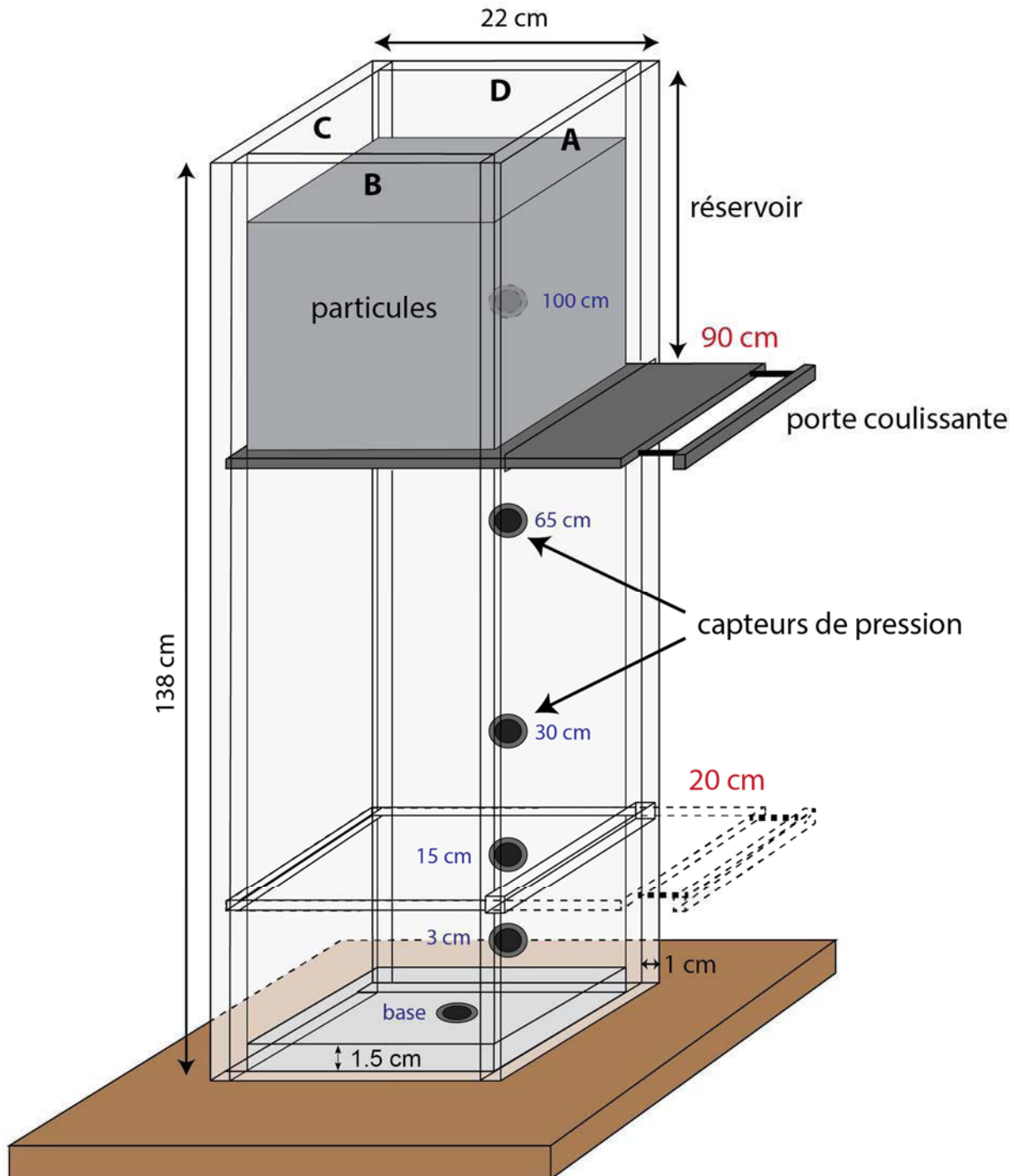


Figure 3.7 : Schéma du dispositif utilisé pour les expériences d'auto-fluidisation par chute de particules (chapitre 6). Les expériences sont filmées en face de la plaque B. Les différentes hauteurs auxquelles peuvent être positionnés les capteurs (bleu) et la porte (rouge) sont indiquées.

Le dispositif expérimental utilisé pour les expériences de chute de particules (Figure 3.7) consiste en une colonne de plexiglas de 138 cm de haut (136.5 cm en enlevant l'épaisseur de la base) et 22x22 cm de section (20x20 cm sans l'épaisseur des plaques), fermée à la base. Les plaques latérales sont fixées entre elles, par des vis espacées de 12.5 cm, et avec la base, par des vis tous les 5 cm. Du scotch a été ajouté le long de toutes les surfaces de contact pour améliorer l'étanchéité de la colonne. Le centre de la plaque basale est percé de manière à placer un capteur de pression, les autres capteurs étant disposés sur un des côtés de la colonne (plaque D, Figure 3.7), à des hauteurs de 3, 15, 30, 65 et 100 cm. Le système d'ouverture consiste en une porte en acier d'1 cm d'épaisseur et de dimensions 30x21 cm, qui est insérée dans des rainures creusées à des hauteurs de 20 et 90 cm dans la colonne (plaques B, C, D). Des fentes sont percées à ces mêmes hauteurs sur une des plaques en plexiglas (plaque A), de manière à pouvoir faire coulisser la porte vers l'extérieur de la colonne pour faire chuter les particules. Une petite plaque (19x0.5x0.5 cm) est vissée à la base de l'autre extrémité de la porte pour empêcher celle-ci de sortir complètement de la colonne au cours de l'expérience. Cette plaque est entourée d'une mousse déformable de façon à amortir le choc avec la colonne lors de l'ouverture. Pour éviter que les particules ne se coincent entre les rainures et gênent ainsi le coulissage de la porte, des feuilles de plastiques très souples ont été collées sur les 4 bords de la colonne (Figure 3.8). Ces feuilles permettent également d'éviter un contact direct, et donc une forte friction, entre les particules et la porte. Dans le cas d'expériences utilisant des particules très fines ($<100 \mu\text{m}$), deux grilles, une de $200 \mu\text{m}$ et une autre de $36 \mu\text{m}$ d'ouverture, sont fixées au sommet de la colonne de manière à limiter la perte de particules par éluviation.

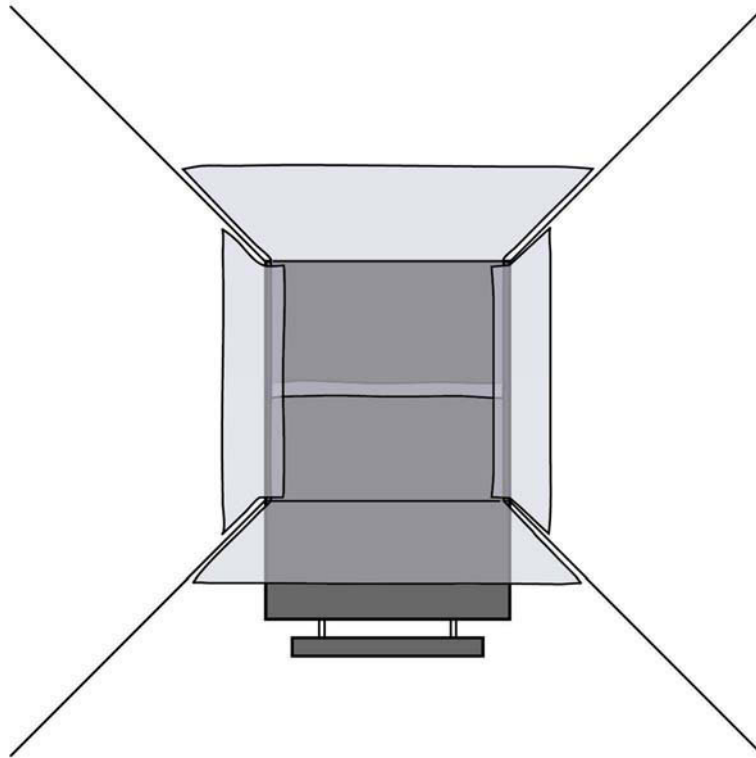


Figure 3.8 : disposition des feuilles de plastique dans la colonne de manière à limiter la friction entre les particules et la porte et faciliter l'enlèvement de cette dernière.

Les particules utilisées dans la plupart des expériences sont des billes de verre de masse volumique $\rho = 2500 \text{ kg m}^{-3}$ et de gammes de tailles allant de $0\text{-}45 \text{ }\mu\text{m}$ à $3000 \text{ }\mu\text{m}$ (Tableau 3.4 ; Figure 3.9). Entre 6 kg et 36 kg ($\pm 0.01 \text{ kg}$) de particules sont placés sur la porte dans la colonne avant les expériences, correspondant à des épaisseurs d'environ 10 à 60 cm . Une fois en place dans le réservoir, la surface de la colonne de particules est délicatement aplanie à l'aide d'une brosse tout en évitant de compacter le mélange.

Tableau 3.4 : Nature et taille des particules utilisées pour les expériences de chute de lits particules.

	Billes de verre							Ignimbrite
Gamme de taille (μm)	0-45	45-90	53-106	106-212	250-425	600-800	3000	0-4000
d_{median} (μm)	37.42	72.54	88.16	160.34	336.95	700	3000	$\sim 63^{\text{a}}$

^a valeur estimée par Druitt et al. 2007



Figure 3.9: photos des différents types de particules utilisées dans les expériences : billes de verre de (a) 0-45 μm , (b) 45-90 μm ; (c) 250-425 μm et (d) 3 mm. (e) Echantillon d'ignimbrite.

Pour étudier l'effet de la température des particules, une série d'expérience a été faite en chauffant des billes de verre de 45-90 μm entre 50°C et 200°C avant de les placer dans le réservoir (i.e. au-dessus de la porte). Des expériences complémentaires ont été réalisés avec des échantillons provenant d'une ignimbrite riche en particules fines (ignimbrite de Neschers, Massif Central, France) et tamisée à des fractions inférieures à 4 mm (Figure 3.9e ; Girolami 2008 ; Girolami et al. 2008 ; 2010). L'analyse granulométrique précise de l'échantillon d'ignimbrite n'a pas été effectuée pour cette étude mais, pour indication, nous avons reporté les données granulométriques principales de l'échantillon d'ignimbrite de Neschers utilisé par

Druitt et al. (2007) qui est tamisé à la même fraction (Tableau 3.4). La granulométrie entre les deux échantillons pouvant être sensiblement différente, notamment pour les fractions fines ($< 63 \mu\text{m}$), qui nous intéresse particulièrement, il serait nécessaire d'effectuer une analyse granulométrique précise de l'échantillon utilisé pour cette étude (par exemple avec le granulomètre G3, voir plus bas). Les particules d'ignimbrite, ainsi que les billes de la gamme 0-45 μm ont systématiquement été chauffées à un minimum de 80 °C avant les expériences afin de limiter la cohésion liée à l'humidité, qui peut être très forte pour les particules très fines (Figure 3.9a).

3.3.2. Protocole expérimental

La porte est insérée dans les rainures de la colonne à une hauteur de 20 ou 90 cm de la base selon la configuration souhaitée. La plaque latérale amovible est revissée au reste de la colonne et les feuilles de plastiques sont ajustées de manière à ce que toute la surface de la porte soit recouverte (Figure 3.8). Les particules sont séchées dans le dispositif utilisé pour les études précédentes (Figure 3.5), puis placées dans le réservoir. Pour certaines expériences, les particules sont chauffées dans une étuve pendant plusieurs heures avant d'être transférées dans le réservoir. Dans ce cas, plusieurs mesures de température sont effectuées à l'aide d'une sonde (précision de $\pm 0.1^\circ\text{C}$) à différentes profondeurs et positions latérales dans le lit de particules, juste avant l'expérience. La température pouvant varier au sein du lit de particules (typiquement $\pm 5-10^\circ\text{C}$), la température indiquée pour chaque expérience est en réalité une température moyenne. L'ouverture de la porte se fait le plus rapidement possible ($< 0.2\text{s}$) pour que la chute soit la plus soudaine possible. A la fin de l'expérience la plaque amovible est retirée de manière à pouvoir enlever les particules de la colonne, celle-ci étant ensuite nettoyée à l'air comprimé.

3.4. Capteurs de pression de fluide

3.4.1. Caractéristiques des capteurs

Les capteurs utilisés pour les deux types d'expériences sont des capteurs de pression piezorésistifs de la marque IC sensors et de modèle « 154N-001G-C low pressure ». Le principe de ce type de capteur est celui d'un résistor électrique, dont la résistance change quand il subit une pression et ou déformation. Le système de mesure comprend de l'huile de silicone qui transfère la pression exercée sur un diaphragme (en acier inoxydable) à l'élément de détection (en silicium) qui délivre une tension. Celle-ci est ensuite transmise à un échantillonneur qui est connecté à un ordinateur pour l'acquisition des données. Les tensions sont ensuite converties

en pression par une loi de calibration linéaire, déterminée expérimentalement pour chaque capteur (voir détails plus bas). Les valeurs obtenues sont relatives à la pression atmosphérique, et peuvent être aussi bien positives (surpression) que négatives (sous-pression). Les capteurs peuvent mesurer des pressions dans la gamme ± 1 psi, ce qui correspond à $\sim \pm 6.9$ kPa.

3.4.2. Calibration des capteurs



Figure 3.10 : dispositif de calibration des capteurs de pression par variation de hauteur d'une colonne d'eau.

Les capteurs sont calibrés pour une tension de fonctionnement de 7.50 V (à ± 0.01 V) et cette tension est vérifiée régulièrement pour ne pas introduire de biais dans les mesures. Pour la calibration, les capteurs sont placés à la base ou sur le côté ($H = 3$ cm) d'un tube qui est

successivement rempli d'eau à des hauteurs de 5, 20, 40, 60 et 70 cm depuis la base (Figure 3.10). A chaque hauteur, la tension transmise au capteur est mesurée à trois reprises, avec un temps d'acquisition minimum de 25 secondes et un délai entre les différentes mesures d'au moins 30 secondes afin d'observer une éventuelle dérive de la tension avec le temps. Dans le cas où une dérive du signal est observée, le capteur est considéré comme défectueux et n'est pas utilisé pour les expériences.

Le niveau d'eau a été en général limité à 70 cm puisque la pression générée correspond à la valeur seuil de pression de ces capteurs (6.9 kPa). Cependant, des tests à plus grande hauteur d'eau (jusqu'à 100 cm) ont montré que les capteurs pouvaient mesurer précisément des pressions d'au moins 10 kPa. La tension est également mesurée avant et après la calibration avec la colonne à vide de manière à établir une tension de référence à la pression atmosphérique ($P = 0$). Pour chaque mesure, les mesures de tensions répertoriées correspondent à la moyenne des tensions mesurée sur la totalité du temps d'acquisition. La pression exercée par la colonne d'eau sur le capteur est calculée grâce à la relation $P = \rho_e g H$ avec ρ_e la masse volumique de l'eau (1000 kg/m^3), g l'accélération gravitationnelle (9.81 m/s^2) et H la hauteur de la colonne d'eau. Les valeurs obtenues sont placées sur un graphique représentant la pression hydrostatique en fonction de la tension mesurée par le capteur, les points étant quasiment parfaitement alignés (Figure 3.11). Le coefficient de calibration de chaque capteur est alors obtenu en calculant le coefficient directeur de la droite qui corrèle les données expérimentales.

La conversion des tensions en pression s'effectue grâce à la formule suivante

$$P = (u - u_{blanc}) C_{cal} , \quad (3.12)$$

avec u la tension mesurée à l'instant t , u_{blanc} la tension moyenne du « blanc » mesuré juste avant l'expérience et C_{cal} le coefficient de calibration propre à chaque capteur, qui est déterminé expérimentalement (voir plus haut). Les signaux de tension ont un bruit de fond non périodique, d'amplitude maximale comprise entre 0.5 et 0.6 mV, ce qui correspond à des écarts de pression de ± 15 à 30 Pa. A noter que la position des capteurs, à la base et sur le côté du tube, n'influe pas sur la valeur du coefficient de calibration.

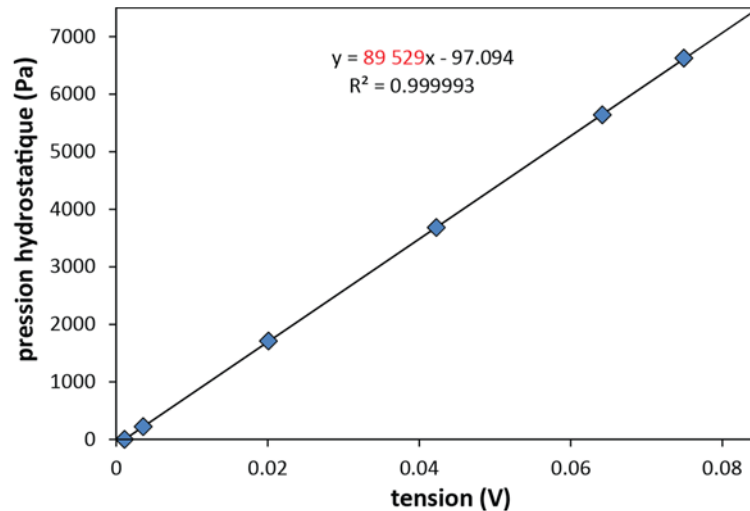


Figure 3.11 : exemple de courbe de calibration pour un capteur de pression. Le coefficient directeur de la droite (en rouge) correspond au coefficient de calibration du capteur, C_{cal} .

3.4.3. Utilisation dans les expériences avec matériaux granulaires

Afin de mesurer la pression exercée uniquement par l'air (et non par les particules), le capteur est inséré dans une gaine protectrice en aluminium recouverte par deux grilles de 38 μm d'ouverture (pour empêcher les particules d'entrer en contact avec le diaphragme) qui reposent sur une grille plus rigide de 600 μm d'ouverture afin d'éviter que la structure ne se déforme sous le poids des particules et affecte la mesure du signal (Figure 3.12). Pour coordonner la caméra haute vitesse et les capteurs de pression, un déclencheur, installé au contact de la porte (Figure 3.3), transmet un signal de tension à l'échantillonneur dès que la porte entre en mouvement. La fréquence d'échantillonnage diminue avec le nombre de capteurs connectés dans le chenal (chapitres 4 et 5) ou dans la colonne statique (chapitre 6), passant de 400 Hz à 140 Hz pour respectivement 1 à 5 capteurs connectés. La présence du déclencheur réduit également la fréquence d'échantillonnage, qui, par exemple, passe de 140 Hz pour 5 capteurs, à seulement 66 Hz pour 4 capteurs et le déclencheur. Pour les expériences de chute des particules (chapitre 6) l'ouverture de la porte déclenche simultanément un signal de tension sur les capteurs de pression et le déclencheur, ce qui permet de s'affranchir de ce-dernier de manière à avoir une plus grande fréquence d'échantillonnage. Un « blanc » est effectué à pression atmosphérique avant chaque expérience. Il a été vérifié que les valeurs moyennes de tensions enregistrées variaient généralement très peu, même pour des séries d'expériences effectuées à plusieurs mois d'intervalles (écart < 0.5 mV).

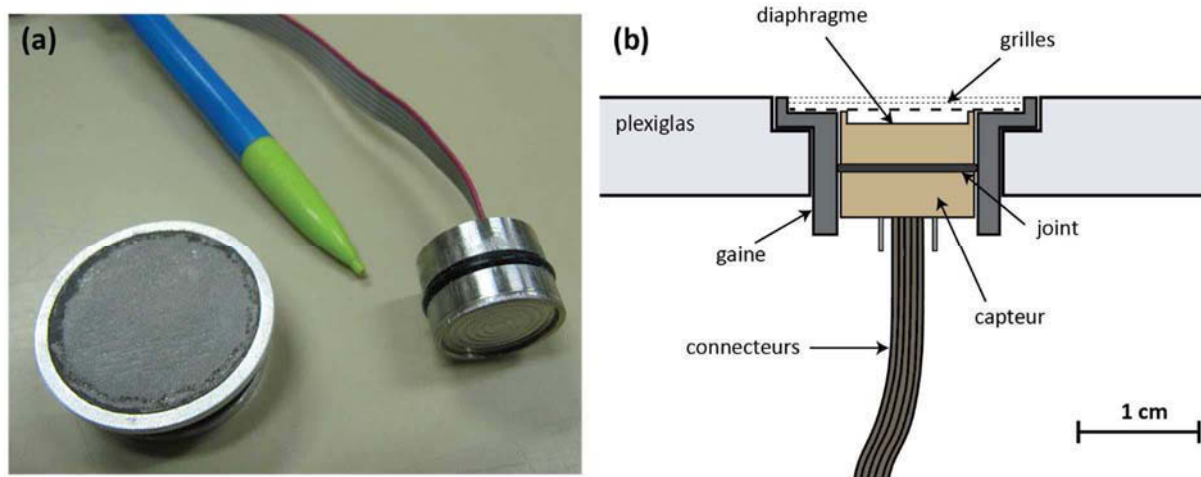


Figure 3.12 : (a) capteur de pression et gaine protectrice. (b) schéma du capteur de pression inséré dans sa gaine protectrice et disposé à la base du chenal (Figure 3.3) ou de la colonne (Figure 3.7).

3.5. Granulométrie des particules

3.5.1. Granulomètre Morphologi G3

La distribution de taille des billes de verre de diamètre inférieur à $500\ \mu\text{m}$ a été mesurée précisément grâce au morphogranulomètre « Morphologi G3 » (Figure 3.13) qui est couplé à un microscope optique et un appareil photo associé, l'ensemble étant contrôlé par ordinateur. Cet outil, qui sera appelé simplement « G3 » pour la suite, permet de mesurer très rapidement (de 30 minutes à quelques heures) les dimensions et les caractéristiques morphologiques (rapport de forme, circularité, convexité, rugosité, etc...) de plusieurs milliers de particules.

3.5.2. Protocole expérimental

Le protocole est adapté d'après les travaux de Leibrandt et Le Penec (2015). Plusieurs centaines de grammes de particules d'un échantillon sont prélevées puis quartés à plusieurs reprises, de manière à réduire la quantité de particules tout en restant le plus représentatif possible de l'échantillon. Les particules sont ensuite lavées à l'eau puis à l'alcool pour éliminer les poussières qui ce seraient éventuellement déposées sur l'échantillon. Celui-ci est ensuite séché à 100°C dans une étuve pendant un minimum de 12 heures. La quantité de particules souhaitée est ensuite placée dans un module de dispersion (Figure 3.13) dont les paramètres d'utilisation tels que la pression d'injection d'air (pour disperser les particules) et le temps de décantation (temps pendant lequel la chambre dispersion reste au-dessus de l'échantillon

dispersé) peuvent être ajustés selon la taille la nature des particules analysées. Une fois la dispersion effectuée sur la plaque de verre, l'analyse est programmée en déterminant notamment l'optique qui sera utilisée, la taille de la zone d'acquisition et la mise au point. Au cours de l'analyse, le microscope balaye l'ensemble de la zone choisie en photographiant chacune des particules et en relevant leurs coordonnées de manière à ce que l'appareil puisse les retrouver rapidement si l'utilisateur souhaite les étudier en détail individuellement. A la fin de l'analyse, les données sont traitées en supprimant les particules agglomérées, ou trop proches les unes des autres pour être distinguées individuellement par l'appareil, ainsi que les poussières qui se seraient déposées sur la plaque.

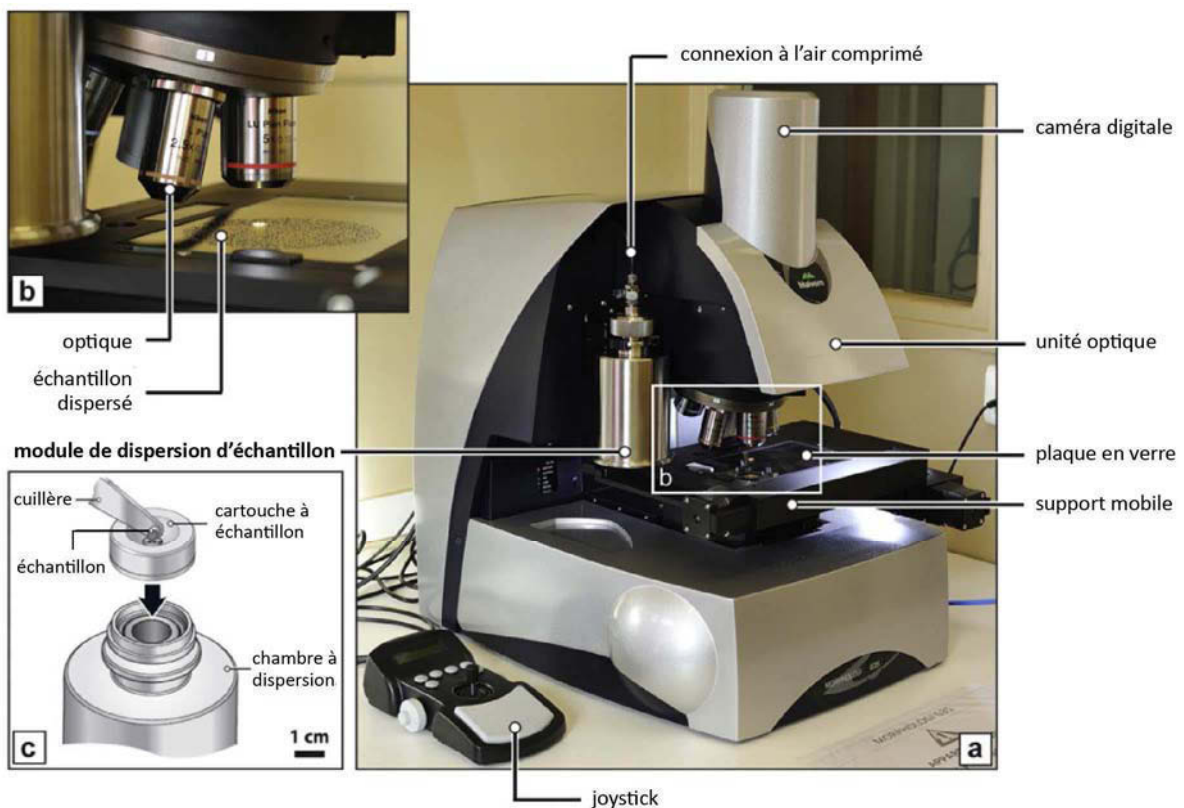


Figure 3.13 : schéma descriptif de l'instrument utilisé pour les mesures de granulométrie (morphologi G3), d'après Leibrandt and Le Pennec (2015).

3.5.3. Résultats

Bien que quelques billes de verre montrent des formes assez irrégulières (Figure 3.14c), la grande majorité d'entre elles sont sphériques (Figure 3.14a et b), comme en atteste la circularité moyenne des échantillons qui est très proche de 1 (Figure 3.14e).

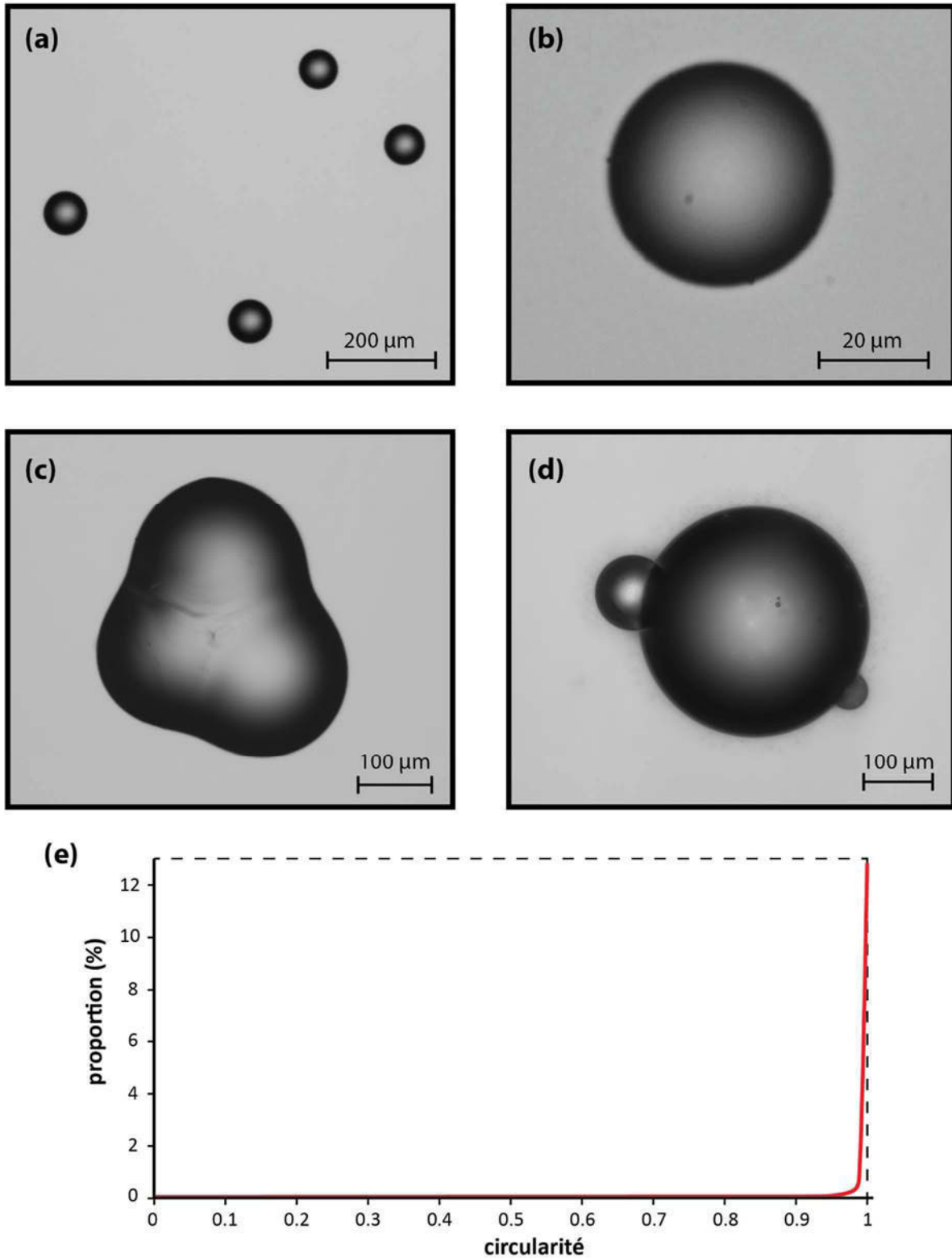


Figure 3.14 : photos de particules prises par l'appareil photo du G3. (a) plusieurs particules de la gamme 45-90 μm , (b) particule de la gamme 0-45 μm . (c) particule de la gamme 250-425 μm non sphérique (défaut de fabrication). (d) Particules mal séparées et non distinguées par le microscope, dans la gamme 250-425 μm . Les associations de ce dernier type ne sont pas prises en compte pour l'analyse granulométrique. (e) Circularité des billes de 45-90 μm pour un échantillon de 10231 particules.

De ce fait, chaque particule a été assimilée à une sphère dont le volume est

$$V = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{d}{2}\right)^3, \quad (3.13)$$

avec d le diamètre mesuré par le G3. Les volumes sont ensuite convertis en masse en les multipliant par la masse volumique des billes de verre (2500 kg m^{-3}).

Le diamètre médian ($d_{\text{médian}}$) d'un échantillon correspond au diamètre pour lequel 50 % des particules, en masse, ont un diamètre supérieur et 50 % ont un diamètre inférieur.

La dispersion de taille des particules est défini par

$$\sigma = \frac{(d_{84\%} - d_{16\%})}{2}, \quad (3.14)$$

avec $d_{84\%}$ le diamètre pour lequel 84% des particules ont un diamètre inférieur et $d_{16\%}$ le diamètre pour lequel 16% des particules ont un diamètre inférieur. Il est également possible de déterminer une dispersion relative à la médiane en calculant le rapport $\sigma/d_{\text{médian}}$. Plus ce rapport est faible et plus la distribution de taille est faible.

La surface des particules, sur laquelle le fluide peut exercer sa force de traction, est un paramètre très important pour la fluidisation d'un mélange granulaire. Ainsi, en science de la fluidisation, la granulométrie d'un lit de particules est souvent définie par le diamètre surface/volume moyen, d_{sv} , qui peut être calculé, dans le cas de particules sphériques ou sub-sphériques, sous la forme :

$$d_{sv} = \frac{\sum x}{\sum(x_i / d_i)}, \quad (3.15)$$

avec d_i le diamètre de la particule et x_i la fraction massique (ici égale à la fraction volumique) de particules ayant le même diamètre (Geldart 1986). Cette définition de la taille de particules permet de ne pas sous-estimer l'influence des particules fines dans le mélange puisque le rapport surface/volume d'une particule est d'autant plus grand que sa taille est petite, ce qui se traduit par une surface de contact avec le fluide plus importante par rapport au volume qu'elles représentent dans le mélange. A noter que les valeurs de d_{sv} et $d_{\text{médian}}$ sont très proches dans le cas des échantillons étudiés. Nous avons donc décidé d'utiliser le diamètre médian, de manière à pouvoir comparer avec l'échantillon d'ignimbrite.

Pour chaque gamme de tailles de particules, excepté celles de 0-45 μm , deux échantillons ont été effectués et les valeurs de médianes utilisées pour les expériences

correspondent alors à une moyenne de ces deux analyses. Les résultats des analyses sont reportés dans le Tableau 3.5 et représentés sur la Figure 3.15.

Tableau 3.5 : résultats de l'analyse granulométrique des billes de verre avec le G3. La ligne « moyenne du diamètre médian » représente les valeurs utilisées pour les calculs impliquant le diamètre des particules dans le chapitre 6 et qui sont également présentées dans le tableau 3.4.

taille des particules (μm)	0-45	45-90		53-106		106-212		250-425	
nombre de particules	14980	8485	10231	3844	2460	3713	5883	1568	2446
d_{moyen} (μm)	31.3	62.68	64.46	83.61	83.3	147.82	134	298.32	319.43
d_{sv} (μm)	34.81	69.99	69.54	86.62	88.84	159.71	152.45	339.75	333.11
d_{sv} moyen (μm)	34.81	69.77		87.73		156.08		336.43	
d_{median} (μm)	37.42	72.83	72.25	87.35	88.96	163.07	157.61	340.56	333.33
d_{median} moyen (μm)	37.42	72.54		88.16		160.34		336.95	
$Md\phi$	4.74	3.79		3.5		2.64		1.57	
σ (μm)	7.71	7.17	7.58	8.12	8.47	31.26	31.88	39.78	33.5
σ moyen (μm)	7.71	7.37		8.3		31.57		36.64	
σ/d_{median}	0.22	0.11		0.10		0.20		0.11	

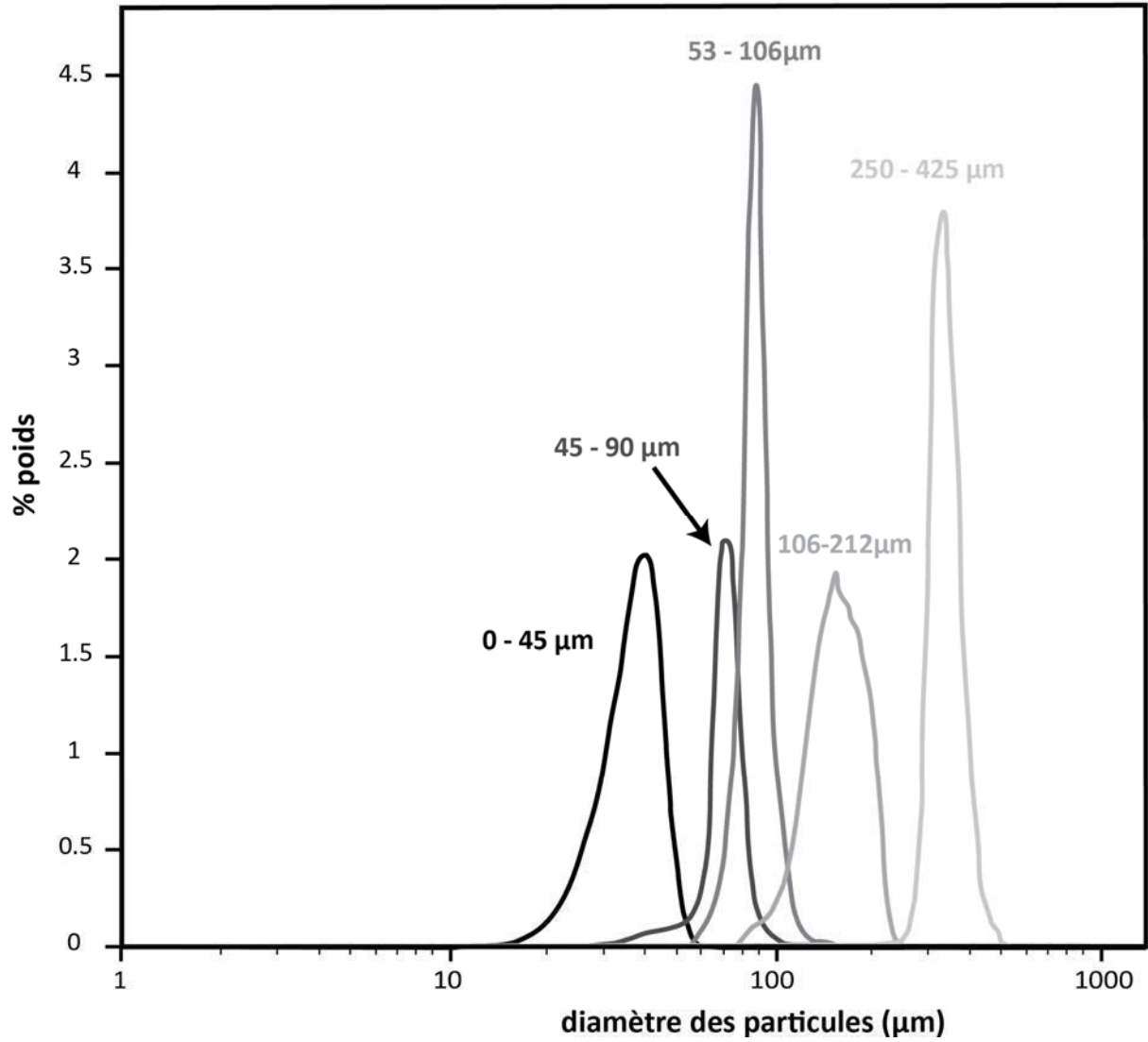


Figure 3.15 : répartition, en % poids, du diamètre des particules pour les différentes gammes de billes de verre utilisées.

Chapitre 4

Auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques se propageant sur un substrat rugueux

Les mécanismes d'interaction entre les écoulements pyroclastiques et les substrats sur lesquels ils se propagent sont relativement mal connus, notamment parce que les contacts entre les dépôts et les substrats ne sont pas toujours visibles et leur observation est souvent limitée à des vues en coupe. Cependant, l'observation des terrains volcaniques actuels montre que les substrats sur lesquels se mettent en place les écoulements pyroclastiques sont généralement rugueux (anciens dépôts de coulées de laves, ou d'écoulements pyroclastiques, éboulis, lits de torrents ou de rivières, zones de végétation, etc...) et pourraient avoir une influence sur leur propagation. Les études récentes sur les interactions écoulement/substrat ont porté principalement sur les mécanismes d'érosion d'un substrat dit « mobile » pouvant se produire à la base des écoulements (Buesch, 1992; Sparks et al., 1997a; Roche et al., 2013; Bernard et al., 2014; Brand et al., 2014). Cependant, tous les substrats ne peuvent pas être remobilisés, notamment parce que les roches qui le composent sont parfois trop dures (ex : anciennes coulées de lave) ou parce que les conditions à la base de l'écoulement ne favorisent tout simplement pas l'érosion (Cas et al., 2011).

Le but de l'étude présentée dans ce chapitre est de comprendre comment la rugosité d'un substrat fixe (i.e. qui ne peut pas être remobilisé) peut influencer la propagation des écoulements pyroclastiques. Pour ce faire, nous avons réalisé des expériences de type rupture

de barrage (voir chapitre 3 pour plus de détails) pour lesquelles des écoulements de particules fines (45-90 μm), initialement fluidisés ou non, ont été générées sur un substrat dont la rugosité a été systématiquement changée (depuis un fond lisse jusqu'à substrat composé de particules de 6 mm de diamètre). Dans cette étude, des mesures de distance de parcours, de cinématique du front d'écoulement et de morphologie d'écoulement sont reportées. Nous avons également mesuré la pression interstitielle à la base des écoulements, pour étudier l'évolution de leur état de fluidisation.

Ce chapitre est présenté sous la forme d'un article publié le 21 Mars 2014 dans la revue *Journal of Geophysical Research – Solid Earth* sous la référence :

“Chédeville C, Roche O (2014) Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments. J Geophys Res 119:1764–1776. doi: 10.1002/2013JB010554.”

RESEARCH ARTICLE

10.1002/2013JB010554

Key Points:

- Flows of fine particles on horizontal rough substrate can be autofluidized
- Autofluidization is due to air escape from the substrate interstices
- Autofluidization is expected to cause long runout of pyroclastic flows

Supporting Information:

- Readme
- Movie S1
- Movie S2
- Movie S3
- Movie S4

Correspondence to:

C. Chedeville,
c.chedeville@opgc.univ-bpclermont.fr

Citation:

Chedeville, C., and O. Roche (2014), Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119, doi:10.1002/2013JB010554.

Received 24 JUL 2013

Accepted 21 FEB 2014

Accepted article online 19 MAR 2014

Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments

Corentin Chedeville^{1,2,3} and Olivier Roche^{1,2,3}

¹Laboratoire Magmas et Volcans, Clermont Université, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France, ²CNRS, UMR 6524, LMV, Clermont-Ferrand, France, ³IRD, R 163, LMV, Clermont-Ferrand, France

Abstract This study investigates the influence of the substrate surface roughness on the emplacement mechanisms of pyroclastic flows. We carried out laboratory experiments on gravitational flows generated from the release of initially fluidized or nonfluidized columns of fine particles (diameter $d = 0.08$ mm) in a horizontal channel. The roughness of the channel base was uniform in each experiment, created by gluing particles of diameter $d_0 = 0.08$ to 6 mm to the base. Other things being equal, the flow runout distance increased with the channel base roughness (d_0) to a maximum of about twice that of flows on a smooth substrate when $d_0 = 1.5$ –3 mm, before decreasing moderately at higher roughness values of $d_0 = 6$ mm. Long runout originated mainly during the late stages of emplacement as flow deceleration was strongly reduced at high substrate roughness. This was caused by (partial) autofluidization due to an upward air flux escaping from the substrate interstices in which flow particles settled. Autofluidization was evidenced by high pore fluid pressure measurements at the base of initially nonfluidized flows and also by reduced flow runout when the interstices were initially partially filled so that less air was available. Furthermore, the runout distance of flows of large particles ($d = 0.35$ mm), which could not be fluidized by the ascending air flux, was independent of the substrate roughness. This study suggests that autofluidization caused by air escape from the interstices of a rough substrate is one important mechanism to explain the common long runout distance of pyroclastic flows even on subhorizontal topographies.

1. Introduction

Pyroclastic flows represent the dense gravity-driven mixture of gas and solid particles at the base of many pyroclastic density currents [Cas and Wright, 1987; Druitt, 1998; Freundt et al., 2000]. They are commonly generated from the gravitational collapse of an unstable eruptive column [e.g., Sparks and Wilson, 1976] or a lava dome [e.g., Cole et al., 1998], but secondary pyroclastic flows may also result from detachment and rapid sedimentation of the dilute surge component of a pyroclastic density current [Druitt et al., 2002]. The ability of many pyroclastic flows to propagate on subhorizontal slopes over distances of several kilometers and the density segregation of clasts in their deposits suggests that they are gas-fluidized mixtures [Sparks, 1976; Wilson, 1980]. In this context, the emplacement mechanisms and the runout of pyroclastic flows are likely to be controlled principally by the longevity of the gas sources and the process of pore fluid pressure diffusion [Druitt et al., 2007; Roche et al., 2010; Roche, 2012]. The interstitial gas can be of primary (i.e., volcanic) or external origin. In the latter case, Wilson [1980] proposed that air can be ingested at the flow front and that gases can be released when a pyroclastic flow travels over water or burns vegetation.

A major issue related to the hazards posed by pyroclastic flows is that the flow runout distance is difficult to predict, because it is controlled by a large number of flow properties (volume, velocity, gas content, and clast size distribution) as well as by topography. The latter can be particularly critical because, in addition to the slope variation, pyroclastic flows propagate on substrates that can have a highly variable surface roughness (Figure 1), and this may be an important factor in controlling the emplacement mechanisms (see the recent study of Roche et al. [2013] using an erodible granular substrate). The present study addresses this issue through a series of laboratory experiments on granular flows propagating on a nonerodible substrate of variable surface roughness. Previous experimental studies involved flows of particles of relatively large grain size ($d \sim 0.1$ –1 mm) and substrate roughness of the same order [Pouliquen, 1999; Goujon et al., 2003; Lajeunesse et al., 2004; Lube et al., 2011]. In contrast, we consider here flows of finer particles and a large range of substrate roughness. We investigate how the latter controls the emplacement mechanisms of the flows

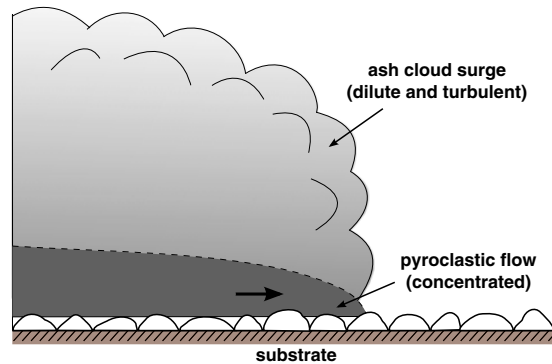


Figure 1. Sketch of a pyroclastic density current. A basal pyroclastic flow with high particle concentration propagates over an irregular rough substrate and is overridden by a dilute ash cloud surge. The dashed line represents the transition (sharp or diffuse) between the flow and the surge components.

and their runout distance in particular. This is achieved through dam break experiments on initially fluidized or nonfluidized granular flows propagating over a horizontal rough substrate, thus extending earlier studies involving a smooth substrate [e.g., Roche *et al.*, 2006, 2008; Girolami *et al.*, 2008, 2010].

2. Experimental Methods and Device

2.1. Principles of Pore Fluid Pressure Generation and Diffusion

High pore fluid pressure, causing fluidization of pyroclastic flows through drastic reduction of interparticle frictional forces, can be generated by relative vertical motion between the interstitial gas and the particles. This occurs

when an upward gas flux is provided and/or when the particles settle in dense mixtures. In laboratory experiments, pore pressure is generated by injecting air at the base of a static and compacted granular column (Figure 2). Full fluidization is achieved at the minimum fluidization velocity, U_{mf} , when the drag force caused by the interstitial gas flow counterbalances the apparent weight of the particles, so that the pore fluid pressure is equal to the lithostatic pressure defined as

$$P = [\rho_s \epsilon_s + \rho_f (1 - \epsilon_s)] g H, \tag{1}$$

where ρ_s and ρ_f are the particle and gas density, respectively, ϵ_s is the particle concentration, g is the gravity acceleration, and H is the bed height [Rhodes, 1998]. Note that as $\rho_f \ll \rho_s$, then equation (1) can be simplified as

$$P \approx \rho_s \epsilon_s g H. \tag{2}$$

If the gas flux is no longer supplied and there is no relative gas-particle motion (Figure 2c), the pore pressure then decreases with time (t) according to a diffusion law described by

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D \frac{\partial^2 P}{\partial z^2}, \tag{3}$$

where z is the bed height and D is the hydraulic diffusion coefficient [Iverson, 1997]. Hence, the granular material remains (partially) fluidized during the process of pore pressure diffusion, whose time scale (Δt) increases with H^2/D and with decreasing particle grain size (i.e., low D values). At the laboratory scale, for H of the order of 1–10 cm, Δt is typically a few seconds for beds of fine group A particles (grain size $< \sim 0.1$ mm) of Geldart's classification [Geldart, 1986] but is almost negligible for beds of larger particles (groups B–D). Note that initial gas velocity greater than U_{mf} causes homogeneous expansion of beds of group A particles, which notably increases Δt compared to nonexpanded beds owing to particle settling [Montserrat *et al.*, 2012; Roche, 2012].

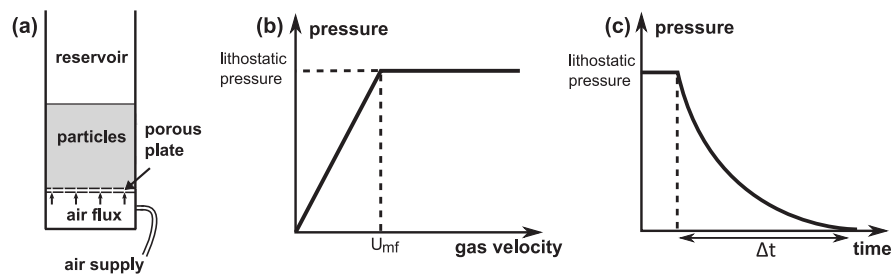


Figure 2. (a) Generation of pore fluid pressure in a bed of particles fluidized by injecting air from below. (b) Pore pressure as a function of the gas velocity, equal to the lithostatic pressure at U_{mf} . (c) Diffusion of pore pressure if gas supply is no longer provided, where Δt is the duration of pore pressure diffusion. This applies to flows in our experiments since no air flux is provided from the channel base.

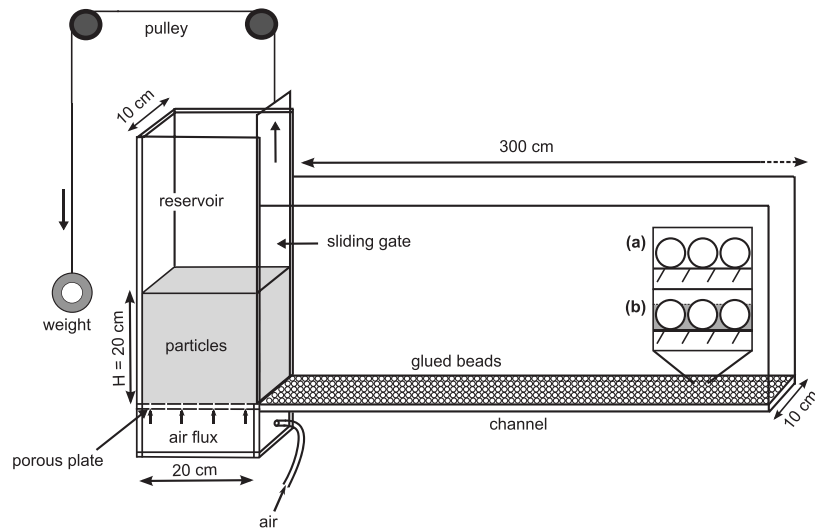


Figure 3. Experimental device consisting of a (fluidization) particle reservoir and a horizontal channel whose base is roughened by glued beads (not to scale). The inset shows (a) glued beads alone and (b) with their interstices partly filled by either PEG or fine beads (gray).

2.2. Experimental Device

We carried out dam break experiments in an apparatus consisting of a particle reservoir and a horizontal channel whose base was covered with glued glass beads (Figure 3). Removal of the reservoir gate by means of a counterweight permitted the rapid release of 6 kg of particles, corresponding to an initial column height of $H = 20$ cm, which led to a gravitational granular flow in the channel. The flows were filmed with a high-speed video camera at rates of 60 frames/s for investigating the general flow emplacement and up to 3800 frames/s for detailed views.

The flow particles were nearly spherical glass beads with a density of 2500 kg m^{-3} . Most experiments were carried out with fine group A particles of mean grain size $d = 0.08$ mm (range 0.06–0.09 mm) to respect dynamic similarity with pyroclastic flows [Roche, 2012]. Before each run, the particles were dried for 10 min in a fluidization rig in order to avoid possible minor cohesion effects due to ambient moisture. In some experiments, particles were fluidized in the reservoir by injected air through a basal porous plate. The mean air flow velocity was 14 mm s^{-1} , above U_{mf} of 8.3 mm s^{-1} [Roche *et al.*, 2006], which led to homogeneous, slightly ($\sim 5\%$) expanded beds. As no gas flux was provided from the channel base, the subsequent flow then defluidized through pore pressure diffusion during propagation (cf. Figure 2c). Complementary experiments were carried out with group B particles of mean grain size $d = 0.35$ mm (range 0.25–0.43 mm). As initial fluidization of such large particles has a negligible influence on flow emplacement at laboratory scale because of nearly instantaneous pore pressure diffusion [Roche *et al.*, 2006], only initially nonfluidized flows were considered for these particles.

Variation of the surface roughness of the channel base was obtained by changing the mean grain size of the glued beads ($d_0 = 0.08, 0.2, 0.35, 0.5, 0.7, 1.5, 3.0,$ and 6.0 mm). These particles were randomly distributed, though hexagonal arrangements were often observed for the largest ones. The term *roughness* used hereafter designates the size of the glued beads. Additional experiments with flows propagating on a smooth substrate (without glued beads) were also carried out for comparison. For each substrate roughness, experiments were repeated at least 7 times for initially fluidized flows and at least 3 times for nonfluidized flows. In complementary experiments involving a substrate roughness of 3 mm, the interstices between the glued beads were filled to about 80% of their height (Figure 3). This was achieved by adding either (i) fine beads of 0.08 mm, leveled with a brush before each experiment, or (ii) molten polyethylene glycol (PEG) that solidified at ambient temperature.

Sensors were used to measure pore fluid pressure at the base of the flows (see Roche *et al.* [2010] for technical details). They were covered by a $36 \mu\text{m}$ grid that prevented contact with the flow particles but permitted pore pressure transmission to the sensory membrane. In such experiments, 12 kg of particles were released from

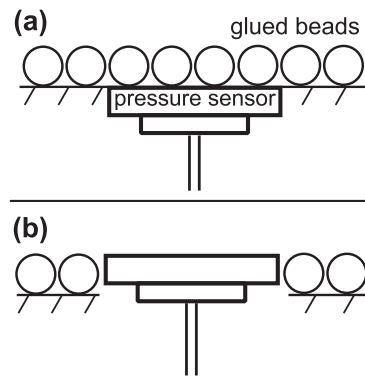


Figure 4. Pressure sensors positioned (a) at the base of the channel, with beads glued on the grid covering the sensor (method 1), and (b) at the same level as the top of the beads glued on the channel base (method 2).

the reservoir ($H \sim 40$ cm) in order to obtain thick flows and hence large pressure signals. Pressure measurements were made for both initially fluidized and nonfluidized flows on both smooth and rough substrates ($d_0 = 3.0$ mm). In the latter case, the upper part of the sensor was positioned either at the channel base (below the glued beads) or the top of the glued beads (Figure 4).

2.3. Scaling Issues

A detailed dimensional analysis of the experiments presented in Roche [2012] accounts for the degree of dynamic similarity between pyroclastic flows and their laboratory analogs. The choice of particle type (i.e., the groups in Geldart’s classification) is crucial regarding dynamic similarity between both types of flows. Here fine particles of group A are representative of the ash matrix of many pyroclastic flows [Druitt *et al.*, 2007] and are used to investigate their emplacement. With such fine particles, dimensionless numbers for both types of flows generally have close values, or at least indicate the same physical regimes. Experimental flows, however, are likely

to defluidize through pore pressure diffusion at a relatively faster rate than most pyroclastic flows, because they are thinner (see equation (3)). In this paper we add the substrate roughness (d_0) as another physical parameter to the analysis of Roche [2012], which leads us to define an additional dimensionless number. We define the *roughness number*

$$Ro = \frac{h}{d_0}, \tag{4}$$

where h is the flow thickness. Comparing the Ro values in both nature and experiments, our analog flows of typical thickness $h \sim 3$ cm simulate propagation of 1 m or 10 m thick pyroclastic flows on a substrate having a roughness of $\sim 0.003\text{--}0.2$ m or $\sim 0.03\text{--}2$ m, respectively, which may be representative of most natural configurations.

3. Results

3.1. Flow Runout Distance

The runout distance of both initially fluidized or nonfluidized flows of particles of size $d = 0.08$ mm increased with the substrate roughness until the latter was 1.5–3 mm, at which point the runout was about twice that on a smooth substrate (Figure 5). The runout then decreased by $\sim 15\text{--}25\%$ at the highest level of roughness

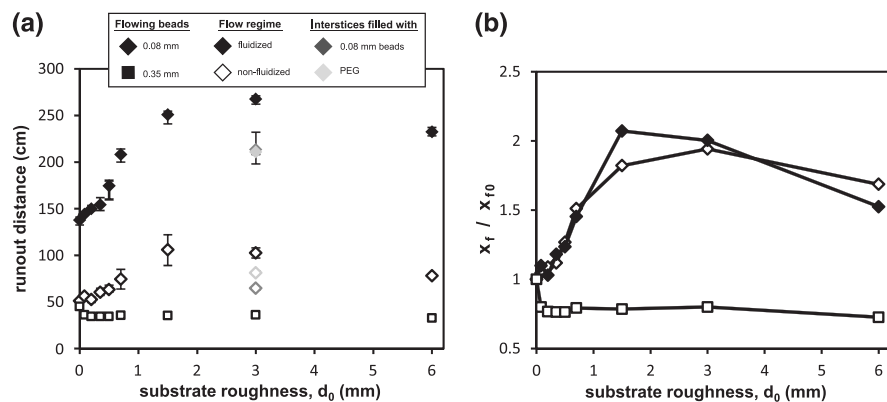


Figure 5. Runout distance of granular flows as a function of the substrate surface roughness (d_0). Results of complementary experiments at a roughness of 3 mm with interstices partially filled are also shown for both initially fluidized and nonfluidized flows of particles of size $d = 0.08$ mm. (a) Raw data. (b) Runout distance (x_f) normalized to the runout of flows on a smooth substrate (x_{f0}). Error bars can be smaller than symbols.

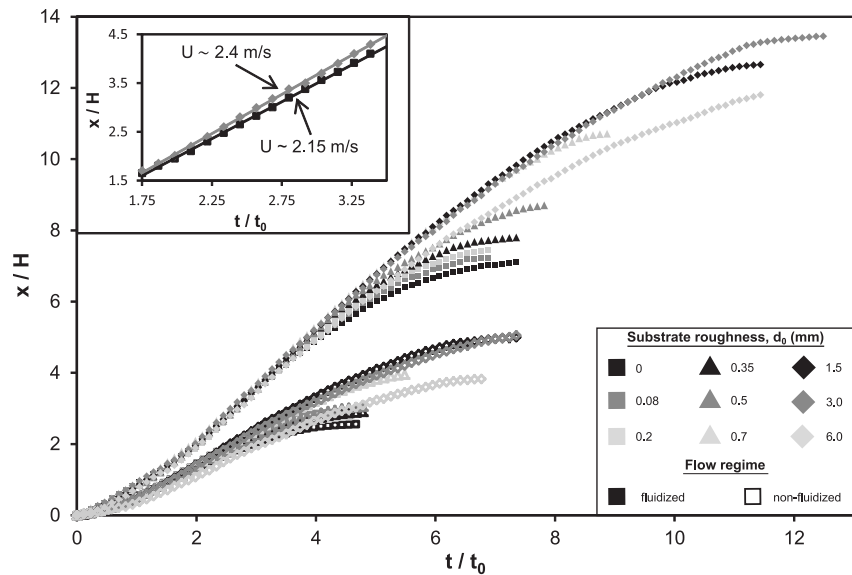


Figure 6. Front kinematic data of initially fluidized (filled symbols) and nonfluidized (open symbols) flows of particles of 0.08 mm on substrates of different roughness. The front position normalized to the initial column height (H) is represented as a function of time normalized by $t_0 = (H/g)^{1/2}$. The inset represents a detailed view of the data for initially fluidized flows on smooth or 3 mm rough substrates during the intermediate constant velocity phase.

investigated ($d_0 = 6$ mm). In experiments with a roughness of 3 mm, partial filling of the interstices led to shorter runout distances compared to a substrate with uniform-sized glued beads alone. The runout decrease was $\sim 20\%$ or $\sim 20\text{--}35\%$ when interstices were filled with PEG or fine glass beads, respectively. In the latter case, results were less reproducible probably because of slight changes in amount of filling between the experiments due to the protocol used (leveling with a brush).

In contrast to fine particle flows, flows of beads of size $d = 0.35$ mm had runouts almost independent of the roughness but $\sim 20\%$ shorter than on a smooth substrate. However, flow runout for the highest level of roughness investigated ($d_0 = 6$ mm) was only slightly shorter than for smoother substrates.

3.2. Flow Front Kinematics

The kinematics of flows of fine particles ($d = 0.08$ mm) were investigated as a function of the substrate roughness. In Figure 6, the normalized flow front position in the channel, x/H , is shown as a function of the normalized time, $t/(H/g)^{1/2}$, where the initial column height H is the relevant length scale parameter and g is the gravitational acceleration [Roche *et al.*, 2008]. Earlier works showed that dam break granular flows on smooth substrates propagated in three distinct phases according to these dimensionless parameters [e.g., Lajeunesse *et al.*, 2004; Roche *et al.*, 2008]. The flows first accelerated, then propagated at nearly constant front velocity for most of their emplacement, and finally decelerated. For flows of fine group A particles that were initially fluidized, the constant front velocity $U_f \sim (2gH)^{1/2}$ was equal to that of inertial flows of single phase fluids, reflecting sustained high pore fluid pressure due to slow diffusion [Roche *et al.*, 2008]. Deceleration began when pore pressure had decreased sufficiently for particle interactions to significantly dissipate the flow energy [Roche *et al.*, 2010].

In our experiments, the front kinematics of both initially fluidized and nonfluidized flows of fines were independent of the substrate roughness until transition to the decelerating phase, which occurred at $t/(H/g)^{1/2} \sim 3.75\text{--}4$ and $\sim 2\text{--}2.5$, respectively (Figure 6). However, the constant velocity of initially fluidized flows, during the second phase of emplacement, increased slightly with the substrate roughness. For instance, it varied from 2.15 m s^{-1} for a smooth substrate to 2.40 m s^{-1} for a 3 mm rough substrate (Figure 6, inset). The main differences in flow kinematics arose at a late stage, with lower flow deceleration as the substrate roughness increased, hence leading to longer flow runout and duration. The latter two reached a maximum at a roughness between 1.5 and 3 mm and were about twice that for a smooth substrate. For the highest roughness investigated ($d_0 = 6$ mm), the front velocity, runout, and duration of both initially fluidized and nonfluidized flows were slightly lower than for 1.5 mm and 3 mm rough substrates but remained greater than for smoother substrates.

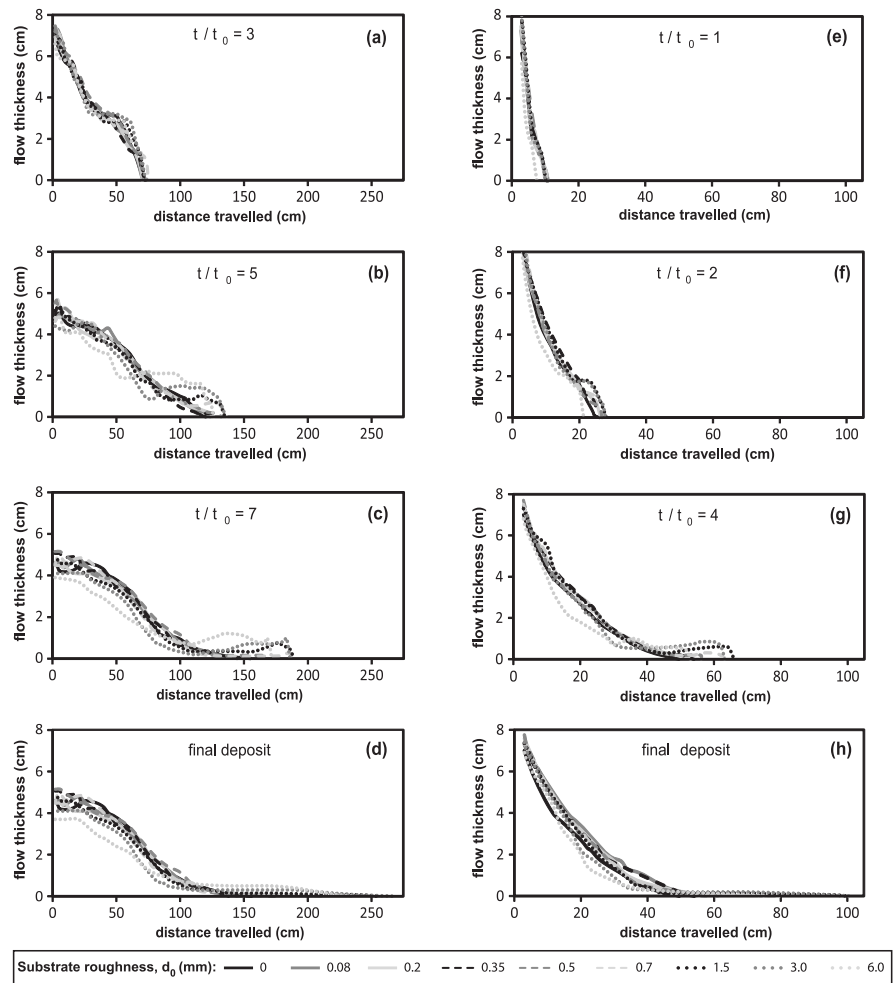


Figure 7. Morphology of initially (a–d) fluidized and (e–h) nonfluidized flows of particles of size $d = 0.08$ mm, at different times of propagation. According to Figure 6, t/t_0 is the normalized time. The flow head becomes humped at the beginning of the deceleration phase (Figures 7b and 7f), and both its length and height increase with the substrate roughness. At later stages, the flow head stretches horizontally until the flow comes to halt (Figures 7d and 7h).

3.3. Flow Morphology

Both initially fluidized and nonfluidized flows of fine particles ($d = 0.08$ mm) consisted of a sliding head (i.e., with nonzero basal velocity) and a body, at the base of which deposition occurred incrementally [Roche *et al.*, 2010; Girolami *et al.*, 2010; Roche, 2012]. As in the case of the front kinematics, the flow morphology did not depend on the substrate roughness at early stages of propagation (Figure 7, see Movies S1–S4 in the supporting information). However, during the decelerating phase, both the height and length of the flow head increased with the roughness, while the shape of the flow body was little affected. During the final

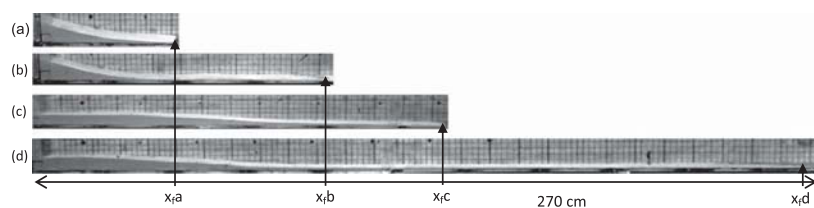


Figure 8. Deposits of initially nonfluidized flows (a) on smooth substrate and (b) on 3 mm rough substrate, and of initially fluidized flows on (c) smooth substrate and (d) 3 mm rough substrate. The flow runout distance in each case is x_f .

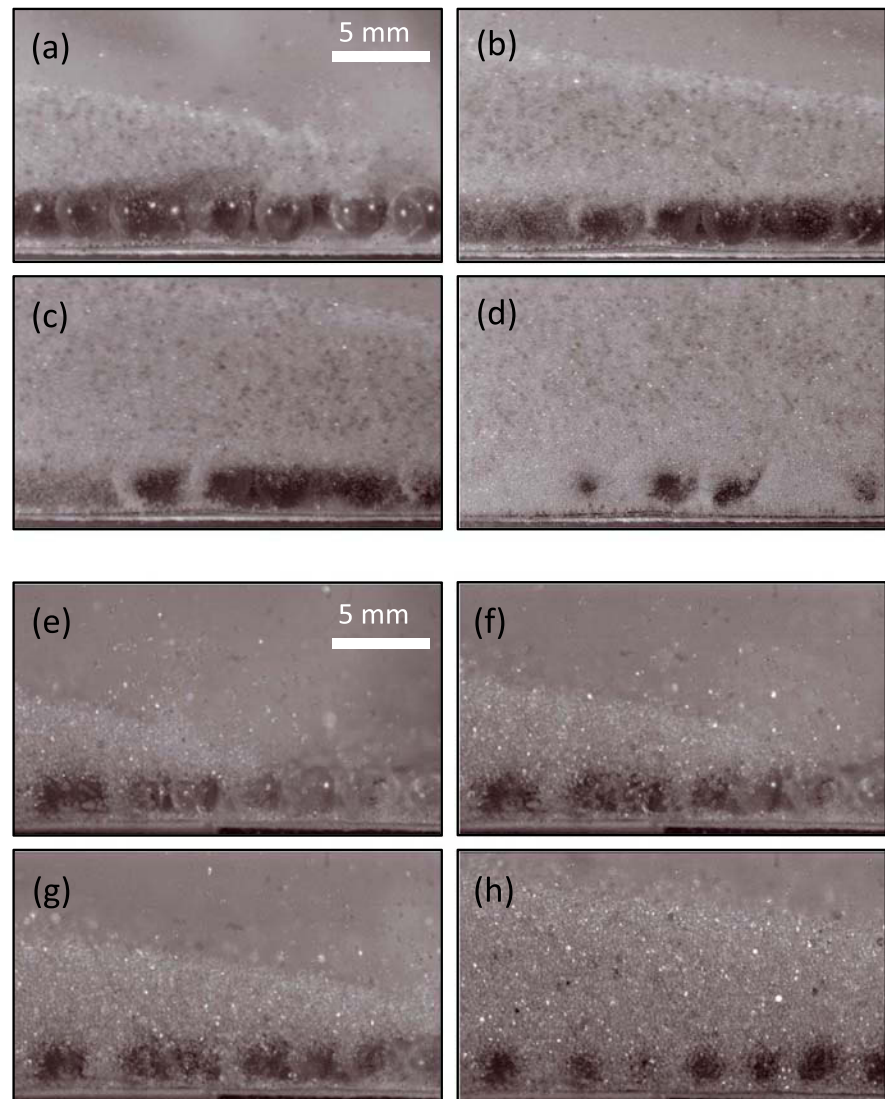


Figure 9. Snapshots of an initially fluidized flow of particles of size $d=0.08$ mm propagating over a 3 mm rough substrate, at 100 cm from the reservoir. (a) Front arrival at time t_0 , (b) $t=t_0+0.008$ s, (c) $t=t_0+0.016$ s, and (d) $t=t_0+0.09$ s. Larger black particles ($d=0.2$ mm) were used as markers at a proportion of 1–2% of the total particle weight. Snapshots of a flow of particles of size $d=0.35$ mm propagating on a 3 mm rough substrate at 25 cm from the gate. (e) Front arrival time at t_0 , (f) $t=t_0+0.008$ s, (g) $t=t_0+0.016$ s, and (h) $t=t_0+0.065$ s.

stage, the main body rapidly stopped moving but the head still propagated and stretched horizontally. The amount of stretching increased with the substrate roughness, thus leading to thin (<1 cm) distal deposits (Figure 8, see Movies S3 and S4 in the supporting information) with an almost horizontal ($<1^\circ$) upper surface and causing the long flow runout distances reported in Figures 5 and 6.

3.4. Flow-Substrate Interaction

The mechanisms of interaction between the granular flows and their substrate were investigated using high-speed videos (Figure 9). The head of both initially fluidized and nonfluidized flows of fine particles ($d=0.08$ mm) slid over the substrate. Following this phase, dense clusters of flow particles dropped into the substrate interstices. Settling velocities were measured either at the base of the clusters or by tracing the markers (larger black particles) inside these clusters, with no significant difference between these two methods. We obtained settling velocities of ~ 80 – 200 mm s^{-1} for a 3 mm rough substrate, with the highest values approaching the free-fall velocity for a height of 3 mm. Note that observations were made at the

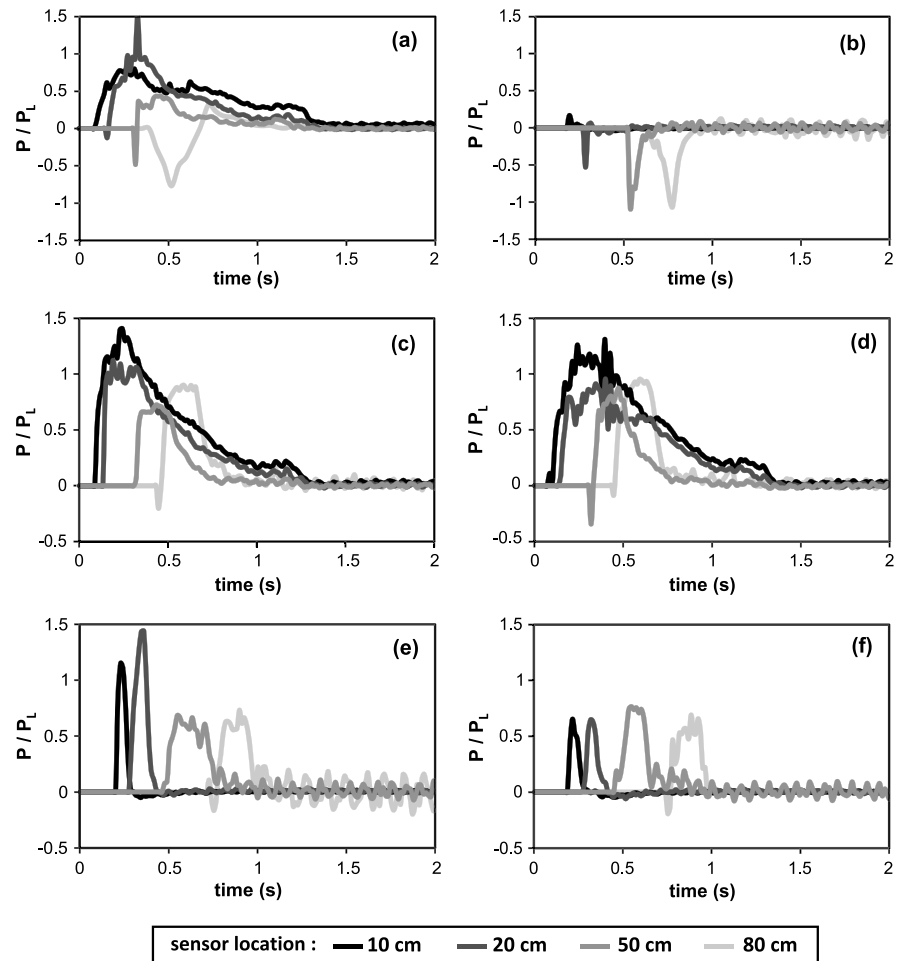


Figure 10. Basal pore pressure P normalized to the lithostatic pressure $P_L = \rho_s \varepsilon_s g h$, with $\rho_s \varepsilon_s$ the bulk density of the flow ($\sim 1450 \text{ kg/m}^3$), g the gravitational acceleration, and h the flow thickness over the sensor, as a function of time. Time zero corresponds to flow initiation at gate opening, and pore pressure was measured at various distances from the gate according to methods 1 and 2 shown in Figure 4. Results are shown for flows propagating on smooth substrate and which are (a) initially fluidized or (b) nonfluidized flows, flows propagating on 3 mm rough substrate and which are initially fluidized, with (c) method 1 and (d) method 2, or nonfluidized, with (e) method 1 and (f) method 2. Note that the normalization of negative pore pressure values to the lithostatic pressure has no physical meaning here; these values are only preserved to show that underpressure occurs at the flow front.

channel side and that particle settling velocities could have been different for an unconfined substrate. The duration of this phase of infilling of the interstices increased with the roughness. For example, it varied from $\sim 0.06 \text{ s}$ to $\sim 0.11 \text{ s}$ for a roughness of 0.7 mm to 3 mm, respectively, which corresponded to a travel distance of ~ 12.5 to 22 cm for initially fluidized flows and of ~ 7 to 15 cm for nonfluidized ones. For flows of particles of size $d = 0.35 \text{ mm}$, intense collisions with the substrate were observed at the flow base. For a substrate roughness $\geq 1.5 \text{ mm}$, particles dropped as dilute clusters into the interstices immediately after the passage of the flow front, at velocities of $\sim 80\text{--}140 \text{ mm s}^{-1}$ (Figures 9e–9h).

3.5. Basal Pore Pressure

Results of pore pressure measurements at the base of flows of particle size $d = 0.08 \text{ mm}$ are presented in Figure 10. The data for flows on a smooth substrate are similar to those reported in earlier studies [Roche *et al.*, 2010; Roche, 2012] and are shown here for comparison with cases involving rough substrates. The sliding head of the flows generated under pressure proportional to the front velocity, whereas pore pressure transmitted by the flow body depended on the initial conditions [Roche, 2012; Roche *et al.*, 2013]. In the case of initially fluidized flows, pore pressure was high during the early stages (i.e., close to the reservoir), because

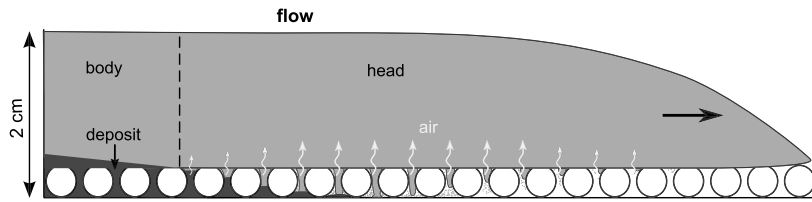


Figure 11. Schematic representation of the autofluidization process for a flow of fine particles propagating on a rough substrate. The air escapes from the substrate interstices, into which flow particles settle, and percolates upward through the flow.

it was advected rapidly from the reservoir and had not yet diffused much. This explains why pore pressure could be higher than the lithostatic pressure for a given flow depth [Roche *et al.*, 2010]. Pressure then decreased through diffusion until the flow was totally defluidized. In contrast, initially nonfluidized flows did not generate overpressure. An exception occurred at 10 cm from the reservoir where up to ~16% of the particle weight was supported for a very short duration (Figure 10b), possibly due to some compaction causing differential air-particle motion as the material was released from the reservoir [Roche *et al.*, 2010].

On a 3 mm rough substrate, initially fluidized flows generated pressure signals similar to those on a smooth base during the first stage (at 10–20 cm from the reservoir). However, during the intermediate stage, overpressure supported ~70–90% of the particles' weight at distances of up to 80 cm (Figures 10c and 10d). In comparison, less than 50% of the particle weight was supported at that stage on a smooth substrate. Another notable difference was that underpressure was small and of short duration for the rough substrate, particularly when the sensors were located below the glued beads (see method 1 in Figure 4). For initially nonfluidized flows (Figures 10e and 10f), the pressure signals differed fundamentally from those observed for a smooth substrate. Overpressure was high at all stages of the flow, with at least ~70% of the particles' weight supported. For instance, nearly full bed support was detected even at a distance of 80 cm from the reservoir, whereas the flow runout was 130 cm. Note that the duration of overpressure increased significantly between the early (at 10 and 20 cm) and intermediate to late stages (at 50 and 80 cm), showing that an increasing part of the flow had high pore pressure. Furthermore, at late stages, this duration was almost equal to that of initially fluidized flows.

4. Discussion

4.1. Flow Mechanisms in Experiments

Our results showed that the runout of both initially fluidized and nonfluidized flows of group A fine particles ($d = 0.08$ mm), propagating on a rough substrate, was increased by up to a factor of ~2 in comparison with a smooth base. Kinematic and morphological data revealed that the increase of runout was acquired mostly during the decelerating phase, as more material was transferred to the flow head, which then spread considerably to form a thin and elongated deposit (Figures 7 and 8). High pore pressure at the base of initially nonfluidized flows of fines on a rough substrate proved that autofluidization occurred during emplacement. We propose that this was caused by flow particles dropping into the substrate interstices, causing an upward flux of escaping air (Figure 11). Even if the flow particles did not fall entirely into the substrate interstices at the lowest roughness investigated (as low as $d_0 = 0.08$ mm), the small amount of air evacuated could have caused the slight runout increase compared to a smooth substrate. This autofluidization mechanism is different from that proposed by Bareschino *et al.* [2008] for flows generated in a rotating drum for which "plunging breakers" collapsed at the front and forced the ambient air to percolate through the flow. In our experiments, the velocity of the upward air flux can be estimated from volume conservation consideration. We consider the volume flux

$$Q = SU, \quad (5)$$

where U is the velocity and S the cross-sectional area. With Q_p and Q_{ia} the volume flux of the settling particles and of the interstitial air, respectively, and stating $Q_p = Q_{ia}$ then

$$\varepsilon_p U_p = (1 - \varepsilon_p) U_{ia}, \quad (6)$$

with ε_p the particle volume fraction. The interstitial air velocity, however, has to be converted into a superficial air velocity (U_{sa}) in order to be compared with U_{mf} so that

$$U_{sa} = (1 - \varepsilon_p) U_{ia}. \quad (7)$$

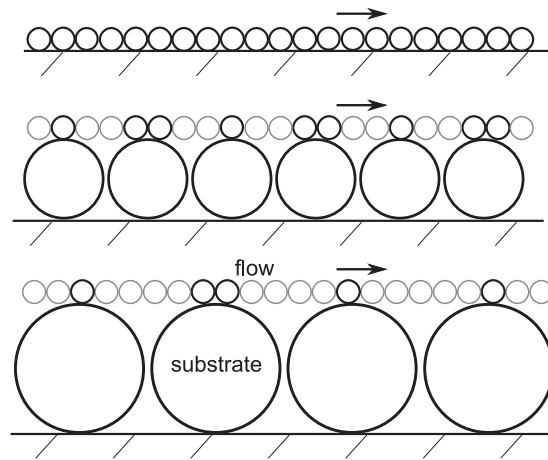


Figure 12. Schematic representation of the contacts (black circles) between the particles at the base of the flow head and a (a) smooth, (b) moderately rough, and (c) very rough substrate.

Combining equations (6) and (7) leads to

$$\varepsilon_p = U_{sa}/U_p. \quad (8)$$

In this context, settling clusters (at velocities of $\sim 80\text{--}200 \text{ mm s}^{-1}$) with particle volume fractions as low as ~ 0.1 would cause air escape velocities higher than the minimum fluidization velocity (U_{mf}) of the fine flow particles ($\sim 8 \text{ mm s}^{-1}$). Moreover, even upward air velocity less than U_{mf} can produce a drag force that reduces the internal friction and thus increases the flow runout, albeit less efficiently than U_{mf} . Note that as U_{mf} is length-scale independent, air escape velocity in nature similar to that estimated above is expected to cause fluidization of pyroclastic flows containing mainly ash (group A) particles with a mean grain size close to that in our experiments.

According to this autofluidization mechanism, the source of air in our experiments was available until the interstices were completely filled by the flow particles. In that circumstance only the frontal part of the flow could be fluidized. As the duration of the upward air flux increased with the volume of the substrate interstices, the length of this frontal part increased with the roughness. This is consistent with the fact that the amount of stretching of the flow head increased with the roughness, whereas the morphology of the flow body was almost unchanged. For a given substrate roughness, rapid filling of the interstices close to the reservoir, due to some vertical velocity component of the collapsing granular column, may explain the relatively short duration of overpressure (Figure 10). On the other hand, slower filling at greater travel distances, where the material propagated horizontally, is consistent with the observed longer overpressure phase. The autofluidization hypothesis is also supported by the experiments with the substrate interstices partially filled with PEG or small beads before the flow was generated, because volume reduction of the air available caused a significant decrease ($\sim 20\text{--}35\%$) of runout for a given substrate roughness.

In the case of initially fluidized flows, air escape from the substrate interstices contributed to delayed diffusion of pore pressure derived from the reservoir. The pressure measurements suggest that the effect of this additional source of gas was negligible at early flow stages, when initial pore pressure had not decreased much, but became very marked at longer travel distances because pore pressure was significantly higher than for a smooth substrate (see data at 50 cm and 80 cm in Figure 10). For a given roughness, autofluidization increased the flow runout, compared to a smooth substrate, in the same proportion as for initially nonfluidized flows.

The flow runout at the highest substrate roughness of 6 mm was shorter than at an intermediate roughness of 1.5–3 mm (Figure 5) despite the fact that more fluidizing air was available from the interstices. Close examination of the kinematic data revealed that both initially fluidized and nonfluidized flows on a 6 mm rough substrate had a lower velocity than flows on smoother substrates, from the start of propagation (Figure 6). This can be explained by the fact that, as the size of the interstices increased, the flow particles were less able to move over the beads forming the substrate: first, the large glued beads could act as obstacles to flow propagation as many flow particles collided with them, dissipating flow energy, and second, as more flow particles fell into the interstices, the flow head lost its mass and thus spread less. These two mechanisms could have caused the decrease of flow runout compared to intermediate substrate roughness.

Another mechanism may have contributed to the control of the flow propagation and runout. Experiments of *Géminard and Losert* [2002], involving a horizontal plate sliding on a flat granular material, showed that the dynamic friction coefficient decreased by up to $\sim 40\%$ when the roughness of the granular layer (i.e., the size of the particles) increased by a factor of about 4. *Pohlman et al.* [2006] also observed a decrease in the friction coefficient with increasing substrate roughness for their rotating drum experiments. Based on these studies and considering the sliding head of fine particle flows in our experiments as a continuous medium (see Figures 9a and 9b), the friction between the flow base and the substrate may have been reduced as the roughness

increased. This could be related to the fact that the contact area per unit length between the flow base and the substrate decreased as the roughness (and thus the size of the interstices) increased (Figure 12), hence leading to lower energy dissipation. This reduction of friction was probably negligible compared to the autofluidization mechanism discussed above in accounting for the strong variation in flow runout. It may, however, explain the increase of flow velocity with increased substrate roughness at early flow stages (Figure 6).

The flows of particles of size $d=0.35$ mm are difficult to fluidize because U_{mf} for these large particles is high (99.5 mm s^{-1}) [after Roche *et al.*, 2006]. Furthermore, rapid filling of the interstices (Figures 9e–9h) and thus short duration of the associated air flux, coupled with the high permeability of these clusters of large particles (group B) that cause rapid pore pressure diffusion, would have prevented autofluidization of the flow. Hence, the size of the interstices, which controlled the duration of air escape, did not have any influence on the runout distance. Note that Bareschino *et al.* [2008] reported the absence of autofluidization in their experiments involving large beads of size $d=0.55$ mm. The almost constant runout of flows of these coarse particles in our experiments suggests that the amount of energy dissipation, through interactions between the flow particles and the substrate, was about the same for the different roughnesses. This is consistent with the fact that the flow head did not slide on the substrate as a continuous medium; instead, the flow particles collided with the substrate beads and began to settle in the interstices almost immediately after the passage of the flow front. Longer runout distances of flows on a smooth substrate may suggest lower energy dissipation. Rolling of flow particles (particularly at the flow front) may have contributed to these longer runouts compared to rough substrates.

4.2. Implication for Pyroclastic Flows

Our results suggest that ash-rich pyroclastic flows, whose matrix consists of fine group A particles, can be autofluidized when they propagate on a rough, horizontal substrate. In nature, it is likely that flow particles will fall into the substrate interstices sufficiently rapidly to cause air escape at velocities greater than the U_{mf} of the pyroclastic material, which can be as low as 1 mm s^{-1} [Druitt *et al.*, 2007]. According to our experiments, which show the highest runout values for flows of ~ 3 cm thick on substrates of roughness 1.5–3 mm, and assuming the same values of Ro in experiments and nature, the autofluidization of 1 m to 10 m thick pyroclastic flows is expected to cause maximum runout (other things being equal) at mean substrate roughness of 0.05–0.1 m to 0.5–1 m, respectively.

Although more air would be available to fluidize pyroclastic flows at greater roughness, large surface irregularities would actually act as obstacles, and flows would lose much of their mass through sedimentation in the interstices. In contrast to these fines-rich flows, the behavior of scoria or coarse-grained pumice flows would be unaffected by air escape from the substrate and their runout is expected to be independent of the substrate roughness. Irrespective of the flow type and nature of the substrate, propagation on steep slopes may occur in a manner different from that described above and we acknowledge that this issue deserves further investigation.

The present study also has implications for models of pyroclastic flows because any source of fluidizing air at the flow base will be essential in controlling the flow dynamics [e.g., Iverson *et al.*, 2004; Denlinger and Iverson, 2004]. In particular, a basal air flux will increase the pressure diffusion time scale so that flow propagation will be favored.

5. Conclusions

Our experiments were carried out with fine ($d=0.08$ mm) group A particles that are representative of the ash matrix of many pyroclastic flows. They showed that flows propagating on horizontal rough substrates were autofluidized by air escaping from the interstices during the particle settling, which caused longer runout distances than in the case of smooth substrates. Such a counterintuitive relationship between flow runout and substrate roughness was also reported by Andrews and Manga [2012] for dilute turbulent currents whose physics are fundamentally different from those of the dense gas-particle mixtures we considered. In our experiments, autofluidization was evidenced in initially nonfluidized flows with high pore fluid pressure supporting at least $\sim 70\%$ of the particle weight. Other things being equal, the flow runout increased with the substrate roughness because the volume of air available was proportional to the size of the interstices so that the flows were fluidized for a longer duration. The runout increase was most marked at late stages of emplacement. It occurred as autofluidization permitted more material to be transferred to the flow head, which spread to form a thin (<1 mm), elongated deposit with a very small surface slope ($<1^\circ$). The longest runout, about twice that for a smooth substrate, was at a roughness of 1.5–3 mm. At the highest roughness

value of 6 mm, however, substrate irregularities acted as obstacles and the mass of the flow decreased significantly through sedimentation into the substrate interstices, which caused a shorter runout even though more air was potentially available in the interstices. In contrast, the flow runouts of large ($d=0.35$ mm) group B particles, which could not be autofluidized, were independent of substrate roughness.

This investigation suggests that air present in topographic lows of a natural substrate should be considered as another external source of gas that can fluidize pyroclastic flows, along with air ingested at the front of the flow or gas resulting from water vaporization or burnt vegetation [cf. Wilson, 1980; Bareschino et al., 2008]. Important implications of our study are that (1) the autofluidization mechanism can contribute to causing long runout distances even on horizontal slopes and (2) ash-rich pyroclastic flows generated successively under similar initial eruptive conditions (i.e., volume, mass flux, drop height, grain size distribution, fluidization state, particle concentration...) during a volcanic crisis may have very different runout distances around an edifice depending on the roughness of the substrate on which they propagate. Scaling of our results to nature suggests that autofluidization can lead to the longest runout distances (other things being equal) when the mean substrate roughness is a few centimeters to a few tens of centimeters for 1 m to 10 m thick pyroclastic flows, respectively. Such roughness values are typical of the surface of many natural substrates, including those consisting of pyroclastic flow or fall deposits, debris avalanche deposits (apart from large hummocks), solidified lava flows, or even fluvial sediments. In this context, numerical simulations of pyroclastic flows should take the nature of the topography and possible fluidization effects caused by air escape from the substrate into careful consideration. The autofluidization mechanism evidenced by our study might also occur in other types of fines-rich geophysical flows characterized by a long runout distance, such as the Socompa debris avalanche [e.g., van Wyk de Vries et al., 2001]. We acknowledge, however, that this issue requires further investigation.

Acknowledgments

This work was supported by the Institut de Recherche pour le Développement (IRD, France). We thank Michael Barton and an anonymous reviewer for constructive comments. This is Laboratory of Excellence ClerVolc contribution 96.

References

- Andrews, B. J., and M. Manga (2012), Counterintuitive effects of substrate roughness on PDCs, Abstract V11B-2753 presented at 2012 Fall Meeting, AGU, San Francisco, Calif., 3–7 Dec.
- Bareschino, P., L. Lirer, A. Marzocchella, P. Petrosino, and P. Salatino (2008), Self-fluidization of subaerial rapid granular flows, *Powder Technol.*, *182*(3), 323–333, doi:10.1016/j.powtec.2007.12.010.
- Cas, R. A. F., and J. V. Wright (1987), *Volcanic Successions, Modern and Ancient*, Allen and Unwin, London, U. K.
- Cole, P. D., E. S. Calder, T. H. Druitt, R. Hoblitt, R. Robertson, R. S. J. Sparks, and S. R. Young (1998), Pyroclastic flows generated by gravitational instability of the 1996–1997 Lava Dome of Soufrière Hills Volcano, Montserrat, *Geophys. Res. Lett.*, *25*(18), 3425–3428.
- Denlinger, R. P., and R. M. Iverson (2004), Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 1. Theory and computation, *J. Geophys. Res.*, *109*, F01014, doi:10.1029/2003JF000085.
- Druitt, T. H. (1998), Pyroclastic density currents, in *The Physics of Volcanic Eruptions*, Special Publications, vol. 145, edited by J. S. Gilbert and R. S. J. Sparks, pp. 145–182, Geological Society, London, U. K.
- Druitt, T. H., E. S. Calder, P. D. Cole, R. P. Hoblitt, S. C. Loughlin, G. E. Norton, L. J. Ritchie, R. S. J. Sparks, and B. Voight (2002), Small-volume, highly mobile pyroclastic flows formed by rapid sedimentation from pyroclastic surges at Soufrière Hills Volcano, Montserrat: An important volcanic hazard, in *The Eruption of Soufrière Hills Volcano, Montserrat, From 1995 to 1999*, Geol. Soc. of London Mem., vol. 21, edited by T. H. Druitt and B. P. Kokelaar, pp. 263–279, Geological Society, London.
- Druitt, T. H., G. Avar, G. Bruni, P. Lettieri, and F. Maez (2007), Gas retention in fine-grained pyroclastic flow materials at high temperatures, *Bull. Volcanol.*, *69*, 881–901.
- Freundt, A., C. J. N. Wilson, and S. N. Carey (2000), Ignimbrites and block-and-ash flow deposits, in *Encyclopedia of Volcanoes*, edited by H. Sigurdsson, pp. 581–599, Academic Press, San Diego, Calif.
- Geldart, D. (1986), *Gas Fluidization Technology*, Wiley, Chichester, U. K.
- Gémard, J.-C., and W. Losert (2002), Frictional properties of bidisperse granular matter: Effect of mixing ratio, *Phys. Rev. E*, *65*, doi:10.1103/PhysRevE.65.041301.
- Girolami, L., T. H. Druitt, O. Roche, and Z. Khrabrykh (2008), Propagation and hindered settling of laboratory ash flows, *J. Geophys. Res.*, *113*, B02202, doi:10.1029/2007JB005074.
- Girolami, L., O. Roche, T. H. Druitt, and T. Corpetti (2010), Particle velocity fields in laboratory ash flows, *Bull. Volcanol.*, *72*(6), 747–759.
- Goujon, C., N. Thomas, and B. Dalloz-Dubrujeaud (2003), Monodisperse dry granular flows on inclined planes: Role of roughness, *Eur. Phys. J. E Soft Matter*, *11*, 147–157.
- Iverson, R. M. (1997), The physics of debris flows, *Rev. Geophys.*, *35*, 245–296.
- Iverson, R. M., M. Logan, and R. P. Denlinger (2004), Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 2. Experimental tests, *J. Geophys. Res.*, *109*, F01015, doi:10.1029/2003JF000084.
- Lajeunesse, E., A. Mangeney-Castelnau, and J. P. Vilotte (2004), Spreading of a granular mass on a horizontal plane, *Phys. Fluids*, *16*, 2371–2381.
- Lube, G., H. E. Huppert, R. S. J. Sparks, and A. Freundt (2011), Granular column collapses down rough, inclined channels, *J. Fluid Mech.*, *675*, 347–368.
- Montserrat, S., A. Tamburrino, O. Roche, and Y. Niño (2012), Pore fluid pressure diffusion in defluidizing granular columns, *J. Geophys. Res.*, *117*, F02034, doi:10.1029/2011JF002164.
- Pohlman, N. A., B. L. Severson, J. M. Ottino, and R. M. Lueptow (2006), Surface roughness effects in granular matter: Influence on angle of repose and the absence of segregation, *Phys. Rev. E*, *73*, 031304, doi:10.1103/PhysRevE.73.031304.
- Pouliquen, O. (1999), Scaling laws in granular flows down rough inclined planes, *Phys. Fluids*, *11*, 542–548.

- Rhodes, M. J. (1998), *Introduction to Particle Technology*, John Wiley, Chichester, U. K.
- Roche, O. (2012), Depositional processes and gas pore pressure in pyroclastic flows: An experimental perspective, *Bull. Volcanol.*, *74*, 1807–1820.
- Roche, O., M. A. Gilbertson, J. C. Phillips, and R. S. J. Sparks (2006), The influence of particle size on the flow of initially fluidized powders, *Powder Technol.*, *166*, 167–174, doi:10.1016/j.powtec.2006.05.010.
- Roche, O., S. Montserrat, Y. Niño, and A. Tamburrino (2008), Experimental observations of water-like behavior of initially fluidized, dam break granular flows and their relevance for the propagation of ash-rich pyroclastic flows, *J. Geophys. Res.*, *113*, B12203, doi:10.1029/2008JB005664.
- Roche, O., S. Montserrat, Y. Niño, and A. Tamburrino (2010), Pore fluid pressure and internal kinematics of gravitational laboratory air-particle flows: Insights into the emplacement dynamics of pyroclastic flows, *J. Geophys. Res.*, *115*, B09206, doi:10.1029/2009JB007133.
- Roche, O., Y. Niño, A. Mangeney, B. Brand, N. Pollock, and G. Valentine (2013), Dynamic pore pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows, *Geology*, *41*, 1107–1110, doi:10.1130/G34668.1.
- Sparks, R. S. J. (1976), Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows, *Sedimentology*, *23*, 147–188.
- Sparks, R. S. J., and L. Wilson (1976), A model for the formation of ignimbrite by gravitational column collapse, *J. Geol. Soc. London*, *132*, 441–451.
- van Wyk de Vries, B., S. Self, P. W. Francis, and L. Keszthelyi (2001), A gravitational spreading origin for the Socompa debris avalanche, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *105*, 225–247.
- Wilson, C. J. N. (1980), The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows: An experimental approach, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *8*, 231–249.

Chapitre 5

Influence de la pente sur l'auto-fluidisation et la dynamique des écoulements pyroclastiques

Le but de cette étude était de déterminer si le mécanisme d'auto-fluidisation par la propagation des écoulements sur un substrat rugueux, mis en évidence dans le chapitre précédent, pouvait être efficace sur des pentes moyennement à fortement inclinées. Nous avons également vérifié si les écoulements ainsi générés pouvaient s'auto-fluidiser par ingestion d'air au niveau du front, ce mécanisme ayant été proposé depuis longtemps comme source de fluidisation des écoulements pyroclastiques dans la littérature (McTaggart 1960; Wilson 1980).

Pour cette étude, nous avons utilisé le même dispositif que pour le chapitre précédent. La différence principale a consisté à faire varier l'inclinaison du chenal depuis l'horizontal jusqu'à 30° et à utiliser principalement deux conditions de rugosités : un substrat lisse et un substrat rugueux composé de billes de 3 mm de diamètre. Cette dernière rugosité a été choisie car elle avait le plus d'influence sur la distance de parcours à l'horizontale mais également parce que les particules du substrat sont suffisamment grandes pour faciliter l'observation des interactions entre l'écoulement et le substrat (sédimentation, collisions, etc...).

Nous reportons ici des mesures de distance de parcours et de pression interstitielle, des données de cinématique et de morphologie du front d'écoulement.

Ce chapitre est présenté sous la forme d'un article publié le 19 octobre 2015 dans la revue *Bulletin of Volcanology* sous la référence :

“Chédeville C, Roche O (2015) Influence of slope angle on pore pressure generation and kinematics of pyroclastic flows: insights from laboratory experiments. Bull Volcanol 77:96. doi: 10.1007/s00445-015-0981-4.”

Influence of slope angle on pore pressure generation and kinematics of pyroclastic flows: insights from laboratory experiments

Corentin Chédeville¹ · Olivier Roche¹

Received: 24 March 2015 / Accepted: 13 October 2015
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2015

Abstract The influence of slope angle on pore pressure generation and kinematics of fines-rich pyroclastic flows was investigated through laboratory experiments. Granular flows were generated by the release of a column of fine glass beads ($d=0.08$ mm) in an inclined channel ($0\text{--}30^\circ$). The granular column could be fluidized while the channel base was either smooth or made rough by glued beads of 3 mm diameter. Pore pressure measurements reveal that the degree of autofluidization, caused by air escaping from the substrate interstices into which flow particles settled, was high at all slope angles. Flow runout increase due to autofluidization, however, was reduced at slope angle higher than $\sim 12^\circ$ because of the occurrence of a strong deceleration phase that limited the flow duration. This is probably caused by the combination of flow head thinning at increased slope angle and settling of particles into the substrate interstices until the flow ran out of mass. Analysis of high-speed videos suggests that ingestion of ambient air at the flow front did not occur, even on steep slopes of 30° . Experiments at inclinations close to (25°) or slightly higher (30°) than the repose angle of the granular material (28.5°) revealed the formation of a thin basal deposit that was then eroded as the flow thickness and velocity gradually decreased. Our study suggests that air escape from substrate interstices in nature can be a significant external cause of pore pressure generation that favors low energy dissipation

and long runout distances of pyroclastic flows on moderate topographies.

Keywords Pyroclastic flows · Fluidization · Pore pressure · Analog modelling · Inclined substrate · Substrate roughness

Introduction

Pyroclastic density currents are common in nature and can be a major threat for populations as they are hot, fast, challenging to predict, and have runout distances that can exceed 100 km (Valentine et al. 1989; Wilson et al. 1995; Druitt 1998; Branney and Kokelaar 2002). Their dynamics can vary significantly depending on their triggering mechanism (eruption column or dome collapse, boiling over, lateral explosion), volume, granulometry, sorting (Sparks 1976; Wilson 1980; Druitt et al. 2007), and topography (Fisher et al. 1993; Woods et al. 1998; Lube et al. 2007) as well as the nature of the substrate on which they propagate (Wilson 1980; Roche et al. 2013; Chédeville and Roche 2014). The present study addresses the dynamics of pyroclastic density currents with a concentrated basal part, referred to as “pyroclastic flows” hereafter.

Pyroclastic flows propagate on slopes that range from more than 30° near the summits of volcanoes down to $\sim 0^\circ$ at more distal areas. Several field studies have addressed the influence of the slope angle on their deposition, segregation, and erosion mechanisms (Sparks et al. 1997; Giordano 1998; Calder et al. 2000; Lube et al. 2007; Bernard et al. 2014; Brand et al. 2014). Further insights were gained from analog and numerical modelling of granular flows down inclined substrates that revealed fundamental aspects of flow dynamics (e.g., GDR MiDi 2004; Mangeney et al. 2007). Recent experimental works, in particular, have investigated the influence of a rough

Editorial responsibility: G. Lube

✉ Corentin Chédeville
c.chedeville@opgc.univ-bpclermont.fr

¹ Laboratoire Magmas et Volcans, Université Blaise Pascal, CNRS, IRD, OPGC, 5 rue Kessler, 63038 Clermont-Ferrand, France

erodible or rigid granular substrate on flow velocity and runout distance (Mangeney et al. 2010; Lube et al. 2011; Farin et al. 2014). These studies, however, involved flows of particles larger than 0.1–1 mm for which the influence of the interstitial gas (air) is negligible, in contrast to fines-rich pyroclastic flows (Roche et al. 2006; Druitt et al. 2007; Girolami et al. 2008; Rowley et al. 2014). Here, we define fines-rich flows as concentrated granular mixtures with a high (typically >50 wt.%) proportion of ash and a low hydraulic permeability. Analog experiments involving fine particles (<0.1 mm) have demonstrated that low material permeability greatly reduces diffusion of the gas pore pressure from within the granular mixture, which favors flow propagation and increases runout distances compared to equivalent but non-fluidized flows (e.g., Roche 2012). These flows of fine particles consisted of a sliding (i.e., non zero velocity at the base) head that generated relative underpressure that scaled with the square of the front velocity (Roche et al. 2013) while the flow body behind the head generated overpressure when pore pressure was provided at source (Roche et al. 2010; Roche 2012). Recently, Chédeville and Roche (2014) showed that flows of such fine particles without initial pore pressure and propagating on a horizontal rough, rigid substrate could be autofluidized as particles settled into the substrate interstices, which caused an upward flux of air that generated pore pressure in the granular mixture. The present study aims at extending the work of Chédeville and Roche (2014) by investigating the influence of the slope angle on the autofluidization mechanism evidenced by their experiments. We report data on gas pore pressure at the flow base, flow runout distance, and front kinematics as a function of the slope angle, varying from horizontal to 30°.

Experimental methods

Pore fluid pressure generation and diffusion in gas-particle systems

Pore fluid pressure in a bed of particles can be generated when there is a relative vertical motion between the gas moving upward and the particles settling downward. The gas exerts a drag force that increases with its velocity, which counterbalances the weight of the particles and reduces the interparticle frictional forces (Rhodes 1998). The bed is said to be fluidized when the drag force equals the apparent weight of the particles, which occurs at superficial gas velocity called the minimum fluidization velocity (U_{mf}). This minimum velocity increases with particle size and density, meaning that it is easier to fluidize beds of small and light particles.

Once generated, the interstitial pore fluid pressure does not vanish instantaneously even if there is no more relative gas-particle motion. The pore pressure decreases through diffusion

according to

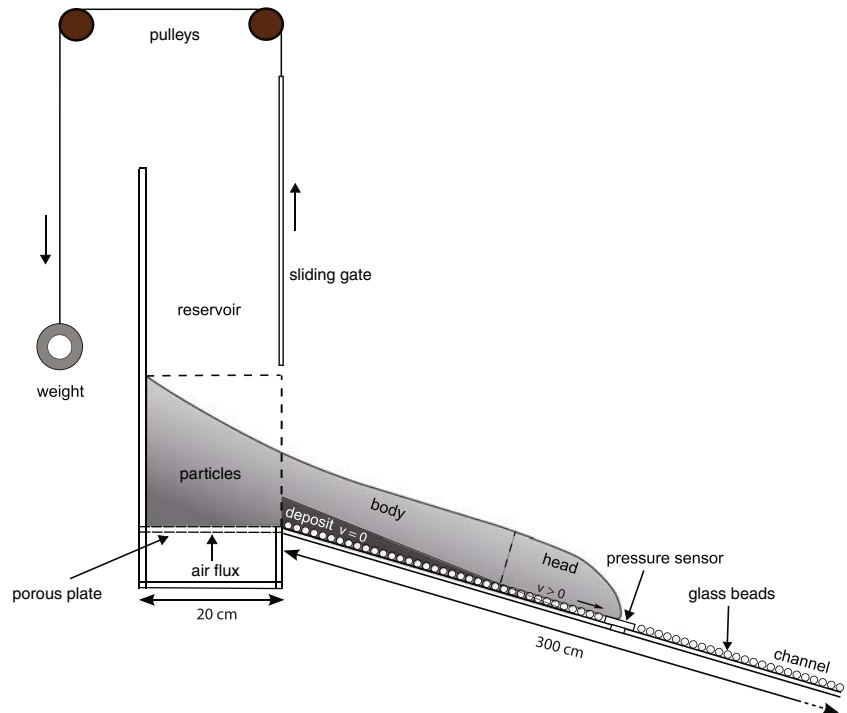
$$\frac{\partial P}{\partial t} = D \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \quad (1)$$

where P is the pore pressure, z is the bed height, t is the time, and D is the hydraulic diffusion coefficient (Iverson 1997). D is proportional to $k/(1-\varepsilon_s)\mu\beta$, with k the bed hydraulic permeability, ε_s the particle volume fraction, μ the gas dynamic viscosity, and β the gas compressibility. The pressure diffusion timescale of a bed of thickness H increases proportionally to H^2/D (Iverson 1997; Montserrat et al. 2012; Roche 2012). At a laboratory scale, pore pressure diffuses almost instantaneously ($\ll 1$ s) in beds of particles typically larger than 100 μm , with permeability $k > 10^{-10}$ m^2 . In contrast, the low permeability $k < 10^{-10}$ m^2 of beds of finer particles (e.g., the matrix of fines-rich ignimbrites) allows diffusion for longer durations, which can be up to several minutes or even hours when scaled to the natural system (Druitt et al. 2007; Montserrat et al. 2012; Roche 2012).

Experimental device and procedure

Dam break experiments were carried out in the same apparatus as the one used by Chédeville and Roche (2014). The device consisted of a 20×10 cm reservoir connected to a 300×10 cm tilting channel in which flows were generated (Fig. 1). Opening of the reservoir gate by means of a counterweight was fast enough to have a negligible influence on the spreading of the granular material from the reservoir. The flow particles were sub-spherical glass beads of mean diameter $d=0.08$ mm and with a density of 2500 kg m^{-3} . To avoid possible cohesion effects caused by ambient moisture, we fluidized the particles with dry air in a fluidization rig for at least 10 min before each experiment. For some experiments, a gas flux was provided at the base of the reservoir through a porous plate in order to fluidize the particles (i.e., generate pore pressure) before they were released in the channel. The superficial gas velocity was set above the minimum bubbling velocity (U_{mb}) of beds of fine particles ($\sim 13\text{--}16$ $\text{mm s}^{-1} > U_{mf}$) so that full bed support was achieved and bed expansion ($\sim 7\text{--}8$ %) was maximal. No gas flux was provided from the channel base in any experiment. The mass of particles initially placed in the reservoir was set to 3, 6, or 12 ± 0.001 kg, which corresponded to column heights of about 10, 20, and 40 cm, respectively. The channel base was either smooth or covered by a layer of glued glass beads with a mean diameter $d=3.0 \pm 0.1$ mm in order to form a rough non-erodible substrate (see Chédeville and Roche (2014) for details). The choice of using a 3-mm rough bed was motivated by the fact that this roughness had the strongest influence on the runout of horizontal flows (Chédeville and Roche 2014). Moreover, complementary experiments with lower roughness ($d=0.7 \pm 0.1$ mm) showed

Fig. 1 Experimental device consisting of a (fluidization) reservoir connected to a 3-m-long inclinable channel whose base is either smooth or made rough by gluing 3-mm glass beads. When the gate opens, the spreading of the column of particles generates a flow consisting of a sliding head followed by a body at base of which forms and aggrading deposit



that the flows generated low pore pressure signals difficult to analyze (see in the “Results” section).

The channel was inclined at slope angles ranging from 0 to 30°, the latter being larger than the repose angle of the flow particles ($28.5 \pm 1^\circ$), while the reservoir base was always horizontal. The flows generated had typical thicknesses of 0.5–6 cm and maximum front velocities of 0.5–5 m/s depending on the initial conditions (i.e., presence or absence of pore pressure in the reservoir, column height, and channel inclination). The experiments were filmed by means of a high-speed video camera (Fastcam SA3) at rates of 250 to 3000 frames/s with corresponding resolutions of 1024×1024 to 896×736 pixels, depending on the portion of the flow investigated. To measure the gas pore pressure within the flow, we used piezoresistive pressure sensors at distances of 10, 50, 90, and 150 cm from the gate. The sensors were covered by a 36- μm grid to prevent any contact with the particles and were placed at the same level as the top of the glued beads (Chédeville and Roche 2014, their Fig. 4b).

The experiments were scaled in order to ensure dynamic similarity with fines-rich pyroclastic flows according to the dimensional analysis of Roche (2012) and Chédeville and Roche (2014). Considering same values of the roughness number $R_0 = h/D_0$ proposed by Chédeville and Roche (2014) in nature and experiments, with h the flow thickness and D_0 the substrate roughness, and the fact that experimental flows have a thickness $h = 1\text{--}6$ cm, then the 3-mm rough substrate used in this study represents a natural roughness of $\sim 0.05\text{--}0.3$ to $\sim 0.5\text{--}3$ m for 1-m-thick to 10-m-thick pyroclastic flows, respectively. We thus believe that our experimental

configuration represents a wide range of rough terrains that could be commonly observed in natural configurations.

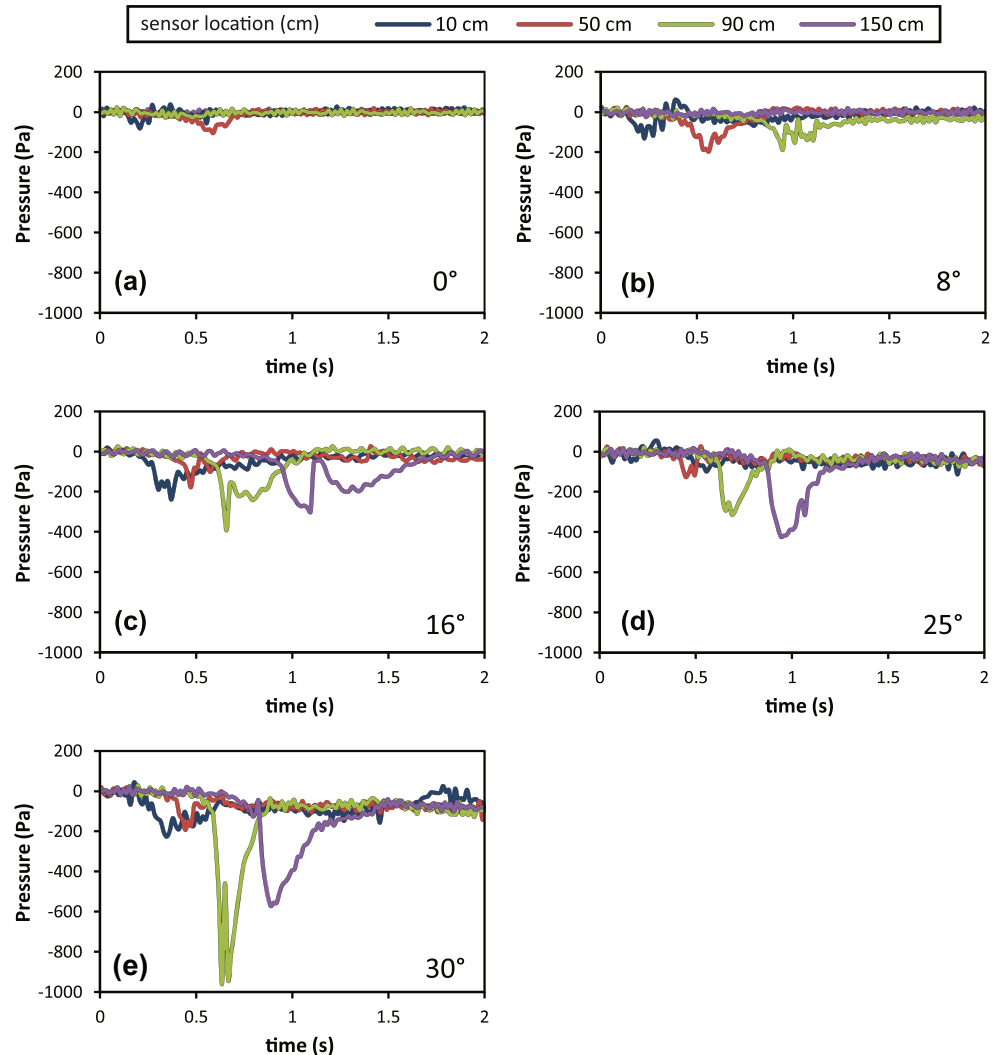
Results

Pore pressure data

Pore pressure data were acquired at five different slope angles (0°, 8°, 16°, 25°, and 30°) for both initially fluidized and non-fluidized flows generated from a column of initial height of 40 cm on both smooth and 3-mm rough substrates. For initially non-fluidized flows on a smooth substrate (Fig. 2), no positive pore pressure was measured at any slope angles investigated except close to the reservoir (10 cm), in some experiments, where small positive pressure (< 60 Pa) was recorded as in earlier similar works (Roche et al. 2010). The underpressure phase, caused by the sliding head of the flows, had an amplitude that increased with the slope angle and the distance in the channel while its duration only increased with distance.

For flows propagating on a 3-mm rough substrate (Fig. 3), pore pressure data were normalized with the lithostatic pressure $P_L = \rho_f g h$, with ρ_f the bulk density of the flow (1450 ± 50 kg/m³), g the gravitational acceleration, and h the flow height above the sensor. The flow height was measured from the position of the flow upper surface along the channel backwall on which a 2×2 cm grid was drawn. Error bars in Fig. 3 correspond to the imprecision on the measurements of the flow thickness and the possible variation of the flow density due to material expansion. The video frame rate was more

Fig. 2 Basal pore fluid pressure as a function of time after the release of a 40-cm high column of particles from the reservoir, for initially non-fluidized flows over a smooth substrate, at inclinations of **a** 0°, **b** 8°, **c** 16°, **d** 25°, and **e** 30°

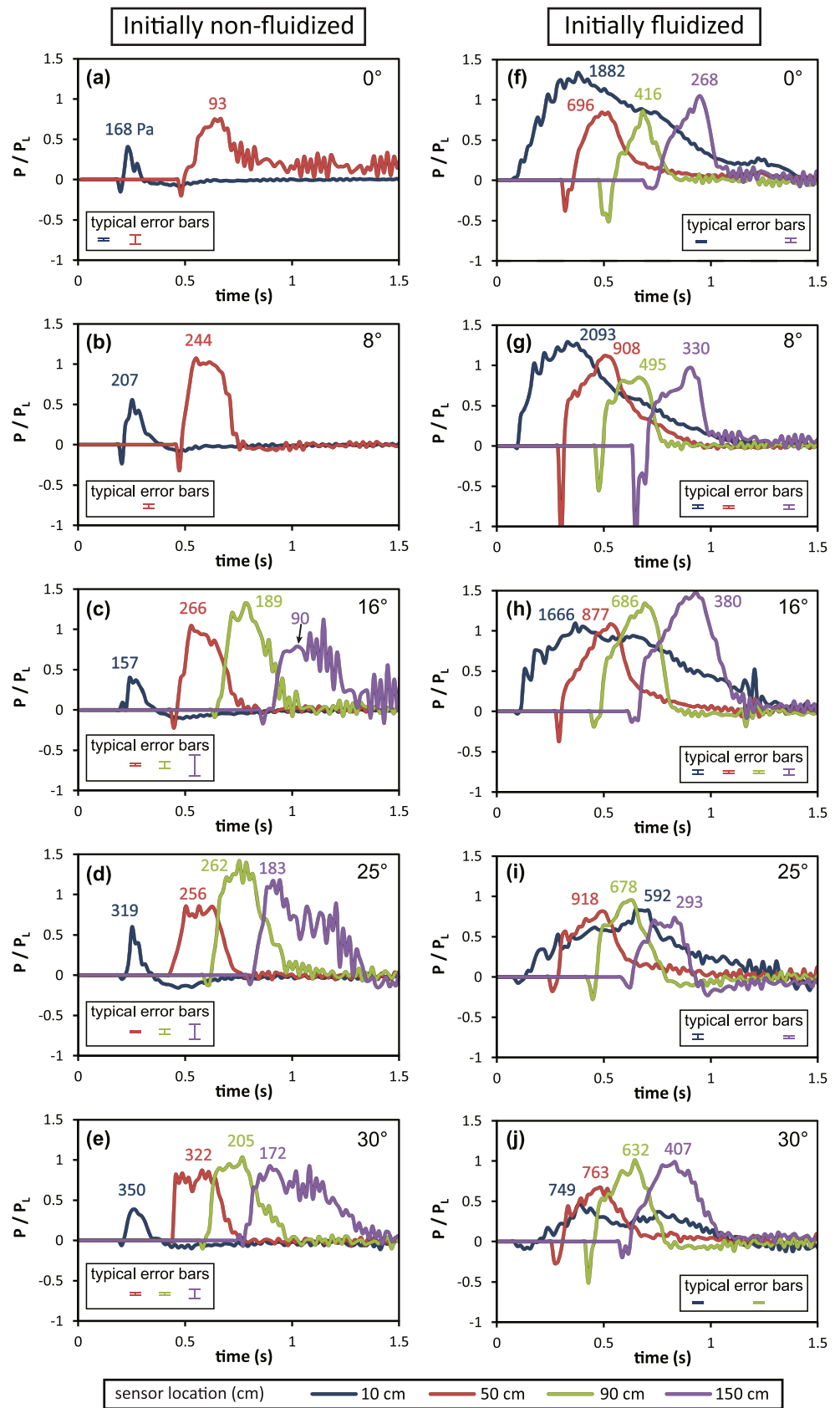


than 4 times the sampling rate of the pressure sensors so that each pressure value could be precisely correlated to the instantaneous flow thickness. The normalized pressure accounts for the degree of fluidization for positive pore pressure but is not relevant for the first underpressure phase, which is believed to be a dynamic phenomenon (Roche et al. 2013). Positive pore pressure was measured for both initially fluidized and non-fluidized flows at all slope angles investigated.

For initially non-fluidized flows (Fig. 3a–e), underpressure was generated at the foremost part of the head but was of shorter duration and much lower amplitude (~ -100 Pa) than for a smooth substrate (-200 to -500 Pa). Then the flow generated a positive pore pressure that compensated 40–100 % of the lithostatic pressure. The ratio $P/P_L > 1$ measured in some cases can be explained by rapid variation of the flow thickness compared with the timescale of pressure diffusion once pressure was generated (see Roche et al. (2010), their Fig. 12). At a slope angle larger than 8°, the lowest values of the normalized pore pressure ($P/P_L \sim 40$ –50 %) were measured close (10 cm) to the gate whereas at further distance (50–

150 cm), values were significantly higher ($P/P_L > 70$ %). Note that there was no clear dependence of the pressure ratio on the slope angle at a given distance. The flow length (x), corresponding to the duration of the positive pore pressure peak (see below), increased with both the slope angle and the distance in the channel (Fig. 4a). Measurements of x were made either by correlating the peak duration with the flow front position on the video or by multiplying the front velocity by the duration of the overpressure phase if the front overpassed the channel length. Normalizing this length with the total flow length (Fig. 4b, c) shows that a large proportion of the flow was affected by the overpressure, increasing from 20–60 % at the horizontal to 55–90 % at an inclination of 30°. Note that we considered that the length x affected by the overpressure included the foremost part of the flow at base of which underpressure was measured instead (Fig. 4c). In fact, this underpressure is believed to have a dynamical origin and might be limited to the flow–substrate interface, possibly masking overpressure within the flow above (Roche 2012; Roche et al. 2013).

Fig. 3 Basal pore fluid pressure, P , normalized with the lithostatic pressure, P_L , as a function of time for **a–e** initially non-fluidized and **f–j** initially fluidized flows propagating over a rough substrate. Slope angle was 0–30° and initial column height was 40 cm. High pore pressure fluctuation for some data at 90–150 cm is due to very low flow thicknesses for which the sensor noise becomes non-negligible. Numbers above the curves represent the peak raw pressure values, in Pascal, for each sensor location. Note that these values do not necessarily correspond to the highest raw pressure measured by the sensors. Typical error bars are represented for each sensor location with the corresponding color code and account for imprecisions in measurements of the flow thickness and possible variation of bulk flow density due to material expansion of 0–8 %. Error bars smaller than the line thickness are not represented. For flows at inclinations of 0 and 8°, positive pore pressure was also measured at distances of 90 and 150 cm from the gate, but error bars were so large that we chose to not represent the corresponding curves



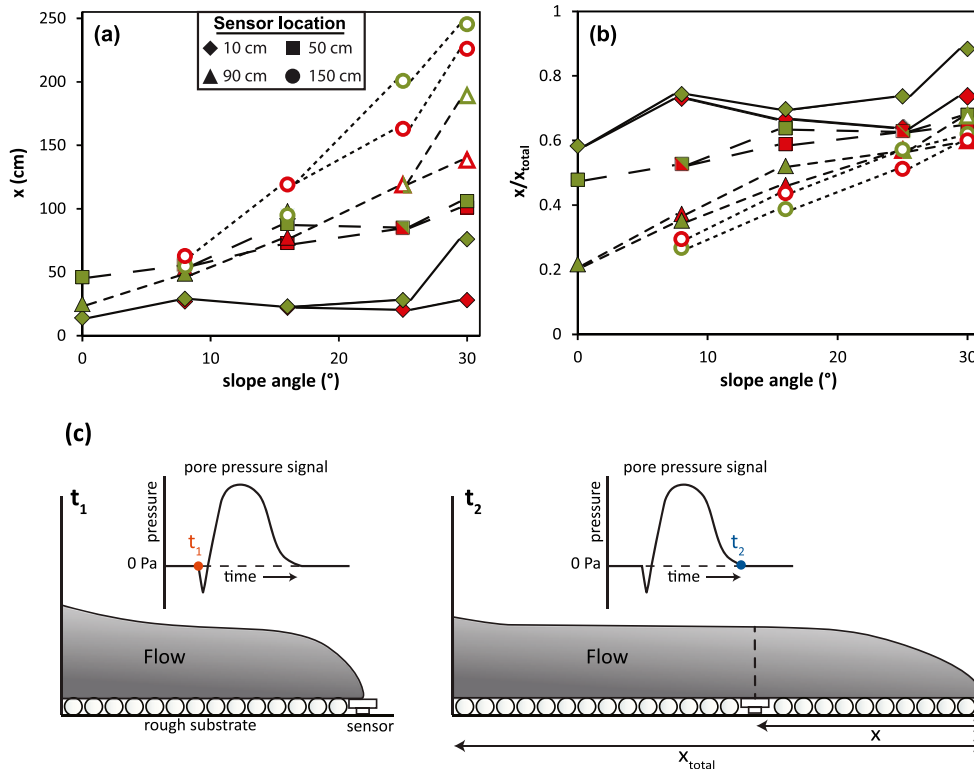


Fig. 4 Initially non-fluidized flows on a rough substrate. **a** Flow length affected by autofluidization (x) as a function of the slope angle, for sensors located at various distances in the channel. **b** Ratio of x over the total flow length (x_{total}) as a function of the slope angle, with same legend as in **a**. The *two colors* represent two experiments, for each slope angle investigated. *Closed and open symbols* represent, respectively, x obtained from correlation of the pressure peak duration with the flow front position

on the video or from the peak duration times the flow front velocity. The sketch **c** (not to scale) illustrates the relations between the pore pressure signal and the flow location when the front reaches the sensor (t_1) and at the end of the overpressure phase (t_2). Measurements of x and x_{total} reported in **a** and **b** were both taken at time t_2 . Note that x also includes the first short underpressure phase at the flow front

In the case of initially fluidized flows over a rough substrate (Fig. 3F–j), the overpressure phase measured close to the reservoir (10 cm) lasted longer than for initially non-fluidized flows while its amplitude decreased with slope angle, from $P/P_L \sim 100\%$ at 0° to $P/P_L \sim 40\%$ at 30° . Further downstream the influence of initial fluidization was not evident as initially non-fluidized flows generated similar pressure signals. There was no clear tendency of the variation of maximum pore pressure value with slope angle.

Results were comparable to those described above for flows propagating over a less rough substrate ($d=0.7$ mm) except at a long distance from the gate (90–150 cm) for initially non-fluidized flows, where pore pressure signals were too low to be clearly distinguished from the sensor noise as the flows became very thin (<0.2 cm).

Flow runout

Runout distances of flows propagating over smooth or 3-mm rough substrates were measured at slope angles ranging from 0 to 20° with intervals of 2° (Fig. 5). Flow runout could not be measured at higher inclinations as it exceeded the channel

length. Experiments were carried out with initial particle column heights of 10 or 20 cm, in both initially fluidized and non-fluidized conditions.

For initially non-fluidized flows propagating on a smooth substrate (Fig. 5a), the flow runout increased with the slope angle and the data defined a trend similar to that reported by Mangeney et al. (2010) and Farin et al. (2014) for flows of larger beads (0.6–0.8 mm). These authors found that

$$\frac{r}{H} = \frac{2\sigma}{\tan\delta - \tan\theta}, \tag{2}$$

with r as the flow runout, H the initial column height, σ an empirical coefficient that is equal to 0.5 (Mangeney et al. 2010), δ the effective friction angle of the material, and θ the slope angle. For our experiments, the model fitted the data for a friction angle $\delta=23^\circ$, lower than the material repose angle ($28.5 \pm 1^\circ$) but very close to the surface angle of the deposit left in the reservoir ($\sim 22 \pm 1^\circ$). At steeper slope angles, late stage motion of particles at the surface of the deposit once the flow front stopped could cause runout increase by up to 50 % at 20° (see error bars in

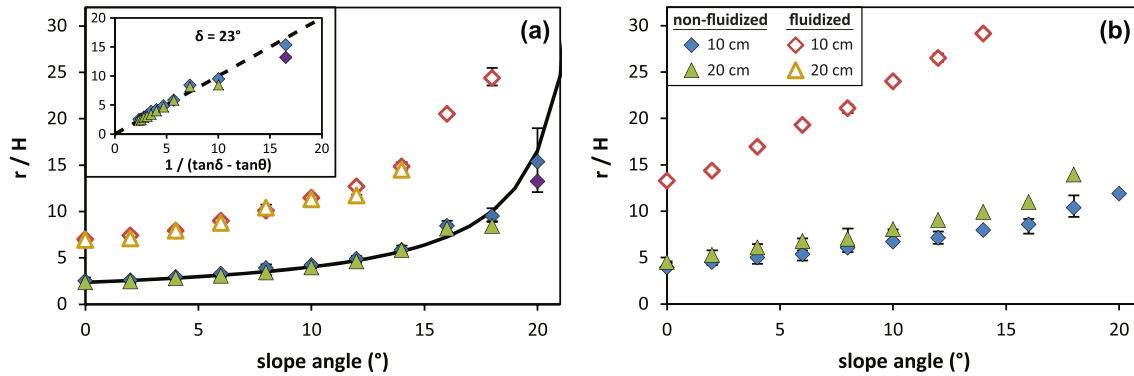


Fig. 5 Flow runout, r , normalized with the initial column height, H , as a function of the slope angle, θ , for **a** a smooth substrate and **b** a 3-mm rough substrate (same legend for both graphs). In **a**, the *solid line* corresponds to the best fit of the runout of non-fluidized flows, obtained using Eq. 2 for a friction angle of $\delta=23^\circ$ and the *inset*

represents the normalized runout as a function of the rescaled slope angle. The *purple diamond* at 20° corresponds to the flow runout before the front was overtaken by late-stage motion at the upper free surface. *Error bars* represent minimum and maximum runout distances measured for 3–8 repeated experiments and can be smaller than symbols

Fig. 5a). For initially fluidized flows, the friction increased with time as pore pressure diffused. Following Lucas and Mangeny (2007) and Roche et al. (2011), who addressed flows on horizontal slopes, we tried to define a mean effective (reduced) friction angle so that Eq. 2 could fit our data. We did not succeed as we found that the friction angle that best fitted our data at $\theta=0^\circ$ was $\delta=8.5^\circ$ whereas it was as high as $\delta=20.1^\circ$ at an inclination of 18° .

The data for flows over a rough substrate reveal similar trends as observed for a smooth substrate, but with higher normalized runouts at a given slope angle (Fig. 5b). At angles $>12^\circ$, larger normalized runouts of initially non-fluidized flows for column height $H=20$ cm compared with $H=10$ cm could be caused by a larger initial volume of material in the reservoir (Farin et al. 2014). As for fluidized flows over a smooth substrate, we were not able to fit the data with inclination using a mean effective friction angle. Note that for slope angles of $0\text{--}4^\circ$, however, the “best” mean friction angles were $\delta=15^\circ$ and 4° for initially non-fluidized and fluidized flows, respectively.

The ratios of the runout of flows on rough (r_r) and smooth (r_s) substrates are represented in Fig. 6. The ratio r_r/r_s increased with the initial column height (i.e., volume) and initial fluidization. For all types of experiments, r_r/r_s increased up to $\sim 1.8\text{--}2.2$ at low angles $<6^\circ$ then was approximately constant at angles up to 12° and finally decreased down to <1 for a slope of 20° . Data could not be reported at angles $>14^\circ$ for initially fluidized flows as the runout exceeded the channel length. Note that for flows over a rough substrate, the runout considered was either (i) the well-defined distal limit of the deposit determined from observation of flow particles in the substrate interstices (Fig. 6a) or (ii) the maximum extent of the flows observed on videos, which could be several centimeters longer than the observed deposit and whose particles formed a deposit that was too thin to be seen (Fig. 6b). However, both sets of data show similar trends.

Flow front kinematics

Flow front kinematics and velocities are presented in Figs. 7 and 8 for different slope angles. The flows propagated in three successive phases: acceleration, constant velocity, and deceleration, in agreement with trends reported in earlier works on horizontal substrates (e.g., Chédeville and Roche 2014). When the channel base was rough, the relative duration of the final phase (deceleration) increased considerably with the roughness, as the flows were (partially) autofluidized. In consequence, the frontal part of the deposit was greatly elongated compared to that of flows on a smooth substrate.

In the present study, both the flow duration and maximum front velocity increased with the slope angle at given initial conditions (Figs. 7 and 8). For flows over a smooth substrate, the last deceleration phase notably increased with inclination. When the slope was steep enough ($\sim 12^\circ$ for initially fluidized flows and 16° for non-fluidized flows), late-stage mass movement at the free surface of the flow overtook the distal limit of the already deposited material, thus increasing the runout by up to several tens of centimeters. When the substrate was rough, the duration of the acceleration and constant velocity phases increased with the slope angle, whereas the duration of the deceleration phase did not increase despite the higher maximum velocities. As a consequence, the total flow duration increased much less with slope angle compared to what was observed for a smooth substrate. Late-stage mass movement as described above was weak and occurred only near the reservoir.

Flow front morphology

Detailed views of the flow front at different initial conditions are reported in Fig. 9. Flows over a smooth substrate had a thin head whose free surface was at a shallow angle with respect to the substrate and whose base was in direct contact with the

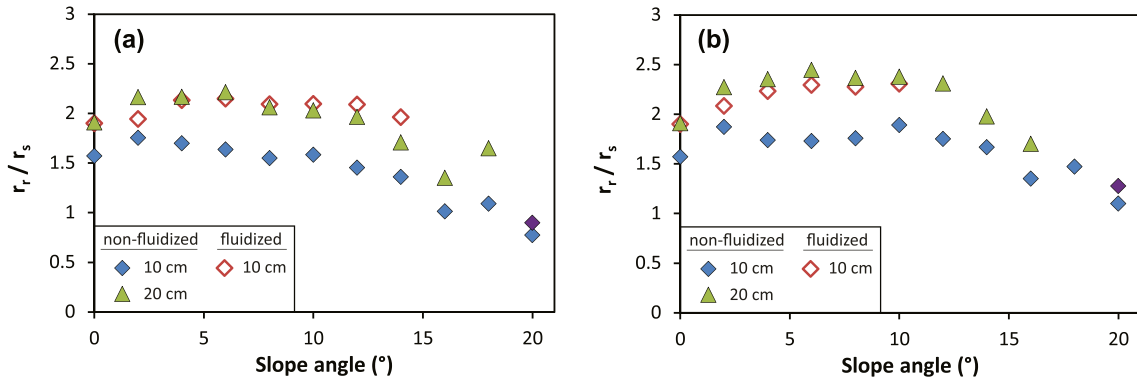


Fig. 6 Ratios of runout distance of flows on a 3-mm rough substrate (r_r) over that of flows on a smooth substrate (r_s) for initial column heights of 10 and 20 cm. Runout for a rough substrate was either the distal limit of a the deposit observed directly in the channel or **b** the flow visible on video.

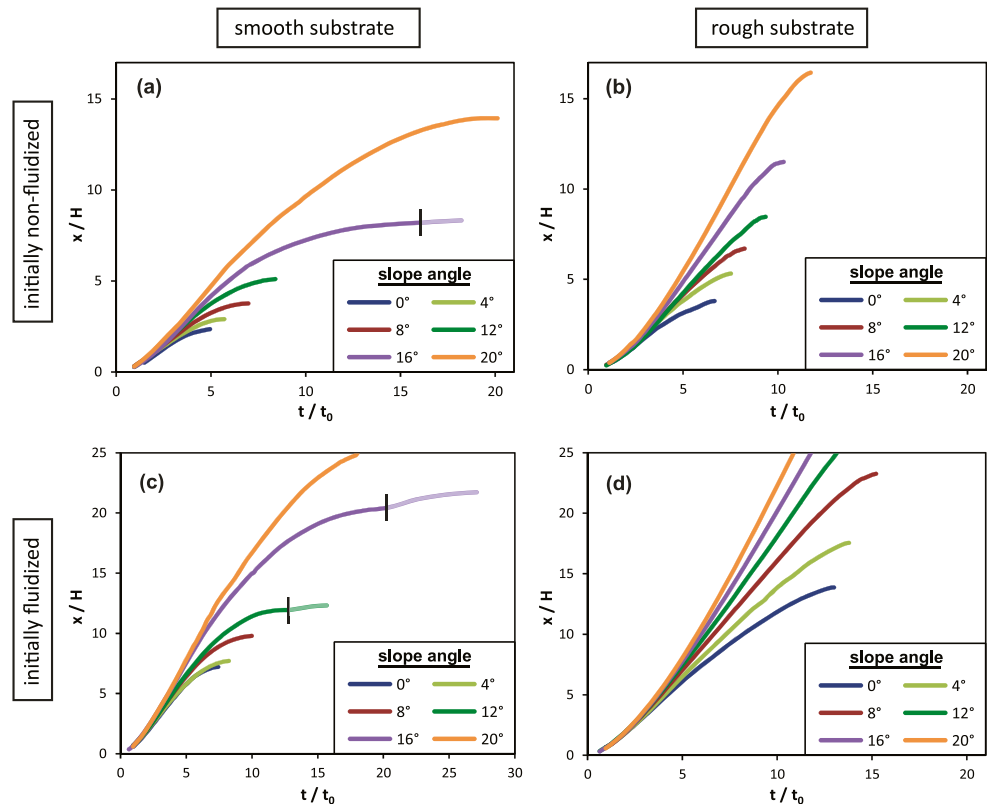
The purple diamond at 20° corresponds to the runout ratio where late-stage motion overtaking the flow front on a smooth substrate was not taken into account

latter, except at high slope angles (25–30°) where a slight over-elevation of the foremost part could temporarily occur (Fig. 9f). We did not observe any “plunging breakers” that could entrain ambient air, as described by Bareschino et al. (2008) for instance. The head of flows over a rough substrate slid over the glued beads at all angles investigated, and particles settled into the interstices (Fig. 9a–d; see Chédeville and Roche (2014) for a detailed description of flows over a horizontal substrate). Transient front instabilities observed at the foremost part of the flow probably resulted from collisions of the particles with the substrate beads, but, as for a smooth substrate, we did not observe any “plunging breakers.”

Sedimentation and deposit reworking

At slope angles of 25 and 30°, the flows left no deposit in the channel at any configuration. During propagation, however, we observed the formation of a thin basal deposit (<5 mm at 80 cm from the gate) that first aggraded and was subsequently eroded slowly by the material flowing above once both flow height (Fig. 10) and velocity had much decreased. This phenomenon was observed in all cases except for initially non-fluidized flows over a smooth substrate. Note that for a rough substrate, deposition occurred sooner after passage of the flow front and was slower compared to a smooth substrate. At an

Fig. 7 Normalized flow runout, x/H , as a function of normalized time t/t_0 , with $t_0=(H/g)^{1/2}$ at various slope angles for initially non-fluidized flows over **a** a smooth substrate and **b** a rough substrate, and initially fluidized flows over **c** a smooth and **d** a rough substrate. Measurements of the front position were made at time intervals of $t/t_0 \sim 0.16$ s. Vertical black lines for some high slope angle data indicate the front being overtaken by a late-stage motion at the upper free surface of the flow. Some curves are truncated as flows exceeded the channel length



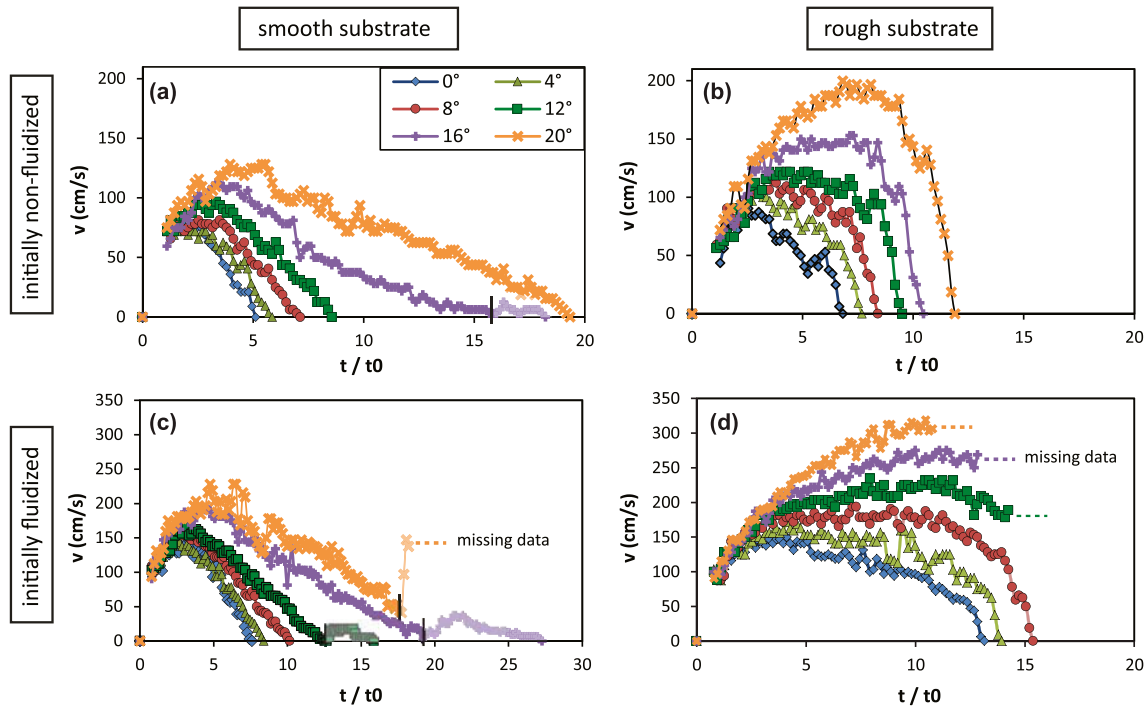
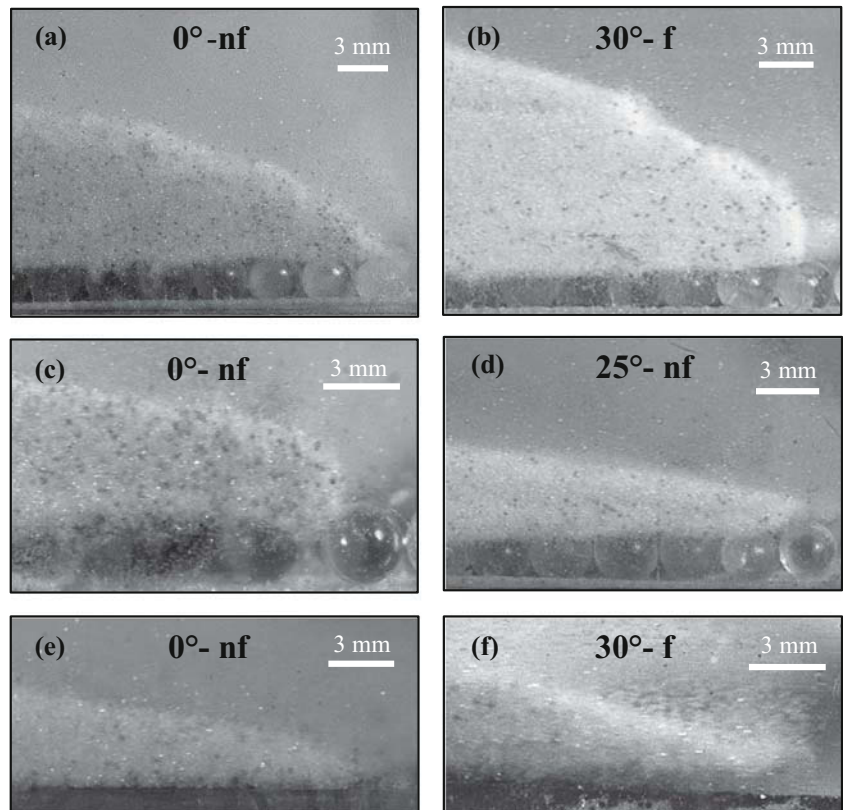


Fig. 8 Flow front velocity as a function of normalized time (t/t_0 , see Fig. 7) for slope angles of 0 to 20° and for initially non-fluidized flows propagating over **a** a smooth or **b** a rough substrate, and initially fluidized flows propagating over **c** a smooth or **d** a rough substrate (same legend for

all graphs). *Vertical black lines* for some high slope angle data indicate the front being overtaken by a late-stage motion of particles at the upper free surface of the flow. Some curves are truncated because flows exceeded the channel length

Fig. 9 Detailed views of the flow front for various configurations. **a** Fluidized (*f*) flow, rough substrate at 8°. **b** Fluidized flow, rough substrate at 30°. **c** Non-fluidized flow (*nf*), rough substrate at 0°. **d** Non-fluidized flow, rough substrate at 25°. **e** Non-fluidized flow, smooth substrate at 0°. **f** Fluidized flow, smooth substrate at 30°. Snapshots were taken at 80 cm (**a**, **b**, **d**, and **f**), 45 cm (**c**), or 30 cm (**e**) from the reservoir



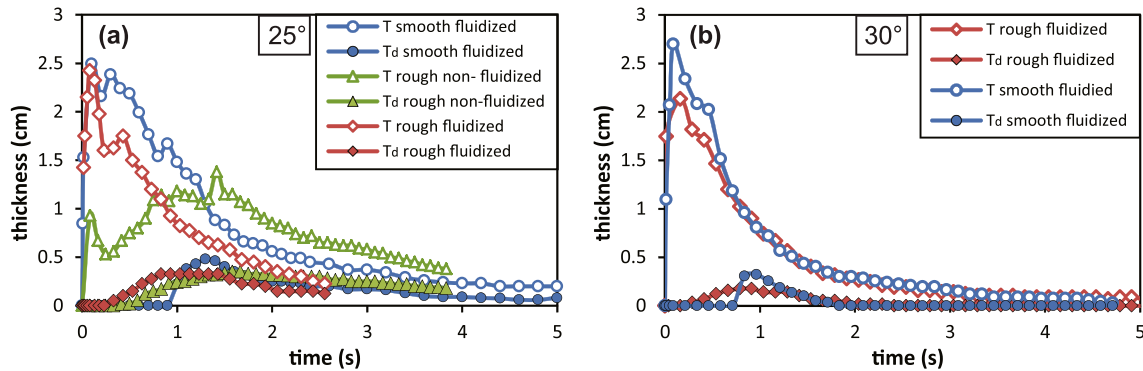


Fig. 10 Thickness of the basal deposit, T_d , and total thickness (flow + deposit), T , as a function of time at 80 cm from the gate and for inclinations of **a** 25° and **b** 30°. Some data are not represented for all flow durations because of difficulties in distinguishing the lower flow boundary

inclination of 30°, the maximum thickness of the deposit was smaller and its erosion was much faster than at 25°.

Discussion

Autofluidization

One of the most important results of our study is that, when initially non-fluidized flows propagated over a rough substrate, high pore pressure ($P/P_L > 0.75$) was measured at all slope angles (0–30°) and at most sensor locations (50–150 cm from the reservoir) investigated. This suggests that the autofluidization mechanism evidenced by Chédeville and Roche (2014) for flows on a horizontal rough substrate was also effective at high slope angles. Though the amplitude of pore pressure signals on inclined surfaces was similar to that in the horizontal configuration, the duration of the signals, which corresponded to the flow length affected by overpressure, increased with the slope angle for a given travel distance (Fig. 4). This could result from a higher flow velocity and lower settling rate that increased the total filling time of the interstices by the flow particles, thus increasing the flow length affected by autofluidization. This was confirmed by video measurements that show that the filling time of the interstices increased from ~0.11 to ~0.21 s when the slope angle increased from 0 to 30°.

Another important result is the absence of overpressure in initially non-fluidized flows propagating over a smooth substrate, even at a slope angle up to 30°. This implies that, in our configuration involving flows at almost maximum particle concentration, autofluidization was not possible or negligible. This contrasts with the experiments of Bareschino et al. (2008) that involved a rotating drum and in which fine particles (glass beads or FCC) were autofluidized. In their study, autofluidization was the result of successive “plunging breakers” that incorporated ambient air at the flow front. At sufficiently high flow velocity

(>2.5 m/s), efficient air percolation through the granular mass caused the fine-grained material to acquire a frictionless behavior. In our experiments, no similar front instabilities were observed although the maximum front velocities were higher (up to 5 m/s at an inclination of 30°) than those in the rotating drum experiments. It is possible that the plunging breakers reported by Bareschino et al. (2008) were the consequence of their experimental configuration, as the granular material was elevated at a flow rear by the rotating drum before propagating on very steep flow surfaces towards the front.

Influence of slope angle on flow dynamics

The variation of the flow runout with slope angle <16° for our initially non-fluidized flows over a smooth substrate is well described by the scaling law of Mangeney et al. (2010) and Farin et al. (2014), which means that runout was essentially controlled by the initial column height. At angles >16°, this scaling law overestimated the runout, particularly when late-stage motion was not considered (Fig. 5a). Farin et al. (2014) reported similar results for experiments on steeply inclined rough substrates and proposed that runout was also controlled by the volume released. The main difference with their study was the lower effective friction angle in our experiments (23° against 27°), probably due to the different sizes of the flow particles ($d=0.08$ mm against $d=0.70$ mm) and the nature of the substrate we used (smooth Plexiglas against glued glass beads), as the nature of the flow particles (glass beads) and channel walls (Plexiglas) were identical for both studies. Though scaling with a mean low effective friction angle is possible for initially fluidized flows at a given slope angle (see Roche et al. (2011) for horizontal substrate), our results show that it is not applicable for a range of slope angles. This conclusion also applies to our initially non-fluidized flows on rough substrates that were partially autofluidized during propagation and whose emplacement was controlled by a mean friction lower than that of the

non-fluidized material. The ratio of the flow runout on the rough substrate over that on the smooth plane did not vary much ($\sim 1.8\text{--}2.2$) at slope angles up to $10\text{--}12^\circ$, above which this ratio decreased significantly. This shows that the effect of runout increase due to substrate roughness was reduced at high inclinations, which could be the consequence of several mechanisms: (i) the autofluidization became less efficient at steeper slopes, but strong overpressure signals suggest this was not the case; (ii) the continuous sedimentation of the flow particles in the substrate interstices reduced the mass of the flow whose head (the flow portion with a basal slip condition) ran out of material; (iii) the increase of collision intensity between the flow particles and substrate beads, as the flow velocity increased with the slope angle, could dissipate more flow energy than for a smooth substrate.

Kinematic data reveal that the presence of a rough substrate caused a larger increase of the maximum flow front velocity and of the duration of the acceleration and constant velocity phases with an increasing slope angle compared to a smooth substrate (Fig. 8). Nevertheless, the deceleration phase, which seemed to start only when the flow head thickness had much decreased ($<2\text{--}3$ mm), became abrupt (Fig. 8b, d) and its duration, notably for initially non-fluidized flows, did not vary much ($2.5 < t/t_0 < 3.5$) as the slope angle increased, whereas it was drastically extended for flows on a smooth substrate (t/t_0 varied from 2.5 to 13.5 at inclinations of 0 and 20° , respectively). Rowley et al. (2014) showed that experimental flows fluidized by a continuous air flux along the flow base did not stop even on a horizontal substrate. In our experiments, however, only the flow head was autofluidized through settling of the particles in the substrate interstices and the resulting mass loss could have caused a rapid flow deceleration when, eventually, the flow head became too thin to sustain motion. Increasing the substrate roughness could enlarge the flow portion affected by the fluidization mechanism but, in the same time, could increase the volume of flow particles lost by settling into the interstices. Furthermore, experiments of Chédeville and Roche (2014) on a horizontal substrate showed that when the roughness was too high ($D_0 > 0.3\text{--}0.6$ mm), its positive influence on the runout started to decrease.

Implication for pyroclastic flows

This work shows that the autofluidization mechanism found by Chédeville and Roche (2014) for horizontal substrates can also be efficient at high slope angles (at least 30°). This suggests that, in nature, this mechanism could occur during the whole propagation of pyroclastic flows, from the steep flanks of volcanoes to the distal more gentle slopes.

Air ingestion at the flow front was proposed by McTaggart (1960) and Wilson (1980) as a possible mechanism for the fluidization of pyroclastic flows. This was mainly because the flow head morphology was believed to be similar to that of fluid gravity currents in Boussinesq conditions (i.e., with a low density difference with the surrounding fluid) for which no-slip condition at the lower boundary caused a convex-shaped head with an elevated nose beneath which the surrounding fluid could be ingested (Allen 1971; Simpson 1972, 1986, 1997). In our experiments, however, velocity at the lower boundary was not zero as the flow base slid over the substrate, as commonly observed for granular flows (Artoni et al. 2009). This is probably the main reason why we did not observe a long-lived elevated nose that would have favored basal air incorporation. Note also that mixing with ambient air at the flow upper surface resulting from Kelvin-Helmholtz instabilities (e.g., Andrews and Manga 2012; Andrews 2014) was impossible because of the large density difference between the flow and the surrounding medium, in contrast to Boussinesq gravity currents. In nature, however, pyroclastic flows may be less dense than in our experiments and are commonly faster. For these reasons, we do not rule out that conditions of air incorporation at flow boundaries could be reached at least locally. Moreover, although we did not observe “plunging breakers” (c.f. Bareschino et al. 2008) that would also have permitted air ingestion in our experiments, such phenomena may occur in nature if a flow passes a break in slope or an obstacle.

Reworking of a freshly deposited material by the upper flowing part at a high inclination ($25\text{--}30^\circ$) in our experiments may have implications for some pyroclastic flow deposit sequences. During some moderate to large ignimbrite-forming eruptions, waxing and waning phases are thought to alternate (Branney and Kokelaar 2002; Brown and Branney 2013; Williams et al. 2013; Brand et al. 2014), which could lead to successive episodes of deposition and erosion (Brown and Branney 2004) and could render the deposit architecture difficult to decipher. In our experiments, the flows first formed a basal deposit that was then progressively eroded as the flow thickness and velocity decreased. The recent study of Lucas et al. (2014) suggests that the basal friction of geophysical granular flows can vary inversely with their velocity; accordingly, onset of erosion at decreasing velocity in our experiments is compatible with increasing friction at the base of the flowing mass. Another possibility is that basal friction increased with time as the granular material defluidized progressively. We stress that our results are very preliminary and that further work is required to better characterize conditions of deposit remobilization, including particularly the critical flow velocity and substrate slope angle.

Conclusion

Our experiments on flows of fine particles over smooth or rough substrates inclined up to 30° have revealed that

- (1) The autofluidization mechanism of fines-rich pyroclastic flows evidenced by experiments of Chédeville and Roche (2014) and caused by air evacuation from the interstices of a rough substrate into which the flow particles settled occurred at all slope angles investigated (0–30°). In contrast, autofluidization was not generated in case of a smooth substrate.
- (2) Flow front instabilities that may favor incorporation of the ambient air such as plunging breakers or those typical of fluid gravity currents were never observed, even when the flows propagated on steep slopes (30°). We acknowledge, however, that such instabilities could occur in less dense and/or faster pyroclastic flows or if these encounter a break in slope or an obstacle.
- (3) The runout distance of flows on the rough substrate was about twice as that on the smooth incline for slope angles up to 10–12°. For steeper slopes, strong deceleration of the flows on a rough substrate led to relative shorter runout distances, which became close to those for a smooth substrate at a slope angle of 20°. This could result from reduction of the flowing mass, as particles sedimented into the interstices, and/or increase of the energy dissipation through collisions on the rough substrate.
- (4) At a slope angle close to the repose angle of the flow material, a deposit first formed at the flow base and was then reworked by the material still in motion above it. The cause of this phenomenon is unclear. It appears that erosion occurred once the flow thickness and/or velocity were low enough, and in this regard, lower velocities of the flowing mass might have caused higher frictional stresses on the basal deposit (Lucas et al. 2014). Further investigation is required to characterize in particular critical normal/shear stress ratio, flow velocity, and slope angle at which erosion occurs. Such a reworking mechanism in pyroclastic flows could create deposits that would not necessarily record the entire flow history and that could locally display complex architecture with remobilized material deposited downstream onto younger products.

Acknowledgments We are grateful to Greg Valentine and David Jessop for the interesting discussions and comments that helped to improve the manuscript. We thank the associate editor Gert Lube, Ben Andrews, and Eric Bréard for the careful and constructive reviews. This work was financed by the Laboratoire Mixte International SVAN of Institut de Recherche pour le Développement (IRD, France) and by the French Government Laboratory of Excellence initiative n°ANR-10-LABX-0006, the Région Auvergne and the European Regional Development Fund. This is Laboratory of Excellence ClerVolc contribution number 169.

References

- Allen JRL (1971) Mixing at turbidity current heads, and its geological implications. *J Sediment Petrol* 41:97–113
- Andrews BJ (2014) Dispersal and air entrainment in unconfined dilute pyroclastic density currents. *Bull Volcanol* 76:852. doi: 10.1007/s00445-00014-00852-00444
- Andrews BJ, Manga M (2012) Experimental study of turbulence, sedimentation, and coignimbrite mass partitioning in dilute pyroclastic density currents. *J Volcanol Geotherm Res* 225–226:30–44. doi:10.1016/j.jvolgeores.2012.1002.1011
- Artani R, Santomaso AC, Canu P (2009) Effective boundary conditions for dense granular flows. *Phys Rev E* 79:031304. doi:10.1103/PhysRevE.79.031304
- Bareschino P, Lirer L, Marzocchella A, Petrosino P, Salatino P (2008) Self-fluidization of subaerial rapid granular flows. *Powder Technol* 182:323–333. doi:10.1016/j.powtec.2007.12.010
- Bernard J, Kelfoun K, Le Pennec J-L, Vallejo Vargas S (2014) Pyroclastic flow erosion and bulking processes: comparing field-based vs. modeling results at Tungurahua volcano, Ecuador. *Bull Volcanol* 76:858. doi:10.1007/s00445-014-0858-y
- Brand BD, Mackaman-Lofland C, Pollock NM, Bendaña S, Dawson B, Wichgers P (2014) Dynamics of pyroclastic density currents: conditions that promote substrate erosion and self-channelization—Mount St Helens, Washington (USA). *J Volcanol Geotherm Res* 276:189–214. doi:10.1016/j.jvolgeores.2014.01.007
- Branney MJ, Kokelaar BP (2002) Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites. *Geol Soc Lond Mem* 27
- Brown RJ, Branney MJ (2004) Bypassing and diachronous deposition from density currents: evidence from a giant regressive bed form in the Poris ignimbrite, Tenerife, Canary Islands. *Geology* 32:445–448. doi:10.1130/G20188.1
- Brown RJ, Branney MJ (2013) Internal flow variations and diachronous sedimentation within extensive, sustained, density-stratified pyroclastic density currents flowing down gentle slopes, as revealed by the internal architectures of ignimbrites on Tenerife. *Bull Volcanol* 75:727. doi:10.1007/s00445-013-0727-0
- Calder ES, Sparks RSJ, Gardeweg MC (2000) Erosion, transport and segregation of pumice and lithic clasts in pyroclastic flows inferred from ignimbrite at Lascar Volcano, Chile. *J Volcanol Geotherm Res* 104:201–235
- Chédeville C, Roche O (2014) Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments. *J Geophys Res* 119:1764–1776. doi:10.1002/2013JB010554
- Druitt TH (1998) Pyroclastic density currents. *Geol Soc Lond Spec Publ* 145–182
- Druitt TH, Avaré G, Bruni G, Lettieri P, Maez F (2007) Gas retention in fine-grained pyroclastic flow materials at high temperatures. *Bull Volcanol* 69:881–901. doi:10.1007/s00445-007-0116-7
- Farin M, Mangeney A, Roche O (2014) Fundamental changes of granular flow dynamics, deposition, and erosion processes at high slope angles: insights from laboratory experiments. *J Geophys Res* 119:504–532. doi:10.1002/2013JF002750
- Fisher R, Orsi G, Ort M, Heiken G (1993) Mobility of a large-volume pyroclastic flow—emplacement of the Campanian ignimbrite, Italy. *J Volcanol Geotherm Res* 56:205–220
- GDR MiDi (2004) On dense granular flows. *Eur Phys J E* 14:341–365. doi:10.1140/epje/i2003-10153-0
- Giordano G (1998) The effect of paleotopography on lithic distribution and facies associations of small volume ignimbrites: the WTT Cupa (Roccamonfina volcano, Italy). *J Volcanol Geotherm Res* 87:255–273
- Girolami L, Druitt TH, Roche O, Khrabrykh Z (2008) Propagation and hindered settling of laboratory ash flows. *J Geophys Res* 113: B02202. doi:10.1029/2007JB005074

- Iverson RM (1997) The physics of debris flows. *Rev Geophys* 35:245–296
- Lube G, Cronin SJ, Platz T, Freundt A, Procter JN, Henderson C, Sheridan MF (2007) Flow and deposition of pyroclastic granular flows: a type example from the 1975 Ngauruhoe eruption, New Zealand. *J Volcanol Geotherm Res* 161:165–186. doi:10.1016/j.jvolgeores.2006.12.003
- Lube G, Huppert HE, Sparks RSJ, Freundt A (2011) Granular column collapses down rough, inclined channels. *J Fluid Mech* 675:347–368. doi:10.1017/jfm.2011.21
- Lucas A, Mangeney A (2007) Mobility and topographic effects for large Valles Marineris landslides on Mars. *Geophys Res Lett* 34:L10201. doi:10.1029/2007GL029835
- Lucas A, Mangeney A, Ampuero JP (2014) Frictional velocity-weakening in landslides on Earth and on other planetary bodies. *Nat Commun* 5:3417. doi:10.1038/ncomms4417
- Mangeney A, Bouchut F, Thomas N, Vilotte JP, Bristeau MO (2007) Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee-channel deposit. *J Geophys Res* 112:F02017. doi:10.1029/2006JF000469
- Mangeney A, Roche O, Hungr O, Mangold N, Faccanoni G, Lucas A (2010) Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds. *J Geophys Res* 115:1–21. doi:10.1029/2009JF001462
- McTaggart K (1960) The mobility of nuées ardentes. *Am J Sci* 258:369–382
- Montserrat S, Tamburrino A, Roche O, Niño Y (2012) Pore fluid pressure diffusion in defluidizing granular columns. *J Geophys Res* 117: F02034. doi:10.1029/2011JF002164
- Rhodes MJ (1998) Introduction to particle technology. John Wiley, Chichester
- Roche O (2012) Depositional processes and gas pore pressure in pyroclastic flows: an experimental perspective. *Bull Volcanol* 74:1807–1820. doi:10.1007/s00445-012-0639-4
- Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2006) The influence of particle size on the flow of initially fluidized powders. *Powder Technol* 166:167–174. doi:10.1016/j.powtec.2006.05.010
- Roche O, Montserrat S, Niño Y, Tamburrino A (2010) Pore fluid pressure and internal kinematics of gravitational laboratory air-particle flows: insights into the emplacement dynamics of pyroclastic flows. *J Geophys Res* 115:B09206. doi:10.1029/2009JB007133
- Roche O, Attali M, Mangeney A, Lucas A (2011) On the run-out distance of geophysical gravitational flows: insight from fluidized granular collapse experiments. *Earth Planet Sci Lett* 311:375–385. doi:10.1016/j.epsl.2011.09.023
- Roche O, Niño Y, Mangeney A, Brand B, Pollock N, Valentine G (2013) Dynamic pore pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows. *Geology* 41:1107–1110. doi:10.1130/G34668.1
- Rowley PJ, Roche O, Druitt TH, Cas R (2014) Experimental study of dense pyroclastic density currents using sustained, gas-fluidized granular flows. *Bull Volcanol* 76:855. doi:10.1007/s00445-014-0855-1
- Simpson JE (1972) Effects of the lower boundary on the head of a gravity current. *J Fluid Mech* 53:759. doi:10.1017/S0022112072000461
- Simpson JE (1986) Mixing at the front of a gravity current. *Acta Mech* 63:245–253. doi:10.1007/BF01182551
- Simpson JE (1997) Gravity currents in the environment and the laboratory. Cambridge University Press, Cambridge
- Sparks RSJ (1976) Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows. *Sedimentology* 23:147–188
- Sparks RSJ, Gardeweg M, Calder E, Matthews SJ (1997) Erosion by pyroclastic flows on Lascar Volcano, Chile. *Bull Volcanol* 58:557–565
- Valentine G, Buesch D, Fisher R (1989) Basal layered deposits of the peach springs tuff, northwestern Arizona, USA. *Bull Volcanol* 51: 395–414
- Williams R, Branney MJ, Barry TL (2013) Temporal and spatial evolution of a waxing then waning catastrophic density current revealed by chemical mapping. *Geology* 42:107–110. doi:10.1130/G34830.1
- Wilson C (1980) The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows: an experimental approach. *J Volcanol Geotherm Res* 8: 231–249
- Wilson C, Houghton B, Kamp PJJ, McWilliams MO (1995) An exceptionally widespread ignimbrite with implications for pyroclastic flow emplacement. *Nature* 378:605–607
- Woods AW, Bursik M, Kurbatov A (1998) The interaction of ash flows with ridges. *Bull Volcanol* 60:38–51

Chapitre 6

Auto-fluidisation par chute libre de particules dans une colonne d'air

L'objectif ce chapitre est d'étudier le phénomène d'auto-fluidisation à une échelle plus proche de celle des cas naturels. Pour ce faire, un dispositif différent de celui utilisé pour étudier les écoulements (chapitres 4 et 5) a été conçu. Il consiste en une colonne statique dans laquelle un système d'ouverture permet de faire chuter brutalement un lit de particules. Des capteurs sont positionnés à différentes hauteurs dans la colonne pour mesurer l'évolution de la pression interstitielle. L'étude s'intéresse à l'influence de la hauteur de chute (20 à 90 m), de l'épaisseur (10-60 cm), de la granulométrie (0 - 3000 μm) et de la température (20-200°C) du lit de particules sur la fluidisation du milieu granulaire (i.e. génération et diffusion de la pression interstitielle). La plupart des lits de particules étaient constitués de billes de verre sub-sphériques, mais des expériences ont également été effectuées avec des lits constitués de particules d'écoulements pyroclastiques (ignimbrite de Neschers, Massif Central, France). Les implications des résultats obtenus sur la mise en place des écoulements pyroclastiques sont discutées.

6.1. Introduction

Dans les chapitres 5 et 6 nous avons vu que la présence d'un substrat rugueux provoquait indirectement la création d'une forte pression interstitielle dans la tête des écoulements, permettant ainsi d'augmenter considérablement leur distance de parcours. Cet effet se produit lorsque les particules chutent dans les interstices du substrat et chassent l'air qui percole à travers l'écoulement. La pression interstitielle ainsi créée compense entre 75% et 100% du poids de la tête d'écoulement, qui est ainsi partiellement ou totalement fluidisée. Cependant, l'échelle considérée dans ces premières expériences était petite par rapport aux cas naturels, notamment en termes d'épaisseur d'écoulement (0.5-6 cm) et de rugosité (0.08-3 mm). Or, l'épaisseur de l'écoulement influence le temps de diffusion, plus long dans le cas de lits granulaires épais, alors que la rugosité détermine la vitesse de remontée de l'air (contrôlée par la vitesse de chute des particules) et la durée de fluidisation (qui dépend du temps de remplissage des interstices). En outre, des mouvements verticaux de particules peuvent être fréquents pendant la mise en place d'un écoulement pyroclastique, que ce soit lors de l'effondrement de la colonne éruptive à l'évent, lors de la compaction du mélange (cf. écoulements pyroclastiques dérivés de déferlante, voir chapitre 1) ou encore si l'écoulement se propage sur des ruptures de pente (cascades, falaises...). De ce fait, nous avons décidé d'étudier le phénomène d'auto-fluidisation par chute verticale de particules dans une colonne statique (sans mouvement latéral), à une échelle plus proche de celle du cas naturel.

A la différence des études classiques de fluidisation d'un milieu granulaire faites en ingénierie (Geldart 1973; Mutsers and Rietema 1977; Geldart and Abrahamsen 1978; Abrahamsen and Geldart 1980; Molerus 1982; Geldart 1986; Rietema and Piepers 1990; Yang 2003; Rhodes 2008; Montserrat et al. 2012), pour lesquelles le mouvement différentiel gaz/particules est généré par l'injection d'un flux de gaz à la base d'un lit statique, nous considérons ici des particules mises en mouvement descendant dans un fluide initialement statique (Figure 6.1). Bien que le principe de génération de pression interstitielle soit identique pour les deux méthodes, le caractère soudain et non soutenu de la chute de particules dans ces nouvelles expériences pourrait avoir un effet important sur le maximum de pression généré, l'expansion du lit de particules, le temps de diffusion de la pression, etc...

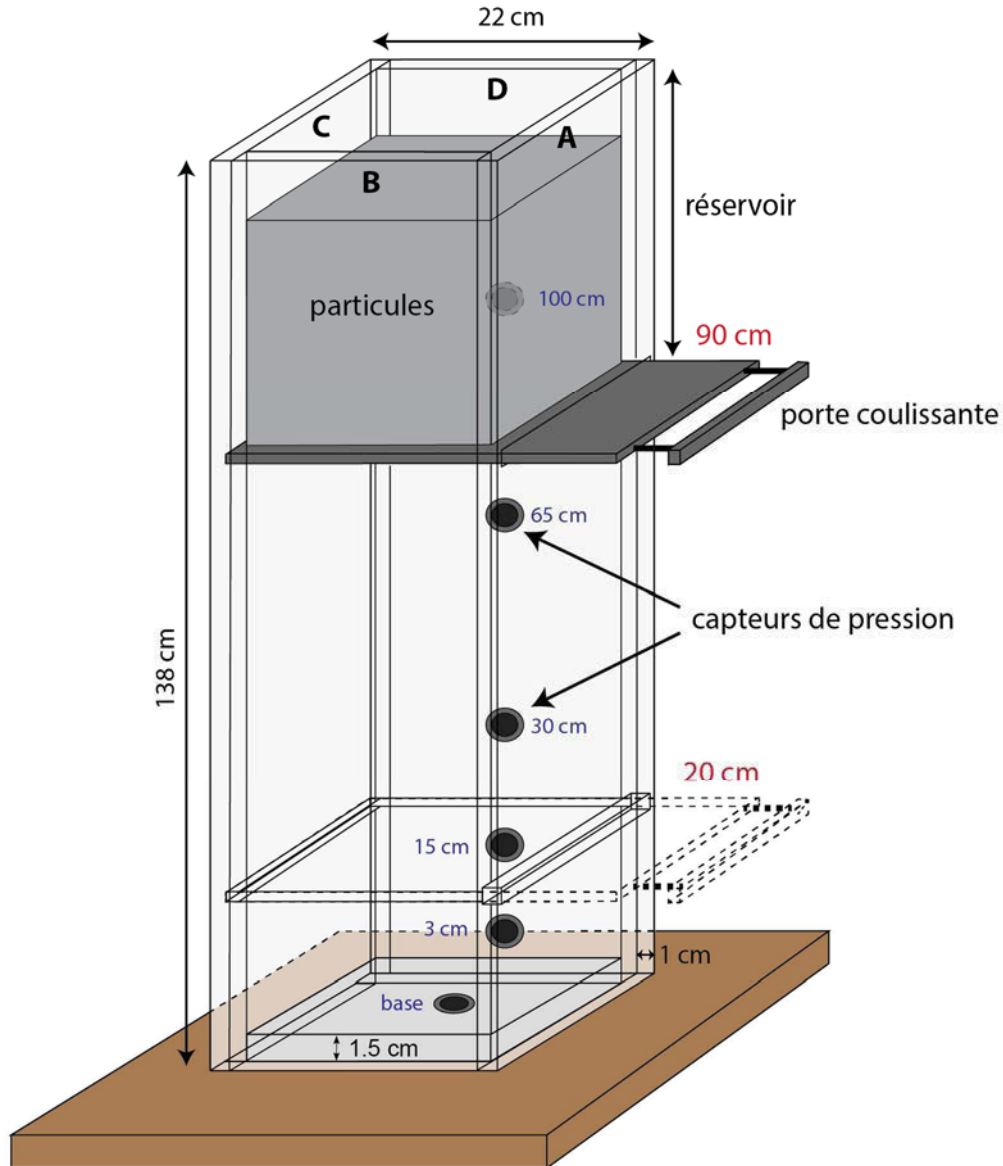


Figure 6.1 : dispositif expérimental utilisé pour étudier la chute de mélanges granulaires (voir chapitre 3 pour détails). La base du lit de particule est initialement positionnée une hauteur de 20 cm ou 90 cm selon les expériences.

Dans cette nouvelle série d'expérience nous avons fait varier la hauteur de chute dans la colonne (20 cm et 90 cm de la base), la gamme de taille des particules utilisées (de 0-45 μm à 3 mm), l'épaisseur du lit de particules (10 à 60 cm), et sa température (20 à 200°C). Les particules majoritairement utilisées pour cette étude sont des billes de verres sphériques très fines (<100 μm), qui se révèlent être un bon matériau analogue de la cendre volcanique (Roche et al. 2004) et qui permettent une bonne reproductibilité des expériences ainsi qu'une comparaison directe avec les résultats de nos études précédentes. Nous avons également

utilisé un échantillon naturel d'ignimbrite riche en cendres fines (Tableau 6.1). Le dispositif (Figure 6.1) et le protocole expérimental sont présentés en détail dans le chapitre 3.

Tableau 6.1 : gamme de taille et diamètres médians correspondant (voir chapitre 3). Le diamètre médian converti en échelle logarithmique ainsi que le tri (ou la dispersion) granulométrique correspondants sont également indiqués en comparaison avec l'échantillon d'ignimbrite.

	Billes de verre							Ignimbrite ^a
gamme de tailles (μm)	0-45	45-90	53-106	106-212	250-425	600-800	3000	0-4000
$d_{médian}$ (μm)	37.42	72.54	88.16	160.34	336.95	700	3000	63
Md(ϕ)	4.74	3.79	3.50	2.64	1.57	0.51	-1.58	4
σ_{ϕ}	0.31	0.15	0.13	0.28	0.15	x	x	2.29

^a données de Druitt et al. 2007.

6.2. Résultats

6.2.1. Aspects généraux

Les expériences sont décrites ici pour des particules de 45-90 μm qui représentent la gamme de taille de particule « standard » utilisée pour cette étude et pour les études présentées dans les chapitres précédents. Cependant, la plupart des observations s'appliquent aux autres expériences effectuées.

Lors de l'ouverture de la porte, quelques particules initialement coincées sur les bords de la colonne (i.e. entre les feuilles plastiques) commencent à tomber mais le reste de la masse demeure immobile jusqu'à ce que la porte soit ouverte de moitié environ (entre 0.07 et 0.12 s). Cette première phase génère une **sous-pression** qui est enregistrée par les capteurs situés plus bas que la porte, la pression enregistrée dans le réservoir (partie de la colonne qui contient le lit de particule avant l'ouverture) étant généralement positive (Figure 6.2, t_1 et Figure 6.3b).

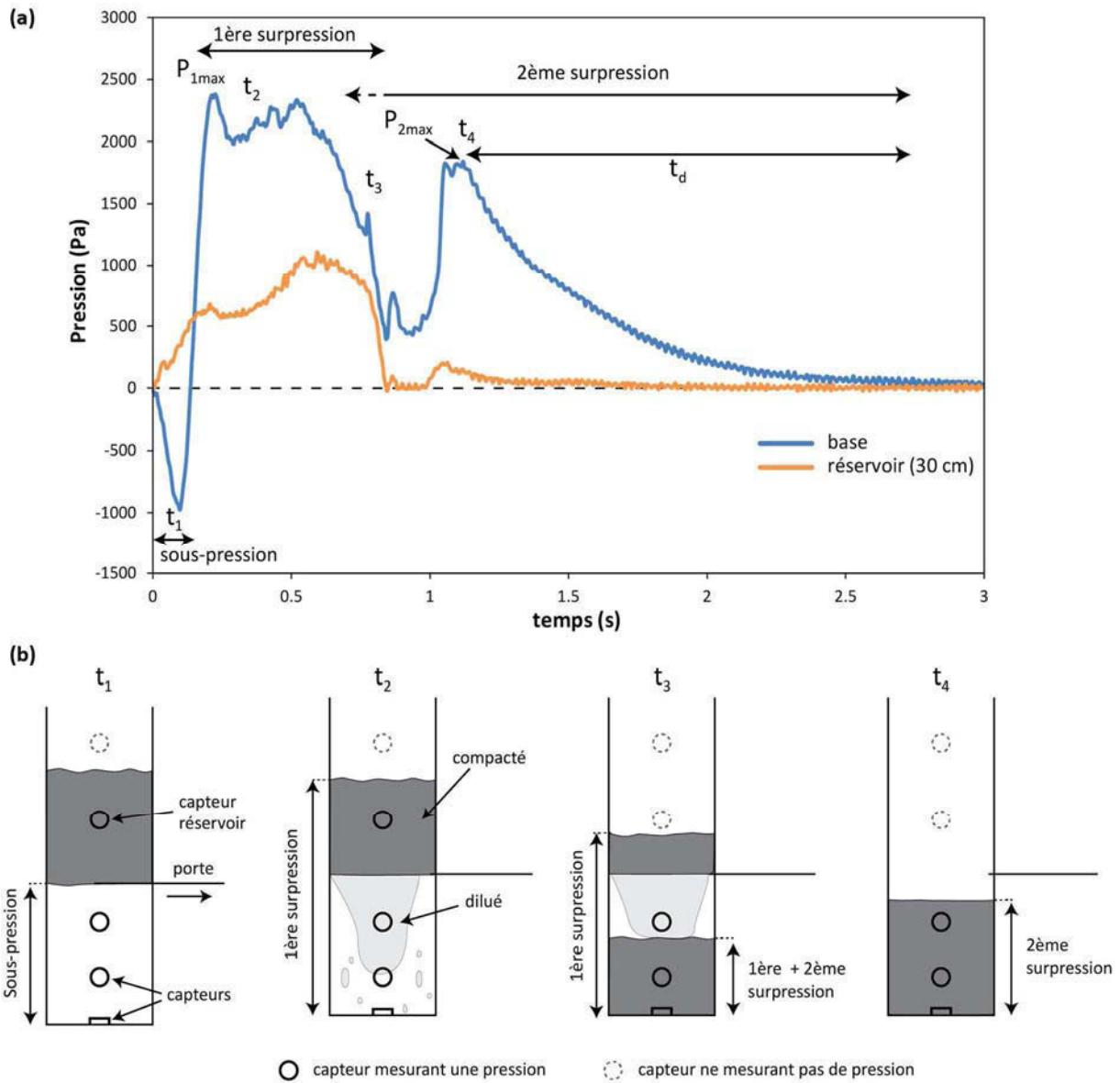


Figure 6.2 : (a) Phases de pression pour une expérience de chute de 20 cm d'un lit de particules de la gamme 45-90 μm et de 20 cm d'épaisseur. t_4 correspond à la fin de la phase de chute et t_d correspond à la durée de décroissance de la 2^{ème} surpression. (b) capteurs impliqués dans la mesure des pressions pour les différentes phases de l'expérience.

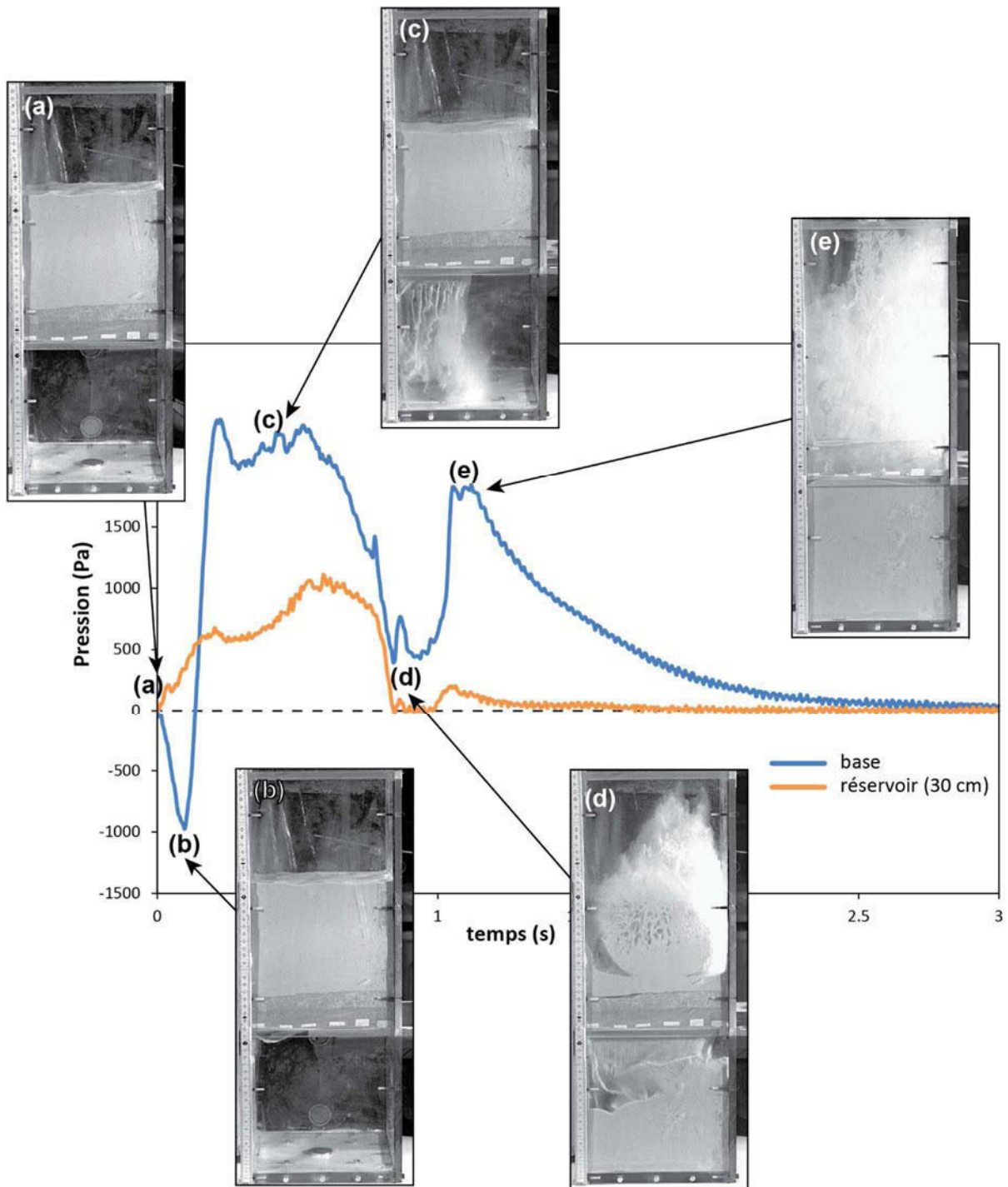


Figure 6.3 : relation entre les mesures de pression et la vidéo pour une expérience de chute de 20 cm de hauteur d'un lit de particules de 20 cm d'épaisseur constitué de billes de verre de 45-90 μm . Image prise (a) avant l'expérience, (b) pendant le minimum de sous-pression, (c) pendant la 1^{ère} surpression, (d) à la fin de la 1^{ère} surpression, (e) à la fin de la chute qui correspond également au maximum de la 2^{ème} surpression. Les courbes de pression sont identiques à celles de la figure 6.2.

Par la suite, un front de particules commence à tomber en amas et un signal de surpression est alors enregistré par tous les capteurs situés en dessous de la surface du lit de

particules (Figure 6.2, t_2 et Figure 6.3c), celle-ci étant plus faible pour les capteurs situés dans le réservoir. Ce signal est qualifié de **1^{ère} surpression**. La chute des amas de particules est continue mais non homogène et la formation du dépôt à la base de la colonne se produit à des vitesses avoisinant 15 cm/s. La surface supérieure du lit de particules commence à descendre dès l'ouverture de la porte mais peut se bloquer, au moins temporairement, alors que les particules continuent de chuter depuis la base du lit, ce qui provoque une sorte de délamination. Durant cette période, la surpression reste forte mais montre des fluctuations. Au bout d'un temps variant de 0.5 s à 3 s selon l'épaisseur initiale du lit, la surface du lit de particules commence à gonfler, probablement à cause du passage d'une grosse bulle d'air. Cette surface finit par éclater, ce qui provoque alors rapidement la chute des particules restantes du réservoir (Figure 6.4). La pression interstitielle décroît alors brutalement, ce qui correspond à la fin de la 1^{ère} surpression (Figure 6.3d). Le mélange granulaire qui chute est plus dense et la sédimentation à la base de la colonne est plus rapide (30 à 45 cm/s) que lors du début de cette phase.

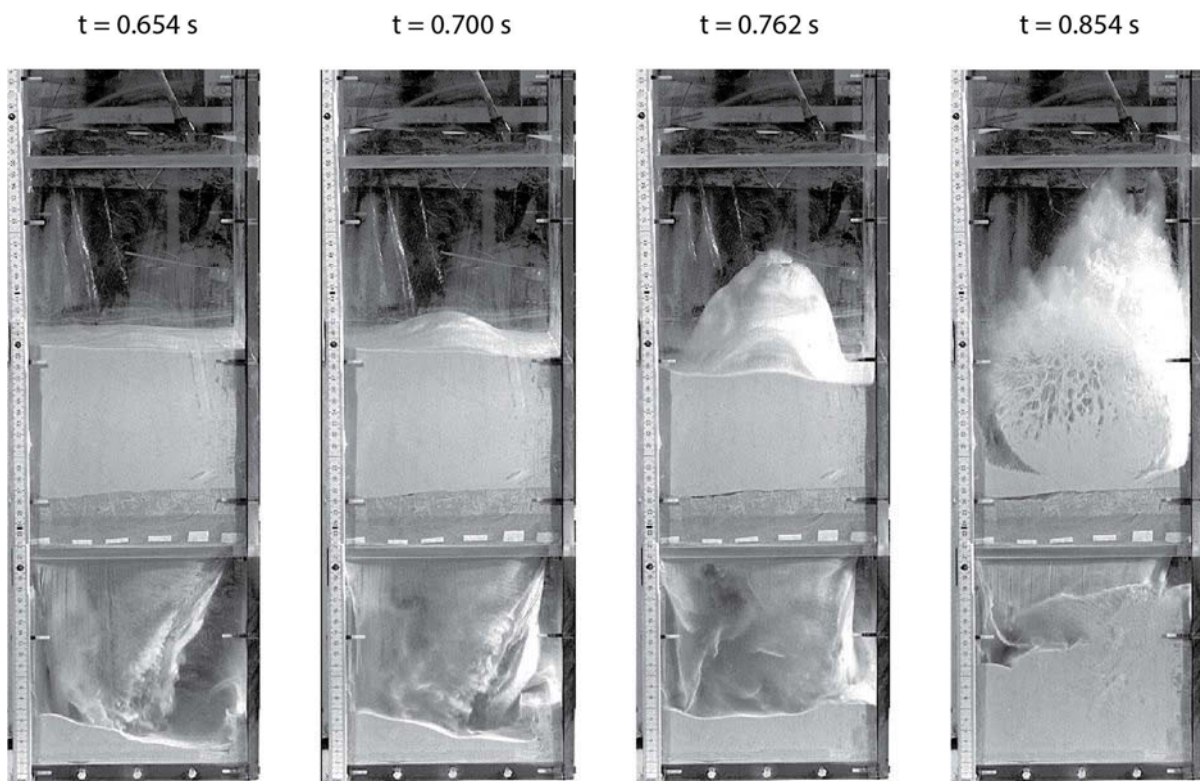


Figure 6.4 : passage de la bulle d'air à travers le lit de particules en fonction du temps. L'expérience est la même que pour les figures 6.2 et 6.3.

Un second fort signal de pression positive, qualifiée de **2^{ème} surpression**, est mesuré par les capteurs positionnés en dessous de la surface du dépôt, avec une valeur maximale

enregistrée quand la quasi-totalité des particules a sédimenté (Figure 6.2 t_{final} , Figure 6.3e). La pression est d'autant plus forte que le dépôt au-dessus du capteur est épais. Cette pression décroît ensuite de manière exponentielle jusqu'à redevenir égale à la pression atmosphérique. La durée de décroissance de la 2^{ème} surpression, t_d , est déterminée à partir du point où la pression ne fait que diminuer, qui correspond souvent au point P_{2max} (Figure 6.2a).

A la fin de la chute des particules fines (0-45 μm , 45-90 μm et 53-106 μm), la surface du dépôt ondule plus ou moins vigoureusement et peut devenir parfaitement plane dans certaines configurations (billes de 0-45 μm et 45-90 μm quand $H \geq 30$ cm), faisant penser à un liquide qui se stabilise après une secousse (Figure 6.5, billes de 45-90 μm). Dans le cas des particules plus grossières (106-212 μm ; 250-425 μm ; 600-800 μm), il n'y a pas de réajustement de la surface du dépôt, celle-ci restant très irrégulière une fois la sédimentation achevée (Figure 6.5, billes 250-425 μm).

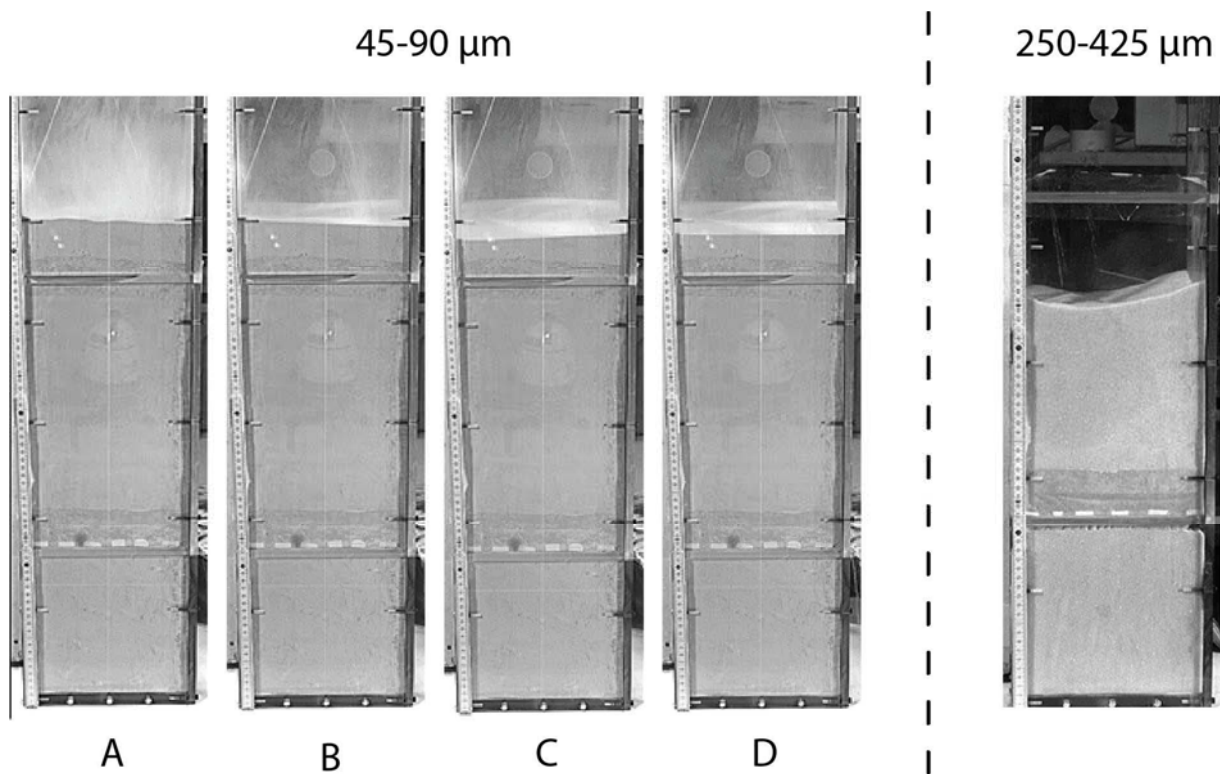


Figure 6.5 : Gauche : Forme de la surface du dépôt après la chute d'une colonne de 60 cm de haut constituée de billes de 45-90 μm à différents temps après l'ouverture de la porte : A) 3.4s, B) 4.1s, C) 4.29s et D) 5s (final). Droite : forme de la surface finale du dépôt après la chute d'une colonne de 40 cm de haut constituée de billes de 250-425 μm .

6.2.2. Effet de la hauteur de la porte

Les expériences ont été effectuées pour des hauteurs de chute de 20 cm et 90 cm. De façon générale, les résultats pour les deux configurations sont semblables, notamment pour la 1^{ère} surpression qui n'est aucunement affectée par la hauteur de chute. Cependant, il existe quelques différences notables :

- Les signaux de la 1^{ère} et 2^{ème} surpression, mesurés par les capteurs situés à la base et à 3 cm dans la colonne, peuvent être confondus quand la porte est positionnée à 20 cm, notamment quand l'épaisseur du lit de particule est supérieur à la hauteur de chute (Figure 6.6). En revanche, ces signaux sont clairement distincts quand la porte est positionnée à 90 cm.

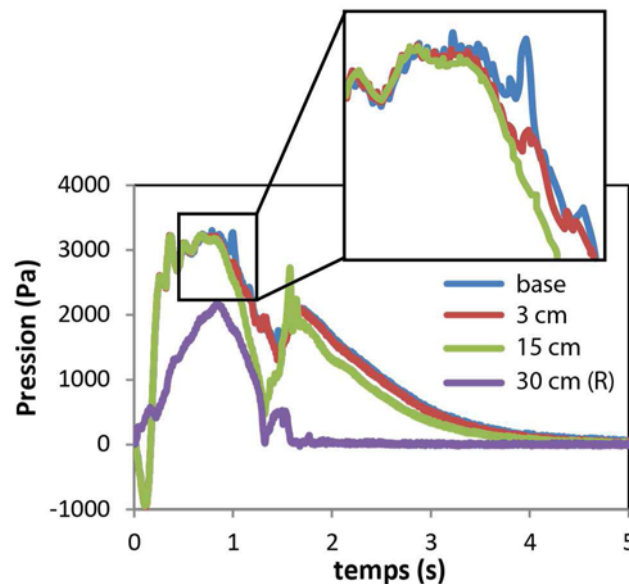


Figure 6.6 : Mesure contemporaine des 1^{ère} et 2^{ème} surpressions par les capteurs positionnés à la base (courbe bleue) et 3 cm (courbe rouge) de la colonne. (R) correspond au capteur positionné au niveau du réservoir. L'expérience correspond à la chute depuis une hauteur de 20 cm d'un lit de particules de 30 cm d'épaisseur constituée de billes de verres de 45-90 μm .

- La sous pression mesurée par les capteurs situés en dessous de la porte est plus forte quand cette dernière est positionnée à 20 cm (~ -1000 Pa contre ~ -300 Pa à 90 cm ; voir Figure 6.7 et Figure 6.8).
- A forte hauteur de chute (90 cm), les arrivées d'amas de particules sont plus espacées dans le temps. Lors de la 2^{ème} surpression (mesurée dans le dépôt), un premier pic de pression peut se former et décroître avant l'arrivée d'un autre amas

dense qui peut lui aussi induire un nouveau pic. De ce fait, la 2^{ème} surpression est parfois divisée en 2 ou 3 pics (Figure 6.8).

Tableau 6.2 : Caractéristiques des différents lits de particules utilisés dans les expériences avec : H_0 l'épaisseur initiale, ρ_m la masse volumique, ε la porosité et k la perméabilité du lit de particules.

particules	poids (kg)	H_0 théorique (cm)	H_0 reel moyen (cm)	ρ_m (kg m ⁻³)	ε	k (m ²)
0-45	12.000	20	21.97	1366	0.45	2.92E-12
	24.000	40	42.64	1407	0.44	2.46E-12
45-90	6.000	10	10.20	1470	0.41	7.09E-12
	12.000	20	20.34	1475	0.41	6.95E-12
	18.000	30	30.66	1468	0.41	7.16E-12
	24.000	40	40.25	1491	0.40	6.49E-12
	30.000	50	50.89	1474	0.41	6.98E-12
	36.000	60	60.35	1491	0.40	6.47E-12
53-106	12.000	20	21.02	1427	0.43	1.26E-11
	24.000	40	41.97	1430	0.43	1.24E-11
106-212	12.000	20	20.64	1454	0.42	3.72E-11
	24.000	40	40.73	1473	0.41	3.42E-11
250-425	12.000	20	21.42	1401	0.44	2.05E-10
	24.000	40	42.86	1400	0.44	2.06E-10
600-800	12.000	20	20.49	1464	0.41	6.78E-10
3000	12.000	20	19.23	1560	0.38	8.18E-09
ignimbrite	8.343	20	20.30	1027	x	x
	12.000	28.5	28.46	1054	x	x

H_0 théorique correspond aux épaisseurs « génériques » utilisées pour décrire les expériences

H_0 réel est l'épaisseur initiale mesurée pour chaque expérience et utilisée pour les calculs

ρ_m = poids/volume avec le volume du lit = $0.2 \cdot 0.2 \cdot H_0$ réel

$\varepsilon = \rho_m / \rho_p$ ($\rho_p = 2500$ kg m⁻³)

k est calculé grâce à l'équation 2.6 (chapitre 2)

6.2.3. Effet de l'épaisseur du lit granulaire

Pour fluidiser au sens strict un milieu granulaire, il faut que la pression lithostatique, due au poids des particules, soit entièrement compensée par la pression du fluide interstitiel (ici l'air). Autrement dit, il faut que :

$$P = P_L = \rho_m g H, \quad (6.1)$$

avec P la pression interstitielle, P_L la pression lithostatique exercée par le lit de particule, g l'accélération gravitationnelle, ρ_m et H respectivement la masse volumique et l'épaisseur lit de particules. Fluidiser complètement un milieu granulaire n'est pas toujours possible mais une fluidisation partielle (i.e. $0 < P/P_L < 1$) peut déjà permettre une réduction significative des forces de contact interparticulaires. Ces forces de contacts sont d'autant plus réduites que le rapport P/P_L est fort. De ce fait, pour déterminer comment les expériences peuvent être extrapolées à l'échelle naturelle il est important d'étudier comment varie le rapport P/P_L dans les expériences en fonction de l'épaisseur du lit de particules.

Dans cette série d'expériences, nous avons fait varier l'épaisseur du lit de particules entre 10 et 60 cm (6 à 36 kg de particules) et 10 et 40 cm (6 à 24 kg de particules) pour une porte placée respectivement à 20 cm et 90 cm de hauteur dans le dispositif. Pour que la pression lithostatique soit identique pour chaque expérience de même configuration, le poids de particules a été pris constant. De ce fait, l'épaisseur initiale réelle des lits de particule peut varier et est légèrement différente de la valeur théorique (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**, particules 45-90 μm). Les calculs ou les représentations graphiques sont effectués à partir de l'épaisseur réelle des lits de particules. Cependant, dans le but de simplifier le propos, seules les valeurs d'épaisseur « génériques » (H_0 théorique) seront utilisées pour décrire les expériences dans la suite de ce chapitre. Les signaux de pression mesurés pour des chutes de 20 cm et 90 cm sont respectivement représentés dans les figures 6.7 et 6.8.

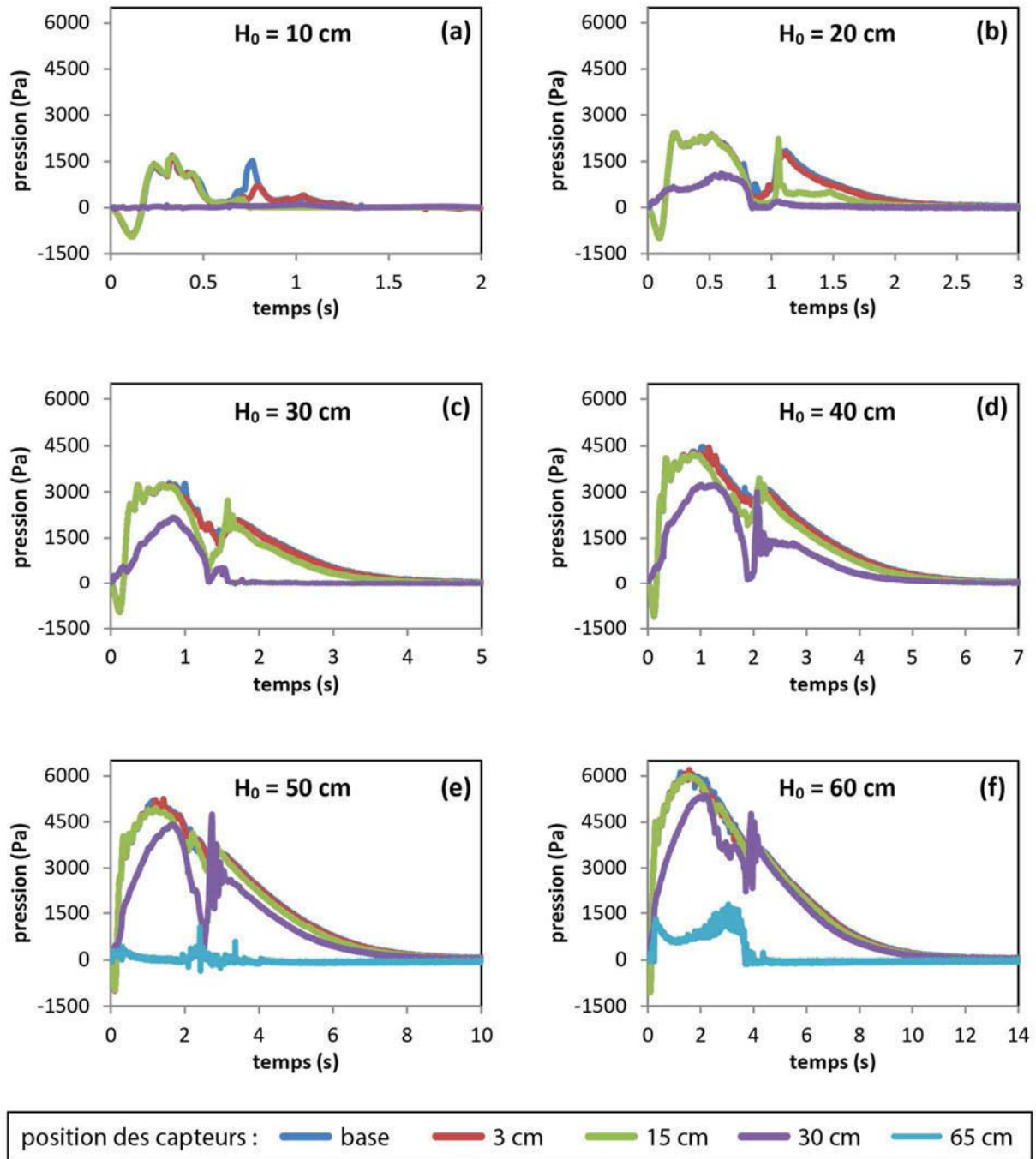


Figure 6.7 : Mesures de pression interstitielle en fonction du temps pour une hauteur de chute de 20 cm et des lits de particules de 10 à 60 cm d'épaisseurs initiales, H_0 . Les échelles de temps sont différentes en fonction des épaisseurs. La pression du réservoir est mesurée par les capteurs à des hauteurs de 30 cm et 65 cm.

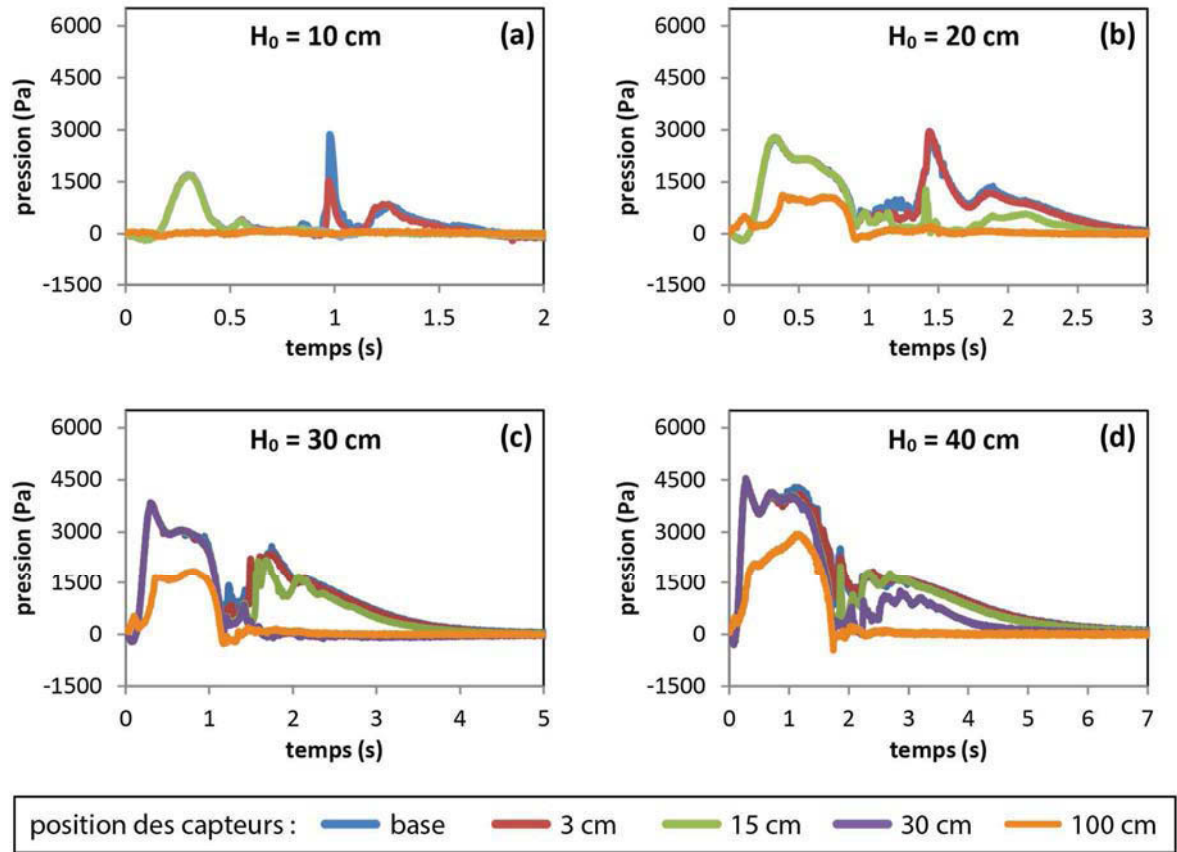


Figure 6.8 : Mesures de la pression interstitielle en fonction du temps pour une hauteur de chute de 90 cm et des lits de particules de 10 à 40 cm d'épaisseurs initiales. Les échelles de temps sont différentes en fonction des épaisseurs. La pression dans le réservoir est mesurée par le capteur positionné à une hauteur de 100 cm.

La sous-pression initiale n'est pas influencée par l'épaisseur du lit de particules. En revanche, la 1^{ère} surpression en est clairement dépendante puisque la pression maximum mesurée (P_{1max}) passe d'environ 1500 Pa pour $H = 10$ cm à plus de 6000 Pa pour $H = 60$ cm (Figure 6.7, Figure 6.9). En comparant les valeurs avec la pression lithostatique, il apparaît que plus la hauteur initiale du lit augmente, plus P_{1max} s'écarte de la courbe théorique (Figure 6.9). Cependant, au moment où P_{1max} est mesuré, la hauteur du lit a déjà diminué à cause de la chute d'une partie des particules. Ainsi, en calculant la pression lithostatique avec les épaisseurs instantanées du lit de particules (H_{Pmax}), pour les capteurs de la base (Figure 6.9a et b) et du réservoir (Figure 6.9c et d), les valeurs de P_{1max} sont très proches de la pression lithostatique théorique, quelle que soit l'épaisseur initiale du lit ($P/P_L > 0.86$). La durée de la 1^{ère} surpression augmente avec l'épaisseur initiale du lit (Figure 6.10). Ceci pourrait être dû au fait, d'une part, que la quantité de particules qui chute augmente avec H_0 et, d'autre part, que le temps de remontée de la bulle d'air dans le lit de particule, qui déclenche la chute brutale des particules, est d'autant plus long que le lit est épais.

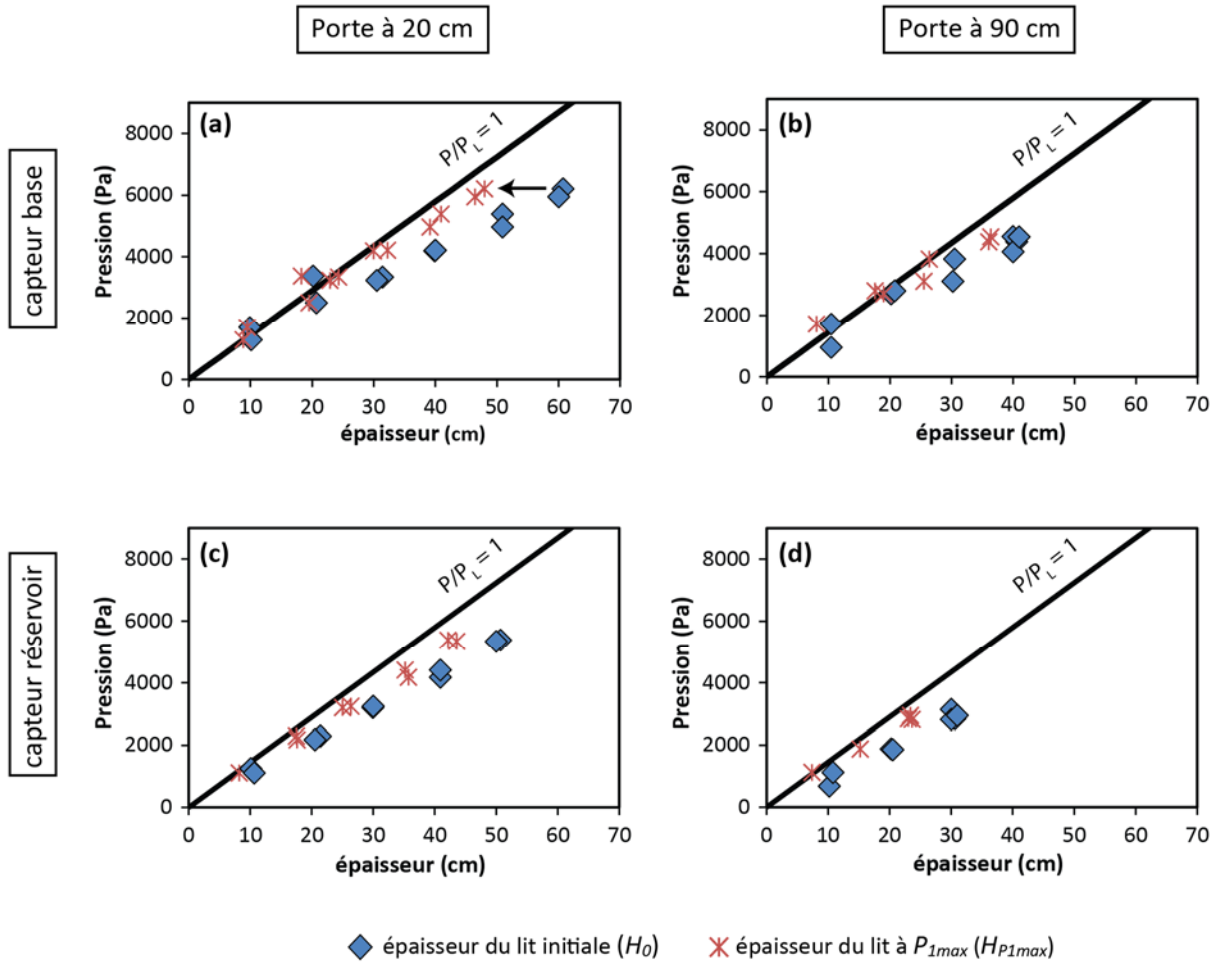


Figure 6.9 : Valeurs maximales de la première surpression, P_{1max} , mesurées à la base de la colonne (a et b) et à 10 cm au-dessus de la porte (réservoir, c et d) en fonction de l'épaisseur du lit de particules (billes de 45-90 μm) avec (a) et (c) la porte placée à 20 cm de haut et (b) et (d) à 90 cm. Les losanges et les croix représentent les mêmes valeurs de pression en fonction, respectivement, de l'épaisseur initiale du lit dans le réservoir (H_0) ou de l'épaisseur restante au moment de la mesure de P_{1max} (H_{P1max}). Pour le capteur du réservoir, les valeurs de H_0 et H_{P1max} sont réduites de 10 cm de manière à considérer seulement l'épaisseur du lit au-dessus du niveau du capteur. La droite correspond à la pression lithostatique théorique ($P_L = \rho_m g H$) avec $\rho_m = 1475 \text{ kg m}^{-3}$. La flèche en (a) représente le passage de H_0 à H_{P1max} pour une même expérience.

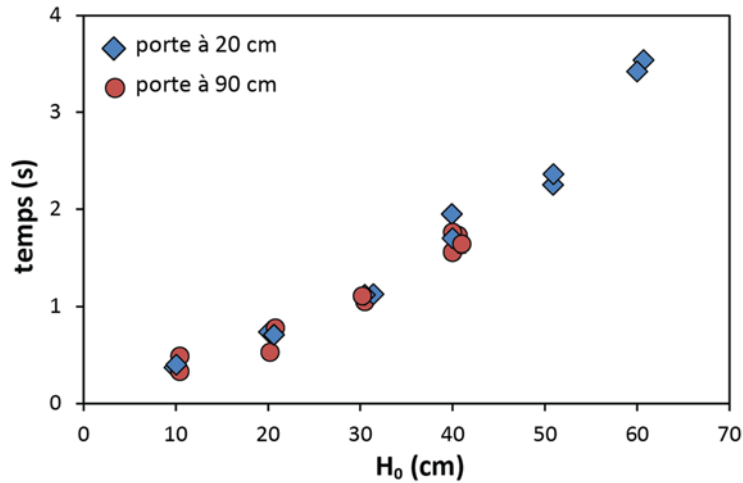


Figure 6.10 : durée de la 1^{ère} surpression pour des billes de 45-90 μm en fonction de l'épaisseur initiale du lit de particules, H_0 .

Le maximum de la 2^{ème} surpression augmente également avec l'épaisseur initiale du lit mais la relation est beaucoup moins évidente que pour la 1^{ère} surpression (Figure 6.11). La pression est proche de P_L à faible épaisseur mais elle s'écarte de la courbe théorique quand l'épaisseur du lit est forte. La durée de décroissance de la 2^{ème} surpression, t_d , augmente significativement avec l'épaisseur initiale du lit de particules (et donc de l'épaisseur du dépôt) et est proportionnelle au carré de l'épaisseur initiale du lit de particules (Figure 6.12).

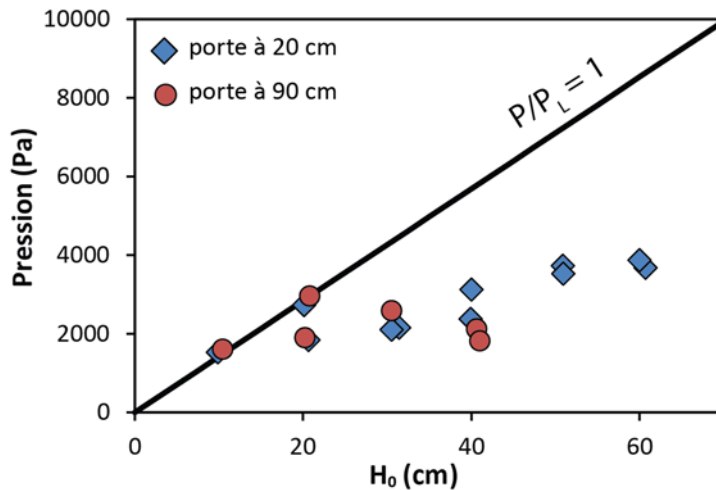


Figure 6.11 : Pression maximale de la 2^{ème} surpression en fonction de l'épaisseur initiale du lit de particules, H_0 . La droite représente la pression théorique pour que $P/P_L = 1$

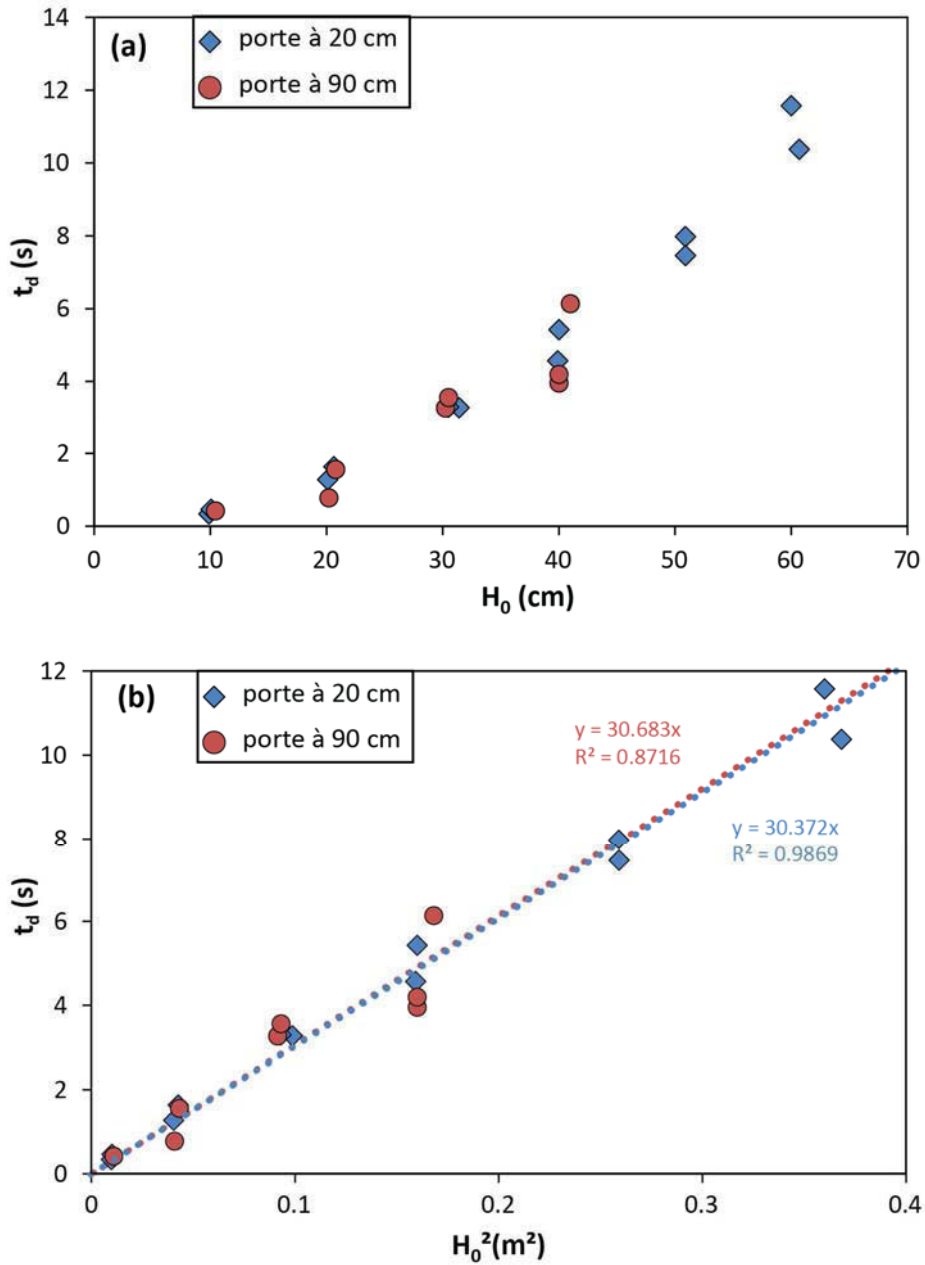


Figure 6.12 : Durée de décroissance de la 2ème surpression, t_d , en fonction (a) de l'épaisseur initiale du lit de particule H_0 , et (b) de H_0^2 . Les droites de tendance pour une chute de 20 cm (bleu) et 90 cm (rouge) sont représentées en pointillées, avec les équations et coefficient de corrélation respectifs.

6.2.4. Taille des particules

La taille des particules a une influence très importante sur la fluidisation d'un milieu granulaire. Elle détermine notamment la perméabilité du mélange et donc la vitesse minimum de fluidisation, ainsi que le comportement de fluidisation (voir groupes de fluidisation de Geldart, Chapitre 2). De ce fait nous avons effectué des expériences en utilisant différentes gammes de tailles des particules allant de 0-45 μm jusqu'à 3 mm (Tableau 6.1), qui

recouvrent les quatre groupes de la classification de Geldart, pour des épaisseurs de lit d'environ 20 et 40 cm (Tableau 6.2). Le but de cette étude est notamment de comprendre comment la taille de particules peut influencer la pression interstitielle créée dans un lit de particules qui chute mais également le temps que met la pression à décroître après la formation du dépôt. Nous nous focalisons ici principalement sur des petites particules (<250-425 μm) qui composent, en général, la majeure partie de la matrice écoulements pyroclastiques (cf. Chapitre 4 et 5).

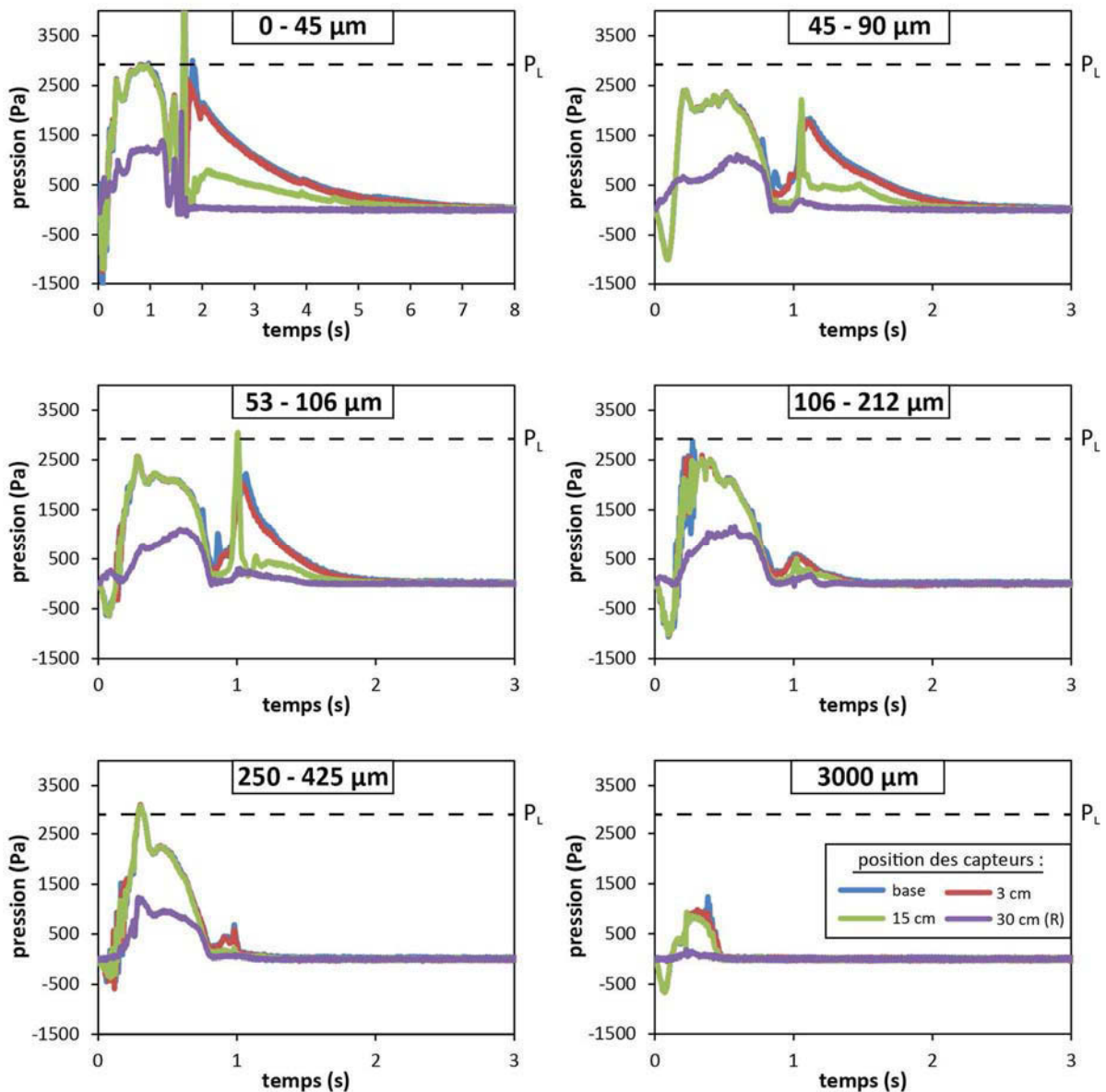


Figure 6.13 : Pression en fonction du temps pour différentes gammes de taille de particules. Hauteur de chute et épaisseur du lit de particules de 20 cm. La ligne pointillée représente la pression lithostatique P_L à la base du lit initial ($P_L = 2943 \text{ Pa}$). Notez que l'échelle de temps pour les particules de 0-45 μm est plus grande que pour les autres tailles de particule.

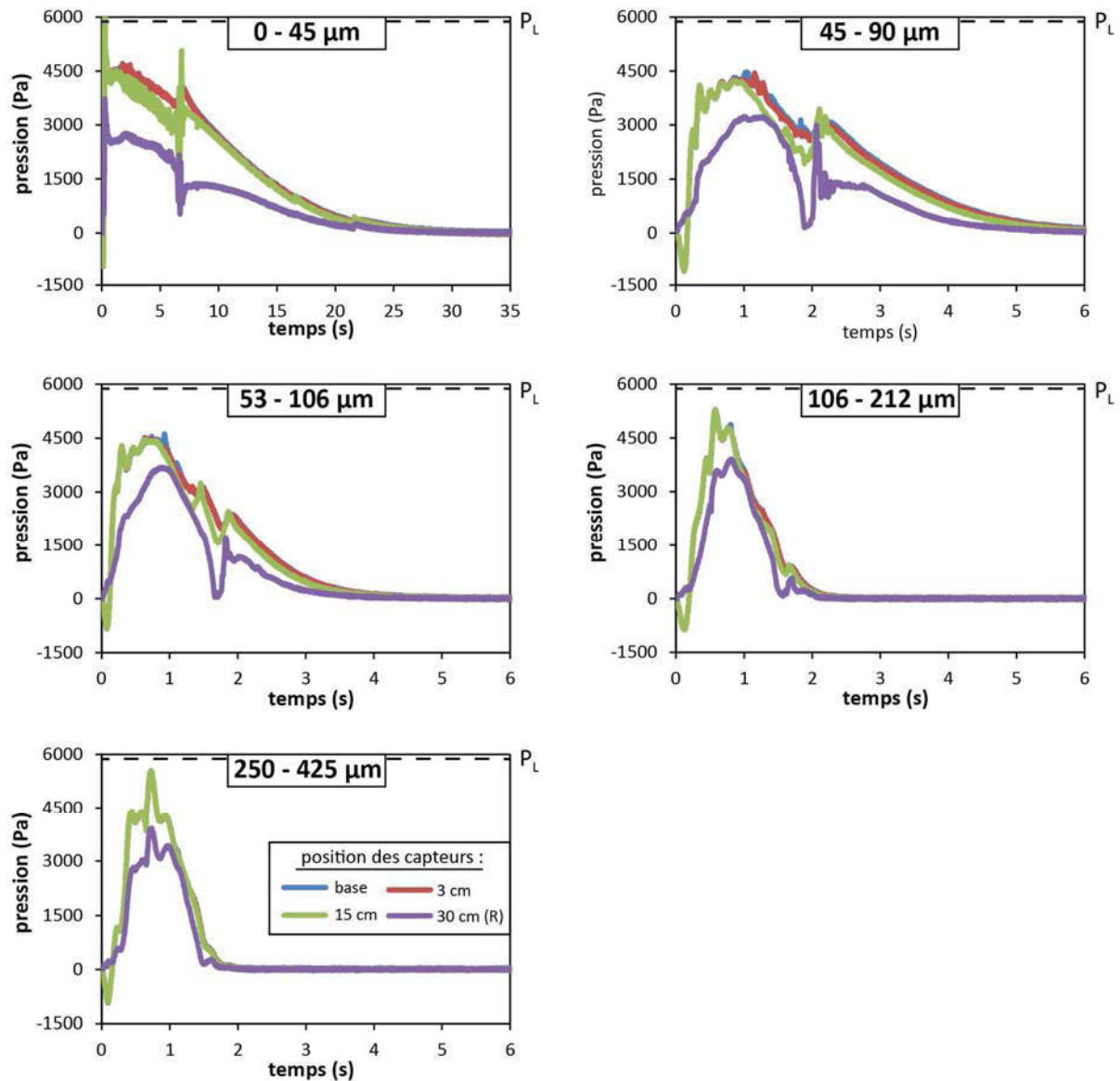


Figure 6.14 : Même légende que 6.13 pour des lits de particules d'épaisseur $H_0 \sim 40$ cm ($P_L = 5886$ Pa). Les signaux de pression enregistrés par les capteurs positionnés à la base et/ou à 3 cm peuvent être entièrement masqués par le signal du capteur à 15 cm (ex : 250-425 μ m).

Comme décrit précédemment pour l'épaisseur de la colonne, la taille des particules ne semble pas avoir d'influence sur la sous-pression initiale. La 1^{ère} surpression semble être assez peu affectée par la taille des particules (Figure 6.13, Figure 6.14), que ce soit en termes de durée (0.65 à 0.8 secondes pour une épaisseur de lit de particules de 20 cm) ou d'amplitude maximale (P_{1max}/P_L compris entre 0.85 et 1.2 lorsque P_L est calculée à partir de l'épaisseur instantanée, H_{pmax}). Ce n'est cependant pas le cas pour les particules de 3 mm, pour lesquelles la chute est rapide (0.4 s) et génère une pression beaucoup plus faible ($P_{max}/P_L \sim 0.42$), ainsi que pour celles de 0-45 microns pour lesquelles la durée de surpression, contrôlée par le

temps de chute, est plus longue (1.2 à 2.7 secondes). A noter que les billes de 0-45 μm ont été systématiquement chauffées entre 75 et 80°C avant chaque expérience pour limiter les effets de cohésion due l'humidité ambiante.

La 2^{ème} surpression (dans le dépôt) est fortement affectée par la taille des particules. En effet, pour des particules inférieures à 106 μm , la valeur de pression maximale est généralement proche de P_L mais diminue ensuite fortement avec la taille des particules, jusqu'à disparaître pour les particules les plus grossières (Figure 6.13 et Figure 6.14). La durée de décroissance de cette phase de pression, t_d , est d'autant plus longue que les particules sont fines, passant, pour $H_0 = 40$ cm, d'environ 1.5 secondes pour des particules de 106-212 μm à plus de 20 secondes pour des particules de 0-45 μm (Figure 6.15). Dans ce dernier cas la chute provoque une légère inflation du lit ($< 3\%$) par rapport à son épaisseur initiale dans le réservoir, le lit se compactant ensuite lentement avec le temps (> 8 s). De même que pour les billes de 45-90 μm , la durée de décroissance de pression dans le dépôt augmente avec H_0^2 pour toutes les tailles de particule (Figure 6.15). Cependant, il serait nécessaire d'effectuer des expériences pour d'autres épaisseurs (cf. particules de 45-90 μm) pour confirmer cette tendance.

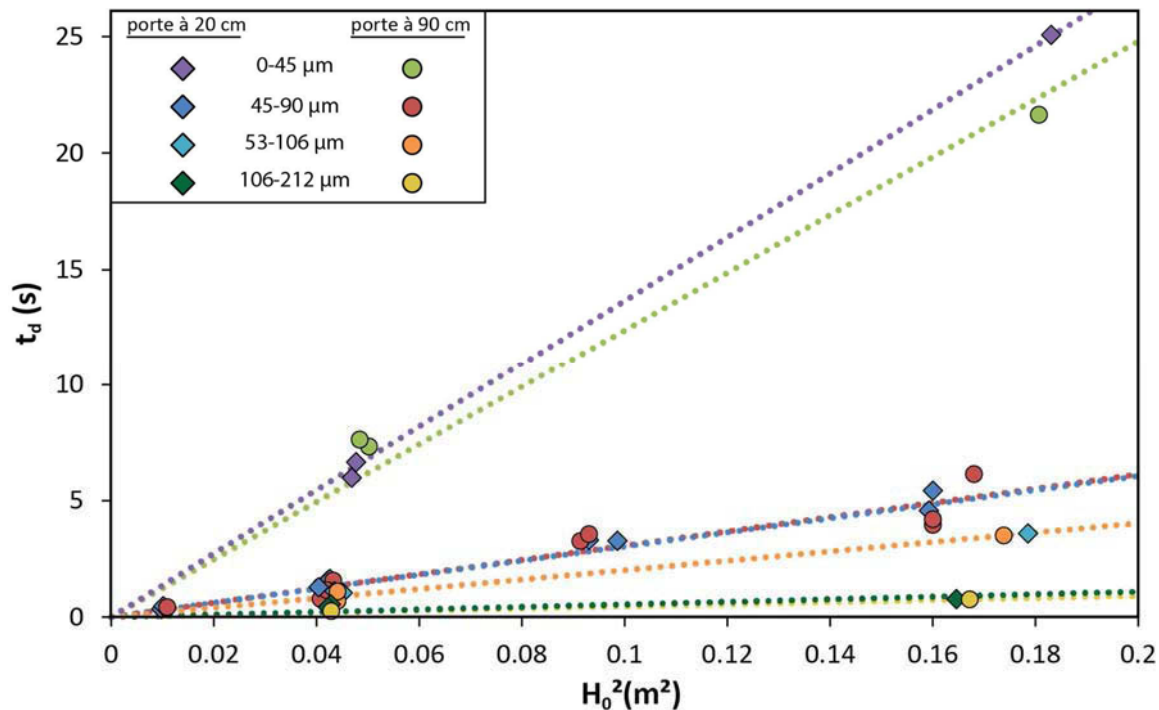


Figure 6.15 : durée de la décroissance de la pression dans le dépôt (2^{ème} surpression), t_d , en fonction de H_0^2 pour différentes tailles de billes de verre. Les droites en pointillés correspondent aux droites passant par l'origine qui recoupent le mieux les données pour chaque taille de particules et hauteur de chute (couleurs correspondantes).

6.2.5. Effet de la température

Les résultats présentés dans cette section concernent uniquement les lits de particules constitués de billes de verre de 45-90 μm de 20 cm d'épaisseur, les résultats des expériences avec l'ignimbrite étant présentés plus bas.

L'amplitude du pic de la 1^{ère} surpression augmente avec la température du matériau granulaire (Figure 6.16). Cet effet est surtout observé pour des températures supérieures à 75°C (348 K), pour lesquelles $P_{I_{max}}/P_L$ augmente quasi linéairement avec la température. En considérant que l'air se comporte comme un gaz parfait, ce qui est généralement admis dans des conditions de basse pression, la relation entre la pression interstitielle et la température s'écrit comme suit :

$$PV = nRT, \quad (6.2)$$

avec P la pression interstitielle, V le volume d'air, n la quantité de matière, R la constante universelle de gaz parfaits ($R \sim 8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$) et T la température du système (en Kelvin). Si le volume des pores reste constant, l'évolution de la pression avec la température est déterminée par la loi de Gay-Lussac :

$$\frac{P_2}{T_2} = \frac{P_1}{T_1}, \quad (6.3)$$

pour laquelle les indices 1 et 2 correspondent respectivement aux états précédant et suivant le changement de température. La pression résultante de la variation de température s'écrit donc :

$$P_2 = P_1 \frac{T_2}{T_1}. \quad (6.4)$$

La pression varie donc linéairement avec la température. Dans la Figure 6.16, la droite théorique est tracée en considérant que la pression interstitielle compense entièrement la pression lithostatique ($P/PL = 1$) lorsque les températures initiales de l'air et du lit sont identiques, c'est-à-dire à température ambiante ($T = 20^\circ\text{C} \sim 293\text{K}$), ce qui se traduit par $P = P_L = 2943 \text{ Pa}$ (pour $H_0 = 20 \text{ cm}$). La droite théorique d'évolution de pression avec la température est donc définie par

$$P_2 = 2943 * \frac{T_2}{293}, \quad (6.5)$$

qui devient, lorsque la pression interstitielle est normalisée par la pression lithostatique,

$$P_2 = \frac{T_2}{293}. \quad (6.6)$$

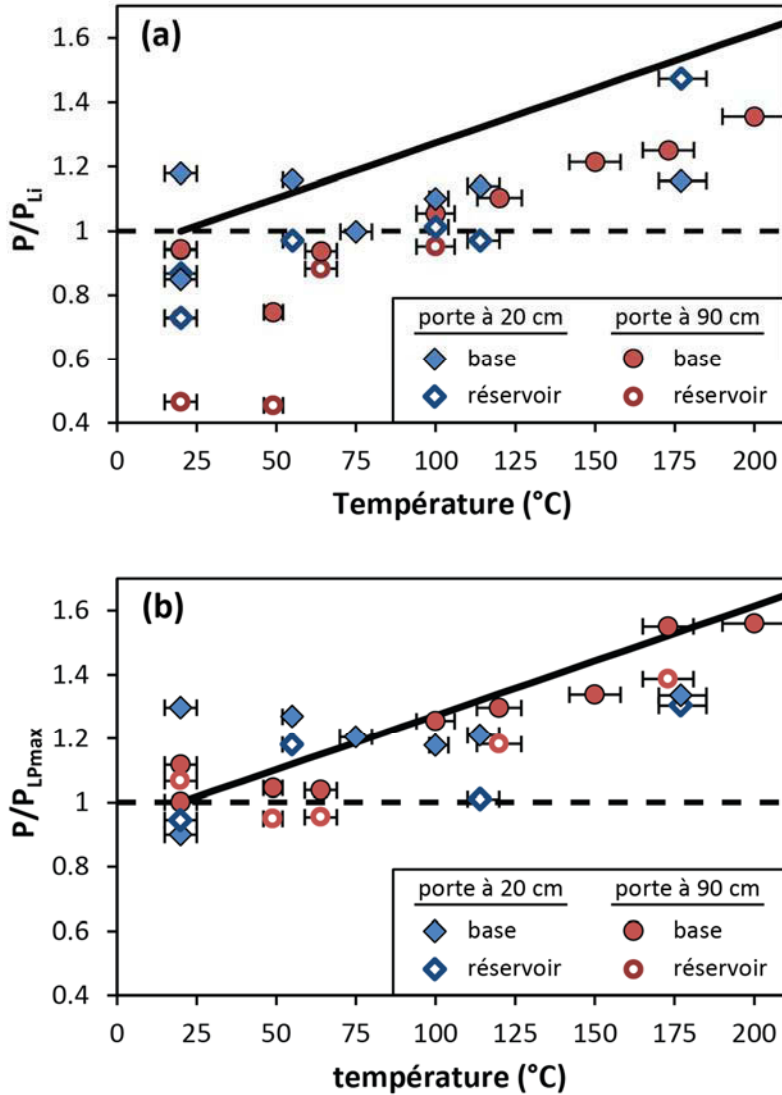


Figure 6.16 : Pression interstitielle normalisée par la pression lithostatique (P/P_L) en fonction de la température pour des lits de billes de 45-90 μm d'épaisseur initiale, H_0 , de 20 cm. (a) P_{Li} correspond à la pression initiale du lit de particules ($P_{Li} = \rho g H_0$) et (b) P_{LPmax} calculé avec l'épaisseur du lit au moment où est mesuré P_{max} ($P_L = \rho g H_{Pmax}$). Les données incluent les pressions mesurées à la base de la colonne et dans le réservoir (i.e. 10 cm au-dessus de la porte). Pour le réservoir, l'épaisseur utilisée dans le calcul de la pression lithostatique (P_{Li} et P_{LPmax}) correspond à l'épaisseur totale du lit de particules moins les 10 cm situés en dessous du capteur. La droite en trait plein correspond à la pression interstitielle pour un gaz parfait sans variation de volume (équation 6.6, voir texte).

Les valeurs de pression mesurées sont d'une manière générale plus faibles que celles de la courbe théorique. Cependant, en normalisant la pression mesurée par la pression lithostatique exercée par le lit lors de la mesure de P_{1max} , les données expérimentales sont dans l'ensemble assez proches de droite théorique (Figure 6.16b). Cependant, certains points restent relativement éloignés de la courbe, notamment quand la température est inférieure à 75°C.

La 2^{ème} surpression, en revanche, ne montre pas clairement de dépendance à la température. Les valeurs maximales de pression et les durées de cette phase sont très variables (Figure 6.17), notamment pour des fortes hauteurs de chute (90 cm) pour lesquelles les données montrent soit un pic de pression unique assez fort soit plusieurs pics d'amplitude réduite (par exemple pour 150°C et 200°C).

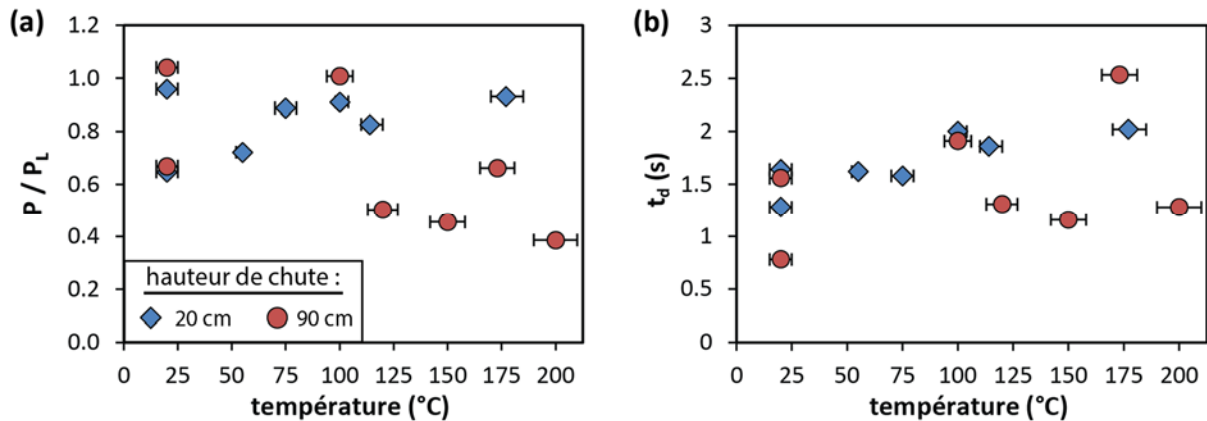


Figure 6.17: (a) Valeur maximale de la 2^{ème} surpression (dépôt) normalisée par la pression lithostatique, en fonction de la température. (b) Temps de diffusion de la 2^{ème} surpression en fonction de la température. Pour (a) et (b), lits de 20 cm d'épaisseur composés de billes de 45-90 µm.

6.2.6. Expériences avec l'ignimbrite

Les particules d'ignimbrites ont été chauffées au minimum à 75°C avant les expériences pour limiter la cohésion due à l'humidité ambiante. Cependant, à cause de la forte proportion de particules très fines, une cohésion persiste à haute température (cf. forces de van der Waals ou électrostatiques par exemple). Le lit de particules met alors généralement beaucoup de temps à s'effondrer, la durée totale de chute (et donc de la 1^{ère} surpression) étant variable même pour des expériences dont les conditions initiales sont similaires (de moins de 2 secondes à plus de 8.5 secondes pour $H_0 = 28.5$ cm, Figure 6.18). Contrairement aux billes de verre, l'air situé initialement sous le lit ne forme pas de grosses bulles mais percole plutôt à travers l'ignimbrite en formant des chenaux (Figure 6.19). Les particules chutent en continu et

forment un dépôt dont la vitesse d'aggradation est lente ($\sim 2-4$ cm/s). Quand les chenaux atteignent la surface supérieure du lit, l'air est évacué brutalement, emportant des particules très fines au passage et provoquant l'effondrement du reste du lit de particules. A cause de la cohésion des particules, certaines portions de l'ignimbrite ne sont pas toujours bien désagrégées en atteignant la base, sédimentant ainsi sous forme d'agrégats de plusieurs centimètres. Les portions d'ignimbrite pour lesquelles les particules sont bien désagglomérées ajustent leur surface, lors de la formation du dépôt, jusqu'à ce que celle-ci devienne plane, comme dans le cas des billes de verre très fines (Figure 6.5). La surface du dépôt est donc assez irrégulière du fait de cette alternance d'agrégats et de zones planes. Cette caractéristique est principalement observée pour une chute de 20 cm puisque dans le cas d'une chute de 90 cm les particules sont mieux désagrégées grâce à un temps de chute plus long et un impact plus fort à la base de la colonne. Dans ce cas, la surface de l'ensemble du dépôt est bien plane.

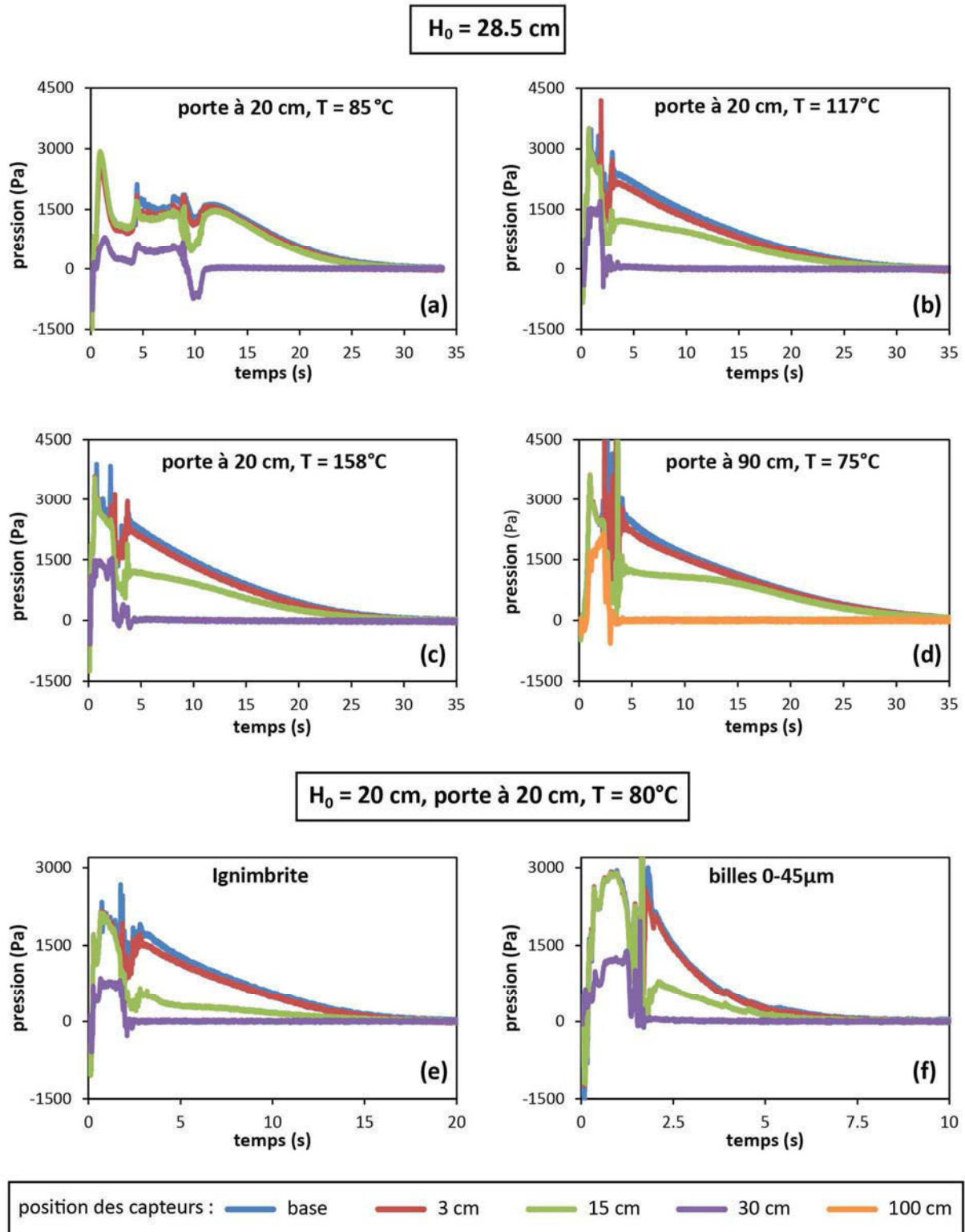


Figure 6.18 : (a-d) évolution de la pression interstitielle en fonction du temps pour un lit d'ignimbrite de 28.5 cm d'épaisseur à différentes températures initiales. La hauteur de chute est déterminée par la position de la porte. (e-f) Comparaison des profils de pression pour (e) un lit d'ignimbrite et (f) un lit de billes de 0-45 μm dont l'épaisseur (20 cm), la température (80°C) et la hauteur de chute (20 cm) sont identiques. A noter que l'échelle de temps n'est pas identique entre ces deux graphiques.

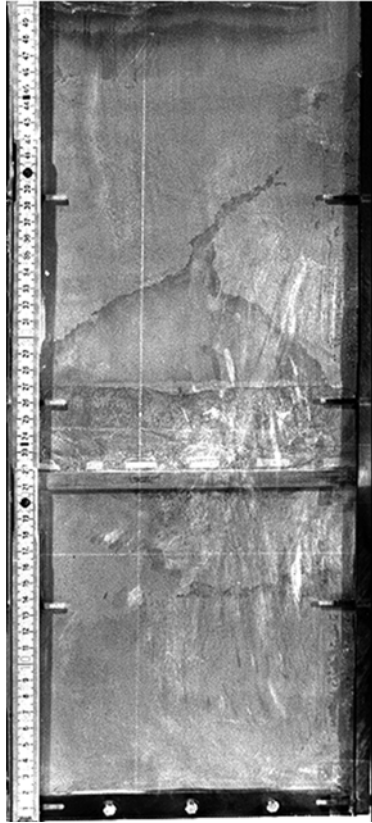


Figure 6.19 : formation d'un chenal par le passage de l'air dans un lit d'ignimbrite de 28.5 cm d'épaisseur initiale pour une température de 85°C et une hauteur de chute de 20 cm.

La 1^{ère} surpression est généralement forte, avec un maximum souvent supérieur à la pression lithostatique, pour les capteurs situés en dessous du réservoir. Ce maximum de pression augmente avec la température et avec la hauteur de chute de la colonne (Figure 6.20). La pression enregistrée par le capteur du réservoir est en revanche systématiquement inférieure à la pression lithostatique, même en prenant en compte l'épaisseur de lit au-dessus du capteur, et ne montre pas de variations significative avec la température. En revanche le rapport P/P_L du réservoir augmente fortement avec la hauteur de chute, passant respectivement de ~ 0.6 à ~ 0.85 entre 20 cm et 90 cm. A noter que seules deux expériences ont été effectuées pour une hauteur de chute de 90 cm et qu'il n'est donc pas possible de définir une tendance claire.

La durée de décroissance de la 2^{ème} surpression, t_d , dans l'ignimbrite est très longue et montre une très forte variabilité en fonction de la température pour des lits de particules de même épaisseur initiale (entre 16 et 36 secondes pour $H = 28.5$ cm ; Figure 6.21b). Ces variations concordent relativement bien avec les différences de maxima de pression enregistrés à la base du dépôt (entre 1900 et 2950 Pa), la décroissance étant d'autant plus longue que la pression initiale est forte. L'influence de la température et la hauteur de la colonne sur la 2^{ème} surpression n'est pas vraiment claire, bien que les deux expériences pour

lesquelles les pressions sont les plus faibles et les temps de diffusion sont les plus rapides ont été effectuées pour une hauteur de chute de 20 cm (Figure 6.21). La décroissance de la 2^{ème} surpression est beaucoup plus longue pour l'ignimbrite que pour les billes de verres fines. Pour une épaisseur de lit de 20 cm, par exemple, la pression diminue presque 3 fois plus lentement pour l'ignimbrite que pour des billes de verre de 0-45 μm (Figure 6.18e et f).

Comme pour les billes de 0-45 μm , la chute de l'ignimbrite forme d'abord un dépôt plus expansé que lit initial dans le réservoir, mais dans ce cas l'expansion est beaucoup plus importante (8-12% par rapport au lit initial). Lorsque l'ensemble du lit d'ignimbrite s'est effondré, le dépôt se compacte très lentement ($> 13\text{s}$).

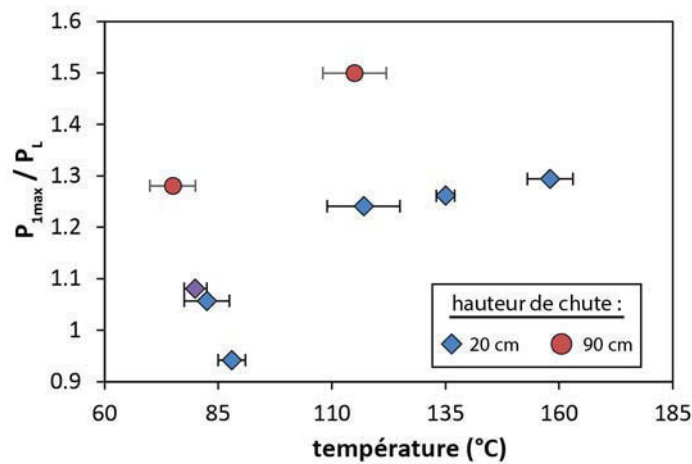


Figure 6.20 : valeur maximale de la 1^{ère} surpression, P_{1max} , normalisée par la pression lithostatique en fonction de la température pour un lit d'ignimbrite d'épaisseur $H_0 \sim 28.5$ cm. Le losange violet correspond à une expérience pour $H_0 \sim 20$ cm.

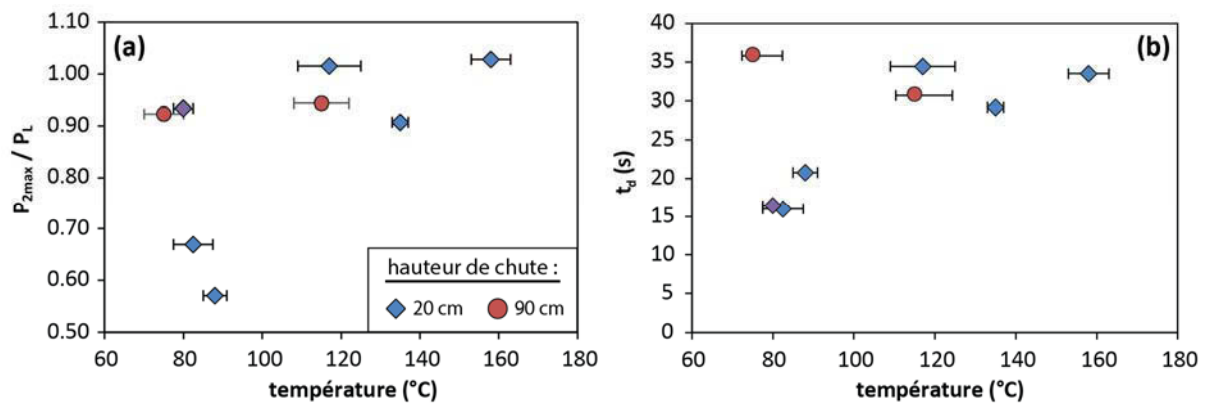


Figure 6.21 : (a) valeur maximale de la 2^{ème} surpression, P_{2max} , normalisée par la pression lithostatique et (b) durée de décroissance de la 2^{ème} surpression, t_d , en fonction de la température pour un lit d'ignimbrite d'épaisseur $H_0 \sim 28.5$ cm. Le losange violet correspond à une expérience pour un lit de 20 cm d'épaisseur.

6.3. Discussion

6.3.1. Sous-pression

La sous-pression mesurée en début de chaque expérience pendant 0.1 à 0.2 secondes, par les capteurs localisés en dessous du réservoir à particules (c'est-à-dire en dessous de la porte), semble liée au retrait de la porte dans la colonne. En effectuant des tests d'ouverture de la porte à vide, c'est-à-dire sans particules dans le réservoir, une sous-pression est également mesurée quand le retrait de la porte est suffisamment rapide (temps d'ouverture < 0.5 secondes). L'amplitude de cette sous-pression augmente avec la vitesse d'ouverture (de ~ -60 à -170 Pa pour des temps d'ouverture respectifs de 0.49 et 0.175 secondes), ce qui suggère une origine dynamique due au retrait de la porte. Cependant, l'amplitude n'atteint pas les valeurs mesurées pendant les expériences (de -300 à -1500 Pa). La sous-pression pourrait résulter de la brusque augmentation du volume d'air situé en dessous du lit de particule, lié à l'espace libéré par le retrait rapide de la porte. PV étant constant, la pression de l'air serait alors forcée de décroître. Plus le volume d'air initial sous la porte est faible, plus l'effet du retrait de la porte serait important et donc plus l'amplitude de la sous pression serait forte. Ceci permettrait d'expliquer pourquoi l'amplitude de la sous-pression est plus forte avec une porte à 20 cm qu'à 90 cm. La sous-pression n'est généralement pas mesurée par les capteurs situés au-dessus de la porte, probablement parce que le sommet de la colonne est déjà connecté à l'air ambiant, le volume ajouté par le retrait de la porte étant alors négligeable.

6.3.2. Surpression dans le réservoir (1^{ère} surpression)

La 1^{ère} surpression, générée très rapidement après l'ouverture de la porte et faisant suite à la sous-pression, est enregistrée par les capteurs situés en dessous de la surface du lit de particules (Figure 6.2b). Elle est identique pour tous les capteurs positionnés en dessous de la porte mais elle est plus faible pour les capteurs situés dans le réservoir, c'est-à-dire dans l'épaisseur du lit de particules. De ce fait, il s'agit très probablement d'une pression interstitielle dont l'amplitude à un temps donné diminue de la base vers la surface du lit de particules (cf. Major 2000). Elle peut-être causée par la chute des particules, depuis la base du lit, qui fait remonter et percoler l'air entre les particules situées plus haut (Figure 6.22a), rappelant ainsi le mécanisme de fluidisation causé par la rugosité présenté dans les chapitres 5 et 6). Le réajustement du lit dans le réservoir lors de la chute des particules, qui se traduit par la descente de sa surface supérieure du lit de particules dans la colonne, pourrait également être une source de génération de pression interstitielle. Cependant, quand la surface supérieure

du lit se bloque (ou descend très lentement) dans la colonne, la pression interstitielle ne varie pas significativement ce qui suggère que le réajustement n'est pas le mécanisme principal de génération de la 1^{ère} surpression. La pression lithostatique du lit de particules peut être entièrement compensée par la pression interstitielle ($P/P_L = 1$) si la vitesse différentielle air-particules verticale est supérieure ou égale à la vitesse minimum de fluidisation du mélange. Dans nos expériences, les valeurs de P/P_L calculées sont généralement proches de 1 pour la plupart des conditions, ce qui suggère une fluidisation presque complète des lits de particules. En revanche, dans le cas des billes de 3000 μm la pression maximale mesurée est plus faible ($P/P_L \sim 0.42$), ce qui suggère que la vitesse différentielle air/particules n'est pas suffisante pour fluidiser le mélange. Les valeurs de $P/P_L > 1$ calculées pour des expériences impliquant des particules fines ($< 90 \mu\text{m}$) pourraient être dues à des effets de bord du dispositif ou de cohésion entre les particules, pour lesquelles une pression interstitielle légèrement supérieure à la pression lithostatique est parfois nécessaire pour casser les liaisons interparticulaires (voir chapitre fluidisation ; Geldart 1986). Il est également possible que ces valeurs soient le résultat d'erreurs sur la mesure instantanée de hauteur de colonne.

La vitesse de remonté de l'air dans le lit de particules peut être estimé comme suit. La vitesse de formation du dépôt à la base de la colonne, avant l'éclatement de la bulle d'air, est estimée visuellement entre 2 cm/s (billes de 0-45 μm) et 125 cm/s (billes de 3 mm). En faisant les hypothèses que la concentration en particules du dépôt en formation est proche de l'état compacté ($\varepsilon = 0.45$ pour $\varepsilon_{compacté} \sim 0.43-0.4$) étant donné la très faible expansion du dépôt final ($< 3\%$), et que le volume d'air évacué de la colonne correspond au volume occupé par les particules du dépôt, il est possible d'estimer une vitesse de remontée de l'air qui percole dans le lit de particules. De la même manière que pour le chapitre 4, le débit d'air sortant est égal au débit de particules entrant, ici le dépôt en formation, soit

$$Q_{air} = Q_{dépôt}, \quad (6.7)$$

Q_{air} et $Q_{dépôt}$ étant les débits respectifs d'évacuation de l'air et de particules formant le dépôt.

Selon les équations 5 à 8 du chapitre 4 la vitesse superficielle de l'air est définie par

$$U_{sa} = U_{dépôt} (1 - \varepsilon), \quad (6.8)$$

avec U_{sa} la vitesse superficielle de l'air et $U_{dépôt}$ la vitesse d'aggradation du dépôt. Les vitesses d'évacuation d'air ainsi estimées sont comprises entre 1 cm/s et 70 cm/s pour des gammes de tailles de particules respectives de 0-45 μm et 3000 μm . En comparant ces

vitesse aux vitesses minimum de fluidisation théoriques, U_{mf} , calculées à partir de l'équation d'Ergun (équation 2.1, Chapitre 2) et reportées dans le Tableau 6.3 (U_{mf} à 20°C),

$$\frac{\Delta P}{H} = 150 \frac{\mu U_{rel}}{d^2} \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} + 1.75 \frac{\rho_f U_{rel}^2}{d} \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}, \quad (6.9)$$

qui devient,

$$150 \frac{\mu U_{mf}}{d^2} \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} + 1.75 \frac{\rho_f U_{mf}^2}{d} \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} - \frac{P_{mf}}{H} = 0, \quad (6.10)$$

avec d le diamètre des particules, ε la porosité, U_{rel} la vitesse relative entre l'air et les particules, μ et ρ_f respectivement la viscosité dynamique et la masse volumique de l'air. Comme P_{mf} correspond à la pression interstitielle du milieu granulaire à la vitesse minimum de fluidisation ($P_{mf} \sim P_L$), le rapport P_{mf}/H est constant et U_{mf} ne dépend donc pas de H . Les vitesses estimées à partir des vidéos sont largement supérieures aux vitesses minimum de fluidisation des particules de taille inférieure à 106-212 μm et sont presque équivalentes à U_{mf} pour des tailles de 250-425 μm (~ 16 cm/s). Pour les particules de 3 mm, la vitesse de remontée de l'air ainsi estimée est inférieure à la moitié de la vitesse minimum de fluidisation (70 cm/s contre 170 cm/s), ce qui peut expliquer pourquoi la pression interstitielle maximale atteinte pour ces particules est significativement inférieure à la pression lithostatique ($P/P_L \sim 0.42$).

Tableau 6.3 : Vitesse minimum de fluidisation à 20°C et 200°C calculées (équation 6.10) pour les différentes gammes de tailles de billes de verre utilisées dans les expériences et pour une porosité, $\varepsilon = 0.45$.

Diamètre des particules (μm)	0-45	45-90	53-106	106-212	250-425	600-800	3000
U_{mf} 20°C (cm/s)	0.20	0.77	1.13	3.88	15.51	48.80	167.76
U_{mf} 200°C (cm/s)	0.15	0.55	0.82	2.81	11.68	43.46	200.69

L'apparition de la grosse bulle d'air dans le lit granulaire qui chute est probablement due au caractère soudain de ce mode d'auto-fluidisation. En effet, lors du séchage des particules avant les expériences (voir Figure 3.5a, chapitre 3) l'air éprouve initialement des difficultés à percoler de manière homogène dans lit. Il a donc tendance à s'accumuler pour former une ou plusieurs grosses bulles qui remontent en déformant l'ensemble du lit. Quand la ou les bulles atteignent la surface et éclatent, la fluidisation devient stable et homogène. La

grosse bulle observée dans les expériences pourrait également être le résultat d'une vitesse différentielle gaz/particules assez forte pour atteindre le régime particulier de fluidisation appelé « *slugging* ». Dans ce type de fluidisation, une partie de l'air traverse le lit de particules sous forme de bulles de dimensions proches de la largeur du lit de particules. Ce type de fluidisation est cependant atteint pour des conditions expérimentales particulières. Il est nécessaire que l'épaisseur du lit de particules, H , soit grande comparée à sa largeur, L , (typiquement $H/L > 2$, Wang 2003) pour que les premières bulles aient le temps de suffisamment coalescer. Or, dans nos expériences, la grosse bulle est observée pour des rapports H/L aussi faibles que 0.5 et pour toutes les tailles de particules, à l'exception de celles de 3 mm pour lesquelles la perméabilité du lit est sans doute trop forte. Il est donc probable que ce soit principalement la remontée brutale de l'air qui soit responsable de la formation de cette bulle unique, traduisant alors une fluidisation instable. Dans nos expériences, les fluctuations de pression enregistrées dans le lit de particules sont probablement le résultat de la chute irrégulière des amas de particules et de la répartition probablement non-homogène du flux d'air ascendant qui en résulte. La fin souvent abrupte de la 1^{ère} surpression coïncide avec la chute très rapide des particules du réservoir provoquée par l'éclatement de la bulle en surface du lit.

Pour les expériences avec l'ignimbrite, et à moindre mesure pour les billes de 0-45 μm , la cohésion dans le réservoir ne permet pas une percolation homogène de l'air à travers le lit de particules, ce qui se traduit par la formation de chenaux dans lesquels la majeure partie de l'air ascendant se concentre. Dans ce cas, la fluidisation n'est pas parfaitement homogène ce qui peut expliquer les fortes fluctuations de pressions mesurées dans certaines expériences. Cet effet de cohésion peut être fortement réduit, voire supprimé, par le cisaillement qui casse les liaisons interparticulaires et qui peut se produire dans un écoulement ou bien être obtenu par la vibration ou agitation des particules dans le cas d'une colonne statique (Druitt et al. 2007, Girolami et al. 2008). Cependant, ces méthodes auraient tendance à causer des mouvements différentiels gaz-particules dans le réservoir qui pourraient contribuer à fluidiser le mélange avant l'ouverture de la porte. De plus, les capteurs de pressions étant très sensibles, les mouvements causés par la vibration de la colonne pourraient perturber le signal de manière significative.

6.3.3. Surpression dans le dépôt (2^{ème} surpression)

La 2^{ème} surpression est uniquement mesurée par les capteurs situés au niveau du dépôt qui se forme à la base de la colonne. Elle est enregistrée en premier par les capteurs proche de la base à partir du moment où le dépôt se forme et peut donc être contemporaine à la 1^{ère} surpression (Figure 6.6). Cependant, le maximum de cette 2^{ème} surpression est généralement mesuré après que l'ensemble des particules soient tombées, ce qui permet de bien distinguer les pics des deux épisodes de pression. Comme pour la 1^{ère} surpression, les valeurs de pression diminuent de la base vers la surface du dépôt, ce qui suggère la fluidisation (partielle) du lit granulaire. L'origine de cette fluidisation pourrait être le passage de l'air à travers les amas de particules pendant leur chute et/ou piégé à la base du dépôt qui se forme (Figure 6.22b). Une fois la chute terminée, la surpression diminue de manière exponentielle jusqu'à disparaître, suggérant un phénomène de diffusion (Roche 2012).

Pour les particules de tailles inférieures à 106 μm ainsi que pour l'ignimbrite, la pression maximale dans le dépôt, P_{2max} est généralement forte avec $P_{2max}/P_L = 0.5-1$, mais ce rapport diminue avec l'augmentation de l'épaisseur initiale du lit de particules (Figure 6.11) Cet effet pourrait être dû au fait que la chute du lit de particule n'est pas instantanée et qu'une partie de la pression a déjà eu le temps de diffuser avant que le dépôt ne soit entièrement formé (et donc que P_{2max} ne soit mesuré). Plus l'épaisseur du lit est forte, plus le temps de formation du dépôt est long et donc plus la pression a le temps de diffuser. Dans les cas des particules plus grandes que 106 μm , la 2^{ème} surpression est très faible ($P/P_L < 0.25$) voire inexistante (Figure 6.13, Figure 6.14), ce qui peut être par une trop forte perméabilité du mélange, pour lequel la diffusion de la pression serait alors très rapide devant la vitesse de formation du dépôt (et donc de génération de pression). La pression interstitielle ne pourrait donc pas croître suffisamment rapidement dans le dépôt en formation pour être détectée par les capteurs. L'absence de pression peut également s'expliquer par une vitesse minimum de fluidisation trop élevée par rapport à la vitesse différentielle air-particule générée par lors de la formation du dépôt.

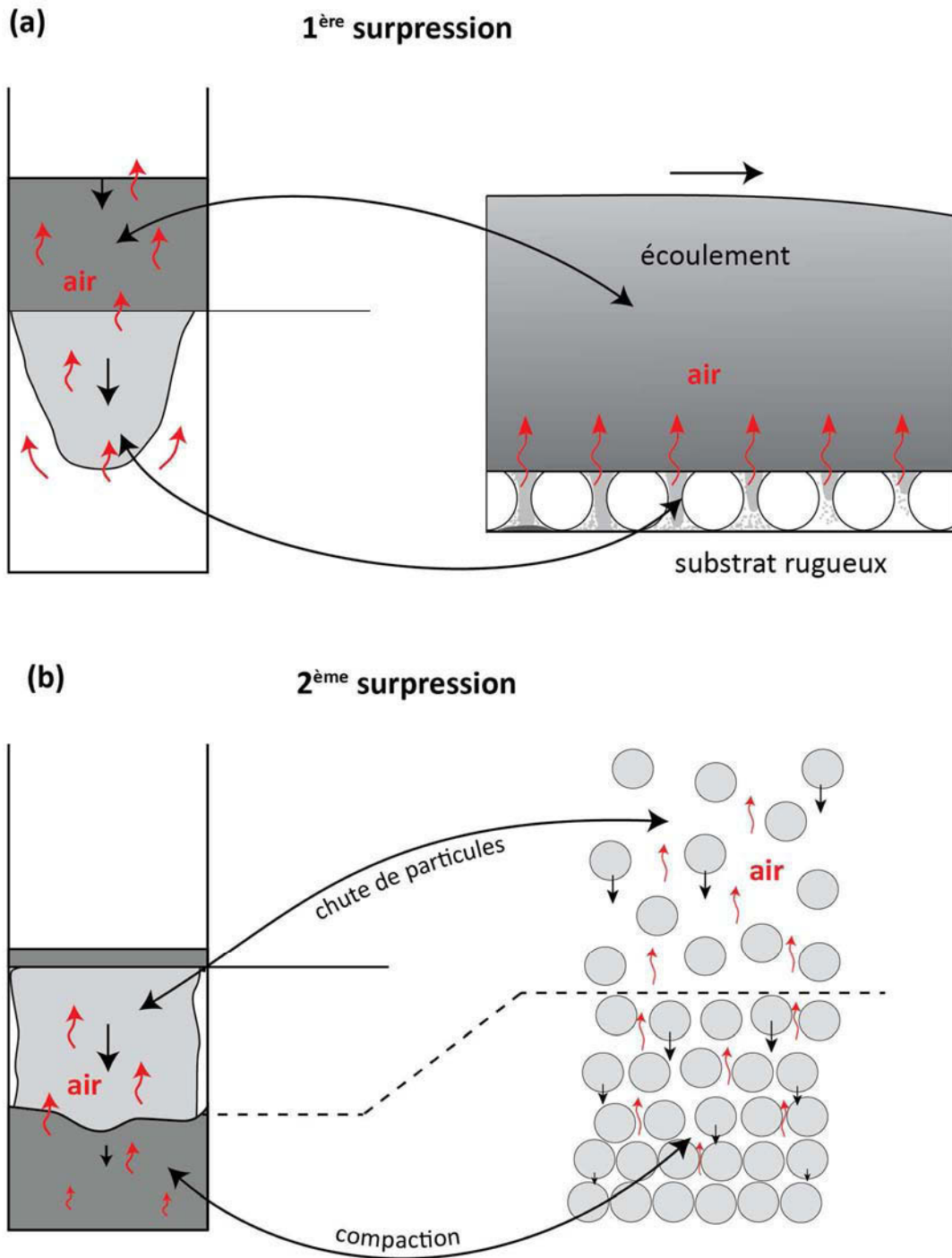


Figure 6.22 : interprétation des deux épisodes de surpressions enregistrés par les capteurs. (a) 1^{ère} surpression mesurée dans le réservoir et apparenté au mécanisme d'auto-fluidisation pour un écoulement se propageant sur un fond rugueux (voir chapitres 4 et 5). (b) 2^{ème} surpression générée pendant la compaction du dépôt, qui peut être lié à la compaction de l'écoulement après une chute.

6.3.3.1. Diffusion à la base du dépôt

La diffusion de la pression dans le dépôt est d'autant plus longue que la taille des particules, et donc la perméabilité du lit, est faible (temps de diffusion pour des particules de 0-45 μm \sim 12 fois supérieur à celui de particules de 106-212 μm). Pour l'ignimbrite, la durée de diffusion est très variable (entre 16 et 36 secondes), ce qui pourrait être dû à la présence dans le dépôt de portions d'ignimbrite qui n'ont pas été désagglomérées pendant la chute et qui n'aurait donc pas été bien fluidisées. Malgré cette forte variabilité, la durée de diffusion est significativement plus longue que pour les billes de verre, même pour celles de 0-45 μm pour lesquelles la granulométrie médiane est pourtant plus fine (Tableau 6.1). A diamètre médian équivalent, la perméabilité de l'ignimbrite serait donc plus faible que celle des billes de verre les plus fines. Ceci pourrait être le résultat d'une plus grande répartition en taille des particules dans le cas de l'ignimbrite (Tableau 6.1, Druitt et al. 2007), avec une proportion massique de particules très fines plus importante (plus de 30% de particules $<16 \mu\text{m}$ pour l'ignimbrite contre moins de 1% pour les billes de 0-45 μm). Il est aussi probable que les très longs temps de diffusion mesurés pour l'ignimbrite, et à moindre mesure pour les billes de 0-45 μm , soient en partie dus à l'état expansé du mélange juste après la formation du dépôt (8-12% pour l'ignimbrite et moins de 3% pour les billes de verre de 0-45 μm). En effet, la compaction qui en résulte est longue (plusieurs secondes) et l'air ainsi expulsé du dépôt pourrait permettre de générer une pression interstitielle suffisante pour compenser partiellement celle qui diffuse. Pour l'ignimbrite, la vitesse de compaction est très faible ($\sim 0.1 \text{ mm/s}$) mais elle pourrait être suffisante pour compenser $\sim 10\%$ de la pression lithostatique car la vitesse minimum de fluidisation de ce matériau peut être aussi faible que 1 mm/s (Druitt et al. 2007). Dans le cas des billes de verres de 0-45 μm la vitesse de compaction est moins élevée ($<0.05 \text{ mm/s}$), ce qui pourrait expliquer le fait que la diffusion soit plus rapide. La plus forte capacité à s'expanser de l'ignimbrite, comparé aux lits de billes de verre pourrait, comme pour la perméabilité, être liée à la proportion non-négligeable de particules très fines (lit plus stable à cause des forces interparticulaires, Bruni et al. 2007) et aux formes plus irrégulières des particules (plus de désordre dans le mélange, donc plus d'influence de la position des particules les unes par rapport aux autres sur la porosité). Cependant, une forte expansion peut être également due à la plus faible densité du mélange ($\rho \sim 1050 \text{ kg m}^3$ pour l'ignimbrite contre 1400-1500 kg m^{-3} pour les lits de billes de verre), comme proposé par Druitt et al. (2007).

Dans nos expériences, la durée de diffusion de la pression à la base du dépôt, qui correspond à la durée de décroissance, t_d , est proportionnelle au carré de l'épaisseur du dépôt (Figure 6.12b et Figure 6.15). Ces résultats sont en accord avec les travaux d'Iverson (1997), dans le cas d'un système liquide/solide, et de Druitt et al. (2007) et Roche (2012), pour un système gaz/solide, pour lesquels il est considéré que le temps de diffusion de la pression dans milieu granulaire varie avec H^2/D . Cependant, Roche (2012) a montré que, pour des billes de verre de 45-90 μm , le coefficient de diffusion hydraulique, D (équation 2.9, chapitre 2), augmente linéairement avec l'épaisseur si le lit n'a pas subi d'expansion initiale ($U_{sa} < U_{mf}$). Dans ce cas, lorsque le flux d'air basal est stoppé et que débute la diffusion, $t_d = C_d H^2/D$, avec C_d une constante déterminée expérimentalement.

Afin d'estimer un coefficient de diffusion hydraulique, D , dans nos expériences nous avons comparé les courbes de diffusion de pression obtenues à la base de la colonne (capteur base) avec la solution analytique de diffusion linéaire de Carslaw et Jaeger (1959),

$$\frac{P}{P_0} = \left\{ 1 - \frac{2(Dt)^{1/2}}{H} \sum_{n=0}^{\infty} \left[(-1)^n \left[\text{ierfc} \left(\frac{nH}{(Dt)^{1/2}} \right) - \text{ierfc} \left(\frac{(n+1)H}{(Dt)^{1/2}} \right) \right] \right] \right\}, \quad (6.11)$$

avec P_0 la pression interstitielle initiale (i.e. avant la diffusion) et H l'épaisseur du mélange. Le modèle pouvant être approximé par une équation beaucoup plus simple (Laurent Chupin, communication personnelle) :

$$\frac{P}{P_0} = \exp \left(-Dt \left(\frac{\pi}{2H} \right)^2 \right), \quad (6.12)$$

Roche (2012) a utilisé la solution de Carslaw et Jaeger (1959) pour analyser la diffusion de pression à la base d'un lit statique de billes de 45-90 μm et a observé une très que le modèle s'ajustait bien aux données expérimentales si le lit n'était pas initialement expansé ($U_{sa} \leq U_{mf}$).

Pour nos expériences, le début de la diffusion est estimé à partir du moment où l'ensemble du dépôt est formé et que la pression ne fait que décroître (Figure 6.2a). Le modèle (équation 6.12) est ensuite ajusté aux résultats des expériences en choisissant la valeur de D de manière à ce que les courbes de diffusion concordent. Nous observons que la diffusion de la pression dans les expériences suit relativement bien le modèle quand les particules ne sont pas trop fines et/ou que l'épaisseur du lit n'est pas trop importante (Figure 6.23c-e et Figure 6.24a). Quand les lits sont composés de particules très fines (billes de 0-45

μm et ignimbrite, Figure 6.23a-f) ou sont relativement épais (45-90 μm quand $H = 60$ cm Figure 6.24c) il n'est pas possible d'ajuster les courbes de diffusion en considérant un D constant, la vitesse de décroissance de la pression étant soit surestimée pendant la première partie de la diffusion (D_1 : courbe bleu) ou alors sous-estimée en fin de diffusion (D_2 : courbe orange). Il faut cependant noter que pour une même configuration, les coefficients de diffusion « extrêmes » D_1 et D_2 sont toujours du même ordre de grandeur. Cette caractéristique d'un coefficient D non constant pendant la diffusion est également observée par Roche (2012) et Montserrat et al. (2012) pour des lits initialement expansés ($U_{sa} > U_{mf}$), ce qui concorde assez bien avec l'hypothèse d'une diffusion en partie compensée par la génération de pression lors de la compaction du dépôt. Pour les particules de 45-90 μm le degré de compaction est très faible mais le réarrangement microscopique des particules pourrait peut-être suffire à générer un mouvement relatif air-particules et ainsi ralentir la diffusion de pression. Il faut cependant noter que le processus de diffusion n'est pas aussi linéaire dans nos expériences que dans celles de Roche (2012), parce que la fluidisation générée lors de la formation du dépôt n'est pas aussi homogène que dans le cas d'un flux de gaz continu dans un lit granulaire statique, mais également parce qu'une partie de la pression interstitielle a déjà commencé à diffuser avant que l'ensemble du dépôt ne se soit formé. Ce dernier argument pourrait être une explication au fait que la diffusion est mieux représentée par le modèle quand le lit de particules est relativement peu épais (Figure 6.24) et donc que le dépôt se forme relativement rapidement.

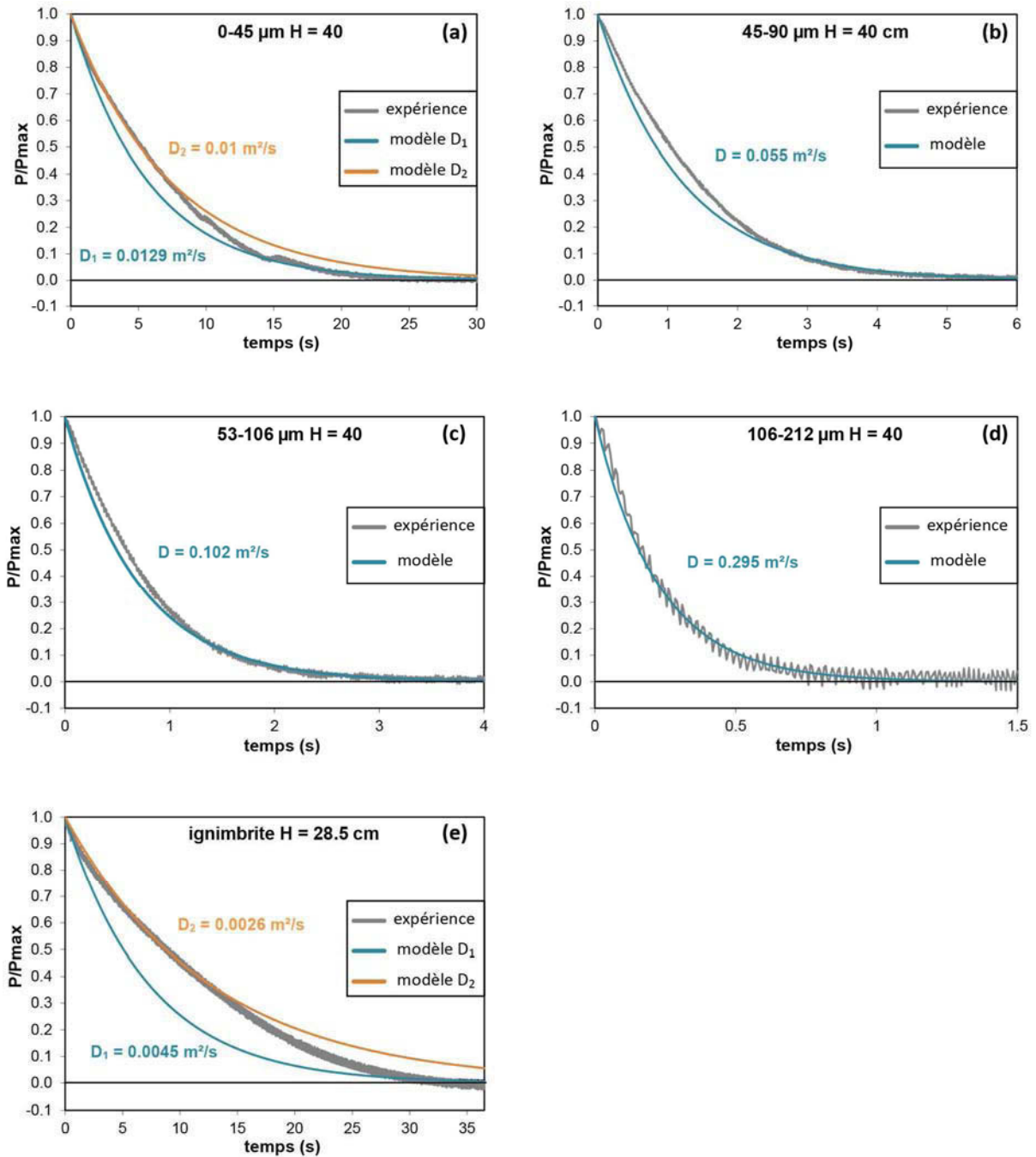


Figure 6.23 : décroissance de la pression dans le dépôt en fonction du temps pour différentes tailles et nature des particules. Les expériences sont ajustées par un modèle théorique de diffusion dont le D a été choisi par essai-erreur (voir texte pour détail). Quand le modèle ne représente pas bien les données expérimentales, deux courbes théoriques, correspondant à deux coefficients de diffusion « extrêmes » D_1 et D_2 sont représentées.

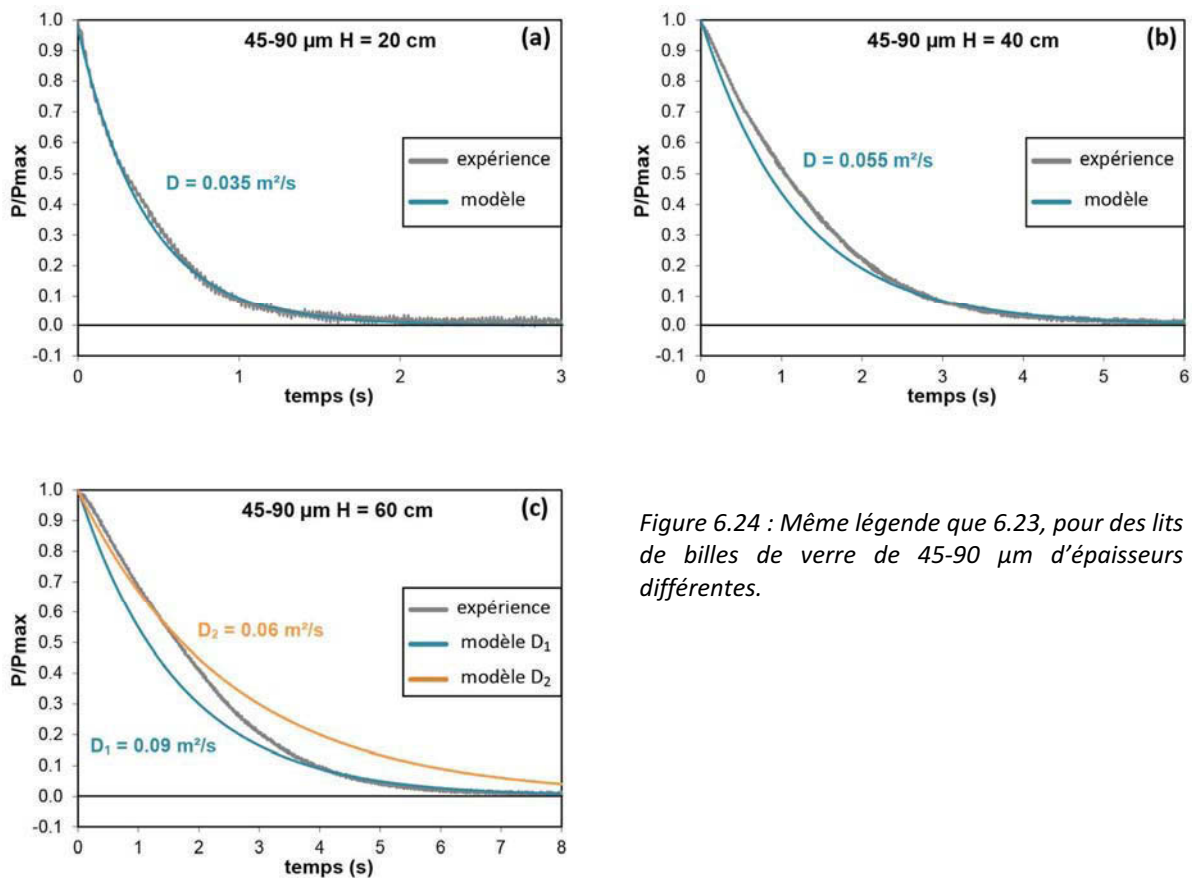


Figure 6.24 : Même légende que 6.23, pour des lits de billes de verre de 45-90 μm d'épaisseurs différentes.

6.3.3.2. Diffusion dans l'épaisseur du dépôt

Nous avons observé dans le cas de l'ignimbrite que, bien que la pression interstitielle diminue graduellement de la base vers la surface du dépôt, la durée totale de diffusion à la base est pratiquement identique à celle mesurée au milieu du dépôt (capteur 15 cm, Figure 6.18). Cette observation peut en partie être expliquée par le fait que la pression s'équilibre graduellement, avec les fortes surpressions qui diffusent plus rapidement que les plus faibles (cf. équation 2.8, chapitre fluidisation). Cependant, la décroissance de la pression à 15 cm montre initialement une forme convexe alors que les courbes des pressions de la base et de 3 cm ont une forme concave typique d'une courbe de diffusion. De ce fait, la décroissance de la pression à 15 cm est très lente par rapport à celles mesurées à la base du dépôt et les pressions finissent par être quasiment égales alors que la phase de diffusion n'est pas terminée (Figure 6.25a). A partir de ce moment, les pressions décroissent à la même vitesse jusqu'à ce que la diffusion soit complète. Ce résultat pourrait signifier que le dépôt est d'abord compacté au niveau de la base, où la diffusion se fait alors plus rapidement, alors que vers la surface, la diffusion est ralentie par l'expulsion de l'air du mélange encore expansé. La compaction se

fait alors progressivement de la base vers le sommet, et la portion de dépôt qui peut se « refluidiser » se retrouve de plus en plus restreinte vers la surface, jusqu'au moment où la compaction est totale (Figure 6.26). Ce ralentissement de diffusion vers la surface du lit est également observée, à moindre mesure, pour les billes de 0-45 μm (Figure 6.25b) mais ne semble pas se produire pour les billes plus grossières (45-90 μm , Figure 6.25c), du moins dans les conditions expérimentales étudiées.

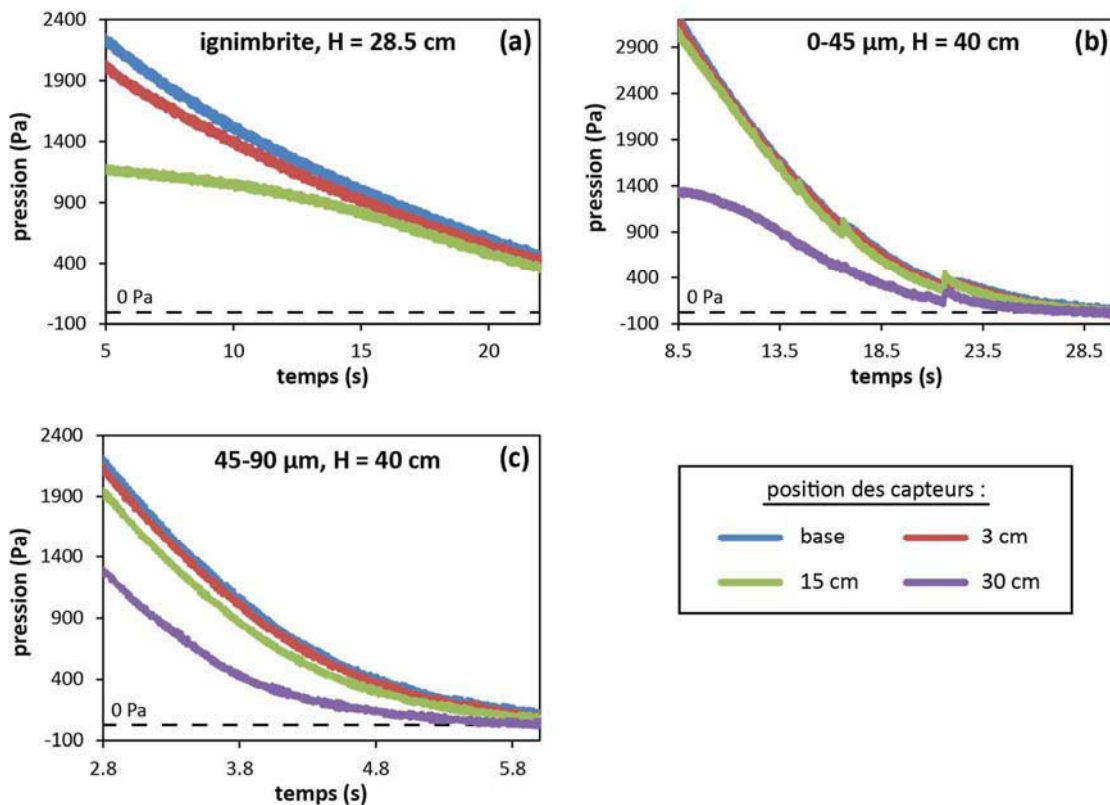


Figure 6.25 : vue rapprochée sur une partie des courbes de diffusion de la pression dans le dépôt en fonction du temps pour différentes positions de capteurs et pour (a) de l'ignimbrite, (b) des billes de verre de 0-45 μm et (c) des billes de verre de 45-90 μm .

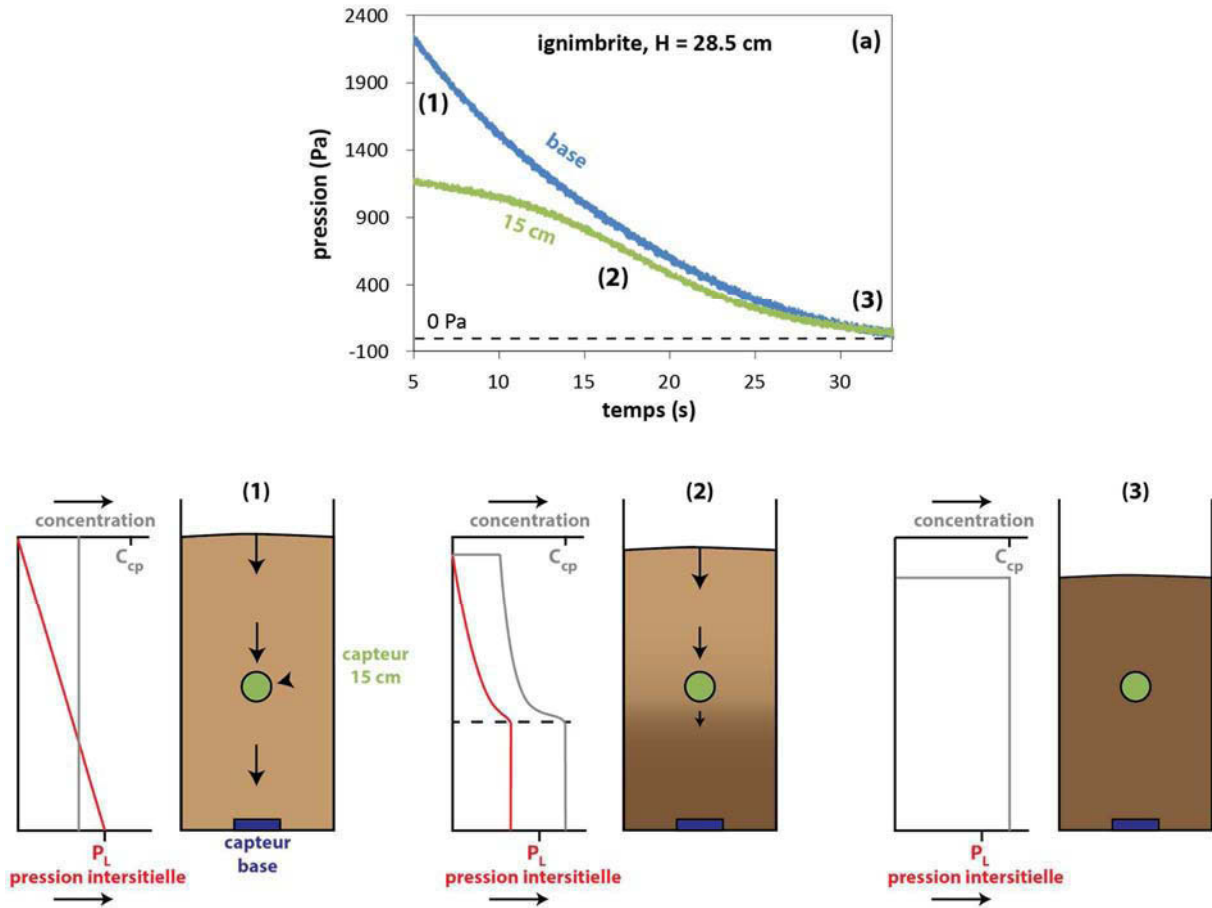


Figure 6.26 : évolution supposée de la pression et de l'état de compaction du dépôt entre la base et 15 cm pour l'ignimbrite. P_L représente la pression lithostatique exercée par le dépôt et C_{cp} représente la compaction maximale du dépôt.

6.3.4. Pressurisation thermique

Nous avons vu que la température du matériau granulaire influençait majoritairement la 1^{ère} surpression, c'est-à-dire quand l'air froid présent initialement sous le réservoir percole dans le lit de particules chaudes. Dans cette configuration, la pression interstitielle maximale mesurée à la base augmente avec la température, laquelle peut ainsi dépasser significativement la pression lithostatique ($P/P_L > 1.5$ pour $T = 200^\circ\text{C}$). En revanche, la deuxième surpression ne semble pas particulièrement contrôlée par la température, que ce soit en termes d'amplitude ou de temps de diffusion.

Dans le réservoir, l'augmentation de la pression avec la température pourrait être le résultat d'un effet de pressurisation thermique du gaz interstitiel (voir Figure 6.16). Quand un gaz est chauffé, il s'expande à cause du phénomène de dilatation thermique. Dans le cas de l'air en condition de basse pression, l'évolution de la pression et du volume avec la

température va obéir à la loi des gaz parfaits ($PV = nRT$). Si le volume dans lequel le gaz est contenu ne varie pas, la pression du gaz augmente alors linéairement avec T (équation 6.6). L'évolution de la valeur maximale de la 1^{ère} surpression, P_{1max} , avec la température est quasiment linéaire quand $T > 75^{\circ}\text{C}$, avec des valeurs relativement proches de la courbe théorique (Figure 6.16). Cela suggère que le volume des interstices ne varie pas, ou très peu, soit parce que la surpression du gaz n'est pas suffisante pour forcer l'expansion du milieu granulaire, soit parce que la dilatation du gaz est plus rapide que l'éventuelle dilatation des pores. La pressurisation thermique dans nos expériences proviendrait de l'effet combiné de la dilatation brutale de l'air froid provenant de la base de colonne, qui remonte entre les particules chaudes, et de la variation négligeable de la porosité du matériau granulaire. Comme la remontée rapide de l'air dans le lit de particules permet déjà de fluidiser presque totalement le lit de particules (P/P_L proche de 1), l'effet additionnel de pressurisation thermique permet de dépasser la pression lithostatique. Quand $T < 75^{\circ}\text{C}$, la forte variabilité des valeurs maximales de pression pourrait être en partie liée aux variations d'humidité ambiante qui agit sur la cohésion des particules fines. Quand les particules sont plus cohésives, la pression de gaz nécessaire pour casser les liens des particules peut parfois légèrement dépasser la pression lithostatique (Geldart 1986).

Le phénomène de pressurisation thermique est évoqué dans différents contextes géophysiques pour expliquer la réduction de contrainte dans certains matériaux poreux lorsqu'ils sont soumis à un changement de température. Ceux-ci comprennent entre autres la perte de cohérence des sols qui peut favoriser le déclenchement de glissements de terrains (exemple du Vaiont Slide, 1963, Italie, (Veveakis et al. 2007), la réduction de la contrainte sur des failles en glissement (Sulem et al. 2007), ou encore l'endommagement de matériaux agglomérés, tels que les ciments utilisés dans les puits de forages pétroliers qui perdent ainsi en capacité d'isolation (Ghabezloo and Sulem 2010).

La température influe également sur les caractéristiques intrinsèques de l'air. Par exemple, entre 20°C (293K) et 200°C (473K), la viscosité de l'air augmente de $1.81 \cdot 10^{-5}$ Pa.s à $2.57 \cdot 10^{-5}$ Pa s alors que dans le même temps sa masse volumique diminue 1.21 kg m^{-3} à 0.75 kg m^{-3} (Figure 6.27). D'après l'équation d'Ergun (équation 6.9, voir chapitre 2 pour plus de détails), la température aurait un effet particulier sur la fluidisation d'un lit de particules avec, pour une vitesse d'air donné, l'augmentation de la viscosité du gaz qui favorise la fluidisation (plus forte pression interstitielle générée) alors que la diminution de la densité a l'effet inverse. Cette équation décrit un équilibre qui dépend du régime d'écoulement du

fluide dans les interstices, déterminé par le nombre de Reynolds particulaire Re_p (équation 2.2, chapitre fluidisation). Quand $Re_p < 1-10$ (régime laminaire) l'équation est simplifiée à son premier terme et le seul paramètre du gaz influant est la viscosité. Quand $Re_p > 1000-2000$ (Régime turbulent), le second terme domine et la densité du gaz influe sur la vitesse minimum de fluidisation. Quand $10 < Re_p < 2000$, il existe une compétition entre les deux paramètres, la viscosité étant plus influente quand Re_p tend vers 10, et inversement pour la densité. En termes d'implications, une augmentation de température permettrait une diminution de la vitesse minimum de fluidisation pour les particules fines (faible Re_p) et une augmentation de U_{mf} pour les particules grossières (fort Re_p), la taille de particules critique à laquelle l'un ou l'autre des effets domine étant fortement dépendante de la porosité du lit (environ 1 mm et 500 μm pour des porosités respectives de 0.45 et 0.65). Les vitesses minimum de fluidisation théoriques à 20°C et 200°C calculées pour les différentes gammes de tailles de particules grâce à l'équation 6.10 sont reportées dans le Tableau 6.3.

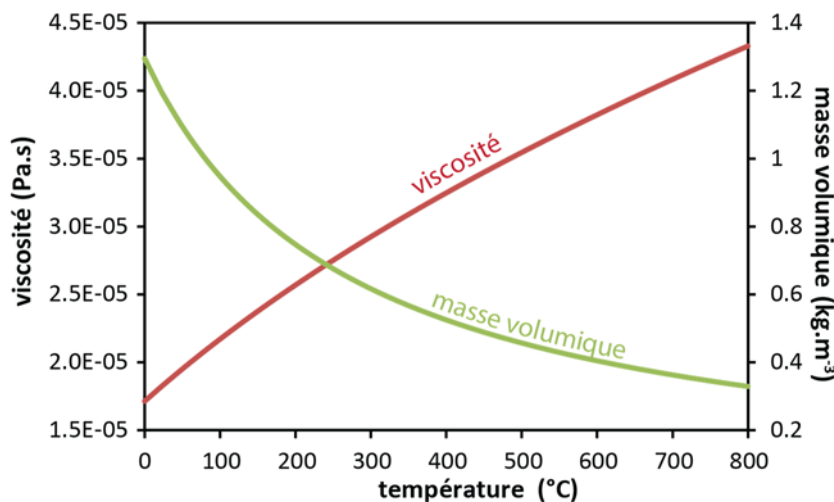


Figure 6.27 : évolution théorique de la viscosité et de la masse volumique de l'air en fonction de sa température.

Dans nos expériences, la vitesse de chute est toujours largement supérieure à la vitesse minimum de fluidisation des particules relativement fines ($d < 425-600 \mu\text{m}$), ce qui suggère que les variations de viscosité du gaz avec la température ont une influence négligeable sur la création de pression interstitielle. En revanche, la fluidisation pourrait être favorisée pour des vitesses différentielles gaz-particules plus faibles (par exemple pour de très petites hauteurs de chute) ou pour une porosité du mélange plus élevée. Dans ce cas, l'effet de la température ne serait pas négligeable puisque la vitesse minimum de fluidisation, liée à l'augmentation de la viscosité, est théoriquement réduite d'un facteur 1,4 entre 20°C et 200°C (Tableau 6.3).

6.4. Implications

La première surpression, mesurée dans le lit de particules encore en place dans le réservoir, semble avoir une origine proche de celle mesurée à la base des écoulements expérimentaux se propageant sur un substrat rugueux (chapitres 4 et 5): la chute des particules chasse l'air qui remonte et percole suffisamment rapidement à travers le lit de particules pour que la pression interstitielle ainsi créée compense la totalité du poids de particules. De ce fait, cette étude suggère que le mécanisme d'auto-fluidisation peut se produire pour des rugosités bien plus fortes que celles étudiées dans les chapitres 4 et 5 (plusieurs dizaines de centimètres dans cette étude contre moins de 6 mm pour les écoulements expérimentaux) et plus pertinentes pour les écoulements pyroclastiques. Les dimensions de rugosité d'un substrat (et donc des interstices) et les épaisseurs des écoulements sont très variables dans la nature. La taille de la rugosité contrôle principalement la durée pendant laquelle le flux de d'air ascendant est maintenu. Plus l'interstice est grand, plus le flux d'air est maintenu longtemps et donc plus la portion horizontale de l'écoulement auto-fluidisée peut être importante (voir chapitre 4 ou 5). L'épaisseur de l'écoulement influe principalement sur la phase de défluidisation, la durée de diffusion étant d'autant plus longue que l'écoulement est épais (pour une perméabilité de lit donnée, cf. t_d proportionnel à H^2/D). En revanche, dans le cas de particules fines, le degré de la fluidisation est probablement peu dépendant de ces deux paramètres puisque la vitesse minimum de fluidisation est très facilement atteinte ($U_{mf} <$ quelques mm/s). Ceci est confirmé par le fait que la fluidisation est presque complète pour des lits de billes de verre de 45-90 μm de 10 à 60 cm d'épaisseur ainsi que pour des écoulements de quelques centimètres d'épaisseur présentés dans les chapitres 4 et 5, pour lesquels la hauteur de chutes est pourtant très faible (< 6 mm). Un point important à noter est que le cisaillement dans l'écoulement n'est pas pris en compte dans cette série d'expériences. Or, celui-ci améliore la qualité de la fluidisation en cassant les agrégats de particules fines, ce qui permet une fluidisation plus homogène (Druitt et al. 2004; Huang et al. 2009). Il apparait donc que le phénomène d'auto-fluidisation mis en évidence par nos expériences dans des colonnes statiques serait potentiellement plus efficace pendant la propagation d'un écoulement.

La 2^{ème} surpression, enregistrée dans le dépôt, peut se produire pendant la compaction de la partie dense d'un écoulement, par exemple après l'effondrement de la colonne éruptive ou après le passage au niveau d'une rupture de pente. Perret (1937) et Nakada et Fuji (1993) ont observé, respectivement lors des éruptions de la montagne Pelée en 1902 et du Mont Unzen en 1991, un ravivement de l'énergie des écoulements pyroclastique juste après qu'ils

aient chuté d'une cascade ou d'une falaise, ce qui pourrait peut-être témoigner d'un épisode d'auto-fluidisation. Au vu des résultats expérimentaux de cette étude, il semblerait que même une très faible hauteur de chute puisse être suffisante pour créer une forte pression interstitielle dans un mélange constitué de particules fines. Ceci suggère qu'un écoulement pyroclastique n'aurait pas nécessairement besoin de tomber de très haut pour s'auto-fluidiser. Des obstacles, ou sauts topographiques de plus ou moins grandes échelles, peuvent être fréquents sur le trajet des écoulements pyroclastiques, qui pourraient ainsi s'auto-fluidiser à plusieurs reprises au cours de leur propagation. Etant donné la très longue diffusion de la pression interstitielle pour un lit très peu épais d'ignimbrite ($t_d \sim 30$ secondes pour un lit de 28.5 cm d'épaisseur dans les expériences) il est envisageable qu'un écoulement pyroclastique de plusieurs mètres d'épaisseur puisse conserver une pression interstitielle pendant plusieurs minutes, voire dizaines de minutes (voir figure 2.8, chapitre 2, Druitt et al., 2007; Roche 2012).

La chute d'un mélange granulaire peut également causer la perte des particules fines par éluviation, comme en témoigne la brusque augmentation du volume du nuage co-pyroclastique observée lorsque des écoulements pyroclastiques qui ont chuté depuis une hauteur importante (Nakada et Fuji 1993). Si la proportion de particules fines éluvées est importante, la perméabilité de l'écoulement devient plus forte, ce qui réduit sa capacité d'auto-fluidisation (génération et rétention de pression). Il est donc possible qu'une forte hauteur de chute ne favorise pas particulièrement une meilleure fluidisation et que les petits sauts d'obstacles (quelques dizaines de centimètres à quelques mètres) soient en réalité plus efficaces pour à la fois fluidiser l'écoulement et lui permettre conserver un état partiellement fluidisé (et donc une faible friction) plus longtemps.

Dans nos expériences, la température a été limitée à 200 °C pour ne pas endommager le dispositif et les capteurs. Or, la température des écoulements pyroclastiques est souvent plus élevée, dépassant parfois 500°C (Cas and Wright 1987; Lesti et al. 2011). De ce fait, il est fort probable que le phénomène de pressurisation thermique, mis en évidence par les expériences, soit encore plus prononcé dans les écoulements naturels. Ainsi, un écoulement pyroclastique très chaud pourrait atteindre l'état de fluidisation plus rapidement que dans les expériences du fait de l'excès de pression lié à la pressurisation thermique mais également de la diminution de la vitesse minimum de fluidisation due à l'augmentation de la viscosité du gaz. Par exemple, la viscosité de l'air est deux fois supérieure à 500°C qu'à 20°C (Figure 6.27) ce qui se traduirait par un U_{mf} réduit de moitié. Théoriquement, une forte viscosité

devrait également rallonger le temps de diffusion de la pression (faible D) mais les résultats de nos expériences ne montrent pas de tendance claire à ce sujet, ce qui semble être en accord avec les résultats de Druitt et al. (2007).

6.5. Conclusions et perspectives

6.5.1. Résumé des principaux résultats

Le phénomène d'auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques a été étudié par la chute de lits de billes de verres sphériques et de particules d'ignimbrite à des hauteurs de 20 et 90 cm. La chute des particules provoque deux épisodes principaux de création de pression d'air interstitielle :

- (1) Une première surpression, mesurée lorsque la majorité du lit granulaire est encore en place dans le réservoir, et probablement causée par la remonté d'air provoquée par la chute des particules dans la colonne (1^{ère} auto-fluidisation). Pour un écoulement pyroclastique cela peut correspondre à la chute de la partie basale de l'écoulement dans les interstices d'un substrat rugueux (chapitre 4 et 5).
- (2) Une seconde surpression, générée au moment de la formation du dépôt par la compaction du mélange qui provoque l'expulsion de l'air interstitiel. Ce type de fluidisation pourrait représenter la compaction de l'écoulement après la retombée de la colonne éruptive, le franchissement d'un saut topographique ou d'un obstacle, ou simplement lors de la sédimentation à la base de l'écoulement.

L'influence de plusieurs paramètres sur les deux épisodes d'auto-fluidisation a été étudiée :

Taille des particules :

La taille des particules étudiées a été variée de 0-45 μm à 3 mm, l'étude s'étant principalement focalisée sur les particules fines à moyennes ($<500 \mu\text{m}$). La taille des particules a peu d'influence sur la pression générée dans le réservoir tant que la vitesse de percolation de l'air est supérieure ou égale à la vitesse minimum de fluidisation (U_{mf}) du mélange granulaire. Pour les particules fines ($< 100 \mu\text{m}$), U_{mf} est tellement faible que même une chute de quelques millimètres peut être suffisante pour que le flux d'air ascendant fluidise totalement le matériau (cf. chapitres 4 et 5). En revanche, la diffusion de pression est très

sensible à la taille des particules puisque plus les particules sont fines plus la perméabilité du mélange est faible, et donc plus le temps de diffusion est long. La diffusion de la pression interstitielle est pratiquement instantanée pour des particules plus grandes que 250-425 μm , mais devient non-négligeable quand la taille des particules est inférieure à 100 μm ($t_d > 1.5$ s pour $H \geq 20$ cm). Pour l'ignimbrite, le temps de diffusion est très supérieur à celui des billes de verre, même les plus fines (t_d de l'ignimbrite est trois fois supérieur à celui des billes de 0-45 μm pour $H = 20$ cm). Cela suggère que (1) la perméabilité de l'ignimbrite est plus faible que celle des lits de billes de verre fines de diamètre médians comparables, éventuellement à cause d'une plus grande concentration en particules très fines (< 30 μm) et une plus grande variabilité de formes des particules. (2) la phase de compaction lente après la formation du dépôt initialement expansé (jusqu'à 12% d'expansion par rapport au lit initial), et l'expulsion de l'air interstitiel qui en résulte, permet de générer une pression interstitielle supplémentaire, retardant ainsi la défluidisation du dépôt.

Hauteur de chute :

Nous n'avons pas observé d'influence significative de la hauteur de chute (20 et 90 cm) sur la fluidisation des particules, excepté pour l'amplitude de la pression dans le dépôt (2^{ème} surpression) qui est souvent inférieure à plus forte hauteur de chute, probablement du fait de l'arrivée d'amas de particules plus dispersés à la base de la colonne. Pour l'ignimbrite, en revanche, une plus forte hauteur de chute permet de fragmenter plus efficacement les agrégats de particules et de générer ainsi une fluidisation plus homogène du dépôt. Pour des écoulements, le cisaillement devrait empêcher, ou du moins fortement réduire, le phénomène d'agrégation des particules, ce qui permettrait une fluidisation plus homogène même pour des faibles hauteurs de chute.

Épaisseur du lit de particules :

Pour des billes de 45-90 μm , valeur maximale de la 1^{ère} surpression augmente quasiment linéairement avec l'épaisseur initiale du lit, H_0 , en restant proche de la pression lithostatique ($P/P_L > 0.86$). Cela signifie que, pour l'échelle étudiée ($H = 10-60$ cm), l'épaisseur n'a pas, ou très peu d'influence sur le degré de fluidisation. Le temps de diffusion de la pression dans le dépôt est proportionnel à H^2 , confirmant ainsi les études précédentes (Major 1996; Iverson 1997; Roche 2012).

Température du lit de particules :

La température permet d'augmenter la pression interstitielle dans le réservoir par un effet de pressurisation thermique qui résulte de la dilatation brutale de l'air froid ingéré dans le mélange de particules chaudes. Cet effet peut permettre de fluidiser des particules même quand la vitesse différentielle gaz/particules est inférieure à U_{mf} et peut également causer une pression supérieure à la pression lithostatique ($P/PL > 1$).

6.5.2. Perspectives

Pour mieux contraindre les paramètres qui influent sur l'auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques, plusieurs séries d'expériences complémentaires pourraient être menées :

Il serait intéressant de faire des expériences de chute d'ignimbrite en variant systématiquement l'épaisseur, comme effectué pour les billes de 45-90 μm ($H=10-60$ cm). Cela permettrait notamment de vérifier la relation entre le temps de diffusion et l'épaisseur du lit et éventuellement de pouvoir extrapoler ces résultats à des épaisseurs plus réalistes pour les écoulements naturels. L'utilisation d'autres matériaux naturels (ignimbrites plus grossières, dépôts d'écoulements de blocs et cendres...) pourrait également enrichir cette étude.

Il faudrait vérifier également si l'augmentation du taux de pression interstitielle (P/P_L) causé par le phénomène de pressurisation thermique dépend de l'épaisseur du lit de particules. L'effet de la température sur la diffusion pourrait dans le même temps être étudié à plus fortes épaisseurs, pour lesquelles le temps de diffusion est plus long (pour des billes de 45-90 μm $t_d < 2$ secondes pour $H = 20$ cm alors que $t_d > 10$ s pour $H = 60$). Dans ce cas, une variation de la capacité de rétention avec la température serait plus facilement repérable.

Il est difficile de savoir quelles sont les principales causes des différences de résultats obtenus entre les expériences d'auto-fluidisation avec les billes de verre fines et celles avec l'ignimbrite. Cela provient notamment du fait que plusieurs caractéristiques diffèrent entre ces deux matériaux et peuvent agir sur la perméabilité et/ou la capacité d'expansion du mélange :

- La densité du mélange est plus forte pour les lits de billes de verre ($\rho_m \sim 1400-1500$ kg m^{-3}) que pour l'ignimbrite ($\rho_m \sim 1000$ kg m^{-3}). De même, les billes de verres ont une masse volumique unique (~ 2500 kg m^{-3}) alors l'ignimbrite est constituée de particules de nature différentes, telles que les ponces ($\rho < 1000$ kg m^{-3}), les lithiques et les cristaux ($\rho > 2000$ kg m^{-3})

- la gamme de taille est beaucoup plus grande dans le cas de l'ignimbrite (de 0 - 4000 μm)
- la forme des particules est sub-sphérique pour les billes de verre alors qu'elle est très variable pour les particules de l'ignimbrite.

Il serait donc intéressant de pouvoir isoler ces paramètres en faisant différentes séries d'expériences. Par exemple :

- Utiliser des matériaux synthétiques sphériques de différentes densités, mais aussi combiner deux ou trois densités différentes dans un même lit de particules et à différentes proportions.
- Augmenter la gamme de taille des billes de verre en essayant de conserver une granulométrie moyenne constante.
- Utiliser des particules de formes différentes. Il semble difficile de contrôler précisément la forme des particules, notamment pour des expériences qui en nécessitent une grande quantité (plusieurs kilogrammes). Cependant il serait déjà intéressant de faire les expériences avec des particules de formes très irrégulières et de faire varier les proportions entre ce type de particules et des particules sphériques.

Nomenclature

symbole	paramètre	unité (SI)
t	temps	s
t_d	durée de décroissance de la 2 ^{ème} surpression (correspond à une durée de diffusion)	s
d	diamètre des particules	m
$d_{médian}$	diamètre médian du lit de particules	m
H	épaisseur du lit de particules	m
H_0	épaisseur initiale du lit de particules	m
$H_{P_{max}}$	épaisseur du lit quand P_{1max} est mesuré	m
L	largeur du lit de particules	m
P	pression interstitielle	Pa
P_L	pression lithostatique	Pa
P_{1max}	valeur maximale de la 1 ^{ère} surpression	Pa
P_{2max}	valeur maximale de la 2 ^{ème} surpression	Pa
T	température du lit de particules	K ou °C
ε	porosité	
μ	viscosité dynamique du fluide	Pa s
ρ_m	masse volumique du lit de particules	kg m ⁻³
ρ_p	masse volumique des particules	kg m ⁻³
ρ_f	masse volumique du fluide	kg m ⁻³
ρ_a	masse volumique de l'air	kg m ⁻³
g	accélération gravitationnelle	m s ⁻²
k	perméabilité du lit de particules	m ²
D	coefficient de diffusion hydraulique	m ² s ⁻¹
V	volume	m ³
Q_{air}	débit d'évacuation d'air	m ³ s ⁻¹
$Q_{dépôt}$	débit de particules formant le dépôt	m ³ s ⁻¹
U_{sa}	vitesse superficielle de l'air	m s ⁻¹
$U_{dépôt}$	vitesse de formation du dépôt	m s ⁻¹
U_{mf}	vitesse minimum de fluidisation	m s ⁻¹
U_{mb}	vitesse minimum de formation des bulles (bubbling)	m s ⁻¹
Re_p	nombre de Reynolds particulaire	
β	compressibilité du fluide	Pa ⁻¹

Conclusions générales et perspectives

La fluidisation est reconnue comme un des mécanismes qui permet d'expliquer la grande mobilité des écoulements pyroclastiques. La forte capacité d'un matériau pyroclastique à être fluidisé a été démontrée expérimentalement (Wilson 1980; Druitt et al. 2007; Girolami et al. 2008) par l'injection d'un flux de gaz vertical dans le matériau statique. En revanche, peu de travaux se sont intéressés à mettre en évidence les sources de gaz et les mécanismes associés susceptibles de fluidiser les écoulements pyroclastiques au cours de leur propagation.

Les résultats de cette thèse suggèrent que les écoulements pyroclastiques peuvent s'auto-fluidiser au contact de l'air ambiant, notamment lorsqu'ils se propagent sur un substrat rugueux ou subissent une chute. Ce mécanisme a été démontré expérimentalement grâce à deux méthodologies différentes :

- (1) la génération de petits écoulements (0.5 – 5 cm d'épaisseur et < 3m de long) selon le principe de rupture de barrage sur un substrat de différentes rugosités (chapitre 4) et à différentes inclinaisons (chapitre 5).
- (2) la chute d'un lit de particules dans une colonne statique (chapitre 6).

1. Résumé des principaux résultats

1.1. Écoulements sur substrat rugueux

Cette étude fait suite à celles de Roche et al. (2008 ; 2010) et Roche (2012) dont les expériences ont permis d'étudier le rôle prépondérant de la fluidisation (i.e forte pression de

fluide interstitiel) sur la propagation des écoulements granulaires. Ces travaux avaient notamment mis en évidence que les écoulements initialement fluidisés pouvaient se propager à des distances plus de deux fois supérieures à celles d'écoulements non-fluidisés. Ils ont également montré que la pression interstitielle, témoin direct de l'état fluidisé, diffuse progressivement au cours de la propagation et que le rétablissement progressif des forces frictionnelles est responsable du ralentissement et de l'arrêt des écoulements.

1.1.1. Chenal horizontal

Dans la première partie de la thèse, nous avons utilisé le même dispositif que celui de Roche et al. (2010) mais avons fait varier la rugosité à la base du chenal en y collant des billes de verre de 45-90 μm à 6 mm de diamètre. Les expériences ont également été effectuées avec un fond lisse (i.e. sans billes collées). Les écoulements étaient composés de billes de verre de 45-90 μm de diamètre et étaient initialement fluidisés (flux d'air ascendant dans le réservoir) ou non selon les expériences.

Cette étude a permis de mettre en évidence un nouveau mécanisme d'auto-fluidisation des écoulements granulaires, provoqué par la sédimentation des particules dans les interstices du substrat. L'air présent initialement dans les interstices est forcé de s'échapper et remonte en percolant dans l'écoulement. La fluidisation des écoulements a été mise en évidence grâce à des mesures de forte pression interstitielle ($P/P_L = 0.7-1$, avec P_L la pression lithostatique exercée par l'écoulement sur le capteur) à la base de la tête des écoulements initialement non-fluidisés (sans pression interstitielle) qui se propageaient sur fond rugueux. Ce mécanisme d'auto-fluidisation a plusieurs conséquences :

(1) La présence d'un substrat rugueux accroît la distance de parcours des écoulements. Plus la rugosité (i.e. la taille des particules collées au substrat) augmente, plus la distance de parcours est grande. Celle-ci peut atteindre le double pour une rugosité de 1.5 à 3 mm comparé à un substrat lisse, que les écoulements aient été initialement fluidisés ou non. Ainsi, un écoulement initialement fluidisé sur un fond rugueux peut parcourir une distance jusqu'à 4 fois supérieure à celle d'un écoulement initialement non-fluidisé sur fond lisse. Quand la rugosité est forte par rapport à l'épaisseur de l'écoulement (cf. substrat > 3 mm), son effet sur l'accroissement de la distance de parcours devient moins efficace. En revanche, la distance de parcours des écoulements constitués de particules plus grandes (250-425 μm) ne dépend pas de la rugosité.

(2) En termes de cinématique, la vitesse maximale de propagation du front des écoulements initialement non-fluidisés augmente avec la rugosité. Cet effet est beaucoup moins évident pour les écoulements initialement fluidisés, probablement parce que leur vitesse est déjà proche de celle d'un écoulement inertiel ($U \sim (2gH_0)^{1/2}$, avec H_0 l'épaisseur initiale de la colonne de particules dans le réservoir; Roche et al. 2008). En revanche, plus la rugosité est forte, plus la décélération de l'écoulement (initialement fluidisé ou non) est faible, ce qui témoigne d'une réduction de friction à l'intérieur et/ou à la base de l'écoulement.

(3) D'un point de vue morphologique, en présence d'un substrat rugueux, la tête d'écoulement (partie qui glisse sur le substrat) se démarque du corps (partie arrière à la base duquel se forme le dépôt) qui ralentit et s'arrête beaucoup plus rapidement. La tête d'écoulement continue de s'étaler dans le chenal, ce qui permet à la fois d'augmenter le temps de propagation et la distance de parcours. Plus la rugosité est forte, plus la longueur et l'épaisseur de la tête d'écoulement sont grandes et donc plus celle-ci peut s'étaler loin dans le chenal. La forme des dépôts est donc caractérisée par une zone proximale relativement épaisse et indépendante de la rugosité, et par une partie distale très fine dont l'étalement est d'autant plus important que la rugosité est forte.

(4) A partir de vidéos rapprochées (fenêtre d'étude de 2-3 cm) nous avons pu observer que la tête de l'écoulement glisse d'abord par-dessus le fond rugueux quelles que soient les dimensions de ce dernier (jusqu'à 6 mm). Cela signifie que la rugosité n'agit pas en premier lieu comme une succession d'obstacles que l'écoulement doit franchir mais plutôt comme un substrat parsemé d'interstices. Au cours de la propagation, les particules chutent principalement en amas dans les interstices, ce qui permet d'en chasser l'air suffisamment rapidement pour que celui-ci percole dans l'écoulement et le fluidise. Les interstices finissent par se combler, ce qui explique que l'écoulement ne peut s'auto-fluidiser sur toute sa longueur. La durée de remplissage des interstices augmentant avec leur volume, ceci peut expliquer l'accroissement de la portion auto-fluidisée de l'écoulement à plus forte rugosité.

L'augmentation de la distance de parcours des écoulements avec la rugosité pourrait également être expliquée par un autre mécanisme de réduction de la friction basale de la tête d'écoulement. Celle-ci serait causée par l'augmentation relative de la surface des interstices avec la rugosité qui réduit la surface de contact entre l'écoulement et le substrat. Cette hypothèse n'a pas pu être vérifiée au cours de cette thèse.

1.1.2. Chenal incliné

Dans une seconde étude expérimentale, nous avons dans un premier temps cherché à connaître l'influence de la pente sur le mécanisme d'auto-fluidisation. Dans ces expériences, l'angle de la pente a été variée de 0° à 30° , le substrat était lisse ou fortement rugueux (billes collées de 3mm) et les écoulements étaient initialement fluidisés ou non. Les inclinaisons étudiées correspondent à la plupart des pentes sur lesquelles les écoulements pyroclastiques sont susceptibles de se propager : depuis le sommet du volcan où elles peuvent atteindre $30-35^\circ$, jusqu'aux plaines distales faiblement inclinées voire horizontales.

Les résultats ont montré que la génération de pression interstitielle dans la tête des écoulements initialement non-fluidisés qui se propagent sur fond rugueux reste très forte ($P/P_L = 0.7-1$) et est indépendante de l'inclinaison. De même, la portion de l'écoulement auto-fluidisée tend à augmenter avec la pente, probablement du fait d'une propagation plus rapide qui étire davantage la tête d'écoulement.

Comme dans le cas d'un substrat horizontal, la distance de parcours sur fond rugueux est plus importante que sur fond lisse (pour une inclinaison donnée). Cependant, cette étude a montré que le rapport entre les distances de parcours des écoulements sur fond rugueux et sur fond lisse, r_r/r_s , diminue quand la pente devient forte ($\theta > 10-12^\circ$), les distances de parcours devenant quasiment identiques pour des pentes de $16-20^\circ$ (la distance de parcours dépasse la longueur du chenal à plus grande pente). La cinématique des écoulements permet, au moins en partie, d'expliquer cette observation. Pour les deux conditions de rugosité étudiées, une augmentation de l'angle de la pente induit une augmentation de la vitesse de propagation de l'écoulement et une réduction de sa décélération. Cependant, au bout d'un certain temps de propagation, l'écoulement sur substrat rugueux décélère brutalement. Cette phase de décélération brutale semble se produire lorsque la tête d'écoulement devient très fine et qu'il n'y reste plus qu'une très faible quantité de particules. Ainsi, l'écoulement semble être forcé de s'arrêter par manque d'apport en particules au front (du fait du fort étalement de la tête et de la perte de particules dans les interstices), et non à cause de la dissipation d'énergie causée par les forces frictionnelles, comme dans le cas des écoulements sur fond lisse. Il est également possible que lorsque l'épaisseur de l'écoulement est faible par rapport à la rugosité, cette dernière apparaisse comme un obstacle qui freine l'écoulement.

Ces expériences avaient également pour but de vérifier l'hypothèse d'auto-fluidisation par ingestion d'air au front d'écoulement proposé par certains auteurs (ex: McTaggart 1960; Wilson and Walker 1982; Salatino 2005). L'absence de surpression pour des écoulements

initialement non-fluidisés sur fond lisse, même à forte inclinaison du chenal (jusqu'à 30°), montre que pour les conditions testées l'ingestion d'air au front, si elle se produit, a un effet négligeable sur la fluidisation des écoulements. Ce résultat est à prendre avec précaution puisque les vitesses des écoulements expérimentaux sont relativement faibles (< 5 m/s) par rapport à celles des écoulements naturels (jusqu'à plusieurs dizaines de mètres par seconde).

Un autre résultat de cette étude est l'observation de la formation d'un dépôt temporaire à la base des écoulements lorsque l'inclinaison est proche de l'angle de repos du matériau (28.5°). Ce dépôt se forme au début de la propagation, quand l'écoulement est rapide et épais, puis est remobilisé progressivement quand l'épaisseur et la vitesse de l'écoulement diminuent, jusqu'à ne laisser qu'un dépôt très fin ($\ll 1$ mm) dans le chenal. Ces résultats sont préliminaires et nécessitent une étude plus approfondie.

1.2. Auto-fluidisation par chute de lits de particules

Dans une 3^{ème} série d'expériences, le mécanisme d'auto-fluidisation par chute des particules a été étudié à plus grande échelle afin de se rapprocher des rugosités susceptibles d'affecter la propagation des écoulements pyroclastiques. Les paramètres étudiés étaient la hauteur de chute (20 cm et 90 cm), l'épaisseur du lit de particules ($H = 10-60$ cm), la taille des particules (0-45 μm à 3mm de diamètre), la température du lit de particules (20 à 200°C). La plupart des lits de particules étaient composés de billes de verre sub-sphériques, comme dans les deux premières études, mais nous avons également utilisé des échantillons d'une ignimbrite riche en particules fines pour des expériences complémentaires.

Cette étude a permis de mettre en évidence 3 phases de pression d'air interstitiel, présentées selon leur ordre d'apparition dans le temps :

- une sous-pression très brève (< 0.2 s), lorsque la porte qui retient le lit granulaire commence à s'ouvrir.
- une 1^{ère} surpression, quand les particules commencent à tomber mais que la majeure partie du lit de particules est encore en place dans le réservoir (i.e. au-dessus de la porte).
- une 2^{ème} surpression, lorsque le dépôt se forme à la base de la colonne, qui apparaît généralement avant la fin de la 1^{ère} surpression mais peut se prolonger beaucoup plus longtemps (jusqu'à plus de 30 secondes).

La sous-pression initiale a probablement une origine dynamique. Elle peut être liée à la détente rapide de l'air présent à la base de la colonne lorsque la porte (1 cm d'épaisseur) est retirée. Son amplitude serait donc dépendante du rapport entre le volume supplémentaire disponible pour l'air, causé par le retrait de la porte, et le volume initial d'air présent à la base de la colonne avant que la porte soit ouverte.

La première surpression est interprétée comme résultant de l'air expulsé de la base de la colonne en conséquence de la chute des particules et qui est forcé de percoler à travers le lit encore en place dans le réservoir. Cette surpression peut être causée par le mécanisme de fluidisation mis en évidence dans les deux premières études, la colonne représentant ici un interstice du substrat rugueux. Un des points les plus importants est que, même pour une faible hauteur de chute (20 cm), la 1^{ère} surpression compense presque entièrement le poids du lit, quelle que soit son épaisseur ($H_0 = 10-60$ cm), à conditions que les particules ne soient pas trop grandes ($d < 600-800$ μm). Cette caractéristique suggère que le mécanisme d'auto-fluidisation peut être également efficace à l'échelle naturelle. De plus, ce mécanisme ne dépendrait pas, ou peu, de la hauteur de chute, sous réserve que les particules chutent en amas relativement denses et que l'écoulement soit relativement riche en particules fines.

La 2^{ème} surpression a été mise en évidence dans le dépôt en formation à la base de la colonne. Cette surpression est probablement causée par la vitesse relative entre les particules qui chutent et l'air piégé dans le dépôt en formation. Une fois toutes les particules tombées, la pression interstitielle dans le dépôt décroît avec le temps. Contrairement à la première surpression, l'intensité de la 2^{ème} surpression dépend fortement des caractéristiques des particules. En effet, même si les vitesses de chute et de compaction sont suffisamment fortes pour dépasser la vitesse minimum de fluidisation de la plupart des particules (diamètre $< 250-425$ μm), la formation du dépôt n'est pas instantanée et la pression peut ainsi commencer à diffuser avant que l'aggradation ne soit terminée. Quand les particules sont relativement grandes ($d > 100$ μm), et donc que la perméabilité du lit est forte ($k > 10^{-11}$ m^2), la diffusion de la pression est rapide par rapport au temps de formation et de compaction du dépôt, et la pression interstitielle mesurée dans le dépôt est très faible, voire absente. Au contraire, si les particules sont suffisamment fines ($d < 100$ μm ; $k < 10^{-11}$ m^2), la pression mesurée à la base du dépôt, bien qu'inférieure à la pression lithostatique causée par celui-ci, est relativement forte ($P/P_L = 0.4-0.9$). Cette pression décroît ensuite lentement par diffusion, la durée de celle-ci étant d'autant plus longue que la perméabilité du lit est faible et que son épaisseur est forte (pour une perméabilité donnée, $t_{diff} \propto H_0^2$). Pour les lits constitués d'ignimbrite ou de

billes de 0-45 μm , le dépôt qui se forme est initialement expansé (respectivement jusqu'à 12 % et 3 % par rapport à H_0) et il se compacte lentement pendant la phase de diffusion de pression. Le mouvement différentiel causé par la sédimentation des particules et l'expulsion de l'air du dépôt lors de la compaction peut permettre la génération d'une pression interstitielle qui rallonge ainsi le temps de diffusion.

Ces expériences ont également permis de montrer que la pression interstitielle générée dans le lit de particules augmente avec la température de ce dernier et peut même dépasser la pression lithostatique. Cette augmentation de pression est le témoin d'un phénomène de pressurisation thermique, qui résulte de l'expansion thermique de l'air dans le milieu granulaire dont l'éventuelle dilatation est négligeable. Cet effet est principalement observé lors de la 1^{ère} surpression, c'est-à-dire quand l'air qui remonte depuis la base de la colonne est encore « froid » par rapport au lit de particules.

2. Implications pour la dynamique des écoulements pyroclastiques

Les études expérimentales de cette thèse suggèrent que la nature du terrain sur lequel se propage un écoulement pyroclastique peut avoir une forte influence sur sa dynamique et sa distance de parcours. Nakada et Fuji (1993) ont remarqué que les écoulements pyroclastiques de l'éruption du Mont Unzen en 1991 atteignaient une plus grande distance de parcours lorsqu'ils se propageaient sur la surface originale de la vallée qui était rugueuse que lorsque la surface était déjà recouverte par des dépôts d'écoulements. Cette observation est en accord avec nos résultats mais il faut cependant tenir compte du fait qu'un grand nombre de paramètres ont pu avoir une influence sur la distance de parcours de ces écoulements. Ceux-ci incluent par exemple le volume et le débit de l'écoulement, la pente du substrat qui a pu être adoucie par les dépôts précédents, le niveau de fragmentation des blocs et donc la quantité en particules fines, etc...

La diffusion de la pression de fluide dans les écoulements pyroclastiques peut être très lente (plusieurs dizaines de minutes, voire plusieurs heures, pour des écoulements de plusieurs mètres d'épaisseur avec une perméabilité $< 10^{-12} \text{ m}^2$). Cependant, la réinstauration des forces de friction se produit progressivement dans l'écoulement et contribue à ralentir sa propagation avant que la pression de fluide ne soit entièrement diffusée. Ainsi, l'auto-fluidisation pourrait avoir une forte influence puisqu'elle permettrait de renouveler la pression interstitielle au cours de la propagation de l'écoulement, lui permettant ainsi de conserver une faible friction

pendant une grande partie de sa mise en place. Ce mécanisme pourrait avoir notamment opéré sur des écoulements qui ont parcouru plusieurs kilomètres, voire dizaines de kilomètres, sur des pentes très faibles (exemples : Cerro Galan, Argentine, Cas et al. 2011; Kidnappers Ignimbrite, Nouvelle Zélande, Wilson et al. 1995, Peach Spring Tuff, Californie, Valentine et al. 1989).

Les résultats de cette thèse n'ont pas la même implication pour tous les types d'écoulements pyroclastiques. En effet, la capacité d'un écoulement à se fluidiser et à conserver une forte pression interstitielle est très dépendante de sa perméabilité, qui peut varier de plusieurs ordres de grandeur (Druitt et al. 2007; Roche 2012). Les résultats suggèrent que l'auto-fluidisation peut être efficace pour des écoulements relativement riches en particules fines ($d < 100-150 \mu\text{m}$). En revanche, quand la concentration en particules fines est faible (par exemple pour les écoulements de scories et certains écoulements de blocs et cendres) l'état fluidisé est beaucoup plus difficile à atteindre (U_{mf} plus grand) et la diffusion de la pression interstitielle est tellement rapide (estimée à quelques secondes maximum) que celle-ci nécessiterait d'être régénérée de manière quasi constante pour que le mécanisme d'auto-fluidisation puisse réellement favoriser la propagation de l'écoulement. Notons que le mécanisme d'auto-fluidisation n'est pas à exclure pour d'autres types d'écoulements naturels, tels que les avalanches de débris, sous réserve que leur concentration en particules fines soit suffisamment importante.

La température au sein des écoulements pyroclastique est généralement très forte ($> 200^\circ\text{C}$), ce qui suggère que le mécanisme de pressurisation thermique mis en évidence dans nos expériences est susceptible de se produire si de l'air froid est incorporé dans l'écoulement. Cette pressurisation pourrait permettre à l'écoulement d'être entièrement fluidisé même si la vitesse minimum de fluidisation n'est pas atteinte. Cependant, il est probable qu'un écoulement puisse plus facilement se dilater qu'un lit de particule statique, et donc mieux accommoder l'expansion de l'air. La pressurisation thermique étant rapide, son efficacité dépendrait de la capacité de dilatation du mélange et de la vitesse à laquelle la porosité accommode l'excès de pression.

Il faut noter que les résultats obtenus au cours de cette thèse ne sont applicables qu'à des écoulements suffisamment concentrés en particules (plusieurs dizaines de pourcents) pour qu'une forte pression de fluide interstitiel puisse être générée et conservée dans le mélange. Le phénomène de fluidisation ne peut vraisemblablement pas se produire lorsque les

écoulements sont trop dilués, mais l'éventuel seuil critique de concentration est encore inconnu.

3. Perspectives

Pour aller plus loin dans l'étude des effets de la rugosité (et donc de l'auto-fluidisation associée) il serait intéressant d'utiliser un substrat rugueux constitué de particules irrégulières (taille et forme) pour se rapprocher des conditions naturelles. Dans cette configuration, l'écoulement aurait peut-être davantage de difficultés à glisser sur la rugosité irrégulière qui pourrait agir comme un obstacle. L'irrégularité de la rugosité pourrait également affecter la sédimentation des particules dans les interstices (par exemple le temps de remplissage des interstices) ce qui pourrait notamment modifier la proportion de l'écoulement qui s'auto-fluidise.

Le phénomène de dépôt/érosion des écoulements se produisant lorsque la pente est proche de l'angle de repos du matériau (chapitre 5) pourrait également être étudié plus en détail. Dans un premier temps il faudrait essayer de déterminer les conditions d'écoulement (et de substrat) qui favorisent la formation du dépôt pour des inclinaisons pour lesquelles aucun dépôt n'est supposé se former (pente supérieure à l'angle de repos). Il serait ensuite intéressant de comprendre pourquoi l'écoulement passe d'un régime de sédimentation à un régime érosif au cours de sa propagation et quels sont les paramètres qui contrôlent cette transition (vitesse, épaisseur...). Il pourrait également être intéressant d'utiliser des mélanges composés de particules de tailles, densités ou formes différentes, qui pourraient être affectées différemment par le processus (exemple : particules légères plus facilement remobilisées). La succession d'épisodes de sédimentation et d'érosion au cours du passage d'un même écoulement pyroclastique pourrait permettre à un matériau qui a été remobilisé et redéposé plus en aval de se retrouver, dans le dépôt final, stratigraphiquement au-dessus de matériaux éjectés plus tard de l'événement, ce qui pourrait rendre l'architecture du dépôt difficile à interpréter.

Pour étudier l'effet de la pressurisation thermique sur un mélange expansé, il serait possible de reprendre les expériences plus traditionnelles de fluidisation (colonne statique et flux d'air à la base) en chauffant les particules et en mesurant l'évolution de la pression interstitielle en plaçant des capteurs de pression de fluide dans la colonne. Deux arrivées d'air pourraient être installées à la base pour alterner entre de l'air chaud et froid. Le principe serait

de fluidiser d'abord avec l'air chaud de manière à ce que le mélange soit expansé, puis d'injecter brutalement l'air froid dans le mélange afin de vérifier si l'expansion thermique de ce dernier permettrait d'augmenter la pression interstitielle du mélange et donc dépasser la pression lithostatique.

Les mécanismes mis en évidence par cette thèse pourraient être pris en compte dans les travaux de simulation numérique qui ont pour objectif à plus ou moins long terme de simuler des écoulements pyroclastiques. Ainsi, il serait intéressant d'intégrer l'effet de l'auto-fluidisation dans les simulations qui tiennent compte de la pression de fluide (thèse Mathé, 2015). Dans ces modèles, la pression de fluide est caractérisée par un terme source qui correspond à la fluidisation (fixé au départ) et d'un terme puits, qui correspond à la diffusion. La prise en compte de l'auto-fluidisation dans le terme source aurait pour conséquence d'accroître la distance et le temps de parcours pour une configuration donnée.

D'autres sources de fluidisation que celles étudiées au cours de cette thèse, telles que le gaz relâché par les particules (Perret 1937; Sparks 1978; Formenti and Druitt 2003) ou la vaporisation du substrat (Wilson 1980), sont susceptibles de participer à la création de pression dans un écoulement pyroclastique. Une question qui demeure concerne leurs contributions respectives sur la fluidisation de l'écoulement. A ma connaissance, aucune de ces deux sources n'a pu être mise en évidence expérimentalement. Dans le cas du gaz relâché par les particules, l'élaboration d'un modèle expérimental semble relativement complexe. Pour l'évaporation du substrat, en revanche, il semble concevable de pouvoir mettre un lit de particules initialement chauffé en contact avec une surface d'eau ou de la végétation et d'étudier l'évolution de la pression interstitielle afin de déterminer si le gaz évaporé du substrat pourrait remonter assez vite dans l'écoulement pour le fluidiser. Les paramètres à faire varier pourraient être par exemple la température, l'épaisseur du lit, la quantité de substrat « évaporable » mis à disposition ou encore le fait de renouveler ou non ce substrat à mesure qu'il s'évapore.

Références bibliographiques

A

- Abrahamsen AR, Geldart D (1980) Behaviour of gas-fluidized beds of fine powders part I. Homogeneous expansion. *Powder Technol* 26:35–46.
- Alidibirov M, Dingwell DB (1996) Magma fragmentation by rapid decompression. *Nature* 380:146–148.
- Allen JRL (1971) Mixing at turbidity current heads, and its geological implications. *J Sediment Petrol* 41:97–113.
- Allen JRL (1984) *Development in sedimentology 30: Sedimentary structures their character and physical basis*. Elsevier, Amsterdam. 528 p.
- Andrews BJ, Manga M (2011) Effects of topography on pyroclastic density current runout and formation of coignimbrites. *Geology* 39:1099–1102.
- Andrews BJ, Manga M (2012) Experimental study of turbulence, sedimentation, and coignimbrite mass partitioning in dilute pyroclastic density currents. *J Volcanol Geotherm Res* 225-226:30–44.
- Andrews, B. J., M. Manga, (2012), Counterintuitive effects of substrate roughness on PDCs, Abstract V11B-2753 presented at 2012 Fall Meeting, AGU, San Francisco, Calif., 3-7 Dec.
- Arnott RWC, Hand BM (1989) Bedforms, Primary Structures and Grain Fabric in the Presence of Suspended Sediment Rain. *J Sediment Petrol* 59:1062–1069.
- Artoni R, Santomaso AC, Canu P (2009) Effective boundary conditions for dense granular flows. *Phys Rev E* 79:031304.
- Avidan AA, Yerushalmi J (1982) Bed expansion in high velocity fluidization. *Powder Technol* 32:223–232.

B

- Balmforth NJ, Kerswell RR (2005) Granular collapse in two dimensions. *J Fluid Mech* 538:399-428.
- Bareschino, P., L. Lirer, A. Marzocchella, P. Petrosino, and P. Salatino (2008), Self-fluidization of subaerial rapid granular flows. *Powder Technology*, 182(3), 323–333.
- Barletta D, Donsì G, Ferrari G, et al (2008) The effect of mechanical vibration on gas fluidization of a fine aeratable powder. *Chem Eng Res Des* 86:359–369.
- Belousov A, Voight B, Belousova M (2007) Directed blasts and blast-generated pyroclastic density currents: a comparison of the Bezymianny 1956, Mount St Helens 1980, and Soufrière Hills, Montserrat 1997 eruptions and deposits. *Bull Volcanol* 69:701–740.
- Benjamin TB (1968) Gravity currents and related phenomena. *J Fluid Mech* 31:209–248.
- Bernard J, Kelfoun K, Le Pennec J-L, Vallejo Vargas S (2014) Pyroclastic flow erosion and bulking processes: comparing field-based vs. modeling results at Tungurahua volcano, Ecuador. *Bull Volcanol* 76:858.
- Blake FC (1922) The resistance of packing to fluid flow. *Trans Am Inst Chem Eng* 14:415-442.
- Bonnecaze RT, Huppert HE, Lister JR (1993) Particle-driven gravity currents. *J Fluid Mech* 250:339–369.
- Boudon G, Camus G, Gourgaud A, Lajoie J (1993) The 1984 nuée-ardente deposits of Merapi volcano, Central Java, Indonesia: stratigraphy, textural characteristics, and transport mechanisms. *Bull Volcanol* 55:327–342.
- Brand BD, Mackaman-Lofland C, Pollock NM, et al (2014) Dynamics of pyroclastic density currents: Conditions that promote substrate erosion and self-channelization — Mount St Helens, Washington (USA). *J Volcanol Geotherm Res* 276:189–214.
- Branney MJ, Kokelaar P (1992) A reappraisal of ignimbrite emplacement: progressive aggradation and changes from particulate to non-particulate flow during emplacement of high-grade ignimbrite. *Bull Volcanol* 54:504–520.
- Branney MJ, Kokelaar P (2002) Pyroclastic density currents and the sedimentation of ignimbrites. *Mem 27. Geol Soc Lond.* 143 p.
- Brown RJ, Branney MJ (2004) Bypassing and diachronous deposition from density currents: Evidence from a giant regressive bed form in the Poris ignimbrite, Tenerife, Canary Islands. *Geology* 32:445–448.

- Brown RJ, Branney MJ (2013) Internal flow variations and diachronous sedimentation within extensive, sustained, density-stratified pyroclastic density currents flowing down gentle slopes, as revealed by the internal architectures of ignimbrites on Tenerife. *Bull Volcanol* 75:727.
- Brown RJ, Andrews GDM (2015) Deposits of Pyroclastic Density Currents. In: Sigurdsson H (ed) *Encyclopedia of Volcanoes*, 2nd edition. Academic Press, p 631-648.
- Bruni G, Lettieri P, Newton D, Barletta D (2007) An investigation of the effect of the interparticle forces on the fluidization behaviour of fine powders linked with rheological studies. *Chem Eng Sci* 62:387–396.
- Buesch DC (1992) Incorporation and redistribution of locally derived lithic fragments within a pyroclastic flow. *Geol Soc Am Bull* 104:1193–1207.
- Burgisser A, Bergantz GW (2002) Reconciling pyroclastic flow and surge: the multiphase physics of pyroclastic density currents. *Earth Planet Sci Lett* 202:405–418.
- Burgisser A (2012) A semi-empirical method to calculate the permeability of homogeneously fluidized pyroclastic material. *J Volcanol Geotherm Res* 243-244:97–106.
- Burke SP, Plummer WB (1928) Gas Flow through Packed Columns 1. *Ind Eng Chem* 20:1196-1200.
- Bursik MI, Woods AW (1996) The dynamics and thermodynamics of large ash flows. *Bull Volcanol* 58:175–193.
- Bursik MI, Patra A, Pitman EB, et al (2005) Advances in studies of dense volcanic granular flows. *Reports Prog Phys* 68:271–301.

C

- Calder ES, Cole PD, Dade WB (1999) Mobility of pyroclastic flows and surges at the Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geophys Res Lett* 26(5):537–540.
- Calder ES, Sparks RSJ, Gardeweg MC (2000) Erosion, transport and segregation of pumice and lithic clasts in pyroclastic flows inferred from ignimbrite at Lascar Volcano, Chile. *J Volcanol Geotherm Res* 104:201–235.
- Cantero MI, Lee JR, Balachandar S, Garcia MH (2007b) On the front velocity of gravity currents. *J Fluid Mech* 586:1-39.
- Cantero MI, Shringarpure M, Balachandar S (2012) Towards a universal criteria for turbulence suppression in dilute turbidity currents with non-cohesive sediments. *Geophys Res Lett* 39:L14603.

- Carey SN, Sigurdsson H (1987) Temporal variations in column height and magma discharge rate during the 79 A.D. eruption of Vesuvius (Italy). *Geol Soc Am Bull* 99:303–314.
- Carey SN, Sigurdsson H, Sparks RSJ (1988) Experimental studies of particle-laden plumes. *J Geophys Res* 93(B12):15314-15328.
- Carey SN, Sigurdsson H, Mandeville CW, Bronto S (1996) Pyroclastic flows and surges over water: An example from the 1883 Krakatau eruption. *Bull Volcanol* 57:493–511.
- Carman PC (1937) Fluid flow through granular beds. *Trans Inst Chem Ing Lond* 15:150-166.
- Carrasco-Núñez G, Branney MJ (2005) Progressive assembly of a massive layer of ignimbrite with a normal-to-reverse compositional zoning: The Zaragoza ignimbrite of central Mexico. *Bull Volcanol* 68:3–20.
- Carslaw HS, Jaeger JC (1959) *Conduction of heat in solids*, 2nd edn. Oxford University Press, New York.
- Cas RAF, Wright J V. (1987) *Volcanic successions: modern and ancient*. Chapman & Hall, London, 528 p.
- Cas RAF, Wright HMN, Folkes CB, Lesti C, Porreca M, Giordano G, Viramonte JG (2011) The flow dynamics of an extremely large volume pyroclastic flow, the 2.08-Ma Cerro Galán Ignimbrite, NW Argentina, and comparison with other flow types. *Bull Volcanol* 73:1583–1609.
- Cashman K V., Scheu B (2015) Magmatic fragmentation. In: Sigurdsson H (ed) *Encyclopedia of Volcanoes*, 2nd edition. Academic Press, p 459–471.
- Charbonnier SJ, Gertisser R (2011) Deposit architecture and dynamics of the 2006 block-and-ash flows of Merapi Volcano, Java, Indonesia. *Sedimentology* 58:1573–1612.
- Chédeville C, Roche O (2014) Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments. *J Geophys Res* 119:1764–1776.
- Chédeville C, Roche O (2015) Influence of slope angle on pore pressure generation and kinematics of pyroclastic flows: insights from laboratory experiments. *Bull Volcanol* 77:96.
- Choux CM, Druitt TH (2002) Analogue study of particle segregation in pyroclastic density currents, with implications for the emplacement mechanisms of large ignimbrites. *Sedimentology* 49:907–928.
- Coelho MC, Harnby N (1978) Moisture bonding in powders. *Powder Technol* 20:201–205.

- Cole PD (1991) Migration direction of sand-wave structures in pyroclastic-surge deposits: implications for depositional processes. *Geology* 19:1108–1111.
- Cole PD, Calder ES, Druitt TH, Hoblitt R, Robertson R, Sparks RSJ, Young SR (1998) Pyroclastic flows generated by gravitational instability of the 1996–97 Lava Dome of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, *Geophys Res Lett* 25 (18): 3425-3428
- Collins GS, Melosh HJ (2003) Acoustic fluidization and the extraordinary mobility of sturzstroms. *J Geophys Res* 108(B10):2473.

D

- Darcy H, (1856) *Les fontaines publiques de la ville de Dijon. Exposition et applications à suivre et des formules à employer dans les questions de distribution d'eau.* Victor Dalamont.
- Dade WB, Huppert HE (1996) Emplacement of the Taupo ignimbrite by a dilute turbulent flow. *Nature* 381:509–512.
- Dade WB, Huppert HE (1998) Long-runout rockfalls. *Geology* 26(9):803–806.
- Davies DK, Quearry MW, Bonis SB (1978) Glowing avalanches from the 1974 eruption of the volcano Fuego, Guatemala. *Geol Soc Am Bull* 89:369-384
- De Blasio FV, Elverhøi A (2008) A model for frictional melt production beneath large rock avalanches. *J Geophys Res Earth Surf* 113:F02014.
- Denlinger, R. P., and R. M. Iverson (2004), Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 1. theory and computation, *J Geophys Res* 109:F01014.
- Druitt TH, Sparks RSJ (1982) A proximal ignimbrite breccia facies on Santorini, Greece. *J Volcanol Geotherm Res* 13:147–171.
- Druitt TH, Bacon CR (1986) Lithic breccia and ignimbrite erupted during the collapse of Crater Lake Caldera, Oregon. *J Volcanol Geotherm Res* 29:1–32.
- Druitt TH (1992) Emplacement of the 18 May 1980 lateral blast deposit ENE of Mount St. Helens, Washington. *Bull Volcanol* 54:554–572.
- Druitt TH (1995) Settling behaviour of concentrated dispersions and some volcanological applications. *J Volcanol Geotherm Res* 65:27–39.
- Druitt TH (1998) Pyroclastic density currents. In : J. S. Gilbert & R. S. J. Sparks, (eds) *The physics of Volcanic Eruptions.* Geol Soc London, Spec Publ 145: 145–182.

- Druitt TH, Calder ES, Cole PD, Hobblitt RP, Loughlin SC, Norton, GE, Ritchie LJ, Sparks RSJ, Voight B (2002) Small-volume , highly mobile pyroclastic flows formed by rapid sedimentation from pyroclastic surges at Soufriere Hills Volcano, Montserrat : an important volcanic hazard. in: T. H. Druitt, and B. P. Kokelaar, (Eds.), The Eruption of Soufrière Hills Volcano, Montserrat, from 1995 to 1999. Geol Soc London Mem 21: 263–279.
- Druitt TH, Bruni G, Lettieri P, Yates JG (2004) The fluidization behaviour of ignimbrite at high temperature and with mechanical agitation. Geophys Res Lett 31:L02604.
- Druitt TH, Avard G, Bruni G, Lettieri P, Maez F (2007) Gas retention in fine-grained pyroclastic flow materials at high temperatures. Bull Volcanol 69:881–901.
- Dufek J, Manga M (2008) In situ production of ash in pyroclastic flows. J Geophys Res 113:B09207.
- Dufek J, Wexler J, Manga M (2009) Transport capacity of pyroclastic density currents: Experiments and models of substrate-flow interaction. J Geophys Res 114:B11203.
- Dufek J, Esposti Ongaro T, Roche O (2015) Pyroclastic Density Currents. In: Sigurdsson H (ed) Encyclopedia of Volcanoes, 2nd edition. Academic Press, p 617–629.

E

- Eames I, Gilbertson MA (2000) Aerated granular flow over a horizontal rigid surface. J Fluid Mech 424:169–195.
- Eichelberger JC, Carrigan CR, Westrich HR, Price RH (1986) Non-explosive silicic volcanism. Nature 323:598–602.
- Ergun S (1952) Fluid flow through packed columns. Chem Eng Progr 48:89-94.
- Escher BG (1933) On a classification of central eruptions according to gas pressure of the magma and viscosity of the lava. Leidse Geol Meded 6:45–49.
- Esposti Ongaro T, Clarke AB, Neri A, et al (2008) Fluid dynamics of the 1997 Boxing Day volcanic blast on Montserrat, West Indies. J Geophys Res Solid Earth 113:B03211.
- Esposti Ongaro T, Clarke AB, Voight B, et al (2012) Multiphase flow dynamics of pyroclastic density currents during the May 18, 1980 lateral blast of Mount St. Helens. J Geophys Res Solid Earth 117: B06208.

F

- Farin M, Mangeney A, Roche O (2014) Fundamental changes of granular flow dynamics, deposition, and erosion processes at high slope angles: insights from laboratory experiments. *J Geophys Res Earth Surf* 119:504–532.
- Félix G, Thomas N (2004) Relation between dry granular flow regimes and morphology of deposits: formation of levées in pyroclastic deposits. *Earth Planet Sci Lett* 221:197–213.
- Fenner CN (1923) The origin and mode of emplacement of the great tuff deposit of the Valley of Ten Thousand Smokes. *Natl Geogr Soc Contrib Tech cal Pap Katmai Ser 1*:1–74.
- Fisher RV (1966) Mechanism of deposition from pyroclastic flows. *Am J Sci* 264:350–363.
- Fisher RV, Heiken G (1982) Mt. Pelée, Martinique: May 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges. *J Volcanol Geotherm Res* 13:339–371.
- Fisher RV, Heiken G (1983) Mt. Pelée, Martinique: May 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges — Reply. *J Volcanol Geotherm Res* 19:180–184.
- Fisher RV, Schmincke H-U (1984) *Pyroclastic Rocks*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 472 p.
- Fisher RV, Orsi G, Ort MH, Heiken G (1993) Mobility of a large-volume pyroclastic flow—emplacement of the Campanian ignimbrite, Italy. *J Volcanol Geotherm Res* 56:205–220.
- Fisher RV (1995) Decoupling of pyroclastic currents: hazards assessments. *J Volcanol Geotherm Res* 66:257–263.
- Formenti Y, Druitt TH (2003) Vesicle connectivity in pyroclasts and implications for the fluidisation of fountain-collapse pyroclastic flows, Montserrat (West Indies). *Earth Planet Sci Lett* 214:561–574.
- Formisani B, Girimonte R, Pataro G (2002) The influence of operating temperature on the dense phase properties of bubbling fluidized beds of solids. *Powder Technol* 125:28–38.
- Foscolo PU, Gibilaro LG (1984) A fully predictive criterion for the transition between particulate and aggregate fluidization. *Chem Eng Sci* 39(12):1667–1675.
- Francis PW, Roobol MJ, Walker GPL, Cobbold, PR, Coward M (1974) The San Pedro and San Pablo volcanoes of northern Chile and their hot avalanche deposits. *Geol Rundschau* 63:357–388.

- Francis PW (1993) *Volcanoes. A planetary perspective*. Oxford, Oxford University, 443 p.
- Freundt A (1998) The formation of high-grade ignimbrites, I: Experiments on high and low concentration transport systems containing sticky particles. *Bull Volcanol* 59:414–435.
- Freundt A (1999) Formation of high-grade ignimbrites Part II. A pyroclastic suspension current model with implications also for low-grade ignimbrites. *Bull Volcanol* 60:545–567.
- Freundt A, Wilson CJN, Carey SN (2000) Ignimbrite and block-and-ash flow deposits. In: Sigurdsson H (ed) *Encyclopedia of Volcanoes*. Academic Press, p 581–599

G

- G.D.R. Midi (2004) On dense granular flows. *Eur Phys J E* 14:341–365.
- Geldart D (1986) *Gas Fluidization Technology*. John Wiley & sons, Chichester.
- Geldart D (1973) Types of gas fluidization. *Powder Technol* 7:285–292.
- Geldart D, Abrahamsen AR (1978) Homogeneous fluidization of fine powders using various gases and pressures. *Powder Technol* 19:133–136.
- Geldart D, Wong ACY (1985) Fluidization of powders showing degrees of cohesiveness—II. Experiments on rates of de-aeration. *Chem Eng Sci* 40(4):653–661.
- Géminard J-C, Losert W (2002), Frictional properties of bidisperse granular matter: effect of mixing ratio *Phys Rev, E*, 65.
- Ghabezloo S, Sulem J (2010) Temperature induced pore fluid pressurization in geomaterials. *Ital Geotech J* 1:29–43.
- Gilbertson MA, Yates JG (1996) The tilting fluidized bed: a re-examination. *Powder Technol* 89:29–36.
- Giordano G (1998) The effect of paleotopography on lithic distribution and facies associations of small volume ignimbrites: the WTT Cupa (Roccamonfina volcano, Italy). *J Volcanol Geotherm Res* 87:255–273.
- Girimonte R, Formisani B (2007) The Effects of Thermally Induced Interparticle Forces on the Expansion and Bubbling Behaviour of a Fluidized Bed. *Eng Conf Int Fluid XII* 177–184.
- Girolami (2008) *Dynamique et sédimentation des écoulements pyroclastiques reproduits en laboratoire*. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, 242 p.

- Girolami L, Druitt TH, Roche O, Khrabrykh Z (2008) Propagation and hindered settling of laboratory ash flows. *J Geophys Res* 113:B02202.
- Girolami L, Roche O, Druitt TH, Corpetti T (2010) Particle velocity fields and depositional processes in laboratory ash flows, with implications for the sedimentation of dense pyroclastic flows. *Bull Volcanol* 72:747–759.
- Girolami L, Druitt TH, Roche O (2015) Towards a quantitative understanding of pyroclastic flows: Effects of expansion on the dynamics of laboratory fluidized granular flows. *J Volcanol Geotherm Res* 296:31–39.
- Goren L, Aharonov E (2007) Long runout landslides: The role of frictional heating and hydraulic diffusivity. *Geophys Res Lett* 34:L07301.
- Goujon C, Thomas N, Dalloz-Dubrujeaud B (2003) Monodisperse dry granular flows on inclined planes: role of roughness. *Eur Phys J E* 11:147–157.
- Gray JMN., Thornton AR (2005) A theory for particle size segregation in shallow granular free-surface flows. *Proc R Soc A* 461:1447–1473.
- Griggs RF (1922) *The valley of ten thousand smokes*. Washington D.C.

H

- Hildreth W, Mahood GA (1986) Ring-fracture eruption of the Bishop Tuff (USA). *Geol Soc Am Bull* 97:396–403.
- Hillhouse JW, Wells RE (1991) Magnetic fabric, flow directions, and source area of the Lower Miocene Peach Springs Tuff in Arizona, California, and Nevada. *J Geophys Res* 96(B7):12443-12460.
- Huang Q, Zhang H, Zhu J (2009) Experimental study on fluidization of fine powders in rotating drums with various wall friction and baffled rotating drums. *Chem Eng Sci* 64:2234–2244.
- Huppert HE, Simpson JE (1980) The slumping of gravity currents. *J Fluid Mech* 99:785-799.

I

- Iverson RM (1997) The physics of debris flows. *Rev Geophys* 35:245–296.
- Iverson RM, Reid ME, LaHusen RG, Logan M, Mann JE, Brien DL (2000) Acute sensitivity of landslide rates to initial soil porosity. *Science* 290:513–516.

Iverson RM, Denlinger RP (2001) Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain 1. Coulomb mixture theory. *J Geophys Res* 106(B1):537–552.

Iverson RM, Logan M, Denlinger RP (2004), Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain: 2. experimental tests, *Journal of Geophysical Research*, 109 F01015.

J

Jacob KV, Weimer AW (1987) High-pressure particulate expansion and minimum bubbling of fine carbon powders. *AIChE J* 33:1698–1706.

Jahnig, CE, Campbell DL, Martin HZ (1980). In Grace JR and Matsen JM (Eds.), *Fluidization*. Plenum Press, New York. p 3-24.

Johnson AM (1970) *physical processes in geology*. Freeman, cooper &co, San Francisco, CA, 577 p

K

Kelfoun K, Samaniego P, Palacios P, Barba D (2009) Testing the suitability of frictional behaviour for pyroclastic flow simulation by comparison with a well-constrained eruption at tungurahua volcano (Ecuador). *Bull Volcanol* 71:1057–1075.

Kent PE (1966) The transport mechanism in catastrophic rock falls. *J Geol* 74:79-83.

Keulegan GH (1957) An experimental study of the motion of saline water from locks into fresh water channels. *US Natl Bur Stand Rep* 5168.

Kieffer SW, Sturtevant B (1988) Erosional furrows formed during the lateral blast at Mount St. Helens, May 18, 1980. *J Geophys Res* 93:14793-14816.

Kneller BC, Branney MJ (1995) Sustained High-Density Turbidity Currents and the Deposition of Thick Massive Sands. *Sedimentology* 42:607–616.

Komorowski J-C, Jenkins S, Baxter PJ, Picquout A, Lavigne F, Charbonnier SJ, Gertisser R, Preece K, Cholik N, Budi-Santoso A, Suroño (2013) Paroxysmal dome explosion during the Merapi 2010 eruption: Processes and facies relationships of associated high-energy pyroclastic density currents. *J Volcanol Geotherm Res* 261:260–294.

Kozeny J (1927) Über kapillare Leitung des Wassers im Boden:(Aufstieg, Versickerung und Anwendung auf die Bewässerung). Hölder-Pichler-Tempsky.

L

- Lajeunesse E, Mangeney-Castelnau A, Vilotte JP (2004) Spreading of a granular mass on a horizontal plane. *Phys Fluids* 16:2371-2381.
- Lajeunesse E, Monnier JB, Homsy GM (2005) Granular slumping on a horizontal surface. *Phys Fluids* 17:103302.
- Leibbrandt S, Le Pennec J-L (2015) Towards fast and routine analyses of volcanic ash morphometry for eruption surveillance applications. *J Volcanol Geotherm Res* 297:11–27.
- Lesti C, Porreca M, Giordano G, et al (2011) High-temperature emplacement of the Cerro Galán and Toconquis Group ignimbrites (Puna plateau, NW Argentina) determined by TRM analyses. *Bull Volcanol* 73:1535–1565.
- Lewis KW, Gilliland ER, Bauer WC (1949) Characteristics of Fluidized Particles. *Ind Eng Chem* 41:1104–1117.
- Linares-Guerrero E, Goujon C, Zenit R (2007) Increased mobility of bidisperse granular avalanches. *J Fluid Mech* 593:475–504.
- Lowe DR (1982) Sediment Gravity Flows: II Depositional Models with Special Reference to the Deposits of High-Density Turbidity Currents. *J Sediment Petrol* 52:279–297.
- Lube G, Huppert HE, Sparks RSJ, Hallworth MA (2004) Axisymmetric collapses of granular columns. *J Fluid Mech* 508:175–199.
- Lube G, Huppert HE, Sparks RSJ, Freundt A (2005) Collapses of two-dimensional granular columns. *Phys Rev E* 72:041301.
- Lube G, Cronin SJ, Platz T, Freundt A, Procter JN, Henderson C, Sheridan MF (2007) Flow and deposition of pyroclastic granular flows: A type example from the 1975 Ngauruhoe eruption, New Zealand. *J Volcanol Geotherm Res* 161:165–186.
- Lube G, Huppert HE, Sparks RSJ, Freundt A (2011) Granular column collapses down rough, inclined channels. *J Fluid Mech* 675:347–368.
- Lucas A, Mangeney A (2007) Mobility and topographic effects for large Valles Marineris landslides on Mars. *Geophys Res Lett* 34:L10201.
- Lucas A, Mangeney A, Ampuero JP (2014) Frictional velocity-weakening in landslides on Earth and on other planetary bodies. *Nat Commun* 5:3417.

M

- Major JJ (1996) Experimental studies of deposition by debris flows: process, characteristics of deposits, and effects of pore-fluid pressure. 341 p.
- Major JJ (2000) Gravity-driven consolidation of granular slurries--implications for debris-flow deposition and deposit characteristics. *J Sediment Res* 70(1):64–83.
- Mandeville CW, Carey SN, Sigurdsson H, King J (1994) Paleomagnetic evidence for high-temperature emplacement of the 1883 subaqueous pyroclastic flows from Krakatau Volcano, Indonesia. *J Geophys Res* 99:9487-9504.
- Mandeville CW, Carey SN, Sigurdsson H (1996) Sedimentology of the Krakatau 1883 submarine pyroclastic deposits. *Bull Volcanol* 57:512–529.
- Manga M, Patel A, Dufek J (2010) Rounding of pumice clasts during transport: field measurements and laboratory studies. *Bull Volcanol* 73:321–333.
- Mangeney A, Bouchut F, Thomas N, Vilotte JP, Bristeau MO (2007) Numerical modeling of self-channeling granular flows and of their levee-channel deposit. *J Geophys Res* 112:F02017.
- Mangeney A, Roche O, Hungr O, Mangold N, Faccanoni G, Lucas A (2010) Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds. *J Geophys Res Earth Surf* 115: F03040.
- Marshall P (1935) Acid rocks of the Taupo-Rotorua volcanic district. *Trans Roy Soc NZ* 64:323–366.
- Marring E, Hoffmann AC, Janssen LPBM (1994) The effect of vibration on the fluidization behaviour of some cohesive powders. *Powder Technol.* 79:1–10.
- Mathé, J (2015) La modélisation d'écoulement gravitaires denses fluidisés et applications à la volcanologie. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal.
- McTaggart KC (1960) The mobility of nuées ardentes. *Am J Sci* 258:369–382.
- Mellors RA, Waitt RB, Swanson DA (1988) generation of pyroclastic flows and surges by hot-rock avalanches from the dome of Mount St. Helens volcano, USA. *Bull Volcanol* 50:14–25.
- Melosh HJ (1979) Acoustic fluidization: A new geologic process? *J Geophys Res Solid Earth* 84:7513-7520.

- Melosh HJ (1996) Dynamic weakening of faults by acoustic fluidization. *Nature* 379:601-606.
- Miller TP, Smith RL (1977) Spectacular mobility of ash flows around Aniakchak and Fisher calderas, Alaska. *Geology* 5:173-176.
- Molerus O (1982) Interpretation of Geldart's type A, B, C and D powders by taking into account interparticle cohesion forces. *Powder Technol* 33:81-87.
- Montserrat S, Tamburrino A, Roche O, Niño Y (2012) Pore fluid pressure diffusion in defluidizing granular columns. *J Geophys Res* 117:F02034.
- Moore JG, Rice CJ (1984) Chronology and character of the May 18, 1980, explosive eruptions of Mount St Helens. In: Boyd Jr FR (ed) *Explosive Volcanism: Inception, Evolution and Hazards*. Washington, National Research Council, National Academy Press, p 133-142.
- Mutsers SMP, Rietema K (1977) The effect of interparticle forces on the expansion of a homogeneous gas-fluidized bed. *Powder Technol* 18:239-248.

N

- Nakada S, Fujii T (1993) Preliminary report on the activity at Unzen Volcano (Japan), November 1990-November 1991: Dacite lava domes and pyroclastic flows. *J Volcanol Geotherm Res* 54:319-333.
- Newhall CG, Bronto S, Alloway B, et al. (2000) 10,000 Years of explosive eruptions of Merapi Volcano, Central Java: archaeological and modern implications. *J Volcanol Geotherm Res* 100:9-50.

P

- Perret FA (1937) The eruption of Mt. Pelée 1929-1932. *Carnegie Inst Washington, Publ* 458:1-126.
- Phillips JC, Hogg AJ, Kerswell RR, Thomas NH (2006) Enhanced mobility of granular mixtures of fine and coarse particles. *Earth Planet Sci Lett* 246:466-480.
- Pohlman NA, Severson BL, Ottino JM, Lueptow RM (2006), Surface roughness effects in granular matter: Influence on angle of repose and the absence of segregation. *Physical Review E* 73, 031304.
- Poletto M, Salatino P, Massimilla L (1993) Fluidization of solids with CO₂ at pressures and temperatures ranging from ambient to nearly critical conditions. *Chem Eng Sci* 48:617-621.

Pouliquen O (1999) Scaling laws in granular flows down rough inclines. *Phys Fluids* 11(3):542–548.

Q

Quane SL, Russell JK (2004) Ranking welding intensity in pyroclastic deposits. *Bull Volcanol* 67:129–143.

R

Reynolds DL (1954) Fluidization as a geological process, and its bearing on the problem of intrusive granites. *Am J Sci* 252:577–614.

Rhodes M (2008) *Introduction to Particle Technology: Second Edition*. Wiley & Sons, Chichester, 450 p

Rietema K, Piepers HW (1990) The effect of interparticle forces on the stability of gas-fluidized beds—I. Experimental evidence. *Chem Eng Sci* 45:1627–1639.

Rietema K (1991) *the dynamics of fine powder*, Elsevier A. London and New York.

Rietema K, Cottaar EJE, Piepers HW (1993) The effects of interparticle forces on the stability of gas-fluidized beds—II. Theoretical derivation of bed elasticity on the basis of van der Waals forces between powder. *Chem Eng Sci* 48:1687–1697.

Ritter A (1892) Die Fortpflanzung de Wasserwellen. *Zeitschrift Verein Dtsch Ingenieure* 36:947–954.

Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2002) Experiments on deaerating granular flows and implications for pyroclastic flow mobility. *Geophys Res Lett* 29:40-44.

Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2004) Experimental study of gas-fluidized granular flows with implications for pyroclastic flow emplacement. *J Geophys Res* 109:B10201.

Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2005) Inviscid behaviour of fines-rich pyroclastic flows inferred from experiments on gas-particle mixtures. *Earth Planet Sci Lett* 240:401–414.

Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2006) The influence of particle size on the flow of initially fluidised powders. *Powder Technol* 166:167–174.

- Roche O, Montserrat S, Niño Y, Tamburrino A (2008) Experimental observations of water-like behavior of initially fluidized, dam break granular flows and their relevance for the propagation of ash-rich pyroclastic flows. *J Geophys Res* 113:B12203.
- Roche O, Montserrat S, Niño Y, Tamburrino A (2010) Pore fluid pressure and internal kinematics of gravitational laboratory air-particle flows: Insights into the emplacement dynamics of pyroclastic flows. *J Geophys Res* 115:B09206.
- Roche O, Attali M, Mangeney A, Lucas A (2011) On the run-out distance of geophysical gravitational flows: Insight from fluidized granular collapse experiments. *Earth Planet Sci Lett* 311:375–385.
- Roche O (2012) Depositional processes and gas pore pressure in pyroclastic flows: an experimental perspective. *Bull Volcanol* 74:1807–1820.
- Roche O, Niño Y, Mangeney A, Brand B, Pollock N, Valentine GA (2013) Dynamic pore-pressure variations induce substrate erosion by pyroclastic flows. *Geology* 41:1107–1110.
- Roche O (2015) Nature and velocity of pyroclastic density currents inferred from models of entrainment of substrate lithic clasts. *Earth Planet Sci Lett* 418:115–125.
- Roche O, Gilbertson MA, Phillips JC, Sparks RSJ (2002) Experiments on deaerating granular flows and implications for pyroclastic flow mobility. *Geophys Res Lett* 29:40-44.
- Rottman JW, Simpson JE (1983) Gravity currents produced by instantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel. *J Fluid Mech* 135:95–110.
- Rose WI, T. Pearson, and S. Bonis, Nuée ardente eruption from the foot of a dacite lava flow, Santiaguito Volcano, Guatemala, *Bull Volcanol* 40:23-38.
- Rosi M, Vezzoli L (1999) Plinian pumice fall deposit of the Campanian Ignimbrite eruption (Phlegrean Fields, Italy). *J Volcanol Geotherm Res* 91:179–198.
- Ross CS, Smith RL (1961) *Ash-Flow Tuffs: Their Origin, Geologic Relations and Identification and Zones*. US Geological Surv Prof Pap 366:1–77.
- Rouse H (1939) *An analysis of sediment transportation in the light of fluid turbulence*. Soil Conservation Services Report, USDA SCS-TP-25.
- Rowley PJ, Roche O, Druitt TH, Cas R (2014) Experimental study of dense pyroclastic density currents using sustained, gas-fluidized granular flows. *Bull Volcanol* 76:855.

S

- Sato H, Fujii T, Nakada S (1992) Crumbling of dacite dome lava and generation of pyroclastic flows at Unzen volcano. *Nature* 360:664–666.
- Savage SB, Lun CKK (1988) Particle size segregation in inclined chute flow of dry cohesionless granular solids. *J Fluid Mech* 189:311–335.
- Schmincke H-U, Fisher R V., Waters AC (1973) Antidune and chute and pool structures in the base surge deposits of the Laacher See area, Germany. *Sedimentology* 20:553–574.
- Scott WE, Hoblitt RP, Torres RC, Self S, Martinez ML, Nillos Jr T, (1996) Pyroclastic flows of the June 15, 1991, climactic eruption of Mount Pinatubo. In: Newhall CG, Punongbayan R. (eds) *Fire and mud, eruptions and lahars of Mount Pinatubo, Philippines. s and lahars of Mount Pinatubo, Philippines: Philippine Institute of Volcanology and Seismology and University of Washington*, p 545–570.
- Self S, Rampino MR, Newton MS, Wolff JA (1984) Volcanological study of the great Tambora eruption of 1815. *Geology* 12:659–663.
- Seville JPK, Tüzün U, Clift R (1997) *Processing of Particulate Solids*. Blackie Academic, London.
- Seville JPK, Willett CD, Knight PC (2000) Interparticle forces in fluidisation: A review. *Powder Technol* 113:261–268.
- Shreve RL (1966) Sherman landslide, alaska. *Science* 154:1639–1643.
- Shreve RL (1968) The Blackhawk landslide. *Geol Soc Am - Spec Pap* 108 47 p.
- Siebert L, Beget JE, Glicken H (1995) The 1883 and late-prehistoric eruptions of Augustine volcano , Alaska. 66:367–395.
- Simone S, Harriott P (1980) Fluidization of fine powders with air in the particulate and the bubbling regions. *Powder Technol* 26:161–167.
- Simpson JE (1972) Effects of the lower boundary on the head of a gravity current. *J Fluid Mech* 53:759-768.
- Simpson JE, Britter RE (1979) The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface. *J Fluid Mech* 94:477–495.
- Simpson JE (1986) Mixing at the front of a gravity current. *Acta Mech* 63:245–253.
- Simpson JE (1997) *Gravity currents in the environment and the laboratory*. Cambridge University Press, Cambridge.

- Smith RL (1960) Zones and Zonal Variations in Welded Ash Flows Zones and Zonal Variations in Welded Ash Flows. USGS Prof Pap 354-F:149–159.
- Sparks RSJ, Walker GPL (1973) The ground surge deposit: a third type of pyroclastic rock. *Nature* 241:62–64.
- Sparks RSJ, Self S, Walker GPL (1973) Products of ignimbrite eruptions. *Geology* 1(3):115–118.
- Sparks RSJ (1976) Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows. *Sedimentology* 23:147–188.
- Sparks RSJ, Wilson L (1976) A model for the formation of ignimbrite by gravitational column collapse. *J Geol Soc London* 132:441–451.
- Sparks RSJ (1978) Gas release rates from pyroclastic flows: a assessment of the role of fluidisation in their emplacement. *Bull Volcanol* 41:1-9.
- Sparks RSJ, Wilson L, Hulme G (1978) Theoretical modeling of the generation, movement, and emplacement of pyroclastic flows by column collapse. *J Geophys Res* 83:1727–1739.
- Sparks RSJ, Sigurdsson H, Carey SN (1980a) The entrance of pyroclastic flows into the sea I. oceanographic and geologic evidence from dominica, lesser antilles. *J Volcanol Geotherm Res* 7:87–96.
- Sparks RSJ, Sigurdsson H, Carey SN (1980b) The entrance of pyroclastic flows into the sea, II. theoretical considerations on subaqueous emplacement and welding. *J Volcanol Geotherm Res* 7:97–105.
- Sparks RSJ, Francis PW, Hamer RD, Pankhurst RJ, O'Callaghan LO Thorpe RS Page R (1985) Ignimbrites of the Cerro Galan caldera, NW Argentina. *J Volcanol Geotherm Res* 24:205–248.
- Sparks RSJ, Bonnecaze RT, Huppert HE, Lister JR, Hallworth MA, Mader H, Phillips J (1993) Sediment-laden gravity currents with reversing buoyancy. *J Geophys Res* 98:243–257.
- Sparks RSJ (1997) Causes and consequences of pressurization in lava dome eruptions. *Earth Planet Sci Lett* 150:177–189.
- Sparks RSJ, Bursik MI, Carey SN, Gilbert J, Glaze LS, Sigurdsson H, Woods, AW (1997a) *Volcanic Plumes*. John Wiley and Sons, Chichester.
- Sparks RSJ, Gardeweg MC, Calder ES, Matthews SJ (1997b) Erosion by pyroclastic flows on Lascar Volcano, Chile. *Bull volcanol* 58:557–565.

Streck MJ, Grunder AL (1995) Crystallization and welding variations in a widespread ignimbrite sheet; the Rattlesnake Tuff, eastern Oregon, USA. *Bull Volcanol* 57:151–169.

Sulem J, Lazar P, Vardoulakis I (2007) Thermo-poro-mechanical properties of clayey gouge and application to rapid fault shearing. *Int J Numer Anal Methods Geomech* 31:523–540.

T

Tanguy J-C, Ribière C, Scarth A, Tjetjep WS (1998) Victims from volcanic eruptions: a revised database. *Bull Volcanol* 60(2):137–144.

Terzaghi K (1943) *Theory of Consolidation*. John Wiley, New York.

Thomas N, Jaupart C, Vergnolle S (1994) On the vesicularity of pumice. *J Geophys Res* 99:15633–15644.

V

Valentine GA (1987) Stratified flow in pyroclastic surges. *Bull Volcanol* 49:616–630.

Valentine GA, Buesch DC, Fisher R V. (1989) Basal layered deposits of the Peach Springs Tuff, northwestern Arizona, USA. *Bull Volcanol* 51:395–414.

Valentine GA, Fisher R V. (2000) Pyroclastic surges and blasts. In: Sigurdsson H (ed) *Encyclopedia of Volcanoes*. Academic Press. p 571–580.

Van Wyk de Vries B, Self S, Francis PW, Keszthelyi L (2001), A gravitational spreading origin for the Socompa debris avalanche. *J Volcanol Geotherm Res* 105: 225–247.

Vazquez JA, Ort MH (2006) Facies variation of eruption units produced by the passage of single pyroclastic surge currents, Hopi Buttes volcanic field, USA. *J Volcanol Geotherm Res* 154:222–236.

Veveakis E, Vardoulakis I, Di Toro G (2007) Thermoporomechanics of creeping landslides: The 1963 Vaiont slide, northern Italy. *J Geophys Res* 112:F03026.

W

Walker GPL, Croasdale R (1971) Two Plinian-type eruptions in the Azores. *J Geol Soc London* 127:17–55.

- Walker GPL, Heming RF, Wilson CJN (1980) Low-aspect ratio ignimbrites. *Nature* 283:286–287.
- Walker GPL, Self S, Froggatt PC (1981) The ground layer of the taupo ignimbrite: A striking example of sedimentation from a pyroclastic flow. *J Volcanol Geotherm Res* 10:1–11.
- Walker GPL (1983) Ignimbrite types and ignimbrite problems. *J Volcanol Geotherm Res* 17:65–88.
- Walker GPL (1985) Origin of coarse lithic breccias near ignimbrite source vents. *J Volcanol Geotherm Res* 25:157–171.
- Wallis GB (1969) One-dimensional two-phase flow. McGraw-Hill New York, 408 p.
- Werther J (2000) Fluidization technology development - The industry/academia collaboration issue. *Powder Technol* 113:230–241.
- Williams R (2010) Emplacement of radial pyroclastic density currents over irregular topography: the chemically-zoned, low aspect-ratio Green Tuff ignimbrite, Pantelleria, Italy, PhD thesis. Leicester, UK, University of Leicester, 224 p.
- Williams R, Branney MJ, Barry TL (2014) Temporal and spatial evolution of a waxing then waning catastrophic density current revealed by chemical mapping. *Geology* 42:107–110.
- Wilson CJN (1980) The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows: An experimental approach. *J Volcanol Geotherm Res* 8:231–249.
- Wilson CJN, Walker GPL (1982) Ignimbrite depositional facies: the anatomy of a pyroclastic flow. *J Geol Soc London* 139:581–592.
- Wilson CJN (1984) The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows, 2: experimental results and their interpretation. *J Volcanol Geotherm Res* 20:55–84.
- Wilson CJN (1985) The Taupo Eruption, New Zealand II. The Taupo Ignimbrite. *Philos Trans R Soc A Math Phys Eng Sci* 314:229–310.
- Wilson CJN, Houghton BF, Kamp PJJ, McWilliams MO (1995) An exceptionally widespread ignimbrite with implications for pyroclastic flow emplacement. *Nature* 378:605–607.
- Wilson CJN, Houghton BF (2000) Pyroclastic transport and deposition. In: Sigurdsson H (ed) *Encyclopedia of Volcanoes*, Academic Press. pp 545–554.
- Wilson CJN, Hildreth W (2003) Assembling an Ignimbrite: Mechanical and Thermal Building Blocks in the Bishop Tuff, California. *J Geol* 111:653–670.

- Wilson L (1976) Explosive Volcanic Eruptions--III. Plinian Eruption Columns. *Geophys J Int* 45:543–556.
- Wilson L, Head JW (1981) Morphology and rheology of pyroclastic flows and their deposits, and guidelines for future observations. In: *The 1980 eruptions St. Helens, Washington* Lipman PW, Mullineaux DR, USGS Prof Pap 1250 p 513-524.
- Wohletz KH, Sheridan MF (1979) A model of pyroclastic surge. *Geol Soc Am Spec Pap* 180:177–194.
- Wolf T (1878) Der Cotopaxi und seine letzte eruption am 26 Juni 1877. *Neues Jahrb für Mineral Geol und Paleontol* 113–167.
- Wolff JA, Wright J V. (1981) Rheomorphism of welded tuffs. *J Volcanol Geotherm Res* 10:13–34.
- Woods AW, Bursik M, Kurbatov A (1998) The interaction of ash flows with ridges. *Bull Volcanol* 60:38–51.
- Wright JV, Walker GPL (1977) The ignimbrite source problem: Significance of a co-ignimbrite lag-fall deposit. *Geology* 5:729–732.
- Wright JV (1981) The Rio Caliente Ignimbrite: Analysis of a Compound Intraplinian Ignimbrite from a Major Late Quaternary. *Bull Volcanol* 44:189–212.
- Wright JV, Walker GPL (1981) Eruption, transport and deposition of ignimbrite: A case study from Mexico. *J Volcanol Geotherm Res* 9:111–131.

X

- Xie H-Y, Geldart D (1995) Fluidization of FCC powders in the bubble-free regime: effect of types of gases and temperature. *Powder Technol* 82:269–277.

Y

- Yamamoto T, Takarada S, Suto S (1993) Pyroclastic flows from the 1991 eruption of Unzen volcano, Japan. *Bull Volcanol* 55:166–175.
- Yang W-C (2003) *Handbook of fluidization and fluid-particle systems*. Marcel Dekker Inc, New York.
- Yates JG (1996) Effects of temperature and pressure on gas-solid fluidization. *Chem Eng Sci* 51:167–205.

Ye M, Van Der Hoef MA, Kuipers JAM (2005) The effects of particle and gas properties on the fluidization of Geldart a particles. *Chem Eng Sci* 60:4567–4580.

Yokoyama S (1974) Mode of Movement and Emplacement of Ito Pyroclastic Flow from Aira Caldera, Japan. *Sci Reports Inst Geosci Univ Tsukuba, Sect B Geol Sci* 12:17–62.

