



HAL
open science

Étude expérimentale des écoulements gaz-particules en contexte de fontaine pyroclastique

Baptiste Penlou

► **To cite this version:**

Baptiste Penlou. Étude expérimentale des écoulements gaz-particules en contexte de fontaine pyroclastique. Volcanologie. Université Clermont Auvergne, 2023. Français. NNT : 2023UCFA0159 . tel-04615713

HAL Id: tel-04615713

<https://theses.hal.science/tel-04615713>

Submitted on 18 Jun 2024

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.

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

Thèse

Présentée à l'Université Clermont Auvergne
Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR d'UNIVERSITE

Spécialité : Volcanologie

Présentée et soutenue publiquement
par

PENLOU Baptiste

le 21 décembre 2023

**Étude expérimentale des écoulements gaz-particules en
contexte de fontaine pyroclastique**

Rapporteuses : Chloé Michaut, *LGL-TPE, École normale supérieure de Lyon*
Sylvie Vergnolle, *IPGP, Université Paris Cité, Paris*

Examineurs : Timothy Druitt, *LMV, Université Clermont-Auvergne*
Ulrich Küppers, *DEES-MPG, Ludwig-Maximilians-Universität München*

Directeurs de thèse : Olivier ROCHE, *LMV, IRD-Université Clermont-Auvergne*
Siet VAN DEN WILDENBERG, *LPC, LMV, Université Clermont-Auvergne*

Remerciements

*Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements à mes directeur de thèse, **Olivier ROCHE** et **Siet Van den WILDENBERG**. Merci de m'avoir fait confiance pour ce projet et d'avoir partagé vos nombreuses connaissances expérimentales et théoriques. J'ai beaucoup apprécié l'autonomie que vous m'avait laissée dans mon travail, tout en étant disponibles pour discuter des problèmes, des expériences, de l'avancé du projet et des résultats.*

*Merci également à **Cyrille GUILLOT** et **Jean-Louis FRUQUIERE** de m'avoir (beaucoup) aidé sur les plans et conception des dispositif expérimentaux, en particulier sur le Pyroclastron. Merci **Eric BRUT** pour tes nombreuses coups de main concernant la résolution des innombrables problèmes électriques/électroniques des systèmes de mesures et des capteurs. Un grand merci à **Thierry LATCHIMIE** pour la conception et la programmation des systèmes de force et de pression.*

*Un grand merci également à l'équipe administrative du LMV : **Audrey CHAZAL**, **Angélique CHANUT**, **Thierry HAMEL**, **Isabelle ROCHE**, **Cécile Sergère**, **Gilles SCHWEIGER**, **Etienne TAVERNIER**, **Socheata SEAN**. Je vous remercie tous pour votre aide, votre disponibilité ainsi que tous les préparatifs et formalités de thèse, du début à la fin. Merci également pôle administratif de l'EDSF.*

*Bien sûr, je remercie tous les membres du jury d'avoir évalué mon travail de thèse. Merci à **Sylvie VERGNOLLE** et **Cholé MICHAUT** d'avoir accepté d'être rapporteurs et de donner de leur temps pour juger ce travail, ainsi qu'à **Ulrich KUEPPERS** et **Tim DRUITT** pour leur contribution à ce jury de thèse. Une mention particulière pour ce dernier qui aura été un bon professeur depuis mes débuts.*

*Je tiens également à remercier **Michael MANGA**, **Greg VALENTINE**, **Costanza BONNADONNA**, **Pete ROWLEY** et collaborateurs pour les discussions enrichissantes ayant contribué à la conception, à l'amélioration ou a révisions des articles présentés ci-après.*

Bien sûr, je remercie également toute l'équipe de volcanologie ainsi que les doctorants toute année confondue avec qui j'ai partagé ces 3 ans.

Enfin, je souhaite exprimer ma gratitude envers tous ceux qui m'ont soutenu en dehors du laboratoire, notamment ma famille et mes amis.

Résumé

Les colonnes pyroclastiques se forment lors d'éruptions volcaniques explosives au cours desquelles un mélange de gaz et de particules est éjecté à grande vitesse depuis un événement et peut conduire à la formation de panaches convectifs. La stabilité de ces colonnes dépend de divers paramètres qui peuvent varier au cours du temps et causer l'effondrement partiel ou total du mélange pyroclastique. Ces effondrements donnent naissance à des fontaines éruptives à l'origine de courants de densité pyroclastiques (CDPs). L'objectif de cette thèse est double : étudier (1) les mécanismes de sédimentation des particules dans le panache et la partie diluée des CDPs et (2) les mécanismes d'émergence des CDPs dans les zones d'impacts des fontaines. La méthode choisie est l'approche expérimentale.

Une première série d'expériences consiste à mettre en suspension des particules de taille variant de 49 à 467,5 μm dans un dispositif cylindrique et à mesurer la concentration locale de particules de chaque mélange. Pour cela, deux approches indépendantes ont été utilisées et ont donné des résultats similaires : une méthode acoustique et l'utilisation des capteurs de pression. Ces expériences mettent en lumière deux mécanismes de sédimentation des particules : la sédimentation améliorée et la sédimentation retardée. Dans les suspensions de petites particules (78 μm), la vitesse de sédimentation augmente avec la concentration locale de particules en raison de la formation de « clusters » qui chutent à une vitesse quatre fois supérieure à la vitesse terminale de sédimentation des particules individuelles (sédimentation améliorée). En revanche, dans les suspensions de plus grandes particules (467,5 μm), la vitesse de sédimentation diminue avec l'augmentation de la concentration de particules malgré la présence de « clusters » et elle est 30% inférieure à la vitesse de chutes des particules individuelles (sédimentation retardée). Ces résultats suggèrent que les mécanismes de sédimentation en présence de « clusters » et se produisant dans les panaches où la partie diluée des courants de densité pyroclastiques devraient être pris en compte dans les modèles utilisés pour simuler ces phénomènes volcaniques afin de mieux prédire les caractéristiques des dépôts.

Une seconde série d'expériences consiste à simuler une fontaine pyroclastique en relâchant dans un chenal des particules de tailles comprises entre 29 et 269 μm et à une hauteur de 3,27 m. Les résultats montrent que les mélanges dilués (1,6 – 4,4 vol.%) en chute libre s'accumulent dans la zone d'impact pour former des écoulements granulaires concentrés (~ 45 – 48 vol.%) dont la pression de fluide interstitiel compense presque totalement le poids des particules pour des tailles < 76 μm . De plus, la pression de fluide maximale mesurée à l'impact, la distance de parcours des écoulements et l'étirement horizontal des dépôts augmentent avec la diminution de taille des particules. En considérant le dimensionnement des expériences, ces résultats indiquent qu'une pression de fluide interstitielle élevée dans les courants de densité pyroclastiques concentrés peut être générée dans la zone d'impact des fontaines pyroclastiques en effondrement. La petite taille des particules, qui cause une faible

perméabilité et un long temps de diffusion de la pression de pore, peut être l'un des facteurs principaux qui causent les longues distances parcourues par les écoulements.

Mots clés : *volcanisme explosif, fontaines pyroclastiques, écoulements de densité pyroclastiques, volcanologie expérimentale, mélanges gaz-particules, amas de particules*

Abstract

Pyroclastic columns form during explosive volcanic eruptions in which a mixture of gases and particles is ejected at high speed from a vent and can lead to the formation of convective plumes. The stability of these columns depends on various parameters that can vary over time and cause partial or total collapse of the pyroclastic mixture. These collapses give rise to eruptive fountains, forming density currents called pyroclastic density currents (PDCs). The objective of this thesis is twofold : to study (1) the mechanisms of particle sedimentation in the plume and the dilute part of PDCs, and (2) the mechanisms of PDC emergence in the impact zones of the fountains. The chosen method is the experimental approach.

A first series of experiments involves suspending particles ranging in size from 49 to 467.5 μm in a cylindrical device and measuring the local particle concentration for each mixture. For this purpose, two independent approaches were used and provided similar results : an acoustic method and the use of pressure sensors. These experiments highlight two mechanisms of particle sedimentation : enhanced sedimentation and delayed sedimentation. In suspensions of small particles (78 μm), the sedimentation rate increases with the local particle concentration due to the formation of « clusters » that fall at a speed four times higher than the terminal settling velocity of individual particles (enhanced sedimentation). However, in suspensions of larger particles (467.5 μm), the sedimentation rate decreases with increasing particle concentration, despite the presence of « clusters » and it is 30 % lower than the settling speed of individual particles (delayed sedimentation). These results suggest that the sedimentation mechanisms in the presence of « clusters » occurring in plumes or the dilute part of PDC should be considered in models used to simulate these volcanic phenomena to better predict deposit characteristics.

A second series of experiments simulates a pyroclastic fountain by releasing particles of sizes ranging from 29 and 269 μm into a channel at a height of 3.27 meters. The results show that dilute mixtures (1.6 – 4.4 vol.%) in free fall accumulate in the impact zone to form concentrated granular flows ($\sim 45 - 48$ vol.%) whose interstitial fluid pressure nearly compensates for the weight of particles for sizes $< 76 \mu\text{m}$. Furthermore, the maximum fluid pressure measured at the impact, the flow travel distance, and the horizontal stretching of deposits increase with decreasing particle size. Considering the experiment dimensions, these results indicate that a high interstitial fluid pressure can be generated in the impact zone of collapsing pyroclastic fountains. The small particle size, causing low permeability and a long pressure diffusion time, may be one of the main factors leading to the long runout distances covered by the flows.

Key words : *explosive volcanism, pyroclastic fountains, pyroclastic density currents, experimental volcanology, gas-particle mixtures, particle clusters*

Table des matières

Liste des figures	v
Liste des tableaux	vi
Liste des notations	vii
Contexte de la thèse et objectifs	1
I Bibliographie	5
1 Panaches volcaniques et fontaines pyroclastiques	6
1.1 Généralités sur les panaches	6
1.2 Processus générant les panaches	7
1.3 Caractéristiques des panaches stables	8
1.4 Effondrement des panaches instables	10
1.4.1 Régimes éruptifs	12
1.4.2 Conditions d'effondrement d'une colonne éruptive	16
2 Les courants de densité pyroclastiques	20
2.1 Caractéristiques générales	20
2.2 Méthodes d'investigation des écoulements pyroclastiques	24
2.3 Types de CDPs résultant d'effondrement de colonne	25
2.3.1 Déferlantes basales ou « Base surges »	26
2.3.2 Écoulements pyroclastiques	27
2.4 Les mécanismes des courants de densité pyroclastiques	32
2.4.1 Régime dilué	34
2.4.2 Régime intermédiaire	41
2.4.3 Régime concentré	49
2.5 Aléas liés aux courants de densité pyroclastiques	57
II Méthodologie	63
3 Dispositif expérimental pour l'étude des suspensions turbulentes	64
3.1 Principe du dispositif expérimental	64
3.2 Vitesse théorique de sédimentation des particules	67
3.3 Conditions expérimentales	69

3.4	Procédure expérimentale	71
3.5	Méthodes de mesures de la concentration en particules	72
3.5.1	Capteurs de pression	72
3.5.2	Capteurs acoustiques	75
4	Dispositif expérimental pour l'étude des fontaines éruptives	79
4.1	Dispositif expérimental	79
4.2	Caractéristiques techniques	81
4.2.1	Trémie	81
4.2.2	Guidage des particules pendant la chute	82
4.2.3	Mesures de force dans le chenal	83
4.2.4	Mesures différentielles de la pression d'air à l'impact	84
4.3	Conditions expérimentales	86
4.4	Procédure expérimentale	88
4.5	Analyse de la granulométrie des particules utilisées	89
4.6	Modifications du dispositif pour les mesures de concentration de particules	92
4.6.1	Mélange en chute libre	92
4.6.2	Lit granulaire fluidisé	94
4.7	Méthode de contrôle de la concentration granulaire à l'ouverture de la trémie	96
4.7.1	Expériences préliminaires	96
4.7.2	Configuration finale	103
4.7.3	Conditions expérimentales et protocole	104
III	Résultats et Implications	106
5	Mécanismes de chute des particules dans les suspensions turbulentes	107
5.1	Contexte	107
5.2	Résumé des résultats	108
6	Mécanismes de formation des courants de densité pyroclastiques par effondrement de fontaine éruptive	133
6.1	Contexte	133
6.2	Résumé des résultats	134
6.3	Étude préliminaire de la transition régime dense/ régime dilué	163
6.3.1	Estimation de la vitesse de chute et du nombre de Stokes du mélange granulaire impactant	163
6.3.2	Estimation de la concentration	165
6.3.3	Estimation de la transition de régime à l'impact	165
6.3.4	Transition de régime	166
IV	Conclusion et perspectives	168
7	Résumé des principaux résultats	169
7.1	Dynamique des suspensions diluées turbulentes	170
7.2	Effondrement de fontaine éruptive	172
7.2.1	Formation des PDCs denses	172
7.2.2	Régimes d'écoulement dans la zone d'impact	173

7.3 Perspectives	173
Bibliographie	175

Table des figures

1	Fontaine éruptive.	2
2	Panache plinien.	7
3	Panache co-ignimbritique.	8
4	Hauteur maximale des panaches volcaniques.	10
5	Illustration du concept de zone d'impact d'une fontaine éruptive.	11
6	Éruption strombolienne.	12
7	Éruption vulcanienne.	13
8	Éruption plinienne.	14
9	Principales causes d'effondrement des colonnes éruptives.	16
10	Partition de masse dans une fontaine éruptive.	18
11	Partition de masse théorique.	19
12	Courant de densité pyroclastique.	20
13	Représentation schématique des principaux mécanismes de génération de CDPs.	22
14	dépôt stratifié et massif de CDPs.	23
15	Modèles conceptuels des CDPs.	23
16	Estimation des propriétés des CDPs par analyse des dépôts.	25
17	Génération de « base surge ».	26
18	Dépôts de « base surge ».	27
19	Ignimbrite.	28
20	Principaux lithofaciès d'ignimbrites.	30
21	Mécanismes d'effondrement des calderas.	31
22	Classification des ignimbrites.	32
23	Régimes de transport concentré, intermédiaire et dilué dans les CDPs.	34
24	Modèle conceptuel d'un CDP dilué.	34
25	Exemple de motifs complexes dans un écoulement turbulent biphasé.	36
26	Régimes d'interaction entre les particules et le fluide.	37
27	Structure d'un courant de densité pyroclastique.	40
28	Effets thermiques dans les CDPs dilués.	41
29	Simulation du phénomène de « clustering ».	43
30	Sources d'instabilité/stabilité du phénomène de « clustering ».	44
31	« Clustering » par sillage induit.	45
32	Morphologie des « clusters ».	47
33	Structure interne de la tête d'un écoulement expérimental analogue aux CDPs.	48
34	Structure conceptuelle d'un écoulement pyroclastique concentré.	49
35	Régimes physiques dans les CDPs concentrés.	51
36	Principes de la fluidisation et défluidisation.	52
37	Phénomène d'« acoustic streaming ».	53
38	Expériences de type « rupture de barrage ».	54
39	Mécanismes d'autofluidisation.	55

40	Régimes des écoulements concentrés.	57
41	Système respiratoire humain.	59
42	Victimes de CDPs (éruption de la Montagne Pelée 1903).	59
43	Dommmages causés par les CDPs.	60
44	Estimation de la pression dynamique des CDPs.	61
45	Schéma du dispositif en coupe transversale.	65
46	Synthèse des expériences préliminaires.	66
47	Coefficient de traînée en fonction du Nombre de Reynolds particulaire.	68
48	Étalonnage des capteurs de pression.	73
49	Système de fixation des capteurs de pression.	74
50	Système de mesure locale de pression.	75
51	Système de mesure acoustique.	76
52	Dispositif de simulation des fontaines éruptives.	80
53	Vues intérieures de la trémie.	81
54	Trappe de la trémie.	82
55	Système de guidage des particules.	83
56	Détermination de la fraction volumique de particules par mesure de pression différentielle.	85
57	Détermination de la fraction volumique de particules par mesure de pression absolue.	86
58	Dépôts des écoulements expérimentaux.	89
59	Morphogranulomètre G3.	90
60	Vue d'ensemble du système de fonctionnement du G3.	91
61	Distributions de taille des billes de verre.	92
62	Dispositif de mesure de concentration de particules (mélange en chute libre).	94
63	Dispositif de mesure de concentration des particules (lit dense).	96
64	Relâchement de particules par une grille.	98
65	Vue des grilles utilisées.	99
66	Expériences avec une grille à l'ouverture de la trémie.	100
67	Grille à l'ouverture de la trémie et système de fluidisation.	101
68	Mesure acoustique de la concentration du mélange granulaire en chute libre.	102
69	Problèmes des expériences préliminaires.	103
70	Photo de la configuration finale du dispositif.	104
71	Effondrement de fontaine éruptive.	108
72	Génération de CDPs par effondrement de fontaine éruptive.	134
73	Estimation de la vitesse de chute du mélange granulaire.	163
74	Vitesse de chute et nombre Stokes durant les expériences.	164
75	Évolution de la concentration durant les expériences.	165
76	Accumulation des particules (zone d'impact).	166
77	Transition de régime à l'impact.	167
78	Processus dans une fontaine éruptive.	170

Liste des tableaux

1	Éruptions pliniennes.	15
2	Causes indirectes des décès dus aux CDPs.	62
3	Suspensions turbulentes : paramètres expérimentaux.	69
4	Suspensions turbulentes : nombres sans dimension expérimentaux.	70
5	Suspensions turbulentes : conditions expérimentales.	71
6	Expérience de fontaine éruptive : paramètres physiques.	87
7	Expériences de fontaine éruptive : nombres sans dimension et régimes dynamiques.	88
8	Grilles et particules utilisées.	99
9	Conditions expérimentales du dispositif des fontaines éruptives en régime diluée.	105

Liste des notations

A_f	Amplitude d'onde (fluide pur)	V
A_m	Amplitude d'onde (suspension granulaire)	V
A_n	Coefficient de diffusion (onde)	–
Ar	Nombre d'Archimède	–
α_t	Coefficient d'expansion thermique	K^{-1}
α_e	Coefficient d'entraînement du fluide	–
Ba	Nombre de Bagnold	–
β	Coefficient d'expansion volumique (mélange)	–
c_a, c_{a1}	Vitesse de l'onde sonore dans l'air	m/s
c_m	Vitesse du son dans le mélange	m/s
C	Coefficient de calibration	V/Pa
C_{d1}, C_{d2}	Corrections empiriques du coefficient de traînée	–
$C_{p,a}$	Capacité thermique de l'air	J/K
$C_{p,m}$	Capacité thermique du mélange	J/K
d	Distance	m
d_i	Diamètre des particules dans la classe i	μm
d_p	Diamètre des particules	μm
d_{32}	Diamètre de Sauter des particules	μm
D_f	Coefficient de diffusion	m^2/s
D_D	Limite Dense-Dilué	–
Da	Nombre de Darcy	–
δ_t	Longueur caractéristique (tourbillons)	m
δ_v	Longueur visqueuse caractéristique (ondes)	m
ΔC	Différence de concentration	–
$\Delta \rho$	Différence de masse volumique	kg/m^3
ΔP	Différence de pression	Pa
ΔT	Différence de température	K
ΔU	Vitesse de rotation (tourbillons)	m/s
ΔZ	Différence de hauteur (entre deux capteurs)	m
e_g	Vecteur unitaire dans la direction dans g	–
η	Echelle de Kolmogorov	m
f	Fréquence	s^{-1}
F	Rapport de masse	–
Fr	Nombre de Froud	–
Fr_0	Nombre de Froud initial	–
F_B	Force de Basset	N
F_d	Force de traînée	N
F_v	Force de masse virtuelle	N
$F(0)$	Fonction d'amplitude de diffusion avant	V

$F(\pi)$	Fonction d'amplitude de diffusion arrière	V
g	Accélération gravitationnelle	m/s ²
g'	Gravité réduite	–
Ga	Nombre de Galilée	–
$\dot{\gamma}$	Taux de cisaillement	s ⁻¹
h_0	Epaisseur initiale du courant	m
h	Epaisseur moyenne du courant	m
h_c	Epaisseur d'écoulement (expériences)	m
h_e	Hauteur d'eau	m
h_t	Hauteur maximale du tube	m
H	Hauteur de chute	m
H_b	Hauteur de flottabilité neutre	km
H_t	Hauteur de flottabilité maximale	km
I	Nombre Inertiel	–
Im	Partie imaginaire	–
k	Perméabilité hydraulique du (lit granulaire)	m ²
k_r	Nombre d'onde	m ⁻¹
k_i	Nombre d'onde complexe	m ⁻¹
KE	Energie cinétique	J
κ	Compressibilité du gaz	–
L	Longueur du courant	m
L_c	Distance entre les capteurs	m
L_f	Distance de parcours de l'écoulement	m
λ	Longueur d'onde	m
μ_a	Viscosité de l'air	kg/m ³
μ_f	Viscosité du fluide	kg/m ³
μ_1	Viscosité du mélange chutant	kg/m ³
μ_2	Viscosité du lit fluidisé	kg/m ³
n	Nombre de particules	–
ω	Fréquence angulaire de l'onde	s ⁻¹
p	Pression solide	Pa
P	Pression de fluide	Pa
P_{mf}	Pression de fluide minimale de fluidisation	Pa
P_N	Contrainte normale	Pa
P_d	Pression dynamique	Pa
P_l	Pression hydrostatique	Pa
P_s	Pression solide	Pa
Pr	Nombre de Pression	–
ϕ_i	Concentration en particule initiale	–
ϕ_l	Concentration en locale	–
ϕ_{max}	Concentration en particule maximale (lit granulaire)	–
ϕ_v	Concentration en particule	–
ϕ_1	Concentration en particule (mélange impactant)	–
ϕ_2	Concentration en particule (lit fluidisé)	–
Ψ	Charge de masse	–
Q_v	Débit volumique de magma	m ³ /s
r	Rapport de densité corrigé de la traînée de fluide	–
r_p	Rayon des particules	m

R	Rayon (sphère/ cylindre)	m
R_i	Rayon (zone d'impact)	m
Re	Nombre de Reynolds	–
Re_p	Nombre de Reynolds particulaire	–
Re_g	Nombre de Reynolds granulaire	–
RiT	Nombre de Richardson thermique	–
R_s	Rapport de flottabilité	–
ρ_a	Masse volumique de l'air	kg/m ³
ρ_e	Masse volumique de l'eau	kg/m ³
ρ_f	Masse volumique du fluide	kg/m ³
ρ_m	Masse volumique du mélange	kg/m ³
ρ_p	Masse volumique des particules	kg/m ³
σ	Rapport de densité	–
s_1	Valeur singulière du 1 ^{ère} axe (clusters)	–
s_2	Valeur singulière du 2 nd axe (clusters)	–
s_3	Valeur singulière du 3 ^{ème} axe (clusters)	–
Sa	Nombre de Savage	–
Σ	Nombre de stabilité	–
St	Nombre de Stokes	–
St_c	Nombre de Stokes collisionnel	–
St_g	Nombre de Stokes granulaire	–
S_v	Paramètre de sédimentation	–
t	Temps	s
T_g	Température granulaire	m ² /s ²
TE_b	Energie thermique de flottabilité	J
τ_c	Temps caractéristiques des collisions	s
τ_p	Temps de chute d'une particules	s
θ	Coefficient d'atténuation	m ⁻¹
u_η	Vitesse de Kolmogorov	m/s
u	Vitesse moyenne du fluide	m/s
$u(t)$	Vitesse instantanée du fluide	m/s
u_e	Vitesse d'entraînement	m/s
u_m	Vitesse du mélange	m/s
u_{mf}	Vitesse minimale de fluidisation	m/s
u_t	Vitesse de chute théorique d'une particule	m/s
u_{th}	Vitesse de chute libre théorique d'un corps	m/s
U	Tension mesurée	V
U_0	Tension initiale mesurée	V
v	Vitesse moyenne d'une particule	m/s
$v(t)$	Vitesse instantanée d'une particule	m/s
v_{rms}	Vitesse moyenne quadratique des particules	m/s
V_p	Volume des particules	m ³
V_t	Volume interne du tube	m ³
x_i	Fraction massique des particules dans la classe i	–
ξ	Paramètre libre d'ajustement	m ⁻¹
Z_0	Hauteur de référence	m
Z_i	Position du capteur i	m

Contexte de la thèse et objectifs

Les éruptions volcaniques explosives génèrent souvent des colonnes pliniennes qui peuvent s'effondrer pour former des fontaines pyroclastiques (FIG. 1). Le concept de fontaine pyroclastique a été introduit par Sparks et Wilson (1976), Sparks (1978) et Wilson (1980b). Il repose sur une observation de terrain : la présence de dépôts pliniens sous (Branney et Kokelaar, 2002) ou intercalés avec des ignimbrites (Wilson, 2001). Dans le premier cas, l'effondrement de la colonne est supposé total, alors que dans le second cas, l'effondrement est partiel et avec une succession de phases d'effondrement et de réactivation. Ce scénario est supporté par les résultats de simulations numériques (Dobran *et al.*, 1993; Suzuki *et al.*, 2005). L'effondrement de la colonne est dû essentiellement à l'augmentation du débit éruptif, à une diminution de la teneur en volatils (Kuno *et al.*, 1964; Lirer *et al.*, 1973; Bond et Sparks, 1976; Suzuki *et al.*, 2005; Trolese *et al.*, 2019), ou à une diminution de l'entraînement de l'air dû au changement de géométrie de l'événement (cf. éruption caldérique, Jessop *et al.*, 2016).

L'effondrement d'une colonne éruptive et la formation d'une « fontaine pyroclastique » se produisent lorsque le mélange de particules et de gaz éjecté depuis l'événement n'ingère pas assez d'air et demeure plus dense que l'atmosphère. En conséquence, le mélange pyroclastique chute sous l'effet de la gravité et s'accumule sur le sol pour générer des courants de densité pyroclastiques (CDPs) dont les dépôts ont des volumes qui varient de $< 1 \text{ km}^3$ (par exemple lors d'éruption vulcanienne) à $> 10^3 \text{ km}^3$ (lors d'éruption caldérique).

Les CDP sont des mélanges de particules et de gaz qui représentent le phénomène volcanique le plus dangereux et le plus meurtrier connu à ce jour. Ces courants se déplacent généralement à plusieurs dizaines de m/s et ils menacent aujourd'hui environ 100 millions de personnes à travers le monde (Chester *et al.*, 2000; Small et Naumann, 2001). Ils sont produits dans une large gamme de styles éruptifs (Strombolien paroxysmal, Vulcanien, Subplinien, Plinien, Ultraplinien, Phréatoplinien et Caldérique) et leurs concentrations en particules est très variable. Les CDPs dilués, ou « déferlantes pyroclastiques », se propagent indépendamment de la topographie, Ils surmontent des crêtes de plusieurs centaines de mètres de hauteur (Miller et Smith, 1977; Wilson, 1985) et peuvent se propager sur la mer sur plusieurs dizaines de kilomètres (Ui, 1973; Carey, 1991). À l'inverse, les CDPs denses, ou « écoulements pyroclastiques », sont canalisés dans les vallées et peuvent entrer dans l'eau et déclencher des tsunamis (Mandeville *et al.*, 1994, 1996; Belousov *et al.*, 2000; Paris, 2015). Ces comportements témoignent de mécanismes de transport différents qui peuvent caractériser différentes parties d'un même courant et qui varient dans l'espace (écoulement basal dense surmonté d'une partie diluée turbulente) ou dans le temps (dilution ou compaction du mélange) (Fisher et Heiken, 1982; Fisher, 1995; Druitt *et al.*, 2002).

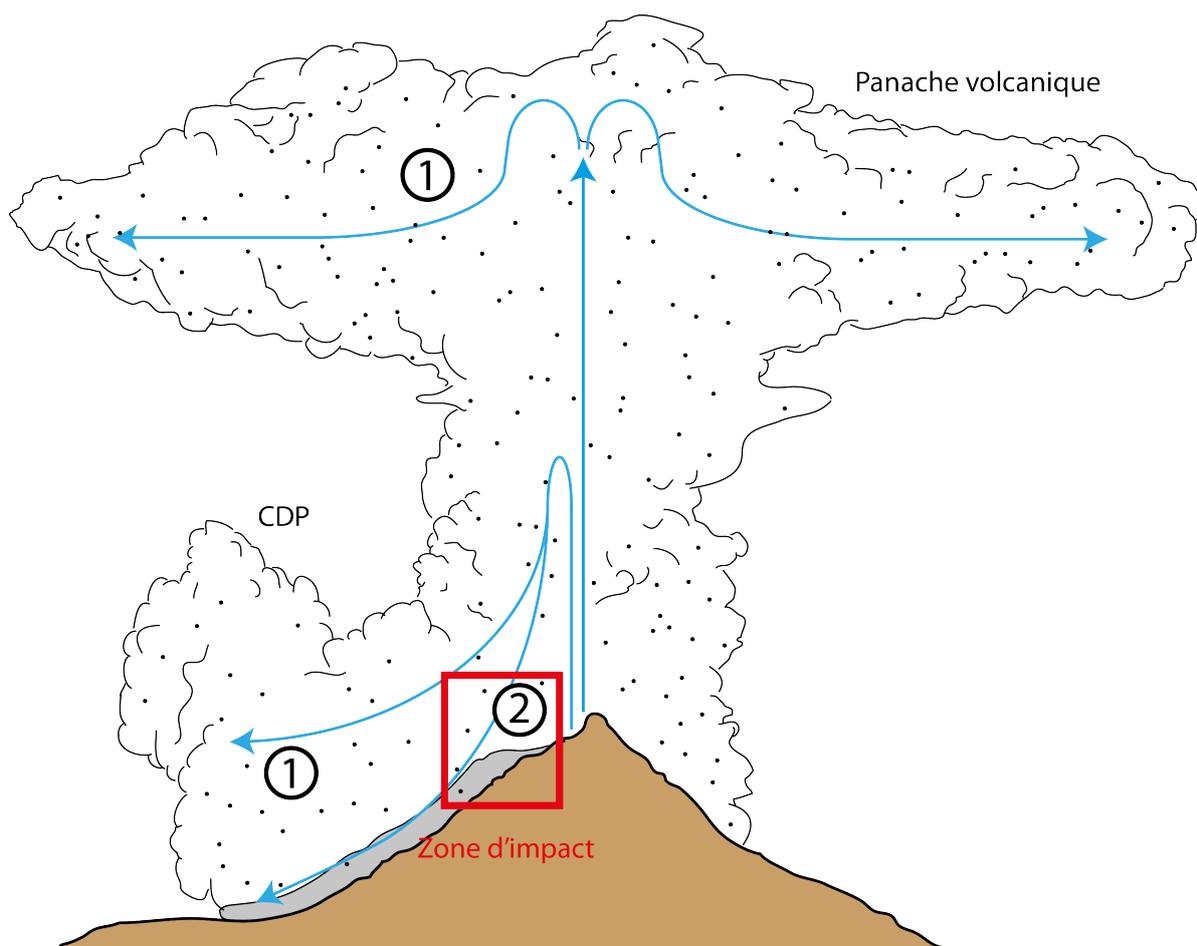


FIGURE 1 – Fontaine éruptive.

Schéma conceptuel d'une fontaine éruptive en effondrement partiel. Les aspects traités dans cette thèse sont (1) les mécanismes de sédimentation des particules dans les parties diluées turbulentes et (2) les mécanismes de formation des CDPs dans les zones d'impact.

Une première question concerne l'effondrement du mélange pyroclastique dans des conditions très diluées ($\phi_v < 0,1$ vol.%) et turbulentes (Valentine, 2020). A l'impact, le mélange pyroclastique demeure-t-il dilué ou bien peut-il se compacter pour former un écoulement dense? Ce problème a été traité à notre connaissance uniquement à l'aide de simulations numériques (Sweeney et Valentine, 2017; Valentine et Sweeney, 2018; Valentine, 2020) et il apparaît que des expériences sont nécessaire pour mieux comprendre ce phénomène.

Le mécanismes d'accumulation des particules et d'émergence des CDPs dans les zones d'impact des fontaines éruptives sont également mal compris. Les modèles numériques suggèrent que la pression de fluide interstitiel dans la zone d'impact peut être élevée (Valentine et Wohletz, 1989). Or, une pression de fluide élevée peut être la cause de la forte mobilité des CDPs denses et il apparaît que des études plus poussées sont nécessaires. À notre connaissance, seul Fries *et al.* (2021) ont abordé ce problème expérimentalement.

Un problème plus général concerne la vitesse de chute des particules dans les parties diluées et turbulentes des fontaines pyroclastiques, c'est à dire la zone d'étalement du panache et la partie supérieur des CDPs. En effet, l'hypothèse de suspensions homogènes dans les écoulements naturels faites par la plupart des auteurs peut ne pas être valable (comme discuté par Breard

et al., 2016; Del Bello *et al.*, 2017; Fullmer et Hrenya, 2017; Marchetti *et al.*, 2001) et de nombreux travaux en ingénierie ont déjà démontré l'hétérogénéité de ces suspensions. L'existence d'hétérogénéité comme les « clusters » dans les fontaines éruptives pourrait avoir un impact fondamental sur les mécanismes de sédimentation des particules dans la partie supérieure diluée des CDPs et le panache.

L'objectif de cette thèse est d'étudier deux aspects des fontaines pyroclastiques. Le premier concerne la vitesse de chute des particules dans les parties diluées et turbulentes. Le second porte sur les mécanismes d'accumulation des particules dans la zone d'impact et l'émergence des CDPs.

Cette thèse est organisée en 7 chapitres résumés ci-dessous :

Le **Chapitre 1** traite des panaches volcaniques et des fontaines pyroclastiques. Après une courte introduction, les processus générant les panaches et leurs structures lorsqu'ils sont stables sont discutés. Ensuite, les régimes éruptifs dans lesquels les effondrements de colonne éruptive se produisent ainsi que les conditions d'effondrement sont décrits. Une description des dépôts formés est donnée en fin de chapitre.

Le **Chapitre 2** est une présentation générale des caractéristiques des CDPs, des méthodes utilisées pour les étudier, des mécanismes physiques opérant dans ces écoulements et des limites de nos connaissances actuelles. Le chapitre se termine par un bref aperçu des aléas liés aux CDPs.

Les **Chapitres 3 et 4** présentent les méthodes expérimentales utilisées au cours de cette thèse pour l'étude (i) des mélanges gaz-particules dilués turbulents et (ii) des mélanges gaz-particules fluidisés et concentrés. Pour chacune de ces parties, le dispositif, les conditions expérimentales et la procédure sont décrits. Les méthodes utilisées pour calculer les concentrations en particules des mélanges étudiés sont discutées en détail.

Le **Chapitre 5** traite des expériences faites pour étudier la vitesse de chute des particules dans les suspensions diluées turbulentes. Il commence par une brève présentation des mélanges dilués biphasés et du phénomène de « clustering ». Les résultats sont ensuite présentés sous la forme d'un article publié dans le Journal of Geophysical Research le 15 février 2023. Une première partie concerne les mesures acoustiques et les mesures de pression de fluide locale réalisées pour des billes de verre de tailles et de concentrations différentes. La seconde partie discute les mécanismes de sédimentation et permet de mettre en évidence un mécanisme de sédimentation amélioré (« enhanced settling ») et un mécanisme de sédimentation retardé (« hindered settling »). Enfin, les implications géophysiques de ces résultats sont discutées.

Le **Chapitre 6** porte sur les expériences menées pour étudier les mécanismes d'accumulation des particules dans la zone d'impact des fontaines pyroclastiques et sur la création d'une pression de fluide interstitiel. Le phénomène est étudié en faisant varier la taille des particules en chute libre. Ce chapitre commence par un rappel du contexte et des questions associées aux CDPs denses formés par effondrement de colonne. Les résultats sont ensuite présentés sous la forme d'un article soumis à Journal of Geophysical Research le 15 Juillet 2023. Les résultats montrent, que pour de mêmes conditions expérimentales (hauteur de chute, masse de particules relâchée, concentration et vitesse au moment de l'impact), la pression de fluide générée à l'impact et la distance de parcours des écoulements créés augmentent significativement quand

la taille des particules décroît. Puis une étude préliminaire des mécanismes qui contrôlent la transition entre les régimes denses et dilués dans la zone d'impact des fontaines éruptives. Des particules de petites tailles ($< 100 \mu\text{m}$) sont relâchées verticalement à des concentrations variables afin de définir le seuil auquel une suspension diluée demeure en l'état ou bien devient concentrée.

Le **Chapitre 7** est une conclusion générale qui résume l'ensemble des résultats et leurs implications pour les fontaines éruptives.

Première partie

Bibliographie

Chapitre 1

Panaches volcaniques et fontaines pyroclastiques

Les panaches sont des phénomènes emblématiques du volcanisme explosif. L'étude des conditions menant à l'effondrement partiel ou total d'une colonne éruptive et à la formation d'une fontaine pyroclastique a fait l'objet de nombreuses études (Valentine et Wohletz, 1989; Clarke *et al.*, 2002; Neri *et al.*, 2002; Esposti Ongaro *et al.*, 2008b; Suzuki et Koyaguchi, 2008a; Carazzo *et al.*, 2015). La stabilité d'une colonne plinienne est déterminée par l'évolution de sa flottabilité, qui peut conduire à une colonne convective stable ou à une colonne en effondrement. Des études expérimentales en laboratoire (Woods et Caulfield, 1992; Kaminski *et al.*, 2005; Delino *et al.*, 2007; Carazzo et Jellinek, 2012), des analyses unidimensionnelles (Wilson, 1980b; Kaminski et Jaupart, 2001; Carazzo *et al.*, 2008; Koyaguchi *et al.*, 2010) de colonnes, et des modèles numériques en 2D et 3D (Valentine et Wohletz, 1989; Neri et Dobran, 1994; Di Muro *et al.*, 2004; Suzuki *et al.*, 2005; Ogden *et al.*, 2008; Suzuki et Koyaguchi, 2008b; Surono *et al.*, 2012) ont été réalisés pour mieux comprendre les paramètres qui gouvernent la stabilité de la colonne.

1.1 Généralités sur les panaches

Les panaches volcaniques sont générés par des éruptions explosives lorsque le magma est expulsé de l'évent à grande vitesse et se fragmente. Ils se composent de mélanges de particules volcaniques (cendres, lapilli, blocs, lithiques), de gaz (H_2O , CO_2 , SO_2), parfois de liquide condensé (H_2O), et d'air entraîné. Leur taille varie considérablement, allant de petits rejets similaires à des cheminées industrielles à des panaches dont l'étalement est d'échelle régionale à continentale lors de super-éruptions. Ces grands panaches peuvent s'élever jusqu'à 40 – 50 km au-dessus de la surface terrestre. Leur structure et leur comportement sont influencés par divers facteurs tels que la composition magmatique, la quantité et la nature des composants volatils, le débit éruptif et la géométrie de l'évent. Certains panaches peuvent être émis pendant quelques minutes, tandis que d'autres peuvent persister pendant plusieurs heures (Carey et Bursik, 2000; Sparks, 1997; Bursik et Woods, 1996). Les panaches en ascension dispersent les cendres volcaniques sur de vastes zones et représentent un aléa volcanique pour les populations environnantes. Ils peuvent aussi représenter un danger pour les avions qui traversent des nuages de cendres. Les panaches qui s'effondrent génèrent des CDPs qui se déplacent rapidement sur les pentes des volcans et sur des distances de plusieurs dizaines de kilomètres.

1.2 Processus générant les panaches

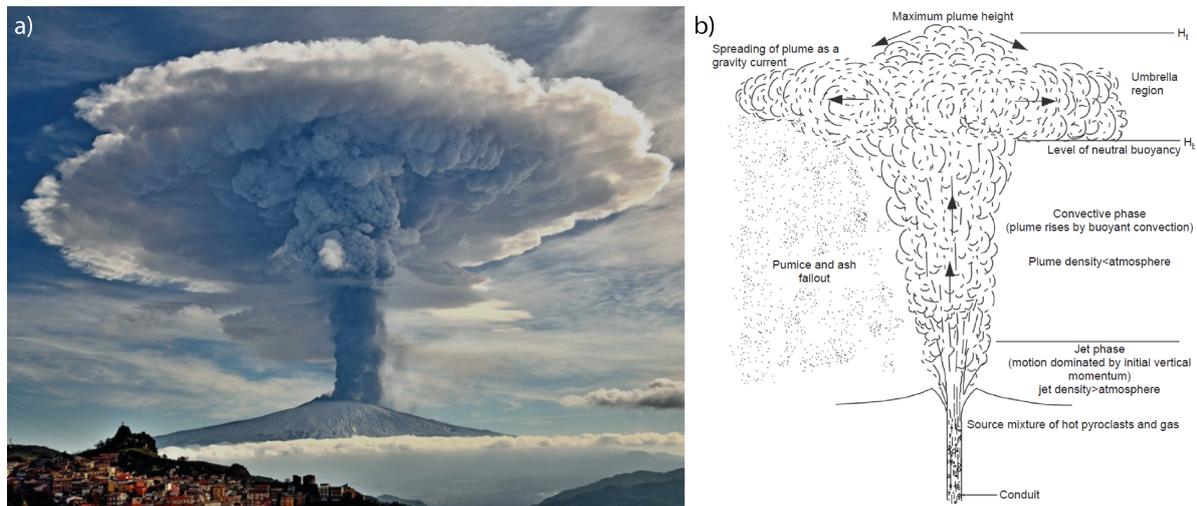


FIGURE 2 – Panache plinien.

a) Photo du panache généré par l'éruption plinienne de l'Etna, Italie, en décembre 2015, montrant le niveau de flottabilité neutre lorsque le nuage s'étend latéralement (crédit photo : G. Famiani). b) Structure schématique d'un panache volcanique généré par une éruption soutenue de style Plinien (Carey et Bursik, 2015).

Deux mécanismes favorisent la fragmentation du magma : (i) l'**exsolution des volatils** (Verhoogen, 1951; McBirney, 1963, 1973; Bennett, 1974; Sparks, 1978; McBirney et Noyes, 1979) et (ii) l'**interaction du magma avec l'eau** (Colgate et Sigurgeirsson, 1973; Sheridan et Wohletz, 1981, 1983; Wohletz, 1983; Wohletz et Sheridan, 1983).

Lors de la remontée du magma (FIG. 2b), les composants volatils dissous dans le liquide s'exsolvent et forment des bulles à cause de la baisse de pression (Sparks, 1978). La viscosité du liquide augmente au fur et à mesure que le teneur en volatils décroît, ce qui entraîne des pressions de gaz élevées dans les bulles. Les parois des bulles finissent par se rompre, transformant le magma en un mélange de fragments de liquide visqueux et de gaz dans le conduit volcanique qui accélère vers la surface (Bennett, 1974; Wilson, 1980b). Au-dessus du niveau de fragmentation, le gaz transporte des particules en suspension dans un mélange turbulent. Ce processus conduit à la formation de panaches volcaniques lors d'éruptions explosives (FIG. 2a), comme celles du Mont Saint Helens en 1980 (Danielsen, 1981), de l'éruption du Vésuve en l'an 79 (Lirer *et al.*, 1973) et de l'éruption du Tambora en Indonésie en 1815 (Sigurdsson et Carey, 1989).

Le magma chaud peut interagir avec de l'eau proche de la surface ou en surface (lac, rivière). Dans ces conditions, la vaporisation de l'eau liquide et l'expansion de la vapeur produite génèrent une déstabilisation de l'interface avec le liquide magmatique puis à la fragmentation ainsi qu'à une accumulation de pression qui entraîne l'explosion. Ce type d'activité éruptive est appelé phréatomagmatique. L'intensité de l'explosion est contrôlée par le rapport de masse eau/magma et de la quantité d'eau vaporisée (Colgate et Sigurgeirsson, 1973; Sheridan et Wohletz, 1981, 1983; Wohletz, 1983; Wohletz et Sheridan, 1983). La libération maximale d'énergie se produit lorsque le rapport eau-magma est $\sim 0,3$ (Sheridan et Wohletz, 1981, 1983; Wohletz, 1983; Wohletz et Sheridan, 1983). Par conséquent, le degré de fragmentation du magma est susceptible d'être très élevé (Self et Sparks, 1978) et l'activité explosive sera très intense. Pour des rapports supérieurs (Wilson *et al.*, 1978) ou inférieurs (Wohletz, 1983), l'intensité de

l'explosion sera moindre en raison d'un déficit d'énergie thermique ou de masse d'eau, respectivement. Les panaches volcaniques générés par ce mécanisme peuvent contenir des quantités importantes de vapeur d'eau et être plus froids que ceux produits par exsolution des volatils à partir du magma. Des exemples spectaculaires de panaches phréatomagmatiques ont été observés lors de l'émergence du volcan de Surtsey au sud de l'Islande en 1963 (Kokelaar, 1983).

Des panaches volcaniques secondaires peuvent également être formés à partir d'écoulements pyroclastiques. Lorsque ces écoulements s'éloignent de l'événement, la sédimentation des particules et le réchauffement de l'air entraîné conduisent à une diminution de la densité de la partie supérieure diluée. Ces panaches secondaires, ou panaches co-ignimbritiques, sont générés par une inversion de flottabilité. La source du panache peut ainsi être située relativement loin de l'événement (FIG. 3).

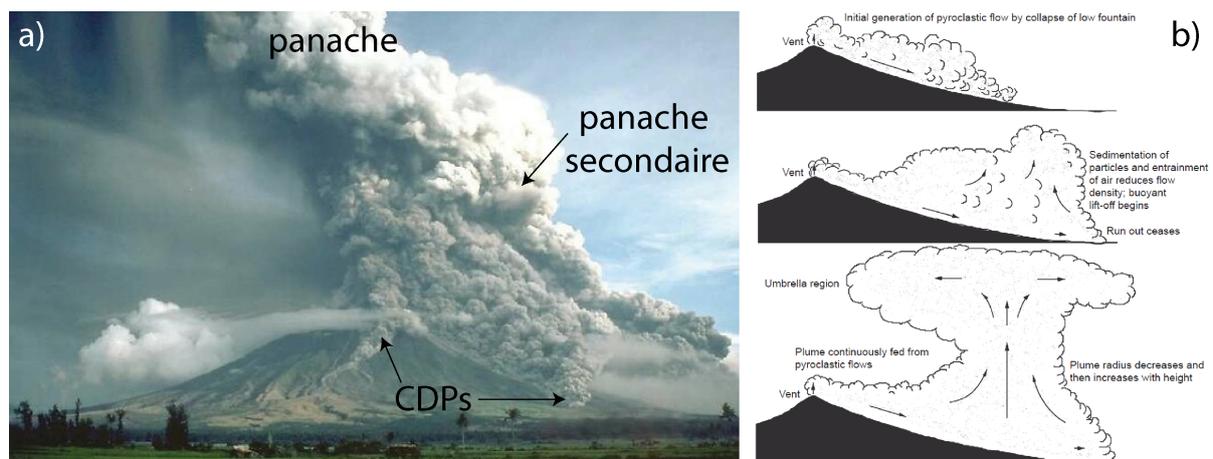


FIGURE 3 – a) Panache co-ignimbritique.

Photo de l'effondrement de la colonne éruptive de l'éruption du Mont Mayon (1984), aux Philippines (crédit photo : C. Newhall). b) Formation d'un panache secondaire ou co-ignimbritique généré à partir du sommet d'une coulée pyroclastique (Carey et Bursik, 2015).

1.3 Caractéristiques des panaches stables

Les panaches volcaniques de grande ampleur sont générés lors de l'émission continue de magma silicique fragmenté et de gaz à partir d'un conduit (éruptions pliniennes, voir Section 1.4.1) (Settle, 1978; Wilson *et al.*, 1978; Sparks et Wilson, 1982; Sparks *et al.*, 1986)). La hauteur du panache est fonction du débit éruptif (qui dépend du rayon du conduit et de la vitesse d'éjection du mélange) ainsi, que de la teneur en gaz et de l'efficacité des échanges thermiques lors de l'entraînement de l'air atmosphérique froid (Wilson *et al.*, 1978). Elle varie typiquement de 2 à 45 km (TAB. 5.2 de Wilson *et al.*, 1978). Dans toutes les éruptions hautement explosives, l'énergie thermique est supérieure à l'énergie cinétique initiale lors de la décompression et de l'expansion de la phase gazeuse impliquant la formation d'un panache éruptif. Le style de l'activité explosive contrôle le type de colonne éruptive. Les explosions discrètes produisent des panaches transitoires, tandis que l'éjection prolongée et continue de magma fragmenté lors une éruption forme un panache maintenu. Si des explosions discrètes se produisent en succession rapide (en quelques secondes à quelques minutes), un panache maintenu peut également se former (Cas et Wright, 1987). Les colonnes éruptives sont généralement divisées en trois parties (Sparks et Wilson, 1976; Sparks *et al.*, 1986)(FIG. 2b) :

(1) Une partie inférieure inertielle (phase de « jet »), due à la vitesse d'éjection du mélange. Dans la plupart des cas, la partie inertielle représente moins de 10 % de la hauteur totale de la colonne (Wilson *et al.*, 1978). Pour les explosions discrètes (éruptions stromboliennes et vulcaniennes, décrites en Section 1.4.1), cette hauteur est de quelques dizaines à quelques centaines de mètres (Blackburn *et al.*, 1976; Self *et al.*, 1979). Pour les colonnes éruptives maintenues, la gamme varie de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres (1,5 – 4,5 km pour des vitesses initiales d'éjection de 400 à 600 m/s; Wilson, 1976; Sparks et Wilson, 1976).

(2) L'entraînement et le réchauffement de l'air ambiant causent une décroissance de la densité du mélange pyroclastique et la transition vers un régime convectif (Wilson, 1976; Blackburn *et al.*, 1976; Sparks et Wilson, 1976; Wilson *et al.*, 1978). Dans cette région, l'ascension du panache est causée par la flottabilité du mélange pyroclastique. La hauteur de cette partie convective peut s'étendre sur des dizaines de kilomètres (FIG. 2a). La largeur du panache augmente progressivement avec l'altitude au fur et à mesure que l'entraînement de l'air augmente. Les vitesses verticales dans cette partie du panache sont de l'ordre de quelques dizaines à centaines de mètres par seconde. L'atmosphère terrestre diminuant en densité avec l'altitude, la partie convective d'un panache volcanique atteint un niveau où sa densité devient équivalente à celle de l'atmosphère (FIG. 2a). À ce stade, la flottabilité est nulle et le mélange commence à se déplacer latéralement à un niveau de flottabilité neutre, H_b (FIG. 2b).

(3) Une région en forme de parapluie, où la colonne se propage radialement. Elle s'étend de la hauteur H_b à une hauteur maximale H_t , à laquelle la colonne continue de s'élever grâce à son élan (FIG. 2b) (Sparks *et al.*, 1986). Les dimensions de la région parapluie peuvent être considérables. Un exemple est le nuage formé lors de l'éruption de 1991 du Mont Pinatubo aux Philippines (Sparks, 1997). L'expansion latérale du matériau a produit une région parapluie qui avait atteint un diamètre de 400 km après environ 5 heures, et 1000 km après environ 14 heures. Au moins 200 km d'expansion horizontale se sont produits contre les vents dominants du nord-est.

La hauteur maximale, H_t , dépend principalement du flux thermique, de la stratification et de la teneur en humidité de l'atmosphère, et de la teneur en volatils du magma. Le flux thermique est le facteur le plus important et il est lié au flux massique de magma émis et à sa température. Une approximation simple de la hauteur de la colonne est obtenue à partir de données d'éruption bien documentées :

$$H_t = 1,67Q_v^{0,259} \quad (1.1)$$

où H_t est la hauteur maximale du panache (en km), Q_v est le débit volumique du magma en mètres cubes par seconde, et 1,67 est une constante liée à la stratification de l'atmosphère (Carey et Bursik, 2000)(FIG. 4). Les modèles des panaches soutenus prédisent une relation similaire, sauf pour les panaches faibles dont la hauteur est aussi contrôlée par les vents. La hauteur maximale théorique attendue pour un panache éruptif maintenu stable est d'environ 55 km (Wilson *et al.*, 1978). Cela correspond à une vitesse initiale d'éjection de 700 m/s (des vitesses initiales plus élevées sont peu probables sur Terre; McGetchin et Ullrich, 1973; Wilson, 1976) et à un débit éruptif volumique de $1,1 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

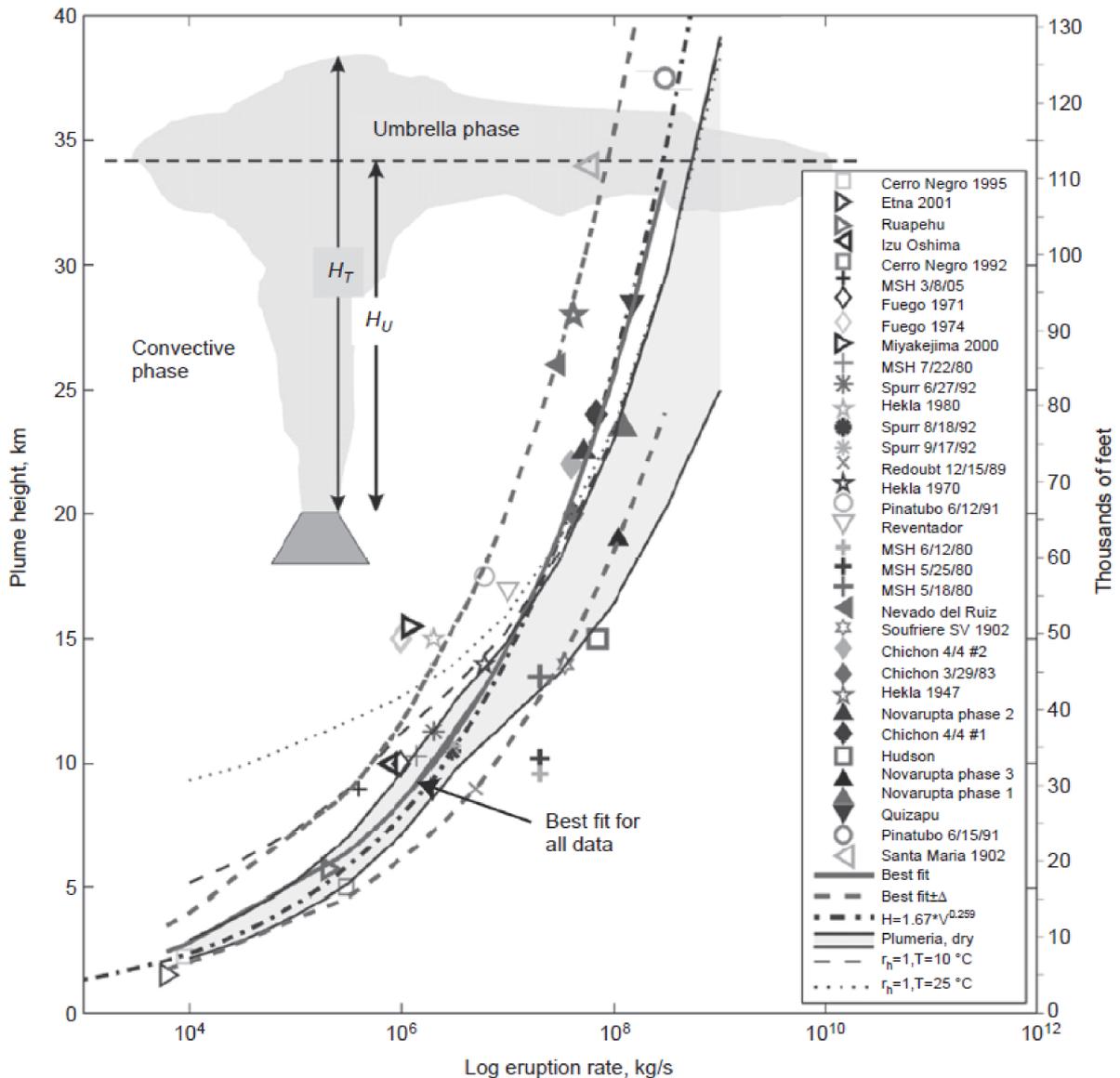


FIGURE 4 – Hauteur maximale des panaches volcaniques.

Hauteur du panache en fonction du débit éruptif définie à partir de données d'éruptions explosives historiques. La ligne continue en gras est le meilleur ajustement aux données tandis que la ligne en pointillés représente l'intervalle de confiance à 50 % basé sur les incertitudes dans l'estimation des deux paramètres. La ligne continue claire supérieure représente les résultats d'un modèle de panache en régime permanent (Plumeria), et la ligne continue inférieure indique les estimations de H_b (voir texte) d'après les résultats du modèle. Modifié de [Mastin et al. \(2009\)](#) ([Carey et Bursik, 2015](#)).

1.4 Effondrement des panaches instables

L'effondrement d'une colonne est contrôlé par l'évolution de sa flottabilité. Dans un panache volcanique, la densité du mélange de gaz chaud et de pyrofragments diminue rapidement en raison de l'incorporation d'air atmosphérique par le mélange turbulent et de l'expansion thermique de cet air relativement froid ([Sparks et Wilson, 1976](#); [Woods, 1988](#)). Pour une incorporation d'air atmosphérique constante, un élargissement du conduit et/ ou une baisse de la teneur en volatil peut entraîner une baisse de la flottabilité du mélange qui s'effondre au sommet de

la partie inertielle. Si elles ont une taille et une concentration suffisantes (Valentine, 2020), les particules du mélange en effondrement s'accumulent dans la zone d'impact (Wright et Walker, 1977) et se propagent radialement sous forme d'écoulements concentrés (FIG. 5). Ce processus d'accumulation a été discuté par Druitt et Sparks (1982) qui ont proposé que des fortes pressions de fluide peuvent être générées dans la zone d'impact en raison de la forte compressibilité du gaz. Les effondrements de colonne sont observables pour différents régimes éruptifs décrits ci-après.

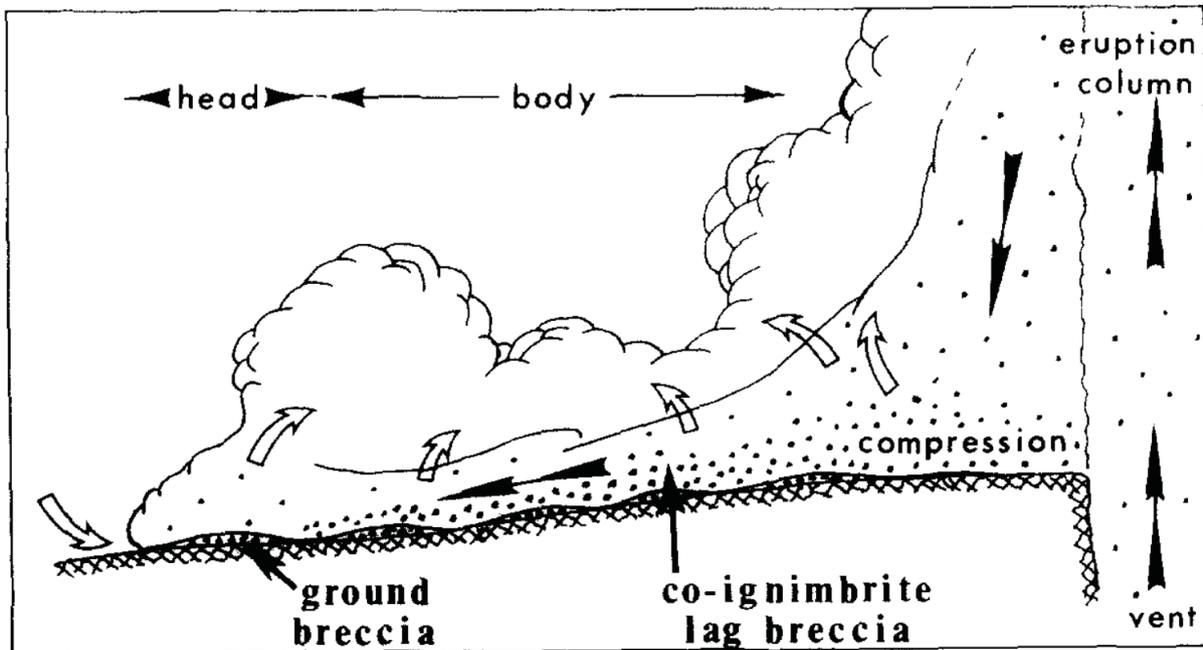


FIGURE 5 – Illustration du concept de zone d'impact d'une fontaine éruptive.

Schéma illustrant la ségrégation proximales des fragments lithiques lors de la génération des coulées pyroclastiques de Cape Riva lors de l'éruption de Santorin il y a ~ 18500 ans (Grèce). La compression de la phase fluide dans le mélange en chute libre lors de l'impact génère des pressions de fluide interstitielles élevées et augmente la densité du mélange jusqu'à former les coulées pyroclastiques qui se propagent latéralement. Les flèches pleines représentent les mouvements du mélange gaz-particules et les flèches vides les mouvements de la phase fluide uniquement (Druitt et Sparks, 1982).

1.4.1 Régimes éruptifs

a) Régime strombolien

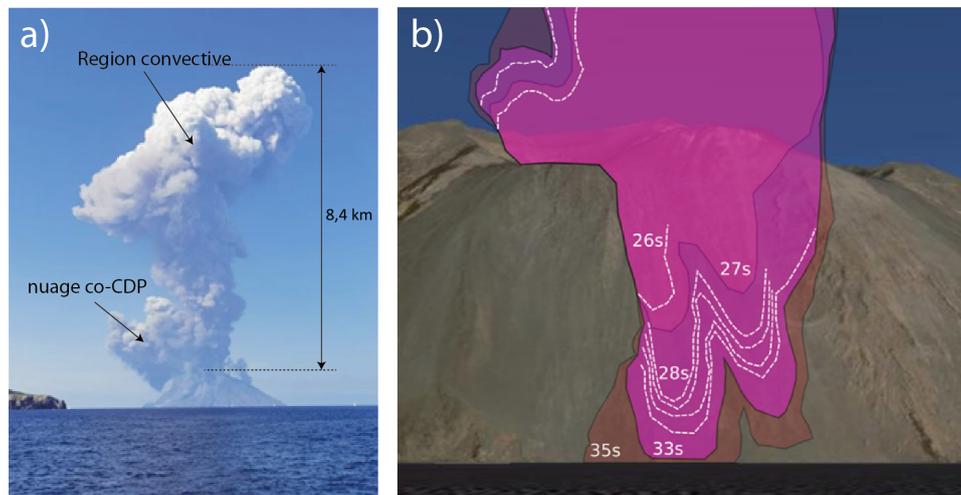


FIGURE 6 – Éruption strombolienne.

a) Éruption paroxysmale du Stromboli le 3 juillet 2019 (photo prise d'un voilier juste au sud de l'îlot Basiluzzo, à environ 16 km de Stromboli) et b) chronogramme des deux coulées pyroclastiques formées le 28 août le long de la Sciara del Fuoco, redessiné à partir de séquences vidéo disponibles à l'adresse suivante <https://www.youtube.com/watch?v=RPKgS3sPP1Y>. Image de l'édifice volcanique extraite de Google Earth (Giordano et De Astis, 2020).

Les mécanismes et la dynamique de l'activité strombolienne ont été discutés par Blackburn *et al.* (1976), Wilson (1980b) et Wilson (1981). Ces éruptions consistent en une série d'explosions discrètes transitoires séparées par des périodes de l'ordre du dixième de seconde à plusieurs heures. Ces types d'explosions ne peuvent se produire qu'avec des magmas de faible viscosité dans lesquels les bulles peuvent remonter relativement rapidement et se dilater. Les explosions sont causées par la pression excessive à l'intérieur des bulles. Lorsqu'une bulle éclate en surface, elle projette des pyrofragments (Blackburn *et al.*, 1976; Wilson, 1980b). L'analyse théorique (Wilson, 1980b) et l'observation de l'activité (Chouet *et al.*, 1974; Self *et al.*, 1974; Blackburn *et al.*, 1976) suggèrent des vitesses de gaz initiales de $< 100 - 300$ m/s et qui diminuent rapidement avec l'altitude (jusqu'à quelques dizaines de m/s à un ou deux cents mètres). Si les explosions se produisent à des intervalles longs (plusieurs minutes), le nuage de convection formé après chaque explosion peut avoir disparu avant la prochaine explosion, comme observé à Stromboli en 1975 (Blackburn *et al.*, 1976). Si la cadence est plus rapide ($\sim 1 - 2$ s), une colonne éruptive convective peut atteindre des hauteurs de 5 à 10 km, comme observé lors de l'éruption de Heimaey en 1973 (Blackburn *et al.*, 1976) ou lors d'épisodes paroxysmaux à Stromboli (Métrich *et al.*, 2005; Calvari et Lodato, 2006; Harris et Ripepe, 2007a; Aiuppa *et al.*, 2009; Andronico et Pistoiesi, 2010; La Felice et Landi, 2011; Calvari *et al.*, 2012; Andronico *et al.*, 2010; Vergnolle et Gaudemer, 2015; Taddeucci *et al.*, 2015). Ces explosions observées lors d'un épisode paroxysmal sont parfois interprétées comme des éruptions vulcaniennes (Calvari et Lodato, 2006; D'Auria *et al.*, 2006) et peuvent être à l'origine de courants de densité pyroclastiques générés par effondrement de la colonne éruptive (Stromboli en 2019 voir FIG. 6, D'Auria *et al.*, 2006; Bertagnini *et al.*, 2011; Giordano et Cas, 2021).

b) Régime vulcanien

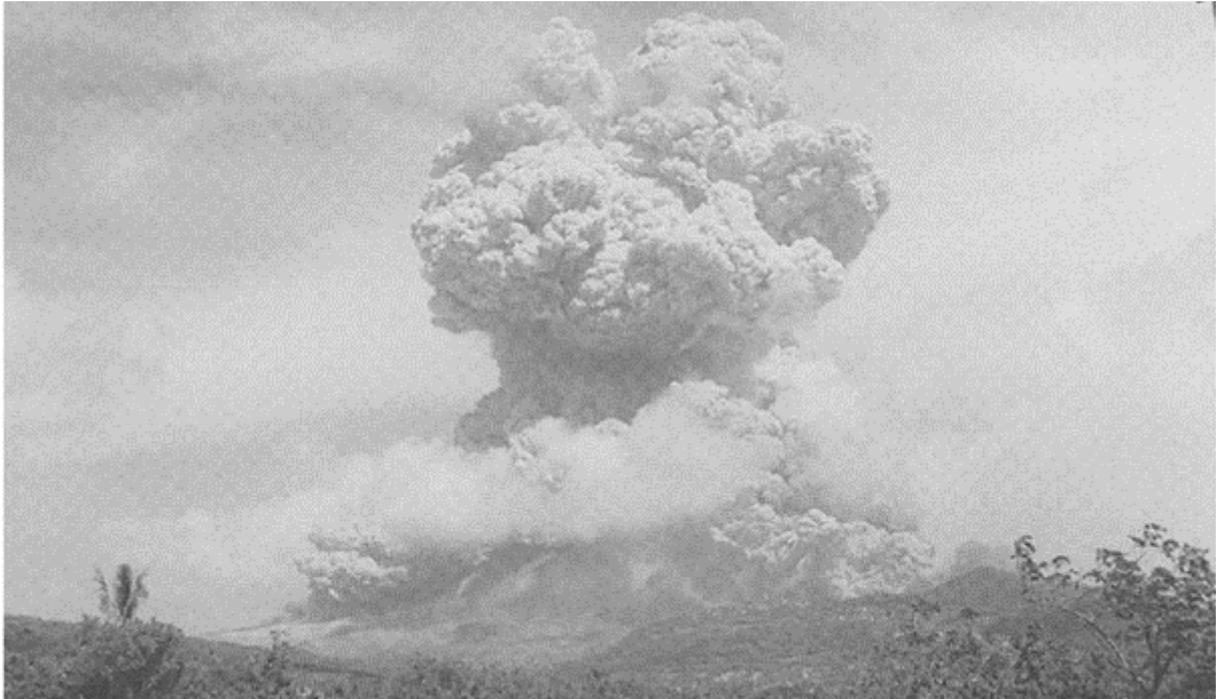


FIGURE 7 – Éruption vulcanienne.

Éruption vulcanienne du volcan Soufrière Hills, Montserrat, en août 1997 et effondrement de la colonne éruptive associée. La partie supérieure de la colonne a un diamètre d'environ 2 km. Des courants de densité pyroclastiques se forment à la base de la colonne (Druitt, 1998).

Les colonnes éruptives formées lors de ces éruptions atteignent généralement des hauteurs $< 5 - 20$ km. Ce type d'activité se produit par intermittence et a été décrit par Minakami (1950), Fudali et Melson (1972), McBirney (1973), Schmincke (1972), Nairn et Self (1978), Self et Sparks (1978) et Wilson (1980b). Les explosions sont de courte durée (quelques secondes à quelques minutes, Morrissey et Mastin, 2000) et forment deux types de dépôts de retombées. Les dépôts de scories ont des indices de fragmentation et de dispersion similaires à ceux des dépôts d'éruptions stromboliennes violentes (Walker, 1973). Les autres dépôts sont des cendres stratifiées, de faible volume ($< 1 \text{ km}^3$) qui contiennent de blocs et bombes balistiques près du cratère. Généralement, une grande partie du matériau éjecté à chaque explosion n'est pas d'origine juvénile et comprend une importante fraction de roche encaissante sous forme de fragments lithiques accessoires. Ces éruptions sont souvent les conséquences de la rupture d'un bouchon de lave de composition généralement intermédiaire (basalto-andésite, andésite, dacite) dans le conduit qui cause une surpression et explose. Les vitesses initiales d'éjection pour ce régime sont de l'ordre de $\sim 200 - 400 \text{ m/s}$ (Cas et Wright, 1987; Francis, 1993). Les effondrements de colonnes éruptives sont courants lors d'une activité vulcanienne (FIG. 7). Des coulées pyroclastiques issues d'un effondrement ont été observées lors d'éruptions historiques : Mont Lamington (1951) (Taylor, 1958), Mayon, Philippines (1968) (Moore et Melson, 1969), Fuego (1974) (Davies *et al.*, 1978) et Ngauruhoe (1975) (Nairn et Self, 1978). Cependant, toutes les éruptions vulcaniennes ne produisent pas des coulées pyroclastiques, par exemple l'éruption de l'Irazu en 1963-1965 (Cas et Wright, 1987).

c) Régime Plinien

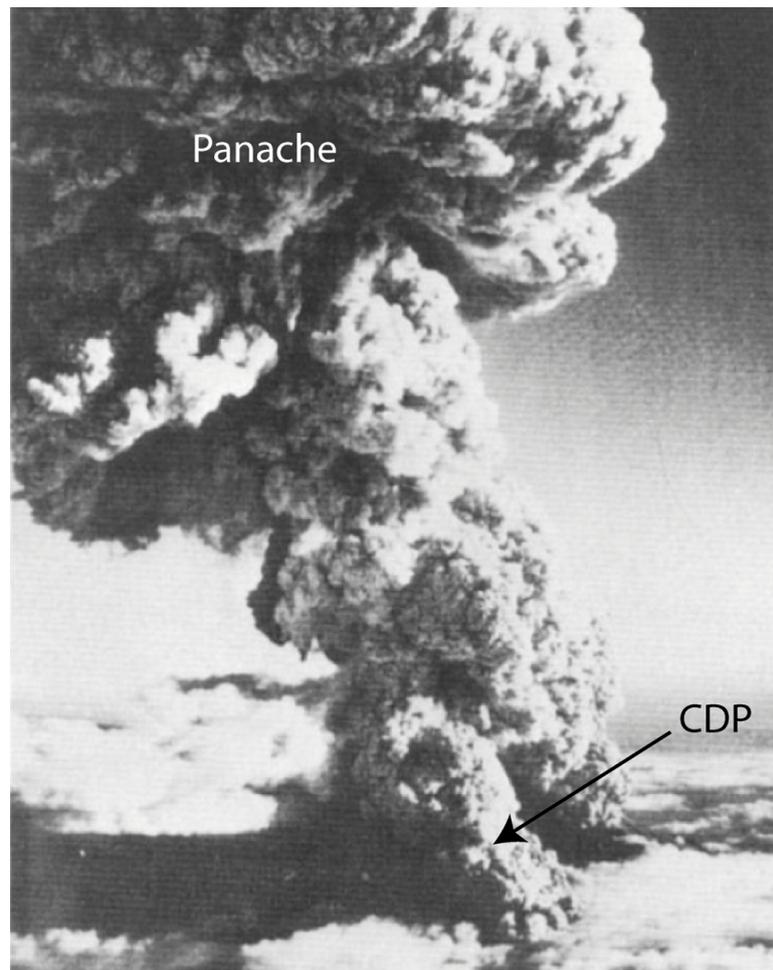


FIGURE 8 – Éruption plinienne.

Panache convectif formé pendant l'éruption du Mont Saint Helens le 22 juillet 1980. Une partie du panache s'effondre et un nuage de cendres s'élevant d'une coulée pyroclastique se dirige vers le photographe (J. W. Vallance). La hauteur de la colonne est d'environ 15 km (Christiansen et Peterson, 1981).

Durant une éruption plinienne (FIG. 8), la vitesse initiale d'éjection du mélange gaz-particule varie entre 100 – 600 m/s (Walker, 1973; Wilson, 1976; Sparks et Wilson, 1976; Wilson, 1980b). Les volumes estimés des éjectas sont de l'ordre de 0,1 – 1000 km³ (Thorarinsson et Sigvaldason, 1972; Wilson, 1976), et le débit massique à l'événement est compris entre 10⁶ – 10⁸ kg/s (Carey et Sparks, 1986; Miller et Chouet, 1994; Scott et McGimsey, 1994). Les magmas sont de composition andésitique (Minakami, 1942; Soya, 1971) à rhyolithique (Walker, 1980, 1981), phonolitique (Booth, 1973; Lirer *et al.*, 1973) à trachytique (Booth *et al.*, 1971, 1978) et dans de plus rares cas basaltique (Tsuya, 1955) ou andésitiques (Thorarinsson, 1954; Bloomfield *et al.*, 1977). La durée des éruptions varie de quelques heures (par exemple l'éruption du Hekla, Islande, en 1970, Thorarinsson et Sigvaldason, 1972) à plusieurs jours (cf. l'éruption du Fuji, Japon, en 1707, Tsuya, 1955). Les hauteurs typiques des panaches sont généralement > 20 km (Williams et Self, 1983; Kandlbauer et Sparks, 2014). Les éruptions subplinienne, pliniennes et ultrapliniennes diffèrent par leur intensité, leur ampleur et la hauteur de la colonne éruptive (TAB. 1). Leur distinction a été définie à partir de la dispersion des dépôts. Ainsi, les éruptions subplinienne forment des dépôts de surface < 500 km² (Walker, 1973). Le terme « ul-

traplinien » a été introduit par (Walker, 1980) pour décrire les dépôts dont la surface est $> 5000 \text{ km}^2$ (Wright *et al.*, 1980). La plupart des éruptions pliniennes à ultrapliniennes conduisent à la formation de caldeiras (Miller et Wark, 2008) et à des ignimbrites (Sparks *et al.*, 1973; Cas et Wright, 1987; Branney et Kokelaar, 2002; Sulpizio et Sarocchi, 2014; Brown et Andrews, 2015) qui résultent d'écoulements formés par l'effondrement partiel à total des colonnes éruptives (par exemple, Cas et Wright, 1987; Suzuki *et al.*, 2005; Trolese *et al.*, 2019) (voir Sous-section 2.3).

Type of eruption	Subplinian	Plinian	Ultraplinian or ignimbritic
Magnitude (kg)	$\approx 10^{11}$	$10^{11} - 10^{13}$	$> 10^{13}$
Intensity (kg/s)	$\approx 10^6$	$10^6 - 10^8$	$> 10^8$
Column height (km)	< 20	20–35	> 35
Thickness half-distance (b_1 , km)	0.5–4	2–10	> 10
Clast half-distance (b_c , km)	1–3	3–8	8–15
Main phases	Unsteady sustained, convective column	Steady sustained convective column	Sustained fountaining
Associated eruptive styles	Surge generation, dome extrusion	Partial or total column collapse	Convective column with increasing flow rate
Dominant fallout deposits	Thinly stratified	Massive to variously graded	Generally reversely graded
Dominant flow deposits	Surges and small sized pumice and scoria flows	Pumice and ash flows	High and low-grade ignimbrites
Fall/flow vol. ratio	> 1	> 1	$\ll 1$
Typical magma composition	Mildly evolved (dacitic, phonotephritic)	Highly evolved (rhyolitic, trachytic, phonolitic)	Highly evolved (rhyolitic, trachytic)

TABLEAU 1 – Éruptions pliniennes et déclinaisons. Principales caractéristiques des éruptions de type plinien (Cioni *et al.*, 2000).

d) Régime phréatoplinien

Le terme « phréatoplinien » a été introduit par Self et Sparks (1978) par analogie aux éruptions surtseyennes en domaine marin (par exemple l'éruption minoenne de Santorin ou São Miguel, Bond et Sparks, 1976; Self et Sparks, 1978, respectivement). Les dépôts de retombées sont caractérisés par des lapilli accréionnés mal triés, sont finement stratifiés et associés à des dépôts de déferlantes basales près de l'évent. Ces lapillis sont aussi généralement anguleux (Heiken, 1978, 1974; Wohletz, 1983) à l'inverse de dépôts d'éruptions magmatiques « vésiculés ». La dispersion extrêmement large de ces dépôts indique une haute colonne éruptive. Les colonnes éruptives lors des éruptions de type phréatoplinien sont générées par des successions rapides d'explosions phréatomagmatiques. La condensation de la vapeur dans la colonne favorise un effondrement partiel et la formation de déferlantes basales (Cas et Wright, 1987). Une grande part de l'énergie thermique est consommée pour la vaporisation de l'eau (Cas et Wright, 1987).

1.4.2 Conditions d'effondrement d'une colonne éruptive

a) Diminution de la teneur en volatils du magma et élargissement du conduit

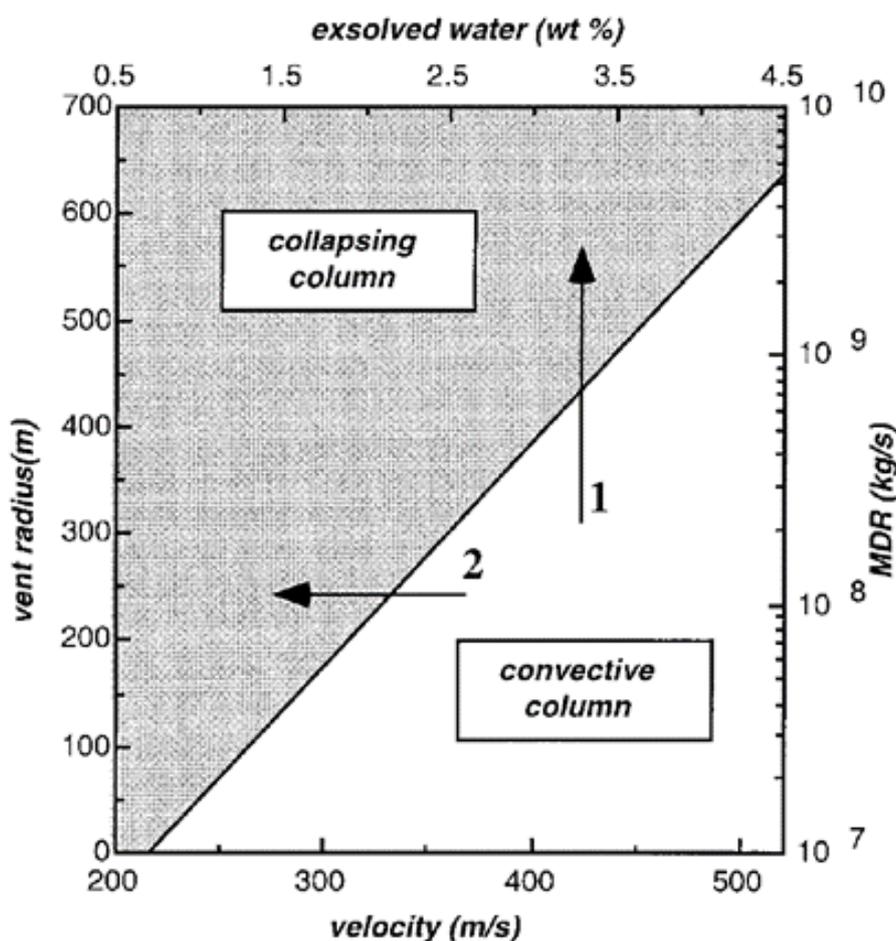


FIGURE 9 – Principales causes d'effondrements des colonnes éruptives.

Relation entre le rayon de l'évent, le débit de magma (« MDR »), la teneur en volatils magmatiques exsolvés et la vitesse d'éjection, et effet sur la stabilité des colonnes éruptives (Wilson, 1980b). Les combinaisons de ces paramètres définissent deux domaines de comportement des colonnes : l'effondrement ou l'ascension convective. La transition d'une colonne convective à une colonne s'effondrant peuvent se produire selon deux trajectoires indiquées par les flèches : (1) une forte augmentation du débit éruptif ou de la taille de l'évent, ou (2) une diminution de la teneur en volatils ou de la vitesse d'éjection du magma.

L'effondrement d'une colonne éruptive peut être causée par plusieurs phénomènes qui peuvent se produire au cours d'une éruption :

(1) un élargissement du conduit volcanique par érosion (Kuno *et al.*, 1964; Lirer *et al.*, 1973; Bond et Sparks, 1976) qui peut entraîner une augmentation du débit massique au fil du temps (FIG. 9). Cette augmentation du débit de masse provoque, à des taux de d'entraînement d'air constant, une proportion d'air ingéré plus faible.

(2) une évacuation de magma de plus en plus profond et appauvri en volatils (voir Suzuki *et al.*, 2005; Trolese *et al.*, 2019) conduisant à une réduction de la vitesse d'éjection du mélange au cours du temps (FIG. 9).

Ces deux effets (1) et (2) entraînent une augmentation de la densité d'une colonne éruptive (Woods et Caulfield, 1992). A un certain stade, la densité de la colonne devient supérieure à celle de l'atmosphère, ce qui entraîne un effondrement gravitationnel de la colonne.

Depuis les travaux classiques de Sparks (1976), Sparks (1978) et Wilson (1980b), le modèle conceptuel de la formation des grands CDPs est celui de l'effondrement partiel à total de colonnes pliniennes à cause d'une augmentation du débit éruptif ou d'une diminution de la teneur en volatils. L'association courante d'un dépôt plinien et d'une séquence ignimbritique est un argument pour ce modèle (par exemple Cas et Wright, 1987; Branney *et al.*, 1992; Brown et Andrews, 2015) sur lequel repose de nombreuses simulations numériques (Dobran *et al.*, 1993; Suzuki *et al.*, 2005; Esposti Ongaro *et al.*, 2008a; Trolese *et al.*, 2017). Moins fréquemment, les ignimbrites sont trouvées intercalées avec des dépôts pliniens, ce qui suggère un effondrement partiel de la colonne et une alternance de phases d'effondrement et de réactivation (Wilson, 2001; Wilson et Hildreth, 1997, 2003; Vona *et al.*, 2020; Romano *et al.*, 2020). Dans le cas d'éruptions caldériques caractérisées par l'ouverture de fissures linéaires ou annulaires (Druitt et Sparks, 1984; Self *et al.*, 1986; Pinel et Jaupart, 2005; Geshi *et al.*, 2014), une diminution significative de l'entraînement de l'air dû au changement de géométrie de l'événement (Jessop *et al.*, 2016) peut conduire à un effondrement relativement précoce des colonnes éruptives (Palladino et Valentine, 1995; de Silva *et al.*, 2006; Cas *et al.*, 2011; Willcock *et al.*, 2013). Ceci peut expliquer la prédominance d'ignimbrites par rapport aux dépôts de retombées pour ces éruptions.

b) Autres causes de l'effondrement

Lorsque le magma interagit avec de l'eau externe, cela peut également affecter la stabilité de la colonne éruptive. L'ajout d'eau dans le système (éruptions phréatomagmatiques) peut entraîner une augmentation de la fragmentation produisant des cendres plus fines ainsi que la diminution de la hauteur de la colonne éruptive. En effet, l'énergie thermique est majoritairement utilisée pour vaporiser l'eau, diminuant la flottabilité potentielle de la colonne éruptive et limitant ainsi sa hauteur maximale (Wilson *et al.*, 1978; Self et Sparks, 1978). Selon les proportions d'eau ajouté (< 15 – 20 wt.%), la densité globale du mélange peut diminuer, ce qui mène à la formation de panaches convectifs. Pour d'importantes proportions d'eau (> 15 – 20 wt.%), Koyaguchi et Woods, 1996), la densité du mélange est telle que la colonne éruptive s'effondre. Enfin, il convient de noter que le vent est également un facteur déterminant dans la stabilité et la dynamique d'une colonne éruptive (Bursik, 2001; Volentik *et al.*, 2010; Fontijri *et al.*, 2011; Woodhouse *et al.*, 2013; Suzuki et Koyaguchi, 2013; Mastin, 2014; Suzuki et Koyaguchi, 2015). Le vent a deux effets principaux sur le panache éruptif : d'une part, il réduit la hauteur finale du panache en le faisant se courber et se propager horizontalement (Graf *et al.*; Bursik, 2001; Bonadonna *et al.*, 2005; Tupper *et al.*, 2009; Degruyter et Bonadonna, 2012; Woodhouse *et al.*, 2013; Devenish, 2013) si la vitesse du vent est supérieure à la vitesse verticale du mélange; d'autre part, il favorise l'incorporation d'air dans le panache, contribuant ainsi à retarder son effondrement. Par conséquent, des vents forts ne favorisent pas l'effondrement d'une colonne éruptive.

c) Partition de masse dans une fontaine éruptive

Carazzo *et al.* (2015) ont étudié expérimentalement les mécanismes conduisant à l'effondrement partiel des colonnes. La séparation du mélange en une partie convective (panache) et en une partie tombante (CDPs) se produit au sommet de la portion inertielle (Section 1.3). À cette hauteur de séparation, les particules ont tendance à tomber car la vitesse d'écoulement diminue à

des valeurs inférieures à leur vitesse de Stokes, tandis que le gradient thermique entre le sommet de la fontaine et l'air ambiant tend à favoriser la montée du mélange particules-fluide (Carazzo *et al.*, 2015). Ces effets concurrents créent des variations de densité au sommet de la fontaine, qui ne peuvent pas être expliquées par des modèles 1D traditionnels (Carazzo *et al.*, 2015). Pour mieux décrire ce phénomène, un rapport de flottabilité R_s est introduit, défini comme le rapport entre la flottabilité thermique stabilisatrice et la flottabilité compositionnelle déstabilisatrice au sommet de la fontaine (Huppert et Manins, 1973; Kerr, 1973) :

$$R_s = \frac{\alpha_t \Delta T}{\beta \Delta C} \quad (1.2)$$

où α_t et $\beta \approx (\rho_p - \rho_g)/\rho_p$ (Hoyal *et al.*, 1999) sont le coefficient d'expansion volumique thermique et le coefficient d'expansion volumique du mélange particules-fluide, ρ_p et ρ_g sont les masses volumiques des particules et du gaz, respectivement. ΔT et ΔC sont les différences de température et de concentration de particules entre le milieu ambiant et le panache à l'altitude où le flux se sépare, respectivement. Dans les expériences, le rapport de flottabilité R_s dépend principalement de la température du jet et de la teneur en particules à la source. Lorsque le mélange particules-fluide est chaud et appauvri en particules, un panache flottant se forme. En revanche, lorsque le mélange est froid et riche en particules, une fontaine dense en effondrement se forme. Pour $R_s \sim 1$, le jet se sépare en une partie ascendante flottante et une partie dense en effondrement. La FIG. 10 montre le rapport de flottabilité R_s en fonction du rapport F de la masse de particules tombées sur la base de la cuve sur la masse totale de particules injectées lors des expériences. Les résultats montrent que lorsque l'effondrement total se produit ($F \sim 1$), $R_s \sim 0$, tandis que pour un panache flottant ($F \sim 0$), $R_s > 1$. Pour $R_s \sim 1$, le mélange subit un effondrement partiel, avec F variant de 0,3 à 0,7.

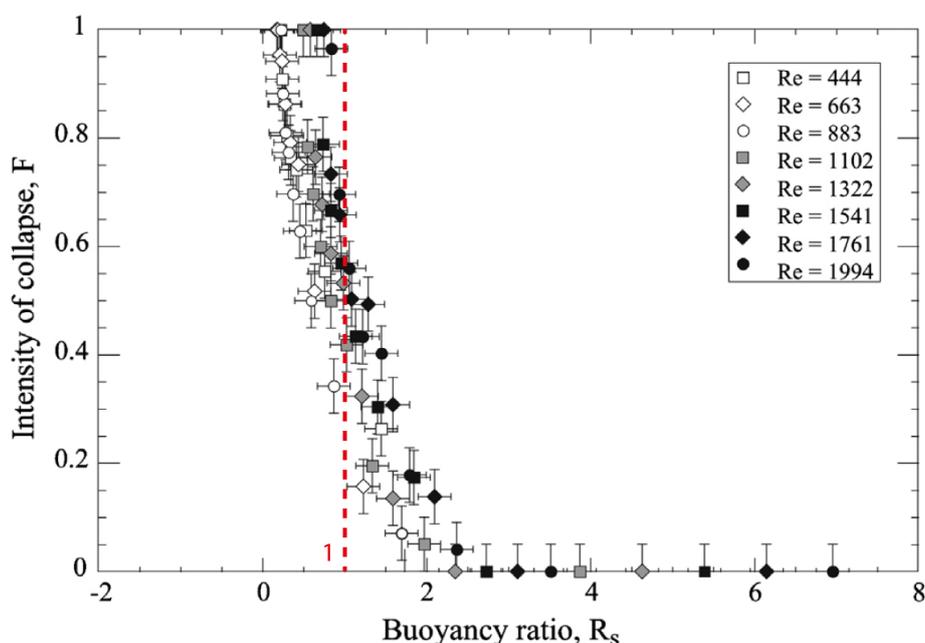


FIGURE 10 – Partition de masse dans une fontaine éruptive.

Intensité de l'effondrement (F) en fonction du rapport de flottabilité (R_s) pour des expériences de laboratoire. Les symboles correspondent aux expériences réalisées à un nombre de Reynolds (Re) constant à la source, comme indiqué dans l'encadré. Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes pour R_s et aux mesures expérimentales pour F (modifié de Carazzo *et al.*, 2015).

Les résultats suggèrent que le rapport de flottabilité peut être utilisé pour prédire la quantité de particules qui tombent au sol lors d'un effondrement partiel du jet. Les auteurs discutent également les implications de ces résultats pour les colonnes volcaniques. En utilisant un modèle de panache, le rapport de flottabilité R_s est calculé pour différentes conditions de source et environnementales. Les résultats montrent que R_s dépend principalement de la température magmatique et dans une moindre mesure de la teneur en gaz à la source. Ces estimations sont cohérentes avec les données géologiques des éruptions passées (Self *et al.*, 1984, 2004; Kandlbauer et Sparks, 2014) (FIG. 11). Le rapport de flottabilité peut être utilisé pour prédire la masse de matériau qui chute vers le sol lorsqu'une éruption entre dans les conditions d'effondrement de la colonne.

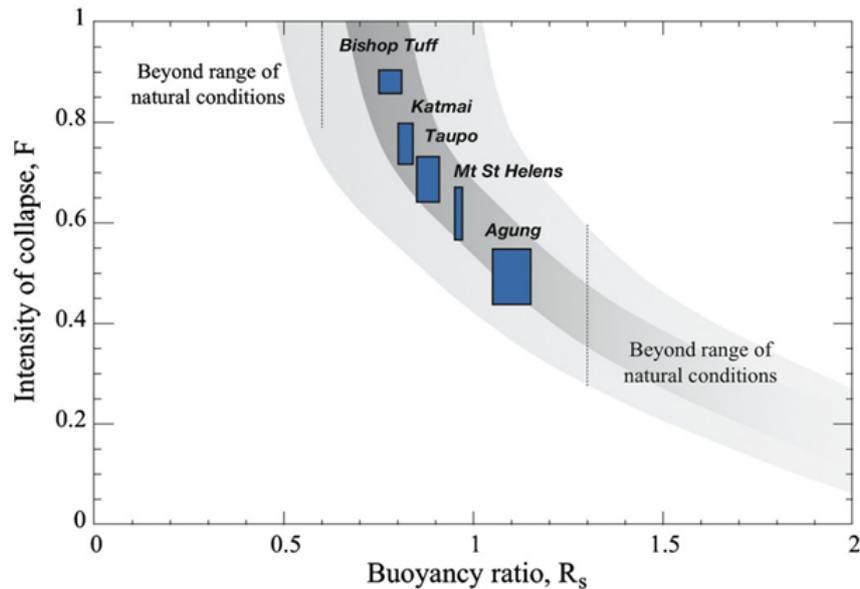


FIGURE 11 – Partition de masse théorique.

Intensité de l'effondrement (F) en fonction du rapport de flottabilité (R_s) pour des éruptions dans le régime d'effondrement partiel (cases bleues). Le champ en gris foncé montre la gamme des valeurs dans les expériences de laboratoire avec l'incertitude associée (ombre gris clair) pour une gamme de nombre de Reynolds (voir FIG. 10). Les lignes pointillées indiquent les valeurs critiques de R_s définissant la gamme des conditions pour les cas naturels (voir Figure 7 de Carazzo *et al.* (2015)).

Chapitre 2

Les courants de densité pyroclastiques

Ce chapitre se focalise sur les mécanismes de transport des particules dans le CDP.

2.1 Caractéristiques générales



FIGURE 12 – Courant de densité pyroclastique.

Écoulement lors des dernières minutes de l'effondrement du petit dôme de Soufrière Hills du 25 juin 1997 (Montserrat). Photo de P. Cole.

Les courants de densité pyroclastique (CDPs) sont des courants gravitaires composés d'un mélange de gaz volcaniques chauds, de cendres volcaniques et de roches fragmentées provenant de l'édifice volcanique et/ou du substrat (FIG. 12). Leurs températures varient entre celles du magma émis ($\sim 600 - 1000 \text{ }^\circ\text{C}$) à des températures beaucoup plus basses ($\sim 60 - 100 \text{ }^\circ\text{C}$) lorsque l'entraînement de l'air ambiant est efficace ou s'ils interagissent avec l'eau (Wallace *et al.*, 2003; Sheridan et Wang, 2005; Efford *et al.*, 2014; Heap *et al.*, 2014). Ces courants se propagent à des vitesses (calculées ou observées) de 10 à $\sim 150 - 235 \text{ m/s}$ proche de la source

(par exemple dans le cas d'éruption du Mont Saint Helens de 1980, [Moore et Rice, 1984](#); [Kieffer et Sturtevant, 1988](#)). Ces courants peuvent transporter aussi bien des particules micrométriques que des fragments de plus d'un mètre, et ils sont capables de surmonter des obstacles topographiques de plusieurs centaines de mètres ([Loughlin et al., 2002](#); [Andrews et al., 2011](#)). Par exemple, les CDPs des éruptions de « Fisher Caldera » en Alaska ([Miller et Smith, 1977](#)), Ito au Japon ([Yokoyama, 1974](#)), l'ignimbrite Campanienne en Italie ([Barberi et al., 1978](#)) et Taupo en Nouvelle-Zélande ([Wilson, 1985](#)) ont pu escalader des obstacles d'une hauteur de 500, 600, 1000 et 1500 m, respectivement. Dans certains cas, leur distance de parcours peut dépasser une centaine de kilomètres ([Miller et Smith, 1977](#); [Fisher et al., 1993](#); [Streck et Grunder, 1995](#); [Bursik et Woods, 1996](#); [Best et al., 2013](#); [Henry et John, 2013](#); [Cisneros de León et al., 2021](#)). Des exemples sont le « Peach String Tuff », lors de la super-éruption de la caldeira de Silver Creek ([Valentine, 2000](#); [Ferguson et al., 2013](#); [Roche et al., 2016](#)) où la distance de propagation est de plus de 170 km, ou encore les « Great basin ignimbrites » pour lesquelles la distance de parcours des écoulements dans de larges vallées est de plus de 300 km ([Roche et al., 2022](#)). Cette mobilité exceptionnelle et le fait que leur dynamique interne n'est pas directement observable ([Dufek et al., 2015](#)) font des courants de densité pyroclastiques le phénomène le plus dangereux et un des moins bien compris du volcanisme. Les CDPs sont présents dans de nombreux systèmes volcaniques et associés à des styles éruptifs et des magnitudes différentes ([Dufek, 2016](#)) (FIG. 13). Les mécanismes de formation de CDPs sont (FIG. 13) (a) les explosions dirigées d'origine magmatique ([Belousov et al., 2007](#); [Komorowski et al., 2013](#)), phréatique ou phréatomagmatique ([Fujinawa et al., 2008](#); [Lube et al., 2009, 2014](#); [Kaneko et al., 2016](#)), (b) l'effondrement de dômes de lave ([Fink et Kieffer, 1993](#); [Sparks, 1997](#); [Cole et al., 1998](#)), (c) l'effondrement de panaches éruptifs (fontaine éruptive ou « boiling-over ») ([Clarke et al., 2002](#); [Trolese et al., 2019](#); [Dufek et al., 2015](#)), ou de caldeiras ([Walker et al., 1980](#); [Self et Rampino, 1981](#)). L'appellation « boiling-over », décrite pour la première fois par [Wolf \(1878\)](#) est fréquemment utilisée dans la bibliographie pour décrire le processus d'effondrement de colonne qui nous intéresse dans cette thèse ([Fisher et Schmincke, 1984](#); [Cas et Wright, 1987](#); [Sulpizio et Dellino, 2008](#)). Cette expression décrit l'effondrement de fontaines éruptives de faible hauteur de l'ordre de quelques centaines de mètres de haut et sans phase convective ([Sparks, 1997](#)) (Chapitre 1, Section 1.4.2 et Section 1.3). Les volumes des dépôts des écoulements varient de $\sim 10^6 \text{ m}^3$ (pour de petits effondrements de dômes ou colonnes) à $> 1000 \text{ km}^3$ (pour des éruptions formant des caldeiras) ([Dufek, 2016](#)).

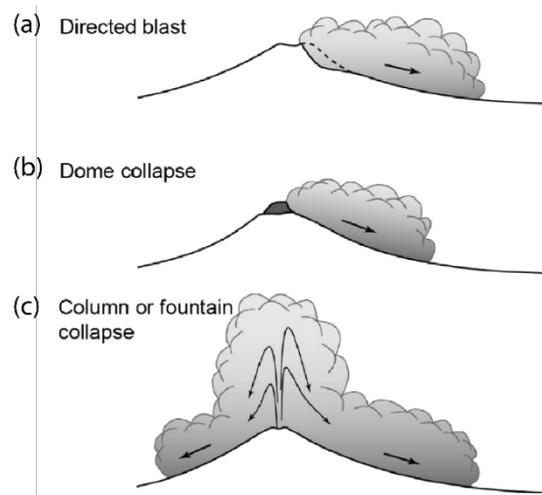


FIGURE 13 – Représentation schématique des principaux mécanismes de génération de CDPs. (a) Explosion dirigée (« directed blast »), (b) Effondrement de dôme de lave (« dome collapse »), (c) Effondrement de panache éruptif (« fountain collapse » ou « boiling-over »). Schéma de [Dufek et al. \(2015\)](#)

Les dépôts des CDPs dépendent notamment des mécanismes de transport des particules et sont de type massif (mal trié, souvent sans structure et situé dans les dépressions) à hautement stratifié (présents sur toutes les topographies) (FIG. 14). Ces différents types de dépôts ont conduit à l'établissement de deux modèles conceptuels de courants pyroclastiques ; le modèle « dilué » est défini comme une suspension de faible concentration $\phi_v \leq 1$ vol.% et turbulente avec une charge de fond et un transport par saltation/traction des particules à la base ([Valentine, 1878](#); [Bursik et Woods, 1996](#); [Douillet et al., 2013, 2014](#)). Le modèle « dense » est défini comme un écoulement granulaire fluidisé par un gaz et dont la concentration en particules est de l'ordre de $\sim 40 - 50$ vol.% ([Sparks, 1976](#); [Wilson, 1980a](#); [Roche, 2012](#)), et qui est sous-jacent à une partie supérieure diluée. Un écoulement dense est nommé « écoulement pyroclastique » alors que la partie diluée est nommée « déferlante pyroclastique » (FIG. 15).

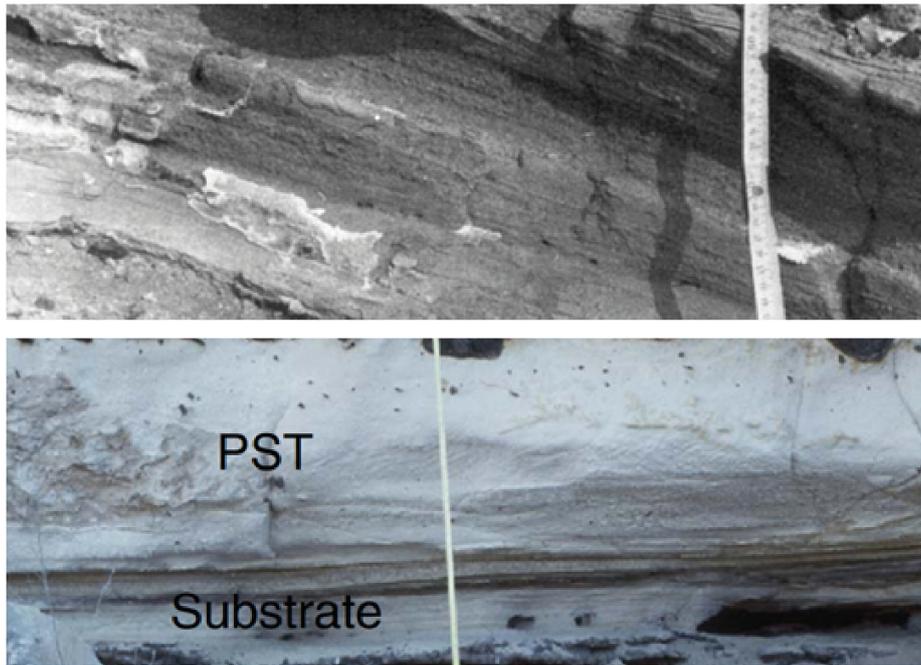


FIGURE 14 – dépôt stratifié et massif de CDPs.

Haut : dépôt stratifié (Sparks, 1976). Bas : dépôt massif (« Peach Spring Tuff ») reposant sur un substrat fait de couche de cendre et de sédiments fluviaux (Roche *et al.*, 2016).

Un défi pour la volcanologie est de comprendre le couplage entre les parties dense et diluée, et de déterminer l'étendue et la longévité d'une éventuelle zone de concentration intermédiaire. Plusieurs études ont tenté d'unifier ces deux modèles, qu'elle soit théorique (Branney et Kokelaar, 2002) ou numérique (Neri *et al.*, 1980), mais aucune ne peut expliquer en détail comment ces deux régimes coexistent au sein d'un seul écoulement (Dufek, 2016).

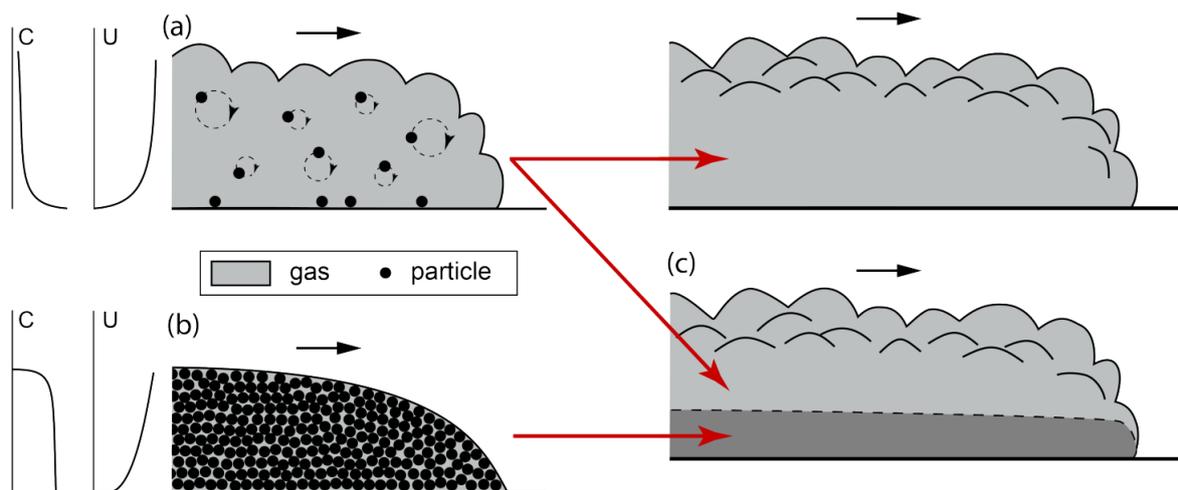


FIGURE 15 – Modèles conceptuels des CDPs.

Représentation schématique des deux modèles de courants de densité pyroclastique ainsi que leurs profils de vitesse et de concentration. Les deux mécanismes de transport sont représentés (suspension diluée turbulente en (a) et écoulement granulaire concentré en (b)). (c) Type de courants dans la nature. Ces mécanismes opèrent seuls (suspension diluée, uniquement) ou bien, ensemble au sein d'un même courant. De Weit (2018) (modifié de Chazot *et al.*, 2017).

Il est important de noter qu'une déferlante pyroclastique peut évoluer en écoulement pyroclastique et ainsi former un écoulement « dérivé » (par sédimentation, Fisher et Heiken, 1982, 1983; Calder *et al.*, 1999; Druitt, 1998; Druitt *et al.*, 2002). Inversement, une déferlante diluée peut se séparer de la couche basale concentrée et s'échapper de la vallée confinante pour se propager seule, comme à Montserrat en 1997 (Druitt *et al.*, 2002; Loughlin *et al.*, 2002; Ogburn *et al.*, 2014), Unzen en 1991 (Nakada et Fujii, 1993), Merapi en 2010, ou la Montagne Pelée en 1902 (Gueugneau *et al.*, 2020).

2.2 Méthodes d'investigation des écoulements pyroclastiques

Les études de nombreuses éruptions ont permis de mieux comprendre les CDPs. On peut citer : (a) l'éruption de la Montagne Pelée (Martinique, 1902) décrite par Lacroix (1904) et ses contemporains Anderson et Flett (1903) et Heilprin (1903), (b) l'éruption du Mont Saint Helens (États-Unis, 1980) (Kieffer, 1981), (c) l'éruption de Montserrat (Antilles, 1995-1999) (Druitt *et al.*, 2002) et (d) l'éruption du Tungurahua (Équateur, 2006) (Hall *et al.*, 2013; Douillet *et al.*, 2013). Toutes ces éruptions ont changé de diverses manières notre compréhension des processus de formation de ces écoulements et de leurs caractéristiques. Ces observations, rares en raison de l'imprévisibilité et de l'aspect destructeur des écoulements, ont été complétées par les interprétations de leurs dépôts (Wilson, 1985; Nakada et Fujii, 1993; Druitt, 1995; Brown et Andrews, 2015) qui ont permis de discuter les mécanismes qui contrôlent leur génération, leur dynamique interne et leur propagation (Nakada et Fujii, 1993; Cas *et al.*, 2011). Les études ont permis de connaître des paramètres clés comme les températures de transport (FIG. 16), par magnétisme thermorémanent ou à l'aide d'indicateurs comme le bois carbonisé (Sawada *et al.*, 2000; Porreca *et al.*, 2008; Rader *et al.*, 2015), qui contrôlent la capacité à réchauffer l'air entraîné et, par conséquent, la flottabilité de l'écoulement. La chronologie des processus et les mécanismes durant les éruptions (Lube *et al.*, 2014; Kaneko *et al.*, 2016), la distribution spatiale des dépôts produits pendant les phases clés de ces éruptions (Cronin *et al.*, 2013; Macorps *et al.*, 2018) et la pression dynamique des écoulements (Jenkins *et al.*, 2013; Breard *et al.*, 2015) (FIG. 16) sont également des paramètres déterminés à partir d'analyses stratigraphiques détaillées des dépôts.

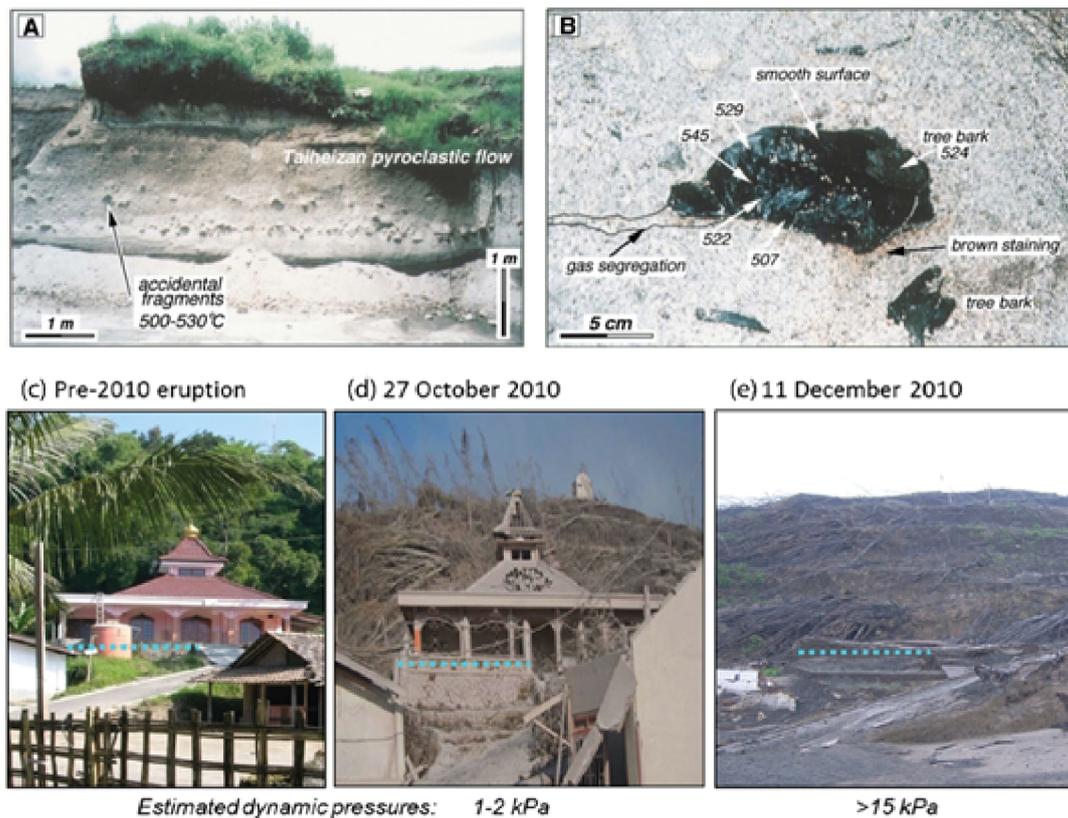


FIGURE 16 – Estimation des propriétés des CDPs par analyse des dépôts.

Haut : **A** Dépôts pyroclastiques de Taiheizan à Kambara et **B** bois carbonisé contenu. La température est estimée par la thermométrie H/C (hydrogène/carbone) (Sawada *et al.*, 2000). Bas : estimation de la pression dynamique à partir de photos de la mosquée Al Amin à Kinarejo prises (c) en 2008 avant l'éruption de 2010, (d) un jour après le début de l'éruption et (e) 46 jours après l'éruption. La ligne hachurée montre les fondations de ce bâtiment. Les caractéristiques structurales du bâtiment ainsi que sa résistance ont été utilisées pour estimer les pressions dynamiques (Jenkins *et al.*, 2013).

Des mesures géophysiques permettent également d'estimer la vitesse de front des écoulements. Ces vitesses peuvent être déterminées par imagerie satellite (Mont St. Helens, Moore et Rice, 1984) ou plus communément par l'utilisation de capteurs acoustiques et infrasonores dans l'atmosphère et par des mesures d'ondes sismiques dans le sol (Yamasato, 1997; Zobin *et al.*, 2009; Allstadt *et al.*, 2019). Du fait des limites des approches géophysiques, d'autres méthodes telles que l'approche expérimentale (Roche *et al.*, 2005, 2008; Dellino *et al.*, 2010; Roche *et al.*, 2010; Chédeville et Roche, 2014; Rowley *et al.*, 2014; Lube *et al.*, 2014; Breard *et al.*, 2016) ou numérique (Dufek et Bergantz, 2007a,b; Esposti Ongaro *et al.*, 2011, 2012; Dufek, 2016) ont été développées. Cependant, ces approches présentent également leur propre limite. Les expériences ne reproduisent que partiellement la dynamique des écoulements naturels (Burgisser *et al.*, 2005; Dellino *et al.*, 2010; Andrews, 2014). De même, les modélisations sont limitées par les incertitudes liées à la physique des écoulements et aux paramètres d'entrée.

2.3 Types de CDPs résultant d'effondrement de colonne

Les données issues des études de terrains suggèrent que les effondrements de colonne éruptive peuvent générer des CDPs dilués ou avec une base dense et une partie supérieure diluée.

2.3.1 Déferlantes basales ou « Base surges »

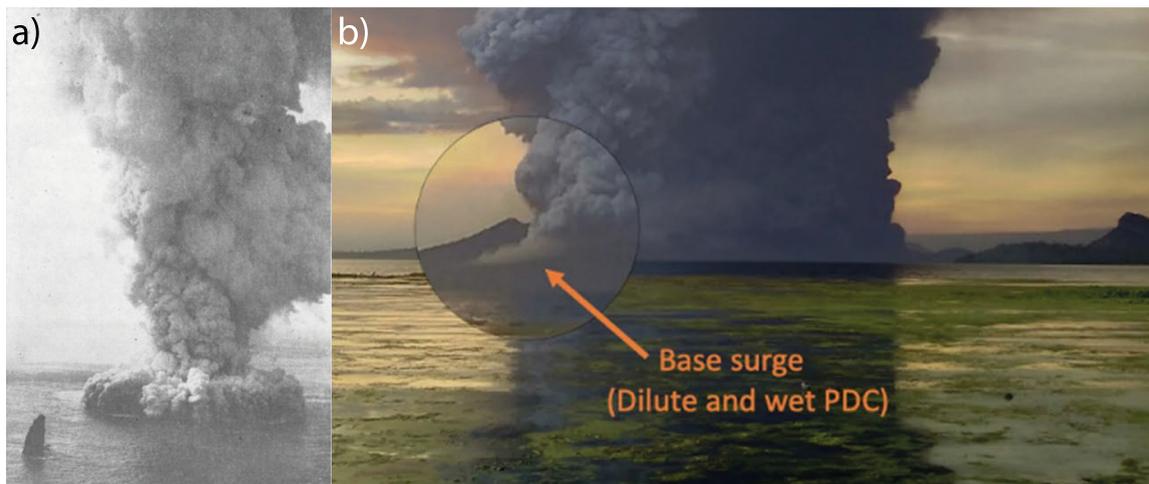


FIGURE 17 – Génération de « base surge ».

a) « Base surge » se propageant radialement lors de l'éruption du Capelinhos (Portugal) de 1957 (Waters et Fisher, 1971). b) « Base surge » formé lors de l'éruption du Taal (Philippines) en 2020 (Lagmay *et al.*, 2021).

Le terme « déferlante basale » (ou « base surge ») a été initialement utilisé par analogie aux écoulements dilués turbulents qui s'étendent radialement au sol lors d'explosions nucléaires (FIG. 17). Moore (1967) a observé ces phénomènes lors des éruptions du Taal en 1965 (Moore, 1966, 1967) et d'autres éruptions historiques (éruption du volcan de Surtsey (Island) en 1963, Thorarinsson *et al.* (1964); éruption du Krakatau (Indonésie) de 1927-1929, Stehn (1929)). Ces écoulements sont générés lors d'éruptions phréatomagmatiques (Mastin et Witter, 2000; Belousov et Belousova, 2001; Dellino *et al.*, 2004; Nemeth *et al.*, 2006; Brand, 2014; Dufek *et al.*, 2015; Nemeth et Kosik, 2020) par effondrement d'une colonne éruptive (Moore, 1967; Waters et Fisher, 1971). Ils sont donc associés (i) **aux formations de maars** (Kienle *et al.*, 1980; Self *et al.*, 1980) et (ii) **d'anneaux et de cônes de tuff** (Waters et Fisher, 1971), (iii) **aux stratovolcans avec un lac de cratère** Nairn *et al.* (1979); Shepherd et Sigurdsson (1982) (iv) **ainsi qu'aux volcans en contexte marin**. Leur magma varie en composition de basaltique (Moore, 1967) à rhyolitique (Sheridan et Updike, 1975). Ils se propagent à des vitesses de 15 – 30 m/s (comme observé lors des explosions nucléaires, Young (1965)) et leurs distances de parcours dépassent rarement quelques kilomètres (Druitt, 1998). De manière général, les dépôts de ces déferlantes sont généralement stratifiés (structures horizontales, ondulées ou entrecroisées) et parfois massifs (Wohletz et Sheridan, 1979; Fisher et Schmincke, 1984; Carey, 1991). Ils sont composés de fragments juvéniles vesiculés à non-vesiculés, de cendres, de cristaux et de fragments lithiques. Des bombes sont souvent présentes à proximité de l'événement. En raison de l'interaction entre l'eau et le magma, les fragments juvéniles ont généralement un diamètre inférieur à 10 cm. Les dépôts peuvent être très épais (> 10 m) autour de certains cratères phréatomagmatiques, mais ils s'amincissent rapidement avec la distance à l'événement. Dans le cas de stratovolcans avec un lac, les dépôts sont généralement plus fins (< 10 m) et présentent couramment une stratification unidirectionnelle avec des dépôts en dunes (FIG. 18a). Près de l'événement, il peut être difficile de distinguer les dépôts de déferlante basale stratifiés en lits planaires et des dépôts de retombées.

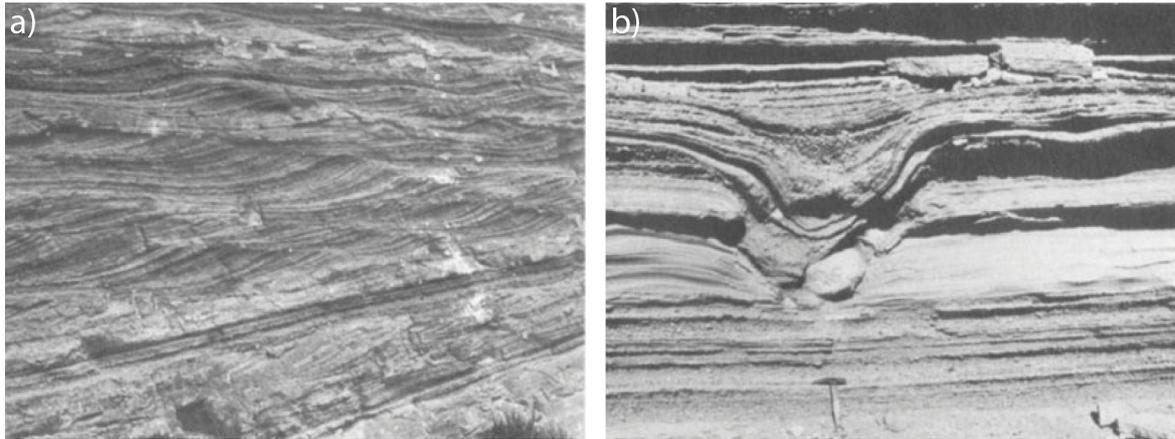


FIGURE 18 – Dépôts de « base surge ».

Dépôts de « déferlante basale » basaltique. a) Stratification de type entrecroisée; l'écoulement s'est propagé de la droite vers la gauche. b) Cratère d'impact d'une bombe dans une unité constituée de couches horizontales (Cas et Wright, 1987).

Les déferlantes basales peuvent être divisées en deux catégories en fonction de la proportion d'eau ayant interagit avec le magma (Sheridan et Wohletz, 1981) : (1) les déferlantes décrites comme « froides et humides », ayant une température < 100 °C et représentant la majeure proportions de ces écoulements. Les dépôts de ces déferlantes adhèrent aux surfaces verticales (Moore, 1967) et contiennent des structures de déformation plastique pouvant être observées en présence de grosses bombes impactantes (FIG. 18b) (Cas et Wright, 1987). Des couches contenant des lapilli accrétionnés et/ou vésiculés sont également courantes. De plus, des tufs vésiculés contenant des cavités de gaz piégé peuvent être également présentes. (2) Au contraire, les déferlantes « chaudes et sèches » ont une température > 100 °C car toute l'eau a été vaporisée par le magma. Les dépôts de ces déferlantes contiennent du bois carbonisé (Self et al., 1980) et sont généralement mieux triés que ceux des déferlantes humides car la ségrégation des particules de tailles différentes est plus efficace en l'absence d'eau (Walker, 1984a). Des stratifications en deux parties (ou « bipartite » voir référence pour plus de détails) peuvent parfois être observées (Schmincke et al., 1973; Hoblitt et al., 1981).

2.3.2 Écoulements pyroclastiques

Les effondrements de colonnes génèrent également des écoulements pyroclastiques denses surmontés d'une partie diluée. Les coulées pyroclastiques de petit volume formées par l'effondrement de courte durée d'une colonne éruptive relativement basse sont riches en composants vésiculaires et sont appelées coulées de scories (« Scoria flows ») si le magma est modérément différencié, ou coulées de ponce/cendres (« Pumice flows » dans la bibliographie britannique et « Ash flows » dans la bibliographie américaine) si le magma est plus différencié (Druitt, 1998). Ces courants pyroclastiques de faible volume et les dépôts associés sont typiques des effondrements de colonnes vulcaniennes éphémères et impulsives. Les dépôts sont mal classés, concentrés dans les vallées et contiennent de la cendre, des lapilli vésiculés, et des fragments lithiques. Des couches basales à grain fin et des structures de ségrégation de gaz peuvent être trouvées. Aucun exemple de soudure n'est connu pour ces dépôts, ce qui suggère des températures de mise en place relativement basses. Les exemples incluent Saint-Vincent, Petites Antilles en 1902 (Hay, 1959), Mont Lamington, Papouasie Nouvelle-Guinée (1951) (Taylor, 1958), le Mayon aux Philippines (1968) (Moore et Melson, 1969), le Fuego, Guatemala (1974)

(Davies *et al.*, 1978), le Ngaurohoe, Nouvelle-Zélande en 1975 (Nairn et Self, 1978) et le Mont Saint Helens, États-Unis en 1986 (Hoblitt, 1986) (FIG. 19).



FIGURE 19 – Ignimbrite.

Ignimbrite formée lors de l'éruption du 15 juin 1991 du Pinatubo et remplissant partiellement une vallée aux parois abruptes sur une hauteur d'environ 200 mètres. La surface de l'ignimbrite est profondément érodé par les ruisseaux et est subhorizontale. Une ignimbrite semblable mais beaucoup plus ancienne forme une terrasse sombre végétalisée en arrière-plan (Branney et Kokelaar, 2002).

Les plus grands écoulements forment des ignimbrites dont le volume peut dépasser 1000 km^3 . Les ignimbrites sont produites par des éruptions volcaniques dans tous les environnements volcano-tectoniques : (i) **dorsale médio-océanique** (dorsale Est-pacifique, Fornari et al., 1984), (ii) **îles océaniques** (Islande, Gudmundsson (1995) ; îles Canaries, Schmincke (1967) ; Marti et Gudmundsson (1967), (iii) **arcs insulaires** (Tofua, îles Tonga, Baker *et al.*, 1971), (iv) **marges de convergence** (Mayor Island, Nouvelle-Zélande, Houghton *et al.*, 1992), (v) **arcs de marge continentale** (Crater Lake, Oregon, Bacon, 1983), (vi) **rifts continentaux** (Rift Est-Africain en Ethiopie, Afrique ; Rift de Rio Grande, au sud-ouest des Etats-Unis, Elston, 1984 ; Acocella *et al.*, 2002, respectivement) et (vii) **points chauds intracontinentaux** (Yellowstone, Wyoming, Etats-Unis, Hildreth *et al.*, 1984). Les compositions des magmas sont le plus souvent rhyolitiques (par exemple le « Carpenter tuff » dans le Colorado, Lipman *et al.*, 1973 ; Steven et Lipman, 1976), parfois dacitiques (ignimbrites de la « Aniakchak caldeira » et « Fisher caldeira » en Alaska, Cotton, 1944 ; Miller et Smith, 1977) ou andésitiques (ignimbrites de Kyushu au Japon, Aramaki et Ui, 1966). Certaines ignimbrites volumineuses ($> 100 \text{ km}^3$) varient verticalement en composition, indiquant la vidange de grandes chambres magmatiques zonées chimiquement (Smith, 1979). Les ignimbrites de compositions basaltiques sont relativement rares (Williams et Stoiber, 1983) et ont été identifiées dans des formations géologiques de tous âges ($< 27,6 \times 10^6 \pm 0,5$ années, par exemple pour le « Ridge tuff », dans le Colorado et > 6500 ans pour le « Masaya tuff », Nicaragua, Steven et Lipman, 1976 ; Williams et Stoiber, 1983, respectivement). Le volume des ignimbrites varie de 5 à 6 ordres de grandeur (Smith, 1979). Les plus petits volumes ($1 < \text{km}^3$) sont produits par des stratovolcans calco-alcalins

(éruption de 1990-95 du Mont Unzen au Japon, [Watanabe et al., 1999](#)) et sont de composition basaltique, andésitique ou dacitique. Les ignimbrites de volume intermédiaire (1 – 100 km³) sont présentes dans les environnements composés de complexes de stratovolcans (éruption de 1500 av. J.-C du Santorin en Grèce, [Karstens et al., 2023](#)), tandis que les plus grands volumes (100 – 5000 km³) sont liés aux éruptions caldériques (Toba, Sumatra, [van Bemmelen, 1949, 1961](#); [Steven et Lipman, 1976](#)).

Les ignimbrites présentent plusieurs lithofaciès (FIG. 20) : **(i) massif à lapilli (tuf)** (FIG. 20a, [Marshall, 1935](#); [Murai, 1961](#); [Ross et Smith, 1961](#); [Sparks, 1976](#); [Wilson et Walker, 1982](#); [Branney et Kokelaar, 1997](#)), **(ii) brèche massive à stratifiée** (FIG. 20a, [Walker, 1985](#); [Branney et Kokelaar, 2002](#)), **(iii) agglomérats massifs** (FIG. 20b, [Wright et Walker, 1981](#); [Druitt et al., 1989](#); [Branney et Kokelaar, 1994b](#); [Robin et al., 1994](#)), **(iv) avec figures d'élutriation** (FIG. 20c, [Yokoyama, 1974](#); [Wilson, 1985](#); [Sigurdsson et Carey, 1989](#); [Francis, 1993](#)), **(v) stratification diffuse et lits minces** (FIG. 20d, [Kuno, 1941](#); [Fisher et Schmincke, 1984](#); [Busby-Spera, 1986](#)), **(vi) stratifications entrecroisées** (FIG. 20e, [Walker, 1985](#); [Rowley et al., 1985](#); [Fierstein et H, 1992](#)), **(vii) couches et lentilles riches en ponces** (FIG. 20f, [Kuno, 1941](#); [Walker et al., 1981](#); [Wright, 1981](#); [Sparks et al., 1985](#); [Freundt et Schmincke, 1985](#); [Bryan et al., 1998b](#); [Giannetti et De Casa, 1992](#)), **(viii) tufs massifs ou à lits parallèles** ([Brown et al., 2003](#)), **(ix) tufs à laminations parallèles** ([Brown et al., 2003](#)) et **(x) soudés** ([Branney et al., 1992](#); [Freundt et Schmincke, 1995](#)).

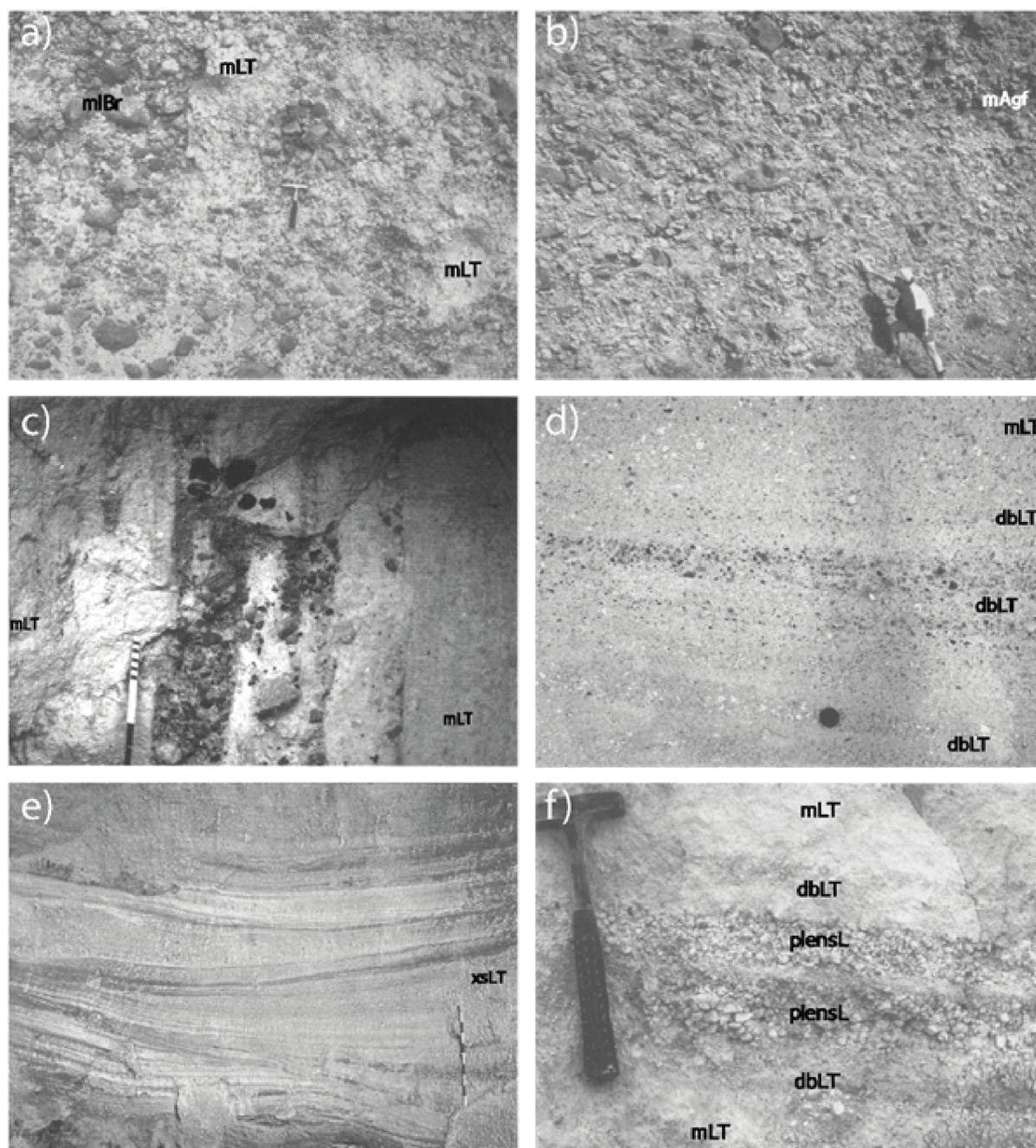


FIGURE 20 – Principaux lithofaciès d'ignimbrites.

a) Brèche massive inhomogène riche ou pauvre en cendres (« **mBr** ») et avec des lapilli (« **mLT** »). Partie proximale de l'ignimbrite Acatlán, centre du Mexique (Branney et Kokelaar, 2002). b) Lithofaciès massif d'agglomérats (« **mAg** ») dans les parties proximales, avec une imbrication visible localement (« **mAgf** ») et contenant de nombreux blocs lithiques et de gros scories. Unité « Scoria 2 Member », Oia, Santorin (Druitt *et al.*, 1989). c) Figures d'éluviation avec lithiques dans le tuf de lapilli massif (**mLT**), ignimbrite de Matahina, côte de la Bay of Plenty, Nouvelle-Zélande (Branney et Kokelaar, 2002). d) Litage diffus (« **dbLT** ») caractérisé par des variations de taille et de concentration des ponces et des lapillis lithiques. Le lithofaciès est localement en transition vers le tuf de lapilli massif (« **mLT** »). Ignimbrite de La Caleta, Tenerife (Branney et Kokelaar, 2002). e) Tuf de lapilli à stratification entrecroisée dans l'ignimbrite du 15 juin 1991 du Mont Pinatubo, Philippines (Branney et Kokelaar, 2002). f) Lithofaciès riche en ponces. Petites lentilles de lapilli de ponces (« **plensL** ») dans le tuf de lapilli massif (« **mLT** ») et à litage diffus avec couches de ponces (**dbLT**). Tuf trachytique blanc du volcan Roccamonfina, Italie (Giordano, 1998).

Les grandes ignimbrites résultent d'éruptions guidées par des fissures linéaires (Fenner, 1920; van Bemmelen, 1961; Korringa, 1973; Nairn, 1981) ou annulaires (cf. calderas, Bacon, 1983; Rosi *et al.*, 1983; Smith et Bailey, 1968; Wilson et Hildreth, 1997; Vinkler *et al.*, 2012), avec plusieurs événements actifs simultanés ou séquentiels. La géométrie des événements peut évoluer pendant l'éruption (Druitt, 1985). Ces éruptions peuvent se produire avec (Bacon, 1983; Druitt et Sparks, 1984; Self *et al.*, 1986; Geyer *et al.*, 2006; Pinel et Jaupart, 2005; Cas *et al.*, 2011; Geshi *et al.*, 2014) ou sans phase plinienne initiale (Palladino et Valentine, 1995; de Silva *et al.*, 2006; Cas *et al.*, 2011; Willcock *et al.*, 2013) et sont souvent liées à la formation de caldeiras. La taille des caldeiras est liée aux dimensions des chambres magmatiques en profondeur. L'effondrement de la caldeira peut résulter de divers processus tels que (i) **l'effondrement chaotique** (FIG. 21B, Williams, 1941; Scandone, 1990; Branney et Kokelaar, 1994), (ii) **l'effondrement en piston** (FIG. 21A, Smith et Bailey, 1968; Lipman, 2000b), (iii) **l'effondrement en entonnoir** (FIG. 21B, Aramaki, 1984), (iv) **l'effondrement en trappe** (FIG. 21C, Heiken *et al.*, 1986) et (v) **l'affaissement d'une zone centrale** avec peu ou sans failles limites (FIG. 21D, Walker, 1984b; Branney, 1995). La complexité géométrique des caldeiras peut résulter de différents types de mécanisme de subsidence (Lipman, 1984; Walker, 1984b; Branney, 1995).

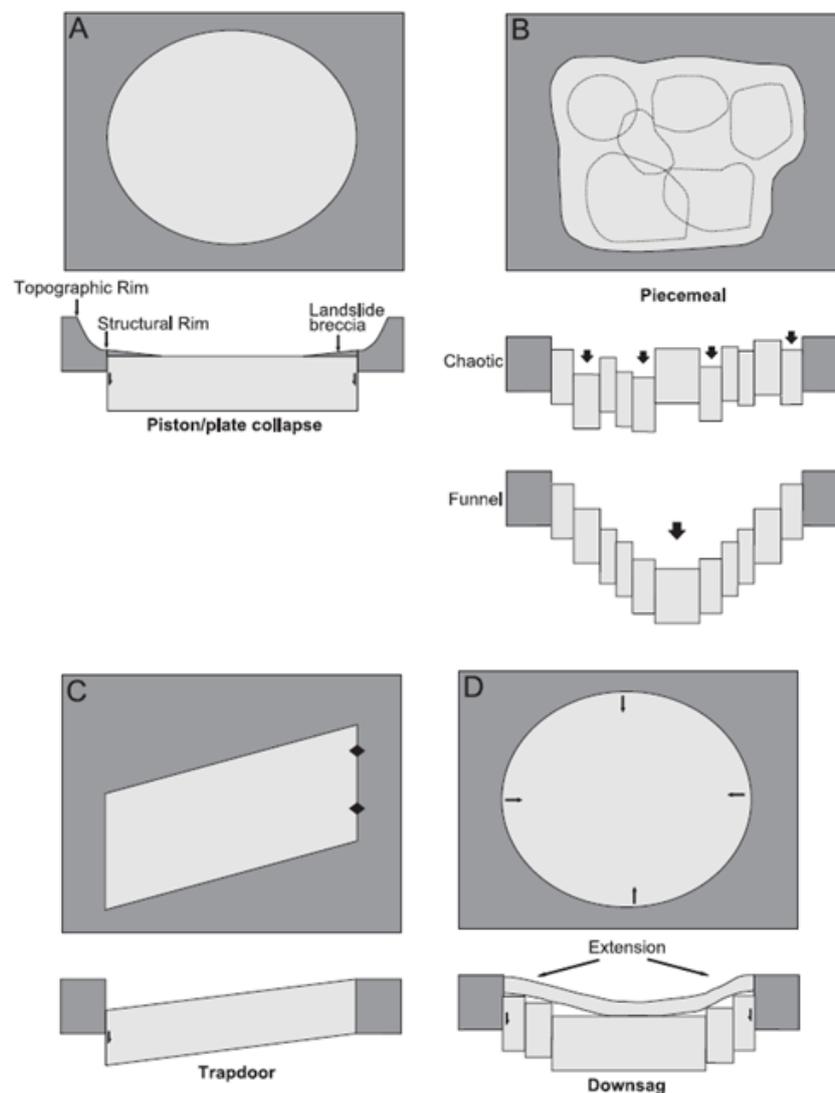


FIGURE 21 – Quatre mécanismes de caldeira d'effondrement. A piston/plaque, B par morceaux, C trappe, D affaissement (Cole, 2005).

Giordano et Cas (2021) ont proposé une classification qui distingue les ignimbrites issues des effondrements des colonnes éruptives, émises par un événement ponctuel, des ignimbrites produites lors des effondrements de caldeiras avec plusieurs événements le long de fissures annulaires (FIG. 22). Les premières sont associées aux styles éruptifs définis par Walker (1973) (de Hawaïen à Ultraplénien) et sont appelées « ignimbrites vulcaniennes » et « ignimbrites pliniennes », en fonction du mécanisme éruptif. Les ignimbrites dérivées de fissures annulaires lors des effondrements de caldeiras sont désignées comme « ignimbrites calderiques » et peuvent être subdivisées en différentes catégories en fonction de leur volume. Ainsi les ignimbrites sont classées en 4 groupes : « petite » ($10^0 - 10^1 \text{ km}^3$), « intermédiaire » ($10^1 - 10^2 \text{ km}^3$), « grande » ($10^2 - 10^3 \text{ km}^3$) et « super » ($10^3 - 10^4 \text{ km}^3$) (FIG. 22).

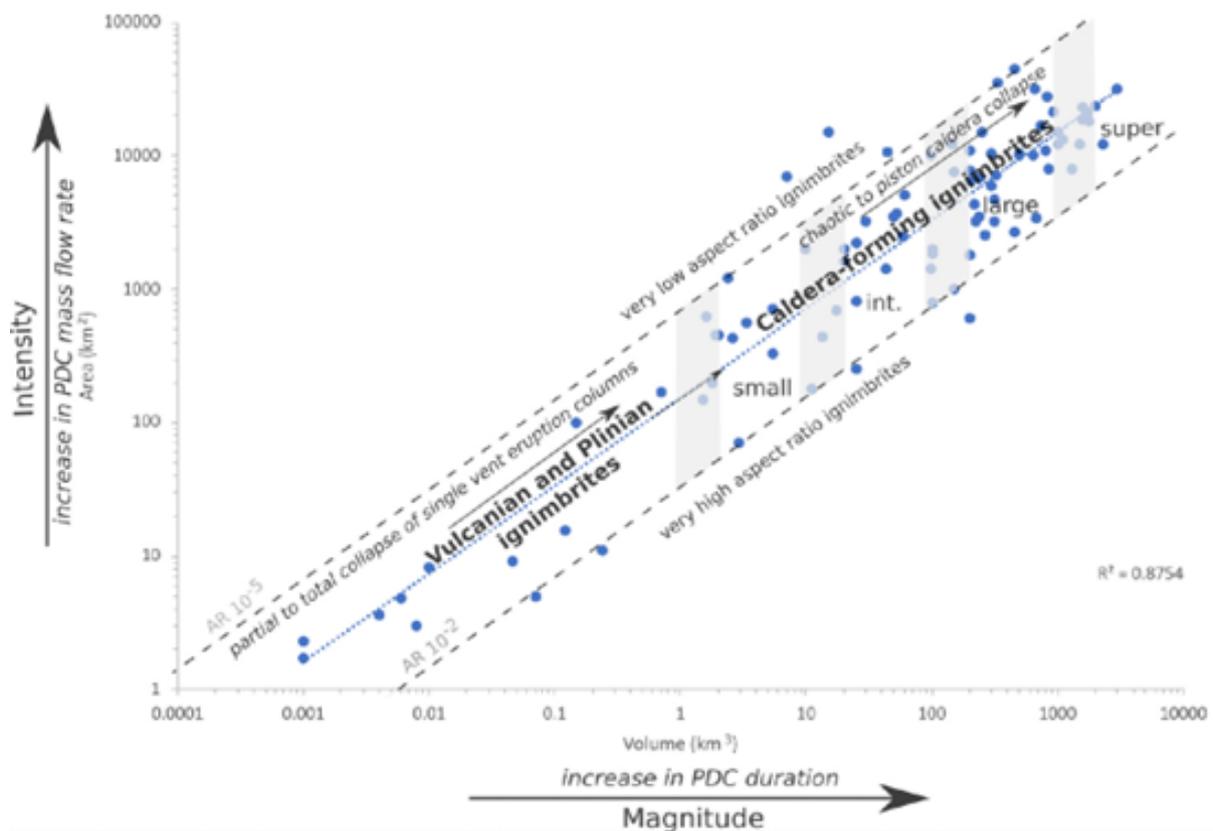


FIGURE 22 – Classification des ignimbrites.

Classification des ignimbrites en fonction de leur volume (cf. « Magnitude ») et de leur débit (cf. « Intensity »). Dans ce diagramme, les « vulcanian ignimbrites » et « plinian ignimbrites » font référence aux ignimbrites formées par des éruptions de type vulcaniennes et pliniennes respectivement. Au-delà de 1 km^3 , les ignimbrites sont dites « Caldera-forming » ou caldériques (Giordano et Cas, 2021).

2.4 Les mécanismes des courants de densité pyroclastiques

Comme résumé dans la FIG. 23, les mécanismes de transport des particules dans les CDPs dépendent de leur concentration. En régime dilué, l'échange de quantité de mouvement peut être décrit par le rapport D_D entre le temps caractéristique entre les collisions interparticulaires (τ_c) et le temps de réponse des particules à la force de traînée exercée par le fluide (τ_p) (Crowe et al., 1997; Burgisser et Bergantz, 2002; Lube et al., 2020) :

$$D_D = \frac{\tau_c}{\tau_p} \quad (2.1)$$

où τ_c est proportionnel à l'inverse de la fraction volumique des particules et à la variance de la distribution des vitesses des particules. Dans l'Eq. 2.1, $\tau_c = 1/(n\pi v_{rms}d_p^2)$, où v_{rms} est la vitesse moyenne quadratique des particules, n est le nombre de particules et d_p leur diamètre (Burgisser et Bergantz, 2002). $\tau_p = ((\rho_p - \rho_f)d_p^2)/(18\mu_f)$ est le temps caractéristique nécessaire pour que les forces dynamiques d'interaction gaz-particules influencent le comportement des particules. Pour $D_D < 1$, les collisions entre particules sont trop fréquentes pour que les particules répondent aux forces gaz-particules, alors que pour $D_D > 1$, les forces gaz-particules sont dominantes. Ainsi, les régions des écoulements avec $D_D > 1$ produiront des dépôts typiques de déferlantes, alors que les régions avec $D_D < 1$ produiront des dépôts massifs typiques d'écoulements denses (Burgisser *et al.*, 2005). Néanmoins, des mécanismes qui affectent les deux échelles de temps, tels que les fluctuations de la turbulence, les variations de la vitesse du fluide et l'interaction entre les particules et le substrat, ne sont pas pris en compte dans cette équation et ne permettent pas une estimation de concentration transitoire entre régime diluée et régime dense précise (Lube *et al.*, 2020). De nombreux travaux en mécanique des fluides ont permis l'identification d'un régime intermédiaire caractérisé par une distribution inhomogène des particules (Agrawal *et al.*, 2001; Fullmer et Hrenya, 2017) pour des systèmes monodisperses à des concentrations de $10^{-3} < \phi_v < 10^{-2}$ (Wang et Chen, 2015; Chen, 2016; Weit *et al.*, 2019). Ce régime est caractérisé par l'apparition de structure d'échelle mésoscopique relativement denses ($\phi_v \sim 0.1 - 0.2$) en suspension dans un milieu plus dilué : les « clusters » (Yerushalmi *et al.*, 1978; Li *et al.*, 1991; Louge *et al.*, 1991; Chen, 2016; Fullmer et Hrenya, 2017). Une limite entre régime intermédiaire et régime concentré est estimée à $\phi_v \approx 0,3 - 0,4$ d'après des études en ingénierie et des expériences réalisées dans des dispositifs à grande échelle. Pour des concentrations de $\phi_v > 0,4$, les interactions gaz-particules contrôlent la dynamique à parts égales avec les interactions particules-particules (Wang et Chen, 2015; Breard *et al.*, 2016; Chen, 2016).

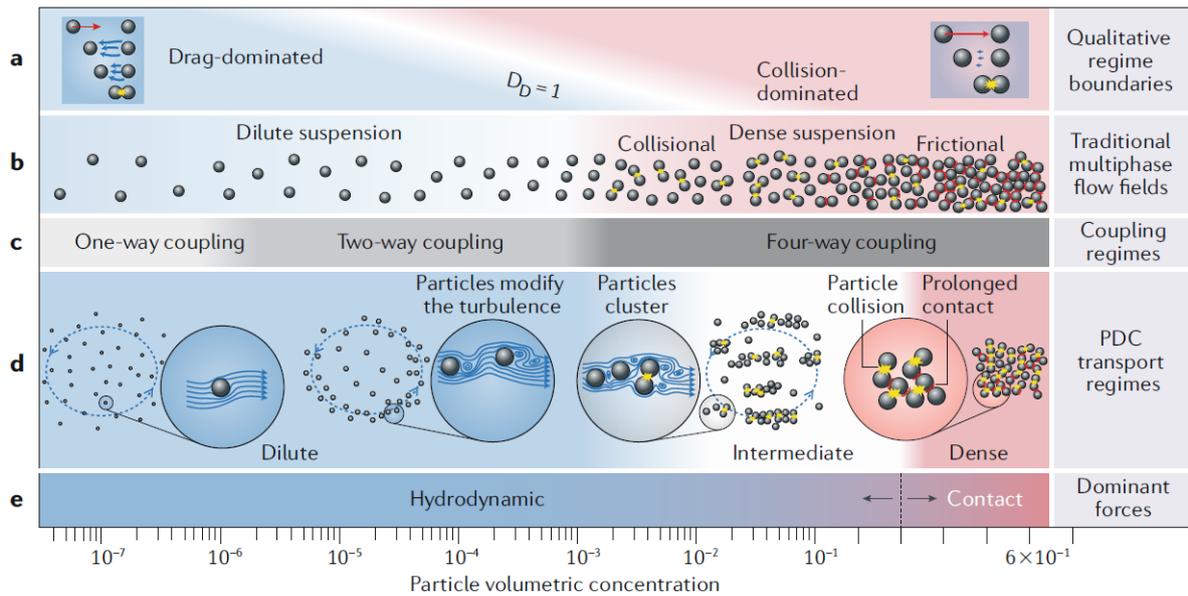


FIGURE 23 – Régimes de transport concentré, intermédiaire et dilué dans les CDPs. (a) Régimes de transport dominés par la traînée de fluide ou par les collisions, délimités $D_D = 1$. (b) Représentation schématique du spectre de mélanges gaz-particules associés au régime de couplage gaz-particules, (c) régime de couplage. (d) Mécanismes physiques dominants dans chaque régime. (e) Régimes de transport en fonction de la force dominante (Lube *et al.*, 2020).

2.4.1 Régime dilué

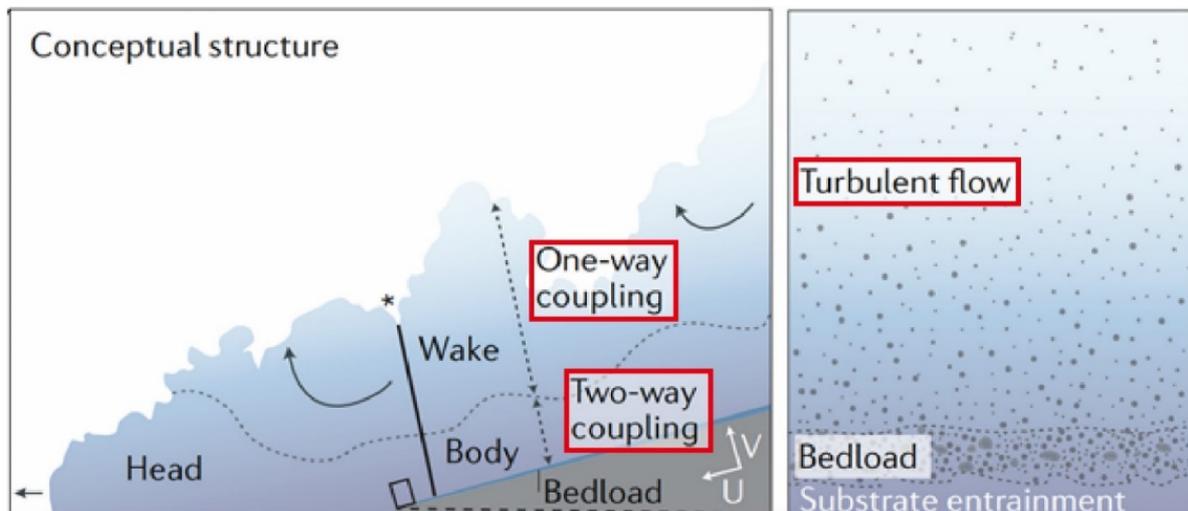


FIGURE 24 – Modèle conceptuel d'un CDP dilué. Deux types d'interaction opèrent dans l'écoulement : le « one-way coupling » et « two-way coupling » (Lube *et al.*, 2020).

Le régime dilué est présent dans les CDPs totalement dilués et dans la partie supérieure (qui surmonte l'écoulement basal concentré) des écoulements bicouches. Ce régime est celui des suspensions turbulentes ($Re > 10^3$, Papp, 2002; Andrews et Manga, 2012) dont les concentrations sont $\phi_v < 10^{-3} - 10^{-2}$ vol.%. Dans ce régime, les interactions particule-particule sont négligeables et le transport des particules est dominé par la traînée du fluide et la gravité.

La turbulence est définie comme un mouvement aléatoire du fluide. La taille des tourbillons varie entre la dimension de l'écoulement et l'échelle de Kolmogorov, à laquelle les tourbillons ont une taille minimale et leur énergie est dissipée sous forme de chaleur. Les tourbillons contrôlent la dynamique des écoulements car ils (a) dissipent l'énergie des plus gros tourbillons vers les plus petits (Pope, 2000), (b) retardent la sédimentation des particules en les mélangeant efficacement dans l'écoulement (Rouse, 1937) et (c) entraînent l'air ambiant (Elghobashi, 1994; Sher et Woods, 2017). Le mécanisme d'entraînement, contrôlé par la stratification en densité de l'écoulement (Dufek et Bergantz, 2007a; Benage *et al.*, 2016), permet de diminuer la densité de l'écoulement en réchauffant l'air ingéré et il modifie sa stratification thermique (Woods et Kienle, 1994; Bursik et Woods, 1996). Cette réduction de densité peut conduire à une inversion de flottabilité et à l'arrêt de l'écoulement (Neri *et al.*, 2002). Le mélange par entraînement d'air est un phénomène complexe et non linéaire dont la physique n'est pas entièrement comprise. Les expériences de laboratoire et les simulations ont permis d'identifier deux principales instabilités. En premier, les instabilités de Kelvin-Helmholtz, générées à l'interface supérieure courant/ atmosphère (Andrews, 2014; Benage *et al.*, 2016; Sher et Woods, 2017). Ces instabilités se produisent lorsque deux milieux de masses volumiques différentes se déplacent à des vitesses différentes l'un par rapport à l'autre. Ainsi, des tourbillons dont l'axe est orthogonal à la direction de propagation sont produits. En second, les instabilités « Lobe-Cleft », générées à la tête de l'écoulement et provoquant une région de flottabilité inversée à la base du courant. Le coefficient d'entraînement du fluide $\alpha_e = u_e/u_m$ est défini comme le rapport de la vitesse d'entraînement de l'air ambiant aux marges du courant (u_e) sur la vitesse moyenne dans la direction de propagation du courant (u_m) (Morton *et al.*, 1956). Plusieurs expériences à grande échelle dédiées aux CDPs ont montré que le coefficient d'entraînement varie généralement de 0,1 – 0,5 dans la tête du courant (Breard et Lube, 2017; Andrews, 2014; Dellino *et al.*, 2019).

La dynamique des mélanges dilués peuvent être étudiées en évaluant le régime d'écoulement de la phase continue (le gaz) en l'absence de particules. Ce régime d'écoulement est caractérisé par le nombre de Reynolds (Re) qui exprime le rapport des forces inertielles sur les forces visqueuses et est défini comme (Reynolds, 1883) :

$$Re = \frac{uh\rho_f}{\mu_f} \quad (2.2)$$

où u est la vitesse caractéristique eulérienne du fluide (vitesse moyenne dans le temps), h est une longueur caractéristique considérée (typiquement l'épaisseur de l'écoulement) et ρ_f et μ_f représentent la masse volumique et la viscosité du fluide, respectivement. Pour les écoulements turbulents, le nombre de Reynolds est $Re \geq 10^3$ (Konrad, 1976, 1981; Dimotakis, 2000). Dans le cas d'un transfert de moment du fluide vers les particules, ces dernières sont couplées au fluide, et dans le cas inverse, elles sont découplées du fluide. Lorsque le moment est continuellement échangé entre les particules et la phase fluide, les particules tendent à s'auto-organiser en motifs complexes (par exemple, Martin et Meiburg, 1994) (FIG. 25).

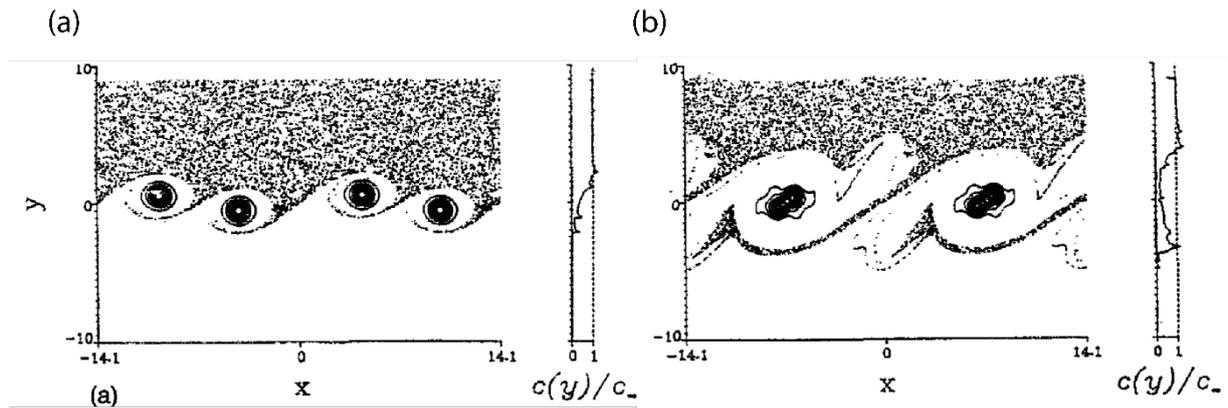


FIGURE 25 – Exemple de motifs complexes dans un écoulement turbulent biphase. Contours de vorticité avec les positions des particules superposées pour $St=1$ aux instants (a) $t = 18$ s et (b) $t = 54$ s à l'interphase de mélange. À l'instant $t = 18$ s, des traînées de particules entourent les tourbillons appariés. À l'instant $t = 54$ s, les traînées de particules entre les tourbillons appariés s'épuisent, tandis que les traînées de particules entre les paires de tourbillons s'étendent. Chaque tourbillon balaye des régions en forme d'oreille dépourvues de particules.

La compétition entre ces deux transferts (transfert de moment du fluide à la particule et de la particule vers le fluide) est étudiée de manière générale à l'aide de trois nombres sans dimension discutés en détail ci-dessous (Burgisser *et al.*, 2005; Andrews, 2014; Roche et Carazzo, 2019; Lube *et al.*, 2020) : le nombre de Stokes (St), le nombre de Froude (Fr) et le nombre de Stabilité (Σ). La complexité des mélanges multiphasés résulte de la dépendance de ces trois nombres avec le nombre de Reynolds. En effet, pour de très faibles valeurs de $\phi_v < 10^{-6}$, les particules ont un effet négligeable sur la turbulence, et l'interaction entre les particules et la turbulence est appelée « couplage unidirectionnel » (ou « one-way coupling », Elghobashi, 1994). Cela signifie que la dispersion des particules, dans ce régime, dépend de l'état de la turbulence. Pour des valeurs de $10^{-6} < \phi_v < 10^{-3}$, le transfert de quantité de mouvement des particules est suffisamment important pour modifier la structure de la turbulence. Cette interaction est appelée « couplage bidirectionnel » (ou « two-way coupling », Elghobashi, 1994). L'incidence de la phase granulaire sur la turbulence dépend de la taille des particules. Pour une concentration de particules égale et deux différents diamètres, le nombre de particules ainsi que la surface de la phase granulaire résultante augmente si d_p diminue, ce qui provoque une plus grande dissipation de la turbulence lorsque la taille des particules diminue. Au contraire, une augmentation de la taille des particules peut provoquer (via le temps de chute) une turbulence plus énergétique par déstagement tourbillonnaire (création de tourbillons dans le sillage des particules, i.e tourbillons de Von Karman) pour des valeurs de $Re_p > 400$ (FIG. 26). Re_p est le nombre de Reynolds particulaire, il décrit la contribution relative de l'inertie du fluide (dans ce cas à l'échelle de la particule) à la dissipation visqueuse, tel que :

$$Re_p = \frac{u_t d_p \rho_f}{\mu_f} \quad (2.3)$$

où u_t est la vitesse de sédimentation d'une particule dans le fluide et d_p est le diamètre de la particule.

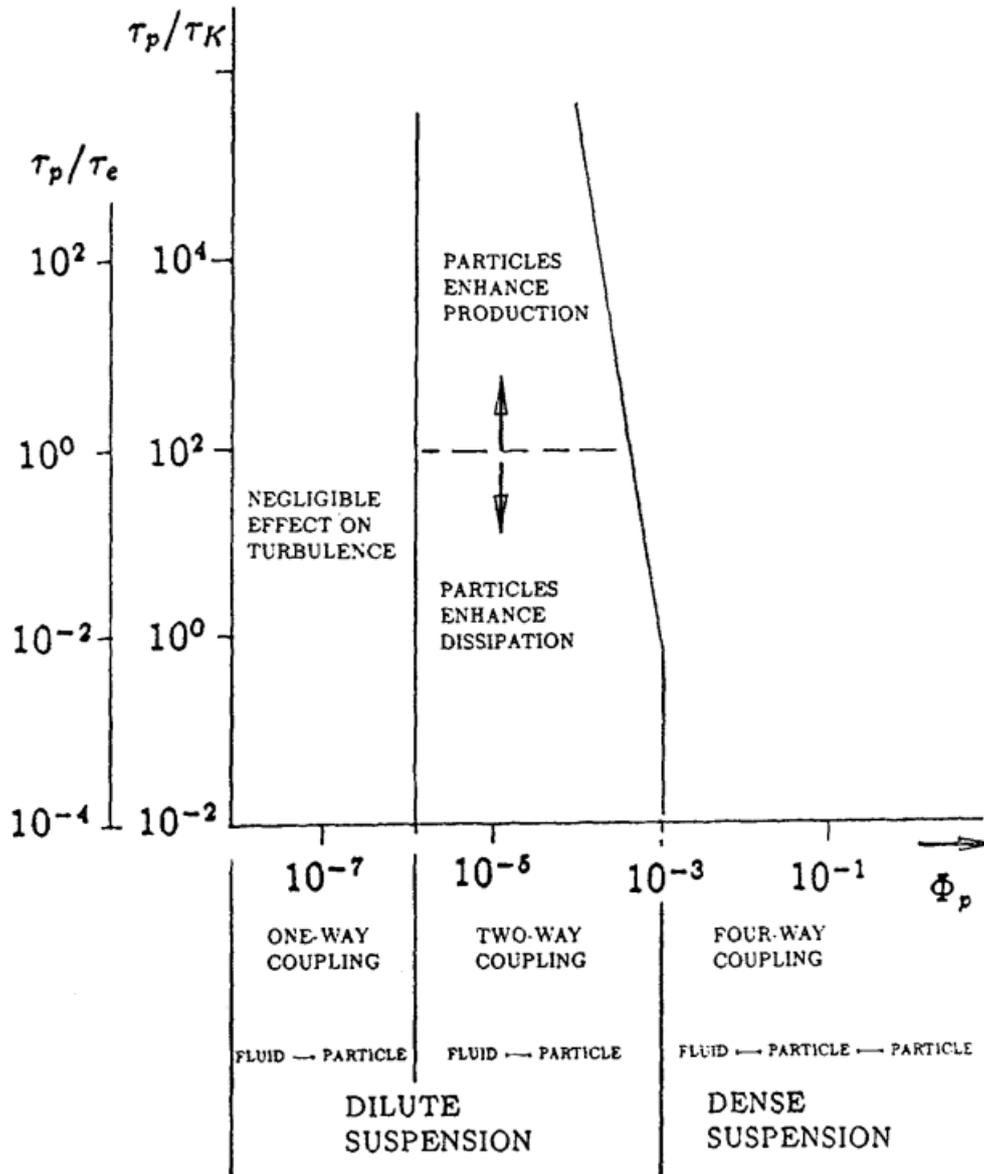


FIGURE 26 – Régimes d'interaction entre les particules et le fluide.

ϕ_p : concentration en particule, τ_p : temps de chute de la particule, τ_K : échelle de temps de Kolmogorov $= (\mu_f/\epsilon)^{1/2}$, τ_e : temps caractéristique des grands tourbillons $= l/u$, ϵ : taux de dissipation d'énergie cinétique lié à la turbulence, l : longueur caractéristique des tourbillons contenant l'énergie, et u_{rms} : la vitesse moyenne quadratique du fluide (Elghobashi, 1994).

La quantification du transfert de moment entre les deux phases peut être décrite par l'équation de Bassinet-Boussinesq-Oseen qui exprime l'accélération lagrangienne (accélération instantanée dans le temps) d'une particule sphérique dans un fluide instable comme la somme des forces (a) visqueuse, (b) gravitaire corrigée de flottabilité, (c) de masse virtuelle et (d) de Basset (Maxey et Riley, 1983; Crowe *et al.*, 1997) :

$$\left(1 + \frac{\rho_f}{2\rho_p}\right) \frac{dv}{dt} = \frac{C_{d1}}{\tau_v}(u - v) + g \left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) + \frac{3\rho_f}{2\rho_p} \dot{u} + \sqrt{\frac{9\rho_f}{2\pi\rho_p\tau_p}} \left[\int_t^0 \frac{\dot{u} - \dot{v}}{\sqrt{t-t'}} dt' + \frac{(u-v)_0}{\sqrt{t}} \right] \quad (2.4)$$

où v est la vitesse moyenne d'une particule, g est l'accélération gravitationnelle, t est le temps,

et C_{d1} est une correction empirique du coefficient de traînée qui dépend du nombre de Reynolds particulaire et est valide sur toute la gamme subcritique $Re_p \leq 10^5$ (Clift et Gauvin, 1970), définie comme suit :

$$C_{d1} = 1 + 0,15Re_p^{0,687} + \frac{0,0171}{1 + 42500Re_p^{-1,16}} \quad (2.5)$$

Cette équation, qui n'admet aucune solution dans sa forme générale (sans troncature), peut être simplifiée si $Re \ll 1$, $d_p \ll h$ ou $\rho_p \gg \rho_f$. Dans chacun de ces cas, les forces de masse virtuelle et de Basset sont négligeables devant les forces visqueuses (Maxey et Riley, 1983) et il est alors possible de réduire l'équation qui ne prendra en compte que les forces de gravité et de traînée visqueuse sur la particule (Raju et Meiburg, 1995) :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{C_{d1}}{\tau_p}(u - v) \left(\frac{2\rho_p}{2\rho_p - \rho_f} \right) + g \left(\frac{2\rho_p - 2\rho_f}{2\rho_p - \rho_f} \right) \quad (2.6)$$

Un adimensionnement par la variation de vitesse du fluide Δu (typiquement considéré comme égale à la vitesse de rotation des tourbillons) sur une distance caractéristique δ_t (considéré comme égale à la taille des tourbillons) permet d'exprimer l'accélération d'une particule sphérique en fonction du nombre de Stokes (St) et du nombre de Froude (Fr) (Burgisser *et al.*, 2005) :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{u(t) - v(t)}{St} + \frac{e_g}{Fr^2} \quad (2.7)$$

avec $u(t)$ la vitesse lagrangienne du fluide et $v(t)$ la vitesse lagrangienne de la particule dans le temps (vitesse instantanée), et e_g un vecteur unitaire dans la direction de g qui est l'accélération gravitationnelle. Dans ce cas, St et Fr sont définis de la façon suivante :

$$St = \frac{\Delta\rho d_p^2 \Delta u}{18\mu_f C_{d1} \delta_t} \left(1 + \frac{\rho_f}{2\rho_p} \right) \quad (2.8)$$

$$Fr^2 = \frac{\Delta u^2}{g\delta_t} \left(\frac{2\rho_p + \rho_f}{2\rho_p - 2\rho_f} \right) \quad (2.9)$$

où $\Delta\rho = \rho_p - \rho_f$ est la différence de densité entre la particule et le fluide. Dans les conditions des CDPs ($\rho_p \gg \rho_f$), ces deux nombres seront définis sous la forme simplifiée :

$$St \approx \frac{\Delta\rho d_p^2 \Delta u}{18\mu_f C_{d1} \delta_t} \quad (2.10)$$

$$Fr^2 = \frac{\Delta u^2}{g\delta_t} \quad (2.11)$$

Le nombre de Stokes quantifie le couplage fluide-particule en comparant le temps de chute d'une particule à la vitesse caractéristique des tourbillons dans le fluide, alors que le nombre de Froude quantifie les forces inertielles par rapport aux forces gravitaires. Ces deux nombres peuvent être combinés afin de définir un nombre sans dimension dit de « stabilité » qui est traduit physiquement comme le rapport entre la vitesse terminale de chute d'une particule sur les fluctuations de la vitesse de la turbulence dans le fluide :

$$\Sigma = \frac{St}{Fr^2} = \frac{\Delta\rho d_p^2 g}{18\mu_f \Delta u} = \frac{u_t}{\Delta u} \quad (2.12)$$

où u_t est la vitesse de chute terminale d'une particule dans le fluide. Les particules ne se séparent des tourbillons que lorsque $\Sigma \gg 1$. L'interaction entre les particules et les tourbillons peut être classée en cinq régimes de transport gaz-particules si l'on considère simultanément St et Σ (Burgisser et Bergant, 2002; Lube *et al.*, 2020; Breard et Lube, 2017) (FIG. 27) :

- **Le régime de déroulement aux marges** (les particules se regroupent aux marges des tourbillons et des « clusters » se forment, $St \sim 1$; $\Sigma < 3$).
- **Le régime de sédimentation turbulente** ($St < 1$; $\Sigma > 0,3$) et turbulente transitoire (les particules se détachent des lignes de courant du fluide et leur sédimentation est retardée par les tourbillons, $0,1 < St < 1$; $\Sigma < 0,3$).
- **Le régime homogène turbulent** (les particules suivent les lignes de courants du fluide, $St < 0,1$; $\Sigma < 0,3$).
- **Le régime de chute** (les particules ne sont pas affectées par les tourbillons, $St > 1$; $\Sigma > 3$).

Les expériences à grande échelle montrent que de multiples régimes de transport gaz-particules coexistent dans un seul courant et sont dominants dans des portions spatialement distinctes de l'écoulement (Breard et Lube, 2017; Lube *et al.*, 2020).

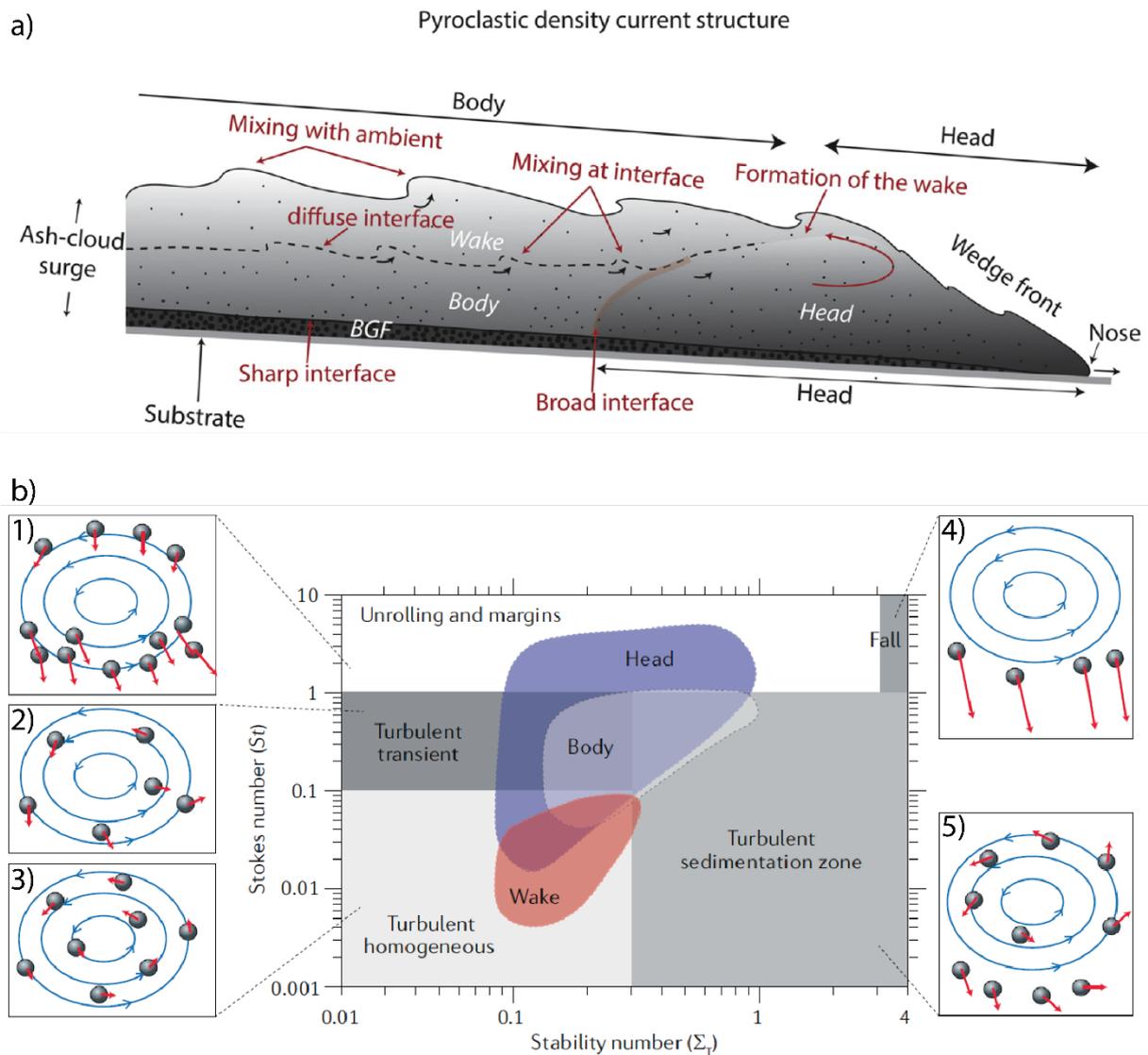


FIGURE 27 – Structure d'un courant de densité pyroclastique.

a) Structure schématique d'un courant de densité pyroclastique avec un écoulement basal granulaire fluidisé (« BGF ») surmonté d'une partie diluée (« Ash-cloud surge ») mettant en évidence la tête, le corps et la zone de sillage (Breard et Lube, 2017). En b) : représentation des cinq régimes de transport turbulent gaz-particules dans un diagramme représentant le nombre de Stabilité en fonction du nombre de Stokes. Dans ce diagramme figure également les nombres de Stokes et de stabilité pour la tête (« Head »), le corps (« Body ») et la zone de sillage (« Wake ») (Lube *et al.*, 2020).

Les effets thermiques propres aux CDPs dilués peuvent être décrits par (i) le nombre de Richardson thermique, défini comme le rapport entre les forces de flottabilité et les forces de convection forcée,

$$Ri_T = \frac{g\Delta T\alpha h}{u^2} \quad (2.13)$$

où ΔT est la différence de température entre le courant et l'atmosphère, α le coefficient d'expansion thermique, h l'épaisseur du courant et u sa vitesse moyenne, et (ii) le rapport de l'énergie thermique de flottabilité sur l'énergie cinétique,

$$\frac{TE_b}{KE} = \frac{\rho_m(C_{p,m}/C_{p,a})g\Delta T\alpha h}{\rho_m u^2/2} \quad (2.14)$$

avec $C_{p,m}$ et $C_{p,a}$ les capacités thermiques du courant et de l'air respectivement (FIG. 28, Andrews et Manga, 2012). Les courants avec un nombre de Richardson thermique élevé sont capables d'entraîner plus efficacement le fluide ambiant, résultant en une augmentation de l'épaisseur du courant et de la flottabilité, et par conséquent une diminution de la distance de parcours de l'écoulement (cf. inversion de flottabilité). Un rapport TE_b/KE plus élevé permet également l'augmentation de l'épaisseur du courant par une plus grande expansion thermique de chaque parcelle de fluide entraînée. Ainsi, lorsque Ri_T et TE_b/KE augmentent, la fraction de masse sédimentée diminue. Un excès d'énergie thermique peut donc conduire à une inversion de flottabilité si le fluide ambiant est entraîné et dilaté thermiquement avant que le courant ne sédimente totalement (Woods et Kienle, 1994; Bursik et Woods, 1996; Calder *et al.*, 1997) (FIG. 28).

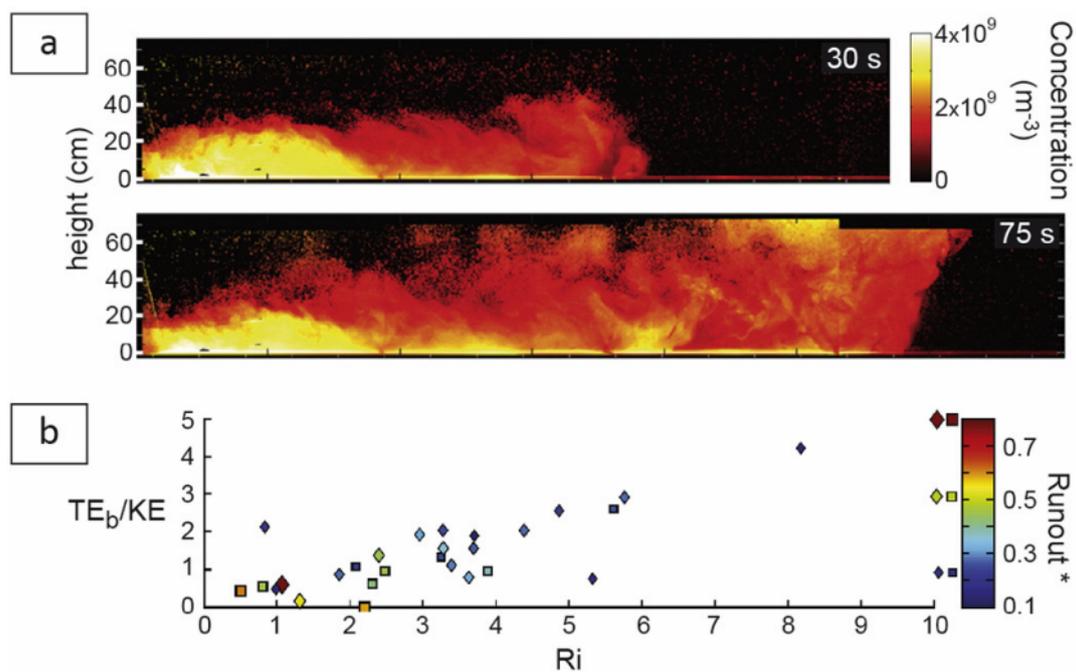


FIGURE 28 – Effets thermiques dans les CDPs dilués.

(a) Courant de talc ($20 \mu\text{m}$) chauffé, avant et pendant l'inversion de flottabilité à la distance maximum de propagation. La couleur blanche correspond aux concentrations les plus élevées. (b) Distance de parcours normalisée du courant en fonction de TE_b/KE et Ri_T (d'après Andrews et Manga, 2012).

2.4.2 Régime intermédiaire

Le régime intermédiaire (10^{-3} à $10^{-2} < \phi_v < 0,3$) est caractérisé par des microstructures dynamiques de plus forte concentration ($\phi_v \sim 10 - 20$ vol.%) entourées d'une région diluée (Li *et al.*, 1991; Brereton et Grace, 1993; Horio et Kuroki, 1994; Noymer et Glicksman, 1998; Tuzla *et al.*, 1998). Ces structures appelées « clusters », ont été étudiées largement (FIG. 29) notamment par (a) des simulations numériques directes (DNS) (Benyahia, 2008; Tenneti et Subramaniam, 2014), (b) des simulations d'écoulements de fluide en élément discret (CFD-DEM) (Anderson et Jackson, 1968; Ishii et T., 2011), (c) des modèles de théorie cinétique (KT) (Dasgupta *et al.*, 1994; Hrenya et Sinclair, 1997; Igci *et al.*, 2008; Goldhirsch, 2003;

Garzó, 2005), (d) des simulations directes de type Monte Carlo (DSMC) (Bird, 1994; Tanaka *et al.*, 1996) et (e) des méthodes de minimisation d'énergie multi-échelle (EMMS) (Li *et al.*, 2013). Dans ce régime, en plus du couplage bidirectionnel entre les particules et le fluide, les collisions particule/particule se produisent, d'où le terme de « couplage à quatre voies » (ou « four-way coupling », Elghobashi, 1994). Deux mécanismes à l'origine des « clusters » sont reconnus : (i) la dissipation de la température granulaire T_g (Goldhirsch *et al.*, 1993; Goldhirsch et Zanetti, 1993; Koch et Sangani, 1999), qui caractérise l'agitation des particules solides dans la suspension et qui est déterminée en tenant compte de la vitesse et de l'énergie cinétique des particules, (ii) les interactions particules-fluide qui dépendent de la vitesse différentielle entre les particules (Holloway *et al.*, 2012) et le gaz ou le sillage induit.

La dissipation de température granulaire peut être quantifiée en caractérisant la variation de la pression solide P_s , résultante de l'agitation des particules solides (cf. analogie avec des molécules d'un gaz), en fonction la concentration en particules ((proposée par Fullmer et Hrenya, 2016) :

$$\frac{dP_s}{d\phi_v} = \frac{\partial P_s}{\partial \phi_v} + \frac{\partial P_s}{\partial T_g} \frac{dT_g}{d\phi_v} \quad (2.15)$$

Dans cette équation, la formation de « clusters » se produit si $dP_s/d\phi_v < 0$. En conséquence, le signe de $dP_s/d\phi_v$ est déterminé par la contribution relative de la résistance à la compression de la suspension ($\partial P_s/\partial \phi_v$, nécessairement positif et exprimant l'augmentation de l'agitation des particules de la suspension granulaire, des collisions et donc de la pression granulaire avec l'augmentation de la concentration) et de la dissipation de la température granulaire ($\partial P_s/\partial T_g \times dT_g/d\phi_v$; potentiellement négatif). Comme par définition $\partial P_s/\partial T_g$ est positif, le signe de $\partial P_s/\partial T_g \times dT_g/d\phi_v$ dépend uniquement de $dT_g/d\phi_v$. Cette température granulaire négative exprime la chute de l'agitation de la suspension granulaire, qui augmente avec la concentration. Cette décroissance de l'agitation est favorisée par l'augmentation de la dissipation d'énergie due à la viscosité du fluide (traînée thermique) et la vitesse différentielle gaz-particules (traînée moyenne). Le regroupement de particules lié à la dissipation granulaire a diverses origines telles que les collisions entre particules, les contacts prolongés entre les particules, et la traînée thermique (FIG. 30). La cause première de la dissipation d'énergie est l'inélasticité des particules caractérisée par un coefficient de restitution e constant et qui varie de 0 (parfaitement inélastique) à 1 (parfaitement élastique) (Rhodes, 2008).

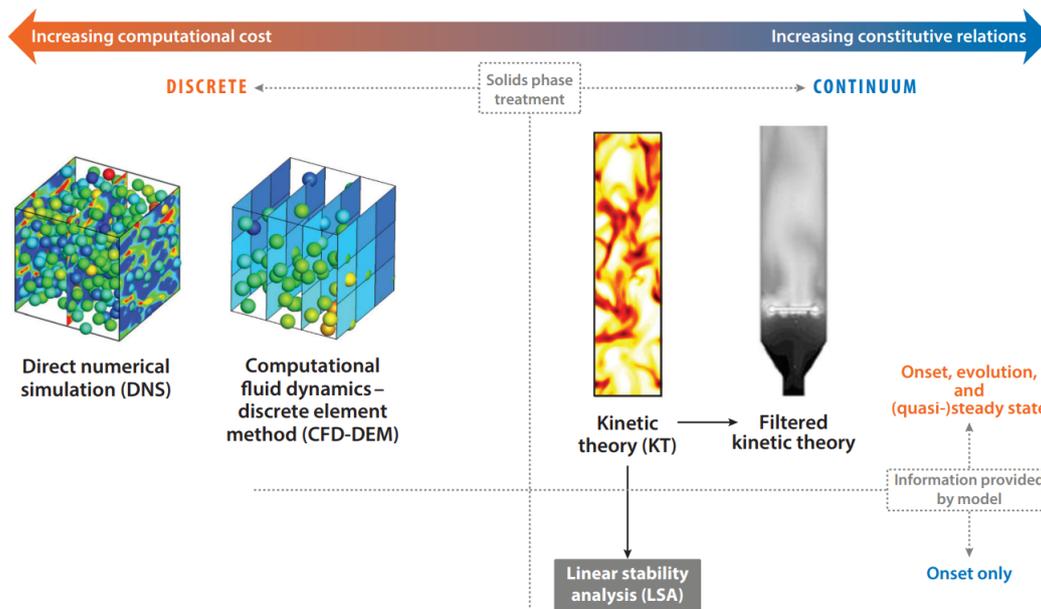


FIGURE 29 – Simulation du phénomène de « clustering ».

Résumé des méthodes de simulations utilisées pour étudier le « clustering » dans les écoulements gaz-particules. Extrême gauche : particules simulées, dont la couleur est proportionnelle à la vitesse de chaque particule (rouge pour les hautes vitesses), et trois plans verticaux indiquant la vitesse du fluide. Gauche : les particules sont simulées dans des cellules (carrés noir) de tailles supérieures et dont la couleur caractérise la vitesse du fluide moyenne dans celle-ci. À droite : les particules sont simulées comme un continuum dont la couleur exprime la concentration (les couleurs plus foncées indiquent des concentrations plus élevées). Figure de [Fullmer et Hrenya \(2017\)](#).

Lors d'une collision de particules élastiques, les particules rebondissent les unes sur les autres et aucune énergie n'est dissipée (comme à l'échelle moléculaire dans les gaz). Au contraire, les collisions inélastiques dissipent l'énergie cinétique, à cause de la déformation, de la fragmentation et de l'abrasion des particules, et elles ralentissent les particules. Bien qu'un coefficient de restitution dépendant de la vitesse soit physiquement plus réaliste ([Goldsmith, 1960](#); [Foerster et al., 1994](#); [Labous et al., 2000](#); [Stevens et Hrenya, 2005](#)), l'hypothèse d'un coefficient constant est généralement faite ([Sorace et al., 2009](#); [Fullmer et Hrenya, 2016](#)). Contrairement aux collisions inélastiques, dont la force d'impact est appliquée perpendiculairement aux surfaces des particules, la friction particulaire est caractérisée par une force d'impact appliquée parallèlement aux surfaces des deux particules ([Goldshtein et Shapiro, 1995](#); [Garzó, 2005](#); [Mitrano et al., 2013](#); [Kremer et al., 2014](#)). Il en résulte une réduction de la vitesse de translation ou/et un changement de rotation. Moins évidente, la dissipation de l'agitation granulaire par traînée thermique (définie précédemment) est engendrée par le mouvement du gaz interstitiel entre les particules. Cette source d'instabilité a été observée par [Wylie et Koch \(2000\)](#) dans un système constitué de particules élastiques et lisses (système non-dissipatif). Outre la formation de « clusters » attribuée aux mécanismes précédents, la différence de vitesse moyenne entre les particules et le gaz est également un mécanisme d'instabilité proposé par [Anderson et Jackson \(1968\)](#). Il est généralement admis que plusieurs paramètres agissent ([Fullmer et Hrenya, 2016](#)) : principalement, (i) le coefficient de traînée moyen qui dépend de la concentration, et (ii) une vitesse relative moyenne non nulle, de sorte que la force de traînée soit non nulle. Cette condition d'instabilité peut être exprimée de la façon suivante si on considère que les termes proportionnels à $\partial/\partial T_g$ sont négligeables (T_g constant revient à négliger le mécanisme d'instabilité dû à

la dissipation de température granulaire) :

$$\left(u_t \frac{\phi_v}{F_d} \frac{\partial \ln F_d}{\partial \phi_v} \right)^2 \geq \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial P_s}{\partial \phi_v} \quad (2.16)$$

où $\partial P_s / \partial \phi_v$ représente la résistance à la compression (phénomène stabilisateur) et $\phi_v \partial \ln F_d / \partial \phi_v F_d$ représente la dépendance de la force de traînée totale F_d à la concentration ϕ_v (phénomène déstabilisant). Certains processus physiques favorisent, au contraire, l'homogénéisation des particules : la diffusion thermique (Chandrasekhar, 1961; Drazin et Reid, 1981), le chauffage visqueux, la résistance à la compression, et les effets voisins caractérisant les fluctuations de la vitesse de la phase fluide (Koch et Sangani, 1999; Tenneti *et al.*, 2016) (FIG. 30).

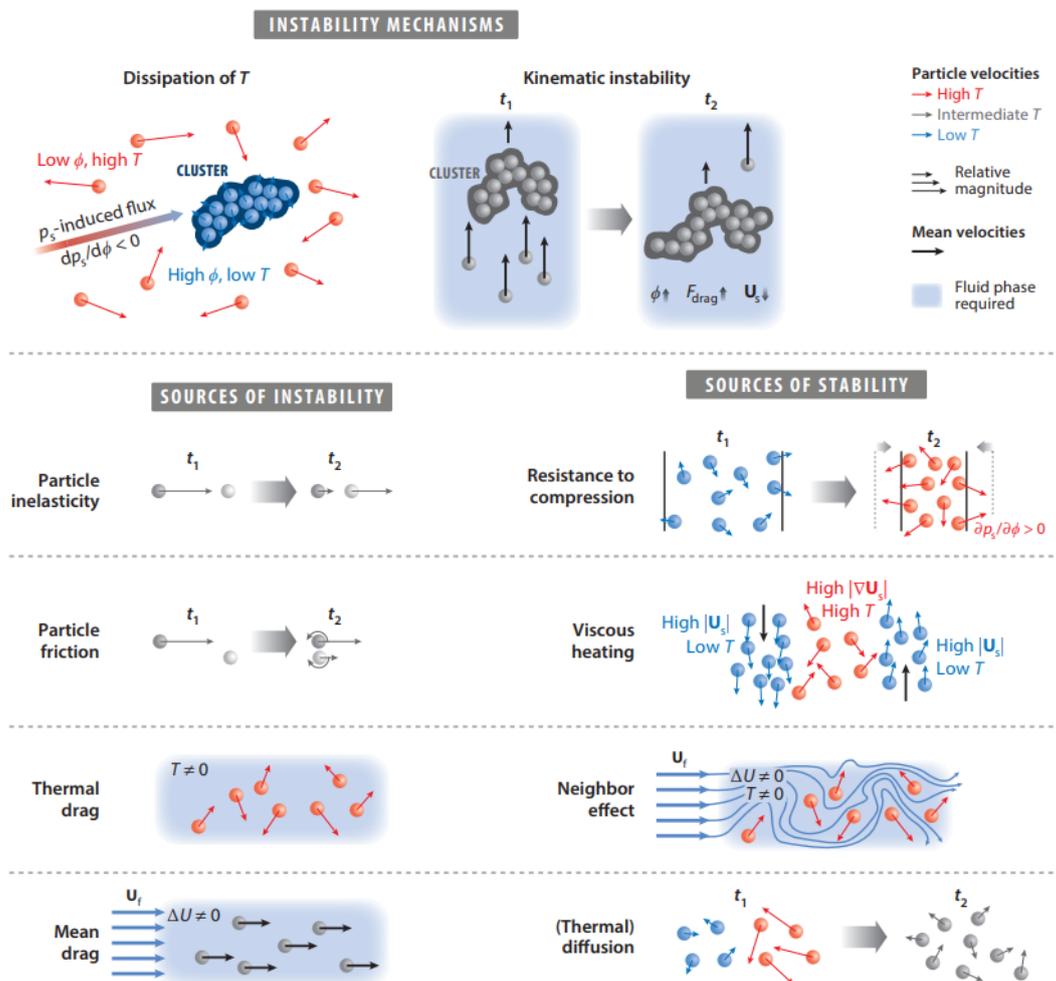


FIGURE 30 – Sources d'instabilité/stabilité du phénomène de « clustering ».

Principaux mécanismes à l'origine de la formation des clusters (haut) et sources respectives de stabilités (bas à droite) et d'instabilités (bas à gauche) (Fullmer et Hrenya, 2016).

Enfin, les regroupements induits par le sillage, où une particule traînante dans le sillage d'une autre particule cause une réduction de la traînée de la première, sont particulièrement importants dans les systèmes polydisperses riches en particules fines, en raison de la plus forte influence relative de la traînée sur les petites particules par rapport aux particules plus grosses. Des études de simulation numérique directe (DNS) ont permis de mieux comprendre le regroupement induit

par le sillage (Kajishima et Takiguchi, 2002; Uhlmann et Doychev, 2014). Ce regroupement ne se produit que si le nombre de Reynolds particulaire dans une suspension polydisperse dépasse une valeur critique ~ 300 (Kajishima et Takiguchi, 2002). Ce mécanisme apparaît également dans une suspension monodisperse si le nombre d'Archimède Ar (ou de Galilée au carré Ga^2) défini comme le rapport entre les effets gravitaires et les effets visqueux dépasse la valeur de 178 (Uhlmann et Doychev, 2014) (FIG. 31) :

$$Ar = Ga^2 = \frac{g(\sigma - 1)d_p^3\rho_f^2}{\mu_f^2} \quad (2.17)$$

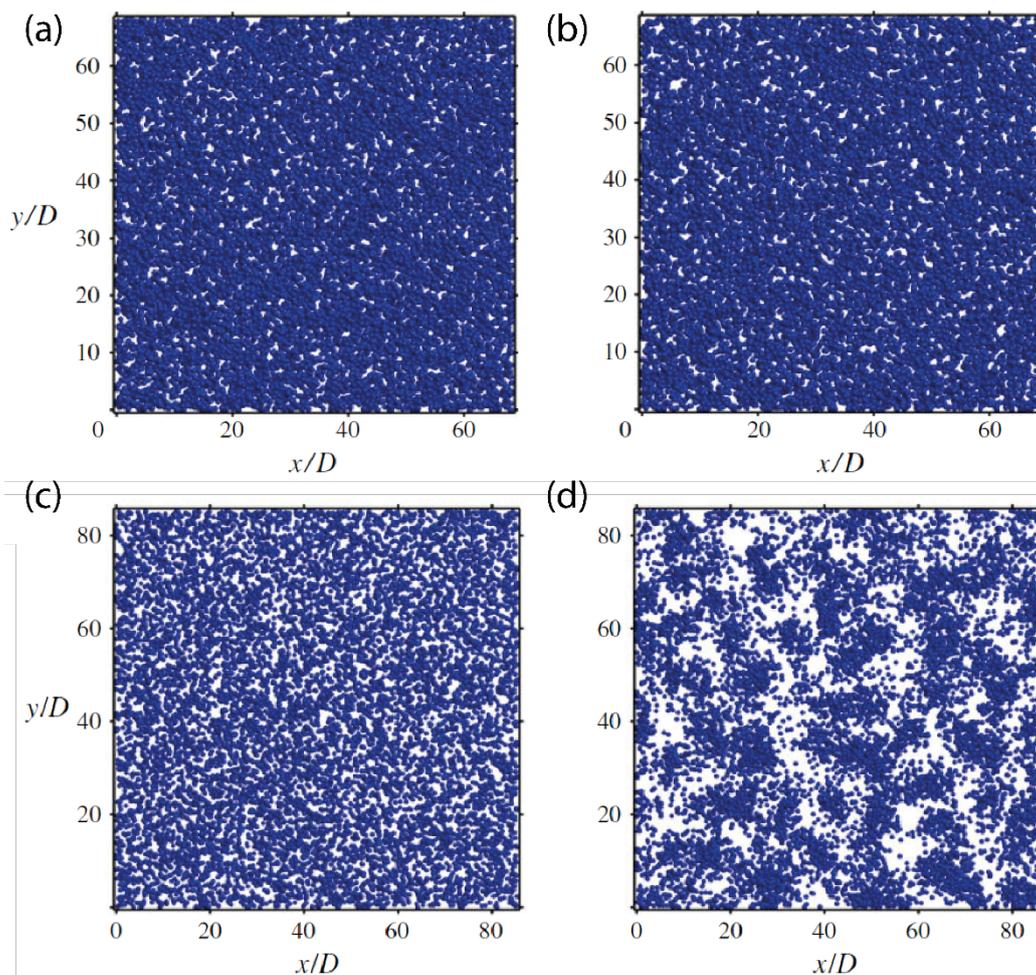


FIGURE 31 – « Clustering » par sillage induit.

Position des particules dans l'espace à $t_0 = 0$ s (état initial gauche) et en régime permanent à $t \gg t_0$ (droite) pour deux valeurs du nombre de Galilée pour des concentrations égales à $\phi_v = 5 \times 10^{-3}$: (a)-(b) $Ga = 121$ et (c)-(d) $Ga = 178$. D est le diamètre des particules et x, y sont deux directions de l'espace. La projection des domaines de simulation selon sont leur plus grand axe (respectivement $Lz = 341D$ dans le cas $Ga = 121$ et $Lz = 171D$ pour $Ga = 178$) donnent cette impression de suspension très dense (Uhlmann et Doychev, 2014).

Un dernier mécanisme d'instabilité intervient si la phase fluide porteuse est turbulente. Ce mécanisme de formation des clusters par la turbulence se produit quand le système à une charge de masse $\Psi \gg 1$, où Ψ est défini comme (Yao *et al.*, 2021)

$$\Psi = \sigma \frac{\phi_v}{1 - \phi_v} \quad (2.18)$$

avec $\sigma = \rho_p / \rho_f$.

La topologie des « clusters » a été étudiée par [Baker *et al.* \(2017\)](#) en utilisant une méthode dite de la décomposition en valeur singulière (**SVD**). La SVD est une méthode qui vise à donner une description simple d'un ensemble de points dans des espaces multidimensionnels en définissant, pour l'ensemble des particules de chaque cluster, les axes principaux et leurs longueurs. Par définition, le premier axe principal d'un ensemble de particules se situe dans la direction de la plus grande dispersion des particules autour du centroïde de l'ensemble de particules ; le deuxième axe principal se situe dans la direction de la plus grande dispersion dans un plan normal au premier axe, et le troisième axe principal est orthogonal aux deux premiers et correspond à la direction du minimum de dispersion (FIG. 32 haut). En suivant la procédure de [Baker *et al.* \(2017\)](#), chaque valeur singulière définit deux rapports d'aspect pour chaque cluster, s_2/s_1 et s_3/s_2 avec respectivement s_1 , s_2 et s_3 les valeurs singulières du premier, deuxième et troisième axe principal. L'ensemble des deux rapports d'aspect pour tous les clusters peut ensuite être interprété en considérant les cas limites (s_2/s_1 , s_3/s_2) : (0, 0) ruban mince ; (1, 0) une feuille mince ; (0, 1) un tube mince ; et (1, 1) une sphère. La combinaison la plus probable est le rapport d'aspect d'environ (0, 5, 0, 5), ce qui correspond aux proportions 4 : 2 : 1 (FIG. 32).

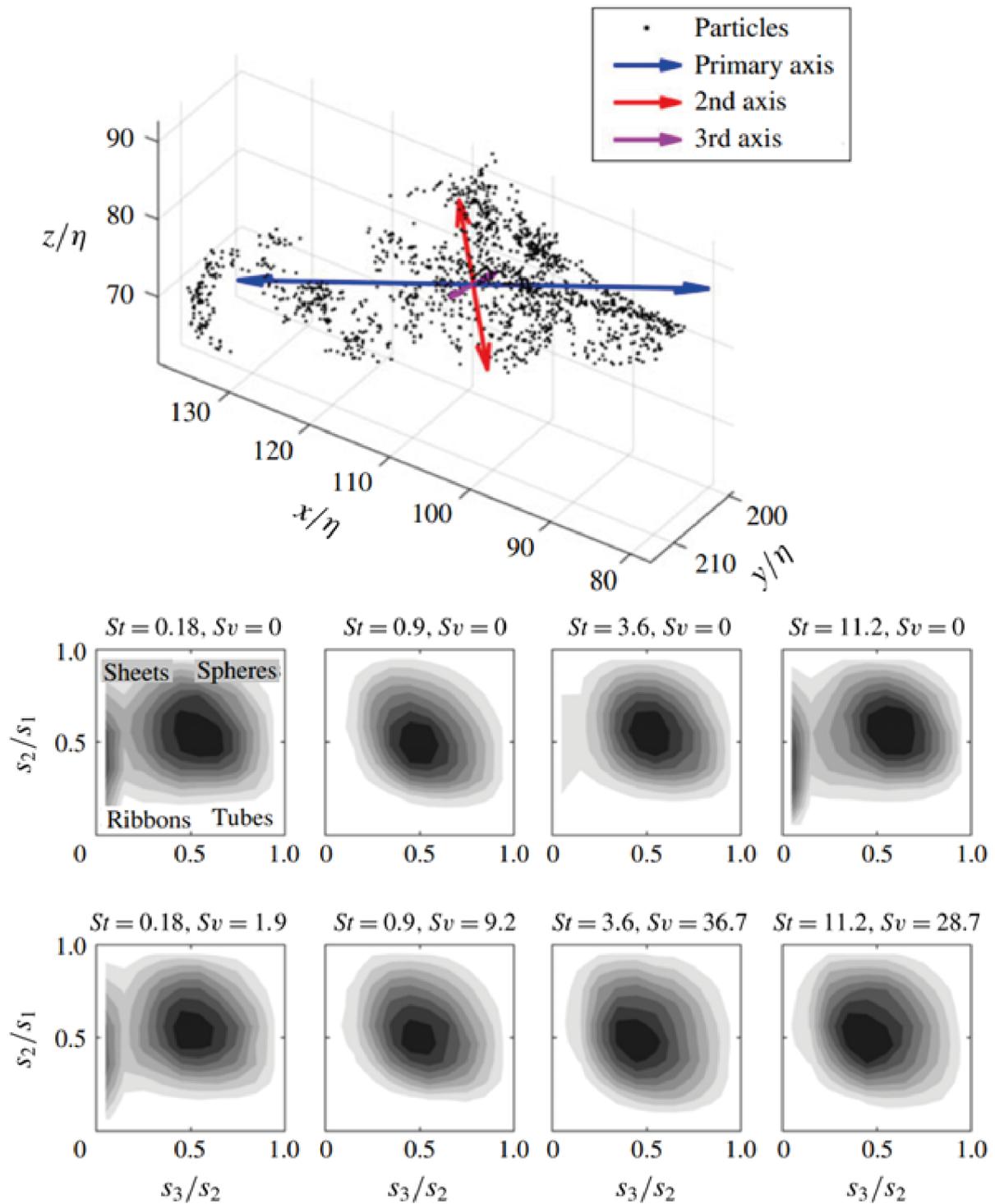


FIGURE 32 – Morphologie des « clusters ».

Haut : axes principaux d'un cluster dont la longueur est proportionnelle aux valeurs singulières de chaque axe. Bas : rapports d'aspect des différents axes selon leur valeur singulière propre. Les axes indiquent les topologies extrêmes (rapport d'aspect valant 0 ou 1) pour différents nombres de Stokes (St) et paramètres de sédimentation $Sv = \tau_p g / u_\eta$, où τ_p est le temps de chute de la particule et u_η est l'échelle de vitesse de Kolmogorov (Baker *et al.*, 2017).

Quel que soit le mécanisme à l'origine de leur formation, les clusters ont une influence sur les propriétés et la dynamique des mélanges multiphasés et peuvent favoriser la sédimentation dans

les suspensions à concentration intermédiaire (Breard *et al.*, 2016; Weit *et al.*, 2019). Dans les expériences de CDPs menées à grande échelle (Breard *et al.*, 2016; Breard et Lube, 2017), les clusters se situent dans la zone intermédiaire entre l'écoulement basal concentré et la déferlante diluée, et ils possèdent une forme dendritique. Ils ont des longueurs de plusieurs décimètres (FIG. 33), et chutent à des vitesses terminales deux à trois fois supérieures à celles des particules individuelles (Breard *et al.*, 2016). Cette sédimentation accélérée (Gidaspow, 1994), qui correspond à ce qui a longtemps été supposé être une sédimentation rapide de particules en suspension (par exemple, Druitt *et al.*, 2002), est un mécanisme pouvant expliquer la génération de pression de fluide dans les écoulements pyroclastiques (Dufek et Bergantz, 2007a). Ce régime est actuellement le moins bien compris des trois régimes de concentration présentés ici. Cette méconnaissance est autant due à la nature transitoire du phénomène de « clustering » qu'aux interactions simultanées gaz-particules et particules-particules qui se produisent. Pourtant, sa compréhension permettrait d'expliquer le lien entre les régimes dilué et concentré, ainsi que la stratification de la densité et la sédimentation des particules dans les courants de densité pyroclastiques.

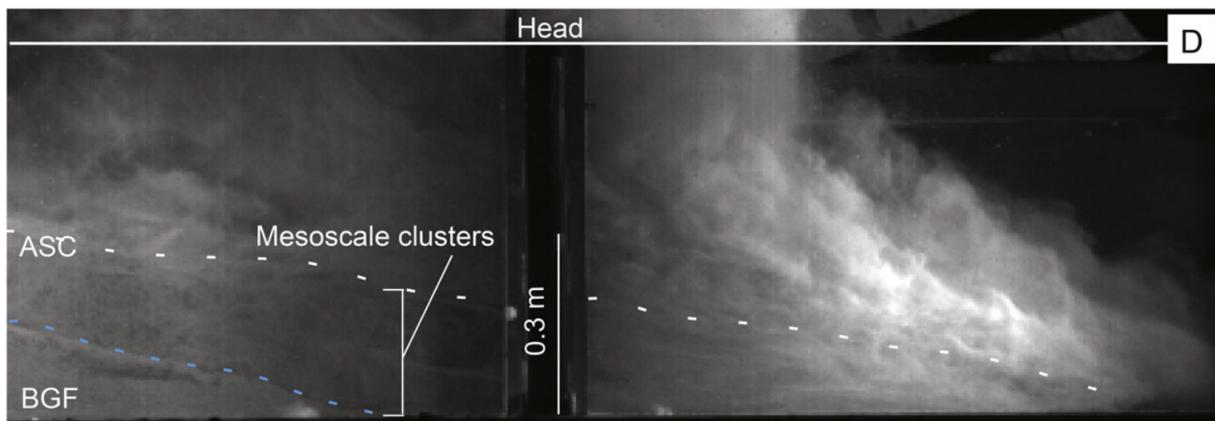


FIGURE 33 – Structure interne de la tête d'un écoulement expérimental analogue aux CDPs. Trois parties sont remarquables : un écoulement concentré basal (BGF pour « Basal granular-fluid flow »), une couche intermédiaire composée de clusters (Mesoscale clusters) et une partie supérieure diluée (ACS pour « Ash-cloud surge »). Les lignes pointillées indiquent les transitions entre ces différentes parties (Breard et Lube, 2017).

2.4.3 Régime concentré

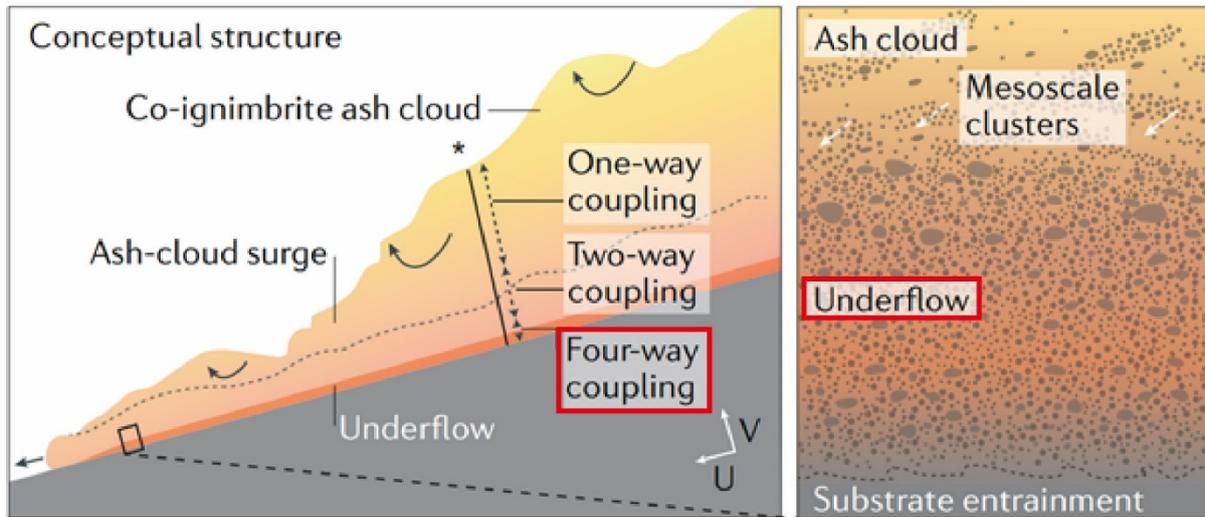


FIGURE 34 – Structure conceptuelle d'un écoulement pyroclastique concentré.

Dans cette partie, la zone d'intérêt correspond à l'« Underflow » en régime « Four-way coupling » (Lube *et al.*, 2020).

Les mécanismes de transport et de dépôt des CDPs de concentration $\phi_v \geq 0,3$ vol.%, ont été étudiés au travers d'expériences sur les écoulements eau-particules (Stix, 2001; Choux *et al.*, 2002), les écoulements granulaires secs (Pouliquen et Vallance, 1999; Mangeney *et al.*, 2010) et les écoulements de gaz-particules fluidisés (Girolami *et al.*, 2010; Rowley *et al.*, 2014; Smith *et al.*, 2018). Cependant les régimes des écoulements eau-particules limitent l'interprétation de ces expériences analogiques, du fait du faible rapport de masse volumique ($\rho_p \sim \rho_f$) entre la phase solide et la phase fluide et de la forte viscosité de cette dernière (la troncature de l'Eq. 2.4 ou de Bassinet-Boussinesq-Ossen proposée par Raju et Meiburg (1995) en Eq. 2.6 n'est plus possible). En effet, l'expression de la force de traînée (F_d) en fonction des forces de masse virtuelle (F_v) et de Basset (F_B) sont définies comme (Maxey et Riley, 1983) :

$$F_B \approx F_d \sqrt{Re} \frac{d_p}{h} \quad (2.19)$$

$$F_v \approx F_d Re \left(\frac{d_p}{h} \right)^2 \quad (2.20)$$

Les forces de masse virtuelle et de Basset sont négligeables si : (i) $Re \leq 1$, (ii) $d_p \leq h$, ou (iii) $\rho_p \gg \rho_f$. À la différence des mélanges gaz-particules où le rapport de masse volumique excède 10^3 , ce rapport ne dépasse pas ~ 3 dans le cas d'un mélange liquide-particules. Ainsi, des nombres sans dimension sont utilisés pour caractériser la dynamique des écoulements en tenant compte des forces exercées par le solide et le fluide. Le nombre de Bagnold est défini comme le rapport de la contrainte solide de collision sur la contrainte de cisaillement visqueux fluide (Bagnold, 1954),

$$Ba = \frac{\phi_v \rho_p d_p^2 \dot{\gamma}}{(1 - \phi_v) \mu_f} \quad (2.21)$$

où $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement, et μ_f est la viscosité dynamique du fluide. Les valeurs de Ba inférieures à ~ 40 indiquent un régime « macrovisqueux » pour lequel les contraintes normales sont proportionnelles au taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et où la viscosité du fluide interstitiel influence fortement la dynamique de l'écoulement. Les valeurs de Ba supérieures à ~ 450 indiquent un régime d'écoulement dominé par les collisions entre particules (Bagnold, 1954; Savage, 1984). Les cas intermédiaires ($40 < Ba < 450$) correspondent à un régime transitoire. Le nombre de Darcy est défini comme le rapport de la traînée du fluide dans un milieu poreux sur les contraintes solides de collision (Iverson, 1997), tel que

$$Da = \frac{\mu_f \dot{\gamma} k}{\phi_v \rho_p \dot{\gamma}^2} \quad (2.22)$$

où k est la perméabilité hydraulique. Ce nombre permet de quantifier la tendance de la pression du fluide interstitiel à réduire les interactions entre particules, et les interactions solide-fluide dominant lorsque Da est élevé. Le nombre de Savage, défini par Savage et Hutter (1989) et généralisé par Iverson (1997), exprime le rapport de la contrainte de collision sur la friction solide (c'est-à-dire le mouvement tangentiel) et il a une signification physique lorsque la pression du fluide interstitiel est négligeable :

$$Sa = \frac{\rho_p d_p^2 \dot{\gamma}^2}{(\rho_p - \rho_f) g h} \quad (2.23)$$

où h est l'épaisseur du courant. Sur la base de diverses données, Savage et Hutter (1989) ont déduit que si $Sa > 0, 1$, les contraintes de collision dominent celles de friction. Ce nombre est également une variante du nombre d'Inertie, défini comme le rapport entre le temps de chute d'une particule et de cisaillement (da Cruz *et al.*, 2005) :

$$I = \dot{\gamma} d_p \frac{\rho_f}{P} \quad (2.24)$$

Une faible valeur de I (petit taux de cisaillement $\dot{\gamma}$ et/ou grande pression P) correspond à un régime où l'inertie des grains est négligeable : il s'agit du régime critique quasi-statique. À l'inverse, une grande valeur de I (petite pression P et/ou grand taux de cisaillement $\dot{\gamma}$) correspond au régime collisionnel. En faisant varier I , on peut étudier la transition progressive entre ces deux régimes. Ce nombre est aussi une variante du nombre de Coulomb (Ancy *et al.*, 1999). Pour les courants de densité pyroclastiques, ces nombres sans dimension sont dans les gammes $10^0 \leq Ba \leq 10^2$, $10^1 \leq Da \leq 10^3$, $10^0 \leq Sa \leq 10^2$ et $10^0 \leq I \leq 10^1$ (Dufek *et al.*, 2015; da Cruz *et al.*, 2005). Ces valeurs indiquent que, dans le régime concentré, les collisions sont équivalentes ou majoritaires comparées à la traînée du fluide (Ba). Les valeurs du nombre de Darcy (Da) indiquent que la pression interstitielle atténue les collisions, et les faibles valeurs du nombre de Savage (Sa) indiquent que lorsque $\phi_v \approx \phi_{max}$, la friction domine les collisions, à condition que la pression interstitielle soit négligeable. Ainsi, la phase fluide joue un rôle majeur dans le contrôle de la dynamique des écoulements dans le cas d'une forte pression du fluide interstitiel qui rend les interactions gaz-particules dominantes par rapport aux interactions particules-particules (par exemple, Iverson, 1997; Iverson et Denlinger, 2001; Druitt *et al.*, 2007) (FIG. 35).

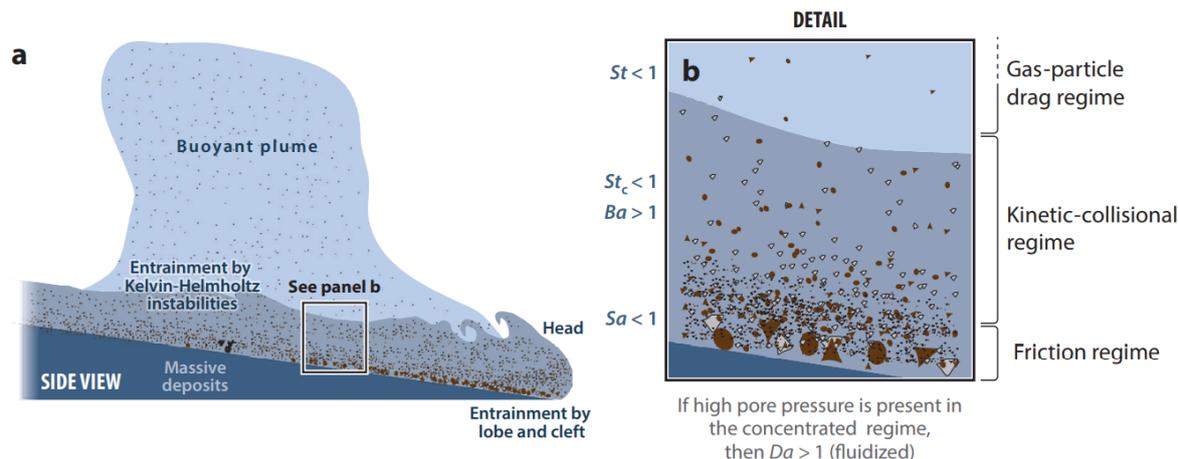


FIGURE 35 – Régimes physiques dans les CDPs concentrés.

a Structure interne d'un CDP. L'air est entraîné à la tête du courant par les instabilités de type « Lobe et Cleft » et à son sommet par les instabilités de « Kelvin-Helmholtz ». **b** Zoom sur les différents régimes dans la partie basale concentrée de cet écoulement. Le nombre de Stokes collisionnel (St_c) tient compte de l'influence des collisions interparticulaires sur le mouvement des particules. Dans la région proche de l'écoulement basal $St_c < 1$, indiquant que les collisions jouent un rôle dans la redistribution de la quantité de mouvement. Proche de l'écoulement basal, le nombre de Bagnold (Ba) est supérieur à 1, ce qui indique que le mouvement des particules est encore principalement déterminé par les interactions gaz-particules. Le nombre de Savage (Sa) est inférieur à 1, indiquant que la friction domine le mouvement des particules. Si l'écoulement basal est fluidisé, le nombre de Darcy (Da) sera supérieur à 1 (Dufek, 2016).

L'hypothèse de fluidisation des CDPs a été proposée dès le début des années 1900s par Anderson et Flett (1903) et Lacroix (1904). Le paramètre physique clé de la fluidisation est la pression du fluide interstitiel qui résulte (i) du mouvement différentiel vertical gaz-particules et de la traînée associée, qui se produit lorsqu'un gaz de source interne ou externe percole vers le haut et/ou lorsqu'un mélange granulaire se compacte et expulse le gaz interstitiel vers le haut (Bareschino et al., 2008; Chédeville et Roche, 2014; Breard et al., 2016, 2018; Lube et al., 2019) (FIG. 36), ou (ii) des oscillations relatives gaz-particules qui provoquent des mouvements de fluide rotatifs réguliers dans une couche limite autour des particules, un phénomène appelé « acoustic streaming » (Valverde, 2015a,b; Valverde et Soria-Hoyo, 2015; Soria-Hoyo et al., 2019) (FIG. 37), qui peut avoir pour origine les collisions entre les particules et le substrat rugueux à la base de l'écoulement concentré (Uhira et al., 1994; De Angelis et al., 2007). McTaggart (1960) a été le premier à traiter l'hypothèse de la fluidisation de manière expérimentale et il a observé que les coulées de sable chaudes se déplaçaient plus loin que les coulées froides. Il émit donc l'hypothèse que cela était dû à un réchauffement rapide et à une expansion de l'air froid ambiant piégé par les écoulements chauds, ce qui provoquait de fortes turbulences internes. (Brown, 2007) a soutenu que la grande mobilité des écoulements pyroclastiques pourrait plutôt être due à la fluidisation causée par les gaz libérés par les particules et qui percolent vers le haut.

La pression de fluide augmente avec la vitesse relative gaz-particule et elle est maximale lorsque tout le poids des particules est compensé, soit lorsque la vitesse vaut (Dufek et al., 2015) (FIG. 36).

$$u_{mf} = \frac{k}{\mu_f} \frac{P_{mf}}{h} \quad (2.25)$$

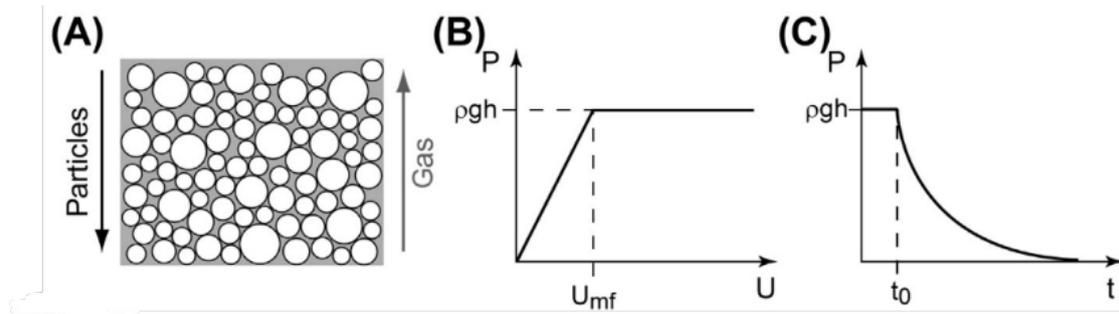


FIGURE 36 – Principes de la fluidisation et défluidisation.

(A) Mouvement relatif gaz-particule dans un lit granulaire concentré, le gaz s'écoule vers le haut et/ou les particules chutent vers le bas. (B) Pression de fluide (P) en fonction de la vitesse relative gaz-particule (U); à $u > u_{mf}$ tout le poids du lit est compensé. (C) Absence de flux de gaz et diffusion de la pression de fluide à partir de t_0 (Dufek *et al.*, 2015).

où u_{mf} est la vitesse minimale de fluidisation, k est la perméabilité hydraulique du milieu granulaire, h est la hauteur du lit et P_{mf} est la pression interstitielle du fluide pour cette vitesse. La petite taille des particules constituant la matrice de cendres des écoulements pyroclastiques induit une faible perméabilité $k \sim 10^{-13} - 10^{-11} \text{ m}^2$ (Druitt *et al.*, 2007; Breard *et al.*, 2019b; Dufek *et al.*, 2015) et une vitesse u_{mf} de l'ordre de 1 mm/s (Druitt *et al.*, 2007). La pression de gaz interstitielle atténue les frottements solides (Breard *et al.*, 2019a; Lube *et al.*, 2019), et la faible friction associée est une cause possible de la longue distance de parcours des coulées pyroclastiques concentrées (Iverson et Denlinger, 2001; Girolami *et al.*, 2008; Roche *et al.*, 2008).

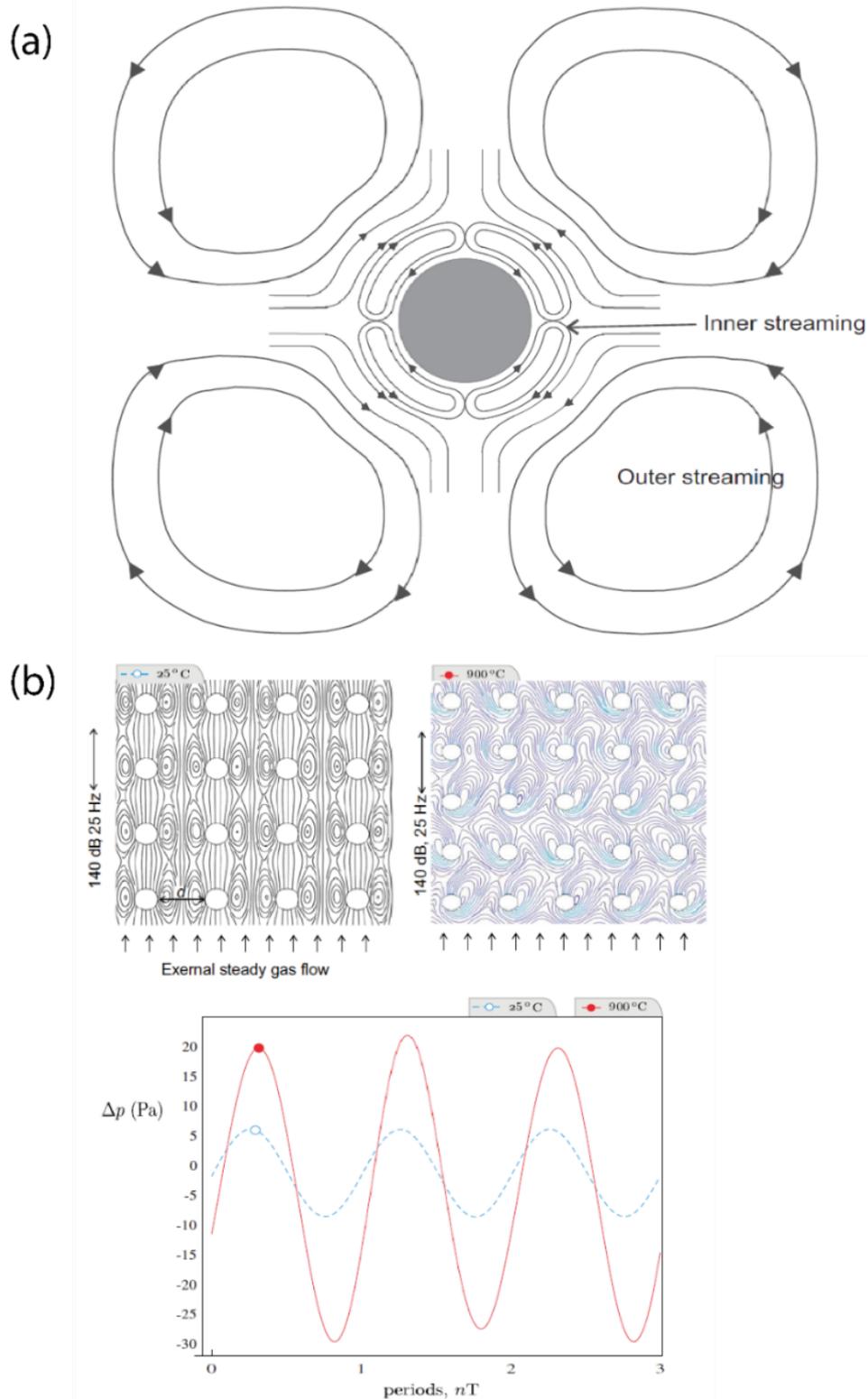


FIGURE 37 – Phénomène d'« acoustic streaming ».

(a) Illustration schématique des structures de l'écoulement d'un fluide provoqué par une onde sonore stationnaire oscillant parallèlement à l'axe d'un cylindre ou une sphère dont le rayon R est inférieur à la longueur d'onde ($R \ll \lambda$). (b) Variation de la pression de fluide à travers un réseau de cylindres oscillant verticalement (de $200 \mu\text{m}$ rayon et distance $d = 4R$) à une fréquence de $f = 25 \text{ Hz}$ et soumis à un flux de gaz constant imposé de vitesse $u = 0,7 \text{ m/s}$ pour différentes valeurs de température (25 °C et 900 °C). Figures de Valverde (2015b).

Le phénomène de fluidisation est illustré par des expériences analogiques en laboratoire montrant que les écoulements granulaires avec une pression de fluide interstitielle élevée se propagent comme des écoulements de fluide pur inertiels [Roche et al. \(2008\)](#) (FIG. 38).

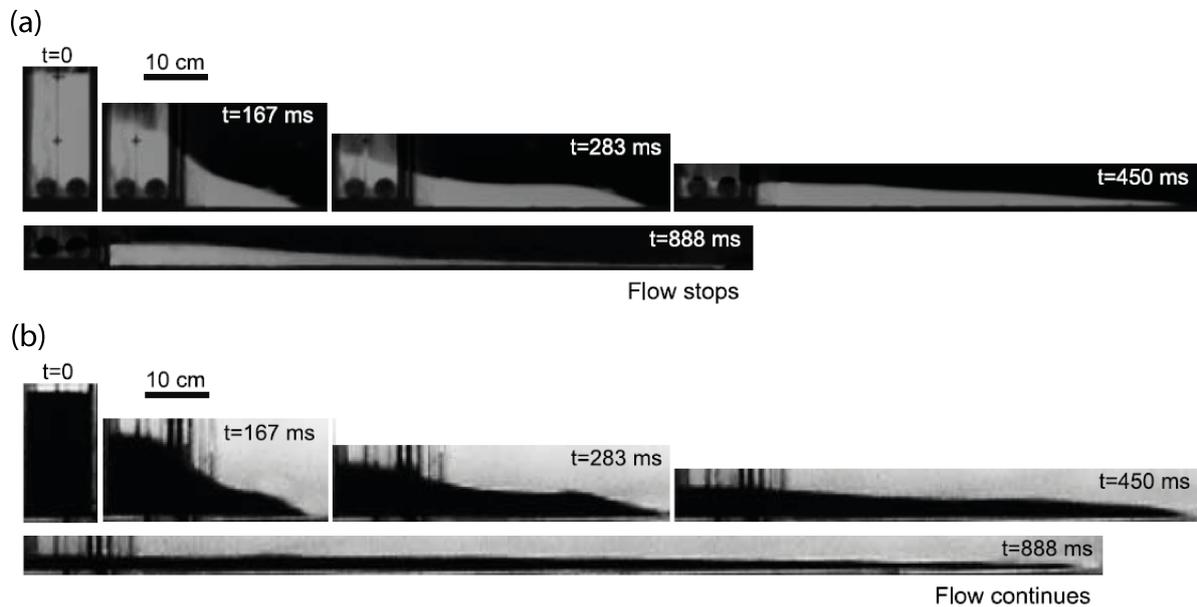


FIGURE 38 – Expériences de type « rupture de barrage ».

Expérience de type « rupture de barrage », avec t le temps après relâchement. (a) Écoulement granulaire initialement fluidisé et expansé (2,5 – 4,5 %) à l'aide d'un flux d'air injecté à une vitesse $u_{mb} = 1,6 - 1,7u_{mf}$ dans le réservoir et (b) écoulement d'eau teintée. Une différence comportementale entre ces deux écoulements est observée après $t = 450$ ms. Modifié de [Roche et al. \(2008\)](#).

Ce comportement de type fluide a été mis en évidence en particulier par l'intermédiaire du nombre de Froude (Fr) ([Benjamin, 1968](#)) et du nombre de Froude initial (Fr_0) dans des expériences de rupture de barrage ([Roche et al., 2008](#); [Girolami et al., 2008, 2015](#)) :

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{g'h}} \quad (2.26)$$

$$Fr_0 = \frac{u}{\sqrt{g'h_0}} \quad (2.27)$$

où u , h et h_0 sont la vitesse, l'épaisseur de l'écoulement et l'épaisseur initiale du lit granulaire relâché, et g' correspond à la gravité réduite égale à $g(\rho_m - \rho_f)/\rho_f$ d'après [Benjamin \(1968\)](#) (Dans le cas présent, $g' \sim g$). Un autre paramètre sans dimension utile est le nombre dit de pression de pore ([Iverson et Denlinger, 2001](#)) :

$$Pr = \frac{L/g^{1/2}}{h^2/D_f} \quad (2.28)$$

avec L et h la longueur et la hauteur typiques de l'écoulement, respectivement, et $D_f = k/((1 - \phi_v)\mu_f\kappa)$ le coefficient de diffusion de la pression interstitielle (avec κ la compressibilité du gaz). Pr est le rapport de l'échelle de temps d'advection de la pression interstitielle (cf. durée de l'écoulement) sur l'échelle de temps de diffusion de la pression interstitielle. Les valeurs $Pr \ll 1$ s'appliquent dans la plupart des écoulements géophysiques et indiquent que si une pression interstitielle élevée se développe, le temps de diffusion de celle-ci est

supérieur au temps de propagation de l'écoulement (Iverson et Denlinger, 2001). De plus, étant donné que Pr diminue de façon quadratique lorsque l'épaisseur de l'écoulement augmente, les écoulements à grande échelle préservent les pressions relativement plus longtemps que les écoulements à petite échelle pour une même composition de mélange. Pour des valeurs de $Pr \gg 1$, la pression interstitielle est négligeable et les écoulements sont faiblement voire pas fluidisés.

Une variété d'interactions entre la phase fluide et la phase solide, dans les écoulements générées par une compaction ou une dilatation locale de l'écoulement, cause des variations de la pression interstitielle (Iverson, 2005). La compaction du mélange se produit lors de l'accumulation de particules en chute libre, par exemple, lorsque les particules tombent dans les interstices du substrat et chassent l'air interstitiel vers le haut (mécanisme d'autofluidisation, Chédeville et Roche, 2014, 2015) ou lors de la sédimentation rapide de clusters (Chen, 2016; Breard *et al.*, 2019a). Inversement, une dilatation locale du lit granulaire associée à de forts gradients de cisaillement verticaux engendre un déplacement de gaz vers les zones de plus basse pression ainsi qu'une lubrification par l'air à la base de l'écoulement (Lube *et al.*, 2019) (FIG. 39).

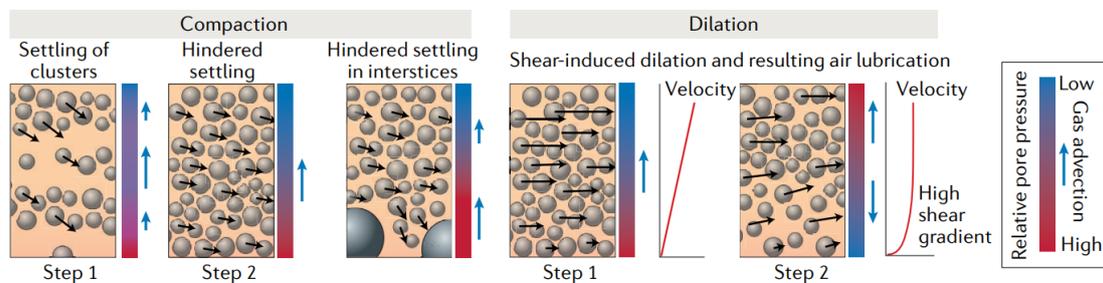


FIGURE 39 – Mécanisme d'autofluidisation.

Synthèse des mécanismes de rétroaction générant et modulant la pression de pore. Les flèches noires représentent les vitesses des particules (Lube *et al.*, 2020).

Lorsque ces mécanismes d'autofluidisation n'opèrent plus, la pression de fluide interstitielle diminue progressivement à travers le lit par diffusion et ne disparaît donc pas instantanément. Le temps de diffusion $t_d \propto h^2/D$ dépend donc de la perméabilité. Notons que des processus transitoires, tels que la fragmentation des particules dans l'écoulement (Dufek et Manga, 2008), l'attrition (usure par frottement) (Druitt *et al.*, 2004), la ségrégation (Calder *et al.*, 2000), l'incorporation de fragments du substrat (Roche *et al.*, 2016; Pollock *et al.*, 2019) contribuent à faire varier la granulométrie donc de la perméabilité de l'écoulement.

Les régimes des écoulements fluide-particules à l'échelle microscopique sont définis à l'aide de trois paramètres adimensionnels introduits par Courrech du Pont *et al.* (2003) : le nombre de Stokes granulaire (St_g), le nombre de Reynolds des particules en régime dense ou nombre de Reynolds granulaire (Re_g), et un nombre r qui est fonction de la densité des particules, du fluide et le coefficient de traînée (r) :

$$St_g = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \frac{\alpha d_p \sqrt{\rho_p P_s}}{\mu_f} \quad (2.29)$$

$$r = \sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_f C_d}} \quad (2.30)$$

$$Re_g = \frac{St_g}{r} = \frac{\alpha d_p}{\mu_f} \sqrt{\frac{2\rho_f C_d P_s}{3}} \quad (2.31)$$

C_d est le coefficient de traînée et α dépend du diamètre des particules et de la perméabilité ($\alpha = k/d_p^2$) (Carman, 1997). Comme l'ont démontré (Courrech du Pont *et al.*, 2003), trois régimes peuvent être définis en fonction de la valeur de ces trois paramètres. Ainsi, pour $St_g \gg 1$ et $r \gg 1$, la particule est en régime de chute libre et accélère (« régime de chute »). Lorsque $St_g \ll 1$ et $r \gg 1$, la particule est dans le « régime visqueux » où la force visqueuse du fluide domine. En revanche, $St_g \gg 1$ et $r \ll 1$, la particule est dans le « régime inertiel », où les forces inertielles du fluide sont prédominantes. Pour $St_g \ll 1$ et $r \ll 1$, la particule atteint une vitesse limite dépendant du nombre de Reynolds de la particule : lorsque $Re_g \ll 1$, le régime est visqueux, tandis que pour $Re_g \gg 1$, le régime est inertiel. Cette classification a été appliquée aux cas des écoulements sous-marins par Cassar *et al.* (2005) et récemment aux écoulements pyroclastiques (Lube *et al.*, 2020) (FIG. 40).

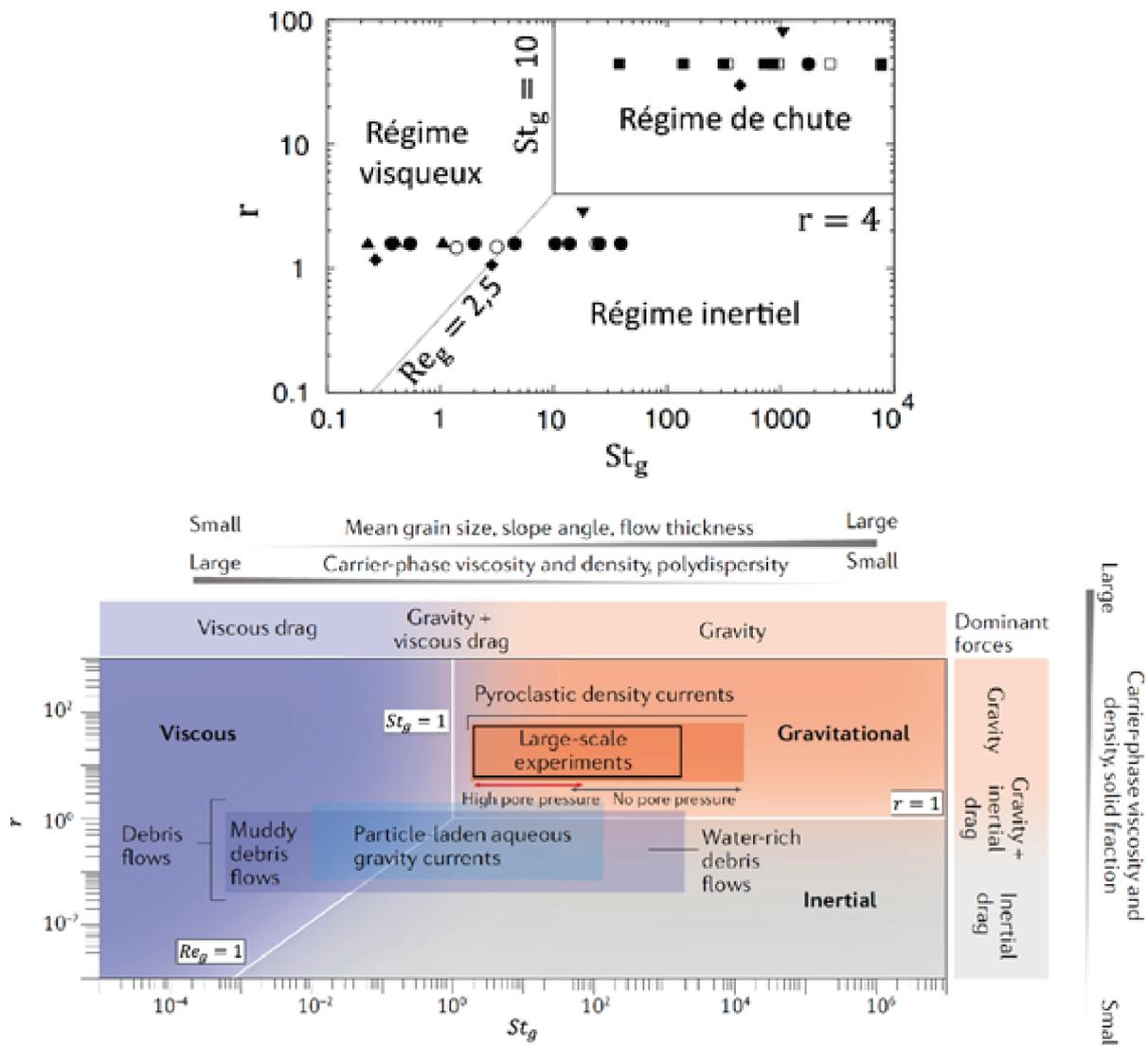


FIGURE 40 – Régimes des écoulements concentrés.

Haut : diagramme des différents régimes de chute de particules en fonction de r et St_g . Les symboles correspondent à des billes de verre dans l'air (carré plein), dans l'eau (rond plein) ou dans une huile de silicone (triangle plein), des sphères de nylon (losange plein) et des sphères d'acier dans l'eau ou l'air (triangle inversé plein). Les autres symboles correspondent aux résultats de [Evesque \(1991\)](#) (carré vide) et [Allen \(1970\)](#) (cercle) avec des billes de verre dans l'air ou dans différents mélanges eau-glycérol (modifié de [Courrech du Pont et al., 2003](#)). Bas : domaines d'écoulements gaz-particules délimités par r , Re_g et St_g (Eq. 2.29, 2.30 et 2.31). Les expériences à grande échelle utilisant du matériau volcanique ainsi que les écoulements naturels sont dans le domaine gravitaire ([Lube et al., 2020](#)).

2.5 Aléas liés aux courants de densité pyroclastiques

Les CDPs sont la cause d'un tiers des décès et blessures d'origine volcanique à travers le monde ([Auker et al., 2013](#)) et sont responsables d'au moins 10000 victimes depuis 1700 ([Auker et al., 1984](#)). Au cours de la dernière décennie, le nombre de décès confirmés à la suite des éruptions du Merapi (Indonésie) en 2010 ([Surono et al., 2012](#)), de l'Ontake (Japon) en 2014 ([Kaneko et al., 2016](#)), du Sinabung (Indonésie) en 2014 et 2016 ([Berger, 2017](#); [Andreastuti et al., 2019](#); [Gunawan et al., 2019](#)), du Fuego (Guatemala) en 2018 ([Group, 2018](#)), du Stromboli (Italie) en

2019, de White Island (Nouvelle-Zélande) en 2019 est d'au moins 650. Le nombre de victimes aurait été bien plus élevé si, par exemple, la surveillance géophysique n'avait conduit à une évacuation massive au Merapi (Pallister *et al.*, 2013) ou si les écoulements de l'éruption du Te Maari de 2012 avaient englouti le sentier de randonnée le plus populaire de Nouvelle-Zélande pendant l'éruption (Lube *et al.*, 2014). Le danger relatif à ces écoulements est dû autant à leurs compositions (hautes teneurs en gaz toxiques et en particules) qu'à leurs propriétés physiques (température et pression dynamique élevées). Les températures peuvent, selon les indicateurs de dommages thermiques enregistrés, être supérieures à 800 °C (Cole *et al.*, 2015). Les exemples des éruptions de la Soufrière et de la Montagne Pelée, (Lacroix, 1904; Tanguy, 1994; Sparks *et al.*, 2002) indiquent des températures de 400 – 500 °C. Cette grande variabilité de température peut avoir différentes causes (Jenkins *et al.*, 2013) comme (a) la température du magma émis (Tanguy, 1994; Sparks *et al.*, 2002; Surono *et al.*, 2012), (b) l'entraînement de l'air ou (c) l'incorporation de grand volume de roches saturées en eau (par exemple lors de l'effondrement de systèmes hydrothermaux). Bien que les données sur les limites de tolérance humaine aux chaleurs extrêmes soient rares (Birch, 1988), Buttner (1950) et Buettner (1950) ont estimé qu'une personne légèrement vêtue pourrait survivre entre 2 – 5 minutes dans un air sec à une température de 200 – 250 °C. Il est important de noter qu'à ces températures l'air serait encore respirable Buettner (1950), mais la peau non protégée par des vêtements brûlerait. Cependant, l'ajout de cendres à cet air, même à des températures modérées d'environ 70 °C, provoquerait des brûlures immédiates de la peau et des voies respiratoires (Moritz et Henriques, 1947). En effet, les particules de taille inférieure à 2 μm dans les déferlantes (Sparks, 1976) sont plus petites que les tailles respirables par l'homme (moins de 7 μm) et sont capables de pénétrer dans les alvéoles des poumons (Cotes et Steel, 1987). L'entrée de fines particules de cendre dans le système respiratoire peut causer la mort par (i) œdème du larynx obstruant les voies respiratoires et survenant en quelques minutes, (ii) œdème pulmonaire ou (iii) constriction sévère des voies respiratoires (Baxter, 1990) (FIG. 41).

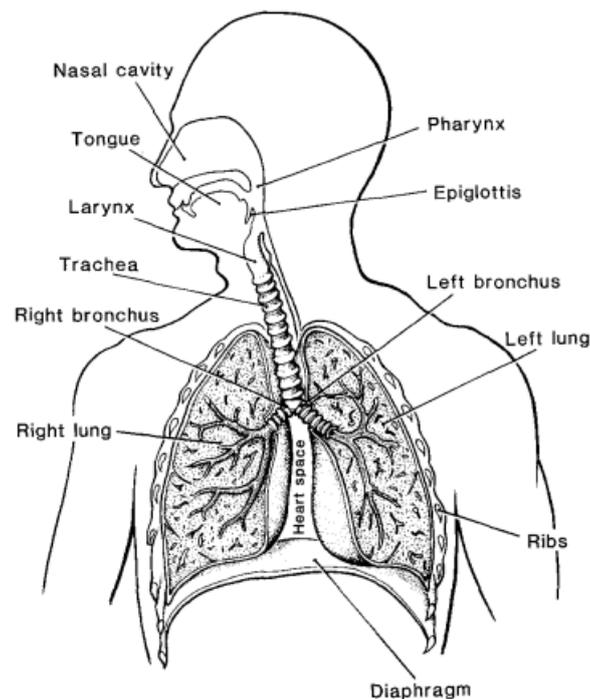


FIGURE 41 – Système respiratoire humain.

Un œdème correspond à une accumulation excessive de liquide dans les espaces intercellulaires des tissus. Ainsi, l'œdème laryngé entraîne un gonflement des tissus pouvant mener à l'occlusion. L'œdème pulmonaire peut entraîner la mort par asphyxie (manque d'oxygène) après accumulation de liquide dans les poumons (Baxter, 1990).

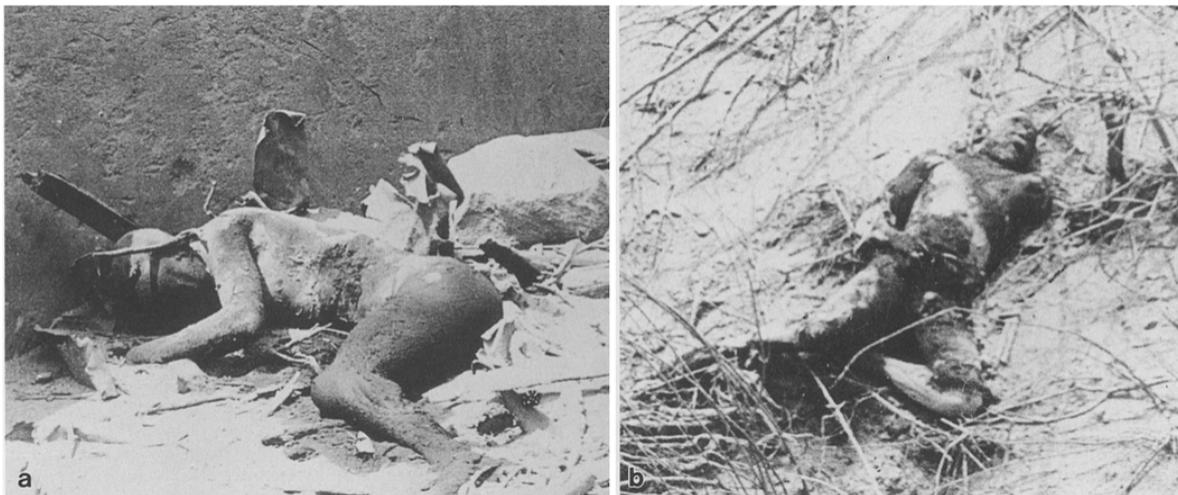
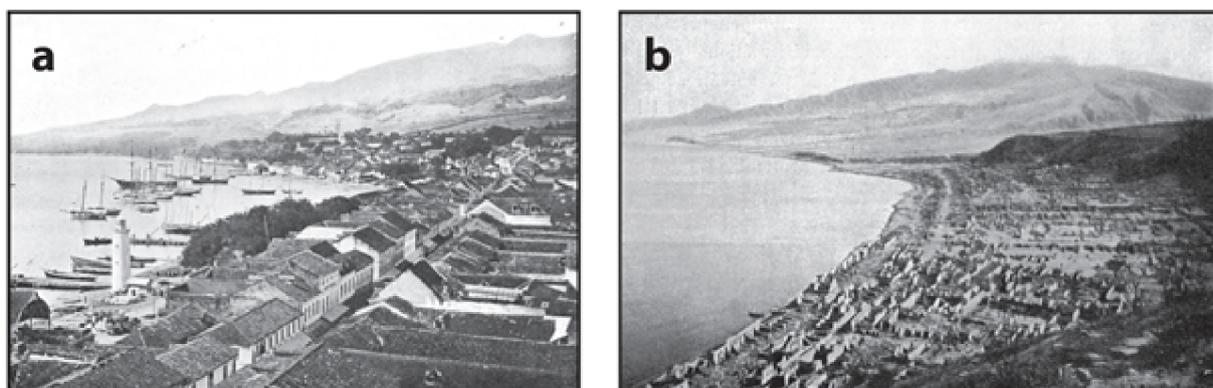


FIGURE 42 – Victimes de CDPs (éruption de la Montagne Pelée 1903).

Cadavres dont les postures figées sont dues à l'exposition du corps à une chaleur intense (au moins 200 °C). Modifié de Baxter (1990), d'après Lacroix (1904).

Les morts sont dans la plupart des cas foudroyantes et immédiates pour les individus directement exposés aux écoulements (voir FIG. 42). Elles peuvent néanmoins, dans certains cas, survenir quelques heures après l'inhalation de grandes quantités de cendre si la personne ne s'est pas assez bien protégée (Baxter, 1990). Les gaz toxiques (H_2S , CO , CO_2 , SO_2) et la

vapeur d'eau (H_2O) peuvent également causer l'asphyxie (Munro et Robertson, 1975; Chu, 1981; Baxter et Kapila, 1989). De plus, les écoulements peuvent provoquer chez les victimes des traumatismes secondaires (impact de projectiles qu'ils soient pénétrants ou non pénétrants) et tertiaires (projection du corps lié au souffle) similaires à ceux observés en cas d'explosions nucléaires (Glasstone et Dolan, 1977; Marshall, 1977). Valentine (1998), a analysé les dommages causés aux structures par les blasts et les surges volcaniques en faisant référence à ces explosions (Glasstone et Dolan, 1977). D'autres chercheurs, tels que Hool (1958) et Clarke *et al.* (1997), ont utilisé les dommages aux poteaux, aux arbres et aux structures, ainsi que le déplacement d'objets, pour estimer la pression dynamique. En effet, ce paramètre est clairement l'un des principaux déterminants du degré de dommage observé dans les zones impactées (Valentine, 1998; Clarke et Voight, 2000), avec des pressions dynamiques ($P_d = (1/2)\rho_m u_m^2$) de l'ordre de 1 – 28 kPa (Neri *et al.*, 2014; Jenkins *et al.*, 2013). Les exemples incluent les ruines de Pompéi (Gurioli *et al.*, 2005), la destruction totale de Saint Pierre, Martinique (Lacroix, 1904; Baxter *et al.*, 2005; Will, 1903) et les nombreux arbres déracinés observés au Mont Saint Helens en 1980 (Lipman et Mullineaux, 1981) (FIG. 43).



Eruption	VEI ^a	Number of deaths	Dead: injured ratio ^b
Mount Pelée, 1902	4	28 000	230:1
La Soufrière, 1902	4	1 565	11:1
Taal, 1911 ^c	4	1 335	10:1
Mount Lamington, 1958	4	2 942	44:1
Mount St. Helens, 1980	5	58	16:1

FIGURE 43 – Dommages causés par les CDPs.

Exemple de la ville de Saint-Pierre, Martinique, avant **a** et après **b** l'éruption de la Montagne Pelée en 1902. Photos de Lacroix (1904), modifié de Dufek (2016). Bas : tableau rapportant l'index d'explosivité (VEI), le nombre de morts et la proportion morts/ Blessés pour 5 éruptions (Baxter, 1990).

Les données de terrains couplées aux calculs théoriques permettent d'estimer la pression dynamique en tenant compte de la résistance des matériaux et des structures. Ainsi, Hendry *et al.* (1997) ont pu donner une estimation de la pression dynamique requise pour l'effondrement de murs, Clarke et Voight (2000) estimèrent la pression nécessaire au déracinement des arbres, et Wills *et al.* (2002) et Spence *et al.* (2002) estimèrent la pression nécessaire pour déplacer des rochers (voir la FIG. 44 pour les méthodes). Des modèles permettent, d'estimer des gammes de pression dynamique à partir des arbres et des structures qui se sont effondrés (estimation de la

pression minimale) ou non (estimation de la pression maximale) (Jenkins *et al.*, 2013). La principale limite de cette méthode est le manque de connaissance sur la résistance des composants, l'âge et l'état des bâtiments (cf. qualité des matériaux).

Object:	Buildings	Trees	Missiles
Impact Value	Wall failure Minimum (damage) or maximum (no damage)	Felled Minimum (felled) or maximum (not felled)	Deposited from the PDC Maximum
Parameters measured	-Level of damage (e.g. zero, partial or total); -Orientation and sheltering; -Dimensions of structure (e.g. wall) and its components (e.g. bricks); -Size, location and type of openings; -Reinforced concrete bar locations and dimensions within columns and beams	-Level of damage (e.g. upright, snapped, felled); -Orientation and sheltering; -Dimensions (height, circumference); -Extent of delimiting; -Tree type	-Dimensions; -Shape (e.g. compact, rod, sheet); -Material (later laboratory analysis of samples allowed us to establish density); -Distance carried (where possible)
<i>P</i> is the dynamic pressure required to	Cause wall failure	Fell trees	Keep missiles in flight
Calculation	$P = [(2\mu + 2\beta^2/\alpha^2)/(3\beta - 2\beta^2)] \cdot f_b \cdot (t/w)^2$ Where: μ is the ratio of the vertical to horizontal modulus of rupture (2 for buildings at Merapi) β , a constant ($0 < \beta < 0.5$) giving the location of the point where the fracture line meets the free top edge of the wall, β is varied to minimise the lateral pressure α is the ratio of the wall height to its width (w) f_b is the modulus of rupture of the brickwork about the horizontal bed joint (0.15 to 0.45 N/mm ²) t/w are the wall thickness and width Following Hendry <i>et al.</i> (1997)	$P = M_{u,y}/r \cdot h^2 \cdot C_D$ Where: $M_{u,y}$ is the bending moment at failure (M_u) and the moment at yield (M_y) given as $1.36 \times 10^7 \cdot r^3$ r is the trunk radius h is the tree height C_D is the coefficient of drag (1.1 for a delimited tree)	$P = d \cdot \rho_m \cdot g / C_f$ Where: d is the missile diameter ρ_m is the density of the missile material g is acceleration due to gravity C_f is the force coefficient (1 for compact objects)
Reference	Following Hendry <i>et al.</i> (1997)	Clarke and Voight (2000)	Wills <i>et al.</i> (2002) and Spence <i>et al.</i> (2007)
Assumptions	Failure follows fracture lines; Wall supported on three sides ^a ; No openings. ^b	Failure at the base; Vertically uniform trunk; No branches or canopy remain. ^c	Compact object ^d ; Objects are loose prior to transport.

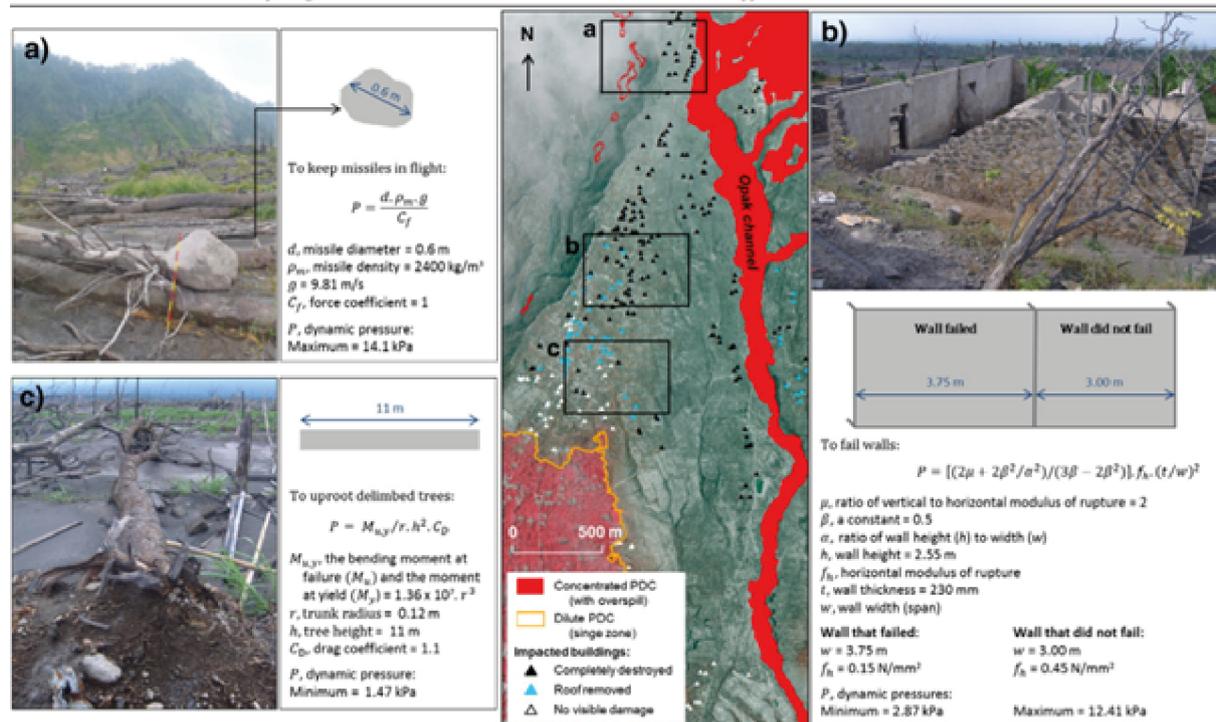


FIGURE 44 – Estimation de la pression dynamique des CDPs.

Haut : Méthodes de calcul de pression dynamique, hypothèses utilisées et paramètres mesurés pour les calculs des pressions dynamiques responsables des dommages causés aux bâtiments, aux arbres et au transport de projectiles. Bas : calculs de la pression dynamique sur des emplacements situés proches de Kinarejo et Umbulharjo (Mérapî, Indonésie) correspondant aux cas décrits dans le tableau. Ainsi a) correspond à un projectile, b) des arbres et c) un bâtiment (Jenkins *et al.*, 2013).

Enfin, des causes indirectes peuvent également être à l'origine du décès de nombreuses personnes comme des incendies, la foudre (Anderson et Flett, 1903; Somogyi et Tedeschi, 1977)

ou la formation de Lahar ([Vallance et Iverson, 2015](#)) (TAB. 2).

Area of devastation	Location	
	Open air	Inside intact building
Central (direct flow)	Burial Obliteration Heat Acute occlusion of large airways with irrespirable particles (asphyxia)	(buildings destroyed)
Peripheral (channelised flow)	Acute asphyxia from inhalation of respirable and large particles Cutaneous burns Secondary and tertiary trauma Pulmonary oedema (thermal injury) Acute respiratory distress syndrome Lightning ? Toxic gases Severe body abrasion	Laryngeal oedema Pulmonary oedema Acute respiratory distress syndrome Cutaneous burns ? Toxic gases
Marginal ^a	Acute asphyxia from particles Secondary trauma	(Low probability of death, but as above)

TABLEAU 2 – Causes indirectes des décès dus aux CDPs.

Résumé des principales causes de mort provoquée par les écoulements et déferlantes pyroclastiques. D'après [Baxter \(1990\)](#).

Lorsque la pression dynamique est faible et qu'un bâtiment reste intact, celui-ci offre de réelles chances de survie contre la chaleur, les projectiles et l'asphyxie à conditions de limiter l'inhalation des particules (mortelles dès que la concentration dépasse 100 g/m^3 , [Desaga, 1950](#); [Baxter, 1990](#)). Cette capacité de protection dépend, de la résistance de la structure (capacité à supporter un dépôt épais de cendres sans s'effondrer), de son étanchéité (cf. gaz, chaleur et particules) et de la résistance de l'individu à l'exposition à la chaleur, aux poussières inhalables et aux éventuels gaz toxiques (si les survivants n'ouvrent pas les fenêtres ou ne sortent pas à l'air libre juste après le passage d'un écoulement pyroclastique, [Baxter et Kapila, 1989](#)). Près de 100 millions de personnes vivent aujourd'hui sous la menace des CDPs ([Small et Naumann, 2001](#); [Chester et al., 2000](#)). Ce constat nous rappelle que le développement de modèles robustes et de stratégies de diminution des aléas liés aux écoulements est essentiel. Ces modèles dépendent de la compréhension des processus physiques qui contrôlent les écoulements pyroclastiques. C'est pourquoi l'apport de l'approche expérimentale dans l'étude des suspensions turbulentes diluées ou des lits fluidisés comme présenté au Chapitre 5 et au Chapitre 6 reste essentielle.

Deuxième partie

Méthodologie

Chapitre 3

Dispositif expérimental pour l'étude des suspensions turbulentes

3.1 Principe du dispositif expérimental

Les expériences ont été faites dans un tube cylindrique en plexiglas d'une hauteur de 1 m et d'un diamètre interne de 4 cm (FIG. 45). Une plaque poreuse d'une épaisseur de 1 cm et des pores de 20 μm a été placée à la base du tube, et l'ensemble a été positionné sur un support métallique en aluminium. Un système d'alimentation d'air a été utilisé pour générer un écoulement d'air ascendant à travers le support métallique puis la plaque poreuse et le tube. Pour les particules de petite taille (inférieure à 300 μm), le système d'air comprimé du laboratoire a été utilisé avec des régulateurs de débit. Pour les particules de plus grande taille, un compresseur permettant de délivrer un débit d'air jusqu'à ≈ 4000 L/min a été utilisé. À l'extrémité supérieure du tube, un cylindre de grand diamètre (10 cm) a été posé pour réduire la vitesse de l'air et collecter les particules éjectées hors du tube.

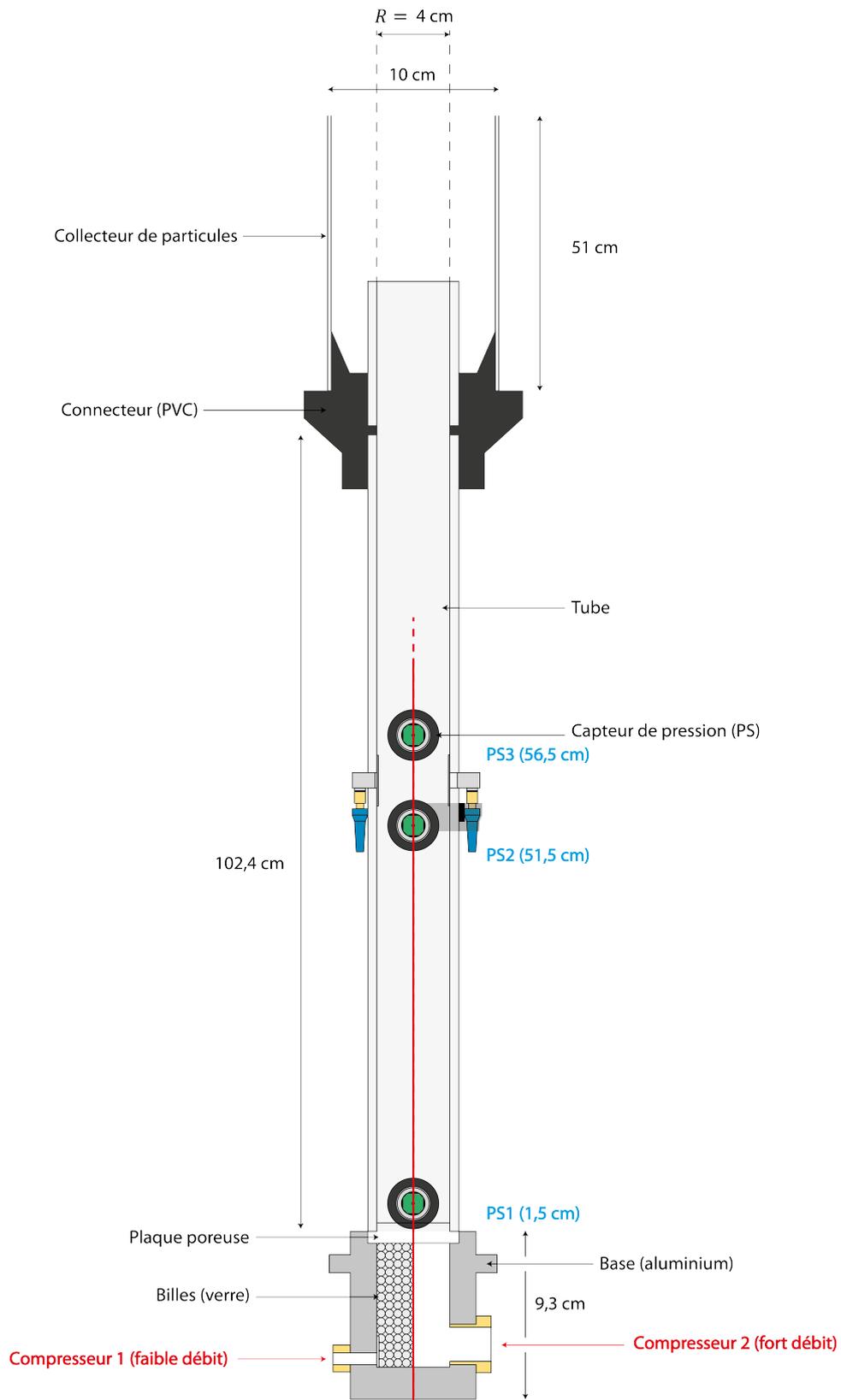


FIGURE 45 – Schéma du dispositif en coupe transversale.

Deux configurations sont représentées de part et d'autre de l'axe de symétrie. Gauche : configuration pour les petites particules ($< 300 \mu\text{m}$). Droite : configuration pour les plus grandes particules. La surface de la plaque poreuse est à une hauteur $Z_0 = 0 \text{ cm}$.

Des tests ont été réalisés dans le but (i) d'établir un protocole expérimental adéquat et (ii) de déterminer les hauteurs idéales pour placer les différents capteurs. Dans ces expériences, un tube de dimension de 102,4 cm de hauteur par 4 cm de diamètre intérieur était connecté à une base en aluminium. Pour comparer deux méthodes de mesures de concentrations des particules, deux capteurs de pression étaient fixés à 5 cm de hauteur l'un de l'autre, et des capteurs acoustiques étaient placés l'un en face de l'autre et entre chaque capteur de pression. Ce système de capteurs était placé à des hauteurs sur le tube de 35 cm et 55 cm correspondant aux positions des capteurs acoustiques. Cependant, pour de fortes concentrations initiales introduites dans le tube ($\phi_i \geq 2,5 \text{ vol.}\%$), le lit dense formé sur la plaque poreuse avant la mise en suspension des particules était si proche des capteurs en configuration basse (capteurs acoustiques à 35 cm) que les capteurs détectaient également les jets de particules provenant du lit. Ainsi, seule la configuration haute a été utilisée pour la suite du projet.

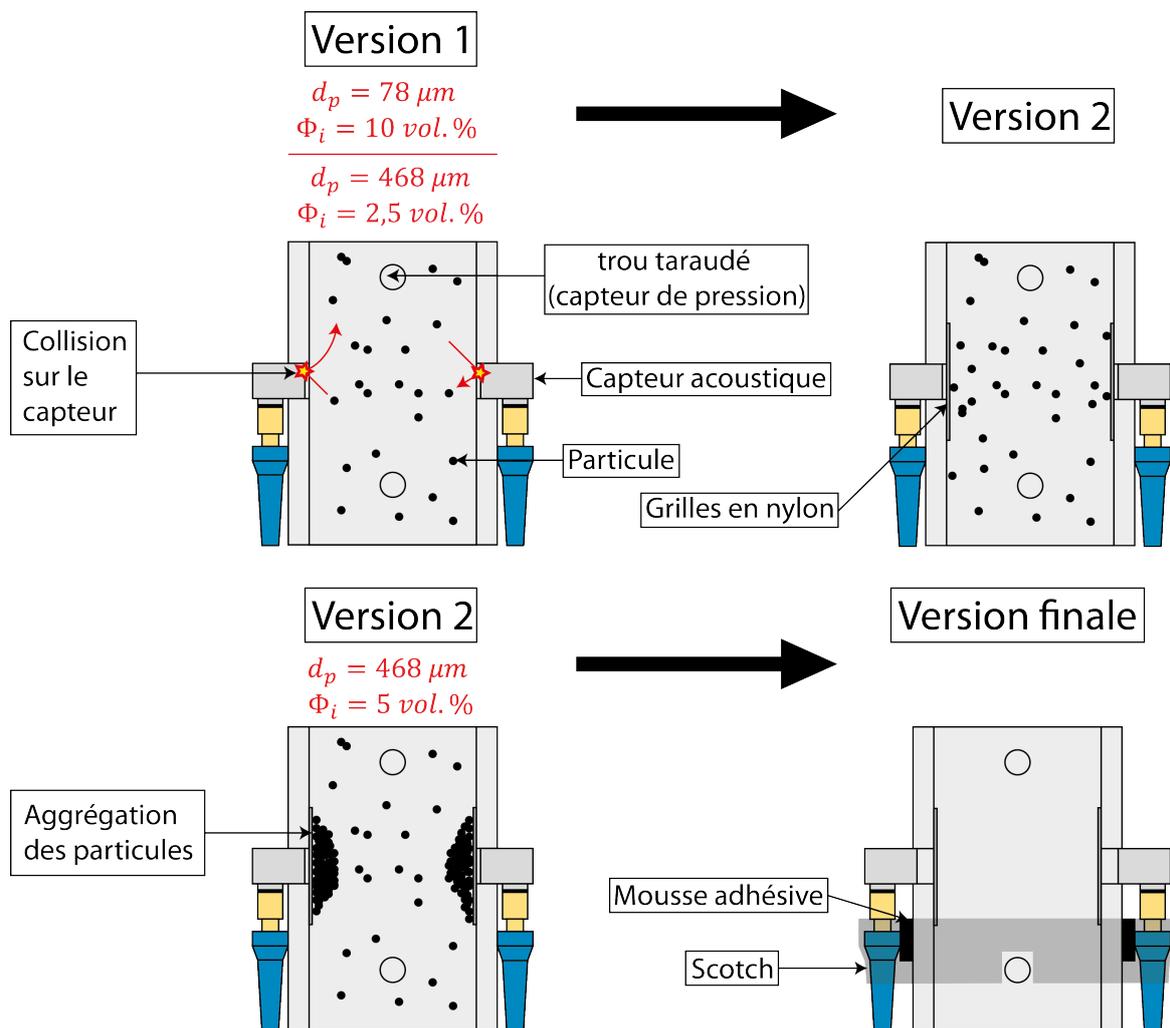


FIGURE 46 – Synthèse des expériences préliminaires.

Gauche : deux problèmes rencontrés lors des expériences préliminaires (conditions initiales en rouge). Droite : solutions proposées pour la résolution du problème observé.

La principale difficulté rencontrée lors de ces expériences résidait dans les collisions des particules sur les capteurs acoustiques. Lorsqu'un signal électrique est appliqué à l'un des transducteurs (par exemple, la source), celui-ci vibre dans une plage de fréquences spécifique et génère une onde sonore. Cependant, lorsque les particules sont trop grandes ou sont présentes en grand

nombre, les collisions des billes avec les membranes des capteurs acoustiques génèrent également des signaux, ce qui perturbe les mesures (FIG. 46). Pour remédier à cela, des grilles en nylon d'une maille de $36 \mu\text{m}$ ont été installées devant les capteurs acoustiques. Cela a entraîné une atténuation significative du signal en l'absence de particules (environ 60 %), mais le signal était plus précis car aucun bruit n'était généré par les collisions des particules. Le deuxième problème était lié à la conception des capteurs, du fait de leur structure métallique et des fortes interactions électrostatiques générées par les particules de taille $> 400 \mu\text{m}$ et des agrégats de particules formés autour des capteurs acoustiques (FIG. 46). Afin d'éliminer ces agrégats, une mousse d'épaisseur 4 mm a été placée entre les capteurs et la paroi.

3.2 Vitesse théorique de sédimentation des particules

Une première étape a consisté à estimer la vitesse de chute théorique des particules dans le but de déterminer le débit d'air nécessaire pour obtenir une suspension quasi-statique de particules dans le dispositif expérimental. Il faut noter que l'estimation ci-après concerne une particule dans un fluide infini. Le régime de l'écoulement d'air étant turbulent, la vitesse de chute (qui est une vitesse maximale limite) a été déterminée itérativement par la méthode de Rhodes (Rhodes, 2008). Cette méthode consiste en la détermination graphique du nombre de Reynolds particulaire Re_p en fonction du coefficient de traînée C_{d2} pour une taille de particules donnée (Eq. 3.1, FIG. 47) :

$$C_{d2} = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,1806 Re_p^{0,687}) \quad (3.1)$$

Dans un premier temps, le coefficient de traînée a été calculé pour une large gamme de nombres de Reynolds particulaire (0,01 à 10000) afin d'obtenir une courbe de traînée standard (Rhodes, 2008). Par la suite, le nombre sans dimension $C_{d2} Re_p^2$, constant pour une taille de particule donnée et indépendant de la vitesse, a été calculé pour la taille de particule utilisée :

$$C_{d2} Re_p^2 = \frac{4d_p^3 g (\rho_p - \rho_f)}{3\mu_f^2} \quad (3.2)$$

où d_p est la taille des particules, ρ_p et ρ_f sont respectivement les masses volumiques des particules et de l'air, g l'accélération gravitationnelle ($9,81 \text{ m/s}^2$) et μ_f la viscosité dynamique de l'air. L'intersection de la droite ($C_{d2} Re_p^2$) avec la courbe de traînée standard permet alors de déterminer la valeur de Re_p , comme montré dans la FIG. 47. La vitesse de chute (u_t) est finalement obtenue en utilisant l'expression du nombre de Reynolds particulaire (Eq. 2.3) :

$$u_t = \frac{\mu_f Re_p}{\rho_p d_p} \quad (3.3)$$

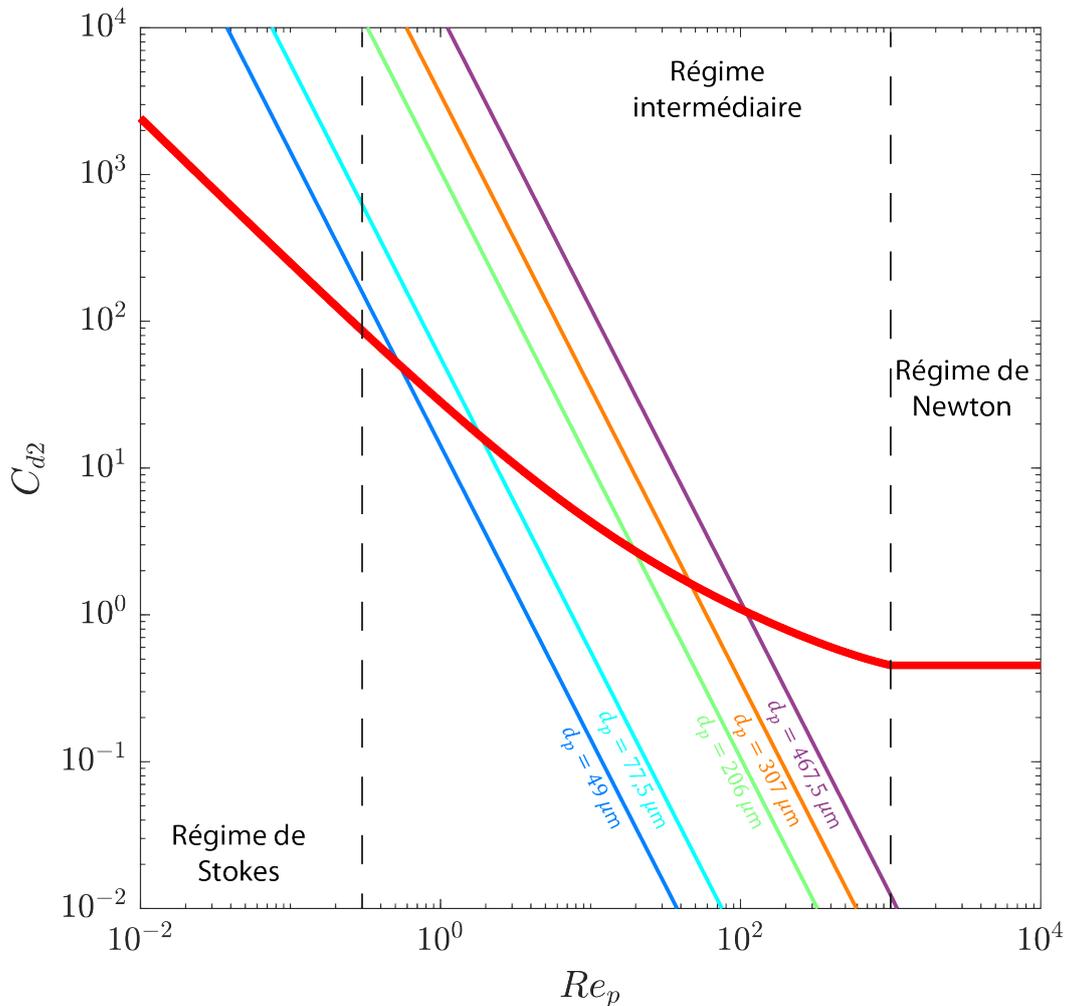


FIGURE 47 – Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds particulaire. La relation entre le coefficient de traînée (C_{d2}) et le nombre de Reynolds des particules (Re_p) est illustrée par une courbe de traînée standard (en rouge). Les lignes droites calculées (en plusieurs couleurs) permettent de déterminer le Re_p correspondant à des tailles de particules données. Par exemple, sur le graphique, $Re_p = 0,54$ est identifié par l'intersection de la courbe de traînée et de la ligne bleue calculée, indiquant ainsi le nombre de Reynolds des particules de diamètre de 49 μm . D'après Rhodes (2008).

Les tests expérimentaux ont montré que la vitesse d'air théorique u_t était soit plus faible que la vitesse d'air effective u (1,23 à 2,3 fois plus faible) pour les plus petites de particules ($d_p < 206 \mu\text{m}$), soit plus élevée (0,71 à 0,77 fois plus forte) pour les plus grosses particules ($d_p > 206 \mu\text{m}$) (TAB. 3 et 5). Par conséquent, les particules formaient soit un lit fluidisé à la base du tube ou étaient entraînées vers le haut du dispositif dans le tube de collection. En conséquence, le débit a donc dû être ajusté manuellement lors de chaque expérience afin que la vitesse moyenne de l'air soit égale à la vitesse de chute effective des particules. Cette différence de vitesse peut être expliquée par le fait que les particules ne sont pas d'une seule taille (mais des gammes de tailles restreintes) et qu'on suppose une vitesse d'air constante sur la largeur du tube alors qu'il existe en réalité un profil de vitesse. En effet, le profil de vitesse pour un écoulement de fluide dans un tube présente une forme légèrement parabolique. En conséquence, la vitesse au bord du tube est inférieure à la vitesse moyenne du flux d'air, et la vitesse au centre est supérieure à cette vitesse moyenne. Ainsi, les particules ont un mouvement ascendant au centre du tube et descendant le long des parois, ce qui est confirmé par les observations expérimentales. Une autre cause de la différence entre u_t et u peut provenir du fait que u_t considère une particule

unique, alors qu'en pratique, le flux d'air autour d'une particule dépend du flux d'air autour de ses particules voisines. En outre, l'effet de « couplage bidirectionnel », de « couplage à quatre voies » et du « clustering » peut jouer un rôle, (voir au Chapitre 2 Sous-sections 2.4.1 et 2.4.2). Pour les plus petites tailles de particules ($d_p < 75 \mu\text{m}$), l'existence d'un gradient vertical de concentration au cours des expériences préliminaires ne permettait pas de déduire la vitesse d'air idéale pour obtenir un mélange quasi-statique. L'utilisation des capteurs de pression fut donc nécessaire pour déterminer la vitesse d'air à laquelle un maximum de particules était en suspension et donc où la concentration mesurée était la plus élevée. Cette vitesse d'air était considérée comme la vitesse de chute terminale des particules.

3.3 Conditions expérimentales

Les expériences duraient en moyenne entre 10 et 30 minutes, et chaque expérience était répétée 3 fois, afin de vérifier la reproductibilité. Avant et après chaque expérience, une mesure de pression standard était effectuée pour détecter d'éventuelles variations de la pression atmosphérique. Ces variations de pression atmosphérique étaient négligeables dans toutes nos expériences. Pour les deux séries d'expériences réalisées, 5 tailles de particules ont été utilisées, variant de $49 \mu\text{m}$ à $467,5 \mu\text{m}$ et correspondant respectivement à des vitesses d'air de 0,46 à 2,3 m/s (TAB. 3 et 4).

<i>Gamme de taille</i> (μm)	<i>Gamme tamisée</i> (μm)	<i>Moyenne</i> (μm)	Q_a (L/min)	u_m (m/s)	u_t (m/s)	ϕ_i (vol.%)	ϕ_l (vol.%)
< 75	45 – 53	49	34	0,46	0,16	5	0,81
45 – 90	75 – 80	77,5	38	0,53	0,37	10	0,8
106 – 212	200 – 212	206	70	1,06	1,5	5	0,81
250 – 425	300 – 315	307,5	130	1,72	2,3	5	0,87
425 – 600	450 – 475	467,5	210	2,26	3,8	5	1,03

TABLEAU 3 – Suspensions turbulentes : paramètres expérimentaux.

Paramètres expérimentaux caractérisant les expériences des suspensions turbulentes.

Moyenne (μm)	St	St_{mix}	Re	Re_{mix}	Re_p
49	0,22	0,21	$1,26 \times 10^3$	$2,17 \times 10^4$	1,54
77,5	0,61	0,61	$1,44 \times 10^3$	$2,44 \times 10^4$	2,79
206	8,68	8,44	$2,88 \times 10^3$	$4,95 \times 10^4$	14,81
307,5	31,43	30,49	$4,67 \times 10^3$	$8,39 \times 10^4$	35,93
467,5	95,02	91,67	$6,11 \times 10^3$	$1,36 \times 10^5$	71,45

TABLEAU 4 – Suspensions turbulentes : nombres sans dimension expérimentaux. Nombres sans dimension caractérisant les expériences des suspensions turbulentes.

Comme expliqué précédemment, les débits d’air étaient généralement adaptés par rapport au débit théorique. Cette réduction pouvait également être nécessaire en raison des gammes de tailles de particules parfois importantes, variant de plusieurs dizaines de micromètres (par exemple, 450 – 475 μm). La vitesse de chute était donc calculée en fonction de la taille moyenne de chaque type de particules. Le régime de l’écoulement d’air à l’échelle macroscopique dans notre dispositif est décrit par le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho_a u_m R}{\mu_a} \quad (3.4)$$

Dans un tube cylindrique, les écoulements sont considérés comme laminaires pour $Re < 2000$, dans le régime de transition entre les conditions laminaires et turbulentes pour $2000 < Re < 4000$, et totalement turbulents pour $Re > 4000$ (Davidson, 2015). Pour les suspensions de particules de 77,5 μm avec une vitesse d’air moyenne $\sim 0,6$ m/s, le nombre de Reynolds indique un écoulement laminaire (TAB. 5). En revanche, pour les suspensions de particules de 467 μm avec une vitesse moyenne $\sim 2,7$ m/s, le nombre de Reynolds correspond à un écoulement turbulent (TAB. 5). Il est important de noter que dans nos expériences, la présence de particules dans le fluide complique considérablement la dynamique de l’écoulement par rapport à celle d’un fluide pur (Jessop et Jellinek, 2014). Pour les suspensions de particules de 77,5 μm , avec u_m variant de 0,48 à 0,69 m/s, les valeurs calculées pour Re_p se situent entre environ 1,9 et 3,4. Quant aux suspensions de particules de 467,5 μm , avec une vitesse u_m d’environ 2,52 à 2,92 m/s, les valeurs de Re_p varient de 80 à 92. Les résultats obtenus pour Re_p indiquent que toutes les suspensions étudiées se situent dans le régime d’écoulement de transition ($1 < Re_p < 1000$) (Rhodes, 2008) (TAB. 5). Les nombres de Stokes dans les deux séries d’expériences montrent des valeurs > 1 dès que la tailles des particules dépasse 77,5 μm , ce qui indique un mauvais couplage des particules avec le fluide (TAB. 5).

Les suspensions ont été filmées à l’aide d’une caméra vidéo haute vitesse avec une résolution spatiale de 0,77 mm par pixel et située à 30 cm du tube. Les enregistrements des vidéos ont été effectués à une fréquence de 250 i/s avec une résolution de 58×882 pixels. Un panneau lumineux blanc de 40 W, placé derrière le tube et à une distance d’environ 50 cm, a été utilisé pour améliorer le contraste des images.

Taille moyenne des particules (μm)	77,5				467,5			
ϕ_i (vol.%)	0,2	1	5	10	0,5	1	2,5	5
ϕ_l (vol.%)	0,08	0,29	0,53	0,72	0,11	0,64	1,59	3,01
Q (L/min)	36	38	42	52	220	210	200	190
u_m (m/s)	0,48	0,50	0,56	0,69	2,92	2,79	2,65	2,52
St	0,55	0,58	0,65	0,8	122,95	117,67	111,78	106,2
St_{mix}	0,55	0,58	0,63	0,78	122,45	114,77	105,78	95,8
Re	$1,29 \times 10^3$	$1,37 \times 10^3$	$1,51 \times 10^3$	$1,87 \times 10^3$	$7,91 \times 10^3$	$7,55 \times 10^3$	$7,19 \times 10^3$	$6,83 \times 10^3$
Re_{mix}	$3,35 \times 10^3$	$9,33 \times 10^3$	$1,77 \times 10^3$	$2,88 \times 10^4$	$2,67 \times 10^4$	$1,05 \times 10^4$	$2,33 \times 10^4$	$3,98 \times 10^5$
Re_p	2,51	2,65	2,93	3,62	92,45	88,25	84,06	79,85

TABLEAU 5 – Suspensions turbulentes : conditions expérimentales.

Conditions expérimentales caractérisant la seconde série d'expériences des suspensions turbulentes.

3.4 Procédure expérimentale

Chaque expérience consistait à verser une masse connue de billes de verre dans le tube, correspondant à une fraction volumique solide initiale moyenne (ϕ_i), puis à suspendre les particules en créant un flux d'air ascendant à une vitesse u pour mesurer la pression du fluide à l'aide des capteurs de pression et l'atténuation des ultrasons avec les capteurs acoustiques. Pour les particules de verre de diamètre 77,5 μm , les concentrations initiales étaient de $\phi_i = 0,2, 1, 5$ et 10 vol.%, et pour les particules de plus grands diamètres (467,5 μm), les concentrations étaient $\phi_i = 0,5, 1, 2,5$ et 5 vol.%. Des expériences complémentaires avec des particules de verre quasi monodisperses sphériques avec des diamètres moyens de 49, 78, 206, 308 et 467 μm ont également été réalisées à des concentrations locales d'environ 1 vol.%. Les expériences ont été réalisées selon la procédure suivante. Avant chaque expérience, le dispositif était placé sur une table et fixé à un support métallique pour la durée de l'expérience. Le système d'alimentation d'air était ensuite connecté au système d'injection d'air en aluminium, et les capteurs de pression et transducteurs acoustiques étaient connectés aux systèmes d'acquisitions. Avant de verser les particules dans le tube, une mesure à vide était effectuée à un débit d'air donné pour les deux types de capteur. Dans le cas des transducteurs acoustiques, cela permettait de vérifier que l'écoulement de l'air et la légère dilatation du plexiglas qui en résulte ne perturbaient pas les mesures (du fait de l'éloignement du transducteur émetteur et du transducteur récepteur). Pour les capteurs de pression, la mesure permettait de s'assurer que la pression dynamique de l'air était bien négligeable par rapport à la pression hydrostatique. La masse de particules à introduire était déterminée à partir de la masse volumique des particules et des volumes de particules à verser dans le dispositif. Ces volumes de particules étaient déterminés en choisissant les concentrations initiales des particules ϕ_i (Eq. 3.5) variant de 0,1 vol.% à 10 vol.%, égale au rapport du volume de particules V_p sur le volume interne de tube V_t :

$$\phi_i = \frac{V_p}{V_t} \quad (3.5)$$

Une fois les particules introduites, le tube de collection était posé sur le dispositif, le débitmètre était réglé pour imposer la vitesse d'air requise, et les mesures de pression et acoustiques étaient effectuées. Une mesure durait généralement environ 10 s pour les capteurs de pression et 20 s pour les capteurs acoustiques, ce qui correspondait à 500 mesures dans les deux cas. Après les mesures, l'injection de l'air était stoppée et le dispositif expérimental était nettoyé de la façon suivante. Le tube de collection de particules était retiré puis vidé et brossé soigneusement, et le contenu du tube principal était vidé dans un seau. Les capteurs étaient enlevés un à un, brossés puis remis en place après avoir nettoyé le dispositif avec le système d'air du laboratoire. Enfin, le dispositif était intégralement remonté. La masse de particules perdues et collectées dans le tube supérieur était mesurée après chaque expérience. La quantité de particules mises en suspension pouvait être réduite (~ 10 à 15 %) lorsque les particules adhéraient à la surface intérieure du tube principal du fait d'interactions électrostatiques ou de l'humidité de l'air. Cette réduction significative de la fraction de particule en suspension était observée pour les particules de $77,5 \mu\text{m}$ et n'était alors pas détectée par les capteurs et elle a été estimée en récupérant les particules lors du brossage délicat des parois.

3.5 Méthodes de mesures de la concentration en particules

3.5.1 Capteurs de pression

La première méthode fait appel à des pressions piézorésistifs de IC Sensors ; les modèles « 154N-001G-C » low pressure et « 154N-005G-C » high pressure. Ces deux modèles correspondent à une gamme de 1 psi et 5 psi, ce qui correspond à respectivement $\sim 6,9$ kPa et ~ 35 kPa et ils ont une fréquence d'échantillonnage de 50 Hz à 1000 Hz. Ces capteurs de pression mesurent une pression totale ayant une composante dynamique et une composante statique tel que :

$$P = \rho_m h_c g + \frac{1}{2} \rho_m u_m^2 \quad (3.6)$$

avec $\rho_m = \phi \rho_p + (1 - \phi) \rho_f$ la masse volumique du mélange dépendante de la fraction volumique des particules ϕ et de la masse volumique des particules ρ_p et du gaz ρ_f , h_c la hauteur de la colonne granulaire, g l'accélération gravitationnelle et u_m la vitesse moyenne du mélange. Cette pression est moyennée sur l'ensemble de la colonne au-dessus du capteur en supposant un mélange homogène. L'élément sensible du capteur est situé dans un bain d'huile de silicone qui transfère la pression exercée sur le diaphragme en acier inoxydable et il est constitué d'un pont de résistance capable de se déformer sous l'effet de la pression et de délivrer une tension variable qui est enregistrée par un échantillonneur. Ces valeurs de tension sont ensuite converties en Pascal en utilisant les coefficients de calibration déterminés pour chaque capteur. Les coefficients de calibration ont été déterminés en utilisant la méthode établie par [Chédeville \(2016\)](#) pour laquelle les capteurs ont une tension constante de $7,50 \pm 0,01$ V. Cette calibration consiste à placer un capteur à la base d'un tube en plexiglas rempli d'eau à des hauteurs variables et d'enregistrer la tension délivrée (FIG. 48). Pour chacune des mesures, la tension mesurée est moyennée pendant 10 s sur et convertie en pression, selon la relation $P = \rho_e g h_e$, avec ρ_e la masse volumique de l'eau (1000 kg/m^3), g l'accélération gravitationnelle ($9,81 \text{ m/s}^2$) et h_e la hauteur de la colonne d'eau. Ainsi, le coefficient de calibration des capteurs a pu être obtenu en calculant le coefficient directeur de la droite de corrélation des données expérimentales (FIG. 48) :

$$C = \frac{U - U_0}{P} \quad (3.7)$$

avec U la tension moyenne mesurée pour une hauteur d'eau donnée, U_0 la tension moyenne mesurée sans eau, et C le coefficient de calibration propre à chaque capteur.

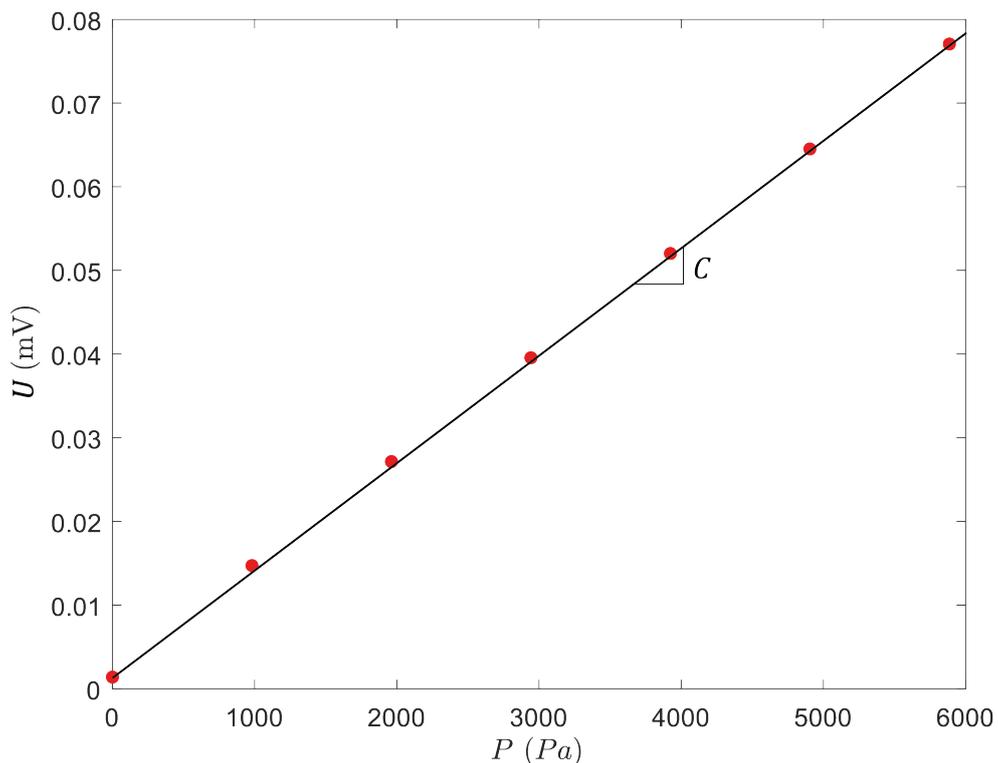
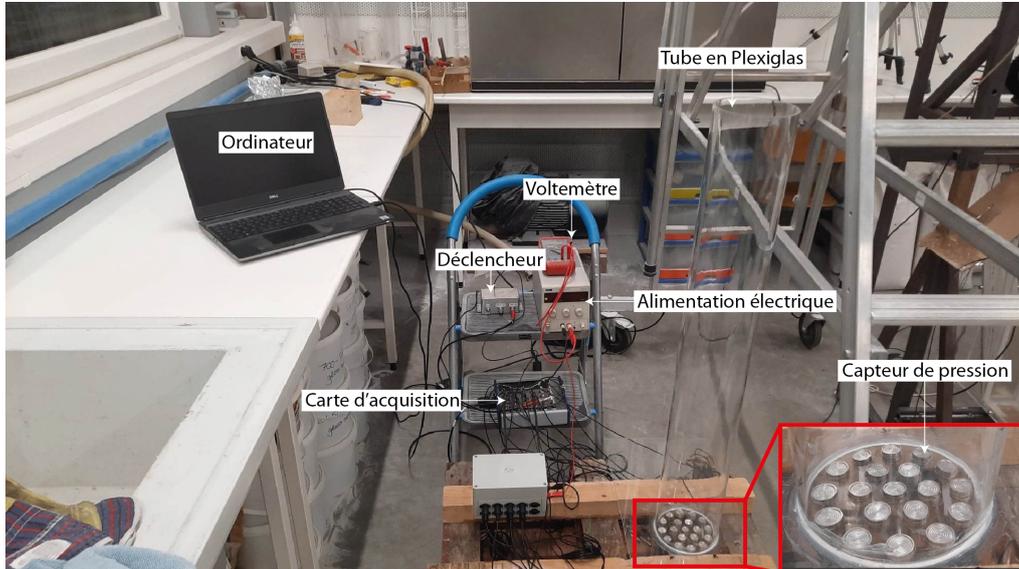


FIGURE 48 – Étalonnage des capteurs de pression.

Haut : Dispositif permettant l'étalonnage des capteurs de pression. Les capteurs sont alimentés par une tension constante de $7,50 \pm 0,01$ V et les données sont envoyées vers une carte d'acquisition puis transmises à un ordinateur. Bas : Exemple de relation linéaire entre la pression et la tension (en mV) délivrée par le capteur. La courbe de tendance a été établie pour des hauteurs d'eau de 0 cm, 10 cm, 20 cm, 30 cm, 40 cm, 50 cm et 60 cm.

Les capteurs calibrés ont été placés dans des gaines de PVC dont une extrémité était vissée sur le dispositif (FIG. 49a et 49b). Afin d'empêcher les particules d'entrer en contact avec les capteurs et de mesurer la pression de fluide, une grille de 36 μm d'ouverture était collée à l'extrémité de la gaine.

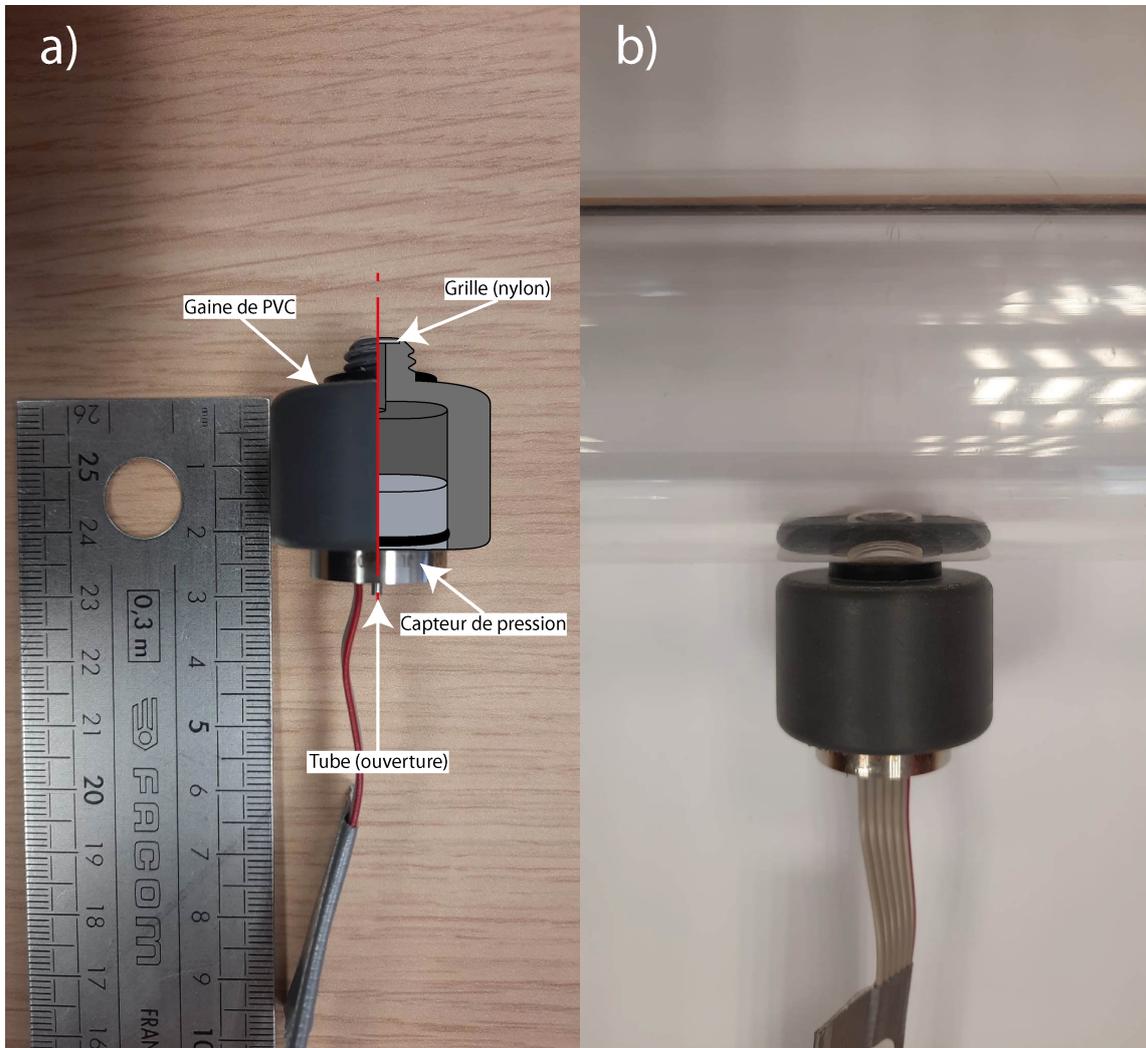


FIGURE 49 – Système de fixation des capteurs de pression.

a) Gaine de PVC dans laquelle est inséré un capteur de pression. La coupe longitudinale montre une partie creuse et un conduit dont l'extrémité est recouverte par une grille en nylon de 36 μm . Notez que le petit tube correspond à une ouverture du capteur qui permet des mesures différentielles avec l'atmosphère. b) Photo d'un capteur sur un dispositif expérimental.

D'après les travaux [Weit et al. \(2019\)](#), la fraction volumique moyenne de particules solides au-dessus de chaque capteur peut être obtenue à partir de la pression moyenne dans le temps (P), en négligeant la pression dynamique, via :

$$\phi_b = \frac{P}{\rho_p g (h_t - Z_i)} \quad (3.8)$$

où h_t définit la hauteur totale du tube et Z_i la position du capteur sur le tube. Cela suppose que la suspension est homogène, ce qui n'est pas toujours vrai. Par conséquent, une fraction volumique locale de particules peut être obtenue à partir des mesures de pression de deux capteurs de pression (« PS2 » et « PS3 », FIG. 50), comme suit :

$$\phi_l = \frac{\Delta P}{\rho_p g \Delta Z} \quad (3.9)$$

avec $\Delta P = P_2 - P_3$ et $\Delta Z = Z_3 - Z_2$ (les indices indiquent les capteurs de pression, FIG. 50). Une concentration locale moyenne dans le temps a été calculée à partir des 500 mesures (environ 10 s).

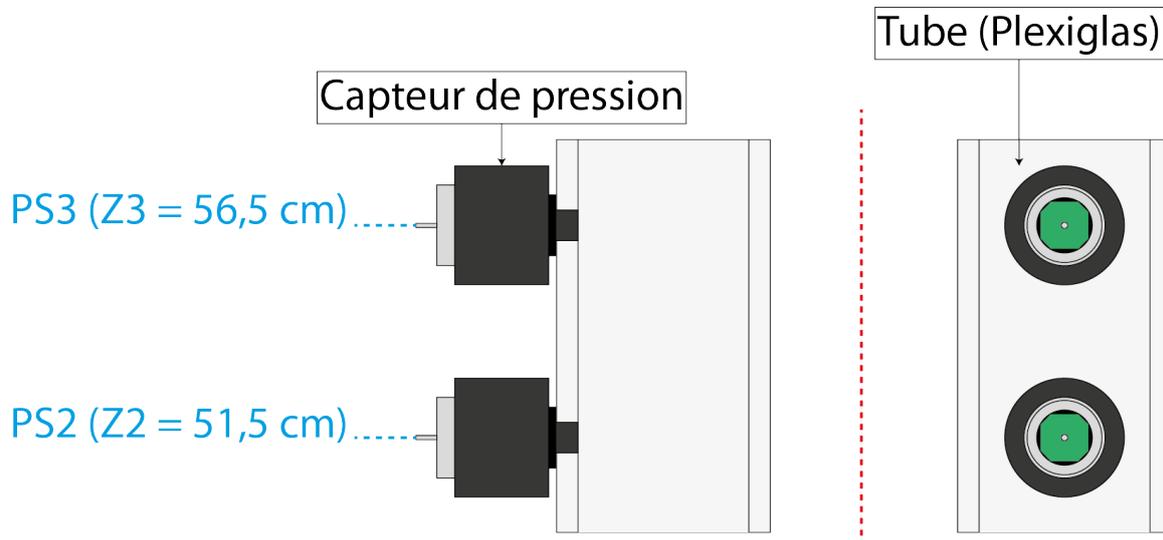


FIGURE 50 – Système de mesure locale de pression.

Schéma du système de mesure locale de pression. Le système est composé de capteurs de pression disposés à 5 cm l'un de l'autre (vue en profil à gauche et de face à droite, respectivement).

3.5.2 Capteurs acoustiques

la seconde méthode consiste à utiliser deux transducteurs acoustiques positionnés l'un en face de l'autre (FIG. 51a). Un des transducteurs agissait comme une source acoustique, tandis que l'autre captait les courtes impulsions acoustiques se propageant dans l'air. En analysant l'amplitude et la vitesse des signaux reçus, nous avons pu déterminer la concentration locale en particules, comme expliqué ci-dessous. Lorsque des impulsions acoustiques cohérentes se propagent et rencontrent des particules dispersées dans le fluide ambiant (dans notre cas, des particules solides dans l'air), la partie cohérente de l'impulsion est atténuée en raison de la diffusion d'une partie du signal à la surface des particules. Cela entraîne une diminution de l'amplitude de l'impulsion acoustique et une diminution de sa vitesse de phase.

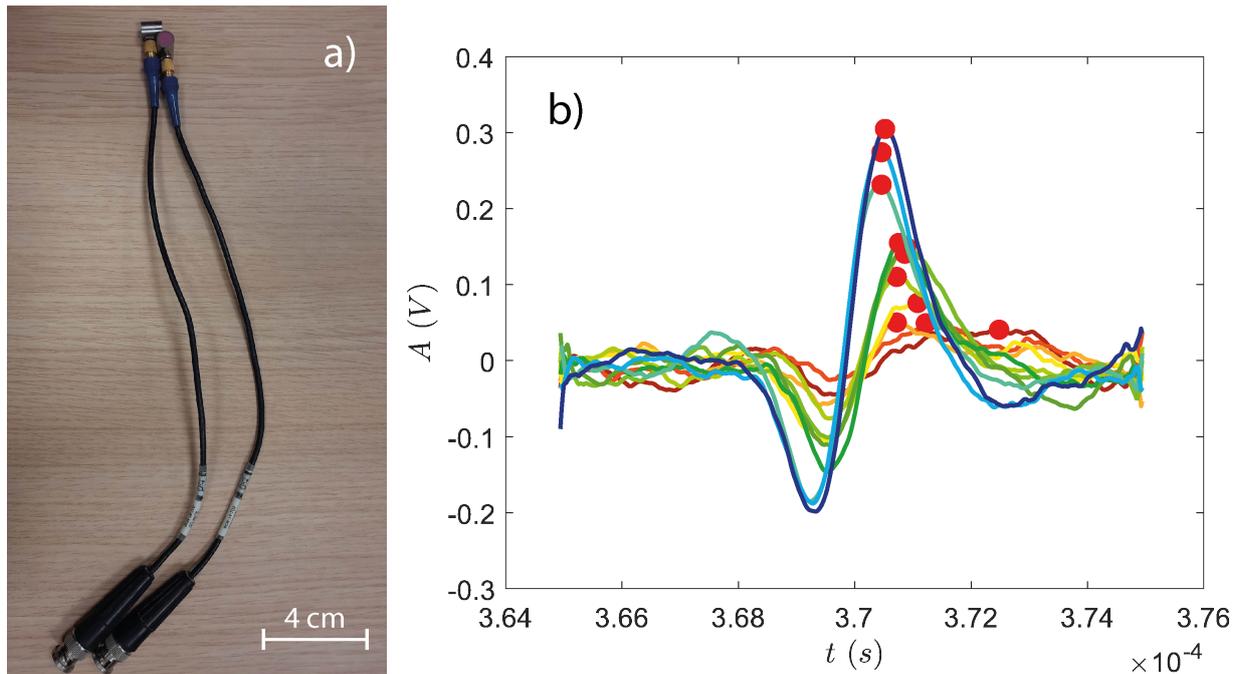


FIGURE 51 – Système de mesure acoustique.

a) Photo des capteurs acoustiques. b) Amplitude du signal en fonction du temps pour dix ondes sonores typiques (cohérentes) mesurées dans une expérience avec des particules de verre de diamètre $d_p = 62 \mu\text{m}$.

La FIG. 51b illustre un ensemble représentatif de signaux acoustiques. Elle montre l'effet remarquable de l'augmentation locale de la quantité de particules en suspension entre les deux capteurs. En effet, en l'absence de particules en suspension, les signaux (en bleu foncé, FIG. 51b) ont la plus grande amplitude. En revanche, plus la concentration en particules augmente, plus l'amplitude des signaux diminue et un retard d'onde (décalage du pic du signal) est observé vers de plus hautes valeurs de temps (points rouge sur la FIG. 51b). Le calcul de la fraction volumique locale à partir des données acoustiques a nécessité de déterminer au préalable l'atténuation des signaux en amplitude et en vitesse de propagation via une analyse spectrale. Pour une fraction solide donnée, 400 brèves impulsions sont envoyées avec un intervalle de temps de 30 ms avec une fréquence centrale de $f = 0,5 \text{ MHz}$. Cet intervalle de temps est suffisamment long pour que les particules aient un déplacement significatif. Ainsi, pour chaque impulsion, nous mesurons de nombreux et différents arrangements de particules et le coefficient d'atténuation dépendant de la fréquence, $\theta(f)$ est déterminé à partir de la transformée de Fourier (FFT) en utilisant :

$$\theta(f) = \frac{1}{L_c} \ln \left(\frac{A_m}{A_f} \right) \quad (3.10)$$

où A_f et A_m sont les amplitudes obtenues à partir de la FFT pour les signaux acoustiques se propageant à travers la phase fluide pur (air) et la suspension granulaire, respectivement. Les valeurs des coefficients d'atténuation sont moyennées sur l'ensemble des 400 impulsions pour obtenir un spectre moyen d'atténuation pour chaque expérience. Ces coefficients d'atténuation étaient ensuite ajustés par des modèles d'atténuations acoustiques permettant d'obtenir les concentrations locales des particules.

Plusieurs modèles d'atténuations acoustiques ont été proposés pour étudier la propagation du son dans les suspensions biphasées solide-fluide. Ces modèles sont basés sur (i) l'étude hydrodynamique du couplage des phases solide et fluide ($\lambda \gg d_p$, avec λ la longueur d'onde des ultrasons) comme par exemple [Urick \(1947\)](#); [Ament \(1953\)](#); [Harker et Temple \(1988\)](#), et (ii) l'étude de la diffusion à l'échelle microscopique ($\lambda \sim d_p$) d'après sur la théorie ECAH ([Epstein et Carhart, 1972](#); [Allegra et Hawley, 1972](#)). Cette théorie décrit les interactions, la diffusion, les effets visco-inertiels et thermiques d'une seule particule avec son milieu environnant. Dans cette étude, nous utiliserons les modèles prédictifs de Urick ([Urick, 1947, 1948](#)) et ECAH44 ([Epstein et Carhart, 1972](#); [Allegra et Hawley, 1972](#)).

a) Modèle d'atténuation de Urick

Dans cette étude, les particules de verre sont significativement plus denses que l'air ambiant, par conséquent la diffusion sera négligeable par rapport aux effets visco-inertiels. Compte tenu de ce point, nous choisissons le modèle de Urick ([Urick, 1947, 1948](#)) pour analyser les signaux. Le modèle Urick, considère un système avec un phase (les particules) de fraction volumique ϕ_l , de densité ρ_p , suspendue dans une phase continue (l'air) avec une densité ρ_f . L'atténuation des ultrasons dans un tel système est obtenue à partir d'un facteur de diffusion « moyen » via ([Urick, 1948](#)) :

$$\theta = \phi_l \left[\frac{1}{6} k_r^4 r_p^3 + k_r (\sigma - 1)^2 \frac{s}{s^2 + (\sigma + \tau)^2} \right] + \xi \quad (3.11)$$

où r_p est le diamètre des particules, $k_r = \omega/c_f$ avec ω la fréquence angulaire de l'onde (rad/s) et $\sigma = \rho_p/\rho_f$, $\tau = (1/2) + (9/4)(\delta_v/r_p)$, $s = (9/4)[(\delta_v/r_p) + (\delta_v/r_p)^2]$ et $\delta_v = \sqrt{(2\mu)/(\omega\rho_f)}$. Le facteur d'atténuation inclut une atténuation moyenne due à la diffusion de Rayleigh (premier terme, **rouge**) ainsi qu'une dissipation visco-inertielle due au mouvement relatif air-particule (second terme, **vert**). La fraction volumique ϕ_l est ensuite calculée à partir des données acoustiques expérimentales en ajustant l'atténuation théorique θ des modèles à l'aide des outils d'ajustement de courbe des moindres carrés de Matlab. Dans les suspensions diluées considérées ici, le paramètre de libre d'ajustement supplémentaire ξ représente un décalage indépendant de la fréquence de l'onde et dépend de la concentration de particules, ce qui suggère qu'il est lié à l'impédance acoustique de la suspension. Pour des concentrations de particules inférieures à 2 %, $0 \leq \xi \leq 1$ (voir [Urick, 1947, 1948](#)).

b) Modèle d'atténuation ECAH44

Le deuxième modèle, nommé ECAH44, repose sur la théorie ECAH des coefficients de diffusion pour les objets sphériques ([Allegra et Hawley, 1972](#); [Challis *et al.*, 1998](#); [Epstein et Carhart, 1972](#); [Ying et Truell, 1956](#)) combinée à un modèle complet qui repose sur la théorie de la diffusion multiple ([Waterman et Truell, 1962](#)). Dans cette étude, nous ne prenons en compte que la différence de densité entre les deux phases (air et verre) et négligeons la contribution thermique qui est supposée être faible en raison de la forte différence de densité entre les phases ([Challis *et al.*, 2005](#)). Enfin, nous combinons la théorie ECAH avec une théorie de diffusion multiple pour corrélérer le nombre d'ondes complexes ($K = \omega/c_a + i\theta$) à l'atténuation θ dépendant de la fréquence via l'équation :

$$K^2 = k_i^2 + \frac{3\phi_l}{r_p^3} F(0) + \frac{9\phi_l^2}{4r_p^6 k_i^2} [F^2(0) - F^2(\pi)] + \xi \quad (3.12)$$

L'expression de l'atténuation θ à partir de l'Eq. 3.12 vaut alors :

$$\theta = \text{Im} \left[\sqrt{k_i^2 + \frac{3\phi_l}{r_p^3} F(0) + \frac{9\phi_l^2}{4r_p^6 k_i^2} (F^2(0) - F^2(\pi))} \right] + \xi \quad (3.13)$$

Ici, Im désigne la partie imaginaire, $k_i = \omega/c_{a1} + i\theta_1$ est le nombre d'ondes complexes de la phase fluide, où c_{a1} et θ_1 sont respectivement la vitesse du son et le coefficient d'absorption et $F(0)$ et $F(\pi)$ sont les fonctions d'amplitudes de diffusion « avant » et « arrière » des particules individuelles, respectivement :

$$F(0) = \frac{1}{ik_i} \sum_{n=0}^{\infty} (2^n + 1) A_n \quad (3.14)$$

$$F(\pi) = \frac{1}{ik_i} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2^n + 1) A_n \quad (3.15)$$

Les termes A_n sont les coefficients de diffusion des différents types d'ondes diffusées par les particules individuelles. Une approche rigoureuse pour calculer les coefficients de diffusion pour des objets sphériques a été développée par [Allegra et Hawley \(1972\)](#) pour les systèmes solide/fluide. Les autres types de diffusions tels que la diffusion multiple ne sont pas pris en compte. Les amplitudes de diffusion sont calculées à partir des coefficients de diffusion des différents types d'ondes diffusées par une particule individuelle, et nous prenons en compte les pertes de diffusion et les pertes visqueuses/inertielle. De plus, nous négligeons les pertes par conduction thermique. Comme avec le modèle de Urick, la fraction volumique ϕ_l est ensuite calculée à partir des données acoustiques expérimentales en ajustant l'atténuation théorique via l'ajustement de courbe des moindres carrés de Matlab.

Chapitre 4

Dispositif expérimental pour l'étude des fontaines éruptives

4.1 Dispositif expérimental

Les expériences ont été faites dans un dispositif adapté de [Fries *et al.* \(2021\)](#) (FIG. 52). Les particules sont libérées de la trémie (voir 4.2.1) en ouvrant une trappe contrôlée par un électroaimant. Les particules tombent ensuite dans la colonne verticale ouverte, bordée de feuilles en plastique rigides de chaque côté (voir 4.2.2) et sont guidées jusqu'au chenal composé de cinq sections d'un mètre de longueur et positionné directement sous la trémie. Le chenal consiste en une base lisse en aluminium de 10 cm de largeur et des parois latérales en Plexiglas de 50 cm de hauteur. Pour étudier l'accumulation des particules se produisant dans la zone d'impact du chenal, un capteur de pression (1 psi) mesure la pression d'air à une fréquence de 50 Hz et est positionné sur la paroi arrière du chenal à une hauteur de 4,55 cm au-dessus de la base (FIG. 52b). Comme pour le précédent dispositif, le capteur est inséré dans une gaine puis vissée dans un tube en aluminium dont l'autre extrémité est vissée dans la paroi au fond du chenal. Notons que des tests ont été réalisés pour déterminer la concentration locale avec deux capteurs de pression (voir 4.2.4). La force normale exercée par le mélange granulaire sur la base du chenal est mesurée à l'aide d'un capteur piézoélectrique (Kistler™ 9317B). La fixation du capteur à la base du chenal est schématisée dans la FIG. 52d. Un bloc de commande muni d'un interrupteur à bascule est utilisé pour synchroniser toutes les mesures (vidéo, pression et force) avec l'ouverture de la trémie. Lorsque l'interrupteur est basculé en position « fermée », un signal de déclenchement de 3 mV est envoyé aux systèmes d'acquisition de mesure de pression et de force. Dans le même temps, une LED s'allume (pour être visible dans l'enregistrement vidéo) et l'électroaimant est désactivé pour libérer la trappe de la trémie. Un panneau LED est positionné derrière la paroi transparente en face de la caméra pour améliorer le contraste entre les particules et l'arrière-plan.

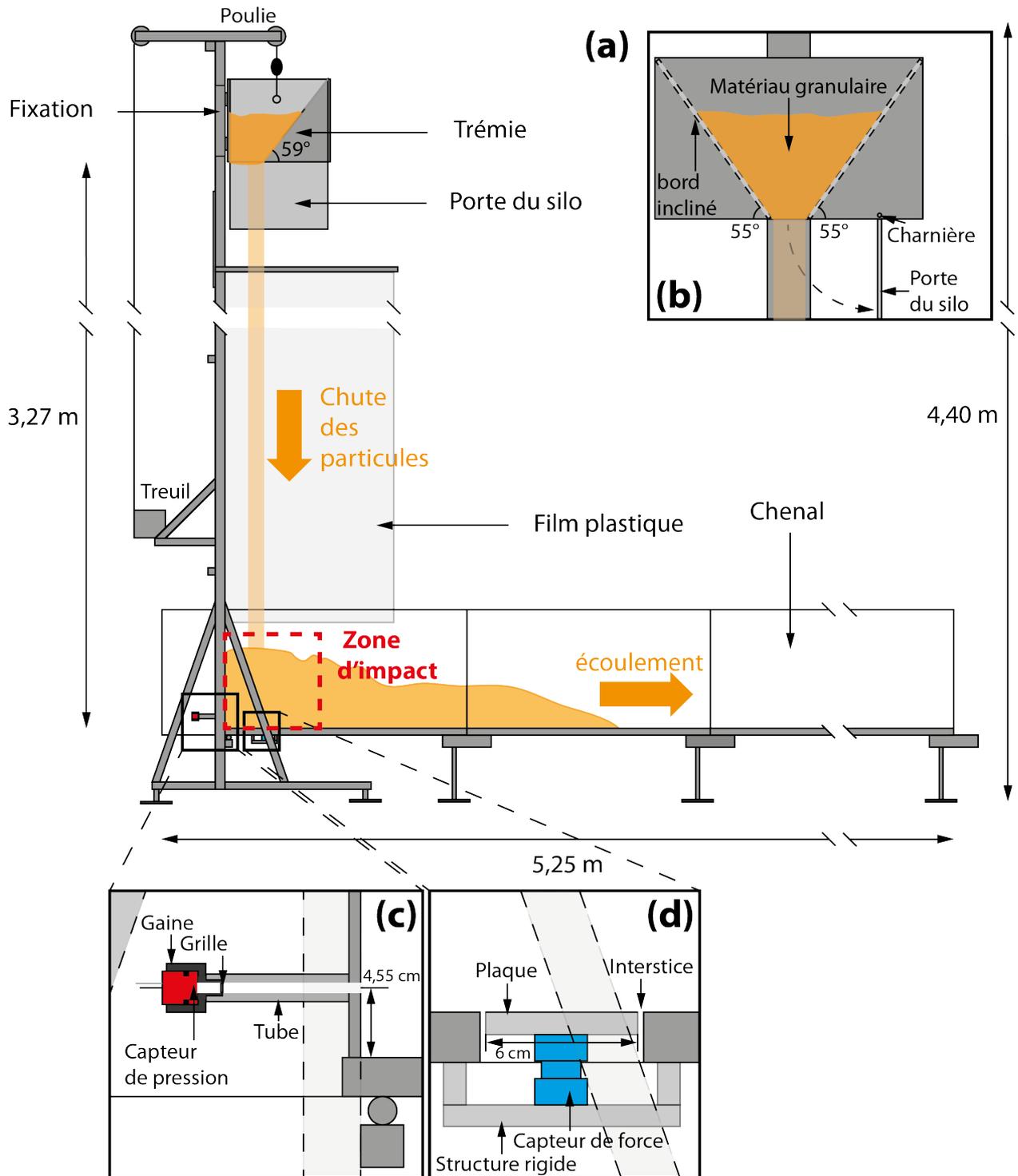


FIGURE 52 – Dispositif de simulation des fontaines éruptives.

(a) Schéma du dispositif expérimental. (b) Coupe longitudinale de l'intérieur de la trémie, montrant les parois latérales inclinées. (c) Vue transparente du dispositif de mesure de la pression d'air, avec le capteur positionné à l'arrière du chenal. (d) Vue transparente du dispositif de mesure de la force.

4.2 Caractéristiques techniques

4.2.1 Trémie

La trémie était équipée d'une paroi avant et de parois latérales inclinées respectivement à des angles de 59° et 55° , tandis qu'un mur arrière vertical complétait la structure (FIG. 53a). Cette trémie pouvait contenir jusqu'à 60 L de particules et était disposée à 3,27 m au-dessus du chenal. Toutes les expériences ont été menées à l'aide d'une ouverture rectangulaire d'une largeur de 10 cm, identique à celle du chenal, et d'une longueur de 17 cm. Les particules à l'intérieur de la trémie étaient libérées en ouvrant une trappe contrôlée par un électroaimant. Des fuites de particules à l'ouverture du silo se sont produites pour des tailles de billes inférieures à $60 \mu\text{m}$. Ces fuites étaient concentrées majoritairement autour de la porte, notamment à cause de l'espacement qui permet une ouverture efficace. Pour empêcher ces fuites, des petites bandes de mousse adhésives ont été ajoutées sur la porte autour de l'ouverture (FIG. 53b). Des joints de silicone et du ruban adhésif ont également été ajoutés de sorte que l'étanchéité de la trémie au niveau des arrêtes soit assurée (FIG. 53a).

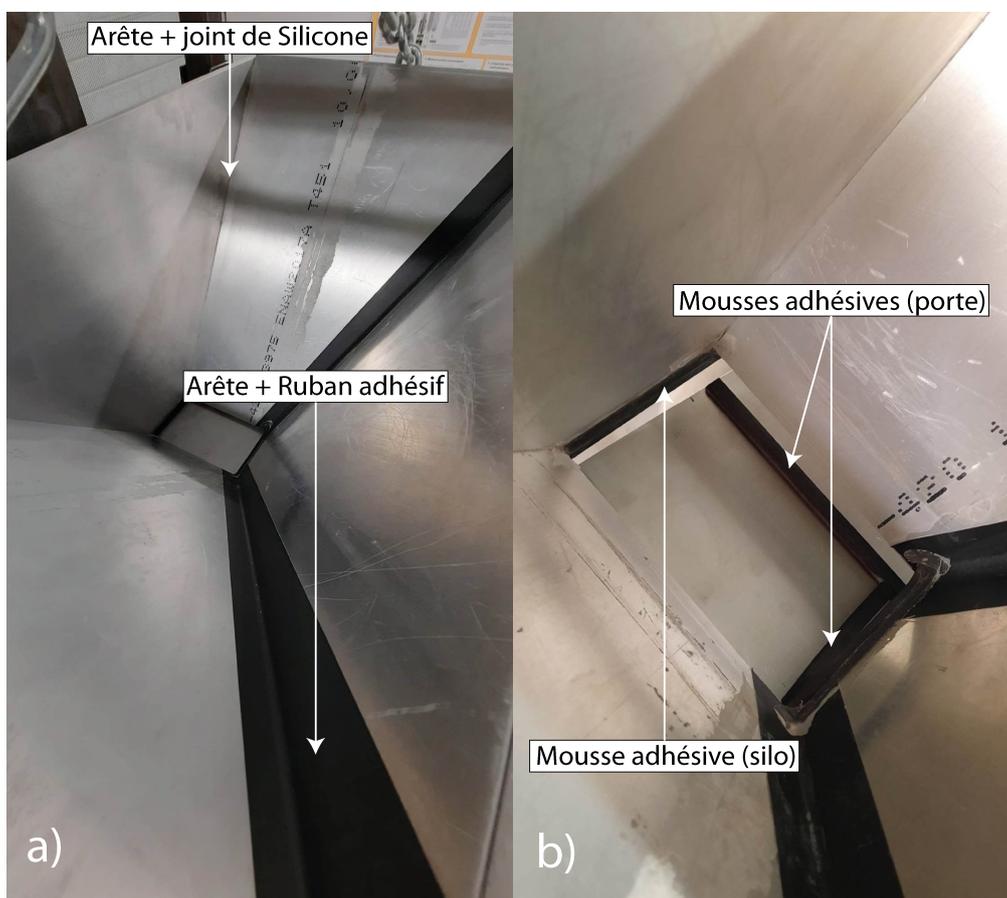


FIGURE 53 – Vues intérieures de la trémie.

a) L'étanchéité de la trémie est assurée par des joints de silicone placés sur les côtés non-amovibles de la trémie et du ruban adhésif sur la plaque amovible (qui permet de modifier l'ouverture de la porte). b) Ouverture de la trémie. Des mousses placés sur le bord arrière de la trémie et sur la trappe empêchent la fuite des particules.

Une cordelette a été attachée à la porte sur le côté opposé à la charnière afin que l'expérimentateur empêche le retour de la porte sur le mélange granulaire en chute libre (FIG. 54). Des

tests ont permis de déterminer les masses de particules et les ouvertures de porte optimales pour les expériences. Ainsi, pour une ouverture trop petite et/ou une masse trop grande, les particules s'accumulaient trop rapidement dans la zone d'impact et leur propagation horizontale était faible (les écoulements étaient peu développés). À l'inverse, pour une ouverture trop grande et/ou une masse trop faible, trop peu de particules s'accumulaient dans la zone d'impact et la propagation des écoulements était limitée (peu d'alimentation des écoulements en particules après l'impact). Les tests ont conduit à faire les expériences avec à une masse de 21 kg et une ouverture de $0,1 \times 0,17 \text{ m}^2$.



FIGURE 54 – Trappe de la trémie.

Cordelette utilisée pour empêcher le retour de la trappe sur le matériau granulaire en chute libre après ouverture.

4.2.2 Guidage des particules pendant la chute

Lors de la chute des particules après ouverture de la trappe, le mélange peut se dilater latéralement sous l'effet des frottements de l'air. Afin de guider les particules vers le chenal, un système de fourche et de films en plastique a été placé juste en dessous de la trémie tout en permettant l'ouverture de la trappe (FIG. 55a). L'extrémité inférieure des films plastiques a été scotchée aux parois latérales du chenal (FIG. 55b) et un de leurs bords latéraux a été attaché à la colonne de support de la trémie.

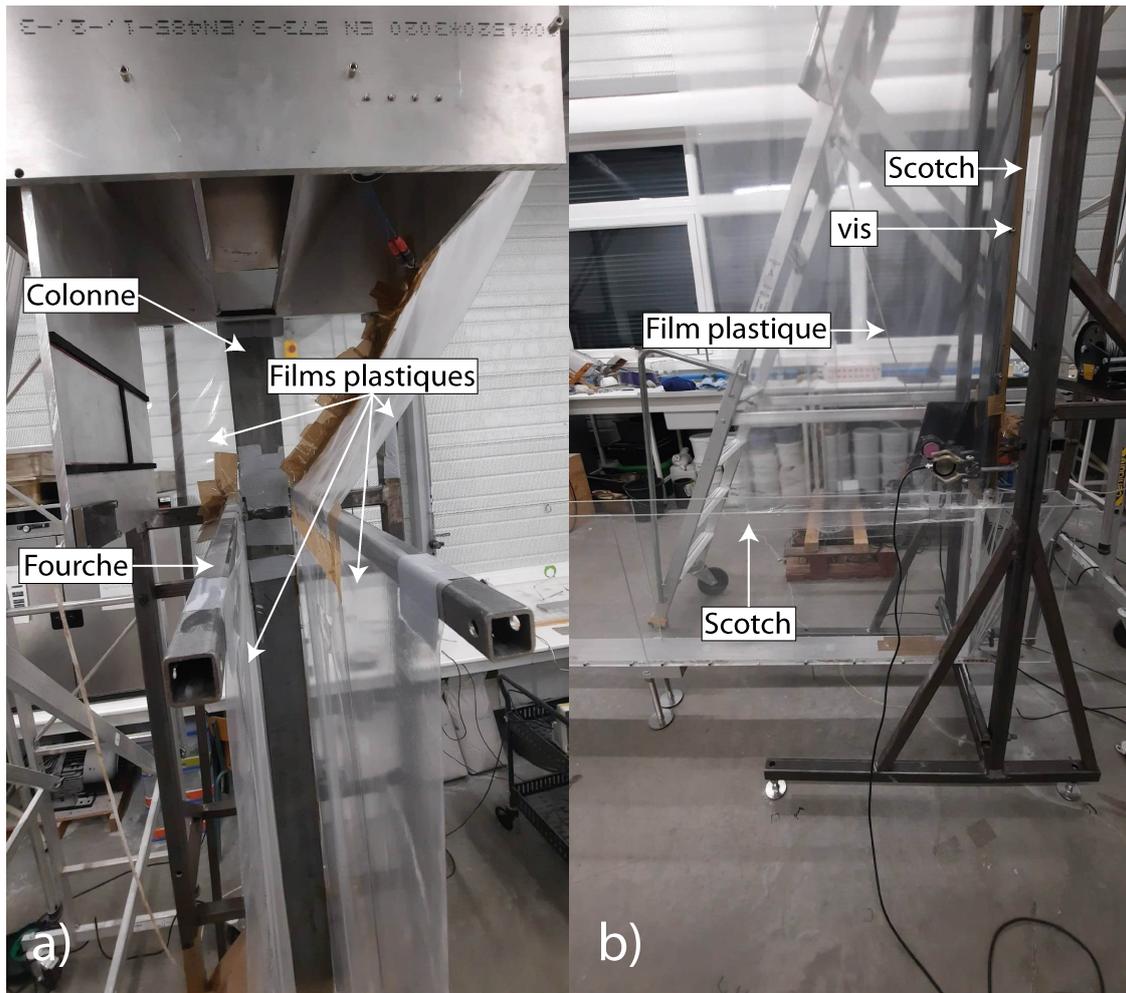


FIGURE 55 – Système de guidage des particules.

a) Fourche fixée à la colonne de soutien de la trémie, et films plastiques pour permettre le guidage des particules. b) Fixation des films plastiques verticaux sur les bords du chenal (à l'aide de scotch) et sur la colonne (scotch et vis).

4.2.3 Mesures de force dans le chenal

Afin de mesurer la force générée à l'impact dans le chenal par les mélanges dilués en chute libre, un capteur de force était placé à 14 cm du bord arrière du chenal. Cette distance a été choisie d'après la position du mélange granulaire observé sur les vidéos. Le système de mesure des forces, adapté d'après [Roche et al. \(2021\)](#), était constitué d'une plaque en aluminium de 6×6 cm insérée dans la base du chenal et vissée sur la partie supérieure d'un capteur dont la partie inférieure était reliée à une structure rigide fixée à la base du chenal (FIG. 52d). Le capteur triaxe (KistlerTM 9317B) était situé au centre de la plaque. Un espace moyen d'environ $150 \mu\text{m}$ entre les marges de la plaque et celles de l'interstice dans la base du chenal permettait à la plaque et à la partie supérieure du capteur de se déplacer librement. L'espace était réglé en insérant des feuilles d'acier calibrées de $100 \mu\text{m}$ entre la plaque et la base du chenal avant que le système, comprenant la plaque, le capteur et la structure rigide inférieure, soit mis en place. Ensuite, les feuilles d'acier étaient retirées. Compte tenu de la taille de certaines particules, celles-ci étaient susceptibles de tomber dans l'interstice de $150 \mu\text{m}$ et pouvaient bloquer la plaque et fausser les mesures. En conséquence, du film étirable ultrafin placé sur la plaque de mesure a été scotché

sur le fond du chenal. D'autres tests ont été ensuite effectués pour vérifier que la pose du film ne faussait pas les mesures. Des tests en configuration statique faits en plaçant un objet de poids connu $P = 2,64$ N au centre de la plaque ont permis de vérifier le bon comportement du système de mesure. Notons que la dérive du signal propre au capteur utilisé était négligeable car les mesures de force duraient moins de 2 s.

4.2.4 Mesures différentielles de la pression d'air à l'impact

Des mesures ont été réalisées à l'aide d'un système analogue à celui utilisé pour le dispositif de suspension turbulente et constitué de deux capteurs de pression (voir 3.5.1). Ces capteurs de pression (1 psi) étaient disposés sur le bord arrière du chenal à une hauteur de 0,4 et 4,55 cm de la base. Les premiers tests ont été réalisés par mesures différentielles entre les deux capteurs dans le but de déterminer une concentration locale (voir Eq. 3.9). Cependant la génération de pression par compaction du mélange a produit un gradient de pression inverse car le capteur inférieur mesurait une pression plus basse que le capteur supérieur (FIG. 56a) et la détermination de la concentration locale n'était donc pas possible (FIG. 56b). Les mesures de pression moyennées sur la hauteur du lit (ou mesures absolues) ne permettaient pas non plus d'avoir des mesures satisfaisantes (FIG. 57a). En effet, la dilatation et la compaction constante du lit dans la zone d'impact (cf. bulle, FIG. 56d) généraient des fluctuations de pression importantes qui rendaient l'estimation de la concentration du lit peu fiable. Quelques valeurs étaient acceptables, mais insuffisantes (seuls quelques points représentés par la flèche, FIG. 57b). Le dispositif a donc été adapté dans le but d'estimer les concentrations des lits fluidisés de particules de manière fiable (voir Section 4.6).

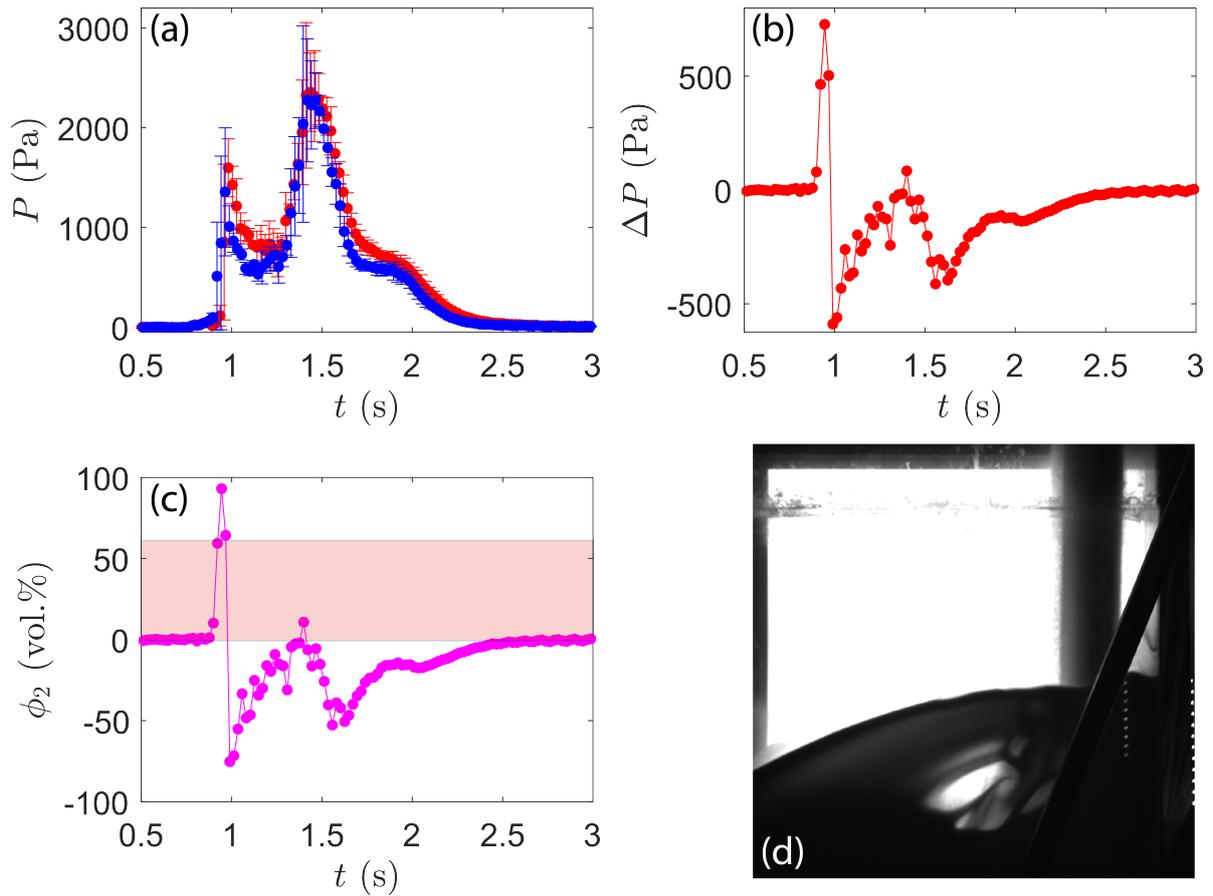


FIGURE 56 – Détermination de la fraction volumique de particules par mesure de pression différentielle.

(a) Signaux de pression correspondant au capteur inférieur (**bleu**) et supérieur (**rouge**). (b) Pression différentielle dans le temps et (c) fraction volumique locale calculée. La zone **rose** correspond aux valeurs possible de concentration comprise entre 0 et 64 vol.%. En (d), bulle d'air, dans un lit granulaire à la zone d'impact, observée dans une expérience réalisée avec des particules de $149 \mu\text{m}$.

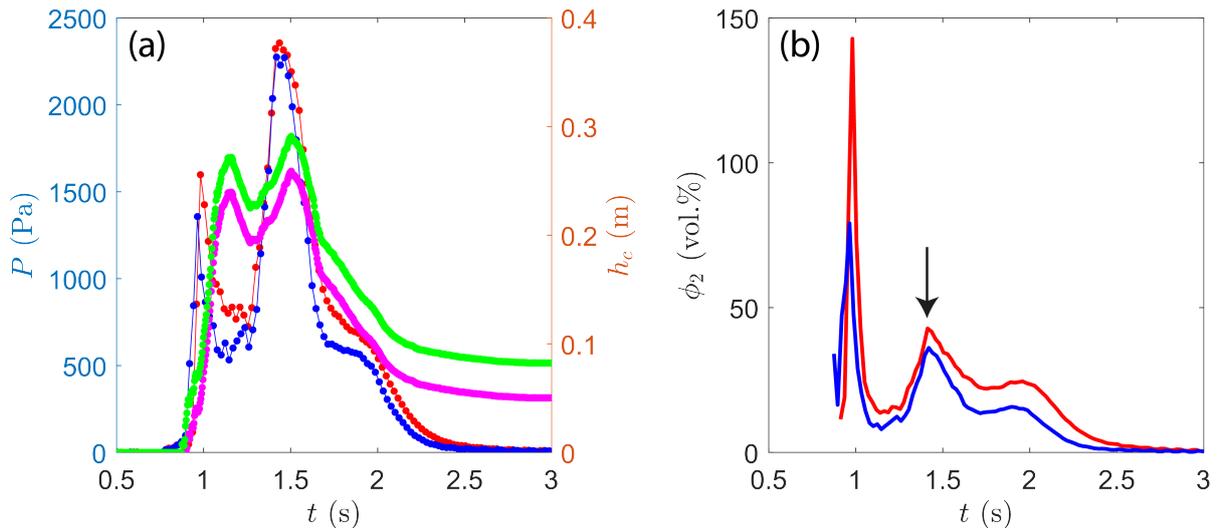


FIGURE 57 – Détermination de la fraction volumique de particules (pression absolue). Exemple de détermination de la fraction volumique moyennée sur toute la hauteur du lit (ici lors d’une expérience réalisée avec des particules de tailles moyennes de $62 \mu\text{m}$). (a) signaux de pression correspondant au capteur le plus bas (bleu) et le plus haut (rouge) et hauteurs de lits associés (vert/magenta respectivement). (b) Fraction volumique locale calculée pour les deux capteurs. La flèche correspond aux valeurs acceptables du deuxième pic de pression en (a).

4.3 Conditions expérimentales

Chaque expérience durait entre 30 et 45 minutes, en fonction de la préparation et du nettoyage, et était réalisée à température ambiante. Ces expériences furent répétées 3 ou 4 fois pour vérifier la reproductibilité des résultats. La présence de plusieurs expérimentateurs était nécessaire. Un premier expérimentateur avait la charge de démarrer les mesures de forces et de lancer l’enregistrement de la caméra. Un deuxième était chargé dans un même temps de lancer manuellement les mesures de pression et de se tenir prêt à retenir la trappe de la trémie une fois que l’électrovanne était coupée. Enfin, un dernier expérimentateur se chargeait de basculer l’interrupteur en position fermée permettant ainsi l’ouverture de la trémie, l’allumage de la bande LED et le démarrage des mesures de force. Les expériences étaient faites dans l’obscurité (volets fermés et lumières éteintes) et un panneau LED était placé derrière la paroi du chenal à la zone d’impact de sorte que le contraste entre les particules constituant le lit fluidisé et la paroi soit maximal. Les expériences ont été réalisées en utilisant 5 lots commerciaux de particules non tamisées dont les tailles varient des gammes $0 - 50 \mu\text{m}$ à $180 - 300 \mu\text{m}$ (voir distributions de taille dans la FIG. 61).

La similarité dynamique entre le phénomène naturel et son analogue reproduit en laboratoire a été évaluée à l’aide des nombres sans dimension. Le TAB. 6 récapitule l’ensemble des paramètres des expériences utilisés pour le dimensionnement. En général, les valeurs des nombres sans dimension dans les expériences sont plus petites que celles pour les cas naturels, principalement en raison de la polydispersité nettement plus faible des particules utilisées dans les expériences par rapport à la nature (TAB. 7). Par conséquent, notre configuration expérimentale ne permet d’explorer que partiellement la dynamique des fontaines pyroclastiques. Dans le cas des mélanges dilués lors de la phase de chute libre, il est important de souligner que les nombres de Stokes et de stabilité dans les expériences indiquent un couplage air-particules modéré à faible ($10^{-1} < (\Sigma, St) < 10^1$), ce qui favorise l’accumulation des particules dans la zone

d'impact, un aspect fondamental de cette étude. Le nombre de Reynolds dans les expériences est inférieur à celui dans la nature, mais il indique un régime d'écoulement turbulent ($Re > 10^3$) et confirme que nos expériences reproduisent de manière dynamique les mélanges volcaniques dilués naturels (Andrews et Manga, 2012). Cependant, il est important de noter que le nombre de Mach représente une limitation significative de nos expériences qui sont en régime subsonique, alors que dans la nature des conditions supersoniques et des phénomènes d'écoulement compressible associés peuvent se produire (Valentine et Sweeney, 2018). Dans le TAB. 7, il convient de noter que c_1 représente la vitesse du son dans le mélange en chute libre, définie comme $c_1 = c_a \sqrt{\rho_a / \rho_p \phi_1 (1 - \phi_1)^{-1/2}}$, comme indiqué dans Valentine et Sweeney (2018).

<i>Symbole</i>	<i>Unité</i>	<i>Nature</i>	<i>Expériences</i>	<i>Paramètre</i>
d_p	m	$10^{-5} - 10^{-1}$	$29 - 269 \times 10^{-6}$	Diamètre moyen (particule)
d_{32}	m	—	$27 - 221 \times 10^{-6}$	Diamètre de Sauter (particule)
c_a	m/s	~ 330	~ 330	Vitesse du son (air)
μ_a	Pa·s	10^{-5}	$1,8 \times 10^{-5}$	Viscosité dynamique (air)
ρ_a	kg/m ³	~ 1	1, 2	Masse volumique (air)
ρ_p	kg/m ³	700 – 2500	2500	Masse volumique (particule)
<i>Phase chute libre</i>				
ϕ_1	—	$10^{-3} - 10^{-2}$	$1,6 - 4,35 \times 10^{-2}$	Concentration volumique
μ_1	Pa·s	10^{-5}	$1,92 - 2,15 \times 10^{-5}$	Viscosité dynamique (mélange)
ρ_1	kg/m ³	$10^0 - 10^2$	41 – 110	Masse volumique (mélange)
u_t	m/s	$10^{-4} - 10^1$	$10^{-1} - 1$	Vitesse de sédimentation (particule)
u_1	m/s	40 – 500	6,74 – 8,17	Vitesse de chute (mélange)
R_i	m	$10^2 - 10^3$	10^{-1}	Largeur de la zone d'impact
H	m	$10^2 - 10^4$	3, 27	Hauteur de chute
<i>Phase écoulement</i>				
ϕ_2	—	0,3 – 0,6	0,4 – 0,55	Concentration volumique
ρ_2	kg/m ³	210 – 1500	1000 – 1376	Masse volumique (mélange)
D_f	m ² /s	$10^{-4} - 10^1$	$10^{-3} - 10^{-2}$	Coefficient de diffusion
k	m ²	$10^{-13} - 10^{-4}$	$10^{-12} - 10^{-10}$	Perméabilité hydraulique
u_2	m/s	$10^1 - 10^2$	2,42 – 3,9	Vitesse de front
h_c	m	$10^0 - 10^1$	0,11 – 0,13	Épaisseur d'écoulement
L_f	m	$10^3 - 10^5$	1,13 – 4,57	Distance de parcours
$\dot{\gamma}$	s ⁻¹	$10^1 - 10^2$	22 – 30	Taux de déformation

TABLEAU 6 – Expérience de fontaine éruptive : paramètres physiques.

Pour les mélanges concentrés lors de la phase d'écoulement après impact, les nombres de Bagnold et de Darcy indiquent que les contraintes exercées par le fluide prédominent sur les contraintes interparticulaires, et que la pression du fluide interstitiel peut être élevée aux premiers stades de propagation. Par ailleurs, le nombre de pression indique une diffusion relativement lente de la pression interstitielle pendant la mise en place de l'écoulement. Aux stades avancés, lorsque la pression interstitielle a diffusé, le nombre d'inertie indique un régime frictionnel. Il convient de noter que, dans le TAB. 7, P_s est la pression solide.

<i>Nombre</i>	<i>Définition</i>	<i>Nature</i>	<i>Expériences</i>	<i>Description et régime physique (expériences)</i>
<i>Phase de chute libre</i>				
<i>Mach</i>	$Ma = \frac{u_1}{c_1}$	$10^{-1} - 10$	$0,14 - 0,21$	Rapport de la vitesse de chute du mélange sur la vitesse du son du mélange.
<i>Reynolds</i>	$Re = \frac{R_i u_1 \rho_1}{\mu_1}$	$10^9 - 10^{12}$	$1,56 - 2,94 \times 10^6$	Rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses : l'écoulement est turbulent.
<i>Richardson</i>	$Ri = \frac{Hg'}{u_1^2}$	$10^{-1} - 10^1$	$0,47 - 0,69$	Rapport de l'énergie potentielle sur l'énergie cinétique.
<i>Stabilit</i>	$\Sigma = \frac{(\rho_p - \rho_a) d_p^2 g}{18 \mu_1 u_1}$	$10^8 - 10^2$	$10^{-1} - 10^1$	Rapport de la force de gravité (flottabilité) d'une particule sur la traînée visqueuse. Couplage gaz-particules modéré à faible.
<i>Stokes</i>	$St = \frac{(\rho_p - \rho_a) d_p^2 u_1}{18 \mu_1 R_i}$	$10^{-5} - 10^6$	$10^{-1} - 10^1$	Rapport du temps de réponse des particules sur le temps caractéristique des tourbillons. Couplage gaz-particules modéré à faible.
<i>Phase d'écoulement</i>				
<i>Bagnold</i>	$Ba = \frac{\rho_p \dot{\gamma} d_p^2 \phi_2}{\mu_a (1 - \phi_2)}$	$10^{-3} - 10^8$	$10^0 - 10^2$	Rapport entre les collisions de particules et les contraintes visqueuses du fluide (premiers stades). Régime visqueux à régime transitoire.
<i>Darcy</i>	$Da = \frac{\mu_a}{\rho_p \dot{\gamma} k \phi_2}$	$10^{-7} - 10^4$	$10^0 - 10^2$	Les contraintes visqueuses entre le fluide et les particules l'emportent sur les collisions entre particules (premiers stades). La pression du fluide interstitiel amortit les interactions entre les particules.
<i>Inertiel</i>	$I = \dot{\gamma} \sqrt{\frac{\rho_p d_p^2}{P_s}}$	$10^{-6} - 10^{-1}$	$10^{-3} - 10^{-2}$	Rapport entre les collisions et la friction des particules (stade avancé). Le frottement contrôle la dynamique de l'écoulement.
<i>Pression</i>	$Pr = \frac{D_f \sqrt{L_f / g}}{h^2}$	$10^{-4} - 10^3$	$10^{-2} - 10^0$	Rapport entre l'échelle de temps d'écoulement (en référence à l'advection de pression) et l'échelle de temps de diffusion de pression.

TABLEAU 7 – Expériences de fontaine éruptive : nombres sans dimension et régimes dynamiques.

4.4 Procédure expérimentale

Durant les expériences, la trémie était remplie de 21 kg de billes de verre de silice (masse volumique de $\sim 2500 \text{ kg/m}^3$) d'une taille préalablement choisie. La caméra à haute vitesse était mise en place face à la zone d'impact. Juste avant l'ouverture de l'interrupteur, les mesures de pression ainsi que l'enregistrement de la caméra étaient lancées. Une fois l'interrupteur ouvert, un signal électrique était envoyé à l'électrovanne de la porte de verrouillage de la trémie. Après l'ouverture de la porte et pendant que les particules tombaient verticalement, un second expérimentateur assurait que la porte de la trémie n'entre pas en collision avec la colonne granulaire en tirant sur une cordelette prévue à cet effet. Après l'impact du mélange sur la base du chenal, des écoulements de 1,5 à 5 m de long étaient formés. Ces écoulements étaient constitués d'une

partie basale dense surmontée d'une suspension plus diluée. La durée totale d'une expérience était généralement comprise entre 1,5 et 2,5 s après l'ouverture de la porte. À la fin d'une expérience, les épaisseurs de dépôts étaient mesurées tous les 20 cm à partir du fond du chenal en utilisant une règle graduée. La variabilité typique de la distance parcourue était d'environ 3 cm, à l'exception des plus petites particules pour lesquelles le front du dépôt était moins défini, et une erreur d'environ 50 cm a été estimée. Les dépôts respectifs de l'écoulement dense et de la partie diluée turbulente pouvaient être distingués pour chaque expérience (FIG. 58). Le dépôt formé par la partie dense présentait des ondes de surface alors que celui de la partie diluée était lisse. Cette partie diluée était absente pour les plus grosses tailles de particules ($> 180 \mu\text{m}$). Les vidéos ont ensuite été analysées avec ImageJ* (Schneider *et al.*, 2012) et Matlab dans le but d'estimer la vitesse d'impact et la hauteur de l'écoulement fluidisé. En cas d'utilisation de particules de tailles différentes par rapport à l'expérience précédente, tout le dispositif était intégralement nettoyé afin que les lots de particules ne se mélangent pas et d'éviter une contamination. Pour vérifier la reproductibilité des résultats, 22 expériences ont été réalisées, avec au moins 3 expériences pour chaque taille de particules.

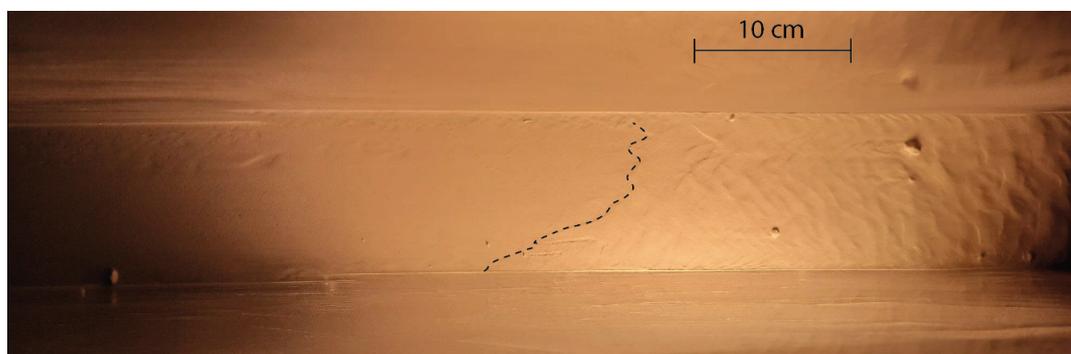


FIGURE 58 – Dépôts des écoulements expérimentaux.

Vue de dessus des dépôts formés par l'écoulement basal concentré (à droite, surface ondulée) et par la suspension diluée (à gauche, lisse) pour des particules de $60 \mu\text{m}$. La délimitation est marquée d'une ligne en tiret.

4.5 Analyse de la granulométrie des particules utilisées

La distribution de taille de chacun des lots de particules utilisées a été mesurée grâce au morpho-granulomètre « Morphologi G3 » (FIG. 59). L'instrument « Morphologi G3 » (nommé G3 par la suite) offre la possibilité de mesurer les caractéristiques morphologiques (taille, circularité, convexité, élongation) des particules. Cet instrument est un outil analytique à haute résolution et haute sensibilité qui permet la caractérisation précise des échantillons de particules. Le G3 peut également être utilisé comme un microscope manuel complet, capable de produire des images de haute résolution et de fournir une analyse instantanée. L'analyse des images obtenues par le G3 fournit des statistiques basées sur le nombre de particules, permettant ainsi de générer des données sur chaque particule individuelle ainsi que sur l'ensemble de l'échantillon. Le G3 est un analyseur optique composé de trois unités principales (FIG. 59c) : (1) l'unité de dispersion d'échantillon (SDU), qui comprend une cartouche supérieure amovible contenant l'échantillon granulaire à analyser, ainsi qu'une chambre de dispersion ; (2) Une plaque de verre est soutenue par un plateau contrôlé par un joystick, permettant des déplacements du plateau dans le plan horizontal (XY) (FIG. 59b). La plaque peut également se déplacer verticalement (Z) pour ajuster la mise au point sous l'unité optique (3), qui se compose d'un microscope équipé d'une gamme

d'optiques et relié à une caméra numérique de 5 mégapixels (FIG. 59a). Dans cette étude, des grossissements de $\times 2$, $\times 5$, $\times 10$, $\times 20$ et $\times 50$ ont été utilisés.

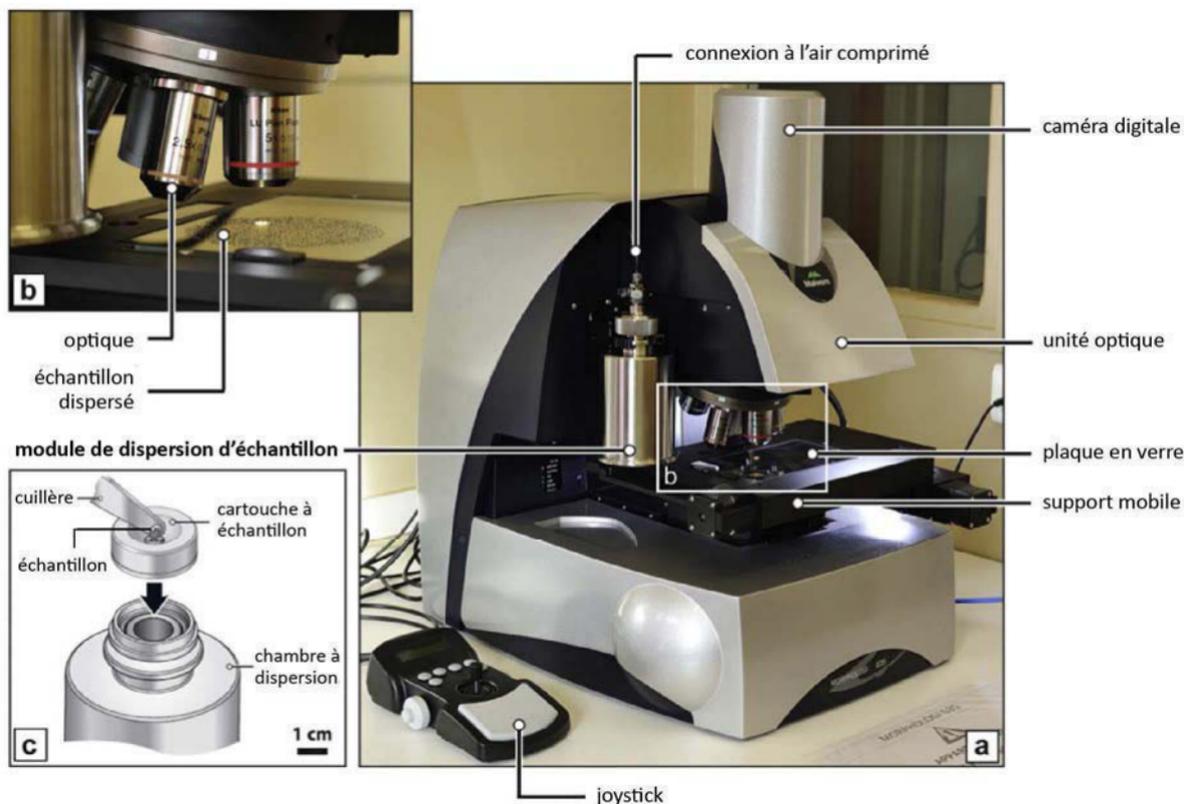


FIGURE 59 – Morphogranulomètre G3.

« Morphologi G3SE™ » de Malvern Instrument™. D'après Leibrandt et Pennec (2015).

Le protocole utilisé est adapté d'après les travaux de Leibrandt et Le Penec (2015). L'ensemble de la procédure analytique, comprenant la dispersion, la reconnaissance des objets (par segmentation d'image), les réglages du microscope optique (FIG. 60-1) et les différentes étapes de filtrage, est contrôlé par un ordinateur pilote (FIG. 60-4). Le matériau granulaire à analyser est placé dans la cartouche d'échantillon (FIG. 60-2) et est automatiquement dispersé sur la plaque de verre qui se déplace ensuite dans les directions XYZ pour positionner les grains sous l'unité optique. Les étapes d'acquisition et d'analyse d'image sont régies par une procédure opérationnelle standard (ou « SOP »), dans laquelle l'opérateur définit le type de source lumineuse, le grossissement, la mise au point, le seuil et la zone balayée sur la plaque de verre. Un éclairage diascopique (source lumineuse située sous la plaque de verre) est utilisé pour obtenir la projection en 2D de la zone balayée par l'unité optique et de la forme des grains, et aussi pour effectuer des analyses morphologiques des particules individuelles ou des populations de grains.

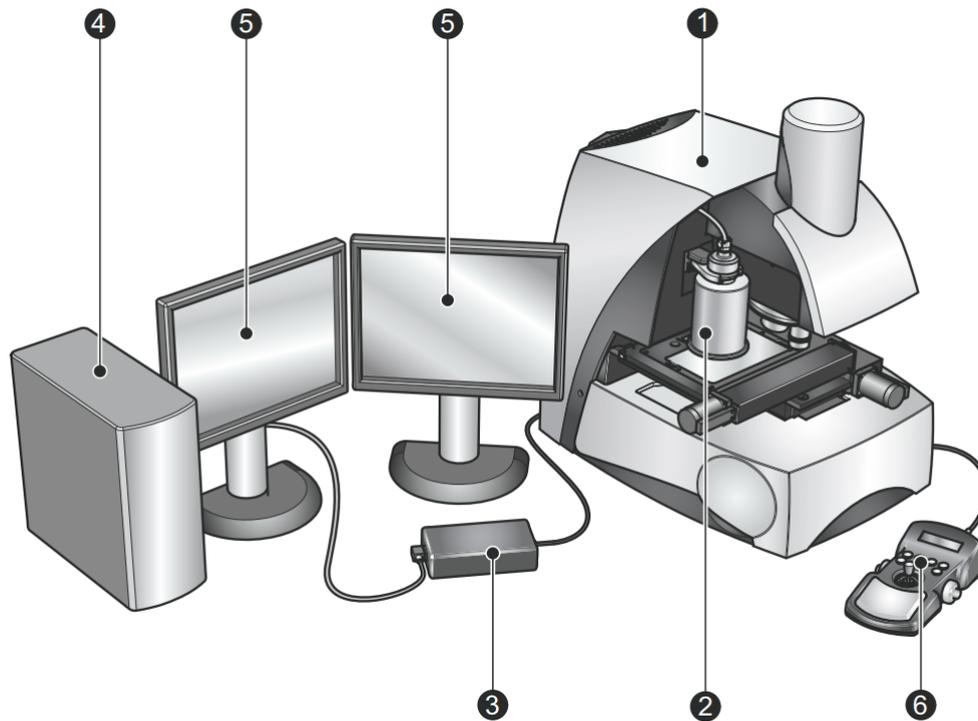


FIGURE 60 – Vue d'ensemble du système de fonctionnement du G3.

(1) Microscope optique, (2) unité de dispersion d'échantillon, (3) alimentation de 40 V pour les composants électroniques de commande, (4) ordinateur principal connecté à (5) deux écrans (d'après le morphologi G3 Manuel de l'utilisateur, MAN0410 Vers. 5.0 2013).

Pour chaque lot de particules, un échantillon de quelques mm^3 était placé dans l'unité de dispersion d'échantillon et les paramètres de dispersion étaient définis en fonction de chacune des gammes de tailles des lots. Ces paramètres sont la pression d'injection d'air (pour disperser les particules) et le temps de décantation (temps pendant lequel la chambre de dispersion reste au-dessus de la plaque où l'échantillon est dispersé). Lorsque la dispersion est terminée, l'analyse automatique peut commencer en choisissant l'optique, la mise au point et la taille de la zone d'acquisition. Une fois l'analyse lancée, le microscope photographie l'ensemble de la zone d'acquisition préalablement définie en relevant les positions de chacune des particules. En général, le temps d'analyse était compris entre quelques dizaines de minutes à quelques heures. Le traitement a ensuite été réalisé manuellement en négligeant les agrégats, ainsi que les particules inférieures à quelques micromètres (qui ne sont pas dissociables des poussières). Ces distributions de taille de particule sont présentées dans la FIG. 61. Les lots de particules utilisées étant polydisperses, on considère par la suite le diamètre moyen géométrique (d_p) ainsi que le diamètre de Sauter qui définit la taille moyenne d'une population de particules pondérée par la surface de chaque particule individuelle, ce qui est fondamental au regard des interactions fluide-particules dans les systèmes biphasés (Breard *et al.*, 2019a,b). Ainsi la contribution des particules fines est prise en compte par un rapport surface/volume plus grand que les particules plus grosses. Les particules fines ont donc une surface de contact avec le fluide plus grande. Le diamètre de Sauter est donné par (Richardson *et al.*, 2002)

$$d_{32} = \frac{1}{\sum_{i=0}^N \left(\frac{x_i}{d_i}\right)} \quad (4.1)$$

où x_i représente la fraction massique de chaque classe de taille et d_i correspond à la taille

géométrique de cette classe de particules (Geldart, 1986).

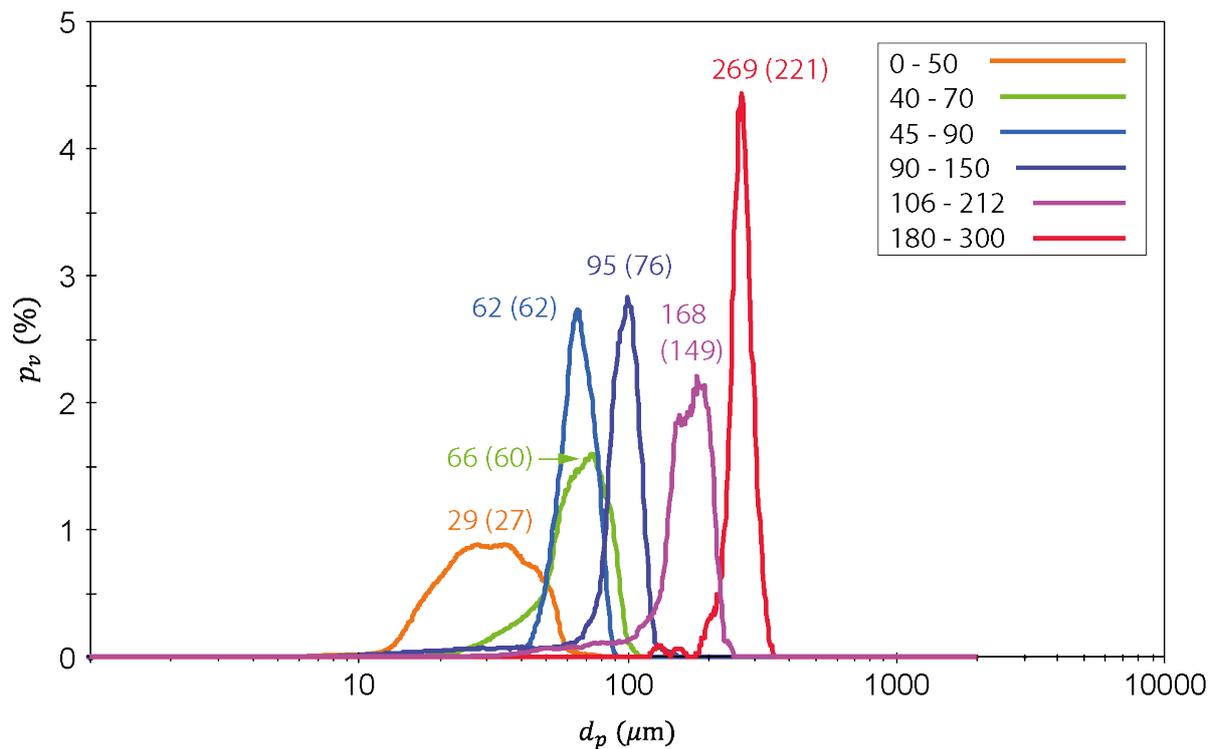


FIGURE 61 – Distributions de taille des billes de verre.

d_p est le diamètre ayant la même surface projetée que la particule et p_v (%) est la fraction volumique de chaque classe de taille. Les analyses ont été réalisées à l'aide du Morphologi G3SE™ de Malvern Instrument™, en suivant le protocole de Leibrandt et Le Pennec (2015). Toutes les courbes sont moyennées sur 11 points. Les gammes de tailles fournies par le fabricant (« Mineralex ») ainsi que les tailles moyennes des grains sont indiquées pour chaque lot, en micromètres. Les valeurs entre parenthèses correspondent au diamètre de Sauter.

4.6 Modifications du dispositif pour les mesures de concentration de particules

4.6.1 Mélange en chute libre

Les mesures de pression d'air ont été faites pour estimer la fraction volumique de particules dans les mélanges en chute libre juste avant l'impact (ϕ_1) et dans les écoulements granulaires formés lors de l'impact (ϕ_2). Nous avons étudié l'effondrement des mélanges granulaires dans un dispositif cylindrique (FIG. 65) afin de contourner les problèmes de mesures dus au déplacement latéral significatif de l'air et du matériau granulaire inhérent à la configuration du chenal de notre dispositif. Afin de faire une mesure précise de la pression juste avant l'impact des matériaux (ϕ_1), un système d'acquisition plus rapide avec une fréquence d'échantillonnage de 1000 Hz a été utilisé. Dans cette configuration avec un cylindre, l'échappement d'air latéral était négligeable et nous pouvions déduire la fraction volumique des particules avant l'impact à partir de la pression dynamique

$$P_d = \frac{[\rho_p \phi_1 + \rho_a (1 - \phi_1)] u_m^2}{2} \quad (4.2)$$

où ρ_p et ρ_f sont respectivement la masse volumique des particules et de l'air, ϕ_1 est la concentration de particules dans le mélange, et u_m est la vitesse de chute du mélange juste avant l'impact, déterminée à partir de vidéos à haute vitesse (250 i/s). Comme $\rho_p \gg \rho_f$ nous avons supposé

$$P_d \sim \frac{\rho_p \phi_1 u_m^2}{2} \quad (4.3)$$

, et la fraction volumique des particules est donnée par

$$\phi_1 = \frac{2P_d}{\rho_p u_m^2} \quad (4.4)$$

Les mesures ont été réalisées en utilisant un cylindre en plexiglas de hauteur 102,4 cm et de diamètre 13 cm et reposant sur une plaque horizontale en plexiglas de dimension 20,5 cm \times 20,5 cm (FIG. 62). Avant chaque expérience, le cylindre était placé sur la base du chenal dont les parois latérales avaient été retirées de sorte que les conditions expérimentales soient identiques à celles des écoulements dans le chenal (seule la hauteur de chute différait d'un centimètre entre les deux configurations due à l'épaisseur de la plaque de plexiglas à la base de la colonne). L'expérience consistait à faire chuter les particules directement dans le cylindre. Le diamètre du cylindre était légèrement supérieur à la largeur de la tête du mélange en chute libre afin d'estimer précisément la pression dynamique générée par le mélange. Les parois latérales en plastiques transparents étaient scotchées au bord du cylindre afin de guider les particules (FIG. 62). Dans un premier temps, trois capteurs de pression mesuraient la pression d'air dans le dispositif pour vérifier que les signaux de pression étaient indépendants de la position de capteurs (FIG. 62a). Les mesures étaient réalisées avec une fréquence d'échantillonnage de 50 Hz mais les hautes vitesses des mélanges depuis leur entrée dans le tube jusqu'à l'impact ne permettaient pas, à cette fréquence, d'avoir des mesures convaincantes. Un système d'acquisition enregistrant à des fréquences d'échantillonnage de 1000 Hz a donc été utilisé par la suite avec un seul capteur (FIG. 62b).

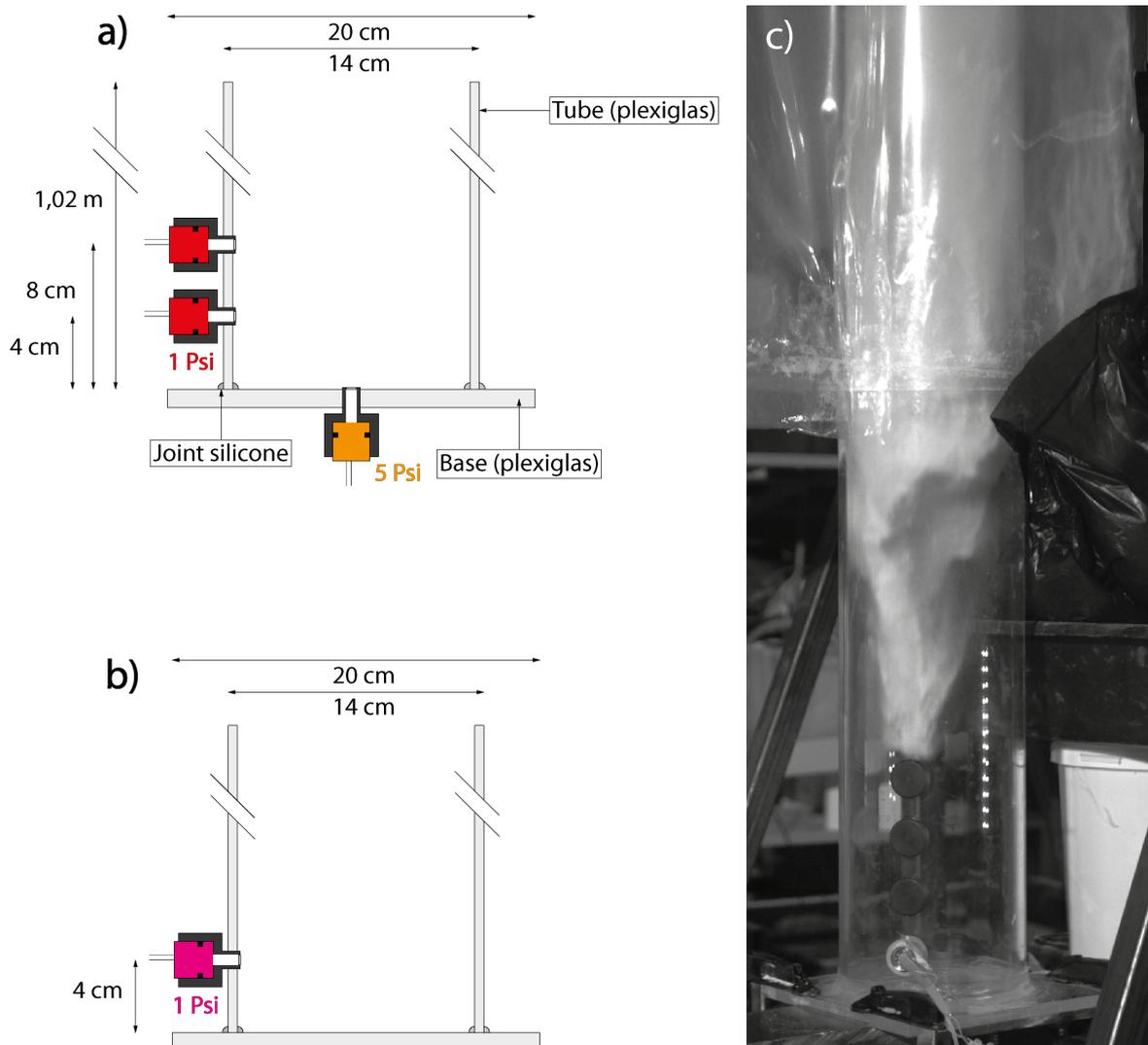


FIGURE 62 – Dispositif de mesure de concentration de particules (mélange en chute libre). Dispositifs cylindriques de diamètre 14 cm utilisés pour estimer la concentration du mélange en chute libre. a) Dispositif utilisé lors des expériences préliminaires : trois capteurs étaient utilisés. b) Dispositif en configuration finale : pour ces mesures un seul capteur était connecté au système à haute fréquence d'échantillonnage (1000 Hz). c) Photo du dispositif en configuration finale.

4.6.2 Lit granulaire fluidisé

Les premières observations ont montré que le mélange granulaire se compacte rapidement à l'impact pour former un lit dense qui évolue rapidement en écoulement granulaire. Nous avons tenté d'estimer les fractions volumiques de particules dans les lits formés dans le chenal, mais le mouvement chaotique du matériau et la variation rapide de la hauteur du matériau ont empêché des estimations fiables. Pour cette raison, nous avons utilisé un second dispositif cylindrique d'un diamètre de 29 cm dans la zone d'impact, ce qui a permis une fluctuation plus lente de la hauteur de l'écoulement tout en limitant les mouvements aléatoires du lit granulaire après l'impact.

Nous avons estimé la fraction volumique de particules dans l'écoulement (ϕ_2) à partir de la pression hydrostatique

$$P_l = [\rho_p \phi_2 + \rho_a(1 - \phi_2)]gh_c \quad (4.5)$$

où P_l est la pression d'air dans les pores et h_c est la hauteur du lit granulaire estimée à l'aide de vidéos à haute vitesse. Cette relation peut se simplifier de sorte que

$$P_l \sim \rho_p \phi_2 gh_c \quad (4.6)$$

Pour chaque vidéo, nous avons utilisé ImageJ* pour produire un kymographe le long d'une ligne verticale au centre du cylindre. La hauteur du lit h_c au fil du temps a ensuite été déterminée en utilisant une valeur de seuil de pixel variant de moins de 0,3 à 0,8 de l'intensité maximale dans les kymographes. La détermination de la hauteur couplée aux valeurs de pression dans les pores et de hauteur d'écoulement nous ont permis d'estimer la concentration de particules à partir de l'Eq. 4.6, telle que

$$\phi_2 = \frac{P_l}{\rho_p gh_c} \quad (4.7)$$

Néanmoins, cette méthode présente deux limites. Premièrement, les concentrations de particules déterminées de cette manière sont des estimations minimales car la pression dynamique est négligée. Deuxièmement, si le couplage air-particules et la pression générée sont trop faibles, par exemple dans le cas de particules relativement grandes, cette méthode ne permet pas d'estimer de manière fiable les concentrations de particules. Dans ce cas, nous supposons que les concentrations des mélanges sont identiques à celles des particules plus petites. Dans ces expériences, le cylindre en plexiglas était de hauteur 102,4 cm et de diamètre 29 cm et il reposait sur une plaque en plexiglas de dimension 31 cm × 31 cm (FIG. 63). En configuration A, la pression dans le lit était mesurée avec trois capteurs de pressions (FIG. 63a). Ces capteurs permettaient de vérifier que les signaux de pression des trois capteurs étaient semblables. Un premier capteur de sensibilité 5 psi était inséré dans la plaque basale tandis que deux autres capteurs de pression ont été installés sur un côté et à la base de la colonne pour étudier la pression générée à l'impact et la variation de pression dans le lit formé. Comme décrit précédemment, le cylindre était placé sur la base du chenal dont les parois latérales avaient été retirées. Dans ce dispositif, l'air interstitiel dans le lit ne peut diffuser que par le haut et le matériau granulaire qui remplit le cylindre peut être considéré comme quasi statique. Bien que cette configuration soit différente de celle du chenal, nous supposons que les concentrations en particules dans les deux systèmes sont semblables. Après les tests préliminaires, et afin de mesurer la pression d'air interstitielle dans le lit granulaire, un seul capteur de pression a été utilisé sur le bord de la colonne à une hauteur 2 cm (FIG. 63b). Toutes les expériences ont été filmées avec une caméra vidéo à haute vitesse (« Photron Fastcam SA3 ») à 250 i/s. Les vidéos obtenues ont été traitées à l'aide d'ImageJ et Matlab pour déterminer la vitesse de chute de la colonne granulaire ainsi que la hauteur du lit dense fluidisé formé. Les vidéos ont permis également de vérifier que la tête de la colonne tombante pénétrait bien entièrement dans le cylindre et que les bords de celui-ci ne perturbaient pas la trajectoire.

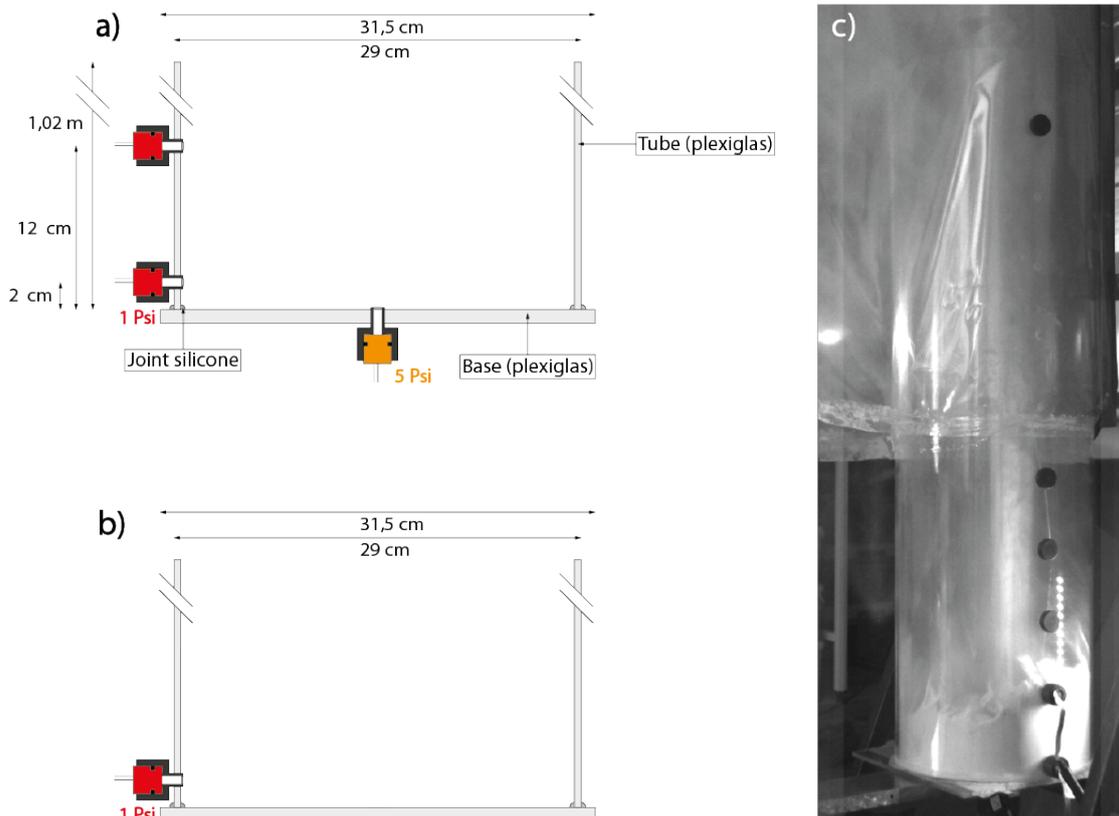


FIGURE 63 – Dispositif de mesure de concentration des particules (lit dense).

Dispositifs cylindriques de diamètre 29 cm utilisés pour estimer la concentration en particules du lit concentré formé à l'impact. a) Dispositif utilisé lors des expériences préliminaires avec trois capteurs. b) Dispositif en configuration finale. c) Photo du dispositif en configuration finale.

4.7 Méthode de contrôle de la concentration granulaire à l'ouverture de la trémie

Les mélanges gaz-particules impactant une surface horizontale génèrent des écoulements latéraux de natures différentes en fonction de leurs vitesses d'impact, de leurs concentrations en particules et de la taille des particules. À l'échelle du laboratoire, pour des concentrations de particules d'environ 1 vol.%, un mélange dilué de grosses particules aura tendance à former un écoulement latéral concentré. À l'inverse, un mélange de concentrations de particules d'environ 0,1 vol.% aura tendance à produire des écoulements dilués. Cette section présente la procédure expérimentale qui a été utilisée pour étudier la transition entre les deux mécanismes décrits ci-dessus.

4.7.1 Expériences préliminaires

Nous avons produit une dilution mécanique du flux granulaire en chute libre en utilisant des tamis avec différentes tailles de mailles de grilles (de 300 μm à 5,6 mm). L'objectif de ces expériences était d'estimer la dilution du flux en fonction des différentes tailles d'ouvertures. Pour cela, nous avons mis en place un dispositif rudimentaire composé d'un tamis circulaire sur lequel était placé un cylindre en plexiglas rempli de particules. Le tamis était maintenu à l'aide d'un support à une hauteur de 50 cm au-dessus d'un seau placé sur une balance. Le

relâchement des particules était effectué manuellement à l'aide d'un disque en carton placé initialement sous le tamis. Cette première série d'expériences a permis d'observer deux régimes d'écoulement. En général, pour une taille d'ouverture de grille beaucoup plus grande (environ 3 à 4 fois) que la taille des particules, toute la masse contenue dans le réservoir s'écoulait et avait une concentration constante tout au long de l'expérience (FIG. 64b(1-4)). En revanche, pour une taille d'ouverture proche de la taille des particules, la grille saturait et aucune particule ne passait à travers la grille.

Une deuxième série d'expériences a été réalisée dans le but d'étudier la transition entre les deux régimes. Cette transition se caractérise par un écoulement concentré de particules juste après le retrait du disque en carton. La concentration de particules décroissait ensuite progressivement jusqu'à la saturation complète de la grille et l'arrêt du flux de particules (Figure 60c(1-4)).

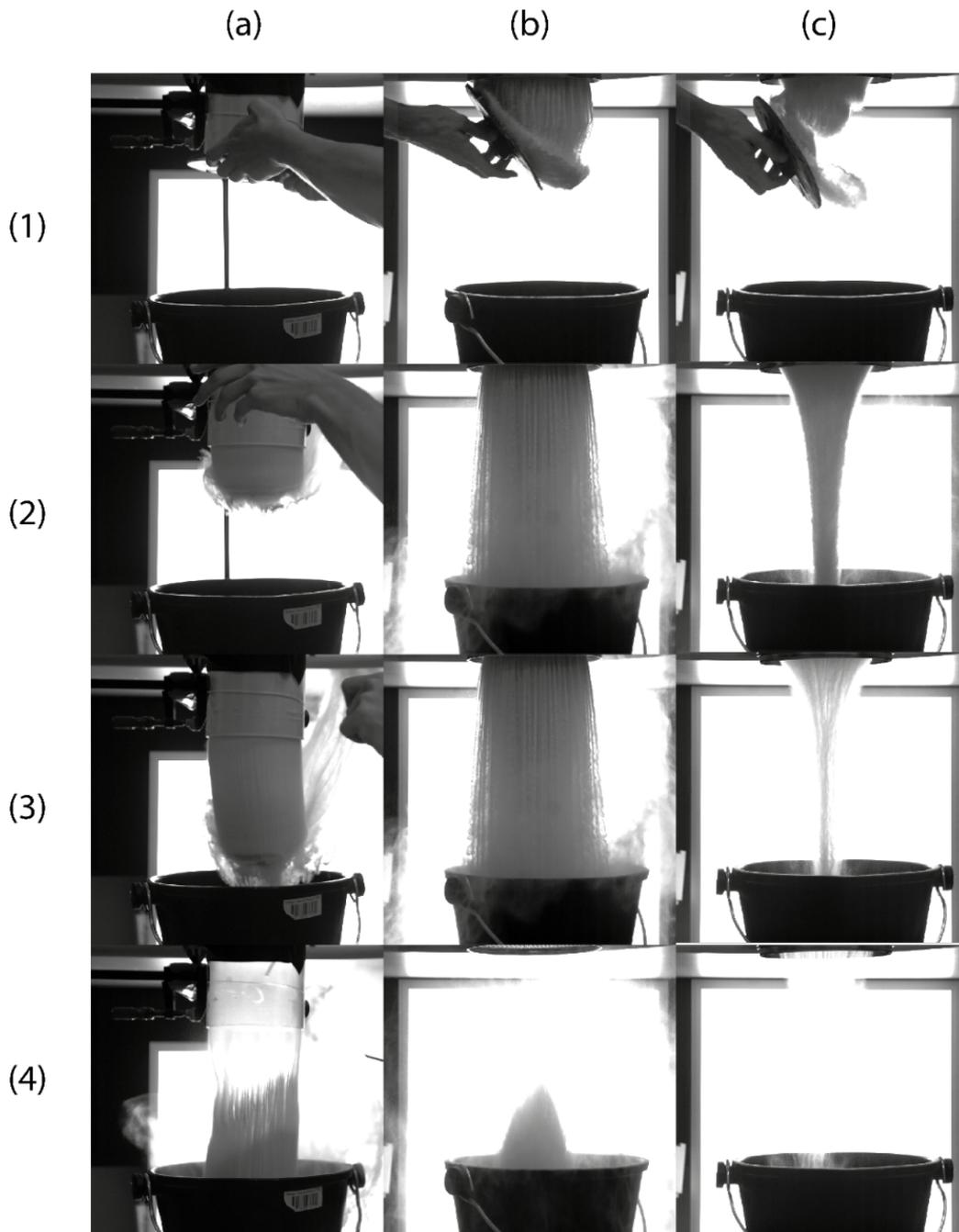


FIGURE 64 – Relâchement de particules par une grille.

Flux de particules de diamètre $60 \mu\text{m}$ en fonction des conditions initiales. En (a), l'expérience est réalisée sans grille : la concentration ne varie pas durant l'expérience. En (b), l'expérience est réalisée avec une grille dont la taille de maille est de $3,35 \text{ mm}$; la concentration varie très peu pendant l'expérience bien que le flux granulaire soit plus dilué que dans le cas sans grille. En (c), l'expérience est réalisée avec une grille dont la maille est de $0,3 \text{ mm}$; la concentration décroît significativement jusqu'à devenir nulle. (1-4) Images correspondant, au relâchement des particules, au début, au milieu et à la fin de la vidange du cylindre.

Nous avons cherché à déterminer, parmi un lot de grilles commerciales présenté FIG. 65 (« SAULAS ET Cie »), celles permettant d'obtenir une concentration délimitant le régime dense du régime dilué pour plusieurs tailles moyennes de particules ($27, 62, 76, 149, 221 \mu\text{m}$) (TAB. 8).

<i>Gamme</i> (μm)	<i>Diamètre moyen</i> (μm)	<i>Diamètre de Sauter</i> (μm)	<i>Grille (tamis)</i> (μm)	<i>Grille (trémie)</i> (μm)
< 50	29	27	355	300
45 – 90	62	62	300	200
90 – 150	95	76	300	300
106 – 212	168	149	400	–

TABLEAU 8 – Grilles et particules utilisées.

Taille des billes et grilles associées pour les tests (tamis) et les expériences (trémie).



FIGURE 65 – Vue des grilles utilisées..

Grilles placées à l'ouverture de la trémie du dispositif de fontaine éruptive. Les tailles de mailles, marquées sur chaque grille, varient de 200 μm à 800 μm .

Ces tests ont ouvert une perspective intéressante pour les expériences sur les fontaines pyroclastiques. Ils montrent qu'il est possible de contrôler à l'ouverture de la trémie la concentration du flux de particules en chute libre. Dans ce contexte, nous avons identifié les grilles pour des expériences dans le dispositif de simulations des fontaines pyroclastiques avec les billes les plus petites (i.e. plus bas nombre de Stokes) de diamètre 27, 62, 76 μm (FIG. 66) qui peuvent être utilisées dans la trémie du dispositif des fontaines pyroclastiques (TAB. 8). Ces expériences préliminaire étaient réalisées avec un charge de particules d'environ 21 kg et une hauteur de 1,06 m au-dessus de la base du chenal.

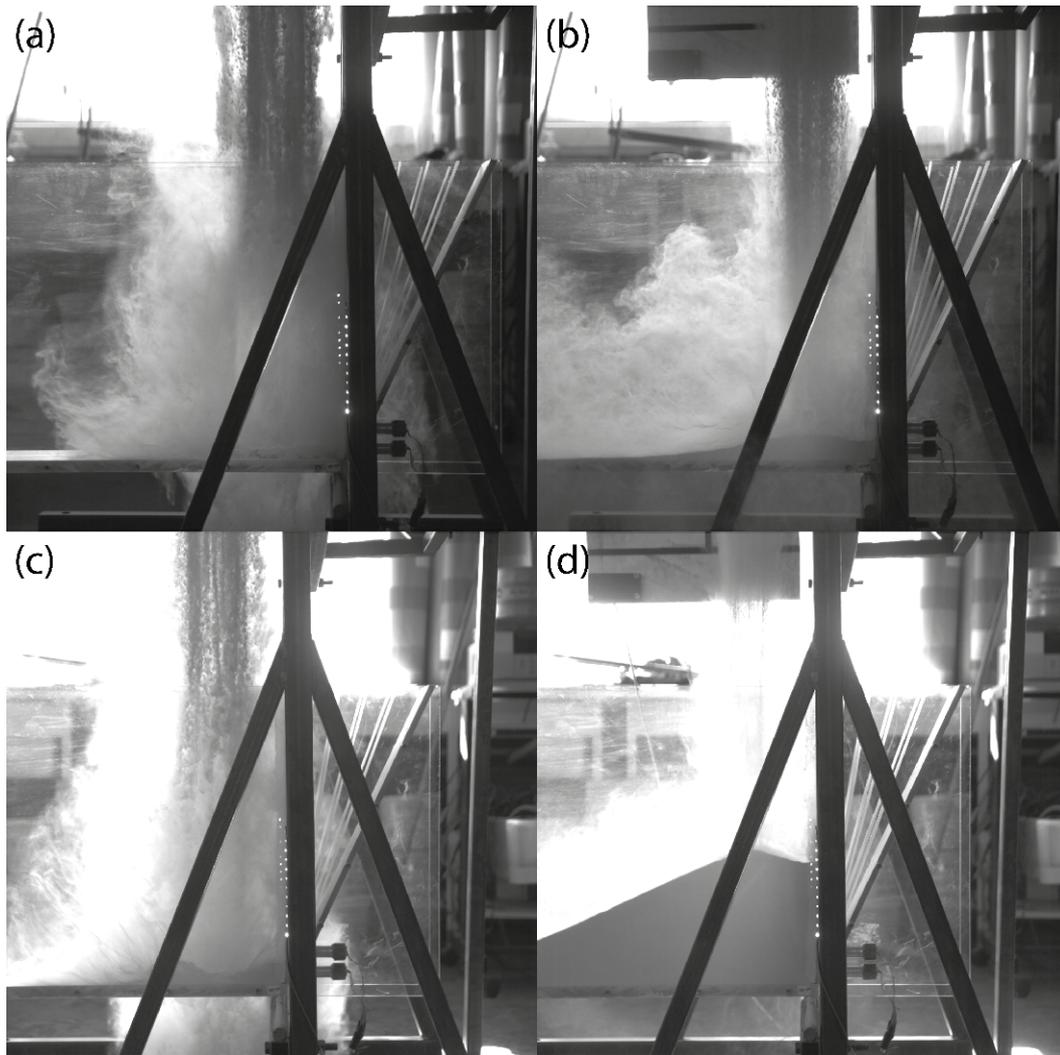


FIGURE 66 – Expériences avec une grille à l’ouverture de la trémie.

Expériences réalisées dans le dispositif principal avec des particules de $29\ \mu\text{m}$. En (a), début d’une expérience réalisée avec une maille de grille de $630\ \mu\text{m}$; la concentration varie peu au cours du temps. En (b), la fin de cette même expérience. En (c), début d’une expérience réalisée avec une maille de grille de $350\ \mu\text{m}$; la concentration décroît de manière significative jusqu’à devenir nulle. En (d), la fin de cette même expérience avant l’arrêt de vidange de la trémie.

Chaque grille a été découpée et scellée avec du ruban adhésif juste au-dessus de l’ouverture de la trémie en configuration basse (FIG. 67a). Pour chaque taille de particules, une ou plusieurs grilles ont été testées. Dans le cas des particules de $29\ \mu\text{m}$, la transition du régime dense à dilué était très rapide en raison des interactions électrostatiques entre les particules. De ce fait, les particules formaient des agrégats qui se comportaient comme des particules de taille effective plus grande. Afin de prolonger cette transition, un système de fluidisation a été installé dans la trémie (FIG. 67b). Ce système permettait de faire circuler un flux d’air dans le lit granulaire dense qui permettait de rompre les agrégats dus aux forces électrostatiques.

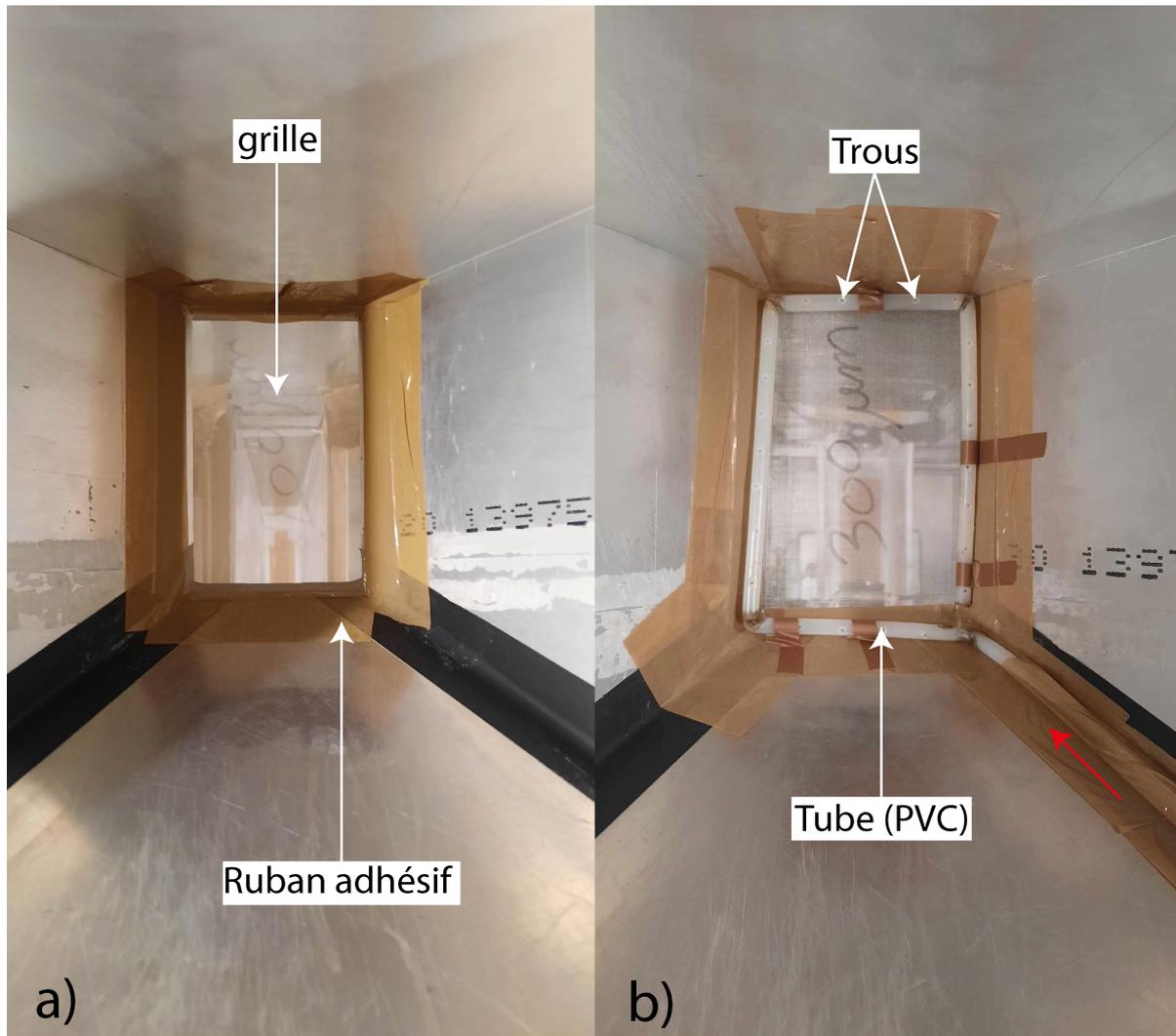


FIGURE 67 – Grille à l’ouverture de la trémie et système de fluidisation.

a) Grille de $200\ \mu\text{m}$ à l’ouverture de la trémie. **b)** Système de fluidisation utilisé dans le cas des particules de $29\ \mu\text{m}$. Celui-ci est constitué d’un tube de PVC percé de trous et fixé autour de l’ouverture de la trémie. La flèche rouge indique la direction et le sens d’injection de l’air.

La concentration des particules en chute libre a d’abord été mesurée en utilisant la méthode acoustique, avec des capteurs placés à une distance de 12 cm l’un de l’autre et à une hauteur de 65,5 cm au-dessus de la zone d’impact (FIG. 68). Les expériences ont été filmées avec une caméra haute vitesse enregistrant entre 500 et 1000 image/s, placée à une distance de 15 cm du flux granulaire afin de déterminer la vitesse de chute du mélange. La zone enregistrée par la caméra mesurait 384 pixels de hauteur par 16 pixels de largeur. Afin d’optimiser le contraste entre les particules et l’air, deux ouvertures ont été découpées dans les feuilles en plastique latérales et un fond noir était placé en arrière (FIG. 68). Une deuxième caméra filmait également la zone d’impact pour déterminer la hauteur du lit.

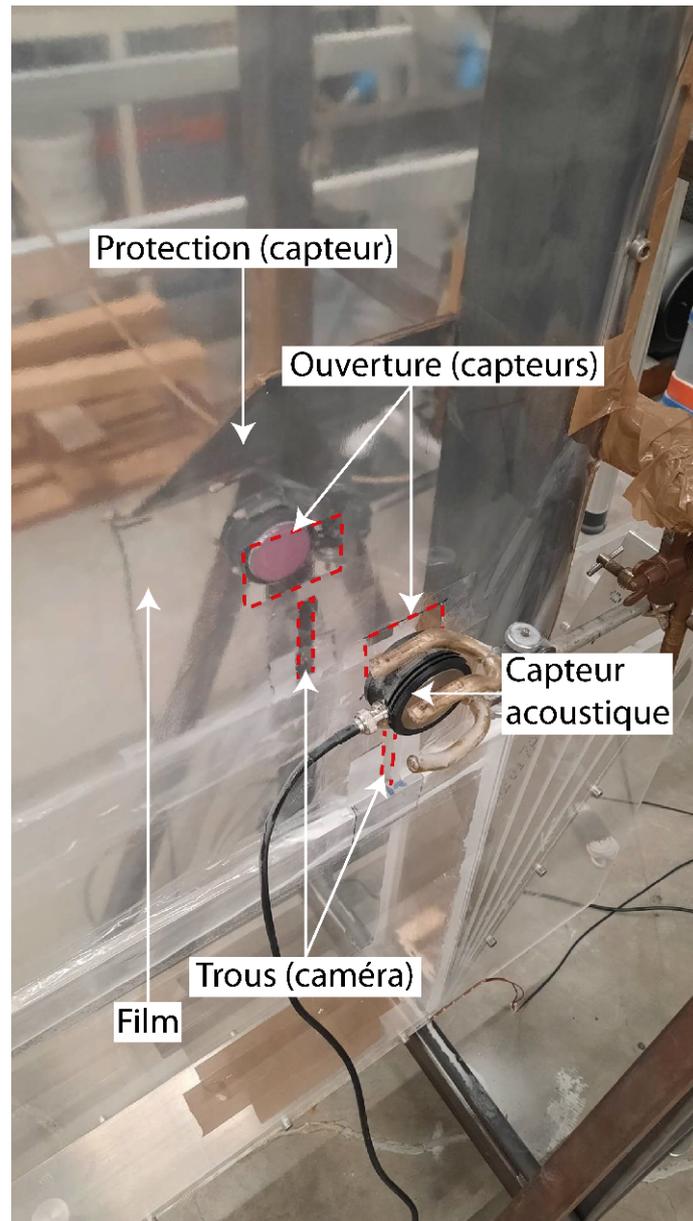


FIGURE 68 – Mesure acoustique de la concentration du mélange granulaire en chute libre. Le film plastique sert à guider les particules et deux ouvertures ont été percées pour permettre l'enregistrement des mesures acoustiques. Deux autres ouvertures ont été découpées et un fond noir en carton a été placé pour faire les vidéos.

Cependant la configuration ci-dessus posait un problème dans certains cas pour l'estimation de la concentration et de la vitesse de chute. En effet, la géométrie de la trémie ainsi que les dimensions de son ouverture ne permettait pas d'optimiser les mesures acoustiques ainsi que les mesures de vitesses de chute. La saturation de la grille semblait débiter vers l'avant du silo et progressivement se déplacer vers l'arrière. En plaçant les capteurs acoustiques et la caméra perpendiculairement à l'axe du chenal, une partie de la vidange n'était donc pas enregistrée (FIG. 69b et 69c). En conséquence, la caméra pouvait enregistrer la chute des particules qui correspondait une concentration nulle. Inversement, les signaux acoustiques pouvaient enregistrer des concentrations significatives qui ne correspondaient à aucunes vitesses de mélange (particules hors du champ de la caméra). Une nouvelle configuration a donc été adoptée (FIG. 69a).

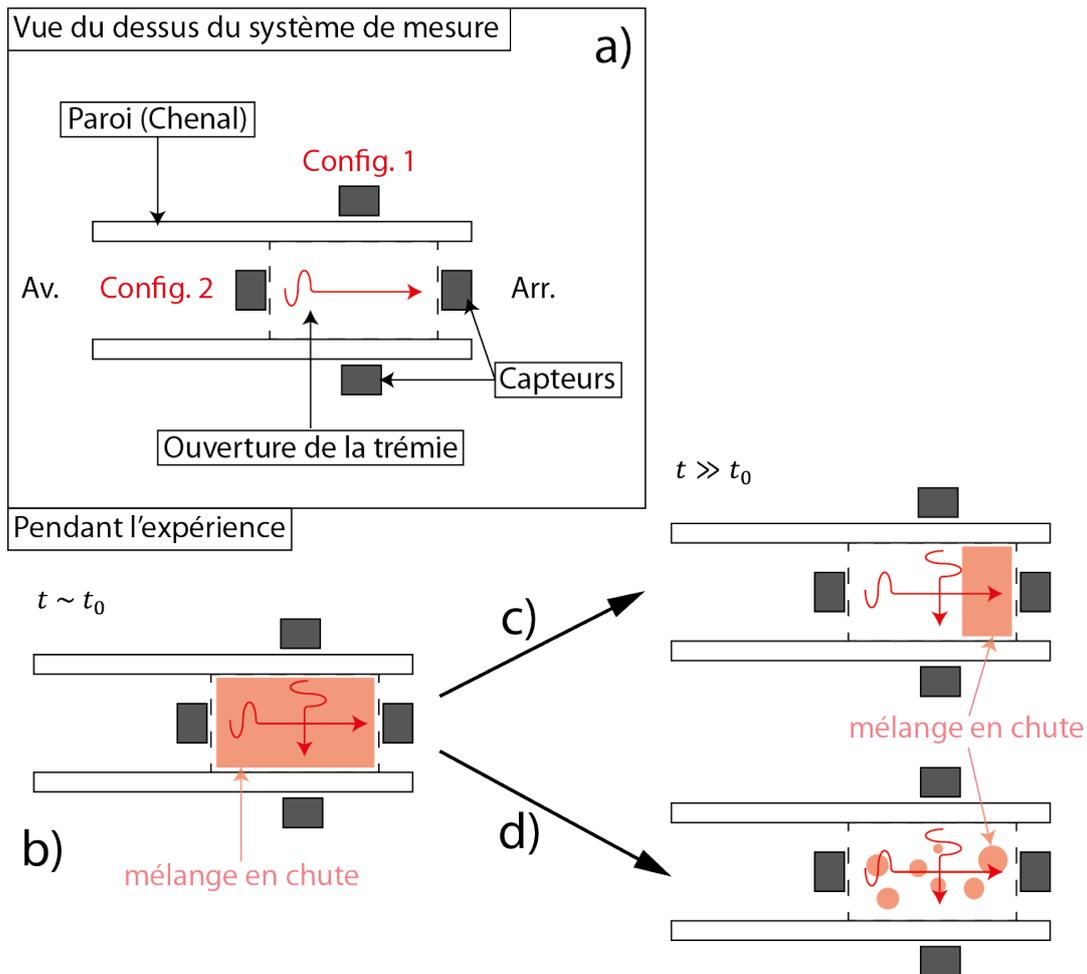


FIGURE 69 – Problèmes des expériences préliminaires.

a) Vue du dessus du système de mesure montrant la disposition des capteurs acoustiques perpendiculaire (**Config. 1**) et parallèle (**Config. 2**) à l'axe du chenal. La caméra filmant le mélange chutant n'a pas été représentée mais pour chaque configuration celle-ci était placée dans l'axe des capteurs acoustiques. **b)** Début de l'expérience après l'ouverture de la trémie. La **Config. 2** permet d'avoir un meilleur échantillonnage via une atténuation plus forte des signaux acoustiques tandis que la **Config. 1** mesure des valeurs plus faibles. **c) Scénario 1** où la saturation de la grille se fait de l'avant vers l'arrière. La **Config. 1** ne permet plus d'enregistrer la concentration du mélange impactant. **d) Scénario 2** où la saturation de la grille se fait de façon chaotique où seuls quelques zones demeurent non-saturées. La **Config. 1** ne permet pas d'enregistrer la concentration du mélange impactant de manière optimale.

4.7.2 Configuration finale

Cette configuration consistait à placer la caméra filmant le mélange impactant à quelques centimètres au-dessus du chenal et dans son axe. Les capteurs ont également été alignés sur l'axe du chenal afin de mesurer des concentrations plus élevées (FIG. 70a). Les capteurs étaient placés à une distance de 15,5 cm l'un de l'autre, à une hauteur de 55,5 cm au-dessus de la zone d'impact (FIG. 70b). La caméra était placée à 60 cm au-dessus de la zone d'impact et à une distance de 1,5 m. La hauteur du silo était de 1,06 m dans cette configuration.

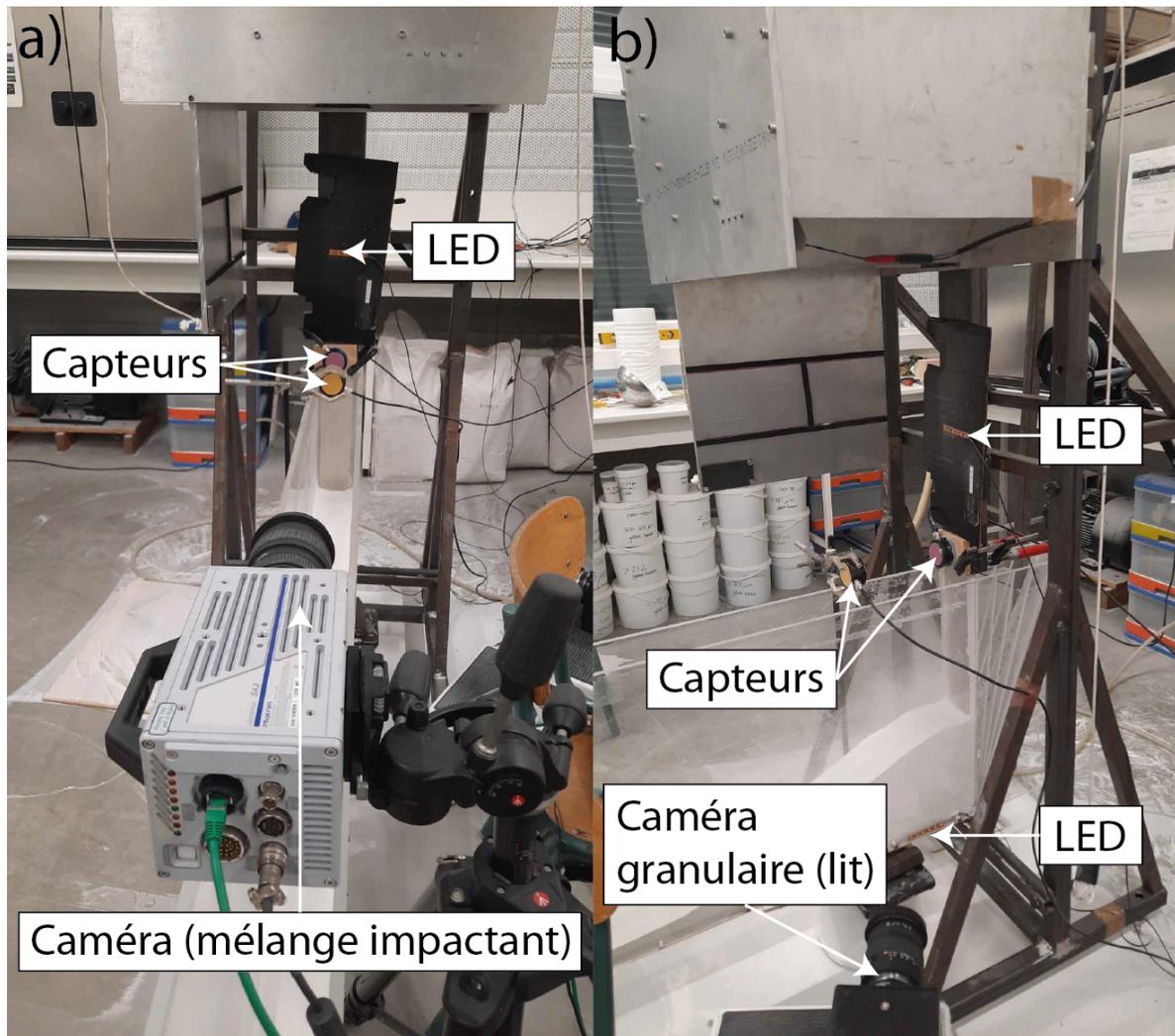


FIGURE 70 – Photo de la configuration finale du dispositif.

a) Vue de la configuration finale depuis la caméra filmant le mélange en chute libre. La caméra est placée dans l'axe du chenal et filme une zone allant de la bande LED aux capteurs actoustiques. **b)** Vue de la configuration finale depuis la caméra filmant la zone d'impact. Une seconde bande LED était placée dans le champ de cette caméra de sorte à synchroniser les mesures.

4.7.3 Conditions expérimentales et protocole

La durée des expériences étaient comprises entre 150 s pour les particules de $d_{32} = 27 \mu\text{m}$, et 300 s pour les particules de $62 \mu\text{m}$ après l'ouverture de la porte de la trémie. La reproductibilité de ces expériences a été vérifiée lors des premiers tests en répétant 3 fois une même expérience. Deux expériences ont été réalisées avec les tailles de particules mentionnées ci-dessous (TAB. 9). Pour ces deux tailles de particules, les vitesses maximales de chute sont proches de la vitesse théorique en chute libre ($u_{th} \sim 4,56 \text{ m/s}$) pour des concentrations initiales très diluées ($\phi_1 \sim 1,22$ et $0,3 \text{ vol.}\%$). Le régime d'écoulement de ces mélanges air-particules est estimé par le nombre de Reynolds moyen :

$$Re_m = \frac{\rho_a u_m L_c}{\mu_a} \quad (4.8)$$

avec L_c distance entre les 2 capteurs et ρ_a et μ_a , la masse volumique et la viscosité de l'air.

Dans ces expériences, le mélange est en régime turbulent pour les particules de $27 \mu\text{m}$ avec $Re_m > 10^3$ tandis que les valeurs du nombre de Reynolds du mélange de particules $62 \mu\text{m}$ indiquent un régime d'abord turbulent, transitoire et enfin laminaire (TAB. 9). Le nombre de Stokes indiquent un couplage air-particule partiel pour les plus grandes particules et un bon couplage pour les plus petites.

La chute de ces mélanges et leurs comportements dans la zone d'impact à été filmés par deux caméras. Une première caméra filmait la chute du mélange avec une résolution de $0,37 \text{ mm}$ par pixel et pour 32×512 pixels. Une seconde caméra filmait l'accumulation de particules dans la zone d'impact avec une résolution variable de 1024×1024 pour les particules de $62 \mu\text{m}$ et 512×1024 . Les enregistrements vidéo ont été effectués à une fréquence de 250 i/s pour l'estimation de la vitesse de chute des mélanges et 50 i/s pour l'accumulation de particules dans la zone d'impact.

<i>Diamètre de Sauter</i> (μm)	u_m (m/s)	ϕ_1 (vol.%)	St –	Re –
27	0,57 – 4,43	0 – 0,32	0,02 – 0,17	$0,58 – 4,51 \times 10^4$
62	0 – 5,08	0 – 1,22	0 – 1,01	$0 – 5,17 \times 10^4$

TABLEAU 9 – Conditions expérimentales du dispositif des fontaines éruptives en régime dilué. Paramètres et nombres sans dimension expérimentaux.

Les expériences ont été réalisées à l'aide de grilles adaptées à la taille des particules utilisées et en utilisant une masse de 9 kg pour les particules d'un diamètre de Sauter $d_{32} = 62 \mu\text{m}$ ou de 13 kg pour les particules de $27 \mu\text{m}$. Ces masses étaient choisies de sorte à ce que la diminution de la concentration (dépendante de la charge de la trémie) soit d'une durée optimale. Une fois la trappe de la trémie fermée et la grille positionnée, les particules ont été versées à l'intérieur. Ensuite, les enregistrements des caméras et le système de mesure acoustique étaient lancés manuellement, et la trémie était ouverte. Pour ces expériences, un seul expérimentateur pouvait démarrer d'abord le système acoustique puis les deux caméras. Après l'ouverture de la trappe, actionnée par l'ouverture de l'interrupteur, celle-ci était maintenue en position d'ouverture maximale à l'aide de la cordelette de sorte que le mélange granulaire puisse s'écouler, comme expliqué précédemment. De manière générale, seule la tête des mélanges semblait fluidisée à l'impact puis un dépôt se formait par accumulation des particules alors qu'une fraction des particules formait une suspension diluée.

Troisième partie
Résultats et Implications

Chapitre 5

Mécanismes de chute des particules dans les suspensions turbulentes

5.1 Contexte

La sédimentation des particules dans des mélanges biphasés turbulents est omniprésente dans de nombreuses applications industrielles ou sanitaires et dans des phénomènes naturels. Les exemples incluent le dépôt de particules de fumée de cigarette dans les voies respiratoires humaines (Hofmann *et al.*, 2001; Robinson et Yu, 2001), ou encore la dispersion de virus issus de ces voies respiratoires (Chao *et al.*, 2009). D'autres applications concernent le secteur de l'assainissement, comme le traitement des eaux usées, où le principe de sédimentation est utilisé pour séparer par décantation le sable et les particules organiques (Chao *et al.*, 2013; Scherson *et al.*, 2014). Dans la nature, les mélanges gaz-particules incluent les avalanches de neige (Köhler *et al.*, 2016), les tempêtes de poussière (Goudie et Middleton, 2001) et divers phénomènes volcaniques (voir Chapitre 1 et Chapitre 2). Dans ces mélanges, les particules peuvent former des amas relativement denses, un phénomène couramment observé et appelé « clustering » (Fullmer et Hrenya, 2017). Dans d'autres contextes, ces objets multi-échelles sont responsables de l'aggrégation des gouttelettes dans les nuages atmosphériques (Shaw, 2003; Grabowski et Wang, 2013) et de la formation de planétésimaux dans les disques circumstellaires turbulents (Johansen *et al.*, 2007). Le phénomène de « clustering » peut considérablement modifier les propriétés de transfert de masse et de chaleur du système lors de réactions chimiques, ce qui peut modifier le mélange des phases et l'efficacité des réactions (Beetham et Capecelatro, 2019; Guo et Capecelatro, 2019). L'étude présentée ci-après porte sur les mélanges biphasés géophysiques et plus particulièrement en contexte volcanique. Elle traite notamment du phénomène de « clustering » dans les mélanges dilués turbulents ($\phi_v \leq 1$ vol.%, Chapitre 2) comme les panaches et les courants pyroclastiques dilués générés lors des éruptions volcaniques explosives (FIG. 71).

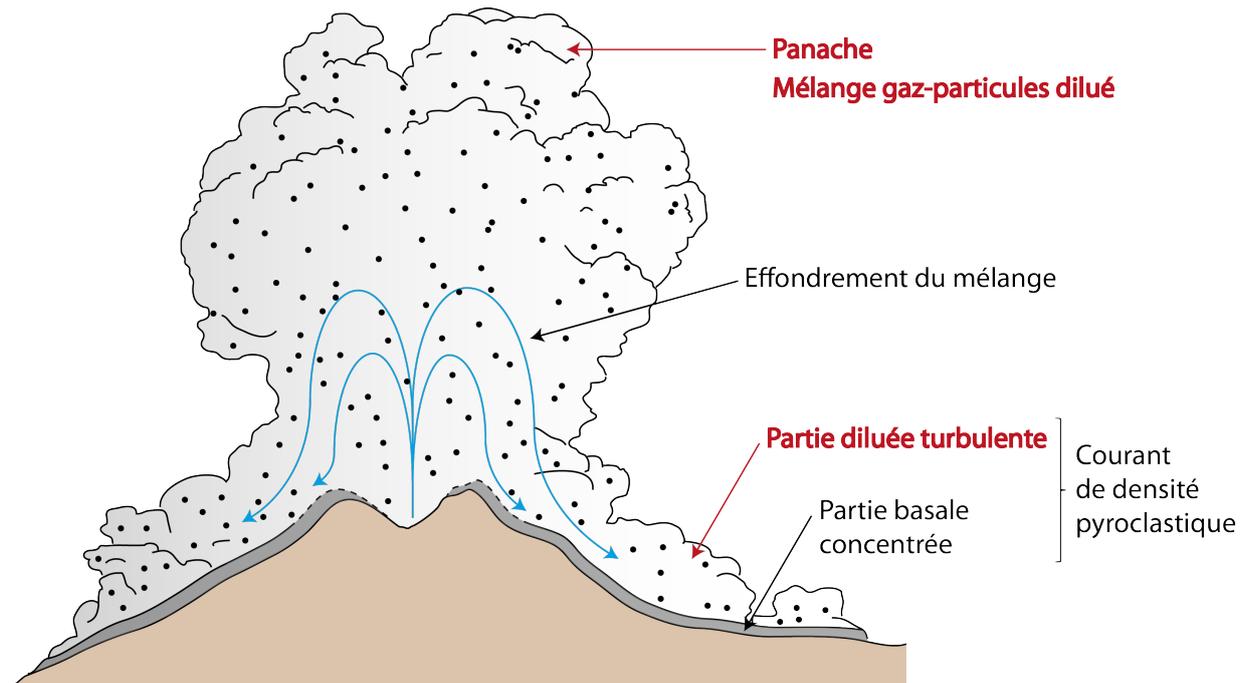


FIGURE 71 – Effondrement de fontaine éruptive.

Schéma d'une fontaine pyroclastique montrant l'émission à l'évent d'un panache de gaz et de particules turbulent en effondrement partiel et qui génère un courant de densité pyroclastique.

5.2 Résumé des résultats

Cette section présente les résultats d'expériences menées avec le dispositif de suspension turbulente (Chapitre 3) et qui ont été publiés dans le *Journal of Geophysical Research* le 15 février 2023. L'objectif de cette étude était de mieux comprendre les mécanismes de chute de particules dans les suspensions en fonction de leurs concentrations. Les concentrations ont été mesurées avec deux méthodes indépendantes, comme détaillé dans les Sous-sections 3.5.1 et 3.5.2 du Chapitre 3. Les relations entre la concentration de particules et leur vitesse de chute ont mis en évidence deux mécanismes de sédimentation des particules contrôlés par le phénomène de « clustering ». En fonction du nombre de Stokes, la sédimentation peut être retardée (« hindered settling » pour $St \gg 1$) ou induite (« enhanced settling » pour $St \sim 1$) par la formation de clusters. Les résultats obtenus dans cette étude ont des implications pour la compréhension de la sédimentation des mélanges gaz-particules en général et, plus spécifiquement, des téphras volcaniques. À titre d'exemple, [Bonadonna et al. \(2023\)](#) ont suggéré que la sédimentation proximale des téphras sous forme de « lapilli waves » lors de l'éruption du Tajogaite en 2021 dans les îles Canaries, pouvait être expliquée par la sédimentation induite par les clusters (« enhanced settling »).

1 **Experimental measurement of enhanced and hindered**
2 **particle settling in turbulent gas-particle suspensions,**
3 **and geophysical implications**

4 **Baptiste Penlou¹, Olivier Roche¹, Michael Manga², Siet van den Wildenberg^{1,3}**

5 ¹Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Laboratoire Magmas et Volcans, Clermont-Ferrand,
6 F-63000, France

7 ²Department of Earth and Planetary Science, University of California, Berkeley, CA, USA

8 ³Université Clermont Auvergne, CNRS/IN2P3, Laboratoire de Physique de Clermont, Clermont-Ferrand,
9 F-63000, France

10 **Key Points:**

- 11 • We investigate the relationship between particle concentration and particle set-
12 tling velocity in turbulent air-particle mixtures.
- 13 • We demonstrate an interplay between hindered settling and cluster-induced en-
14 hanced settling, depending on the Stokes number.
- 15 • Clustering of 78 μm particles increases mean settling velocity, while 467 μm par-
16 ticles experience hindered settling.

Corresponding author: Siet van den Wildenberg, siet.van.den.wildenberg@uca.fr

Abstract

The dynamics of geophysical dilute turbulent gas-particles mixtures depends to a large extent on particle concentration, which in turn depends predominantly on the particle settling velocity. We experimentally investigate air-particle mixtures contained in a vertical pipe in which the velocity of an ascending air flux matches the settling velocity of glass particles. To obtain local particle concentrations in these mixtures, we use acoustic probing and air pressure measurements and show that these independent techniques yield similar results for a range of particle sizes and particle concentrations. Moreover, we find that in suspensions of small particles ($78\ \mu\text{m}$) the settling velocity increases with the local particle concentration due to the formation of particle clusters. These clusters settle with a velocity that is four times faster than the terminal settling velocity of single particles, and they double settling speeds of the suspensions. In contrast, in suspensions of larger particles ($467\ \mu\text{m}$) the settling velocity decreases with increasing particle concentration. Although particle clusters are still present in this case, the settling velocity is decreased by 30%, which is captured by a hindered settling model. These results suggest an interplay between hindered settling and cluster-induced enhanced settling, which in our experiments occur respectively at Stokes number $O(100)$ and $O(1)$. We discuss implications for volcanic plumes and pyroclastic currents. Our study suggests that clustering and related enhanced or hindered particle settling velocities should be considered in models of volcanic phenomena and that drag law corrections are needed for reliable predictions and hazard assessment.

Plain Language Summary

The propagation of turbulent dust storms, snow surge avalanches, dilute pyroclastic density currents, and volcanic plumes is controlled by the particle concentration, which depends on the particle settling velocity. Most numerical models consider only theoretical single-particle settling velocities. However, in the presence of neighboring particles, the settling velocity is strongly affected by gas-particle and particle-particle interactions. Our main objective is to unravel the relationship between the particle concentration and the particle settling velocity. We present laboratory experiments, in which the local particle concentration is measured using two independent techniques. We observe two settling mechanisms depending on the coupling of the particles with the gas, namely, hindered settling or cluster-induced enhanced settling. These mechanisms result in settling velocities significantly different from those of single particles. As an illustrative example, we consider the fall deposit of the 10.5 ka Plinian eruption at Llaima (Chile) and argue that clusters of centimeter-sized clasts had enhanced settling velocities similar to those of 10-20 cm diameter clasts. Our main conclusion is that mechanisms causing enhanced or hindered particle settling velocities should be considered for accurate models of geophysical processes, possibly through drag law corrections.

1 Introduction

Dust storms, snow surge avalanches, dilute pyroclastic density currents, and volcanic plumes are examples of geophysical flows of particles in a turbulent gas. The settling velocity of particles is essential because it controls the particle concentration and hence the dynamics of these flows. If the particles are suspended by the fluid, the dynamics of the mixture is controlled by the coupling of the fluid and the particles as well as interparticle collisions. Instead, if the particles are not suspended, they settle to form a deposit or a dense basal flow controlled by particle-particle interactions. Experimental and numerical studies revealed that the particle settling velocity may increase (Wang & Maxey, 1993; Dey et al., 2019) or decrease (Nielsen, 1993; Fornari et al., 2016; Dey et al., 2019) depending on the degree of turbulence, and it can be lower (Marchetti et al., 2022) or higher (Del Bello et al., 2017) than predicted theoretically for a single par-

67 ticle depending on the particle size, shape, and concentration. Actual particle settling
 68 velocities different from theoretical velocities used in models may be a cause of discrep-
 69 ancies between observed and simulated volcanic fall deposits (Tadini et al., 2020, 2022)
 70 and this issue is critical in the context of hazard assessment.

71 Dilute turbulent gas-particle mixtures are known to exhibit regions of higher parti-
 72 cle concentrations called clusters, which affect the mixture dynamics and the particle
 73 settling velocity (Fullmer & Hrenya, 2017; Brandt & Coletti, 2022). The key mechanisms
 74 that lead to particle clustering can be divided into two categories: dissipation of gran-
 75 ular temperature (i.e., fluctuations in particle velocities) due to inter-particle collisions,
 76 and relative motion between the particles and the continuous fluid. Only a few numer-
 77 ical and experimental studies have addressed the effects of clustering on the particle set-
 78 tling velocity and they revealed that clusters had a fall velocity greater than that of a
 79 single particle (Wang & Maxey, 1993; Uhlmann & Doychev, 2014; Breard et al., 2016;
 80 Fornari et al., 2019; Fong & Coletti, 2022). In this context, recent experiments showed
 81 that the lifespan of clusters in mixtures of particles suspended by an ascending air flow
 82 played a fundamental role in setting a critical concentration of particles above which ad-
 83 ditional particles were not maintained in the mixtures (Weit et al., 2019; van den Wilden-
 84 berg et al., 2020; Fong & Coletti, 2022).

85 How clustering controls the particle settling velocity and the dynamics of dilute tur-
 86 bulent geophysical flows remains an open question. The major challenge to addressing
 87 this issue experimentally is to obtain reliable values for the solid volume fraction inside
 88 3D suspensions and over a range of controlling parameters. This is due the relatively large
 89 size of the particles ($\sim 100 \mu\text{m}$) and their concentration ($\sim 0.1\text{-}10 \text{ vol.}\%$), which results
 90 in scattering of light and makes optical observation complicated (Fong & Coletti, 2022).
 91 Therefore, experimental studies are often restricted to very dilute suspensions with parti-
 92 cle concentrations $\ll 1 \text{ vol.}\%$ (Fong & Coletti, 2022; Del Bello et al., 2017) in which
 93 particle-fluid (two-way) interactions are expected to dominate. In the present study, we
 94 use two independent techniques to investigate particle settling in suspensions with parti-
 95 cle concentrations $\sim 0.1\text{-}3 \text{ vol.}\%$: acoustic probing (van den Wildenberg et al., 2020)
 96 and local pressure measurements. We quantify the relationship between the settling ve-
 97 locity (i.e., the flow velocity necessary to suspend the particles) and the concentration
 98 of particles. We find that the settling velocity in suspensions of $78 \mu\text{m}$ particles with Stokes
 99 number $O(1)$ increases with the local particle concentration and is higher than that of
 100 a single particle, hence revealing enhanced settling. In contrast, suspensions of $467 \mu\text{m}$
 101 particles with Stokes number $O(100)$ experience hindered settling. We discuss implica-
 102 tions of our results for geophysical flows, focusing on volcanic mixtures generated by ex-
 103 plosive eruptions.

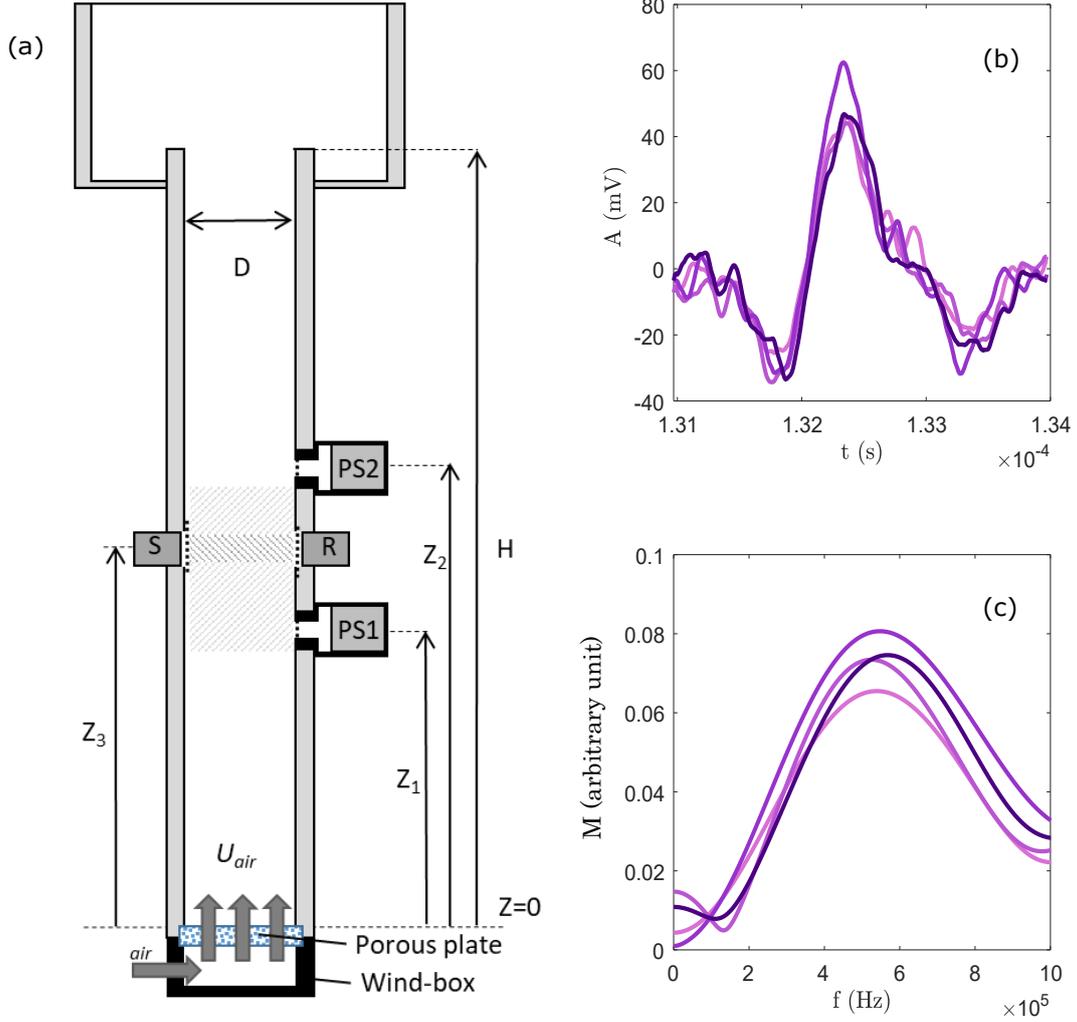


Figure 1. (a) The experimental setup is a cylindrical pipe of height $H=1$ m and inner diameter $D=4$ cm. An air flow is delivered into the container via a wind-box and a porous plate, and a large cylinder at the top of the pipe allows the air velocity to decrease. Interstitial air pressure is measured by two piezo-resistive sensors (PS) placed at heights $Z_1=51.5$ cm and $Z_2=56.5$ cm. Two piezo-electric transducers (S and R) placed at position $Z_3=54$ cm (in between PS_1 and PS_2) are used to measure acoustic wave propagation through the suspension. The volume probed by the local fluid pressure measurements is depicted in dashed light grey, and the volume probed by the acoustic monitoring is depicted in dashed dark grey. (b) Amplitude versus time for four typical (coherent) sound waves measured in different suspensions of glass particles with $d=467$ μm and $\phi_L \sim 1\%$. Here $t=0$ corresponds to the time at which the ultrasonic pulse is sent by the source transducer. (c) Magnitude versus frequency obtained from fast Fourier transforms of the four the sound waves in (b).

104

2 Methods

105

2.1 Experimental device and material

106

107

All experiments were performed at room temperature in a cylindrical pipe with a height (H) of 1 m and an inner diameter (D) of 4 cm (Fig. 1). At the base of the pipe

108 is a porous plate and the ensemble is placed on a wind-box. It was shown that the ge-
 109 ometry of the air inlet is important for the stability of the air flow (Bagheri et al., 2013;
 110 Bonadonna & Phillips, 2003) and, therefore, the wind-box has the same inner diameter
 111 as the pipe. An air supply system delivered mean air flow velocities (U) through the wind-
 112 box and the porous plate into the pipe. For particle sizes smaller than 300 μm , we used
 113 the compressed air available in the laboratory and set the air flow using debit controllers
 114 that had a precision of less than 1 L/min. For particle sizes larger than 300 μm , a com-
 115 pressor (Worthington Creyssensac RLR 35B) was used in combination with a dedicated
 116 debit controller. This controller had a minimum increment of 10 L/min (with a preci-
 117 sion of about 2 L/min). The porous plate had a thickness of 10 mm and a pore size of
 118 20 μm . The influence of the porous plate on the turbulent structures of the airflow is not
 119 trivial. We expect that when the air exits the plate the eddy size will be roughly equal
 120 to the size of the pores, and the eddy size grows -as the air flows upwards in the pipe-
 121 to about half the pipe's diameter.

122 At the top of the pipe, a large diameter cylinder ($\sim 2D$) allowed the air velocity
 123 to decrease and prevented the loss of particles from the pipe. The pressure of the inter-
 124 stitial air was measured by two piezo resistive sensors installed at heights $Z_1= 51.5$ cm
 125 and $Z_2= 56.5$ cm above the porous plate. The sensors were placed in adapters, which
 126 were in direct contact with the suspension via a small hole covered by a grid (36 μm mesh
 127 size) to prevent particles entering the adapter and colliding with the sensor. Furthermore,
 128 two piezo-electric transducers placed at position $Z_3= 54$ cm (in between pressure sen-
 129 sors PS_1 and PS_2) were used to measure acoustic wave propagation through the sus-
 130 pension. One transducer was used as an acoustic source (S) while the second transducer
 131 (R) detected the wave at a distance $L \sim 0.04$ m from the source. To avoid pollution of
 132 the acoustic signal by particles colliding against the transducer-face, 36 μm mesh size
 133 grids were installed on the inside wall of the container in front of the transducers. A typ-
 134 ical experiment is performed as follows. First, a known mass of glass beads is poured into
 135 the pipe, and a mean input solid volume fraction ϕ_i is calculated from the mass and the
 136 assumption that the beads are homogeneously distributed over the volume of the cylin-
 137 der. Then, the particles are suspended in air by a vertical upward air flux at velocity U
 138 and the fluid pressure is measured using the two pressure sensors. Additionally, 400 short
 139 pulses are sent by a piezo-electric transducer and the propagating pulses are measured.
 140 For each particle size, the experiment is repeated 3 times. We experimented with nearly
 141 mono disperse spherical glass particles with density $\rho_2 \sim 2500$ kg/m³ and mean diam-
 142 eters d of 49, 78, 206, 308 and 467 μm (sieved between: 45-53, 75-80, 200-212, 300-315,
 143 450-475 μm , respectively). We filmed the suspensions with a high-speed Photron Fast-
 144 cam SA3 video camera, with resolution of 0.77 mm per pixel, located at 30 cm from the
 145 pipe. Movies were acquired at a rate of 250 frames per second and a spatial resolution
 146 of 58 x 882 pixels. Improved contrast was achieved by placing the pipe about 50 cm in
 147 front of a 40 W white light panel of size 59.5 x 59.5 cm, of which 54.4 x 54.4 cm was the
 148 lighting surface.

149 2.2 Interstitial fluid pressure data

150 Interstitial fluid pressure arises from air-particle differential motion and the related
 151 drag. In each experiment, the generated fluid pressure is measured over time using the
 152 pressure sensors that take 500 samples each with a sampling rate of ~ 50 Hz. The bulk
 153 solid volume fraction above each sensor may be obtained from the time-averaged pres-
 154 sure (P) via: $\phi_b = P/(\rho_2 g(H - Z_i))$ (Weit et al., 2019). However, this implies that the
 155 suspension is homogeneous, which is not necessarily true. Therefore, in this study we cal-
 156 culate a local solid volume fraction from the pressure measurements of two pressure sen-
 157 sors (PS_1 and PS_2), as follows: $\phi_L = \Delta P/(\rho_2 g \Delta Z)$ with $\Delta P = P_1 - P_2$ and $\Delta Z =$
 158 $Z_2 - Z_1 = 5$ cm (the indices indicate the pressure sensors) and the volume probed is
 159 depicted in Fig. 1. From $\phi_L(t)$ it can be observed that a quasi steady state is attained
 160 (see Supplementary Information section 1), and only for the smaller particles do we ob-

Table 1: Symbols and their units

Symbol	Units	Definition
C_d	-	Drag coefficient for a single particle
d	μm	Particle diameter
D	m	Inner diameter of pipe
H	m	Height of pipe
U	m.s^{-1}	Mean air flow velocity
U^*	m.s^{-1}	Mean particle settling velocity in the suspension
U_m	m.s^{-1}	Air velocity corresponding to ϕ_{Lm}
U_t	m.s^{-1}	Terminal settling velocity of a single particle
$U_{cluster^*}$	m.s^{-1}	Reduced cluster velocity (velocity in laboratory reference frame)
$U_{cluster}$	m.s^{-1}	Cluster velocity ($U_m + U_{cluster^*}$)
Re_p	-	Particle Reynolds number
St	-	Stokes number
T	s	Cluster lifetime
Z	m	Elevation in pipe
α	m^{-1}	Attenuation coefficient
β	-	Effective drag coefficient
η	Pa.s	Gas dynamic viscosity
κ_1	N.m^{-2}	Air compressibility
κ_2	N.m^{-2}	Solid compressibility
ρ_1	kg.m^{-3}	Air density
ρ_2	kg.m^{-3}	Solid density
ϕ	-	Particle volume fraction
ϕ_c	-	Maximum particle volume fraction that can be suspended
ϕ_i	-	Particle volume fraction assuming particles are homogeneously distributed in pipe
ϕ_L	-	Local particle volume fraction
ϕ_{Lm}	-	Maximum local particle volume fraction
k	m^{-1}	complex wavenumber
σ	-	density ratio

161 serve a small drift due to loss of particles during the experiment. A time averaged ϕ_L
162 may thus be calculated by averaging the 500 samples (~ 10 s).

163 2.3 Acoustic measurements

164 In each experiment, we measure the propagation of 400 short acoustic pulses with
165 central frequency $f = 0.5$ MHz and repetition time of 30 ms. For each transmitted sig-
166 nal, the frequency dependent attenuation coefficient $\alpha(f)$ is determined from the fast Fourier
167 transform (FFT) using: $\alpha(f) = (-1/D) \ln(A_{sus}/A_f)$, with A_f and A_{sus} the amplitudes
168 obtained from the FFT for acoustic signals propagating through a pure fluid phase (air)
169 and the granular suspension, respectively. The attenuation coefficient spectra are aver-
170 aged over all 400 pulses to obtain a mean attenuation spectrum for each experiment.

171 We interpret our experimental measurements with two models. For more details
172 we refer readers to van den Wildenberg et al. (2020) and references therein.

173 (i) The coupled-phase hydrodynamic model developed by Urick (1948) considers
174 a system with a volume fraction ϕ of solid particles with density ρ_2 and compressibil-
175 ity κ_2 , suspended in a viscous continuous phase with density ρ_1 and compressibility κ_1 .
176 In the long wavelength limit ($\lambda/d \gg 1$), the ultrasound attenuation coefficient in such
177 a system is approximated as (Urick, 1948):

$$\alpha = \phi \left[\frac{1}{6} k^4 a^3 + k(\sigma - 1)^2 \frac{s}{s^2 + (\sigma + \tau)^2} \right] + \zeta \quad (1)$$

178 where $a = d/2$, the wavenumber $k = \omega/v$ with ω the angular frequency, $v \sim 349$ m/s
179 the sound velocity in air, $\sigma = \rho_2/\rho_1$, $\tau = (1/2) + (9/4)(\delta/a)$, and $s = (9/4)[(\delta/a) +$
180 $(\delta/a)^2]$. Here $\delta = \sqrt{2\eta/(\omega\rho_1)}$ is a characteristic viscous (shear wave) length, with η the
181 dynamic viscosity of the continuous phase, and ζ is a frequency independent offset (van den
182 Wildenberg et al., 2020).

183 (ii) The ECAH theory is based on scattering models at the microscopic scale ($\lambda/d \sim$
 184 1) developed by Epstein and Carhart (1953) and Allegra and Hawley (1972). The model
 185 describes the interactions of scattered, visco-inertial, and thermal fields with a single par-
 186 ticle and its surrounding medium (Epstein & Carhart, 1953; Allegra & Hawley, 1972; Ying
 187 & Truell, 1956; Challis et al., 2005). As the density contrast between the two phases (air
 188 and glass) is very high, we neglect the thermal contribution (Challis et al., 2005). Fi-
 189 nally we combine the ECAH theory with a multiple scattering theory to correlate the
 190 complex wavenumber (k) to the frequency dependent α via:

$$\alpha = \zeta + Im \left[\sqrt{k^2 + \frac{3\phi}{a^3} f(0) + \frac{9\phi^2}{4a^6 k^2} (F^2(0) - F^2(\pi))} \right] \quad (2)$$

191 Here Im signifies the imaginary part and $F(0)$ and $F(\pi)$ are the forward and backward
 192 scattering amplitudes of the individual particles, respectively. The scattering amplitudes
 193 are calculated from the scattering coefficients of the various types of waves scattered from
 194 an individual particle, and we consider scattering and viscous/inertial losses and neglect
 195 thermal conduction losses. ϕ is then calculated from the experimental acoustic data by
 196 fitting the theoretical α from the models using Matlab's least-squares curve fitting tools.
 197 In the dilute suspensions considered here, the additional free fitting parameter $\zeta \sim 0$ -
 198 1.

199 3 Results

200 3.1 Acoustic probing and local fluid pressure measurements

201 We start by comparing the local solid volume fraction ϕ_L obtained by local fluid
 202 pressure measurements and acoustic attenuation measurements. To do so, we introduce
 203 a known mass of particles ($d= 49, 78, 206, 307$ or $467 \mu\text{m}$) into the container and choose
 204 U so that ϕ_L obtained from the fluid pressure is about 1%. Then, we measure the propa-
 205 gation of 400 acoustic pulses. The similarity between the acoustic pulse signals demon-
 206 strates the reproducibility of the sound propagation through the suspension (Fig. 1b)
 207 and spectral analysis of the sound signals evidences a single peak around $f_c \sim 0.5$ MHz
 208 (Fig. 1c). The attenuation coefficient α , calculated from the spectral analysis, increases
 209 with the frequency (Fig. 2a). In order to infer ϕ_L we compare $\alpha(f)$ with existing the-
 210 oretical models. For the particles smaller than $200 \mu\text{m}$, both the Urlick and ECAH mod-
 211 els predict well the experimental data (Fig. 2a). In contrast, for the larger particles, only
 212 the ECAH model appears to be able to describe our data (Fig. 2a). For each particle
 213 size, a mean ϕ_L is calculated from the pressure measurements and from the acoustic mon-
 214 itoring by averaging 3 experiments. Importantly, we find overall a good agreement be-
 215 tween ϕ_L obtained by the local fluid pressure and acoustic methods (Fig. 2b).

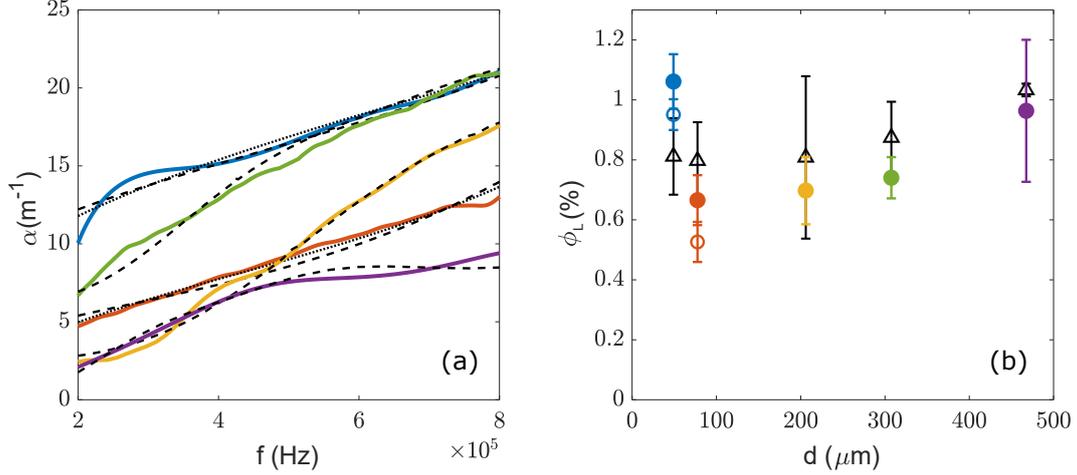


Figure 2. Acoustic wave attenuation in suspensions of glass beads. (a) Example traces of α versus frequency for suspension of glass particles in air (blue: $d=49 \mu\text{m}$, orange: $d=78 \mu\text{m}$, yellow: $d=206 \mu\text{m}$, green: $d=308 \mu\text{m}$, purple: $d=467 \mu\text{m}$). The dotted lines represent the fits of $\alpha(f)$ by the Urick model (Eq.1). The dashed lines represent the fits of $\alpha(f)$ by the ECAH44 model (Eq.2). (b) ϕ_L averaged over 3 experiments as a function of the particle diameter. Solid dots represent ϕ_L obtained from the ECAH44 model, open dots represent ϕ_L obtained from the Urick model, and triangles represent the ϕ_L obtained from the local fluid pressure. The error bars show the standard deviations over the experiments. Colors correspond to those in (a).

216 To test the applicability of these techniques over a wider range of particle concentrations,
 217 a mass of particles of 160.08 g (corresponding to $\phi_i = 5\%$) is introduced into the
 218 container at $U=0$. Subsequently U is slowly ramped-up and the acoustic wave prop-
 219 agation and the fluid pressure are measured. We use glass beads of size $d=78 \mu\text{m}$ and
 220 $467 \mu\text{m}$, and the experiment is repeated 3 times. Traces of $\alpha(f)$ reveal that the sound
 221 attenuation increases with U as more particles enter the volume probed by the acous-
 222 tic wave (Fig. 3a). Since the ECAH model appears to work for both particle sizes, we
 223 will use this model to infer ϕ_L from $\alpha(f)$. As before, we determine a mean ϕ_L for the pres-
 224 sure measurements and for the acoustic monitoring by averaging over all experiments.
 225 Figure 3b shows ϕ_L as a function of U . Overall, we find that ϕ_L obtained by the two tech-
 226 niques are similar for all the concentrations tested. For the particles $d=78 \mu\text{m}$, ϕ_L is
 227 first nearly 0 for the lowest flow velocities, and above $U \sim 0.4 \text{ m/s}$ it increases until a
 228 maximum of $\phi_L \sim 0.5\%$ is reached at $U \sim 0.58 \text{ m/s}$, above which ϕ_L decreases as the
 229 particles are dragged above the position of the sensors. For the suspensions of larger par-
 230 ticles $d=467 \mu\text{m}$, we observe a similar behavior, but for higher U . One important obser-
 231 vation is that, even though the ϕ_i is the same (5%), the maximum ϕ_L obtained dif-
 232 fers significantly for the two particle sizes. For the $d=467 \mu\text{m}$ particles we find that $\phi_L \sim$
 233 4% ($\sim \phi_i$), while for the $d=78 \mu\text{m}$ particles $\phi_L \sim 0.45\%$ almost ten times smaller than
 234 ϕ_i .

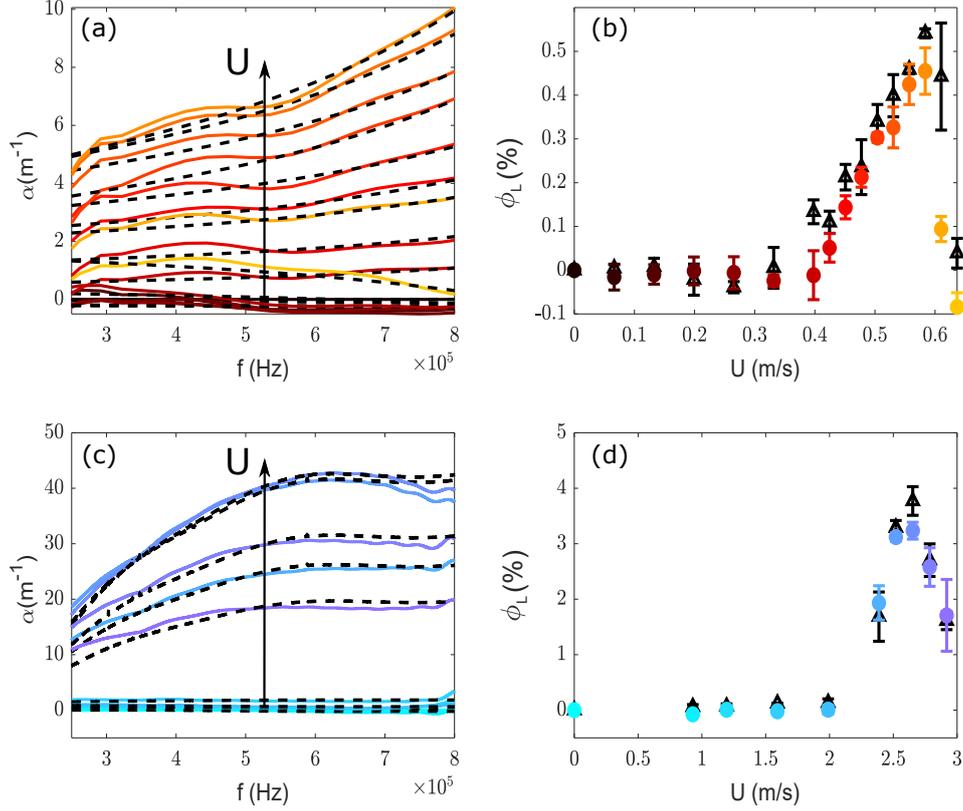


Figure 3. (a) Attenuation coefficients versus frequency in a suspension of $d = 78 \mu\text{m}$ glass beads for increasing U . (b) ϕ_L obtained from fits of $\alpha(f)$ in (a) by the ECAH44 model (black dashed lines in a). The black triangles are ϕ_L obtained from local fluid pressure. (c) Same as (a) for $d = 467 \mu\text{m}$ glass beads. (d) ϕ_L obtained from fits in (c) by the ECAH44 model (black dashed lines in c). The black triangles are ϕ_L obtained from the local fluid pressure. Error bars represent the standard deviations over three experiments.

235

3.2 Local solid volume fraction and clustering

236

237

238

239

240

241

242

243

244

245

246

Next, we investigate the relationship between the maximum local solid volume fraction ϕ_{Lm} , the air velocity, and the particle size. Experiments are repeated for varying ϕ_i and for simplicity we use only fluid pressure measurements to calculate ϕ_L . The resolution in the experiments is limited by the minimal increments of the flow meter, from which the error bars in U are determined. In suspensions of $78 \mu\text{m}$ particles, we find that, for a given ϕ_i , ϕ_L increases with U to ϕ_{Lm} at U_m , after which it decreases rapidly (Fig. 4a). Importantly, for increasing ϕ_i , both the ϕ_{Lm} and U_m increase (Fig. 4c,d). For the suspensions of $467 \mu\text{m}$ particles, a similar behavior is found for ϕ_L and ϕ_{Lm} , with ϕ_L increasing with U until its maximum value ϕ_{Lm} at U_m , and increasing ϕ_i leads to a higher ϕ_{Lm} (Fig. 4b,e). However, in contrast to the smaller particles, U_m appears to decrease with increasing ϕ_i (Fig. 4f).

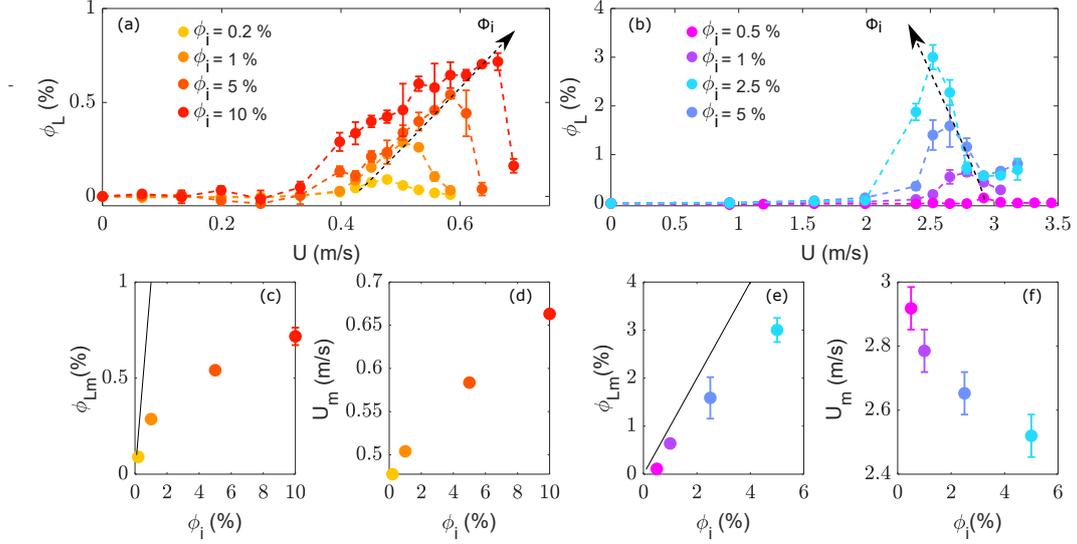


Figure 4. ϕ_L calculated from local pressure measurements and presented as a function of the air velocity U . (a) Suspensions of $d = 78 \mu\text{m}$ glass for increasing ϕ_i [$\phi_i = 0.2\%$ (yellow), 1% (light orange), 5% (dark orange), 10% (red)]. The dashed arrow illustrates the shift of the curves to the right for increasing ϕ_i . (b) Suspensions of $d = 467 \mu\text{m}$ glass beads [$\phi_i = 0.5\%$ (magenta), 1% (dark purple), 2.5% (light purple), 5% (blue)]. The dashed arrow illustrates the shift of the curves to the left for increasing ϕ_i . (c) The maximum local concentration ϕ_{Lm} versus ϕ_i from the data in (a). The line represents $\phi_{Lm} = \phi_i$. (d) The air velocity U_m corresponding to ϕ_{Lm} versus ϕ_i from the data in (a). (e) The maximum local concentration ϕ_{Lm} versus ϕ_i from the data in (b), the line represents $\phi_{Lm} = \phi_i$. (f) The air velocity U_m corresponding to ϕ_{Lm} versus ϕ_i from the data in (b). Error bars of ϕ are the standard deviations over the experiments, error bars in U_m are the increment in the air velocity (for the $d = 78 \mu\text{m}$ particles the error bars of U_m are the size of the symbols).

247 We filmed each suspension at ϕ_{Lm} and the corresponding U_m , focusing on the re-
 248 gion between PS_1 and PS_2 . Frames from those movies are presented in Fig. 5 and show
 249 that regions with high particle concentrations (clusters) are present in all the suspen-
 250 sions, except in those with the lowest ϕ_{Lm} . This supports the idea that cluster lifespan
 251 plays an important role in the maximal concentration of particles that can be suspended
 252 (ϕ_c) as well as in the formation of dense beds at the bottom of the suspension (van den
 253 Wildenberg et al., 2020; Fong & Coletti, 2022).

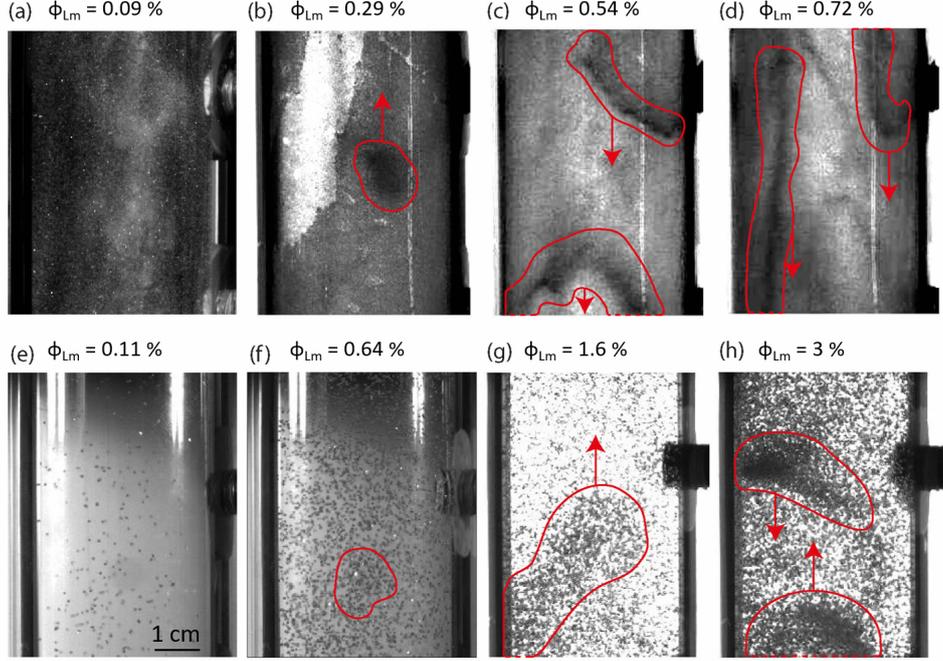


Figure 5. Frames from movies of suspensions with varying ϕ_i at the relevant U_m . The movies are focused on the region between pressure sensors PS₁ and PS₂. (a)-(d) suspensions of 78 μm particles with $\phi_{Lm} = 0.09, 0.29, 0.54, 0.72\%$, respectively. (e)-(h) suspensions of 467 μm particles with $\phi_{Lm} = 0.11, 0.64, 1.6, 3\%$, respectively. Particles are black against a white background, except for in (a) where the particles are white against a black background. Denser regions of particles are outlined in red and the arrows indicate the direction of cluster movement.

254 A detailed investigation of the size, shape, and particle concentration of clusters
 255 is beyond the scope of this paper due to the spatial resolution of the images and is further
 256 complicated by the limited penetration of the light through the suspension. We thus
 257 provide a phenomenological description of the suspensions. Clusters in the suspensions
 258 of small particles tend to be elongated and relatively concentrated by comparison to clusters
 259 observed in the suspension of larger particles which are more rounded and less concentrated
 260 (Fig.5). In circulating fluidized bed risers (with higher particle concentrations
 261 compared to our experiments), cluster size shows no systematic variations with the particle
 262 size nor the riser size (Cahyadi et al., 2017; Berruti et al., 1995). Instead, it has been
 263 shown to, in some cases, vary with the radial position due to variations in radial velocity
 264 as particles go up in the middle and down on the sides (Cahyadi et al., 2017; Berruti
 265 et al., 1995). Our experiments show similar cluster trajectories (Supplementary Information
 266 section 4 and supplementary movies), however, variations in cluster size remain
 267 elusive. These are qualitative impressions and care should be taken when interpreting
 268 2D projections of 3D structures.

269 In order to accurately determine the cluster fall velocity ($U_{cluster}$), it is necessary
 270 to consider long trajectories. Therefore, we filmed the suspensions of $d = 78 \mu\text{m}$ particles
 271 at $\phi_L = 0.7\%$ and $U_m = 0.66 \text{ m/s}$, and $d = 467 \mu\text{m}$ particles at $\phi_L = 3\%$ and
 272 $U_m = 2.5 \text{ m/s}$, imaging the whole pipe at a frame rate of 250 Hz (see Supplementary
 273 movies). The duration of those movies corresponds to the time over which a pressure measurement
 274 was performed. Small particles are lost during the time of the movie, which
 275 results in progressively lighter images. However, this loss is small and does not change
 276 significantly ϕ_L . To study the motion of the clusters we first produce a kymograph, which

277 is an intuitive way to represent the dynamics of the clusters during the movie in a sin-
 278 gle image. For each image of the movie, we plot the light intensity along a line in the
 279 Z-direction near the center of the pipe (Fig. 6). Clusters that ascend and descend are
 280 depicted in the kymograph as trajectories with a positive slope and a negative slope, re-
 281 spectively. The trajectories of these clusters show that their motion is mostly smooth
 282 and continuous. We thus determine the slope and length of the trajectories correspond-
 283 ing to the settling velocity $U_{cluster^*}$ and lifetime T of the clusters. Note that $U_{cluster^*}$
 284 is a reduced settling velocity owing to the ascending air flow. We use ImageJ and the
 285 available plugin *RidgeDetection* (Steger, 1998), which is an algorithm developed for de-
 286 tecting ridges and lines. We consider trajectories with a minimal length of 70 frames (cor-
 287 responding to 0.28 s), so that their slope is well defined. We find that the identified tra-
 288 jectories converge for 78 μm particles with parameters linewidth=3, lower threshold =
 289 0.2 and upper threshold = 1.4. For 467 μm particles, a linewidth=3, lower threshold =
 290 0.2 and upper threshold=7.1 are used. For each movie, we track about 140 descending
 291 clusters and show the results in histograms in Fig. 6b,c. Descending clusters appear sig-
 292 nificantly more numerous (more than 70% of the clusters descend, see Fig.6e) and in gen-
 293 eral we have the impression that they are more concentrated than ascending clusters (Sup-
 294 plementary movies). The average lifetime of clusters is about 0.6 s and is the same in sus-
 295 pensions of 78 μm particles and in suspensions of 467 μm particles. However, the mean
 296 settling velocity of descending clusters, as determined from averaging all positive $U_{cluster^*}$
 297 for a given particle size, in suspension of 78 μm particles is $\bar{U}_{cluster^*} \sim 0.9$ m/s, while
 298 in suspensions of 467 μm particles we find that $\bar{U}_{cluster^*} \sim 1.1$ m/s.

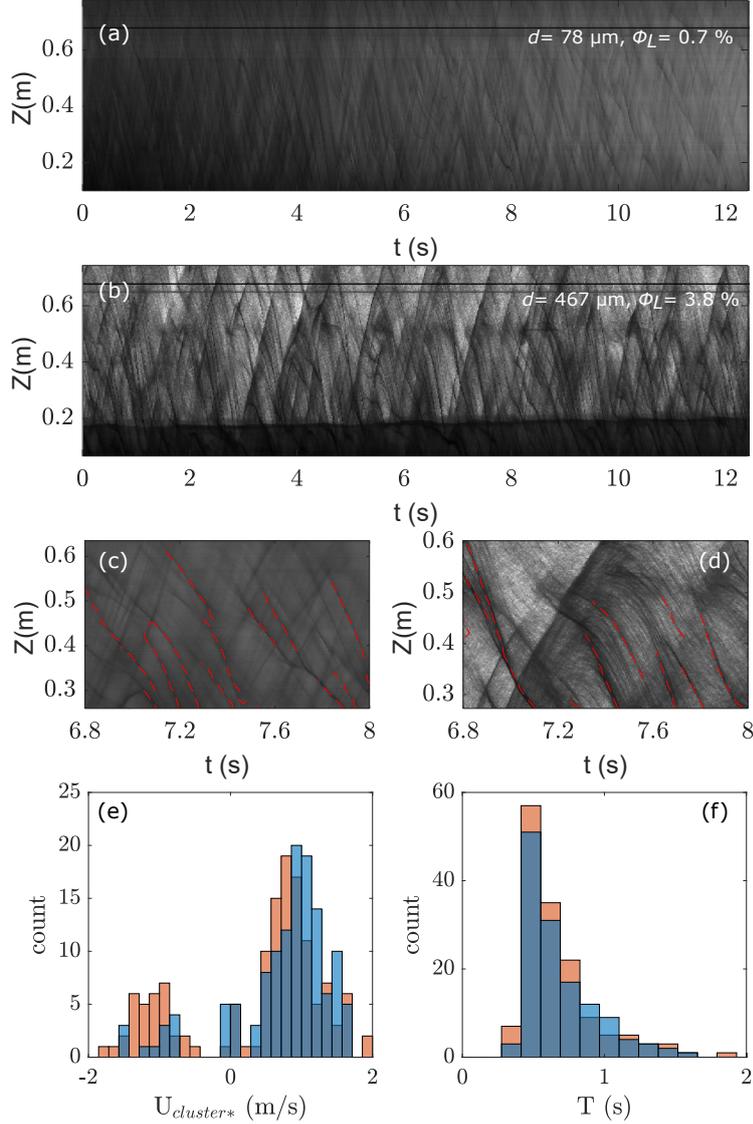


Figure 6. Kymographs of clusters in suspensions of (a) $d = 78 \mu\text{m}$ particles, and, (b) $d = 467 \mu\text{m}$ particles. (c and d) Zoom of the kymograph in (a) and (b), trajectories of clusters are shown by the red dashed lines. (e) Histogram of the reduced velocities of tracked clusters. Negative velocities correspond to ascending clusters, while positive velocities correspond to descending clusters. Most of the tracked clusters descend. (f) Histogram of lifetime (T) of descending clusters. Red and blue (transparent) colors correspond to suspensions of $78 \mu\text{m}$ and $467 \mu\text{m}$ particles, respectively.

299

4 Discussion

300

4.1 Acoustic probing and local fluid pressure measurements

301

302

303

304

305

The solid volume fraction in particle suspensions is difficult to measure experimentally. Our first main result is the comparison of two independent approaches to determine the local solid volume fraction (ϕ_l) in dilute but optically opaque suspensions of particles in air, namely (i) local fluid pressure measurements and (ii) acoustic probing. These techniques yield similar local solid volume fractions for a wide range of particle

306 sizes and particle concentrations. They thus present tools for investigating the solid vol-
 307 ume fraction in laboratory experiments. Local fluid pressure measurements have the ad-
 308 vantage that they offer ready access to the local solid volume fraction, without the need
 309 of many additional parameters such as, for example, the particle size or the viscosity of
 310 the fluid. Its main limitation is that it can be used only when there is a significant in-
 311 terstitial fluid pressure. Instead, acoustic monitoring can be used in the absence of fluid
 312 pressure. It is, however, more laborious to apply and needs more physical parameters,
 313 which may not be known. Moreover, in suspensions of particles larger than $200\ \mu\text{m}$ the
 314 Urick model yields poor fits with unreasonably low ϕ_L indicating that this model fails.
 315 Under the assumption that the viscosity/inertia is responsible for the acoustic energy
 316 loss, only the second term in Eq. 1 (viscous-inertial loss) may be used (Pierce et al., 2016).
 317 Indeed, the use of only this term captures our data $\alpha(f)$ for the larger particles. How-
 318 ever, the inferred $\phi_L \sim 3\text{-}4\%$ is larger than the $\sim 1\%$ obtained from the ECAH model
 319 and from local pressure measurements (Supplementary Information section 2). Further
 320 work is needed to address this issue.

321 **4.2 Local solid volume fractions and particle settling velocities**

322 The second main result is the dependence of U_m on the maximum local particle
 323 concentration ϕ_{Lm} , as observed in Fig. 4a&b, and for clarity we present cross plots in
 324 Fig. 7a&c. For the $78\ \mu\text{m}$ particles, U_m increases rapidly with increasing ϕ_{Lm} (Fig.7a),
 325 indicating that these particles settle faster at higher particle concentrations. Instead, for
 326 the $467\ \mu\text{m}$ particles, U_m decreases with increasing ϕ_{Lm} (Fig.7c), indicating that these
 327 larger particles settle slower at higher concentrations. In the following sub-sections we
 328 will discuss these findings in detail.

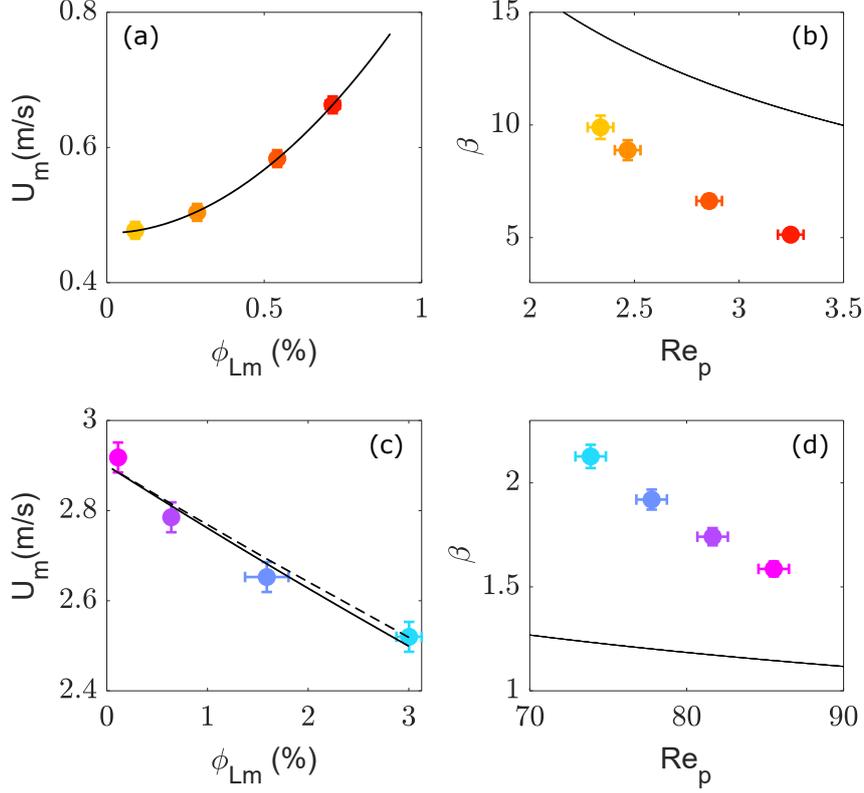


Figure 7. (a) Cross-plots of U_m versus ϕ_{lm} for suspensions of 78 μm particles (data from Fig. 4a). The solid black curve is a power law fit. (b) Effective drag coefficient β calculated from (a) versus the Re_p . The black curve is the estimated drag on a single particle via Abraham's contribution. (c) Cross-plot of U_m versus ϕ_{lm} (data from Fig. 4b) for suspensions of 467 μm particles. Solid black curves are fits of $U_m = p_1(1 - \phi_{Lm})^{p_2}$ and theoretical predictions using $U^* = p_1(1 - \phi)^n$ with $n = (5.1 + 0.27Re_p^{0.9})/(1 + 0.1Re_p^{0.9})$ (dashed curve). (d) β calculated from (c) versus the Re_p . The black curve is the estimated drag on a single particle via Abraham's contribution (see main text).

329

4.2.1 Air flow regime

330

The hydrodynamics of the macroscopic air flow in our device is described by the Reynolds number $Re = \rho_1 U_m D / \eta$. For the suspensions of 78 μm particles at $U_m \sim 0.6$ m/s we obtain $Re \sim 1500$, corresponding to a laminar flow, while for the suspensions of 467 μm particles at $U_m \sim 2.7$ m/s we obtain $Re \sim 6800$, corresponding to a turbulent flow. Note that in the experiments, the presence of particles in the fluid significantly complicates the flow dynamics with respect to those in pure fluid (Tsuji et al., 1984; Jessop & Jellinek, 2014).

337

The motion of a spherical particle falling through a fluid is controlled by two dimensionless numbers, $\sigma = \rho_2 / \rho_1$ and the particle Reynolds number Re_p . The local flow around the particle may be estimated via $Re_p = \rho_1 dU / \eta$, where $\rho_1 = 1.13$ kg/m³ and $\eta = 1.81 \times 10^{-5}$ kg/(m s) are the density and dynamic viscosity of air, respectively. For the suspension of 78 μm particles, with U_m varying from 0.4 to 0.7 m/s, this gives a $Re_p \sim 1.9$ -3.4. For the suspensions of 467 μm particles, taking $U_m \sim 2.5$ -3 m/s, this gives Re_p ranging from 73-88. The obtained Re_p indicates that all the suspensions studied here are in the transitional flow regime ($1 < Re_p < 1000$) (Rhodes, 2008).

344

345 4.2.2 Effective drag coefficient β

346 Consider a single particle in a suspension and suppose that U_m is equal and op-
 347 posite in direction to its fall velocity. Ignoring fluid inertia, there are three forces act-
 348 ing on the particle, a buoyancy force, a gravitational force and a drag force F_d , so that:
 349 $\pi d^3(\rho_2 - \rho_1)g/6 = F_d$, where $F_d = (1/2)\rho_1 A U_m^2 \beta$, with A the surface of the sphere on
 350 which the drag acts and β the effective drag coefficient. The drag coefficient is calculated
 351 from

$$\beta = dg(4/3)(\rho_2/\rho_1 - 1)/U_m^2 \quad (3)$$

352 and shown as a function of Re_p in Fig. 7b,d. We find that β is a decreasing function of
 353 Re_p similar to the drag coefficient for single particle, C_d , estimated by the Abraham con-
 354 tribution in the transitional flow regime $C_d = [0.5407 + (24/Re_p)^{1/2}]^2$ (Abraham, 1970).
 355 Additionally, we find that for suspensions of small particles, $\beta < C_d$, while for suspen-
 356 sions of larger particles, $\beta > C_d$. This suggests that different mechanisms control the
 357 settling dynamics in suspensions of smaller particles and larger particles, as discussed
 358 below.

359 4.2.3 Hindered settling

360 Particles falling in a particle-laden fluid experience a larger fluid drag than a par-
 361 ticle falling in a pure fluid due to the flow around neighbouring falling particles, an ef-
 362 fect called hindered settling (Richardson & Zaki, 1954; Yin & Koch, 2007; Dey et al.,
 363 2019). Consequently, the mean fall velocity in a homogeneous suspension of spherical
 364 particles is less than the terminal velocity of a single isolated particle. The most widely
 365 used empirical relation between the hindered settling velocity U^* and volumetric par-
 366 ticle concentration ϕ comes from sedimentation and liquid fluidization experiments, which
 367 showed that $U^* = U_t(1 - \phi)^n$ (Richardson & Zaki, 1954), where U_t is the theoretical
 368 settling velocity of a single isolated particle in a pure fluid and n is a power-law expo-
 369 nent that depends on the particle Reynolds number $Re_p(U_t)$. For the range of Re_p in
 370 this study, the relevant hindered settling model includes a prefactor k yielding $U^* = kU_t(1 -$
 371 $\phi)^n$ (Yin & Koch, 2007; Di Felice, 1999) and here $n = 4.4Re_p^{-0.1}$ (Richardson & Zaki,
 372 1954). In order to test such a settling model, the data of U_m and ϕ_{Lm} are compared to
 373 an empirical expression $U_m = p_1(1 - \phi_{Lm})^{p_2}$ which has a similar functional form to
 374 the hindered settling model.

375 For suspensions of 467 μm particles, the data are well described with $p_1 = kU_t =$
 376 2.9 ± 0.1 m/s and $p_2 = 4.89 \pm 2.5$ (Fig. 7c). For a single particle, $U_t \sim 3.5$ m/s, which
 377 implies that $k \sim 0.8$, in agreement with literature values (Yin & Koch, 2007; Di Felice,
 378 1999). Moreover, the exponent obtained from the fit is very close to the improved re-
 379 lationship $n = (5.1 + 0.27 * Re_p^{0.9}) / (1 + 0.1 * Re_p^{0.9})$, where Re_p is calculated from the
 380 theoretical settling velocity of a single particle (Garside & Al-Dibouni, 1977).

381 Hindered settling cannot account for the settling velocity increasing with the solid
 382 volume fraction in suspensions with 78 μm particles. Instead, this dependence may be
 383 captured by power law $U_m = p_3\phi_{Lm}^{p_4} + p_5$, with $p_3 = 2804$ m/s, $p_4 = 1.9 \pm 0.6$. Here
 384 $p_5 = 0.47 \pm 0.02$ m/s represents the single particle settling velocity in the limit of very
 385 low ϕ , which is higher than the predicted theoretical velocity for a single particle $U_t \sim$
 386 0.37 m/s in the intermediate flow regime (Fig. 7a). A power law relation between the
 387 solid volume fraction and the settling velocity was also observed for volcanic ash par-
 388 ticles (Del Bello et al., 2017). On the basis of this comparison, we argue that the set-
 389 tling dynamics in suspensions of small particles is to large extent controlled by the for-
 390 mation of particle clusters as discussed next.

391

4.2.4 Clustering

392

393

394

395

396

397

398

399

400

401

It is difficult to quantify the particle concentration in, and shape of, clusters due to the extensive light scattering by the particles, and the additional problem of interpreting a 2D projection of a 3D structure. Notwithstanding these limitations, the cluster velocity appears to be well defined in the suspensions (Fig. 6 and supplementary movies). Analysis of the cluster trajectories suggests that the mean reduced settling velocity of clusters (i.e., $U_{cluster*}$ in the laboratory reference frame) is slightly lower in suspensions of 78 μm particles than in suspensions of 467 μm particles. However, the cluster velocity for settling in static air is $U_{cluster} = U_{cluster*} + U_m$ yielding $U_{cluster} \sim 0.9+0.7=1.6$ m/s and $U_{cluster} \sim 1.1+2.5=3.6$ m/s in suspension of 78 μm and 467 μm particles, respectively (Fig. 8).

402

403

404

405

406

407

To quantify the contribution of the clusters to the overall settling velocity of the mixture, we evaluate the ratio $U_{cluster}/U_t$. For the suspensions of 78 μm particles we find $U_{cluster}$ is about 4 times larger than U_t , resulting in a significant impact of clusters on the settling dynamics of the suspension (Fig. 8a). Instead, for the 467 μm particles the $U_{cluster} \sim U_t$, making it possible for hindered settling to dominate (which is a settling mechanism for isolated particles) (Fig. 8b).

408

409

410

411

412

413

414

415

416

417

418

419

420

421

422

423

424

The picture that emerges is the following. For suspensions of 78 μm particles, the bulk $Re \sim 1500$ implies a laminar flow. However, spatial fluctuations in the particle concentration may generate turbulence, an effect called cluster induced turbulence (CIT) (Capece de Nardis et al., 2015; Fong & Coletti, 2022). CIT occurs when the mass loading $\psi = \sigma\phi/(1-\phi) \gg 1$, which is the case here as $\psi \sim 10$. The elongate and apparently dense clusters have a higher settling velocity than individual particles, resulting in the increase of U_m with ϕ_{Lm} . In contrast, for the suspensions of larger particles, the bulk $Re \sim 6800$ implies turbulent flow. The decrease of U_m with increasing ϕ_{Lm} is well captured by a hindered settling model (Fig. 7c). Significant clustering is also observed in these suspensions, however, as the settling velocity of the clusters is not significantly different than that of a single particle, the clusters do not appear to impact the hindered settling mechanism. In other words, in suspensions of small particles the clusters dominate the settling dynamics, whereas the settling in suspensions of larger particles is dominated by hindered settling. The impact of clusters on particle settling may be related to the different shape, particle concentration, and longevity of the clusters, which in turn may depend on how particles are coupled to fluid motion (Nitsche & Batchelor, 1997; Pignatelli et al., 2011; Chen et al., 2021).

425

426

427

The Stokes number captures the ability of particles to respond to changing flow conditions and is the ratio of the particle response time τ_p to a characteristic flow time scale τ_f (for the largest eddies $\tau_f = D/U_m$), so that

$$\text{St} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)d^2U_m}{18\eta D}. \quad (4)$$

428

429

430

431

432

433

434

435

436

437

438

439

Clustering is sensitive to St (Bec, 2003). When $\text{St} \ll 1$ particles are well coupled to the flow and follow streamlines. When $\text{St} \gg 1$ particle motion is decoupled from turbulent motions. When St is of order 1, particles tend to accumulate at the edges of eddies (Maxey, 1987; Bec et al., 2007), leading to a local increase in particle concentration, a process that can initiate cluster formation. Our 78 μm particles at $U_m \sim 0.7$ m/s have $\text{St} = 0.8$, and the $d = 467$ μm particles with $U_m \sim 2.5$ m/s have $\text{St} = 105$ with the above definition of St, meaning that suspensions of smaller particles are more prone to clustering. Clusters of small particles may thus last longer and have higher particle concentrations, and consequently their $U_{cluster}$ and $U_{cluster}/U_m$ are larger than for clusters of high St particles. As a result, clustering may have a dominant role for the smaller particles, while hindered settling prevails for the larger particles. Future experiments and additional probing of particle concentration are needed to disentangle the role of the particle size and

440 the velocity profile on the persistence of clusters as well as cluster shape and concentra-
441 tion.

442 **4.3 Geophysical implications**

443 Our experiments show that the consequence of clusters on the settling velocity de-
444 pends essentially on the Stokes number. Here, relative to the settling velocity of isolated
445 particles U_t , our Stokes number $O(1)$ particles settle with a mean velocity twice as large,
446 and clusters of these particles have settling velocities that are even four times as large.
447 However, our larger Stokes number $O(10^2)$ particles experience hindered settling, with
448 settling speeds up to 30% slower than U_t , while clusters in these suspensions have set-
449 tling velocity roughly equal to U_t . These types of phenomena that arise from 4-way cou-
450 pling are not accounted for in some models of particle transport used to simulate vol-
451 canic plumes, such as Ash3D (Schwaiger et al., 2012), TEPHRA (Bonadonna et al., 2005),
452 FALL3D (Folch et al., 2020) and PLUME-MOM/HYSPLIT (Stein et al., 2015) that con-
453 sider theoretical single-particle settling velocities. Modifications to the particle drag and
454 settling velocity (Fig. 7) translate into additional uncertainty in such models. Settling
455 velocities lower or higher than that of the theoretical velocities for single particles are
456 a possible cause of discrepancy between simulated and observed fall deposit character-
457 istics such as grain size and mass of deposit per unit area (Tadini et al., 2020). As high-
458 lighted in the report by the National Academies of Sciences, Engineering and Medicine
459 (2017), particle-scale processes influence the large scale dynamics of volcanic eruptions.
460 Similarly, in their review of pyroclastic density currents, and relevant to geophysical tur-
461 bulent gas-particles mixtures in general, Lube et al. (2020) wrote “drag law correction
462 and sub-grid models that account for mesoscale clustering must be developed” .

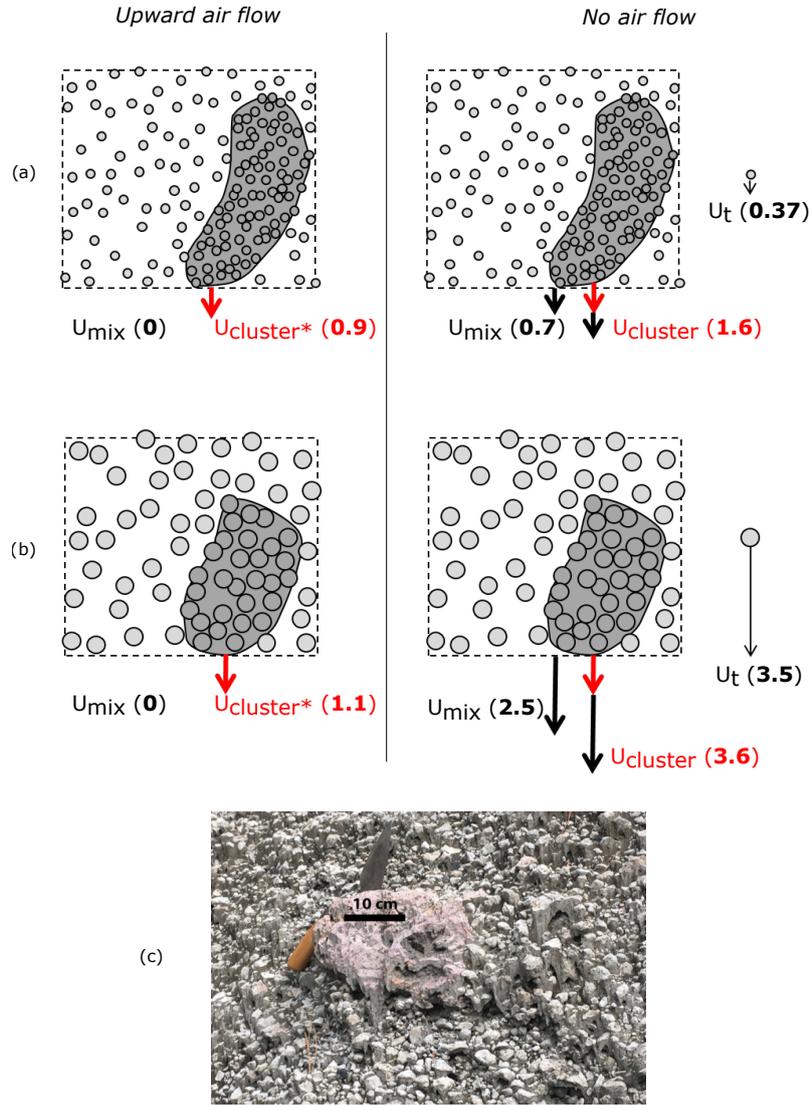


Figure 8. Schematic of the settling velocities (in m/s). (a) Suspensions of $d = 78 \mu\text{m}$ particles. Left panel, settling velocities in the presence of an upward air flow (i.e., velocities in the laboratory reference frame). The mixture is suspended, while clusters settle at a reduced velocity. Right panel, settling in the absence of an air flow. The mixture settles with a velocity $U_{\text{mix}} \sim U_m$ and clusters settle at velocities $\sim U_m + U_{\text{cluster}^*}$. For comparison the terminal settling velocity U_t of a single particle in the intermediate regime is also illustrated. Note that this velocity is significantly less than the settling velocity of the mixture and the clusters. (b) Suspensions of $d = 467 \mu\text{m}$ particles. In this case, the settling velocity of the mixture is less than the theoretical settling velocity of a single particle in the intermediate flow regime. (c) Dacite pumice fall from the 10.5 ka Plinian eruption of Llaima, Chile (Northing 570558, Easting 0271863; photo taken 7 January 2020).

463 One fall deposit characteristic from volcanic plumes that might result from cluster-
 464 ing, and be diagnostic that clustering is an important process in spreading umbrella
 465 clouds, is the occurrence of unusually large clasts in an otherwise well-sorted deposit. As
 466 an illustrative example, we consider the dacite pumice fall from the 10.5 ka Plinian erup-

467 tion of Llaima, Chile (Schindlbeck et al., 2014). Fig. 8c shows unit IIIb of the deposit,
 468 12 km from the vent. Notable is the outsized clast in a matrix of smaller pumice (most
 469 of the deposit consists of cm size lapilli with a small proportion of large clasts). The in-
 470 termediate diameter of the large clast, measured with a ruler, is 16 cm. The median di-
 471 ameter of the pumice, measured by dry sieving in the lab, is 1 cm with an Inman sort-
 472 ing value of 0.45 (see Supplementary Information section 3 for details). 12 km is too dis-
 473 tal for the large clast to be a ballistic bomb. Our hypothesis is that within the spread-
 474 ing umbrella cloud, the lapilli settled in clusters with a similar settling velocity as the
 475 large particle since they were deposited together. We assume that U_m is equal to the fall
 476 velocity of the coarsest particles. For the large and median particle sizes, diameters of
 477 16 and 1 cm respectively, the theoretical settling speeds assuming a density of 600 kg/m^3
 478 are $\sim 61 \text{ m/s}$ and $\sim 14 \text{ m/s}$ using the Abraham (1970) drag model. This implies a roughly
 479 4-fold increase in settling speed for the clusters of small particles, which is similar to the
 480 enhanced settling speed in our experiments (Fig. 8) and mesoclusters in large scale den-
 481 sity current experiments (Breard et al., 2016).

482 More generally in volcanic plumes and spreading umbrella clouds, enhanced (or hin-
 483 dered) settling can cause deposits with mass per unit area larger (or smaller) and grain
 484 sizes smaller (or larger) than expected for single size particles (Tadini et al., 2020, 2022;
 485 Freret-Lorgeril et al., 2020; Gilchrist & Jellinek, 2021). Clustering in mixtures contain-
 486 ing particles with Stokes number $O(1)$ is an alternative to ash aggregation commonly
 487 assumed in simulations to explain enhanced settling (e.g., Tadini et al., 2022). The fact
 488 that bimodal fallout deposits, such as the one at Llaima (Fig. 8), are relatively rare sug-
 489 gests effective particle size segregation occurs near the vent in most cases. On the other
 490 hand, hindered settling accounts for reduced particle settling velocity, otherwise explained
 491 by non spherical particle shape or the presence of wind (Marchetti et al., 2022). In a broader
 492 context, hindered settling is likely to occur in various types of geophysical flows contain-
 493 ing particles with Stokes number $\gg 1$, and our experiments suggest that this mechanism
 494 can operate at concentrations as low as $\sim 1 \text{ vol.}\%$, which may be surprising.

495 Numerical simulations of pyroclastic currents showed that unrealistically high par-
 496 ticle drag coefficients, at least 30 times larger than commonly estimated for typical vol-
 497 canic particles ($\sim 0.5-1$), were required to match the runout distance of the ash-cloud
 498 surges at Merapi, 2010 (Kelfoun et al., 2017) and Mount Pelée (Martinique), May 8th,
 499 1902 (Gueugneau et al., 2020). To explain the high drag coefficient, Gueugneau et al.
 500 (2020) concluded that hindered settling occurred as a consequence of the increase in par-
 501 ticle concentration towards the lower part of the currents, our experimental findings sup-
 502 port this statement. Even though it is unlikely that hindered settling alone can account
 503 for the large discrepancy between their simulation and the natural case, it may be partly
 504 responsible. Our experiments showing hindered settling provide insights into the pos-
 505 sible settling characteristics of the particles in the basal layer of these natural flows, that
 506 is, with Stokes numbers $\gg 1$ and at concentrations as low as $\sim 1 \text{ vol.}\%$.

507 5 Conclusion

508 We measured the local solid volume fraction in dilute suspensions of glass parti-
 509 cles in air using two independent techniques, acoustic probing and local fluid pressure
 510 measurements. We showed that these techniques yield similar solid volume fractions, thus
 511 providing two attractive tools to investigate optically opaque mixtures in analogue lab-
 512 oratory experiments. We anticipate that a combination of these techniques may be use-
 513 ful if, for example, both the particle concentration and particle size are not known. In-
 514 deed, the local pressure measurements may then be used to obtain a solid volume frac-
 515 tion, which could be used in the sound attenuation calculation to obtain the particle size.

516 Our experiments in a vertical pipe demonstrate that the local particle concentra-
 517 tion in dilute suspensions depends on the initial amount of particles, the particle size,

518 and the air flow velocity. In suspensions of 78 μm particles, higher air velocities were needed
 519 to obtain higher local particle concentrations and we argue this was due to the presence
 520 of clusters that settled faster than individual particles. In contrast, in suspensions of 467
 521 μm particles, higher local particle concentrations were achieved at lower air velocities
 522 as a consequence of hindered settling of the particles, despite the presence of clusters.
 523 Differences in the shape and particle concentration of the clusters may explain their dif-
 524 ferent settling behaviours.

525 Our results have implications for modeling geophysical dilute gas-particle mixtures.
 526 The field example we discuss suggests that in volcanic plumes clusters of relatively small
 527 particles have enhanced settling velocities, similar to that of larger clasts, decreasing the
 528 sorting in fall deposits. Other geophysical flows with particles of broad grain size ranges
 529 are likely to exhibit similar flow dynamics. We conclude that the formation of clusters
 530 and their settling velocities being significantly different than that of single particles should
 531 be considered in models of geophysical processes through drag law corrections.

532 6 Acknowledgement

533 We thank B. Andrews, A. Marshall, B. Brand, G. Giordano, and P. Valdivia for
 534 field sampling, discussions, and ideas about the deposit pictured in Figure 8. We thank
 535 X. Jia for valuable discussions on sound attenuation. This project is part of a program
 536 of the International Research Center of Disaster sciences and sustainable Development
 537 at University Clermont Auvergne. This is Laboratory of Excellence ClerVolc contribu-
 538 tion no XXX. M.M. is supported CIFAR Earth 4D and NSF 2042173.

539 7 Open Research

540 Datasets and a short description for this research are available with DOI: 10.5281/zen-
 541 odo.7565085 on <https://doi.org/10.5281/zenodo.7565085>.

542 References

- 543 Abraham, F. F. (1970). Functional dependence of drag coefficient of a sphere on
 544 reynolds number. *The Physics of Fluids*, *13*, 2194.
- 545 Allegra, J. R., & Hawley, S. A. (1972). Attenuation of sound in suspensions and
 546 emulsions: Theory and experiments. *Journal of the Acoustical Society of*
 547 *America*, *51*, 1545-1564.
- 548 Bagheri, G. H., Bonadonna, C., Manzella, I., & Haas, P. (2013). Dedicated vertical
 549 wind tunnel for the study of sedimentation of non-spherical particles. *Rev. Sci.*
 550 *Instr.*, *84*, 054501.
- 551 Bec, J. (2003). Fractal clustering of inertial particles in random flows. *Physics of*
 552 *Fluids*, *15*, L81.
- 553 Bec, J., Biferale, L., Cencini, M., Lanotte, A., Musacchio, S., & Toschi, F. (2007).
 554 Heavy particle concentration in turbulence at dissipative and inertial scales.
 555 *Physical Review Letters*, *98*, 084502.
- 556 Berruti, F., Pugsley, T. S., Godfroy, L., Chaouki, J., & Patience, G. S. (1995). Hy-
 557 drodynamics of circulating fluidized bed risers: a review. *The Canadian Jour-*
 558 *nal of Chemical Engineering*, *73*, 579-602.
- 559 Bonadonna, C., Philips, J. C., & Houghton, B. F. (2005). Modeling tephra sedimen-
 560 tation from a ruapehu weak plume eruption. *Journal of Geophysical Research*,
 561 *110*, B08209.
- 562 Bonadonna, C., & Phillips, J. C. (2003). Sedimentation from strong volcanic plumes.
 563 *J. Geophys. Res.*, *108*, 2340.
- 564 Brandt, L., & Coletti, F. (2022). Particle-laden turbulence: Progress and perspec-
 565 tives. *Annual Review of Fluid Mechanics*, *54*, 159–189.

- 566 Breard, E. C. P., Lube, G., Jones, J. R., Dufek, J., Cronin, S. J., Valentine, G. A.,
567 & Moebis, A. (2016). Coupling of turbulent and non-turbulent flow regimes
568 within pyroclastic density currents. *Nature Geoscience*, *9*, 767–771.
- 569 Cahyadi, A., Anantharaman, A., Yang, S., Karri, S. R., Findlay, J. G., Cocco, R. A.,
570 & Chew, J. W. (2017). Review of cluster characteristics in circulating fluidized
571 bed (cfb) risers. *Chemical Engineering Science*, *158*, 70-95.
- 572 Capecelatro, J., Desjardins, O., & Fox, R. (2015). On fluid–particle dynamics in
573 fully developed cluster-induced turbulence. *J. Fluid Mech.*, *780*, 578-635.
- 574 Challis, R. E., Povey, M. J. W., Mather, M. J., & Holmes, A. K. (2005). Ultra-
575 sound techniques for characterizing colloidal disperions. *Reports on progress in*
576 *physics*, *68*, 1514-1637.
- 577 Chen, P., Chen, S., Yang, M., & Li, S. (2021). Falling clouds of particles with finite
578 inertia in viscous flows. *Physics of Fluids*, *33*, 033314.
- 579 Del Bello, E., Taddeucci, J., de' Michieli Vitturi, M., Scarlato, P., Andronico, D.,
580 Scollo, S., ... Ricci, T. (2017). Effect of particle volume fraction on the set-
581 tling velocity of volcanic ash particles: Insights from joint experimental and
582 numerical simulations. *Scientific Reports*, *7*, 39620.
- 583 Dey, S., SK, A. Z., & E., P. (2019). Terminal fall velocity: the legacy of stokes from
584 the perspective of fluvial hydraulics. *Proc. R. Soc. A*, *475*, 20190277.
- 585 Di Felice, R. (1999). The sedimentation velocity of dilute suspensions of nearly
586 monosized spheres. *Int. J. Multiphase Flow*, *25*, 559.
- 587 Epstein, P. S., & Carhart, R. R. (1953). The absorption of sound in suspensions and
588 emulsions. i. waterfog in air. *Journal of the Acoustical Society of America*, *25*,
589 553-565.
- 590 Folch, A., Mingari, L., Gutierrez, N., Hanzich, M., Macedonio, G., & Costa, A.
591 (2020). Fall3d-8.0: a computational model for atmospheric transport and de-
592 position of particles, aerosols and radionuclides – part 1: Model physics and
593 numerics. *Geoscientific Model Development*, *13*, 1431–1458.
- 594 Fong, K. O., & Coletti, F. (2022). Experimental analysis of particle clustering in
595 moderately dense gas-solid flow. *J. Fluid Mech.*, *933*, A6.
- 596 Fornari, W., Picano, F., Sardina, G., & Brandt, L. (2016). Reduced particle settling
597 speed in turbulence. *J. Fluid Mech.*, *808*, 153-167.
- 598 Fornari, W., Zade, S., Brandt, L., & Picano, F. (2019). Settling of finite-size parti-
599 cles in turbulence at different volume fractions. *Acta Mech*, *230*, 413-430.
- 600 Freret-Lorgeril, V., Gilchrist, J., Donnadieu, F., Jellinek, A. M., Delanoë, J.,
601 Latchimy, T., ... S., V. (2020). Ash sedimentation by fingering and sed-
602 iment thermals from wind-affected volcanic plumes. *Earth and Planetary*
603 *Science Letters*, *534*, 116072.
- 604 Fullmer, W. D., & Hrenya, C. M. (2017). The clustering instability in rapid granular
605 and gas-solid flows. *Annual review of fluid mechanics*, *49*, 485-510.
- 606 Garside, J., & Al-Dibouni, M. R. (1977). Velocity-voidage relationships for flu-
607 idization and sedimentation in solid-liquid systems. *Ind.Eng Chem. Proc. Des.*
608 *Dev.*, *16*, 206-214.
- 609 Gilchrist, J. T., & Jellinek, A. M. (2021). Sediment waves and the gravitational sta-
610 bility of volcanic jets. *Bull Volcanol*, *83*, 64.
- 611 Gueugneau, V., Kelfoun, K., Charbonnier, S., Germa, A., & Carazzo, G. (2020).
612 Dynamics and impacts of the may 8th, 1902 pyroclastic current at mount
613 pelée (martinique): New insights from numerical modeling. *Frontiers in Earth*
614 *Science*, *8*, 279.
- 615 Jessop, D. E., & Jellinek, A. M. (2014). Effects of particle mixtures and nozzle
616 geometry on entrainment into volcanic jets. *Geophysical Research Letters*, *14*,
617 060059.
- 618 Kelfoun, K., Gueugneau, V., Komorowski, J. C., Aisyah, N., Cholikh, N., & Mer-
619 ciecca, C. (2017). Simulation of block-and-ash flows and ash-cloud surges
620 of the 2010 eruption of merapi volcano with a two-layer model. *Journal of*

- 621 *Geophysical Research: Solid Earth*, *122*, 4277–4292.
- 622 Lube, G., Breard, E., Esposti-Ongaro, T., Dufek, J., & Brand, B. (2020). Multi-
623 phase flow behaviour and hazard prediction of pyroclastic density currents.
624 *Nature Reviews Earth & Environment*, *1*, 348–365.
- 625 Marchetti, E., Poggi, P., Delle Donne, M., Dand Pistoiesi, Bonadonna, C., Bagheri,
626 G., Pollastri, S., . . . Ripepe, M. (2022). Real-time tephra-fallout accumu-
627 lation rates and grain-size distributions using asher (ash collector and sizer)
628 disdrometers. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *429*, 107611.
- 629 Maxey, M. R. (1987). The gravitational settling of aerosol particles in homogeneous
630 turbulence and random flow fields. *Journal of Fluid Mechanics*, *174*, 441-465.
- 631 National Academies of Sciences, Engineering and Medicine. (2017). *Volcanic erup-*
632 *tions and their repose, unrest, precursors, and timing*. Washington DC: The
633 National Academies Press.
- 634 Nielsen, P. (1993). Turbulence effects on the settling of suspended particles. *J. Sedi-*
635 *ment. Petrol*, *63*, 835-838.
- 636 Nitsche, J. M., & Batchelor, G. K. (1997). Break-up of a falling drop containing dis-
637 persed particles. *J. Fluid Mech.*, *340*, 161-175.
- 638 Pierce, A. D., Siegmann, W. L., & Brown, E. (2016). Suspension theory for the
639 effect of silt particles on attenuation of the compressional waves in marine mud
640 sediments. *Proc. Mtgs. Acoust.*, *29*, 005003.
- 641 Pignatell, F., Nicolas, M., & Guazzelli, E. (2011). A falling cloud of particles at a
642 small but finite reynolds number. *J. Fluid Mech.*, *671*, 34-51.
- 643 Rhodes, M. (2008). *Introduction to particle technology, second edition*. West Sussex,
644 England: John Wiley & Sons, Ltd.
- 645 Richardson, J. F., & Zaki, W. N. (1954). Sedimentation and fluidisation, part i.
646 *Trans. Inst. Chem. Eng.*, *32*, 35-53.
- 647 Schindlbeck, J. C., Freundt, A., & Kutterolf, S. (2014). Major changes in the
648 post-glacial evolution of magmatic compositions and pre-eruptive conditions of
649 llaima volcano, andean southern volcanic zone, chile. *Bulletin of Volcanology*,
650 *76*, 830.
- 651 Schwaiger, H. F., Denlinger, R. P., & Mastin, L. G. (2012). Ash3d: A finite-volume,
652 conservative numerical model for ash transport and tephra deposition. *Journal*
653 *of Geophysical Research*, *117*, B04204.
- 654 Steger, C. (1998). An unbiased detector of curvilinear structures. *EEE Trans. Pat-*
655 *tern Anal. Mach. Intell.*, *20*, 113-125.
- 656 Stein, R. R., A. F.and Draxler, Rolph, G. D., Stunder, B., Cohen, M. D., & Ngan,
657 F. (2015). Noaa’s hysplit atmospheric transport and dispersion modeling
658 system. *Bulletin of the American Meteorological Society*, *96*, 2059-2078.
- 659 Tadini, A., Gouhier, M., Donnadiou, F., de’ Michieli Vitturi, M., & Pardini, F.
660 (2022). Particle sedimentation in numerical modelling: A case study from the
661 puyehue-cordón caulle 2011 eruption with the plume-mom/hysplit models.
662 *Atmosphere*, *13*, 784.
- 663 Tadini, A., Roche, O., Samaniego, P., Guillin, A., Azzaoui, N., Gouhier, M., . . .
664 Le Penneec, J. L. (2020). Quantifying the uncertainty of a coupled plume and
665 tephra dispersal model: Plume-mom/hysplit simulations applied to andean
666 volcanoes. *Journal of Geophysical Research*, *125*, 1-20.
- 667 Tsuji, Y., Morikawa, Y., & Hiroshi, S. (1984). Ldv measurements of an air-solid two-
668 phase flow in a vertical pipe. *J. Fluid Mech.*, *139*, 417-434.
- 669 Uhlmann, M., & Doychev, T. (2014). Sedimentation of a dilute suspension of
670 rigid spheres at intermediate galileo numbers: the effect of clustering upon the
671 particle motion. *J. Fluid Mech.*, *752*, 310-348.
- 672 Urlick, R. J. (1948). The absorption of sound in suspensions of irregular particles.
673 *Journal of the Acoustical Society of America*, *20*, 283-288.
- 674 van den Wildenberg, S., Jia, X., & Roche, O. (2020). Acoustic probing of the par-
675 ticle concentration in turbulent granular suspensions in air. *Scientific Reports*,

- 676 10, 16544.
- 677 Wang, L. P., & Maxey, M. R. (1993). Settling velocity and concentration distri-
678 bution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*,
679 256, 27-68.
- 680 Weit, A., Roche, O., Dubois, T., & Manga, M. (2019). Maximum solid phase con-
681 centration in geophysical turbulent gas-particle flows: Insights from laboratory
682 experiments. *Geophysical Research Letters*, 46, 6388-6396.
- 683 Yin, X., & Koch, D. L. (2007). Hindered settling velocity and microstructure in sus-
684 pensions of solid spheres with moderate reynolds numbers. *Phys. Fluids*, 19,
685 093302.
- 686 Ying, C. F., & Truell, R. (1956). Scattering of a plane longitudinal wave by a spher-
687 ical obstacle in an isotropically elastic solid. *Journal of applied physics*, 27,
688 1086-1097.

Chapitre 6

Mécanismes de formation des courants de densité pyroclastiques par effondrement de fontaine éruptive

6.1 Contexte

L'étude de la mise en place des courants de densité pyroclastiques (CDPs) dans un contexte de fontaine éruptive a été le sujet de nombreuses études (Sparks et Wilson, 1976; Sparks, 1978). Une fontaine éruptive est définie comme l'émission verticale, ascendante et continue d'un mélange de gaz et de particules qui s'effondre et impacte verticalement le sol et générant des CDPs (Sweeney et Valentine, 2017). L'effondrement de la fontaine est suggéré par les faciès des dépôts proximaux (voir Druitt et Bacon, 1986; Suzuki-Kamata et Kamata, 1990; Bear *et al.*, 2009), interprétés comme les témoins d'une zone d'impact et d'une transition entre un mélange dilué en chute libre et un écoulement plus concentré se propageant latéralement (Wright et Walker, 1977; Druitt et Sparks, 1982). Des travaux théoriques suggèrent que dans la zone d'impact la pression de fluide et la concentration de particules peuvent être élevées à cause de l'accumulation des particules sur le sol (Valentine et Wohletz, 1989). Plusieurs études ont traité expérimentalement, à l'aide de dispositifs à grande échelle, des CDPs formés par effondrement de colonne (Dellino *et al.*, 2007, 2014; Lube *et al.*, 2015; Breard *et al.*, 2016; Breard et Lube, 2017; Lube *et al.*, 2019) mais à notre connaissance il n'existe qu'une étude qui porte sur les processus physiques opérant dans la zone d'impact (Fries *et al.*, 2021). Dans ce contexte, ce chapitre présente une étude analogue détaillée des mécanismes de génération de la pression de fluide par accumulation rapide de particules dans les zones d'impact des fontaines pyroclastiques (FIG. 72). Ce mécanisme s'ajouterait à ceux déjà proposés pour expliquer l'origine de la pression de fluide comme (i) le phénomène d'« acoustique streaming » (Valverde et Soria-Hoyo, 2015), (ii) la sédimentation rapide de particules à cause de la chute de « clusters » (Chen, 2016)(voir Chapitre 5), (iii) l'échappement de l'air depuis les interstices d'un substrat rugueux (Chédeville et Roche, 2014), (iv) l'ingestion d'air dans une rupture de pente (Nakada et Fujii, 1993) ou (v) au front de l'écoulement (McTaggart, 1960; Walker *et al.*, 1980; Wilson et Walker, 1982), (vi) le gaz libéré par les particules dans l'écoulement (Brown, 2007), (vii) la vapeur d'eau générée par évaporation (étendue d'eau ou végétation, Wilson, 1980a).

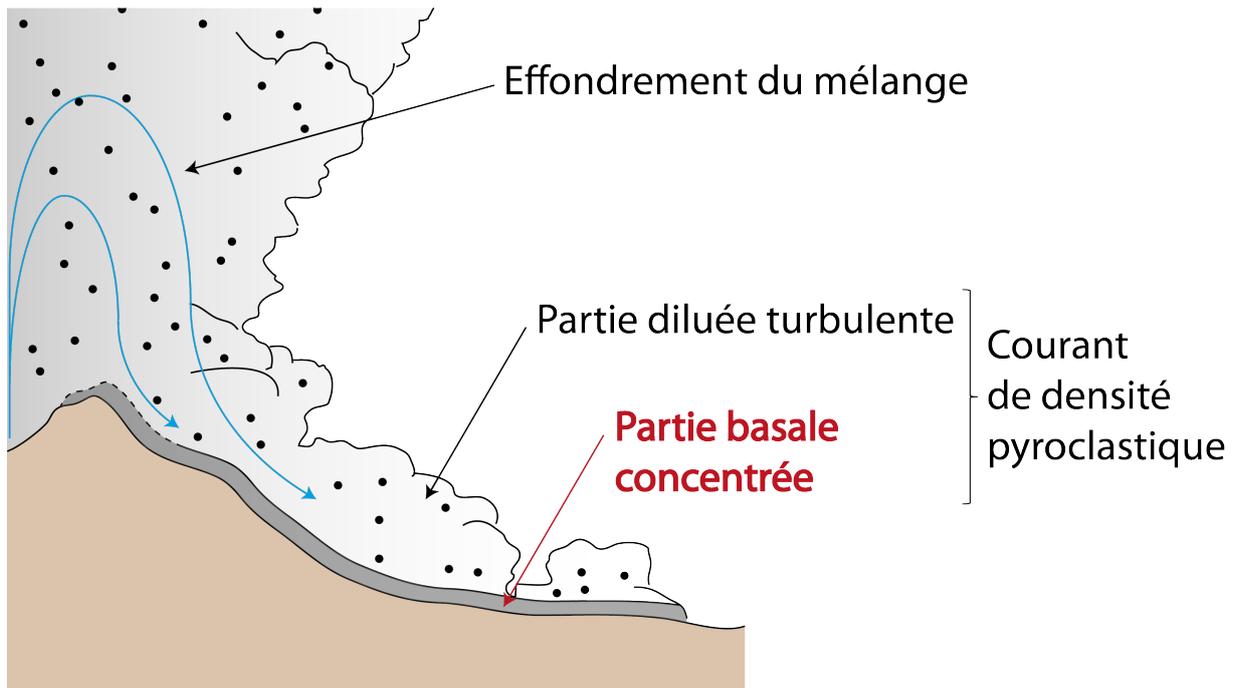


FIGURE 72 – Génération de CDPs par effondrement de fontaine éruptive.

Schéma d'une fontaine pyroclastique montrant l'émission à l'évent puis l'effondrement d'un mélange de gaz et de particules turbulent. La portion en effondrement génère à l'impact un CDP avec un écoulement basal dense (rouge).

6.2 Résumé des résultats

Ce chapitre présente les résultats des expériences menées avec le dispositif de simulation de fontaine éruptive (Chapitre 4). L'objectif principal était d'étudier l'influence de la taille des particules sur (i) la génération de la pression de fluide à l'impact par accumulation de particules et (ii) sur la distance de parcours de l'écoulement dense fluidisé formé. Les concentrations des mélanges granulaires en chute libre ont été estimées à l'aide de deux méthodes complémentaires (section 4.6 du Chapitre 4) et ont donné des résultats similaires quelles que soient les tailles des particules. Les résultats ont des implications pour la compréhension des écoulements pyroclastiques formés par effondrement de fontaine éruptive. Ils suggèrent que la pression de fluide générée à l'impact est suffisante pour fluidiser le mélange pyroclastique. Ces résultats sont présentés sous la forme d'un article soumis à *Journal of Geophysical Research* le 15 Juillet 2023 et qui a reçu une recommandation de révision mineure.

Abstract

Pyroclastic density currents formed through collapse of eruptive fountains commonly have runout distances of the order of tens of kilometers. A possible cause of this high flow mobility is elevated interstitial pore gas pressure, which may have various origins. We investigated experimentally the generation of pore pressure at the impact zone of an eruptive fountain, where concentrated pyroclastic density currents emerge from compaction of a free falling gas-particle mixture. We simulated pyroclastic fountain collapse by releasing glass beads of mean sizes of 29 to 269 μm from a hopper at height of 3.27 m above a 5 m-long horizontal channel, and we measured pore air pressure in the impact zone. During free fall, the granular mixtures accelerated and expanded to reach particle concentrations of 1.6 - 4.4 vol.% before they impacted the base of the channel. Upon impact, the particles accumulated to form concentrated granular flows with particle concentrations of 45 - 48 vol.% and pore air pressures that indicated almost full weight support for particle sizes $\leq 76 \mu\text{m}$. Both the amount of pore pressure in the impact zone and the flow runout distance increased as we decreased the particle size and hence the hydraulic permeability of the concentrated granular mixtures. Our results suggest that pore gas pressure in concentrated pyroclastic density currents can be generated at the impact zone of collapsing fountains and that small particle size conferring low permeability and long pore pressure diffusion timescale is one of the main causes of long flow runout distances.

Plain Language Summary

Collapse of volcanic eruptive fountains leads to the formation of pyroclastic density currents that can propagate over long distances. This mobility may be due to the high pore gas pressure in the pyroclastic mixture, which reduces intergranular friction. The origin of the pore gas pressure inside these mixtures is not well understood. We performed laboratory experiments to study the free fall from a hopper, and the subsequent impact on a rigid channel base, of dilute granular mixtures with particle concentrations of a few volume percent and different mean grain sizes. High-speed videos and pressure measurements showed that the granular mixtures compacted upon impact to form dense flows with high air pore pressure. As particle size decreased, both the pore pressure generated at the impact zone and the flow runout distance in the channel increased. For particle equal or smaller than 76 μm , the generated pore pressure was enough to counter-balance particle weight. Simple scaling arguments imply that full weight support would occur in nature for larger particle sizes. These results suggest that pyroclastic fountains can lead to the formation of concentrated ground-hugging currents with high interstitial pore gas pressure, and that particle size is key to controlling their travel distance.

1 Introduction

Pyroclastic fountain collapse during large-volume explosive volcanic eruptions generates ground hugging density currents (PDCs) that can travel distances up to ~ 300 km and form widespread ignimbrites (Fig. 1; e.g., Sparks et al., 1978; Cas et al., 2011; Pacheco-Hoyos et al., 2018; Guzmán et al., 2020; Roche et al., 2022). In the basal concentrated part of PDCs, sustained high interstitial pore gas pressure promoting low interparticle friction is a likely cause of the high mobility of these flows. While seminal studies discussed possible internal and external sources of gas to cause fluidization of concentrated PDCs (Anderson & Flett, 1903; McTaggart, 1960; Wilson et al., 1980), recent advances have shown how pore gas pressure can arise in these mixtures from differential gas-particle motion (Breard et al., 2018; Lube et al., 2019; Chédeville & Roche, 2018), or from acoustic streaming (Valverde & Soria-Hoyo, 2015).

In this study, we address the generation of pore gas pressure in concentrated PDCs that result from motion and compaction of a collapsing gas-particle mixture in the im-

64 pact zone of a pyroclastic fountain. Though this hypothesis was discussed by (Druitt &
 65 Sparks, 1982) (their Fig. 14), it was investigated quantitatively only recently through
 66 numerical simulations (Sweeney & Valentine, 2017; Valentine & Sweeney, 2018; Valen-
 67 tine, 2020). Here we investigate pyroclastic fountaining through laboratory experiments
 68 involving collapse of granular mixtures. This configuration was considered in earlier ex-
 69 perimental studies, which focused on the dynamics of the analogue PDCs and did not
 70 address pore pressure generation mechanisms in the impact zone of a fountain (Dellino
 71 et al., 2007, 2010; Rowley et al., 2014; Lube et al., 2015; Breard & Lube, 2017), or were
 72 devoted to eruptions in water environment (Gilchrist et al., 2023). To the best of our
 73 knowledge, only one preliminary work has presented general aspects of mixture compaction
 74 and associated pore pressure (Fries et al., 2021). In this context, the aim of our study
 75 is to investigate the mechanisms of granular mixture compaction and the possible gen-
 76 eration of pore gas pressure in the impact zone of pyroclastic fountains. We consider in
 77 particular the effect of the particle size on the amount of pore gas pressure generated and
 78 on the runout distance of the flows that emerge from the impact zone. Finally, we dis-
 79 cuss implications of our results for natural cases.

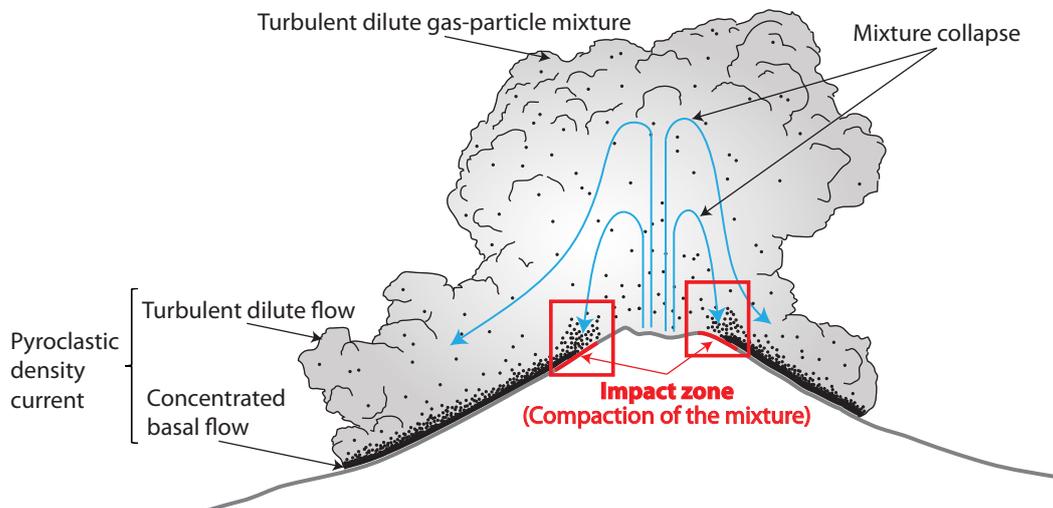


Figure 1. Sketch of a pyroclastic fountain. A dilute gas-particle mixture emitted from the vent experiences gravitational collapse. Pyroclastic density currents emerge from impact zones and consist of a concentrated basal part topped by a dilute suspension. The gas phase corresponds to gray shades and particles are represented by black dots.

80 2 Methods

81 2.1 Experimental device and procedure

82 The experimental device consisted of a 60 L hopper whose aperture was at a height
 83 of 3.27 m above a ~ 5 m-long horizontal channel (Fig. 2). The hopper had a front wall
 84 and side walls inclined at 59° and 55° , respectively, and a vertical back wall (Fig. 2b).
 85 All experiments were done with a rectangularly aperture with a width of 10 cm, equal to
 86 that of the channel, and a length of 17 cm. Particles in the hopper were released by open-
 87 ing a trap door controlled by an electromagnet. Below the hopper, a vertical open col-
 88 umn bounded with rigid plastic sheets on each side prevented particle loss and guided
 89 the falling mixture into the channel. The latter consisted of six removable 1 m-long sec-
 90 tions with smooth 10 cm wide aluminium base and 50 cm high Plexiglas side walls. The
 91 hopper was filled with 21 kg of silica glass beads of density $\rho_p = 2500$. We used six gran-

92 ular materials with a mean grain size varying from 29 to 269 μm (size distributions are
 93 given in Supplementary Fig. 1). In this study we also consider the Sauter diameter, which
 94 accounts for the area of the particles and is relevant in case of gas-particle interactions
 95 (Breard et al., 2018). This diameter is defined as $d_{32} = 1 / \sum_{i=0}^{N_g} (x_i / d_i)$, where x_i is the
 96 mass fraction in each size class and d_i the geometric mean diameter in this class. Note
 97 that the Sauter diameters are slightly smaller than the mean grain sizes because the materi-
 98 als are slightly polydisperse with a non-gaussian size distribution (Table 1).

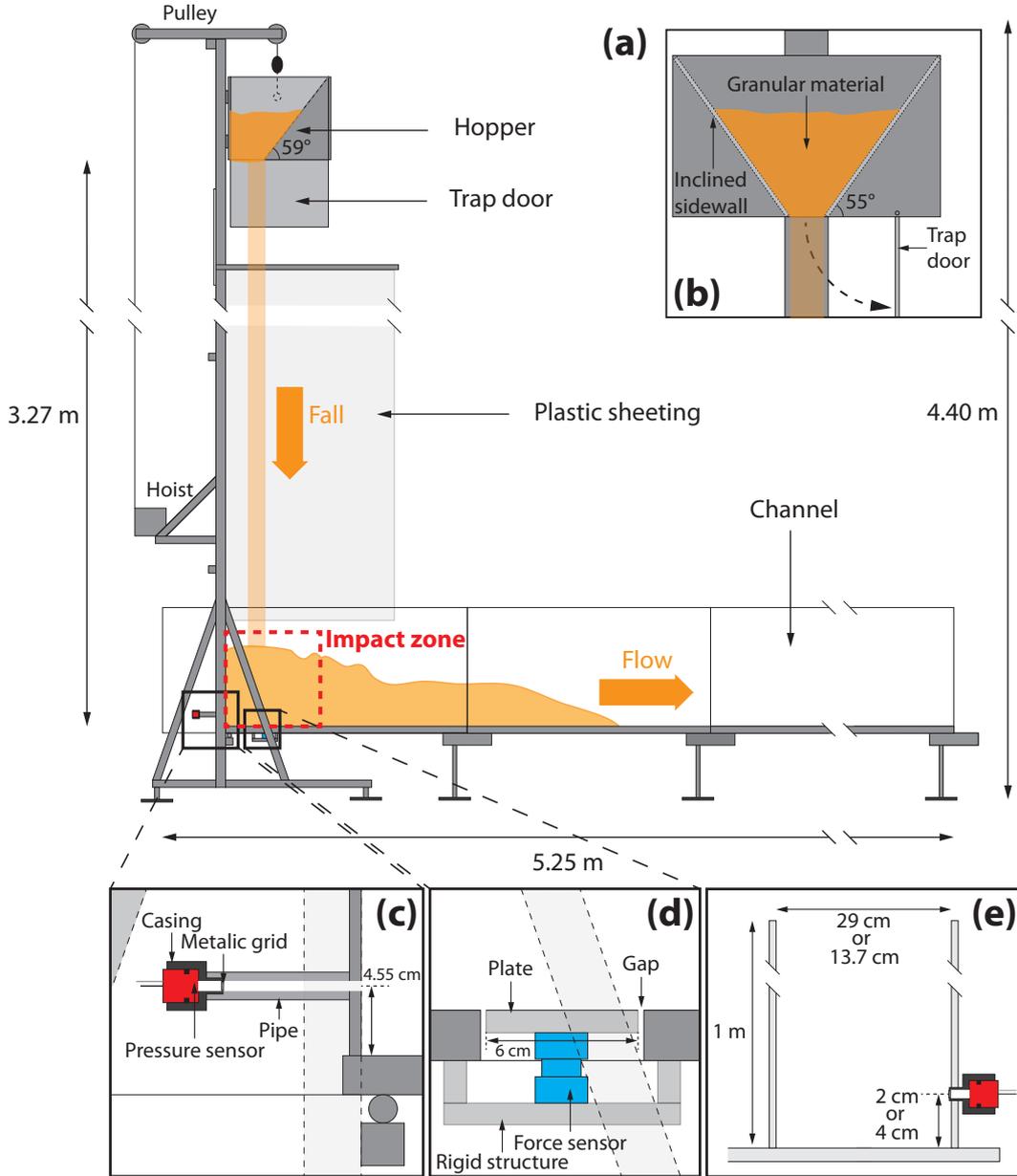


Figure 2. (a) Sketch of the experimental device. (b) Cross section longitudinal view of the interior of the hopper with the inclined sidewalls. (c) Transparent view of the air pressure measurement device with the sensor at the backwall of the channel. (d) Transparent view of the force measurement device. (e) Complementary cylindrical devices with a pressure sensor placed at the impact zone to determine the concentrations of the free-fall mixtures and of the granular beds.

99 We used various types of sensors to investigate the processes at the impact zone
 100 in the channel. The pore gas (air) pressure was measured at a sampling rate of 50 Hz
 101 using a CSensors™ sensor (model 154N, precision of 6.9 Pa) placed at the back wall of
 102 the channel at a height of 4.55 cm above the channel base (Fig. 2c). In order to prevent
 103 contact between the particles and the sensor membrane and to measure only the gas pres-
 104 sure, the sensor was placed in a casing inserted into the channel back wall and covered
 105 with a 36 μm mesh. We also measured the normal force imposed by the granular mix-
 106 ture on the channel base using a piezoelectric sensor (Kistler™ 9317B). The upper part
 107 of the sensor was screwed on a 6×6 cm flush fitting aluminium plate inserted into the
 108 base of the channel at a distance of 14 cm from the backwall while its lower part was con-
 109 nected to a rigid structure fixed to the base of the channel (Fig. 2d). A gap of 150 μm
 110 between the margins of the plate and the channel base allowed the plate and the top of
 111 the sensor to move freely upon impact of the falling mixture. A very thin plastic film
 112 fixed with tape on the channel base covered the plate to prevent particles falling into the
 113 gap and block the movement of the plate. All the experiments were filmed with a Photron
 114 Fastcam SA3 high speed video camera at a rate of 250 frames per second to document
 115 the accumulation of the particles in the channel and the emergence of granular flows. A
 116 LED panel was placed behind the transparent wall opposite the camera in order to im-
 117 prove the contrast between the particles and the background. The videos were analyzed
 118 with *ImageJ** (Schneider et al., 2012) and Matlab to determine the impact velocity of
 119 the particles and the height of the granular material accumulated. We used a toggle switch
 120 to synchronize all measurements (i.e. video, pressure and force) with the opening of the
 121 hopper trap door. When the switch was turned off, a 3 mV trigger was sent to both the
 122 pressure and force measurement acquisition systems while a LED light was turned on
 123 (cf. video recording) and an electromagnet was turned off to release the trap door. We
 124 did 22 experiments with at least 3 experiments per particle size to check for reproducibil-
 125 ity of the results. The duration of an experiment was about 1.5 - 2.5 s from opening of
 126 the trap door to final deposition of particles in the channel. Deposits thickness was mea-
 127 sured every 20 cm from the back door of the channel using a ruler. The typical variabil-
 128 ity in runout distance was about 3 cm except for the smallest particles for which the front
 129 deposit was poorly defined and we estimated an error of about 50 cm.

130 2.2 Measurement of particle volume fraction

131 We did complementary experiments to estimate, from air pressure measurements,
 132 the particle volume fraction in the mixtures in free fall just before impact (ϕ_1) and in
 133 the granular flows formed upon impact (ϕ_2). To this end, we investigated the collapse
 134 of the granular mixtures in cylindrical containers to overcome significant lateral move-
 135 ment of the air and of the granular material inherent in the channel configuration of our
 136 device. We made measurements with 1 m high Plexiglass cylinders glued on horizontal
 137 plates, which were placed at the impact zone on the base of the channel whose lateral walls
 138 had been removed (Fig. 2e). For these experiments, we used the same mass of material
 139 and fall height as in experiments with the channel. In order to obtain accurate pressure
 140 temporal variation just before the impact of the materials, a faster acquisition system
 141 with a sampling frequency of 1000 Hz was used. We investigated the particle volume frac-
 142 tion in the falling mixtures by using a cylinder with an inner diameter of 13.7 cm, which
 143 was slightly larger than the typical width of the granular column collapsing from the hop-
 144 per. In this configuration, lateral air escape was negligible and we could infer the par-
 145 ticle volume fraction assuming that interstitial air was moving with particles at the same
 146 speed from

$$P_d = \frac{1}{2}[\rho_p\phi_1 + \rho_a(1 - \phi_1)]U_1^2 \quad (1)$$

147 where P_d is the dynamic pressure, ρ_p and ρ_a are the density of the particles and the air,
 148 respectively, ϕ_1 is the particle concentration of the mixture, and U_1 the front velocity

149 of the mixture just before impact and determined from high speed videos. Since $\rho_a \ll$
 150 ρ_p , we assumed

$$P_d \sim \frac{1}{2} \rho_p \phi_1 U_1^2 \quad (2)$$

151 Upon impact, the granular mixture compacted rapidly, to form a dense bed due to en-
 152 ergy dissipation by interparticle collision. We attempted to investigate particle volume
 153 fractions in flows formed in the channel but chaotic motion of the material and rapid vari-
 154 ation of the height of material prevented reliable estimates. For this reason, we used a
 155 29 cm diameter cylinder in the impact zone, which allowed a slower fluctuation of the
 156 flow height. We estimated the particle volume fraction in the flow (ϕ_2) from

$$P_l = [\rho_p \phi_2 + \rho_a (1 - \phi_2)] g h_c \quad (3)$$

157 where P_l is the pore air pressure, g is the gravitational acceleration, and h_c is the flow
 158 height in the cylinder. As the weight of the air is negligible compared to that of the par-
 159 ticles, and assuming a negligible pore fluid pressure diffusion during the compaction,
 160 Equation 3 simplifies as

$$P_l \sim \rho_p \phi_2 g h_c \quad (4)$$

161 3 Scaling analysis

162 We present a scaling analysis to estimate the degree of dynamic similarity between
 163 our experiments and the natural system. Table 1 gives the physical parameters of the
 164 gas and solid phases. Note that some of the parameters used to define the dimension-
 165 less numbers in Table 2 are deduced from others, such as the density ($\rho_j = \rho_p \phi_j + \rho_f (1 -$
 166 $\phi_j)$) or the viscosity ($\mu_j = \mu_a (1 - (\phi_j / \phi_{max})^{-2.5})$, with $\phi_{max} = 0.64$) of falling dilute
 167 ($j = 1$) or flowing concentrated ($j = 2$) mixtures, the reduced gravity $g' = ((\rho_1 - \rho_a) / \rho_1) g$,
 168 and the average flow shear rate ($\gamma = U_2 / h$). We determined the terminal settling veloc-
 169 ity of particles using the method of Rhodes (2008). Since the particle concentration var-
 170 ied considerably during the experiments we present in Table 2 two groups of dimension-
 171 less numbers that describe the physics of the dilute (collapse phase) and the concentrated
 172 (flow phase) mixtures.

Table 1

Physical parameters in nature and experiments. Typical values are from Sparks et al. (1978), Burgisser et al. (2005), Valentine and Sweeney (2018), Breard et al. (2018) and Fries et al. (2021).

<i>Symbol</i>	<i>Unit</i>	<i>Pyroclastic fountains</i>	<i>Experiments</i>	<i>Parameter</i>
\bar{d}_p	m	$10^{-5} - 10^{-1}$	$29 - 269 \times 10^{-6}$	Mean particle diameter
d_{32}	m	—	$27 - 221 \times 10^{-6}$	Particle Sauter diameter
c_a	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	~ 330	~ 330	Sound speed in air
μ_a	$\text{Pa}\cdot\text{s}$	$\sim 10^{-5}$	1.8×10^{-5}	Air dynamic viscosity
ρ_a	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	~ 1	1.2	Air density
ρ_p	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	700 – 2500	2500	Particle density
<i>Collapse phase</i>				
ϕ_1	—	$10^{-3} - 10^{-2}$	$1.6 - 4.35 \times 10^{-2}$	Particle volume fraction
μ_1	$\text{Pa}\cdot\text{s}$	$\sim 10^{-5}$	$1.92 - 2.15 \times 10^{-5}$	Mixture dynamic viscosity
ρ_1	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	$10^0 - 10^2$	41 – 110	Mixture density
U_p	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$10^{-4} - 10^1$	$10^{-1} - 1$	Particle settling velocity
U_1	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	40 – 500	6.74 – 8.17	Mixture fall velocity
R	m	$10^2 - 10^3$	10^{-1}	Impact zone width
H	m	$10^2 - 10^4$	3.27	Collapse height
<i>Flow phase</i>				
ϕ_2	—	0.3 – 0.6	0.4 – 0.55	Particle volume fraction
ρ_2	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	210 – 1500	1000 – 1376	Mixture density
D	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$10^{-4} - 10^1$	$10^{-3} - 10^{-2}$	Diffusion coefficient
k_2	m^2	$10^{-13} - 10^{-4}$	$10^{-12} - 10^{-10}$	Hydraulic permeability
U_2	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$10^1 - 10^2$	2.42 – 3.9	Flow front velocity
h	m	$10^0 - 10^1$	0.11 – 0.13	Flow thickness
L	m	$10^3 - 10^5$	1.13 – 4.57	Flow runout distance
γ	s^{-1}	$10^1 - 10^2$	22 – 30	Flow shear rate

173 In general, the ranges of values of the dimensionless numbers in experiments are
 174 encompassed in those of the natural cases and are significantly smaller, essentially be-
 175 cause the granular mixtures in experiments are significantly less polydisperse than in na-
 176 ture. This means that our analogue configuration permits us to explore only partially
 177 the dynamics of pyroclastic fountains. For dilute mixtures during the collapse phase, we
 178 highlight that the Stokes and Stability numbers in experiments indicate moderate to poor
 179 air-particle coupling and thus tendency for particle accumulation in the impact zone, which
 180 is a fundamental aspect of our study. The Reynolds number in our experiments is smaller
 181 than in nature but it indicates turbulent flow regime ($Re > 10^3$) and show that the ex-
 182 periments are dynamically similar to natural dilute volcanic mixtures (Andrews & Manga,
 183 2012). The Mach number shows an important limitation of the experiments, which are
 184 in the subsonic regime whereas supersonic conditions and related compressible flow phe-
 185 nomena can occur in nature (Valentine & Sweeney, 2018); note that in Table 2, c_1 is the
 186 mixture sound speed define as $c_1 = c_a \sqrt{\rho_a / \rho_p} (\phi_1 (1 - \phi_1))^{-1/2}$ with $c_a = 330 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
 187 (see Valentine & Sweeney, 2018). For concentrated mixtures during the flow phase in
 188 experiments, the Bagnold and Darcy numbers indicate that fluid stresses dominate in-
 189 terparticle stresses and that pore fluid pressure can be high at early stages of propaga-
 190 tion, while the pressure number indicates relatively slow pore pressure diffusion during
 191 flow emplacement. At late stages when pore pressure has diffused, the inertial number
 192 indicates a frictional regime (note that p in Table 2 is the solid pressure).

Table 2

Dimensionless number in nature and experiments. Typical values are from Iverson and Denlinger (2001), Valentine and Sweeney (2018), Lube et al. (2015) and Fries et al. (2021).

Number	Definition	Pyroclastic fountains	Experiments	Description
<i>Collapse phase</i>				
<i>Mach</i>	$Ma = \frac{U_1}{c_1}$	$10^{-1} - 10$	0.14 – 0.21	Ratio of falling mixture speed over mixture sound speed.
<i>Reynolds</i>	$Re = \frac{RU_1\rho_1}{\mu_1}$	$10^9 - 10^{13}$	$1.56 \times 10^6 - 2.94 \times 10^6$	Ratio of inertial forces over viscous forces. Turbulent flow.
<i>Richardson</i>	$Ri = \frac{Hg'_1}{U_1^2}$	$10^{-1} - 10^2$	0.47 – 0.69	Ratio of potential energy over kinetic energy.
<i>Stability</i>	$\Sigma = \frac{(\rho_p - \rho_a)d_p^2 g}{18\mu_1 U_1}$	$10^{-9} - 10^2$	$10^{-1} - 10^1$	Ratio of gravity (buoyancy) force of a particle over viscous drag. Moderate to poor gas-particle coupling in experiments.
<i>Stokes</i>	$St = \frac{(\rho_p - \rho_a)d_p^2 U_1}{18\mu_1 R}$	$10^{-5} - 10^6$	$10^{-1} - 10^1$	Particle response time over timescale of the flow. Moderate to poor gas-particle coupling in experiments.
<i>Flow phase</i>				
<i>Bagnold</i>	$Ba = \frac{\rho_p \gamma d_p^2 \phi_2}{\mu_a (1 - \phi_2)}$	$10^{-3} - 10^8$	$10^0 - 10^2$	Ratio of particle collisions over viscous fluid stresses (early stages). Viscous to transitional regime.
<i>Darcy</i>	$Da = \frac{\mu_a}{\rho_p \gamma k_2 \phi_2}$	$10^{-7} - 10^4$	$10^0 - 10^2$	Viscous fluid-particle stresses over particle inertial stresses (early stages). Pore fluid pressure buffers particle interactions in experiments.
<i>Inertial</i>	$I = \gamma \sqrt{\frac{\rho_p d_p^2}{p}}$	$10^{-6} - 10^{-1}$	$10^{-3} - 10^{-2}$	Ratio of particle collisions to particle friction (late stage). Friction controls flow dynamics.
<i>Pressure</i>	$Pr = \frac{D\sqrt{L/g}}{h^2}$	$10^{-4} - 10^3$	$10^{-2} - 10^0$	Ratio of flow timescale (cf. pressure advection) over pressure diffusion timescale.

193 4 Results

194 4.1 General observations

195 A granular mixture released from the hopper is in free fall and therefore acceler-
 196 ates continuously and expands until it enters in the channel (Supplementary Fig. 2). The
 197 falling material is a granular column with an almost constant width of $\sim 8 - 10$ cm, smaller
 198 than the hopper aperture, and with a larger head which widens over time (until ~ 18
 199 - 26 cm wide before impact) probably due to drag caused by the ambient air (Fig. 3a).
 200 Initially, the granular column does not fall along the backwall of the channel although
 201 the latter is vertically aligned with that of the hopper, which suggests a possible influ-
 202 ence of the inclined walls of the hopper on the particles release mechanism (Fig. 3b). Then
 203 the column progressively approaches the channel backwall and finally tangents it (Fig.
 204 3c). The free-fall mixtures are homogeneous, except for the 27 μm that formed parti-
 205 cle clusters. Note that we dried this finely-grained material to eliminate ambient mois-
 206 ture and in this regard the clusters could result from electrostatic forces or the release
 207 mechanism from the hopper.

208 Upon impact with the base of the channel, the particles accumulate to form a con-
 209 centrated mixture, which then propagates laterally as a dense gas-particle flow. Differ-
 210 ent types of flow are observed depending on the size of the particles. With 27, 60, 62,
 211 and 76 μm diameter particles, a concentrated basal flow is topped by a dilute turbulent

212 suspension (see movies in Supplementary Material). For increasing particle size, the thick-
 213 ness of the dilute layer decreases and only a concentrated flow is observed for particle
 214 sizes larger than $76 \mu\text{m}$.

215 4.2 Impact dynamics

216 4.2.1 Velocities and particle concentrations of the falling mixtures

217 We first estimate the front velocities of the falling mixtures just before the impact
 218 on the channel base. For this, we follow the position of the head during its descent in
 219 the channel, along a vertical line at the center of the falling head. The front velocity of
 220 the head is nearly constant over this short distance and we assume a linear relationship
 221 between the front position and time to obtain the fall velocities of the mixtures upon im-
 222 pact (Supplementary Fig. 2). Fig. 3d shows that these velocities are slightly lower than
 223 the theoretical free fall velocity $U_t = \sqrt{2Hg}$, ($\geq 0.93U_t$) which demonstrates some drag
 224 of the ambient air. For most mixtures, the fall velocities in the cylinder are lower than
 225 those in the channel, suggesting possible higher drag as the air could not escape later-
 226 ally. The fall velocity of the mixture of $62 \mu\text{m}$ diameter particles is $\sim 0.85U_t$, which sug-
 227 gests a higher drag than for other mixtures. Note that all these fall velocities are well
 228 above the terminal settling velocities of individual particles $\sim 10^{-1} - 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (see Ta-
 229 ble 1). We then use the fall velocities and the pressure signals (Fig. 3e) in the cylinder
 230 configuration to calculate the particle concentrations of the falling mixtures (ϕ_1) from
 231 Eq. 2. Fig. 3e shows ϕ_1 determined from time intervals $\sim 0.02 - 0.10 \text{ s}$ just before im-
 232 pact (see Supplementary Fig. 3). The concentrations vary between ~ 1.6 to $4.4 \text{ vol.}\%$,
 233 indicating that the granular mixtures are dilute before impact, in agreement with the
 234 findings of Fries et al. (2021), and we find no correlation between ϕ_1 and the particle size.

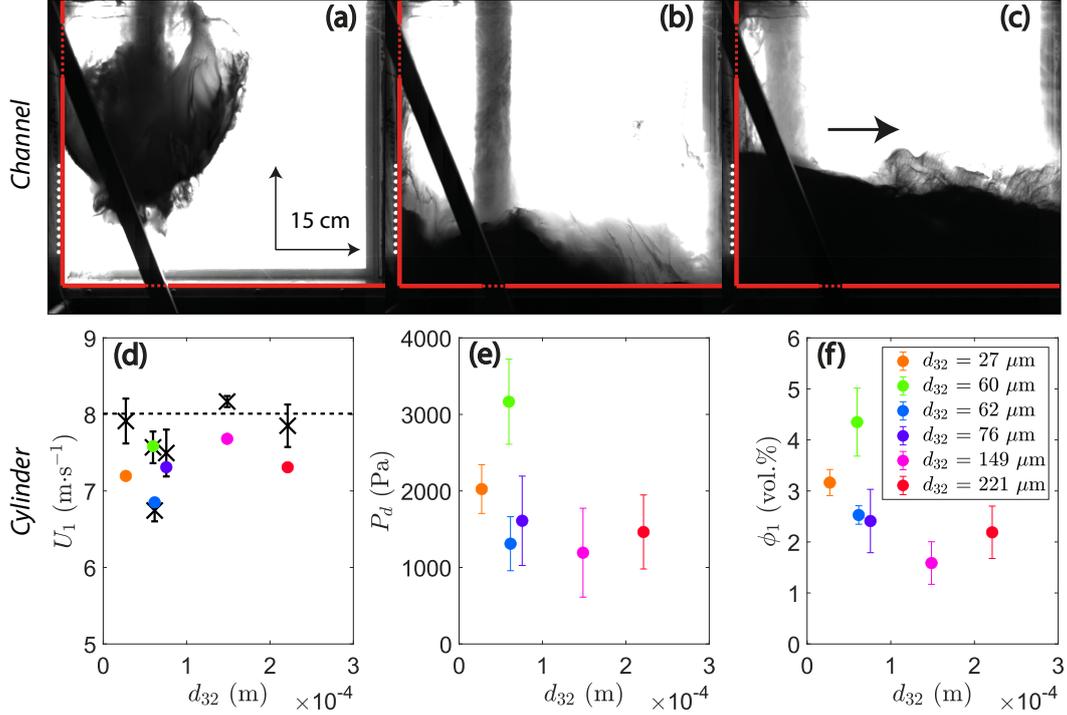


Figure 3. Particle fall and accumulation in the impact zone of the channel ($d_{32} = 62 \mu\text{m}$). (a) The granular head before impact. (b) Steadily falling column, and formation of a dense granular bed. (c) Flow propagation in the channel. (d) Fall velocity of the granular mixtures before impact as a function of the particle size in the channel (black crosses) and in the 13.7-cm diameter cylinder (colored dots) configurations. Error bars on crosses represent the standard deviations over all experiments. The theoretical free fall velocity is shown by the black dotted line. (e) Dynamic pressure measured in the 13.7-cm diameter cylinder. (f) Particle concentration of the falling mixtures before impact, calculated from Eq. 2 using the measurements in the cylinder configuration in (d) and (e) (see Methods). Error bars in (e) and (f) correspond to fluctuations in the pressure and concentration values respectively over the black or red portions of each signals in Supplementary Fig. 3.

235

4.2.2 Pore air pressure in the dense flows

236

237

238

239

240

241

242

243

Next we investigated pore air pressure in the granular flows formed at the impact zone. Data of pore air pressure measured along time, in the channel for the different d_{32} and corresponding snapshots from videos are presented in Fig. 4. For each d_{32} , the experiments were repeated 4 times and the pressure signals showed good reproducibility except for the $27 \mu\text{m}$ diameter particles, as discussed below. To appreciate the processes in the impact zone it is important to keep in mind that pore pressure could depend on the motion of the mixture, the air-particle drag, and the thickness of the granular flow above the sensor.

244

245

246

247

248

249

Overall, we find for particles larger than $27 \mu\text{m}$ an initial pressure peak upon impact, P_1 , followed by a longer phase of overpressure as the granular flow emerges, P_2 (Fig. 4a). After impact and spreading of the head of the falling granular column, the pressure increases rapidly as the column migrates towards the sensor at the channel backwall and the thickness of the material above the sensor increases rapidly (Fig. 4a(ii)-(iii)). Finally, the pressure drops relatively slowly as the hopper no longer releases particles and the

250 granular bed height decreases in consequence of propagation of the granular flow in the
251 channel (Fig. 4a(iv)). The pressure signals for the 27 μm diameter particles are not re-
252 producible and we show the results for one experiment (Fig. 4b). Compared to larger
253 grain sizes after impact, the pressure increases at a lower rate as clusters impact the chan-
254 nel base in the form of successive pulses, which create a discontinuous accumulation of
255 particles over time and transient pressure variations. The clusters are a likely cause of
256 the non-reproducibility of the pressure signals. Note that though the signals are not re-
257 producible the maximum pressure values P_1 and P_2 show variations of only $\sim 10\%$. A
258 relatively rapid drop in pressure occurs as soon as particle fall ceases and the height of
259 the granular bed decreases when the material spreads in the channel. A notable outcome
260 of these measurements is that the maximum pore pressure increases as the particle size
261 decreases. We discuss this point in more detail below.

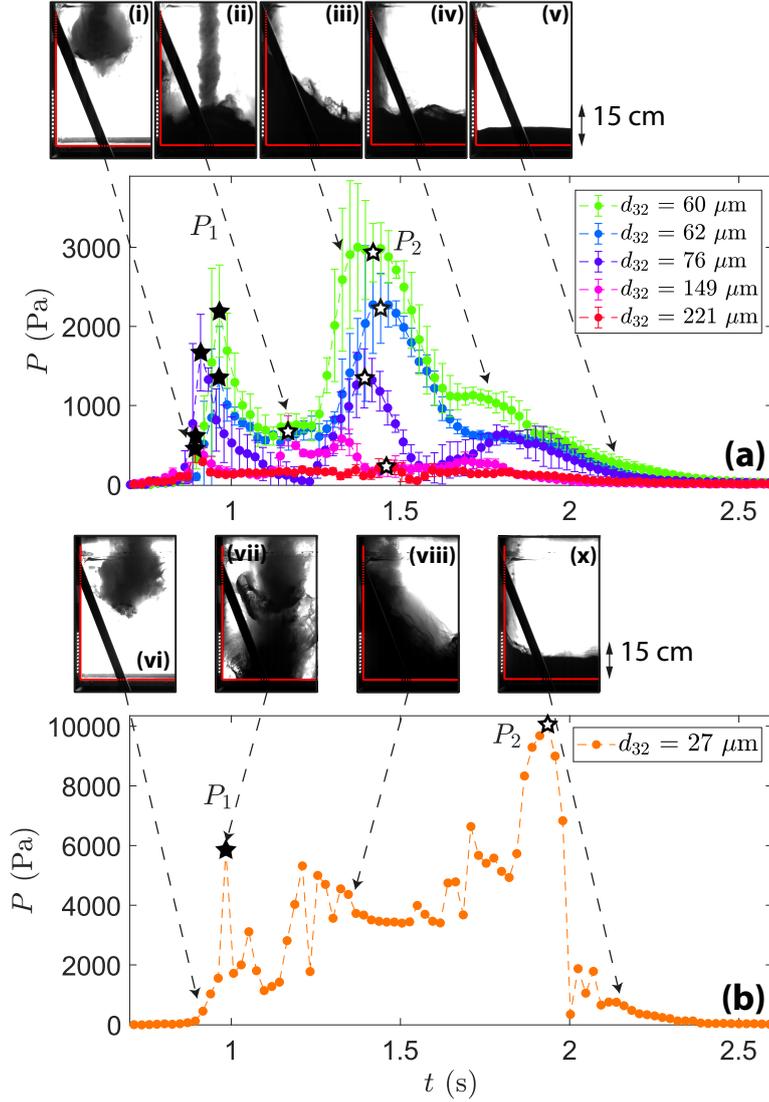


Figure 4. Pore air pressure measured in the impact zone and corresponding snapshots as a function of time for particle sizes $d_{32} > 27 \mu\text{m}$ in (a). The error bars represent standard deviations for four experiments and indicate good reproducibility. (i)-(v) are snapshots from an experiment with particles of $d_{32} = 62 \mu\text{m}$ and corresponding to times indicated by the dashed arrows in (a). (b) shows data for one of the four experiments with $d_{32} = 27 \mu\text{m}$ and (vi)-(x) are snapshots of this experiment. Red lines in the snapshots indicate the base and the back wall of the channel, and time zero corresponds to opening of the hopper trapdoor. Maximum pressure values P_1 and P_2 discussed in the main text are shown by stars in (a) and (b) by the stars.

262 We estimated the particle concentrations in the dense granular flows from pore air
 263 pressure measurements in the cylinder configuration and the height of the granular bed
 264 h_c in the cylinder using the method described in *Section 2.2.*. Fig. 5 shows that the pressure
 265 signals measured in the cylinder are similar to those in the channel and shown in
 266 Fig. 4. Namely, a short pressure peak upon impact is followed by a second longer phase
 267 of overpressure as the granular beds build up from compaction; note that the second phase
 268 in both configurations begins at $t \sim 1.2$ s but it lasts longer and has a lower decay rate

269 in the cylinder configuration because the material is not evacuated laterally as in the chan-
270 nel. This similarity between the pressure signals measured in the two configurations sug-
271 gests that particle concentration in the channel can be inferred from data acquired in
272 the cylinder. For each movie, we used *ImageJ** to produce a kymograph along a verti-
273 cal line at the center of the cylinder. The height of the bed h_c over time was then de-
274 termined using a pixel threshold value ranging from less than 0.3 to 0.8 of the maximum
275 intensity in the kymographs (Fig. 5, second column). The data of pore pressure and flow
276 height permitted us to estimate the particle concentration from Eq. 4, assuming a neg-
277 ligible dynamic component. Note that the particle concentrations determined this way
278 are minimum estimates. Fig. 5 shows that the temporal variations of pore pressure and
279 flow height are similar to those in the channel configuration. The maximum pore pres-
280 sure measured upon impact and then as particles accumulate varies generally inversely
281 with the particle size and it decreases significantly at $d_{32} \geq 149 \mu\text{m}$ (Fig. 5e&f). The
282 bed height grows at different rates to reach a constant value of ~ 20 cm. The correspond-
283 ing maximum particle concentrations for $d_{32} \leq 76 \mu\text{m}$ are $\sim 45 - 48$ vol.%, which shows
284 that the granular beds are close to their maximum packing ~ 58 vol.%. Small pore pres-
285 sure for $d_{32} \geq 149 \mu\text{m}$ does not allow reliable estimates of particles concentrations, prob-
286 ably due weak air-particle coupling, and in the following we will assume that the con-
287 centrations of these mixtures are identical to that for smaller particles.

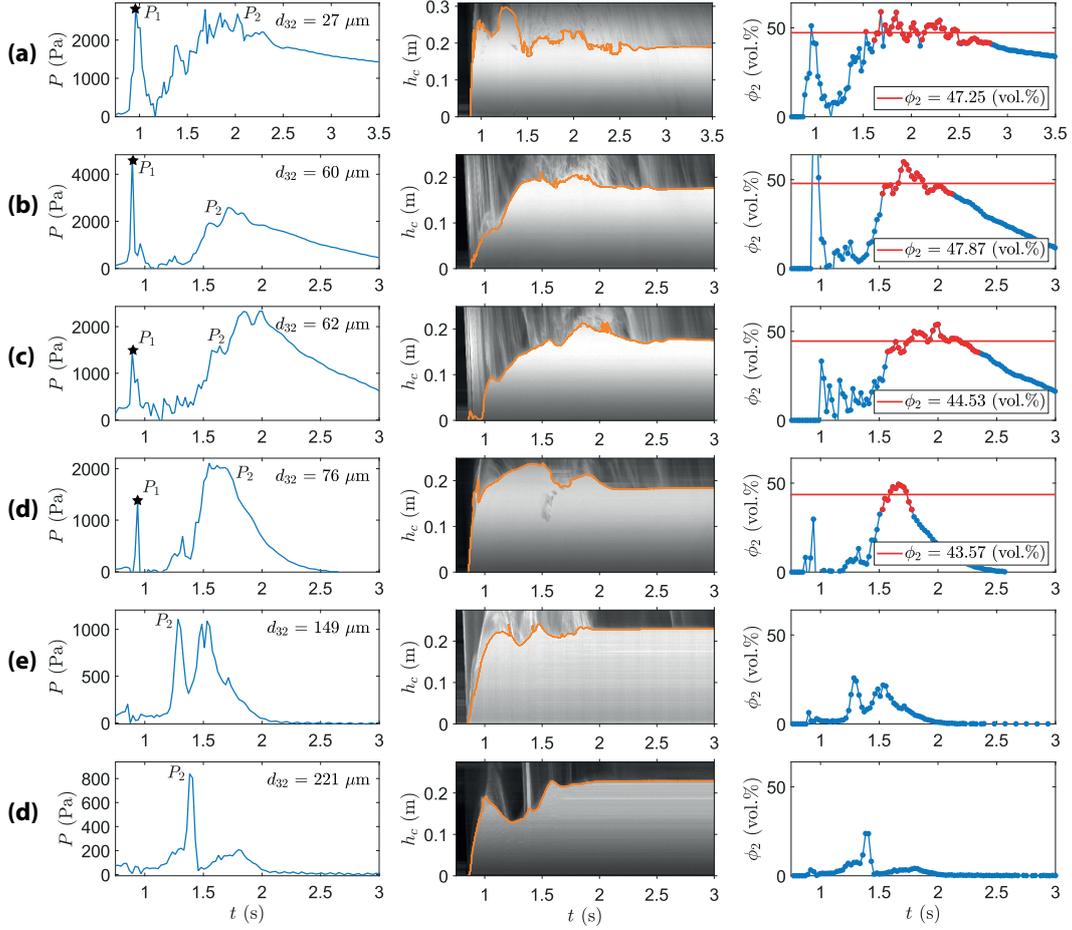


Figure 5. Measurements in the 29cm diameter cylinder at the impact zone as function of time for (a) $d_{32} = 27 \mu\text{m}$, (b) $d_{32} = 60 \mu\text{m}$, (c) $d_{32} = 62 \mu\text{m}$, (d) $d_{32} = 76 \mu\text{m}$ and (e) $d_{32} = 149 \mu\text{m}$ and (f) $d_{32} = 221 \mu\text{m}$. Time t_0 corresponds to the aperture of the hopper trapdoor. Left column: pore fluid pressure. Center column: kymographs presenting the pixel intensity in time along a vertical line in the center of the cylinder, from which the height of the granular bed is determined (orange lines). Right column: particle concentrations calculated with 4 from the pore pressure in the left column and the bed height in the center column. Red dots indicate particle concentrations greater than 70% of the maximum value and are used to determine average flow concentrations given by red lines. Maximum pressure values P_1 and P_2 are shown.

288 Assuming that our estimates of particle concentrations in the cylinder are also repre-
 289 sentative of the channel configuration we use them to determine the amount of pore
 290 pressure in the granular flows in the impact zone of the channel (Fig. 6). To do this, we
 291 calculate the ratio of the pore air pressure measured in the channel, P , to the theoret-
 292 ical lithostatic pressure, $P_l \sim \rho_p \phi_2 g h$, with h the flow thickness at the channel backwall
 293 and ϕ_2 the particle concentration given in Fig. 5. Note that since ϕ_2 is determined at
 294 times intervals corresponding to the second pressure peak P_2 , then P/P_l at other time
 295 intervals must be considered with care. For $d_{32} \leq 76 \mu\text{m}$, P/P_l first increases sharply
 296 for a short time upon impact of the granular material. Then P/P_l drops rapidly before
 297 increasing again during the growth of the granular flow (i.e. increase of h), and high P/P_l
 298 values are observed over durations that correlate negatively with the particle size. Dur-

299 ing this second peak the maximum values, P_2/P_1 , are close to 1 for $d_{32} \leq 60 \mu\text{m}$ (see Fig.
 300 7a) and therefore indicate nearly full bed weight support, which is also supported by the
 301 presence of surface waves and air bubbles. For larger grain sizes, this value indicates mod-
 302 erate ($d_{32} = 76 \mu\text{m}$) to negligible ($d_{32} = 149$ and $221 \mu\text{m}$) pore pressure. At late stages,
 303 P/P_1 decreases irregularly and finally becomes zero. A notable exception is for $d_{32} = 27$
 304 μm for which P/P_1 increases first sharply while the flow height decreases, possibly be-
 305 cause of late clusters impacting the bed and causing significant pressure.

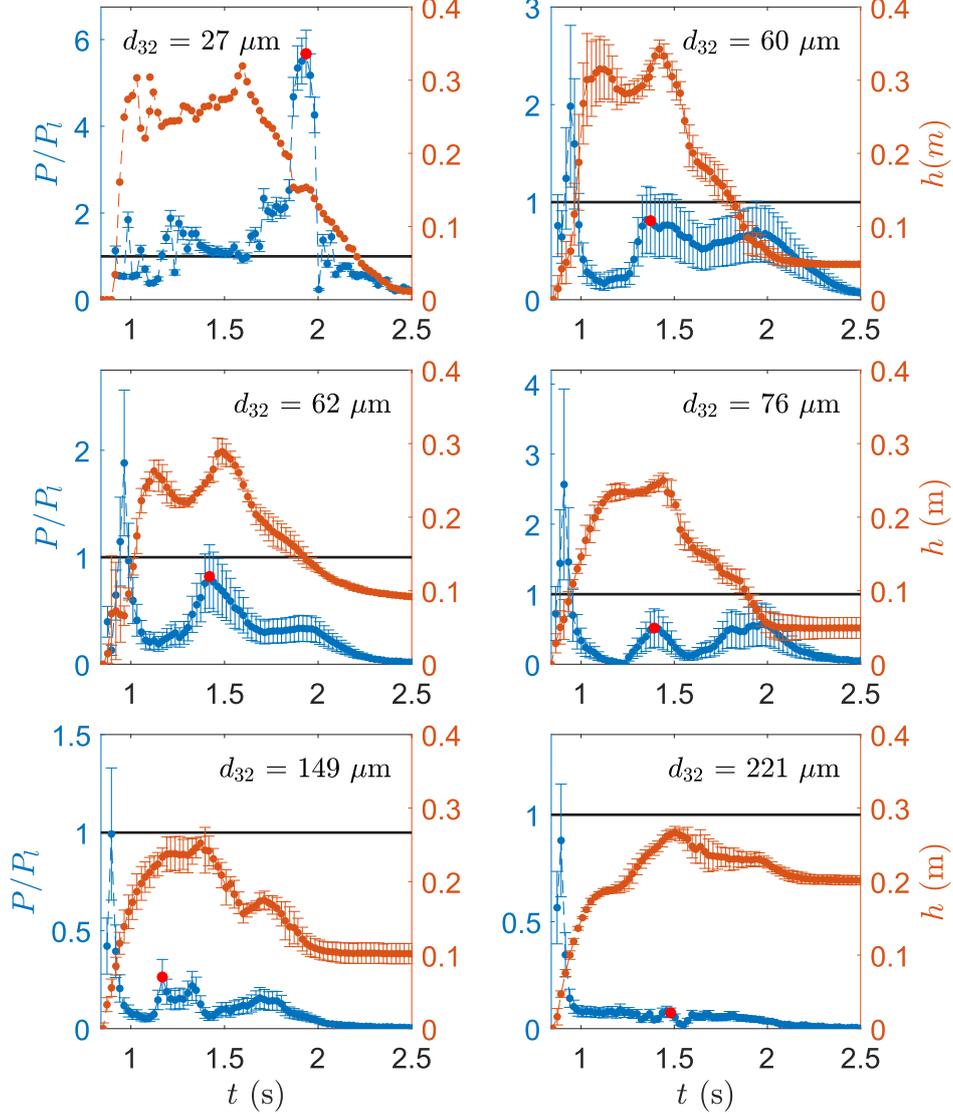


Figure 6. Ratio P/P_1 for the granular flows at the impact zone in the channel configuration and the corresponding flow heights (h) as a function of time for different particle sizes. The horizontal black lines indicate $P/P_1 = 1$. Note that the red points correspond to maximum P_2/P_1 . Error bars for h correspond to the standard deviation over the experiments and the error bars for P/P_1 are calculated via standard error propagation, with errors in P , h due experimental variability and errors in ϕ_2 from temporal fluctuations (indicated by red symbols Fig. 5, except for the smallest particles for which h is not reproducible). For $d_{32} = 149$ and $221 \mu\text{m}$ we assume particle concentrations of 45 vol.% to calculate P/P_1 .

306 We further investigate the process of particle accumulation in the impact zone at
 307 the time the maximum pore pressure P_2 is measured. The ratio P_2/P_l decreases with
 308 increasing particle size and is negligible for particle sizes larger than $\sim 100 \mu\text{m}$ (Fig. 7a).
 309 We estimate the relative velocity between the air and the particles (\bar{U}) from the Darcy
 310 equation, assuming that the inertial forces are negligible, so that

$$\bar{U} = \frac{P_2 k_2}{h_2 \mu_a} \quad (5)$$

311 where k_2 and h_2 are the bed permeability and bed height at P_2 , respectively. The per-
 312 meability is estimated according to

$$k_2 = \frac{(1 - \phi_2)^3 d_{32}^2}{150 \phi_2^2} \quad (6)$$

313 where ϕ_2 is the particle concentration given in Fig. 5 for $d_{32} \leq 149 \mu\text{m}$ and assumed equal
 314 to 45 vol.% for $d_{32} > 149 \mu\text{m}$. The velocities \bar{U} are of the order of $10^{-2} \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ and are
 315 larger than or equal to the minimum fluidization velocities (U_{mf}) for $d_{32} \leq 76 \mu\text{m}$ or smaller
 316 than U_{mf} for larger grain sizes. These velocities give particle Reynolds numbers less than
 317 ~ 0.1 , which suggests that our assumption of negligible air inertial effects is reasonable.
 318 These results confirm that upon impact mixtures of particles with $d_{32} \leq 76 \mu\text{m}$ and mix-
 319 tures of coarser particles have full and partial bed weight support, respectively.

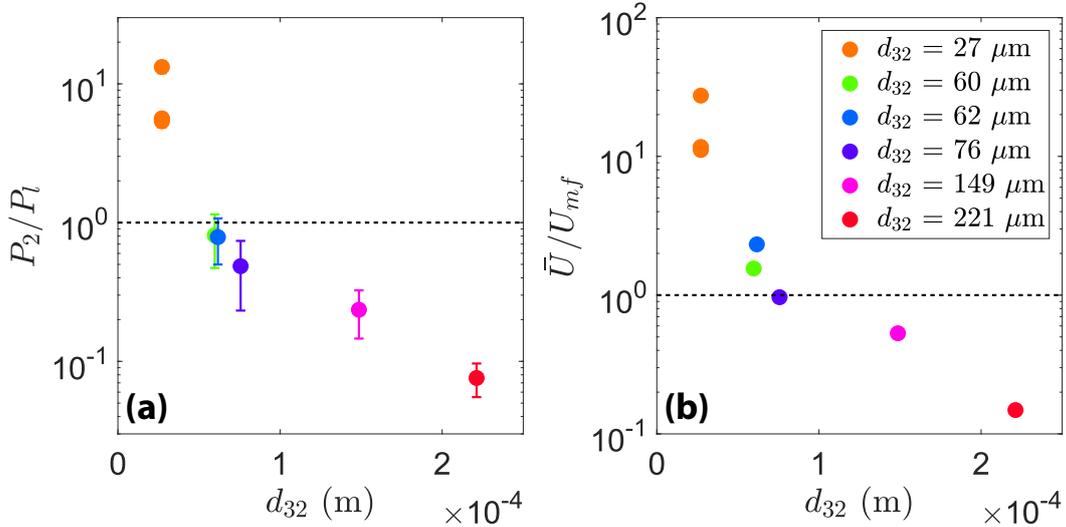


Figure 7. (a) Ratio P_2/P_l as a function of the Sauter diameter. The dashed line indicates $P_2/P_l = 1$. Error bars are calculated via standard error propagation, with errors in P_2 and h_2 from the standard deviation over the experiments and errors in ϕ_2 come from the fluctuations along the red portions in Fig. 5. (b) Ratio of the relative air-particle velocity during mixture compaction, \bar{U} , and the minimum fluidization velocity, U_{mf} , estimated from $k'_2 g(\rho_p \phi'_2 + \rho_f(1 - \phi'_2))/\mu_a$, with k'_2 the reference permeability estimated using the maximum concentration of the granular mixtures $\phi'_2 \sim 0.58$ at random packing. The dashed line indicates $\bar{U}/U_{mf} = 1$

4.2.3 Impact forces

Supplementary Fig. 4 shows the vertical force measured in the impact zone due to both the weight and the velocity of the particles. All signals show a rapid increase of the force upon impact and different temporal evolutions depending on the particle size. For $d_{32} = 27 \mu\text{m}$, the saw-tooth signal probably reflects the accumulation of successive clusters. For larger particle sizes, the force upon impact is close to ($d_{32} = 62$ and $60 \mu\text{m}$) or larger than ($d_{32} > 76 \mu\text{m}$) for the smallest particles and then does not vary significantly as long as the granular material accumulates in the impact zone. At late stage, the force decreases to a constant value $\sim 10 \text{ N}$ that corresponds to the weight of the particles at rest.

4.3 Granular flows and associated deposits

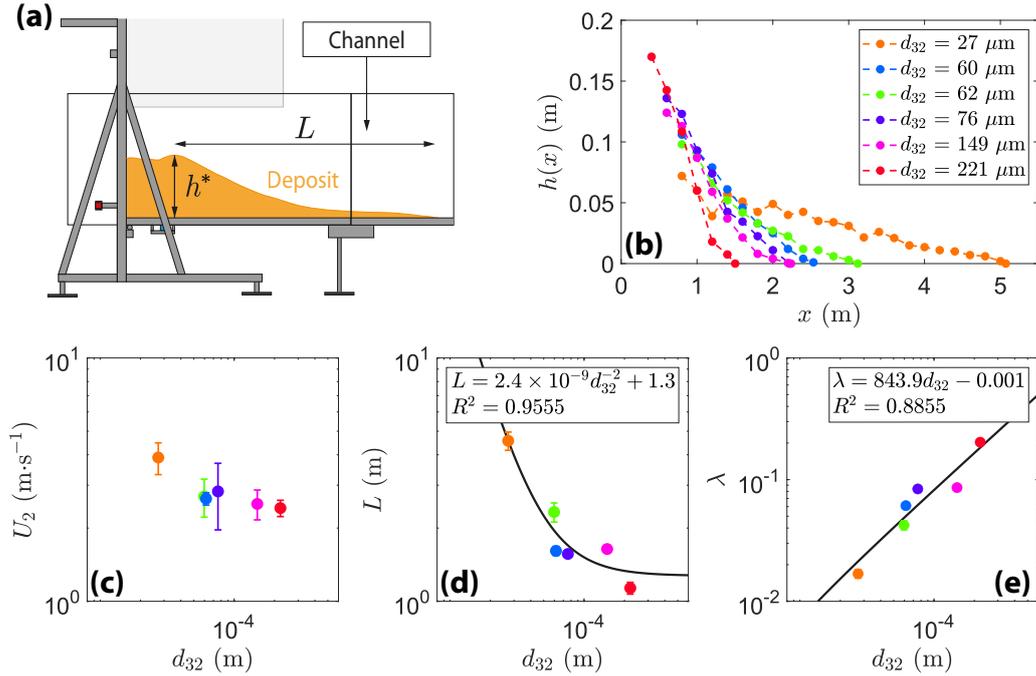


Figure 8. Characteristics of the granular flows and their deposits. (a) Sketch of a deposit with maximum deposit height (h^*) and runout distance (L). (b) Deposit thickness as function of distance. (c) Flow front velocity and (d) Runout distance as a function of the Sauter diameter. In (d), the offset 1.3 in the fit corresponds to the minimum runout distance related to the fall height, the mass and material properties of particles used. (e) Aspect ratio ($\lambda = h^*/L$) of the deposits as a function of the Sauter diameter. Error bars in (c), (d) and (e) represent the standard deviations over all experiments.

Finally we discuss the characteristics of the granular flows generated in the impact zone and of their deposits in the channel as function of the particle size (Fig. 8). The flow front velocity (U_2) estimated from kymographs in Supplementary Fig. 5 shows a weak negative correlation with the particle size (Fig. 8(c)). A similar tendency is observed for the flow runout distance but the latter increases notably for particle sizes smaller than $\sim 100 \mu\text{m}$. Considering that the runout distance scales with $U_2 \times t_2$, with t_2 the flow timescale, and assuming that this timescale is similar to the pore pressure diffusion timescale t_d , proportional to h^2/D with $D \propto k/((1-\phi_2)\mu_a\beta)$ and β the air compressibility, then the

runout distance is expected to vary inversely with $1/d_{32}^2$ according to Eq. 6 and as the other parameters vary little. The data in Fig. 8(d) support the idea that the runout distance depends essentially on the particle size. This dependence translates into more elongated deposits with decreasing thickness in the impact zone as the particle size decreases. Therefore, the corresponding aspect (thickness-to-length) ratio of the deposits correlates positively with the particle size (Fig. 8(e)).

5 Discussion

5.1 Mechanisms in experiments

The main outcome of our experiments is that the compaction of falling mixtures with particle concentrations of $\sim 1.6 - 4.4$ vol.% in the impact zone generates concentrated flows with varying amount of pore pressure depending on the particle size. The high Stokes number of the particles ($10^{-1} - 10^1$), as defined for our study, can explain the efficient decoupling between the particles and the interstitial air, which has two consequences: a high relative velocity between the descending particles and the ascending air, and an accumulation of the particles up to a near maximum concentration. The particle size is essential in this configuration because it controls both the permeability of the granular flow and the weight of the particles counterbalanced by the drag force exerted by the air. Therefore, pore air pressure can be generated as the granular flow builds up (Breard et al., 2018; Chédeville & Roche, 2018) and the amount of pressure correlates negatively with the particle size. In our experiments, almost full bed weight support is achieved at $d_{32} \leq 76 \mu\text{m}$. The increase in the amount of pore pressure in the impact zone as the particle size decreases translates in increased flow runout distance and horizontal elongation of the deposits. In principle, the flow dynamics depend both on the amount of pore fluid pressure generated upon impact and on the ratio of the timescale of pressure advection to the timescale of pressure diffusion (Iverson & Denlinger, 2001, see pressure number in see Table 2). Flows of fine particles, for which the generated pore fluid pressure at impact is high (see Figs. 4 - 7) and then diffuses slowly during propagation in the channel, have high pore pressure for longer duration and consequently have longer runout distances than flows of coarser particles. Our results show that, at laboratory scale, flow runout varies significantly for particle sizes smaller than $d_{32} \sim 100 \mu\text{m}$, corresponding to permeabilities $k_2 \sim 10^{-10} \text{ m}^2$ from Eq. 6. In summary, the smaller the particle size (and flow permeability), the greater the pore pressure in the impact zone, the longer the pressure diffusion during flow emplacement, and the longer the flow runout distance.

5.2 Implication for natural cases

Before we discuss implications of our results for natural systems it is important to keep in mind that the experiments have several limitations and apply essentially to subsonic cases ($Ma < 1$) with large amount of particles with large Stokes numbers. Under these conditions, our study suggests that the accumulation of particles and the emergence of concentrated PDCs with high pore pressure can occur readily in the impact zone of pyroclastic fountains, in agreement with the conclusion of Valentine and Sweeney based on numerical simulations (Valentine & Sweeney, 2018, their Fig. 9b). In general, the mechanisms that operate in experiments with particles of mean sizes close to those of most pyroclastic mixtures should be enhanced at larger length scale in nature. All else being equal, higher impact velocities (up to the terminal mixture velocity) due to greater fall heights will allow the generation of high pore pressure in coarser mixtures, while greater flow thicknesses will result in relatively slower pore pressure diffusion and hence longer runout distances and smaller deposit aspect ratios. Furthermore, entrapment of cold ambient air by falling hot pyroclastic mixtures (Trolese et al., 2019) can cause thermal pressurization and subsequent expansion within the concentrated mixtures, which can contribute to increased pore pressure (Chédeville & Roche, 2018).

388 In contrast to our experimental materials, pyroclastic mixtures are commonly highly poly-
 389 disperse and in this respect the behavior of the finest particles can complicate the pro-
 390 cesses discussed above in two ways. First, the fraction of fine particles that could remain
 391 trapped in the concentrated mixture formed in the impact zone could decrease signif-
 392 icantly the material permeability, which would favor higher amounts and lower diffusion
 393 rates of pore pressure. Second, as discussed by Sweeney and Valentine (2017), the re-
 394 remaining fraction of fine particles can be expelled with the gas from the mixture emerg-
 395 ing from the impact zone, hence creating a dilute turbulent suspension overriding the
 396 concentrated flow and possibly moving at a higher velocity. In this regard, particle clus-
 397 ters with high sedimentation rates in the dilute suspension can rapidly accumulate above
 398 the concentrated basal flow to generate pore pressure and hence extend the duration of
 399 pore pressure diffusion in the mixture (Breard et al., 2018; Penlou et al., 2023).

400 6 Conclusion

401 Our experiments show that dilute mixtures of particles with Stokes numbers of 10^{-1} -
 402 10^1 in free-fall and impacting a rigid substrate accumulate to form granular flows with
 403 almost maximum particle concentration. The consequence of the rapid accumulation of
 404 particles in the impact zone is the creation of pore pressure in the concentrated gran-
 405 ular flows. In this configuration, and all other parameters being equal, the particle size
 406 controls the mechanisms that operate upon impact and during subsequent flow emplace-
 407 ment. As particle size and thus material permeability decreases, the pore air pressure
 408 increases (and indicates almost full bed weight support for particle sizes $\leq 76 \mu\text{m}$), and
 409 the flow runout distance increases due to higher initial pore pressure and slower pres-
 410 sure diffusion. This study suggests that concentrated PDCs with high pore pressure can
 411 emerge from the impact zone of eruptive fountains, provided the pyroclastic mixtures
 412 contain large amount of particles with high Stokes number, and that at given initial con-
 413 ditions finer mean grain size can promote longer runout distances of the currents. The
 414 mechanisms observed in experiments are expected to occur more efficiently in nature ow-
 415 ing to mean particle sizes of same order, higher impact velocities and thicker flow thick-
 416 nesses. However, several properties of the natural mixtures were not taken into account
 417 in our experiments. These include particle size polydispersity, supersonic and thermal
 418 effects, and slope angle of the impact zone. Further investigation is needed to understand
 419 the influence of these parameters.

420 Acknowledgments

421 This project is part of a program of the International Research Center of Disaster sci-
 422 ences and sustainable Development at University Clermont Auvergne. This is Labora-
 423 tory of Excellence ClerVolc contribution no XXX.

424 References

- 425 Anderson, T., & Flett, J. S. (1903). Report on the eruptions of the soufrière, St.
 426 Vincent, and on a visit to Montagne Pelée, in Martinique. -Part I. *Philo-*
 427 *sophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Contain-*
 428 *ing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 200, 353-553. doi:
 429 10.1098/rsta.1903.0010
- 430 Andrews, B. J., & Manga, M. (2012). Experimental study of turbulence, sedi-
 431 mentation, and cognimbrite mass partitioning in dilute pyroclastic density
 432 currents. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 225-226, 30-44.
 433 doi: 10.1016/j.jvolgeores.2012.02.011
- 434 Breard, E. C. P., Dufek, J., & Lube, G. (2018). Enhanced Mobility in Concentrated
 435 Pyroclastic Density Currents: An Examination of a Self-Fluidization Mecha-

- nism. *Geophysical Research Letters*, *45*, 654-664. doi: 10.1002/2017GL075759
- 436 Breard, E. C. P., & Lube, G. (2017). Inside pyroclastic density currents – un-
 437 covering the enigmatic flow structure and transport behaviour in large-
 438 scale experiments. *Earth and Planetary Science Letters*, *458*, 22-36. doi:
 439 10.1016/j.epsl.2016.10.016
- 440
 441 Burgisser, A., Bergantz, G., & Breidenthal, R. (2005). Addressing Complexity in
 442 Laboratory Experiments: The Scaling of Dilute Multiphase Flows in Magmatic
 443 Systems. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *141*, 245-265. doi:
 444 10.1016/j.jvolgeores.2004.11.001
- 445 Cas, R. A. F., Wright, H. M. N., Folkes, C. B., Lesti, C., Porreca, M., Giordano, G.,
 446 & Viramonte, J. G. (2011). The flow dynamics of an extremely large volume
 447 pyroclastic flow, the 2.08-Ma Cerro Galán Ignimbrite, NW Argentina, and
 448 comparison with other flow types. *Bulletin of Volcanology*, *73*, 1583-1609. doi:
 449 10.1007/s00445-011-0564-y
- 450 Chédeville, C., & Roche, O. (2018). Autofluidization of collapsing bed of fine par-
 451 ticles: Implications for the emplacement of pyroclastic flows. *Journal of Vol-
 452 canology and Geothermal Research*, *368*, 91-99. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2018
 453 .11.007
- 454 Dellino, P., Büttner, R., Dioguardi, F., Doronzo, D. M., Volpe, L. L., Mele, D., ...
 455 Zimanowski, B. (2010). Experimental evidence links volcanic particle charac-
 456 teristics to pyroclastic flow hazard. *Earth and Planetary Science Letters*, *295*,
 457 314-320. doi: 10.1016/j.epsl.2010.04.022
- 458 Dellino, P., Zimanowski, B., Büttner, R., Volpe, L. L., Mele, D., & Sulpizio, R.
 459 (2007). Large-scale experiments on the mechanics of pyroclastic flows: Design,
 460 engineering, and first results. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*,
 461 *112*. doi: 10.1029/2006JB004313
- 462 Druitt, T. H., & Sparks, R. S. J. (1982). A proximal ignimbrite breccia facies on
 463 santorini, Greece. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *13*, 147-
 464 171. doi: 10.1016/0377-0273(82)90025-7
- 465 Fries, A., Roche, O., & Carazzo, G. (2021). Granular mixture deflation and gen-
 466 eration of pore fluid pressure at the impact zone of a pyroclastic fountain:
 467 Experimental insights. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *414*,
 468 107226. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2021.107226
- 469 Gilchrist, J. T., Jellinek, A. M., Hooft, E. E. E., & Wanket, S. (2023). Subma-
 470 rine terraced deposits linked to periodic collapse of caldera-forming eruption
 471 columns. *Nature Geoscience*, *16*, 446-453. doi: 10.1038/s41561-023-01160-z
- 472 Guzmán, S., Doronzo, D. M., Martí, J., & Seggiaro, R. E. (2020). Characteristics
 473 and emplacement mechanisms of the Coranzulí ignimbrites (Central Andes).
 474 *Sediment. Geology*, *405*, 105699. doi: 10.1016/j.sedgeo.2020.105699
- 475 Iverson, R. M., & Denlinger, R. P. (2001). Flow of variably fluidized granular masses
 476 across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory. *Journal of Geo-
 477 physical Research: Solid Earth*, *106*, 537-552. doi: 10.1029/2000JB900329
- 478 Lube, G., Breard, E. C. P., Cronin, S. J., & Jones, J. R. (2015). Synthesizing large-
 479 scale pyroclastic flows: Experimental design, scaling, and first results from
 480 PELE. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *120*, 1487-1502. doi:
 481 10.1002/2014JB011666
- 482 Lube, G., Breard, E. C. P., Jones, J. R., Fullard, L., Dufek, J., Cronin, S. J., &
 483 Wang, T. (2019). Generation of air lubrication within pyroclastic density
 484 currents. *Nature Geoscience*, *12*, 381-386. doi: 10.1038/s41561-019-0338-2
- 485 McTaggart, K. C. (1960). The mobility of nuees ardentes. *American Journal of Sci-
 486 ence*, *258*, 362-382. doi: https://doi.org/10.2475/ajs.258.5.369
- 487 Pacheco-Hoyos, J. G., Aguirre-Díaz, G. J., & Davila-Harris, P. (2018). Boiling-
 488 over dense pyroclastic density currents during the formation of the ~100km³
 489 Huichapan ignimbrite in Central Mexico: Stratigraphic and lithofacies anal-
 490 ysis. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, *349*, 268-282. doi:

- 10.1016/j.jvolgeores.2017.11.007
- 491 Penlou, B., Roche, O., Manga, M., & van den Wildenberg, S. (2023). Experimental
 492 Measurement of Enhanced and Hindered Particle Settling in Turbulent Gas-
 493 Particle Suspensions, and Geophysical Implications. *Journal of Geophysical*
 494 *Research: Solid Earth*, *128*. doi: 10.1029/2022JB025809
- 495 Rhodes, M. (2008). Introduction to particle technology:. *Second edition. West*
 496 *Sussex, England: John Wiley and Sons Ltd.*. doi: [https://doi.org/10.1002/](https://doi.org/10.1002/9780470727102)
 497 [9780470727102](https://doi.org/10.1002/9780470727102)
- 498 Roche, O., Henry, C. D., Azzaoui, N., & Guillin, A. (2022). Long-runout pyroclas-
 499 tic density currents: Analysis and implications. *Geology*, *50*, 1172-1176. doi:
 500 10.1130/G50215.1
- 501 Rowley, P. J., Roche, O., Druitt, T. H., & Cas, R. A. F. (2014). Experimental study
 502 of dense pyroclastic density currents using sustained, gas-fluidized granular
 503 flows. *Bulletin of Volcanology*, *76*, 855. doi: 10.1007/s00445-014-0855-1
- 504 Schneider, C. A., Rasband, W. S., & Eliceiri, K. W. (2012). NIH Image to ImageJ:
 505 25 years of image analysis. *Nature Methods*, *9*, 671-675. doi: 10.1038/nmeth
 506 .2089
- 507 Sparks, R. S. J., Wilson, L., & Hulme, G. (1978). Theoretical modeling of the
 508 generation, movement, and emplacement of pyroclastic flows by column col-
 509 lapse. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *83*, 1727-1739. doi:
 510 10.1029/JB083iB04p01727
- 511 Sweeney, M. R., & Valentine, G. A. (2017). Impact zone dynamics of dilute
 512 mono- and polydisperse jets and their implications for the initial condi-
 513 tions of pyroclastic density currents. *Physics of Fluids*, *29*, 093304. doi:
 514 10.1063/1.5004197
- 515 Trolese, M., Cerminara, M., Esposti, O. T., & Giordano, G. (2019). The footprint of
 516 column collapse regimes on pyroclastic flow temperatures and plume heights.
 517 *Nature Communications*, *10*, 2476. doi: 10.1038/s41467-019-10337-3
- 518 Valentine, G. A. (2020). Initiation of dilute and concentrated pyroclastic currents
 519 from collapsing mixtures and origin of their proximal deposits. *Bulletin of Vol-*
 520 *canology*, *82*, 20. doi: 10.1007/s00445-020-1366-x
- 521 Valentine, G. A., & Sweeney, M. R. (2018). Compressible Flow Phenomena at
 522 Inception of Lateral Density Currents Fed by Collapsing Gas-Particle Mix-
 523 tures. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, *123*, 1286-1302. doi:
 524 10.1002/2017JB015129
- 525 Valverde, J. M., & Soria-Hoyo, C. (2015). Vibration-induced dynamical weakening
 526 of pyroclastic flows: Insights from rotating drum experiments. *Journal of Geo-*
 527 *physical Research: Solid Earth*, *120*, 6182-6190. doi: 10.1002/2015JB012317
- 528 Wilson, L., Sparks, R. S. J., & Walker, G. P. L. (1980). Explosive volcanic eruptions
 529 — IV. The control of magma properties and conduit geometry on eruption
 530 column behaviour. *Geophysical Journal International*, *63*, 117-148. doi:
 531 10.1111/j.1365-246X.1980.tb02613.x
- 532

Supporting Information for ”Experimental study of the generation of pore gas pressure in pyroclastic density currents resulting from eruptive fountain collapse”

Baptiste Penlou¹, Olivier Roche¹, Siet van den Wildenberg^{1,2}

¹Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Laboratoire Magmas et Volcans, Clermont-Ferrand, F-63000, France

²Université Clermont Auvergne, CNRS/IN2P3, Laboratoire de Physique de Clermont, Clermont-Ferrand, F-63000, France

Contents of this file

1. Figures S1 to S5

Additional Supporting Information

1. Captions for Movies S6 to S7

Supplementary Fig. 4 shows the vertical force measured in the impact zone due to both the weight and the velocity of the particles. All signals show a rapid increase of the force upon impact and different temporal evolutions depending on the particle size. For $d_{32} = 27 \mu\text{m}$, the saw-tooth signal probably reflects the accumulation of successive clusters. For larger particle sizes, the force upon impact is close to ($d_{32} = 62$ and $60 \mu\text{m}$) or larger than ($d_{32} > 76 \mu\text{m}$) for the smallest particles and then does not vary significantly as long as the granular material accumulates in the impact zone. At late stage, the force decreases to a constant value $\sim 10 \text{ N}$ that corresponds to the weight of the particles at rest.

Movie S1.

Collapse of a dilute mixture of 21 kg of particles with a Sauter diameter of 27 μm . To improve the contrast between the particles and the air, the impact zone of the device was placed in front of a LED panel. Note successive falling clusters and light scattered by the dilute mixture. In this configuration, the transition between dilute and dense parts of the mixture is gradual. The recording rate is 250 fps and the duration of the video is 6 s.

Movie S2.

Collapse of a dilute mixture of 21 kg of particles with a Sauter diameter of 62 μm . To improve the contrast between the particles and the air, the impact zone of the device was placed in front of a LED panel. Note successive falling clusters and light scattered by the dilute mixture. With this particle diameter, the transition between dilute and dense parts of the mixture is sharp. Bubbles and surface waves can be observed in the impact zone. The recording rate is 250 fps and the duration of the video is 5 s.

References

Leibrandt, S., & Penneç, J.-L. L. (2015). Towards fast and routine analyses of volcanic ash morphometry for eruption surveillance applications. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 297, 11-27. doi: 10.1016/j.jvolgeores.2015.03.014

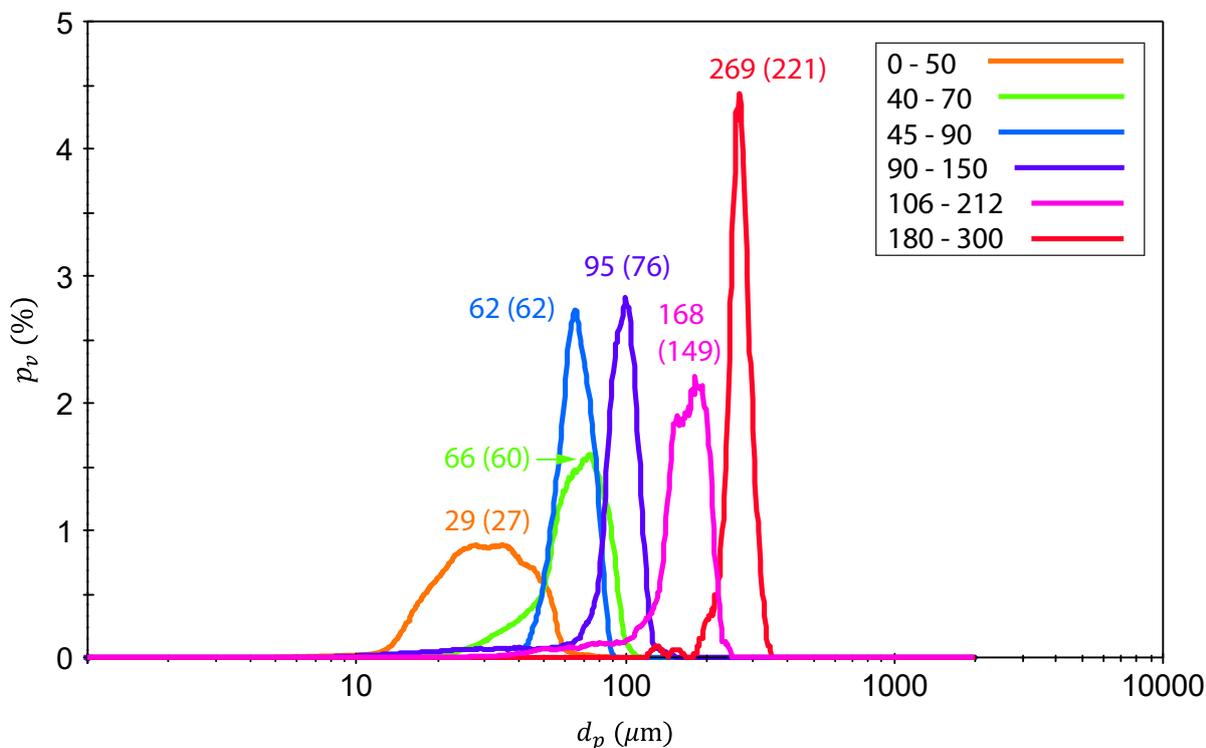


Figure S1. Size distributions of glass beads, with d_p the equivalent circle diameter (diameter of a circle with the same area as the projected area of the particle image) and p_v (%) the volume fraction of each size class. The analyses were done with Morphologi G3SE™ by Malvern Instrument™ following the protocol of Leibbrandt and Pennec (2015). All curves are averaged over 11 points. The size ranges given by the manufacturer and the mean grain sizes are given for each batch in micrometers. Values in brackets correspond to the Sauter diameter.

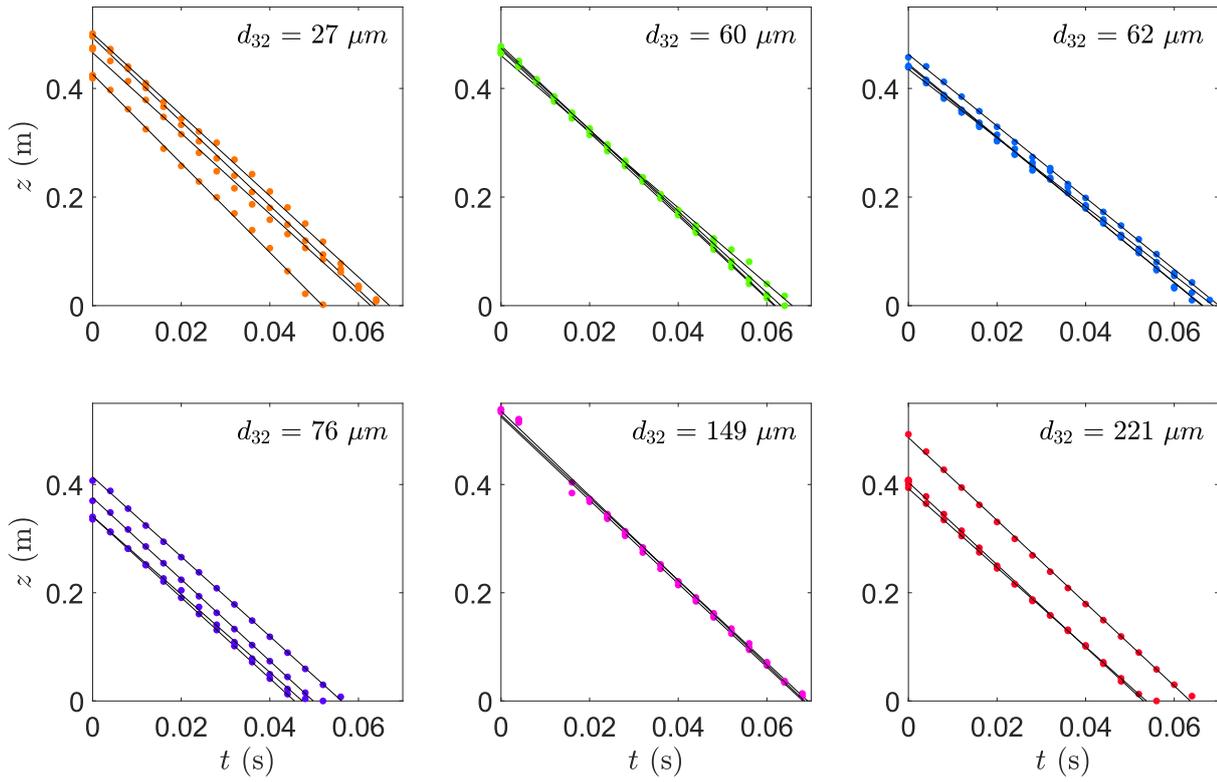


Figure S2. Height of the front of the falling mixtures in the channel. $z = 0$ m is the channel base. The data are shown for several experiments for each particle size. Black lines correspond to linear fits.

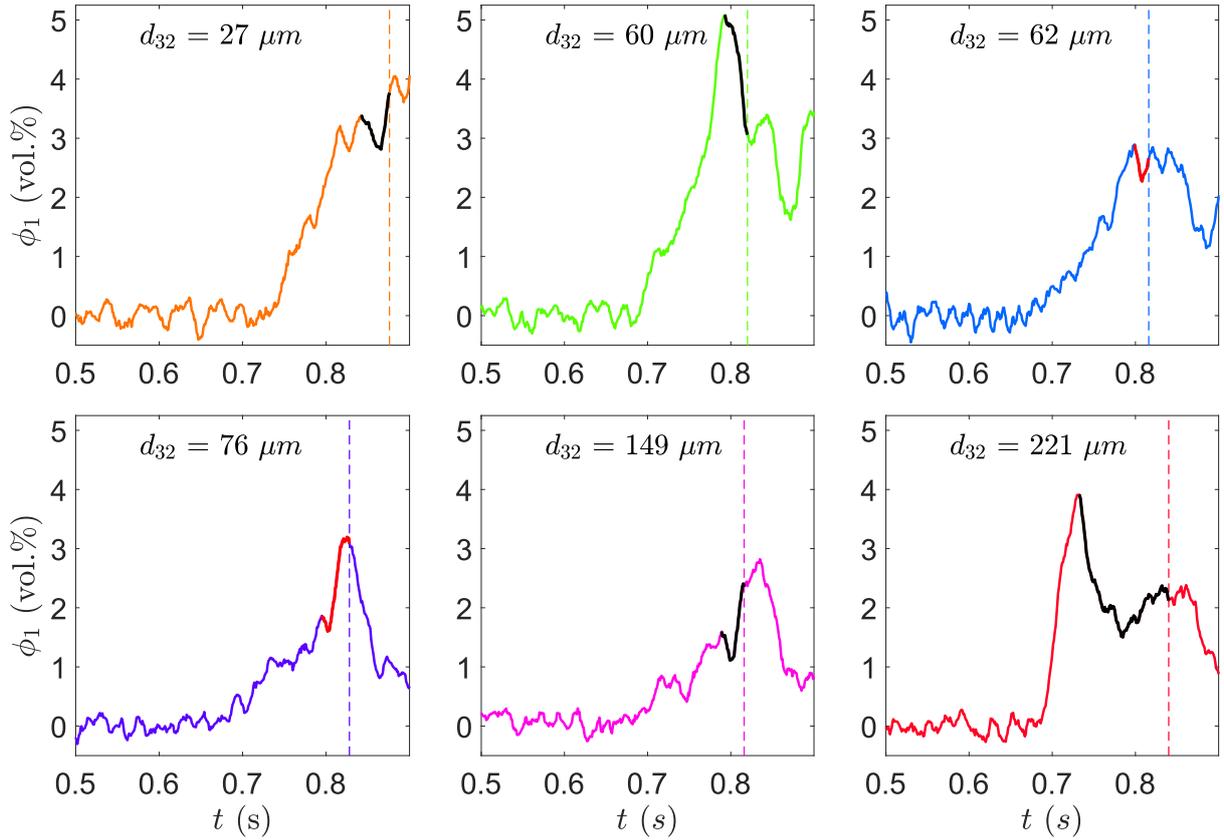


Figure S3. Particle concentration of the falling mixtures (ϕ_1) determined from Eq. 2 as a function of time. Time t_0 corresponds to the aperture of the hopper trapdoor, and the dashed lines indicate the time of impact. The particle concentration before impact is the mean value of the data in the black or red portions of the curves, which correspond to time intervals between the last maximum value of ϕ_1 and the time of impact. Signals are averaged over 15 data points.

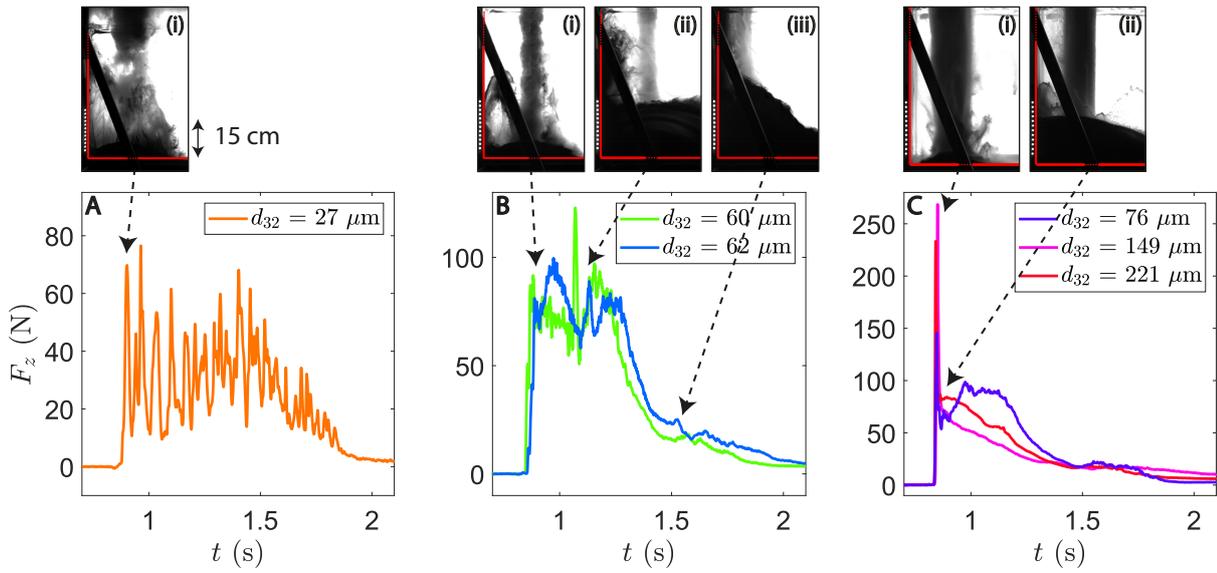


Figure S4. Force measurements in the impact zone as function of time for **A** $d_{32} = 27 \mu\text{m}$, **B** $d_{32} = 60$ and $62 \mu\text{m}$, with snapshots from experiment with $d_{32} = 60 \mu\text{m}$, and **C** $d_{32} = 76 \mu\text{m}$, $149 \mu\text{m}$ and $221 \mu\text{m}$, with snapshots from experiment with $d_{32} = 221 \mu\text{m}$. Time t_0 corresponds to the aperture of the hopper trapdoor. Note that the signals are averaged over 20 data points.

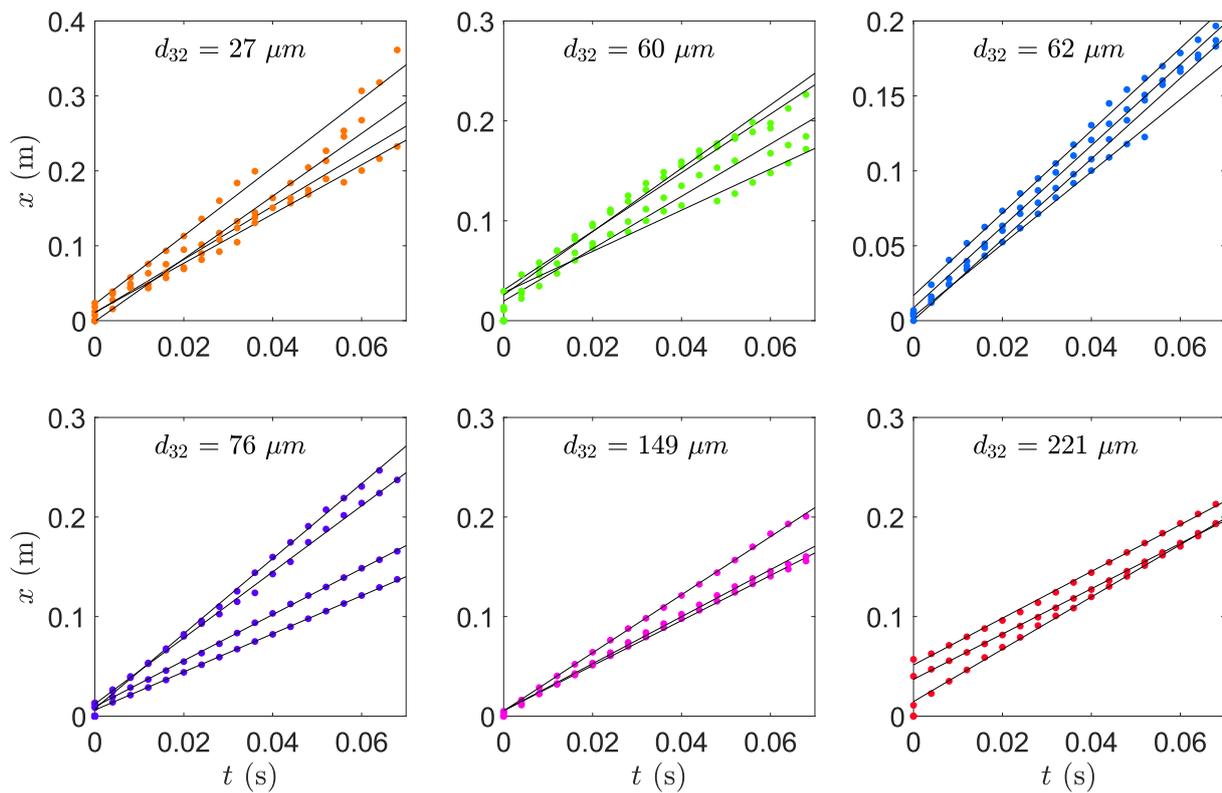


Figure S5. Position of the front of the flows in the channel outside the impact zone. The data are shown for several experiments for each particle size. Black lines are linear fits.

6.3 Étude préliminaire de la transition régime dense/ régime dilué

Les expériences présentées précédemment montrent une accumulation des particules dans la zone d'impact et la formation d'un écoulement concentré. Cependant, les simulations montrent que le mélange en chute libre peut demeurer dilué à l'impact et former une déferlante turbulente (Valentine et Sweeney, 2018; Valentine, 2020). Des expériences préliminaires (cf. section 4.7) ont été faites pour étudier dans quelles conditions le mélange en chute libre reste dilué ou bien devient concentré à l'impact.

6.3.1 Estimation de la vitesse de chute et du nombre de Stokes du mélange granulaire impactant

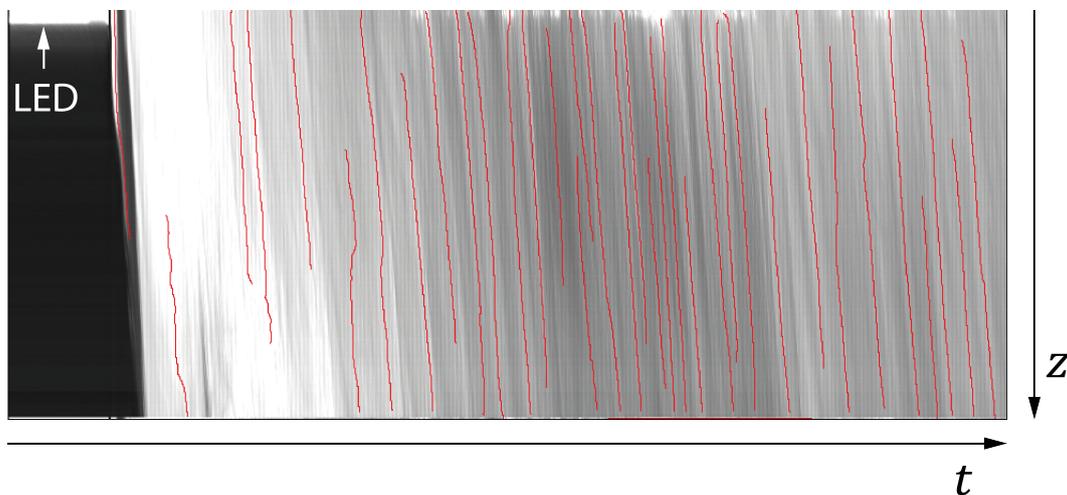


FIGURE 73 – Estimation de la vitesse de chute du mélange granulaire.

Exemple d'un kymographe réalisé pour estimer la vitesse de chute du mélange (particules de diamètre $d_{32} = 27 \mu\text{m}$ et hauteur de chute de 1,06 m). Le mélange en chute libre possède des hétérogénéités de concentrations qui sont utilisées pour déterminer des interfaces (lignes en rouge).

L'estimation de la vitesse de chute des mélanges granulaires a été faite à partir des vidéos des caméras hautes vitesses. Le logiciel imageJ* a été utilisé pour réaliser des kymographes (FIG. 73) et le Plugin « RidgeDetection » a été utilisé pour déterminer les interfaces entre les zones plus ou moins concentrées (bandes blanches et noires respectivement, FIG. 73). Le logiciel Matlab a été ensuite utilisé pour déterminer les pentes moyennes de chaque interface qui représentent les vitesses moyennes de chute u_m . Ces vitesses moyennes ont ensuite été utilisées pour déterminer les gammes de nombre de Stokes au cours des expériences. Ce nombre de Stokes était défini comme :

$$St = \frac{d_{32}^2(\rho_p - \rho_f)u_m}{18\mu_f L_c} \quad (6.1)$$

avec L_c la distance entre les deux capteurs acoustiques et d_{32} le diamètre de Sauter des particules utilisées.

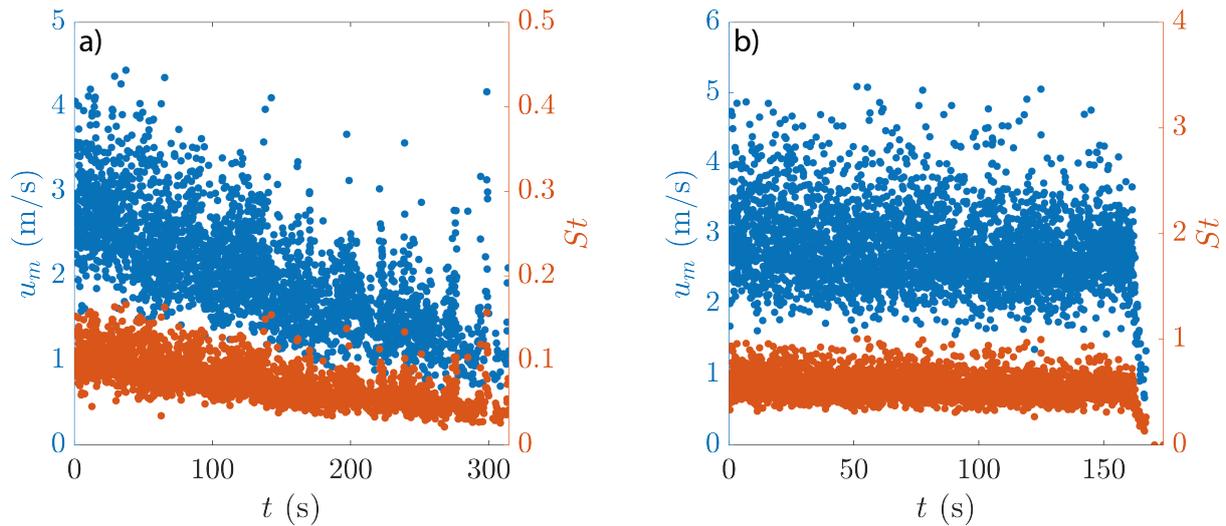


FIGURE 74 – Vitesse de chute et nombre Stokes durant les expériences.

Vitesse de chute et nombre Stokes dans les expériences avec les particules de **a)** $d_p = 27 \mu\text{m}$ et **b)** $d_p = 62 \mu\text{m}$.

Les vitesses de chute des mélanges granulaires sont directement corrélées à la saturation de la grille au cours du temps. En effet, plus la grille sature et plus la vitesse de chute du mélange diminue (FIG. 74). Le nombre de Stokes diminue donc également au cours des expériences. Néanmoins, la saturation se produit différemment pour les deux tailles de particules : pour les petites particules de $27 \mu\text{m}$, la diminution de la vitesse de chute u_m et du nombre de Stokes St est linéaire (FIG. 74a), tandis que pour les particules de $62 \mu\text{m}$ la diminution est tardive et rapide (à la fin de l'expérience)(FIG. 74b). Notons que le flux d'air dans la trémie a dû être coupé dans l'expérience avec les particules de $27 \mu\text{m}$ car le temps requis pour la saturation totale de la grille aurait été trop long.

6.3.2 Estimation de la concentration

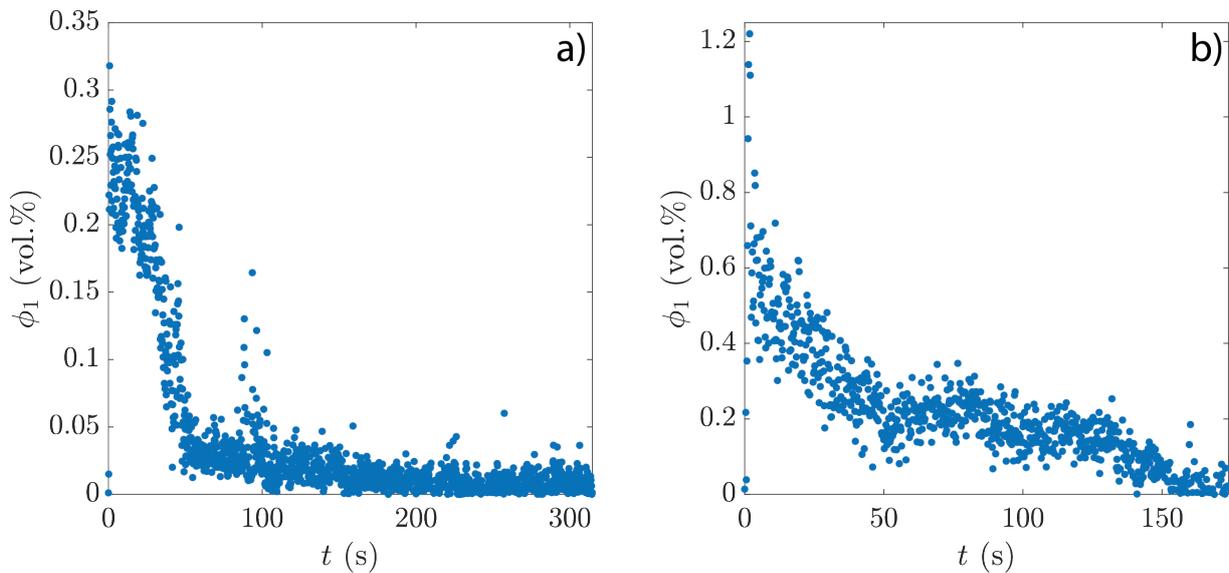


FIGURE 75 – Évolution de la concentration durant les expériences.

Concentrations mesurées pendant les expériences avec les particules de **a)** $d_p = 27 \mu\text{m}$ et **b)** $d_p = 62 \mu\text{m}$.

La concentration des mélanges en chute libre a été estimée en ajustant les coefficients d'atténuations moyens avec le modèle de Urick (Urick, 1947, 1948) détaillé en sous-section 3.5.2 du chapitre 5. Contrairement aux mesures acoustiques précédentes où l'ensemble des impulsions étaient moyennées, les mesures ont été ici moyennées toutes les 5 impulsions. Cette procédure permet notamment de réduire le bruit sur les données pour de très basses concentrations. Pour 5 impulsions moyennées, un coefficient d'atténuation moyen est déterminé à partir de la transformée de Fourier de ces mêmes impulsions (FFT).

Lors de l'ouverture de la trappe, les mélanges sont très dilués ($\phi_1 < 1 \text{ vol.}\%$) et leurs concentrations diminuent au cours du temps jusqu'à devenir quasi nulles en fin d'expérience (FIG. 75). Pour la plus petite taille de particules ($d_p = 27 \mu\text{m}$), l'influence du système de fluidisation est visible dès $\sim 50 \text{ s}$, avec un ralentissement de la saturation de la grille jusqu'à ce que l'injection de l'air soit stoppée.

6.3.3 Estimation de la transition de régime à l'impact

La transition entre le régime dense et le régime dilué à l'impact a été estimée en mesurant l'évolution de la hauteur du dépôt dans le temps. En début d'expérience, le mélange dilué impactait la base du chenal et formait un lit granulaire peu ou pas fluidisé (à cause de la faible vitesse d'impact) surmonté d'une suspension diluée. Au fur et à mesure que la concentration du mélange impactant diminuait, l'accumulation de particules était réduite jusqu'à ce que seule une suspension diluée demeure après l'impact et se propage latéralement et que la hauteur du dépôt varie très lentement. Une hauteur arbitraire a été définie pour estimer le début de la transition de régime. Ainsi le seuil de transition a été estimé atteint lorsque la hauteur de dépôt dépassaient 80 % de la hauteur finale. Des kymographes ont été réalisés avec imageJ*, puis matlab a été utilisé pour déterminer la hauteur du lit à partir de ces kymographes.

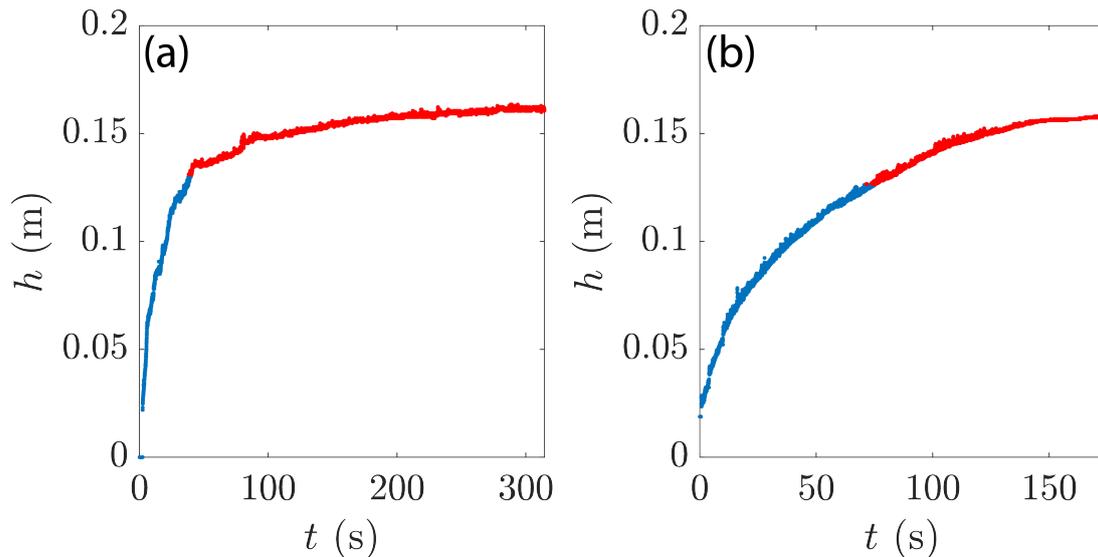


FIGURE 76 – Accumulation des particules (zone d’impact).
Hauteur de dépôt mesurée pendant les expériences avec les particules de **a)** $d_p = 27 \mu\text{m}$ et **b)** $d_p = 62 \mu\text{m}$. Dans les deux cas, la portion **rouge** représente les valeurs au-dessus du seuil de 80 %.

6.3.4 Transition de régime

La transition entre le régime dense et le régime dilué à l’impact est illustré en considérant la concentration du mélange en chute libre ϕ_1 et le nombre de Stokes St pour chaque taille de particules (FIG. 77). Après la synchronisation des mesures, chaque valeur de hauteur a été attribuée à des valeurs de concentration et de nombre de Stokes. Par conséquent, les valeurs de ϕ_1 et St correspondant à des hauteurs de dépôt $h_c < 0.8h_{c_{max}}$ correspondent au régime dense, tandis que les valeurs de $h_c > 0.8h_{c_{max}}$ correspondent au régime dilué (FIG. 77). D’après ces résultats préliminaires, cette transition semble débiter à des concentrations de l’ordre de $\sim 0,06 - 0,3 \text{ vol.}\%$ pour des nombres de Stokes de $10^{-1} - 10^0$.

De futures expériences sont prévues pour des hauteurs de chute plus grandes :

- des expériences avec les particules de $27 \mu\text{m}$ permettront d’explorer une gamme de St entre $10^{-1} - 10^0$.
- de nouvelles expériences avec les particules de $62 \mu\text{m}$ permettront d’explorer la gamme $St > 1$.
- des expériences avec les particules de $76 \mu\text{m}$ permettront d’explorer des gammes de St plus grandes où seul le régime dense demeure.

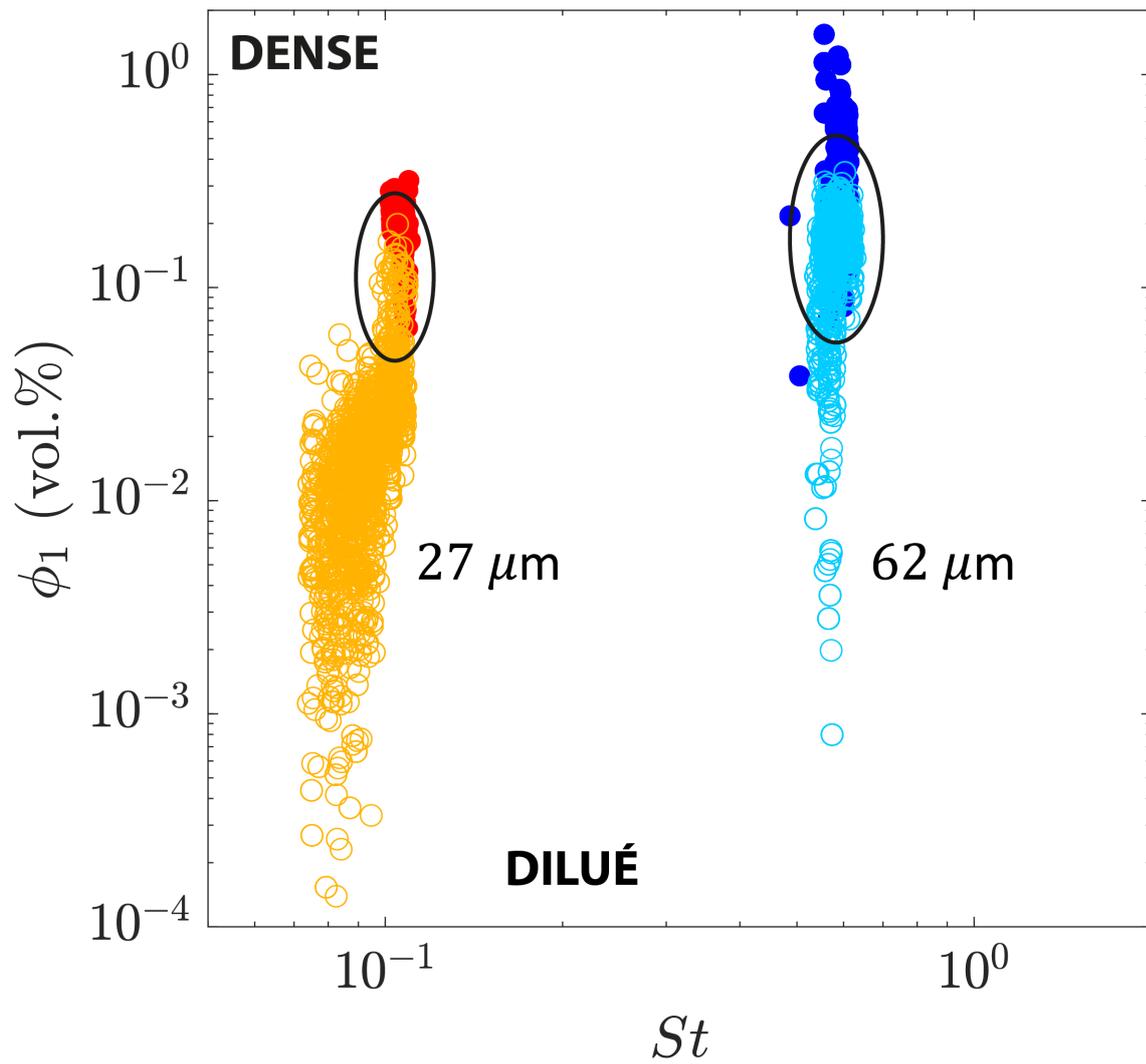


FIGURE 77 – Transition de régime à l’impact.

Expériences avec les particules $d_p = 27 \mu\text{m}$ et $d_p = 62 \mu\text{m}$. Les données correspondent aux valeurs de hauteurs $h_c < 0.8h_{c_{max}}$ (rouge et bleu) ou bien $h_c > 0.8h_{c_{max}}$ (orange et cyan). Les ellipses indiquent la transition entre régime dense et régime dilué.

Quatrième partie

Conclusion et perspectives

Chapitre 7

Résumé des principaux résultats

Les études expérimentales présentées dans les sections précédentes ont apporté des éléments de réponses pour ce qui concerne deux aspects des fontaines pyroclastiques : (i) la vitesse de chute des particules dans les suspensions turbulentes et (ii) les mécanismes de formation des CDPs dans les zones d'impacts.

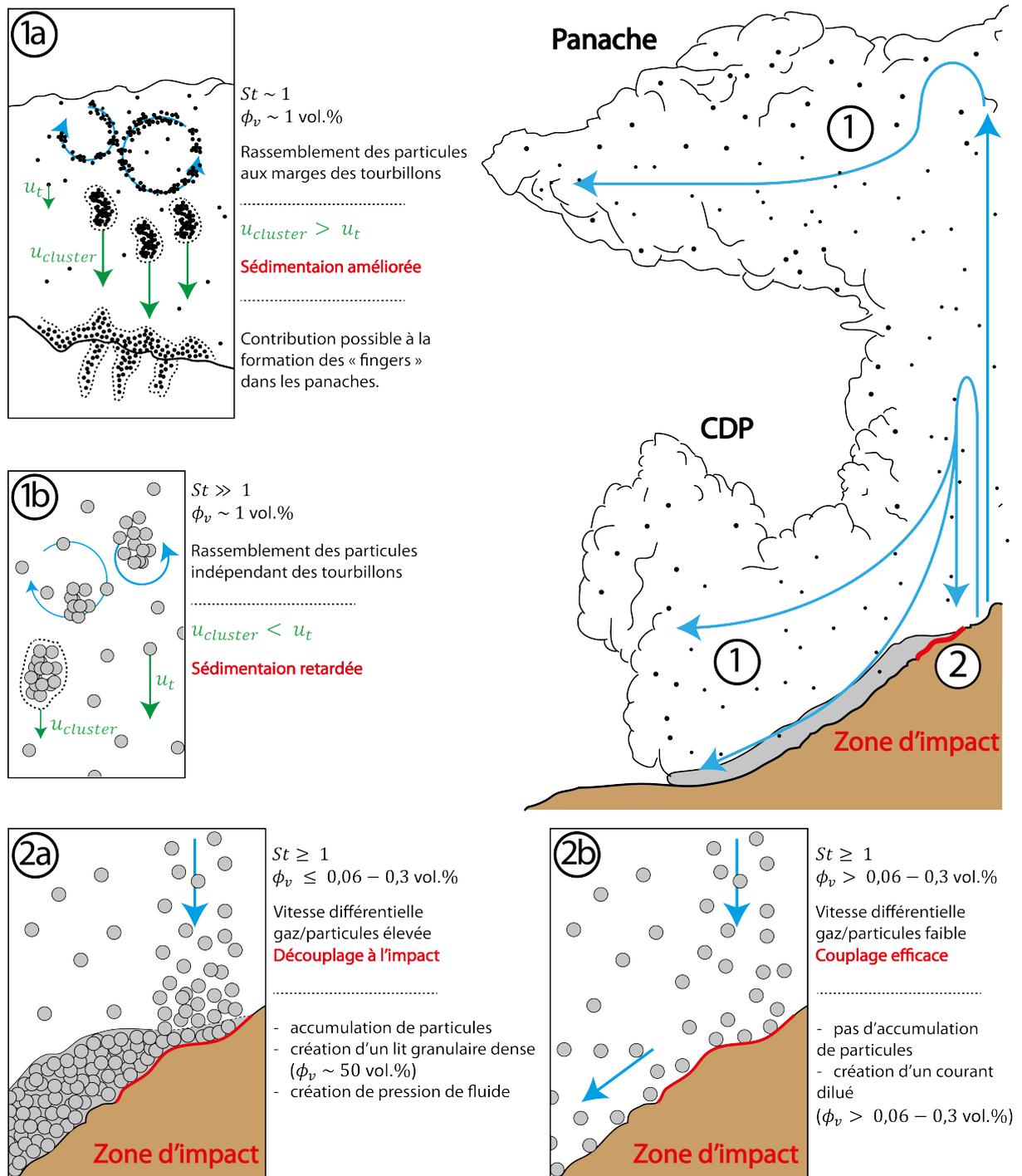


FIGURE 78 – Processus dans une fontaine éruptive.

Schéma conceptuel d'une fontaine éruptive. Les aspects traités sont (1) les mécanismes de sédimentation des particules dans les parties diluées turbulentes et (2) les mécanismes de formation des CDPs dans la zone d'impact.

7.1 Dynamique des suspensions diluées turbulentes

Dans le but de déterminer précisément la concentration en particules dans les suspensions diluées, deux techniques indépendantes ont été utilisées pour étudier les mélanges air-particules dans un cylindre vertical : les capteurs acoustiques et les mesures locales de pression du

fluide. Ces deux techniques ont fourni des résultats quasiment identiques pour une gamme de tailles et de concentrations de particules. Ces deux techniques sont des outils performants pour étudier ces mélanges optiquement opaques. Dans la perspective d'expériences sur des mélanges polydispersés, l'utilisation simultanée des deux méthodes permettrait de déterminer localement le diamètre des particules dans la suspension. En effet, la méthode acoustique permettrait d'estimer le coefficient d'atténuation de l'onde tandis que les capteurs de pression détermineraient la concentration en particules, permettant ainsi de déduire le diamètre des particules.

Selon nos expériences, la concentration locale de particules dans les suspensions diluées de billes de verre dans l'air dépend de la quantité initiale de particules, de la taille des particules et de la vitesse de l'écoulement d'air. Dans les suspensions de particules de $77,5 \mu\text{m}$, des vitesses d'air plus élevées que la vitesse théorique de chute d'une particule (u_t) étaient nécessaires pour générer des mélanges quasi-statiques de particules à cause de la présence de clusters qui sédimentaient plus rapidement que les particules individuelles. En revanche, dans les suspensions de particules de $467,5 \mu\text{m}$, des vitesses d'air plus faibles étaient nécessaires en raison de la sédimentation retardée des particules, malgré la présence de clusters.

Nos expériences montrent que les processus à l'échelle des particules tel que le clustering influencent considérablement la dynamique des suspensions turbulentes causant la sédimentation des particules à des vitesses significativement différentes de celles attendues pour des particules uniques. Nos résultats suggèrent que la vitesse de sédimentation des particules dans les suspensions diluées dépend essentiellement du nombre de Stokes (St). Les particules avec un nombre de Stokes $St \sim 1$ (cf. $d_p = 77,5 \mu\text{m}$) se regroupent sous forme de clusters et chutent plus rapidement (4 fois plus vite dans notre cas) que les particules isolées (FIG. 78-1a). Les particules avec un nombre de Stokes plus élevé, de l'ordre de $St \sim 10^2$ (cf. $d_p = 467,5 \mu\text{m}$), subissent au contraire une sédimentation entravée, avec des vitesses de chute jusqu'à 30 % plus basses que les particules isolées (FIG. 78-1b).

Ces résultats ont des implications pour les modèles utilisés pour simuler les panaches volcaniques tels Ash3D, TEPHRA, FALL3D et PLUME-MOM/HYSPLIT, qui ne tiennent pas compte des effets de clustering et supposent des vitesses de sédimentation théoriques pour des particules uniques. Cette hypothèse peut être une cause des divergences entre les caractéristiques simulées et observées des dépôts de retombées de cendres volcaniques, telles que la masse par unité de surface et la taille des grains. Le phénomène de « clustering » peut expliquer la présence de particules de tailles significativement différentes dans les dépôts de retombées. Le cas de l'éruption de Llaima au Chili, suggère que les particules plus petites se sont déposées en clusters avec des vitesses de sédimentation proches de celles des particules plus grandes.

Le mécanisme de sédimentation entravée peut expliquer une vitesse de sédimentation plus faible que la valeur théorique lorsque les particules ont un nombre de Stokes $St \gg 1$, même à des concentrations de l'ordre de 1 vol.%. Ce mécanisme permet d'expliquer en partie la nécessité d'imposer des coefficients de traînée des particules très élevés dans des simulations numériques de CDPs dilués pour reproduire les données naturelles (FIG. 78-1b).

7.2 Effondrement de fontaine éruptive

7.2.1 Formation des PDCs denses

Les expériences ont montré que des écoulements denses peuvent se former dans la zone d'impact d'une fontaine éruptive par accumulation de mélanges dilués avec des concentrations de particules de 1,6 à 4,4 vol.%.

Le nombre de Stokes élevé des particules dans nos expériences (10^{-1} - 10^1) est la cause d'un découplage efficace entre les particules et l'air à l'impact. Cela entraîne une vitesse relative élevée entre les particules descendantes et l'air ascendant, ainsi qu'une accumulation de particules jusqu'à atteindre des seuils de compaction proches de la valeur maximale ($\phi_{max} \sim 58$ vol.%).

Nos résultats montrent également que la taille des particules est cruciale car elle contrôle à la fois la pression de pore générée à l'impact et la perméabilité de l'écoulement granulaire :

- Pour des concentrations et des vitesses données, des tailles de particules plus petites causent une pression de pore plus élevée dans la zone d'impact en raison de la faible perméabilité du mélange granulaire dense créé par accumulation des particules.
- De manière générale, la dynamique de l'écoulement dépend de la pression de fluide interstitielle générée lors de l'impact et du rapport entre l'échelle de temps de l'advection de la pression et l'échelle de temps de la diffusion de la pression. Le temps de diffusion est proportionnel à h^2/D , avec le coefficient de diffusion de pression D dépendant de plusieurs paramètres. Nos expériences montrent que la distance de parcours varie essentiellement avec $1/d^2$ et que les autres paramètres tels que la hauteur du lit granulaire, la compressibilité de l'air ou encore la concentration en particules du lit ont un effet secondaire. Les écoulements avec des particules fines ont donc une pression de pore plus élevée pendant une durée plus longue et, par conséquent, des distances de parcours plus longues que les écoulements avec des particules plus grossières.

Bien que les expériences ont des limites et s'appliquent principalement à des cas subsoniques avec des particules relativement grandes et de grands nombres de Stokes, elles suggèrent que l'accumulation de particules et l'émergence d'écoulements concentrés avec une pression de pore élevée peuvent se produire dans la zone d'impact des fontaines pyroclastiques (FIG. 78-2a). Les mécanismes observés dans les expériences sont susceptibles d'être plus efficaces dans la nature compte tenu que les particules ont une taille semblable et que les vitesses d'impact et l'épaisseur des écoulements sont plus grandes dans la nature. Nos résultats sont en accord avec les simulations numériques de fontaines pyroclastiques (Sweeney et Valentine, 2017; Valentine et Sweeney, 2018; Valentine, 2020).

Dans la nature, le degré de polydispersité élevé des mélanges pyroclastiques confère une perméabilité réduite (due à la présence de particules fines) et peut contribuer à augmenter significativement la pression générée à l'impact et le temps de diffusion. Une fraction de ces particules fines peut être expulsée avec le gaz interstitiel lors de l'impact, créant une suspension diluée et turbulente surmontant un écoulement basal dense (Valentine, 2020). Les clusters

formés dans cette suspension peuvent sédimenter rapidement et contribuer à générer une pression de fluide interstitiel et à prolonger le temps de diffusion de la pression de pore ().

7.2.2 Régimes d'écoulement dans la zone d'impact

Les résultats des expériences complémentaires (section 6.3) ouvrent des perspectives pour l'étude de la transition de régime (dilué ou dense) des CDPs formés dans la zone d'impact. Les expériences suggèrent que le régime d'écoulement pourrait dépendre essentiellement de la concentration du mélange en chute libre et du nombre de Stokes. La dépendance avec la concentration suggère que le flux de masse solide à l'impact peut être un paramètre clé pour déterminer si le mélange demeure dilué ou bien devient dense comme dans l'étude détaillée présentée dans cette thèse. Ce point est en accord avec la conclusion de [Valentine \(2020\)](#) issue des résultats de simulations numériques.

7.3 Perspectives

Dans toutes nos expériences, les mélanges de particules utilisés étaient quasi-monodisperses. Au contraire, les mélanges naturels sont hautement polydisperses, ce qui limite l'application de nos résultats aux systèmes volcaniques naturels. Par exemple, les simulations de [Valentine \(2020\)](#) ont montré qu'une fraction non négligeable de particules fines améliore le couplage de particules plus grossières dans les zones d'impact des fontaines éruptives en comparaison d'un mélange constitué seulement de particules grossières. D'autre part, la polydispersité favorise la formation de clusters par sillage induit et peut donc contrôler la dynamique de sédimentation des mélanges en suspension. De futures expériences impliquant des mélanges polydisperses, voire bidisperses dans un premier temps, sont donc nécessaires pour identifier l'influence du degré de polydispersité **(i) sur la formation des clusters et la dynamique de sédimentation de ces mélanges** et **(ii) sur la dynamique des mélanges dilués dans les zones d'impact de fontaines éruptives (influence sur la distance de parcours et la pression de fluide générée)**.

Les résultats de l'étude sur les fontaines éruptives n'ont des implications directes que pour la génération des courants pyroclastiques denses résultant d'un fort découplage entre le gaz et les particules (caractérisé par un nombre de Stokes élevé). Comme mentionné précédemment, d'autres expériences sont en cours dans le but de mieux comprendre la formation des courants dilués à partir de mélanges impactants dilués. Les premiers résultats indiquent la nécessité d'étendre la gamme des conditions initiales.

En premier lieu, les faibles hauteurs de chute de particules donnent des nombres de Stokes ainsi que des nombres de Reynolds relativement faibles. Le premier objectif des expériences à venir est donc d'augmenter la hauteur de chute de sorte à augmenter le nombre de Reynolds afin d'être pleinement dans les conditions de régime turbulent et de satisfaire à la condition de similarité dynamique des expériences avec les écoulements naturels. De plus, l'utilisation d'une faible hauteur de chute n'est pas pertinente pour des petites valeurs de nombres de Stokes pour lesquels la concentration transitoire est identique. L'utilisation de plus grandes hauteurs est donc nécessaire avec les particules de $27 \mu\text{m}$ pour explorer les nombres des Stokes intermédiaires à ceux des deux expériences faites à présent, et avec les particules de 62 et $76 \mu\text{m}$ pour définir précisément un nombre de Stokes critique au delà duquel seule l'accumulation de particules est observée.

Afin de mieux définir la transition de régime observée dans les expériences préliminaires, il est nécessaire d'affiner la méthodologie employée. En effet, la résolution spatiale limitée de la caméra ne permettait pas d'enregistrer à la fin de l'expérience l'accumulation de particules dans la zone d'impact. Parmi les potentielles solutions expérimentales ou analytiques à ce problème, plusieurs sont envisagées :

- **L'utilisation d'un capteur de force disposé dans la zone d'impact** : ce type de capteur est capable de détecter le poids de quelques particules grâce à sa haute sensibilité. L'étude de la variation de la force mesurée pendant l'expérience en plus de celle de la hauteur du lit pourrait être une manière d'identifier de manière rigoureuse un seuil de transition (temps à partir duquel la force et la hauteur demeurent constantes).
- **L'utilisation de deux capteurs acoustiques supplémentaires** : ces capteurs pourraient être disposés dans le chenal dans le but de mesurer la concentration de l'écoulement dilué formé à l'impact et de la comparer à la concentration initiale du mélange en chute libre.
- **Une analyse plus rigoureuse** : les variations temporelles de hauteur du dépôt (dh_c/dt) et de concentration ($d\phi_1/dt$) dans le temps devraient être identiques si seule l'accumulation de particules se produisait. Ainsi, d'éventuelles variations de ϕ_1 dans le temps comparées aux variations de la hauteur h_c pourraient indiquer une transition vers le régime dilué.

Bibliographie

- Acocella, V., Korme, T., Salvini, F. et Funicciello, R. : Elliptic calderas in the Ethiopian Rift : the control of pre-existing structures. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 119:189–203, 2002.
- Agrawal, K., Loezos, P. N., Syamlal, M. et Sundaresan, S. : The role of meso-scale structures in rapid gas-solid flows. *J. Fluid Mech.*, 445(9):151–185, 2001.
- Aiuppa, A., Federico, C., Giudice, G., Giuffrida, G., Guida, R., Liuzzo, M., Moretti, R. et Papale, P. : The 2007 eruption of Stromboli volcano : Insights from real-time measurement of the volcanic gas plume CO₂/SO₂ ratio. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 182:221–230, mai 2009.
- Allegra, J. R. et Hawley, S. A. : Attenuation of sound in suspensions and emulsions : Theory and experiments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 51:1545–1564, 1972.
- Allen, J. R. L. : The Avalanching of Granular Solids on Dune and Similar Slopes. *J. Geol.*, 78 (3):326–351, 1970.
- Allstadt, K. E., Matoza, R. S., Lockhart, A. B., Moran, S. C., Caplan-Auerbach, J., Haney, M. M., Thelen, W. A. et Malone, S. D. : Seismic and acoustic signatures of surficial mass movements at volcanoes. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 364:76–106, 2019.
- Ament, W. S. : Sound propagation in gross mixtures. *J. Acoust. Soc. Am.*, 25:638–641, 1953.
- Ancey, C., Coussot, P. et Evesque, P. : A theoretical framework for very concentrated granular suspensions in steady simple shear flow. *J. Rheol.*, 43:1673–1699, 1999.
- Anderson, T. et Flett, J. S. : IX. Report on the eruptions of the soufrière, St. Vincent, 1902, and on a visit to Montagne Pelée, in Martinique. -Part I. *Phil. Trans. R. Soc. of Lond. Series A*, 200(321-330):353–553, 1903.
- Anderson, T. B. et Jackson, R. : Fluid Mechanical Description of Fluidized Beds. Stability of State of Uniform Fluidization. *Ind. Engin. Chem. Fund.*, 7(1):12–21, 1968.
- Andreastuti, S., Paripurno, E., Gunawan, H., Budianto, A., Syahbana, D. et Pallister, J. : Character of community response to volcanic crises at Sinabung and Kelud volcanoes. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 382:298–310, 2019.
- Andrews, B. J., et Manga, M. : Effects of topography on pyroclastic density current runout and formation of coignimbrites. *Geol.*, 39(12):1099–1102, 2011.
- Andrews, B. J. : Dispersal and air entrainment in unconfined dilute pyroclastic density currents. *Bull. Volcanol.*, 76(9):852–852, 2014.

-
- Andrews, B. J. et Manga, M. : Experimental study of turbulence, sedimentation, and coignimbrite mass partitioning in dilute pyroclastic density currents. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 225-226:30–44, 2012.
- Andronico, D. et Pistolesi, M. : The November 2009 paroxysmal explosions at Stromboli. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 196(1-2):120–125, 2010.
- Andronico, D., Taddeucci, J., Cristaldi, A., Miraglia, L., Scarlato, P. et Gaeta, M. : The 15 March 2007 paroxysm of Stromboli : video-image analysis, and textural and compositional features of the erupted deposit. *Bull. Volcanol.*, 75(7):733, 2010.
- Aramaki, S. : Formation of Aira Caldera, Southern Kyushu, 22,000 years ago. *J. Geophys. Res.*, 89B:8485 – 8501, 1984.
- Aramaki, S. et Ui, T. : The Aira and Ata pyroclastic flows and related caldera depressions in southern Kyushu, Japan. *Bull. Volcanol.*, 29:29–47, 1966.
- Auker, M. R., Sparks, R. S. J., Siebert, L., Crosweller, H. S. et Ewert, J. : *Volcanic hazards. A source book on the effects of eruptions*. Academic Press, Sydney,, 1984.
- Auker, M. R., Sparks, R. S. J., Siebert, L., Crosweller, H. S. et Ewert, J. : A statistical analysis of the global historical volcanic fatalities record. *J. Appl. Volcanol.*, 2:2, 2013.
- Bacon, C. R. : Eruptive history of Mount Mazama and Crater Lake Caldera, Cascade Range, USA. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 18:54–115, 1983.
- Bagnold, R. A. : Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 225:49–63, 1954.
- Baker, L., Frankel, A., Mani, A. et Coletti, F. : Coherent clusters of inertial particles in homogeneous turbulence. *J. Fluid Mech.*, 833:364–398, 2017.
- Baker, P., Harris, P. et Reay, A. : The geology of Tofua Island, Tonga. *Bull.-R. Soc. N. Z.*, 8:67–79, 1971.
- Barberi, F., Innocenti, F., Lirer, L., Munro, R., Pescatore, T. et Santacroce, R. : The Campanian ignimbrite : A major prehistoric eruption in the Neapolitan area. *Bull. Volcanol.*, 41(12):10–32, 1978.
- Bareschino, P., Lirer, L., Marzocchella, A., Petrosino, P. et Salatino, P. : Self-fluidization of subaerial rapid granular flows. *Powder Tech.*, 182:323–333, 2008.
- Baxter, P. J. : Medical effects of volcanic eruptions. *Bull. Volcanol.*, 52(7):532–544, 1990.
- Baxter, P. J. et Kapila, M. : Acute health impact of the gas release at Lake Nyos, Cameroon, 1986. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 39:265–275, 1989.
- Baxter, P., Boyle, R., Cole, P., Neri, A., Spence, R. et Zuccaro, G. : The impacts of pyroclastic surges on buildings at the eruption of the Soufriere Hills volcano, Montserrat. *Bull. Volcanol.*, 67:292–313, avril 2005.
- Bear, A. N., Cas, R. A. F. et Giordano, G. : The implications of spatter, pumice and lithic clast rich proximal co-ignimbrite lag breccias on the dynamics of caldera forming eruptions : The 151 ka Sutri eruption, Vico Volcano, Central Italy. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 181:1–24, 2009.

-
- Beetham, S. et Capecelatro, J. : Biomass pyrolysis in fully-developed turbulent riser flow. *Ren. En.*, 140:751–760, 2019.
- Belousov, A. et Belousova, M. : Eruptive processes effects and deposits of the 1966 and the ancient basaltic phreatomagmatic eruptions in karymskoye lake, kamchatka, russia. *Spec. Publ. Int. Assoc. Sedimentol.*, 30:35–60, 2001.
- Belousov, A., Voight, B. et Belousova, M. : Directed blasts and blast-generated pyroclastic density currents : a comparison of the Bezymianny 1956, Mount St Helens 1980, and Soufriere Hills, Montserrat 1997 eruptions and deposits. *Bull. Volcanol.*, 69:701–740, 2007.
- Belousov, A., Voight, B., Belousova, M. et Muravyev, Y. : Tsunamis generated by underwater volcanic explosions : unique data from 1996 eruption in Karymskoye Lake, Kamchatka, Russia. *Pure Appl. Geophys.*, 157:1135–1143, 2000.
- Benage, M. C., Dufek, J. et Mothes, P. A. : Quantifying entrainment in pyroclastic density currents from the Tungurahua eruption, Ecuador : Integrating field proxies with numerical simulations. *Geophys. Res. Lett.*, 43(13):6932–6941, 2016.
- Benjamin, T. B. : Gravity currents and related phenomena. *J. Fluid Mech.*, 31:209–248, 1968.
- Bennett, F. D. : On volcanic ash formation. *Am. J. Sci.*, 274:1–120, 1974.
- Benyahia, S. : Verification and validation study of some polydisperse kinetic theories. *Chem. Eng. Sci.*, 63:5672–5680, 2008.
- Berger, P. : Report on Sinabung (Indonesia). *Bull. Global Volcan. Net. (ed. Venzke, E.)*, 42(2), 2017.
- Bertagnini, A., Di Roberto, A. et Pompilio, M. : Paroxysmal activity at Stromboli : lessons from the past. *Bull. Volcanol.*, 73(9):1229–1243, 2011.
- Best, M. G., Christiansen, E. H., Deino, A. L., Gromme, S., Hart, G. L. et Tingey, D. G. : The 36-18 Ma Indian Peak-Caliiente ignimbrite field and calderas, southeastern Great Basin, USA : multicyclic super-eruptions. *Geosph.*, 9(4):864–950, 2013.
- Birch, N. : Passenger protection technology in aircraft accident fires. *Gower Tech. Press, Alder.*, (2), 1988.
- Bird, G. A. : *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*. Oxford : Clarendon, 1994.
- Blackburn, E., Wilson, L. et Sparks, R. S. J. : Mechanisms and dynamics of strombolian activity. *J. Geol Soc. Lond.*, 132:429–440, 1976.
- Bloomfield, K., Sanchez-Rubio, G. et Wilson, L. : Plinian Eruptions of Nevado de Toluca Volcano, Mexico. *Geol. Rundsch.*, 29:120–146, 1977.
- Bonadonna, C., Phillips, J. et Houghton, B. : Modeling tephra sedimentation from a Ruapehu weak plume eruption. *J. Geophys. Res.*, 104(110):B08209, 2005.

-
- Bonadonna, C., Pistolesi, M., Dominguez, L., Freret-Lorgeril, V., Rossi, E., Fries, A., Biass, S., Voloschina, M., Lemus, J., Romero, J. E., Zanon, V., Pastore, C., Reyes, H. M.-P., Di Maio, L. S., Gabellini, P., Martin-Lorenzo, F., A. Rodriguez et Perez, N. M. : Tephra sedimentation and grain size associated with pulsatory activity : the 2021 Tajogaite eruption of Cumbre Vieja (La Palma, Canary Islands, Spain). *Front. Earth Sci.*, 11:1166073, 2023.
- Bond, A. et Sparks, R. S. J. : The Minoan eruption of Santorini, Greece. *J. the Geo. Soc.*, 132:1–16, 1976.
- Booth, B. : The Granadilla Pumice Deposit of Southern Tenerife, Canary Island. *Proc. Geol. Assoc. Lond.*, 84:353–370, 1973.
- Booth, B., Croasdale, R. et Walker, G. P. L. : Two Plinian-type Eruptions in the Azores. *J. Geol. Soc. Lond.*, 127:17–55, 1971.
- Booth, B., Croasdale, R. et Walker, G. P. L. : A Quantitative Study of Five Thousand Years of Volcanism on Soa Miguel, Azores. *Phil. Trans. Roy. Sca.*, A:271–319, 1978.
- Brand, B. e. a. : A combined field and numerical approach to understanding dilute pyroclastic density current dynamics and hazard potential : Auckland volcanic field, new zealand. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, pages 215–232, 2014.
- Branney, M. J. : Downsag and extension at calderas : new perspectives on collapse geometries from ice-melt, mining, and volcanic subsidence. *Bull. Volcanol.*, 57:303–318, 1995.
- Branney, M. J. et Kokelaar, B. P. : Volcanotectonic faulting, softstate deformation and rheomorphism of tuffs during development of a piecemeal caldera, English Lake District. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 106:507–530, 1994.
- Branney, M. J. et Kokelaar, B. P. : Rheomorphism and soft-state deformation of tuffs induced by volcanotectonic faulting at a piecemeal caldera, English Lake District. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 106:507–530, 1994b.
- Branney, M. J. et Kokelaar, B. P. : Giant bed from a sustained catastrophic density current flowing over topography : Acatlan ignimbrite, Mexico. *Geol.*, 25:115–118, 1997.
- Branney, M. J. et Kokelaar, B. P. : Pyroclastic Density Currents and the Sedimentation of Ignimbrites. *Geol. Soc. Lond. Mem.*, 27, 2002.
- Branney, M. J., Kokelaar, B. P. et McConnell, B. J. : The Bad Step Tuff : a lava-like rheomorphic ignimbrite in a calc-alkaline piecemeal caldera, English Lake District. *Bull. Volcanol.*, 54 (3):187–199, 1992.
- Breard, E. C. P., Dufek, J., Lube, G., Brosch, E., Cerminara, M. et Esposti Ongaro, T. : Turbulent pyroclastic density currents - a numerical and large-scale experimental investigation. 2018: V23F–0140, 2018.
- Breard, E. C. P., Dufek, J. et Roche, O. : Continuum Modeling of Pressure-Balanced and Fluidized Granular Flows in 2-D : Comparison With Glass Bead Experiments and Implications for Concentrated Pyroclastic Density Currents. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 124(6):5557–5583, 2019a.

-
- Breard, E. C. P., Dufek, J. et Roche, O. : The permeability of volcanic mixtures—implications for pyroclastic currents. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 124:1343–1360, 2019b.
- Breard, E. C. P., Lube, G., Cronin, S. et Valentine, G. : Transport and deposition processes of the hydrothermal blast of the 6 August 2012 Te Maari eruption, Mt. Tongariro. *Bull. Volcanol.*, 77, 2015.
- Breard, E. C. P., Lube, G., Jones, J., Dufek, J., Cronin, S., Valentine, G. et Moebis, A. : Coupling of turbulent and non-turbulent flow regimes within pyroclastic density currents. *Nat. Geosci.*, 9, 2016.
- Breard, E. C. P. et Lube, G. : Inside pyroclastic density currents – uncovering the enigmatic flow structure and transport behaviour in large-scale experiments. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 458:22–36, 2017.
- Brereton, C. M. H. et Grace, J. R. : Microstructural aspects of the behavior of circulating fluidized beds. *Chem. Eng. Sci.*, 48:2565–2572, 1993.
- Brown, M. C. : Discussion, Nuées ardentes and fluidization. *Am. J. Sci.*, 260:467–470, 2007.
- Brown, R. J. et Andrews, G. D. M. : Deposits of Pyroclastic Density Currents. The Encyclopedia of Volcanoes, Academic Press. pages 631–648, 2015.
- Brown, R. J., Barry, B. M. J. P. M. S., T. L. et Bryan, S. E. : The Quaternary pyroclastic succession of southern Tenerife, Canary Islands : explosive eruptions, related caldera subsidence, and sector collapse. *Geol. Mag.*, 2003.
- Bryan, S. E., Marti, J. et Cas, R. A. F. : Stratigraphy of the Banded del sur Formation : an extracaldera record of Quaternary phonolitic explosive eruptions from the Las Canadas edifice, Tenerife (Canary Islands). *Geol. Mag.*, 135:605–636, 1998b.
- Buettner, K. : Effects of extreme heat in man. *J. Am. Med. Assoc.*, 144:732–738, 1950.
- Burgisser, A., Bergantz, G. et Breidenthal, R. : Addressing Complexity in Laboratory Experiments : The Scaling of Dilute Multiphase Flows in Magmatic Systems. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 141:245–265, 2005.
- Burgisser, A. et Bergantz, G. W. : Reconciling pyroclastic flow and surge : the multiphase physics of pyroclastic density currents. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 202(2):405–418, 2002.
- Bursik, M. : Effect of wind on the rise height of volcanic plumes. *Geophys. Res. Lett.*, 28:3621–3624, 2001.
- Bursik, M. I. et Woods, A. W. : The dynamics and thermodynamics of large ash flows. *Bull. Volcanol.*, 58:175–193, 1996.
- Busby-Spera, C. J. : Depositional features of rhyolitic and andesitic volcanoclastic rocks of the Mineral King submarine caldera complex, Sierra Nevada, California. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 27:43–76, 1986.
- Buttner, K. : Conflagration heat. Chap in : German Aviation Medicine World War II., Washington DC, Dept of the Air Force, US Govt Printing Office., 2(2):1167–1187, 1950.

-
- Calder, E. S., Cole, P. D., Dade, W. B., Druitt, T. H., Hoblitt, R. P., Huppert, H. E., Ritchie, L., Sparks, R. S. J. et Young, S. R. : Mobility of pyroclastic flows and surges at the Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geophysical Research Letters*, 26(5):537–540, 1999. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/1999GL900051>.
- Calder, E. S., Sparks, R. S. J. et Gardeweg, M. C. : Erosion, transport and segregation of pumice and lithic clasts in pyroclastic flows inferred from ignimbrite at Lascar Volcano, Chile. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 104(1):201–235, 2000.
- Calder, E. S., Sparks, R. S. J. et Woods, A. W. : Dynamics of co-ignimbrite plumes generated from pyroclastic flows of Mount St. Helens (7 August 1980). *Bull. Volcanol.*, 58:432–440, 1997.
- Calvari, L., S. and Spampinato et Lodato, . : The 5 April 2003 Vulcanian paroxysmal explosion at Stromboli volcano (Italy) from field observations and thermal data. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 149(1-2):160–175, 2006.
- Calvari, S., Büttner, R., Cristaldi, A., Dellino, P., Giudicepietro, F., Orazi, M., Peluso, R., Spampinato, L., Zimanowski, B. et Boschi, E. : The 7 September 2008 Vulcanian explosion at Stromboli volcano : Multiparametric characterization of the event and quantification of the ejecta. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 117(5):1–17, 2012.
- Carazzo, G. et Jellinek, A. : A new view of the dynamics, stability and longevity of volcanic clouds. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 325–326:39–51, 2012.
- Carazzo, G., Kaminski, E. et Tait, S. : On the dynamics of volcanic columns : a comparison of field data with a new model of negatively buoyant jets. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 178:94–103, 2008.
- Carazzo, G., Kaminski, E. et Tait, S. : The timing and intensity of column collapse during explosive volcanic eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 411, 2015.
- Carey, S. et Sparks, R. : Quantitative models of the fallout and dispersal of tephra from volcanic eruption columns. *Bull. Volcanol.*, 48:109–125, 1986.
- Carey, S. N. et Bursik, M. I. : Volcanic Plumes. page 527–554, 2000. In Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., and Stix, J., editors, *Encyclopedia of Volcanoes*.
- Carey, S. N. et Bursik, M. I. : Volcanic Plumes. *Encyclopedia of Volcanoes*,. 2nd edition:527–544, 2015.
- Carey, S. : Transport and Deposition of Tephra by Pyroclastic Flows and Surges. *SEPM Society for Sedimentary Geology*, 45:39–57, janvier 1991.
- Carman, P. C. : Fluid flow through granular beds. *Chem. Eng. Res. Des.*, 75:S32–S48, 1997.
- Cas, R. A. F., Wright, H. M. N., Folkes, C. B., Lesti, C., Porreca, M., Giordano, G. et Viramonte, J. G. : 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(10):1583–1609, 2011.
- Cas, R. A. F. et Wright, J. V. : Volcanic Successions, Modern and Ancient : A Geological Approach to Processes, Products and Successions. AllenUnwin. 1987.

-
- Cassar, C., Nicolas, M. et Pouliquen, O. : Submarine granular flows down inclined planes. *Phys. Fluids*, 17:103301, 2005.
- Challis, R. E., Povey, M. J. W., Mather, M. L. et Holmes, A. K. : Ultrasound techniques for characterizing colloidal dispersions. *Reports on Progress in Physics*, 68:1541–1637, juillet 2005. ADS Bibcode : 2005RPPh...68.1541C.
- Challis, R. E., Tebbutt, J. S. et Holmes, A. K. : Equivalence between three scattering formulations for ultrasonic wave propagation in particulate mixtures. *Journal of Physics D Applied Physics*, 31:3481–3497, décembre 1998. ADS Bibcode : 1998JPhD...31.3481C.
- Chandrasekhar, S. : *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Oxford : Clarendon, 1961.
- Chao, C. Y. H., Wan, M. P., Morawska, L., Johnson, G. R., Ristovski, Z. D., Hargreaves, M., Mengersen, K., Corbett, S., Li, Y., Xie, X. et Katoshevski, D. : Characterization of expiration air jets and droplet size distributions immediately at the mouth opening. *J. Aerosol Sci.*, 40(2):122–133, 2009.
- Chao, C. Y. H., Wan, M. P., Morawska, L., Johnson, G. R., Ristovski, Z. D., Hargreaves, M., Mengersen, K., Corbett, S., Li, Y., Xie, X. et Katoshevski, D. : Characterization of expiration air jets and droplet size distributions immediately at the mouth opening. *Wastewat. Engin. : Treatment and Res. Rec. McGraw-Hill Edu.*, 40(2):122–133, 2013.
- Chazot, G., Maury, R., Roche, O., Agranier, A. et Lénat, J.-F. : *Volcanologie. De Boeck Supérieur*, 2017.
- Chen, Z. : *Investigations on mesoscale structure in gas–solid fluidization and heterogeneous drag model*, 2016. Publisher : Springer,.
- Chester, D. K., Degg, M., Duncan, A. M. et Guest, J. E. : The increasing exposure of cities to the effects of volcanic eruptions : a global survey. *Glob. Environ. Change Part B Environ. Hazards* 2, 2:89–103, 2000.
- Chouet, B., Hamisevicz, N. et McGetchin, T. R. : Photo ballistics of volcanic jet activity at Stromboli, Italy. *J. Geophys. Res.*, 79:4961–4976, 1974.
- Choux, C. M., Druitt, T. H. et Anonymous. : Analogue Study of Particle Transport and Sedimentation in Pyroclastic Density Currents. *Ins. Phys. Globe Paris*, 2002.
- Christiansen, R. L. et Peterson, D. W. : The 1980 eruptions of Mount St. Helens. Chronology of the 1980 eruptive activity. In Lipman Mullineaux. *Geol Soc. Am. Bull.*, pages 17–67, 1981.
- Chu, C.-S. : New concepts of pulmonary burn injury. *J. Trauma.*, 21:958–961, 1981.
- Chédeville, C. : *Mécanismes d’auto-fluidisation des écoulements pyroclastiques : Approche expérimentale*. Thèse de doctorat, 2016.
- Chédeville, C. et Roche, O. : Autofluidization of pyroclastic flows propagating on rough substrates as shown by laboratory experiments. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(3):1764–1776, 2014.
- Chédeville, C. et Roche, O. : Influence of slope angle on pore pressure generation and kinematics of pyroclastic flows : insights from laboratory experiments. *Bull. Volcanol.*, 77(11):96, novembre 2015.

-
- Cioni, R., Marianelli, P., Santacroce, R. et Sbrana, A. : Plinian and subplinian eruptions. In Sigurdsson, H. and Houghton, B. and McNutt, S. R. and Rymer, H. and Stix, J., editors, *Encyclopedia of Volcanoes*, Academic Press. pages 477–495, 2000.
- Cisneros de León, A., Schindlbeck-Belo, J. C., Kutterolf, S., Danisik, M., Schmitt, A. K., Freundt, A., Pérez, W., Harvey, J. C., Wang, K.-L. et Lee, H.-Y. : A history of violence : magma incubation, timing and tephra distribution of the Los Chocoyos supereruption (Atitlán Caldera, Guatemala). *J. Quatern. Sci.*, 36(2):169–176, 2021.
- Clarke, A., Voight, B., Neri, A. et Macedonio, G. : Transient dynamics of Vulcanian explosions and column collapse. *Nat.*, 415:897–901, 2002.
- Clarke, A. B., Hidayat, D. et Voight, B. : Pyroclastic current speedometer/densitometer from dynamics of tree or pole blow-down. *Abstr. IAVCEI Gen. Ass. : Volcan. Act. and the Env.*, 100:8, 1997.
- Clarke, A. B. et Voight, B. : Pyroclastic current dynamic pressure from aerodynamics of tree or pole blow-down. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 100(1):395–412, juillet 2000.
- Clift, R. et Gauvin, W. H. : The motion of particles in turbulent gas streams. *Proc. Chemeca*, 70:14–28, 1970.
- Cole, J. W. : Calderas and caldera structures : a review. *Earth Sci. Rev.*, 69(1-2):1–26, 2005.
- Cole, P. D., Calder, E. S., Druitt, T. H., Hoblitt, R., Robertson, R., Sparks, R. S. J. et Young, S. R. : Pyroclastic flows generated by gravitational instability of the 1996-97 Lava Dome of Soufriere Hills Volcano, Montserrat. *Geophys. Res. Lett.*, 25(18):3425–3428, 1998.
- Cole, P. D., Neri, A. et Baxter, P. : Hazards from Pyroclastic density currents. In Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., and Stix, J., editors, *Encyclopedia of Volcanoes, 2nd edition*, Academic Press., 261:943–956, 2015.
- Colgate, S. A. et Sigurgeirsson, T. : Dynamic mixing of water and lava. *Nat.*, 244:552–554, 1973.
- Cotes, J. E. et Steel, J. : Work-related lung disorders. *Blackwell, Oxford*, page 436, 1987.
- Cotton, C. A. : Volcanoes as landscape forms. Whitcombe and Tombs Ltd., Auckland, 1-416. 1944.
- Courrech du Pont, S., Gondret, P., Perrin, B. et Rabaud, M. : Granular avalanches in fluids. *Phys. Rev. Lett.*, 17:044301, 2003.
- Cronin, S. J., Lube, G., Dayudi, D. S., Sumarti, S., Subrandiyo, S. et Surono : Insights into the October–November 2010 Gunung Merapi eruption (Central Java, Indonesia) from the stratigraphy, volume and characteristics of its pyroclastic deposits. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 261:244–259, 2013.
- Crowe, C., Sommerfeld, M. et Tsuji, Y. : Multiphase Flows with Droplets and Particles. *CRC Press*, 1997.
- da Cruz, F., Emam, S., Prochnow, M., Roux, J. et Chevoir, F. : Rheophysics of dense granular materials : Discrete simulation of plane shear flows. *Phys. Rev. E*, 43:021309, 2005.

-
- Danielsen, E. F. : Trajectories of the mount st. Helens eruption plume. *Sci.*, 211:819–821, 1981.
- Dasgupta, S., Jackson, R. et Sundaresan, S. : Turbulent gas-particle flow in vertical risers. *AIChE J.*, 40:215–228, 1994.
- Davidson, P. A. : *Turbulence : An Introduction for Scientists and Engineers*. Oxford University Press, 2015. Google-Books-ID : VbIDCQAAQBAJ.
- Davies, D. K., Quearry, M. W. et Bonis, S. B. : Glowing avalanches from the 1974 eruption of volcano Fuego, Guatemala. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 89:369–384, 1978.
- De Angelis, S., Bass, V., Hards, V. et Ryan, G. : Seismic characterization of pyroclastic flow activity at Soufrière Hills Volcano, Montserrat, 8 January 2007. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, 7:467–472, 2007.
- de Silva, S., Zandt, G., Trumbull, R., Viramonte, J., Salas, G. et Jimenez, N. : Large ignimbrite eruptions and volcano-tectonic depressions in the Central Andes : a thermomechanical perspective. *Geol. Soc. Lond., Spec. Publ.*, 269(1):47–63, 2006.
- Degruyter, W. et Bonadonna, C. : Improving on mass flow rate estimates of volcanic eruptions. *Geophys. Res. Lett.*, 39:L16308, 2012.
- Del Bello, E., Taddeucci, J., de' Michieli Vitturi, M., Scarlato, P., Andronico, D. et Scollo, S. e. a. : Effect of particle volume fraction on the settling velocity of volcanic ash particles : Insights from joint experimental and numerical simulations. *Sci. Rep.*, 7, 2017.
- Dellino, P., Büttner, R., Dioguardi, F., Doronzo, D. M., La Volpe, L., Mele, D., Sonder, I., Sulpizio, R. et Zimanowski, B. : Experimental evidence links volcanic particle characteristics to pyroclastic flow hazard. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 295(1):314–320, 2010.
- Dellino, P., Dioguardi, F., Doronzo, D. M. et Mele, D. : The entrainment rate of non-Boussinesq hazardous geophysical gas-particle flows : an experimental model with application to pyroclastic density currents. *Geophys. Res. Lett.*, 46:12851–12861, 2019.
- Dellino, P., Dioguardi, F., Mele, D., D'Addabbo, M., Zimanowski, B., Büttner, R., Doronzo, D. M., Sonder, I., Sulpizio, R., Dürig, T. et La Volpe, L. : Volcanic jets, plumes, and collapsing fountains : evidence from large-scale experiments, with particular emphasis on the entrainment rate. *Bull. Volcanol.*, 76, 2014.
- Dellino, P., Zimanowski, B., Büttner, R., La Volpe, L., Mele, D. et Sulpizio, R. : Large-scale experiments on the mechanisms of pyroclastic flows : design, engineering, and first results. *J. Geophys. Res.*, 112:B04202, 2007.
- Dellino, P., Isaia, R. et Veneruso, M. : Turbulent boundary layer shear flows as an approximation of base surges at Campi Flegrei (Southern Italy). *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 133(1):211–228, mai 2004.
- Desaga, H. : Experimental investigations of the action of dust. *In : German Avia. Med. World War II, vol 2. US Gov. Print. Off. Dep. Air Force, Washington DC*, 1:1188–1203, 1950.
- Devenish, B. : Using simple plume models to refine the source mass flux of volcanic eruptions according to atmospheric conditions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 256:118–127, avril 2013.

-
- Di Muro, A., Neri, A. et Rosi, M. : Contemporaneous convective and collapsing eruptive dynamics : the transitional regime of explosive eruptions. *Geophys. Res. Lett.*, 31:L10607, 2004.
- Dimotakis, P. E. : The mixing transition in turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, 409:69–98, 2000.
- Dobran, F., Neri, A. et Macedonio, G. : Numerical simulation of collapsing volcanic columns. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 98:4231–4259, mars 1993.
- Douillet, G., Rasmussen, K., Kueppers, U., Castro, D., Merrison, J., Iversen, J. J. et Dingwell, D. : Saltation threshold for pyroclasts at various bedslopes : Wind tunnel measurements. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 278, 2014.
- Douillet, G. A., Pacheco, D. A. et Kueppers, U. e. a. : Dune bedforms produced by dilute pyroclastic density currents from the August 2006 eruption of Tungurahua volcano, Ecuador. *Bull. Volcanol.*, 75:1–20, 2013.
- Drazin, P. G. et Reid, W. H. : *Hydrodynamic Stability*. Cambridge, UK : Cambridge Univ. Press, 1981.
- Druitt, T. H. : Vent evolution and lag breccia formation during the Cape Riva eruption of Santorini, Greece. *J. Geol.*, 93:439–54, 1985.
- Druitt, T. H. : Settling behaviour of concentrated dispersions and some volcanological applications. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 65(1):27–39, 1995.
- Druitt, T. H. : Pyroclastic density currents. *Geol. Soc.*, 145(1):145–182, 1998.
- Druitt, T. H., Avard, G., Bruni, G., Lettieri, P. et Maez, F. : Gas retention in fine-grained pyroclastic flow materials at high temperatures. *Bull. Volcanol.*, 69:881–901, 2007.
- Druitt, T. H. et Bacon, C. R. : Lithic breccia and ignimbrite erupted during the collapse of Crater Lake Caldera, Oregon. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 29(1):1–32, 1986.
- Druitt, T. H., Bruni, G., Lettieri, P. et Yates, J. G. : The fluidization behaviour of ignimbrite at high temperature and with mechanical agitation. *Geophys. Res. Lett.*, 31:L02604, 2004.
- Druitt, T. H., Calder, E. S., D., C. P., Hoblitt, R. P., Loughin, S. C., Norton, G. E., Ritchie, L. J., Sparks, R. S. J. et Voight, B. : Small-volume, highly mobile pyroclastic flows formed by rapid sedimentation from pyroclastic surges at Soufriere Hills Volcano, Montserrat ; an important volcanic hazard. *Geol. Soc. Lond. Mem.*, 21:263–279, 2002.
- Druitt, T. H., Mellors, R. A., Pyle, D. M. et Sparks, R. S. J. : Explosive volcanism on Santorini, Greece. *Geol. Mag.*, 126:95–126, 1989.
- Druitt, T. H. et Sparks, R. S. J. : A proximal ignimbrite breccia facies on santorini , Greece. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 13(1):147–171, 1982.
- Druitt, T. H. et Sparks, R. S. J. : On the formation of calderas during ignimbrite eruptions. *Nat.*, 310(5979):679–681, 1984.
- Dufek, J. : The Fluid Mechanics of Pyroclastic Density Currents. *An. Rev. Fluid Mech.*, 48 (1):459–485, 2016.

-
- Dufek, J. et Bergantz, G. W. : Suspended load and bed-load transport of particle-laden gravity currents : the role of particle-bed interaction. *Theor. Comp. Fluid Dyn.*, 21:119–145, 2007a.
- Dufek, J. et Bergantz, G. W. : Dynamics and deposits generated by the Kos Plateau Tuff eruption : Controls of basal particle loss on pyroclastic flow transport. *Geochem. Geophys. Geosy.*, 8:1525–2027, 2007b.
- Dufek, J., Esposti, O. T. et Roche, O. : Chapter 35-pyroclastic density currents : processes and models. In Sigurdsson, H. *The Encyclopedia of Volcanoes, 2nd edn (Academic Press)*, page 617–629, 2015.
- Dufek, J. et Manga, M. : In situ production of ash in pyroclastic flows. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 113:B09207, 2008.
- D’Auria, L., Giudicepietro, F., Martini, M. et Peluso, R. : Seismological insight into the kinematics of the 5 April 2003 Vulcanian explosion at Stromboli volcano (southern Italy). *Geophys. Res. Lett.*, 33(8):L08308, 2006.
- Efford, J. T., Bylsma, R. J., Clarkson, B. D., Pittari, A., Mauriohooho, K. et Moon, V. G. : Vegetation dieback as a proxy for temperature within a wet pyroclastic density current : a novel experiment and observations from the 6th of August 2012 Tongariro eruption. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 286:367–372, 2014.
- Elghobashi, S. : On predicting particle-laden turbulent flows. *App. Scie. Res.*, 52(4):309–329, 1994.
- Elston, W. E. : Mid-Tertiary ash-flow cauldrons, southwestern New Mexico. *J. Geophys. Res.*, 89B:8733–8750, 1984.
- Epstein, P. S. et Carhart, R. R. : The absorption of sound in suspensions and emulsions. I. Waterfog in air. *J. Acoust. Soc. Am.*, 25:553–565, 1972.
- Esposti Ongaro, T., Clarke, A. B. et Neri, A. e. a. : Fluid dynamics of the 1997 Boxing Day volcanic blast on Montserrat, West Indies. *Leidse. Geol. Meded.*, (6):45–49, 2008a.
- Esposti Ongaro, T., Clarke, A. B., Voight, B., Neri, A. et Widiwijayanti, C. : Multiphase flow dynamics of pyroclastic density currents during the May 18, 1980 lateral blast of Mount St. Helens. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 117(B6), 2012.
- Esposti Ongaro, T., Neri, A., Menconi, G., De’ Michieli Vitturi, M., Marianelli, P., Cavazzoni, C., Erbacci, G. et Baxter, P. : Transient 3D numerical simulations of column collapse and pyroclastic density current scenarios at Vesuvius. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 178, 2008b.
- Esposti Ongaro, T., Widiwijayanti, C., Clarke, A., Voight, B. et Neri, A. : Multiphase-flow numerical modeling of the 18 May 1980 lateral blast at Mount St. Helens, USA. *Geol.*, 39:535–538, 2011.
- Evesque, P. : Analysis of the statistics of sandpile avalanches using soil-mechanics results and concepts. *Phys. Rev. A*, 43(6):2720–2740, 1991.
- Fenner, C. N. : The Katmai region, Alaska, and the great eruption of 1912. *J. Geol.*, 28:569–606, 1920.

-
- Ferguson, C. A., McIntosh, W. C. et Miller, C. F. : Silver Creek caldera—The tectonically dismembered source of the Peach Spring Tuff. *Geol.*, 41:3–6, 2013.
- Fierstein, J. et H, W. : The Plinian eruptions of 1912 at Novarupta, Katmai National Park, Alaska. *Bull. Volcanol.*, 54:646–684, 1992.
- Fink, J. H. et Kieffer, S. W. : Estimate of pyroclastic flow velocities resulting from explosive decompression of lava domes. *Nat.*, 363(6430):612–615, 1993.
- Fisher, R. : Decoupling of pyroclastic currents : hazards assessment. *J. Volc. and Geo. Res.*, 66:257–263, 1995.
- Fisher, R. V. et Heiken, G. : Mt. Pelée, Martinique : May 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 13:263–279, 1982.
- Fisher, R. V., Orsi, G., Ort, M. et Heiken, G. : Mobility of a large-volume pyroclastic flow : emplacement of the Campanian ignimbrite, Italy. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 56:262–275, 1993.
- Fisher, R. V. et Schmincke, H.-U. : Pyroclastic rocks. Berlin : Springer-Verlag. 1984.
- Fisher, R. V. et Heiken, G. : Mt. Pelée, Martinique : May 8 and 20, 1902, pyroclastic flows and surges — Reply. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 19(1):180–184, novembre 1983.
- Foerster, S., Louge, M., Chang, H. et Allia, K. : Measurements of the Collision Properties of Small Spheres. *Phys. Fluids*, 6:1108–1115, mars 1994.
- Fontijri, K., Ernst, C., G. G. J. Bonadonna, Elbung, E., M.A Mbede et Jacobs, P. : The 4-ka Bungwe Pumice (South-Western Tanzania) : A wind-still Plinian eruption. *Bull. Volcanol.*, 193:1529–1540, 2011.
- Francis, P. : Volcanoes - A Planetary perspective. *Oxf. Univ. Press.*, 1993.
- Freundt, A. et Schmincke, H.-U. : Lithic-enriched segregation bodies in pyroclastic flow deposits of Laacher See Volcano (East Eifel, Germany). *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 25:193–224, 1985.
- Freundt, A. et Schmincke, H.-U. : Eruption and emplacement of a basaltic welded ignimbrite during caldera formation on Gran Canaria. *Bull. Volcanol.*, 56:640–659, 1995.
- Fries, A., Roche, O. et Carazzo, G. : Granular mixture deflation and generation of pore fluid pressure at the impact zone of a pyroclastic fountain : Experimental insights. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 414, 2021.
- Fudali, R. F. et Melson, W. G. : Ejecta velocities, magma chamber pressure and kinetic energy associated with the 1968 eruption of Arenal volcano. *Bull. Volcanol.*, 35:383–401, 1972.
- Fujinawa, A., Ban, M., Ohba, T., Kontani, K. et Miura, K. : Characterization of low-temperature pyroclastic surges that occurred in the northeastern Japan arc during the late 19th century. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 178:113–130, 2008.
- Fullmer, W. D. et Hrenya, C. M. : Quantitative assessment of fine-grid kinetic-theory-based predictions of mean-slip in unbounded fluidization. *AIChE J.*, 62:11–17, 2016.

-
- Fullmer, W. D. et Hrenya, C. M. : The Clustering Instability in Rapid Granular and Gas-Solid Flows. *Ann. Rev. Fluid Mechanics.*, 49:485–510, 2017.
- Garzó, V. : Instabilities in a free granular fluid described by the Enskog equation. *Phys. Rev. E*, 72(2):021106, 2005.
- Geldart, D. : Gas fluidization technology. janvier 1986. Publisher : John Wiley and Sons Inc., New York, NY.
- Geshi, N., Ruch, J. et Acocella, V. : Evaluating volumes for magma chambers and magma withdrawn for caldera collapse. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 396:107–115, 2014.
- Geyer, A., Folch, A. et Martí, J. : Relationship between caldera collapse and magma chamber withdrawal : An experimental approach. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 157(4):375–386, octobre 2006.
- Giannetti, B. et De Casa, G. : Stratigraphy, chronology and sedimentology of ignimbrites from the white trachytic tuff, Roccamonfina Volcano, Italy. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 96:243–295, 1992.
- Gidaspow, D. : *Multiphase Flow and Fluidization*. Academic Press., 1994.
- Giordano, G. : Facies characteristics and magma-water interaction of the White Trachytic Tuffs (Roccamonfina Volcano, southern Italy). *Bull. Volcanol.*, 60:10–26, 1998.
- Giordano, G. et Cas, R. A. F. : Classification of ignimbrites and their eruptions. *Earth Sci. Rev.*, 200:103697, 2021.
- Giordano, G. et De Astis, G. : The summer 2019 basaltic Vulcanian eruptions (paroxysms) of Stromboli. *Bull. Volcanol.*, 83, 2020.
- Girolami, L., Druitt, T. H. et Roche, O. : 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, 2015.
- Girolami, L., Druitt, T. H., Roche, O. et Khrabrykh, Z. : Propagation and hindered settling of laboratory ash flows. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 113:B02202, 2008.
- Girolami, L., Roche, O., Druitt, T. H. et Corpetti, T. : Particle velocity fields and depositional processes in laboratory ash flows, with implications for the sedimentation of dense pyroclastic flows. *Bull. Volcanol.*, 72:747–759, 2010.
- Glasstone, S. et Dolan, P. J. : The effects of nuclear weapons. *US Dept. Def., Washing. DC*, 3:265–275, 1977.
- Goldhirsch, I. : Rapid Granular Flows. *An. Rev. Fluid Mech.*, 35(1):267–293, 2003.
- Goldhirsch, I., Tan, M. L. et Zanetti, G. : A molecular dynamical study of granular fluids I : The unforced granular gas in two dimensions. *J. Sci. Comp.*, 8(1):1–40, 1993.
- Goldhirsch, I. et Zanetti, G. : Clustering instability in dissipative gases. *Phys. Rev. Lett.*, 70:1619–1622, 1993.

-
- Goldshtein, A. et Shapiro, M. : Mechanics of collisional motion of granular materials. Part 1. General hydrodynamic equations. *J. Fluid Mech.*, 282:75–114, 1995.
- Goldsmith, W. : *Impact. The theory and physical behaviour of colliding solids*. Lond., Edward Arnold, 1960.
- Goudie, A. S. et Middleton, N. J. : Saharan dust storms : nature and consequences. *Earth Sci. Rev.*, 56(1):179–204, 2001.
- Grabowski, W. W. et Wang, L.-P. : Growth of Cloud Droplets in a Turbulent Environment. *An. Rev. Fluid. Mech.*, 45:293–324, 2013.
- Graf, H., Herzog, M., Oberhuber, J. et Textor, C. : (D20).
- Group, W. B. : Forensic analysis of the conditions of disaster risk in the 2018 Volcano of Fire (Volcán de Fuego) eruption : opportunities for the strengthening of disaster risk management in Guatemala. *World Bank*, 2018.
- Gudmundsson, A. : Infrastructure and mechanics of volcanic systems in Iceland. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 64(1):1–22, février 1995.
- Gueugneau, V., Kelfoun, K., Charbonnier, S., Germa, A. et Carazzo, G. : Dynamics and Impacts of the May 8th, 1902 Pyroclastic Current at Mount Pelée (Martinique) : New Insights From Numerical Modeling. *Frontiers in Earth Science*, 8, 2020.
- Gunawan, H., Surono, Budianto, A., Prambada, O., McCausland, W., Pallister, J. et Iguchi, M. : Overview of the eruptions of Sinabung Volcano, 2010 and 2013–present and details of the 2013 phreatomagmatic phase. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 382:103–119, 2019.
- Guo, L. et Capecehatro, J. : The role of clusters on heat transfer in sedimenting gas-solid flows. *Int. J. Heat Mass Trans.*, 132:1217–1230, 2019.
- Gurioli, L., Pareschi, M. T., Zanella, E., Lanza, R., Deluca, E. et Bisson, M. : Interaction of pyroclastic currents with human settlements : evidences from ancient Pompeii. *Geol.*, 33:441–444, 2005.
- Hall, M. L., Steele, A., Mothes, P. et Ruiz, M. : Pyroclastic density currents (PDC) of the 16-17 August 2006 eruptions of Tungurahua volcano, Ecuador : Geophysical registry and characteristics. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 265:78–93, 2013.
- Harker, A. H. et Temple, J. A. : Velocity and attenuation of ultrasound in suspensions of particles in fluids. *J. Phys. D Appl. Phys.*, 21:1576–1588, 1988.
- Harris, A. et Ripepe, M. : Synergy of multiple geophysical approaches to unravel explosive eruption conduit and source dynamics—a case study from Stromboli. *Geoch.*, 66(1):1–35, 2007a.
- Hay, R. L. : Formation of the crystal-rich glowing avalanche deposits of St. Vincent, B. W. I. *J. Geol.*, 67:540–562, 1959.
- Heap, M. J., Kolzenburg, S., Russell, J. K., Campbell, M. E. et Welles, J. e. a. : Conditions and timescales for welding block-and-ash flow deposits. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 289:202–209, 2014.

-
- Heiken, G., Goff, F., Stix, J., Tamanyu, S., Shafiqullah, M. et Garcia, S. : Intracaldera volcanic activity, Toledo Caldera and embayment, Jemez Mountains, New Mexico. *J. Geophys. Res.*, 91B:1799 – 1815, 1986.
- Heiken, G. H. : An atlas of volcanic ash. *Smithsonian Contr. Earth Sci.*, (12), 1974.
- Heiken, G. H. : Morphology and petrology of volcanic ashes. *Geol Soc. Am. Bull.*, 83:1961–1988, 1978.
- Heilprin, A. : Mont Pelee and the tragedy of Martinique. *Lipp. Phil. London*, 8, 1903.
- Hendry, A. W., Sinha, B. et Davies, S. : Design of masonry structures. *Taylor Francis. Ind. Nat. Dis. Man. Agency (BNPB), 2010. Data korban erupsi Gunung Merapi (12 December)*, 1997.
- Henry, C. D. et John, D. A. : Magmatism, ash-flow tuffs, and calderas of the ignimbrite flareup in the western Nevada volcanic field, Great Basin, USA. *Geosph.*, 9(3):951–1008, 2013.
- Hildreth, W., Christiansen, R. L. et O’Neil, J. R. : Catastrophic isotopic modification of rhyolitic magma at times of caldera subsidence, Yellowstone plateau volcanic field. *J. Geophys. Res.*, 89B:8339–8369, 1984.
- Hoblitt, R. P., Miller, C. D. et Vallance, J. W. : Origin and stratigraphy of the deposit produced by the May 18 directed blast. In Lipman Mullineaux. pages 401–419, 1981.
- Hoblitt, R. P. : Observations of the eruptions of July 22 and August 7, 1980, at Mount St. Helens, Washington. *Professional Paper*, 1986. Number : 1335.
- Hofmann, W., Morawska, L. et Bergmann, R. : “Environmental tobacco smoke deposition in the human respiratory tract : Differences between experimental and theoretical approaches,”. *J. Aerosol Med*, 14(3):317–326, 2001.
- Holloway, W., Sun, J. et Sundaresan, S. : Effect of microstructural anisotropy on the fluid-particle drag force and the stability of the uniformly fluidized state. *J. Fluid Mech.*, 713:27–49, 2012.
- Hool, J. N. : Appendix 1 : Reports on the bending of the Higaturu Flagpole. In : Taylor, G.A., 1958. *The 1951 eruption of Mount Lamington, Papua.*, Bull., 100(38), 1958.
- Horio, M. et Kuroki, H. : Three-dimensional flow visualization of dilutely dispersed solids in bubbling and circulating fluidized beds. *Chem. Eng. Sci.*, 49:2413–2421, 1994.
- Houghton, B., Weaver, S., Wilson, C. et Lanphere, M. : Evolution of a Quaternary peralkaline volcano : Mayor Island, New Zealand. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 11:217–236, 1992.
- Hoyal, D. C. J. D., Bursik, M. I. et Arkinson, J. F. : The influence of diffusive convection on sedimentation from buoyant plumes. *Mar. Geol.*, 159:205–220, 1999.
- Hrenya, C. M. et Sinclair, J. L. : Effects of particle-phase turbulence in gas-solid flows. *AIChE J.*, 43:853–859, 1997.
- Huppert, H. E. et Manins, P. C. : Limiting conditions for salt-fingering interface. *Deep-Sea Res.*, 20:315–323, 1973.

-
- Igci, Y., Andrews, A. T., Sundaresan, S., Pannala, S. et O'Brien, T. : Filtered two-fluid models for fluidized gas-particle suspensions. *AIChE J.*, 54:1431–1348, 2008.
- Ishii, M. et T., H. : Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow. *New York : Springer. 2nd ed*, pages 12–21, 2011.
- Iverson, R. : Regulation of landslide motion by dilatancy and pore pressure feedback. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- Iverson, R. M. : The physics of debris flows, *Rev. Geophys., J. Fluid Mech.*, 35:245–296, 1997.
- Iverson, R. M. et Denlinger, R. P. : Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain : 1. Coulomb mixture theory. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 106(B1):537–552, 2001.
- Jenkins, S., Komorowski, J. C., Baxter, P. J., Spence, R., Picquout, A., Lavigne, F. et Surono : The Merapi 2010 eruption : An interdisciplinary impact assessment methodology for studying pyroclastic density current dynamics. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 261:316–329, 2013.
- Jessop, D. E., Gilchrist, J., Jellinek, A. M. et O., R. : Are eruptions from linear fissures and caldera ring dykes more likely to produce pyroclastic flows? *Earth Planet. Sci. Lett.*, 425, 2016.
- Jessop, D. E. et Jellinek, A. M. : Effects of particle mixtures and nozzle geometry on entrainment into volcanic jets. *Geophysical Research Letters*, 41(11):3858–3863, 2014. _eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2014GL060059>.
- Johansen, A., Oishi, J., Low, M.-M., Klahr, H., Henning, T. et Youdin, A. : Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks. *Nat.*, 448:1022–1025, 2007.
- Kajishima, T. et Takiguchi, S. : Interaction between Particle Clusters and Particle-Induced Turbulence. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 23:639–646, 2002.
- Kaminski, E. et Jaupart, C. : Marginal stability of atmospheric eruption columns and pyroclastic flow generation. *J. Geophys. Res.*, 106:21785–21798, 2001.
- Kaminski, E., Tait, S. et Carazzo, G. : Turbulent entrainment in jets with arbitrary buoyancy. *J. Fluid Mech.*, 526:361–376, 2005.
- Kandlbauer, J. et Sparks, R. S. J. : New estimates of the 1815 Tambora eruption volume. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 286:93–100, 2014.
- Kaneko, T., Maeno, F. et Nakada, S. : 2014 Mount Ontake eruption : characteristics of the phreatic eruption as inferred from aerial observations. *Earth Planet. Space*, 68:72, 2016.
- Karstens, J., Preine, J., Crutchley, G., Kutterolf, S., van der Bilt, W., Hooft, E., Druitt, T. H., Schmid, F., Cederstrøm, J., Hübscher, C., Nomikou, P., Carey, S., Kühn, M., Elger, J. et Berndt, C. : Revised Minoan eruption volume as benchmark for large volcanic eruptions. *Nat. Commun.*, 14:2497, 2023.
- Kerr, R. C. : Dissolving driven by vigorous compositional convection. *J. Fluid. Mech.*, 280:287–302, 1973.

-
- Kieffer, S. W. : The 1980 eruptions of Mount St. Helens, Washington. Fluid dynamics of the May 18 blast at Mount St. Helens. In : LIPMAN, P. W. and MULLINEAUX, D. R. (eds) The 1980 Eruptions of Mount St. Helens, Washington. *US Geol. Survey Prof. Paper*, 1250:379–400, 1981.
- Kieffer, S. W. et Sturtevant, B. : Erosional furrows formed during the lateral blast at Mount St Helens, May 18 1980. *J. Geophys. Res.*, 93:14793–14816, 1988.
- Kienle, J., Kyle, P. R., Self, S., Motyka, R. J. et Lorenz, V. : Ukinrek maars, Alaska, I. April 1977 eruption sequence, petrology and tectonic setting. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 7:11–37, 1980.
- Koch, D. L. et Sangani, A. S. : Particle pressure and marginal stability limits for a homogeneous monodisperse gas-fluidized bed : kinetic theory and numerical simulations. *J. Fluid Mech.*, 400:229–263, 1999.
- Kokelaar, B. P. : The mechanism of surtseyan volcanism. *J. Geol Soc. Lond.*, 140:939–44, 1983.
- Komorowski, J.-C., Jenkins, S. et Baxter, J. B. e. a. : 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, 2013.
- Konrad, J. H. : *An experimental investigation of mixing in two-dimensional turbulence flows with application to diffusion-limited chemical reactions*. Thèse de doctorat, 1976.
- Konrad, J. H. : Structure in turbulent mixing layers and wakes using a chemical reaction. *J. Fluid Mech.*, 109:1–24, 1981.
- Korringa, M. K. : Linear vent area of the Soldier Meadow Tuff, an ash-flow sheet in northwestern Nevada. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84:3849–3866, 1973.
- Koyaguchi, T., Suzuki, Y. J. et Kozono, T. : Effects of the crater on eruption column dynamics. *J. Geophys. Res.*, 115, 2010.
- Koyaguchi, T. et Woods, A. : On the formation of eruption columns following explosive mixing of magma and surface-water. *J. Geophys. Res.*, 101(B3):5561–5574, 1996.
- Kremer, G. M., Santos, A. et Garzó, V. : Transport coefficients of a granular gas of inelastic rough hard spheres. *Phys. Rev. E*, 90:022205, 2014.
- Kuno, H. : Characteristics of Deposits formed by Pumice Flows and Those by Ejected Pumice. mars 1941.
- Kuno, H., Ishikawa, T., Katsui, Y., Yago, K., M., Y. et S., T. : Sorting of pumice and lithic fragments as a key eruptive and emplacement mechanisms. *J. Geol. Geogr.*, 35:223–38, 1964.
- Köhler, A., McElwaine, J. N., Sovilla, B., Ash, M. et Brennan, P. : The dynamics of surges in the 3 February 2015 avalanches in Vallée de la Sionne. *J. Geophys. Res. : Earth Surf.*, 121 (11):2192–2210, 2016.
- La Felice, S. et Landi, P. : The 2009 paroxysmal explosions at Stromboli (Italy) : Magma mixing and eruption dynamics. *Bull. Volcanol.*, 73(9):1147–1154, 2011.

-
- Labous, L., Rosato, A. D. et Dave, R. N. : Measurement of collisional properties of spheres using high-speed video analysis. *Phys. Rev. E*, 56:5717–5725, mars 2000.
- Lacroix, A. : La Montagne Pelee et ses éruptions. *Masson, Paris*, 1904.
- Lagmay, A. M. F., Balangue-Tarriela, M. I. R., Aurelio, M., Ybanez, R., Bonus-Ybanez, A., Sulapas, J., Baldago, C., Sarmiento, D. M., Cabria, H., Rodolfo, R., Rafael, D. J., Trinidad, J. R., Obille Jr, E. et Rosell, N. : Hazardous base surges of Taal’s 2020 eruption. *Sci. Rep.*, 11:15703, 2021.
- Leibrandt, S. et Le Pennec, J.-L. : Towards fast and routine analyses of volcanic ash morphology for eruption surveillance applications. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 297:11–27, 2015.
- Li, H., Xia, Y., Tung, Y. et Kwauk, M. : Micro-visualization of clusters in a fast fluidized bed. *Pow. Technol.*, 66(3):231–235, 1991.
- Li, J., Ge, W., Wang, W., Yang, N., Liu, X., Wang, L., He, X., Wang, X., Wang, J. et Kwauk, M. : *From Multiscale Modeling to Meso-Science : A Chemical Engineering Perspective*. New York : Springer, 2013.
- Lipman, P. et Mullineaux, D. R. : (Eds.). *The 1980 Eruptions of Mount St. Helens, Washington.*, pages 1–844, 1981.
- Lipman, P. W. : Calderas. In : *Sigurdsson, H. (Ed.), Encyclopedia of Volcanoes. Academic Press, San Francisco.*, 25:643–662, 2000b.
- Lipman, P. : The Roots of Ash Flow Calderas in Western North America : Windows Into the Tops of Granitic Batholiths. *J. Geophys. Res.*, 89:8801–8841, janvier 1984.
- Lipman, P., Steven, T., Luedke, R. et Burbank, W. : Revised volcanic history of the San Juan, Uncompahgre, Silverton, and Lake City calderas in the western San Juan Mountains, Colorado. *U.S. Geol. Survey J. Res.*, 1:627–642, 1973.
- Lirer, L., Pescatore, T., Booth, B. et Walker, G. P. L. : Two Plinian Pumice-Fall Deposits from Somma-Vesuvius, Italy. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84:759, 1973.
- Louge, M., Mastorakos, E. et Jenkins, J. : The role of particle collisions in pneumatic transport. *J. Fluid Mech.*, 231:345–359, 1991.
- Loughlin, S., Baxter, P., Aspinall, W., Darroux, B., Harford, C. et Miller, A. : In : *Druitt, T.H. and Kokelaar, B.P. (Eds.), The Eruption of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, from 1995 to 1999 : Geological Society London, Memoirs.*, *J. Geophys. Res.*, 21:211–230, 2002.
- Lube, G., Breard, E., Esposti Ongaro, T., Dufek, J. et Brand, B. : Multiphase flow behaviour and hazard prediction of pyroclastic density currents. *Nat. Rev. Earth Env.*, 1, 2020.
- Lube, G., Breard, E. C. P., Cronin, S., Procter, J. N., Brenna, M., Moebis, A., Pardo, N., Stewart, R. B., Jolly, A. et Fournier, N. : Dynamics of surges generated by hydrothermal blasts during the 6 August 2012 Te Maari eruption, Mt. Tongariro, New Zealand. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 286:348–366, 2014.
- Lube, G., Breard, E. C. P. C. P., Cronin, S. J. et Jones, J. : Synthesizing large-scale pyroclastic flows : Experimental design, scaling, and first results from PELE. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 120:1487–1502, 2015.

-
- Lube, G., Breard, E. C. P. C. P., Jones, J., Fullard, L., Dufek, J., Cronin, S. J. et Wang, T. : Generation of air lubrication within pyroclastic density currents. *Nat. Geosci.*, 12(5):381–386, 2019.
- Lube, G., Cronin, S. et Procter, J. : Explaining the extreme mobility of volcanic ice-slurry flows, Ruapehu volcano, New Zealand. *Geol.*, 37:15–18, 2009.
- Macorps, E., Charbonnier, S. J., Varley, N. R., Capra, L., Atlas, Z. et Cabré, J. : Stratigraphy, sedimentology and inferred flow dynamics from the July 2015 block-and-ash flow deposits at Volcán de Colima, Mexico. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 349:99–116, 2018.
- Mandeville, C., Carey, S., Sigurdsson, H. et King, J. : Paleomagnetic evidence for high temperature emplacement of the 1883 subaqueous pyroclastic flows from Krakatau volcano, Indonesia. *J. Geophys. Res.*, 99:9487–9504, 1994.
- Mandeville, C., Carey, S. et Sigurdsson, H. : Sedimentology of the Krakatau 1883 submarine pyroclastic deposits. *Bull. Volcanol.*, 57:512–529, 1996.
- Mangeney, A., Roche, O., Hungr, O., Mangold, N., Faccanoni, G. et Lucas, A. : Erosion and mobility in granular collapse over sloping beds. *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 115:F03040, 2010.
- Marchetti, E., Poggi, P., Delle Donne, M. D., Pistolesi, M., Bonadonna, C. et Bagheri, G. e. a. : Real-time tephra-fallout accumulation rates and grain-size distributions using ash collector and sizer) disdrometers. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 429, 2001.
- Marshall, P. : Acid rocks of the Taupo-Rotorua volcanic district. *Trans. Roy. Soc. New Zealand.*, 64:323–366, 1935.
- Marshall, T. K. : Explosion injuries. In : Tedeschi C. G. and Eckert, W. G. and Tedeschi, L. G. (eds) Forensic Medicine. *Mech. trauma. Saund. Phil.*, 1:612–635, 1977.
- Marti, J. et Gudmundsson, A. : The Las Canadas caldera (Tenerife, Canary Islands) : an overlapping collapse caldera generated by magma-chamber migration. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 103:161–173, 1967.
- Martin, J. et Meiburg, E. : The accumulation and dispersion of heavy particles in forced two dimensional mixing layers : I. The fundamental and subharmonic cases. *Phys. Fluids*, 409: 116–1132, 1994.
- Mastin, L., Guffanti, M., Servranckx, R., Webley, P., Barsotti, S., Dean, K., Durant, A., Ewert, J., Neri, A., Rose, W., Schneider, D., Siebert, L., Stunder, B., Swanson, G., Tupper, A., Volentik, A. et Waythomas, C. : A multidisciplinary effort to assign realistic source parameters to models of volcanic ash-cloud transport and dispersion during eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 186:10–21, 2009.
- Mastin, L. G. : Testing the accuracy of a 1-D volcanic plume model in estimating mass eruption rate. *J. Geophys. Res.*, 119:2474–2495, 2014.
- Mastin, L. et Witter, J. : The hazards of eruptions through lakes and seawater. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 97:195–214, 2000.

-
- Maxey, M. R. et Riley, J. J. : Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Phys. Fluids*, 26(4):883–889, 1983.
- McBirney, A. R. : Factors governing the nature of submarine volcanism. *Bull. Volcanol.*, 26:455–469, 1963.
- McBirney, A. R. : Factors governing the intensity of explosive andesitic eruptions. *Bull. Volcanol.*, 37:443–453, 1973.
- McBirney, A. R. et Noyes, R. M. : Crystallisation and layering of the Skaergaard intrusion. *J. Petrol.*, 20:487–554, 1979.
- McGetchin, T. R. et Ullrich, W. G. : Xenoliths in maars and diatremes with inferences for the Moon, Mars and Venus. *J. Geophys. Res.*, 73:1833–1853, 1973.
- McTaggart, K. C. : The mobility of nuees ardentes. *Am. J. Sci.*, 258:369–382, 1960.
- Miller, C. F. et Wark, D. A. : Supervolcanoes and their explosive supereuptions. *Elements*, 4(1):11–15, 2008.
- Miller, T. P. et Chouet, B. A. : The 1989–1990 eruptions of Redoubt Volcano : an introduction. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 63:1–10, 1994.
- Miller, T. P. et Smith, R. L. : Spectacular mobility of ash flows around Aniakchak and Fisher calderas, Alaska. *Geol.*, 5:173–176, 1977.
- Minakami, T. : On the Distribution of Volcani Ejecta ; Part II. The Distribution of Mt. Asama Pumice in 1783. *Bull. Earthqu. Res. Inst. Univ. Tokyo*, 20:93–106, 1942.
- Minakami, T. : On explosive activities of andesitic volcanoes and their forerunning phenomena. *Bull. Volcanol.*, 10:59–87, 1950.
- Mitrano, P. P., Dahl, S. R., Hilger, A. M., Ewasko, C. J. et Hrenya, C. M. : Dual role of friction in granular flows : attenuation versus enhancement of instabilities. *J. Fluid Mech.*, 729:484–495, 2013.
- Moore, J. G. : Rate of palagonitisation of submarine basalt adjacent to Hawaii, D163-71. *US Geol. Surv. Prof. Pap.*, 30(550-D), 1966.
- Moore, J. G. : Base surge in recent volcanic eruptions. *Bull. Volcanol.*, 30(1):337–363, 1967.
- Moore, J. G. et Melson, W. G. : Nuees ardentes of the 1968 eruption of Mayon Volcano, Philippines. *Bull. Volcanol.*, 33:600–620, 1969.
- Moore, J. G. et Rice, C. J. : Chronology and character of the May 18 1980 explosive eruptions of Mount St. Helens. In : *National Academy of Sciences Special Volume on Explosive Volcanism*,, pages 133–142, 1984.
- Moritz, A. R. et Henriques, F. C. J. : Studies of thermal injury II : the relative importance of time and surface temperature in the causation of cutaneous burns. *Am. J. Pathol.*, 23:695–720, 1947.
- Morrissey, M. M. et Mastin, L. G. : Vulcanian Eruptions. In Sigurdsson, H. and Houghton, B. and McNutt, S. R. and Rymer, H. and Stix, J., editors, *Encyclopedia of Volcanoes*. pages 463–477, 2000.

-
- Morton, B. R., Taylor, G. et Turner, J. S. : Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 234:1–23, 1956.
- Munro, A. et Robertson, G. S. : Respiratory tract injury in burning accidents. *Burns*, 1:285–290, 1975.
- Murai, I. : A study of the textural characteristics of pyroclastic flow deposits in Japan. *Tokyo Univ. Earthqu. Res. Ins. Bull.*, 39:133–248, 1961.
- Métrich, N., Bertagnini, A., Landi, P., Rosi, M. et Belhadj, O. : Triggering mechanism at the origin of paroxysms at Stromboli (Aeolian archipelago, Italy). *Geophys. Res. Lett.*, 32 (10):L10305, 2005.
- Nairn, I. A. et Self, S. : Explosive eruptions and pyroclastic avalanches from Ngauruhoe in February 1975. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 3:39–60, 1978.
- Nairn, I. A., Wood, C. P. et Hewson, C. A. Y. : Phreatic eruptions of Ruapehu : April 1975. N.Z. *J. Geol. Geophys.*, 22:155–173, 1979.
- Nairn, I. A. : Some Studies of the Geology, Volcanic History, and Geothermal Resources of the Okataina Volcanic Centre, Taupo Volcanic Zone, New Zealand. 1981.
- Nakada, S. et Fujii, T. : Preliminary report on the activity at Unzen Volcano (Japan), November 1990–November 1991 : Dacite lava domes and pyroclastic flows. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 54(3):319–333, 1993.
- Nemeth, K., Cronin, S., Charley, D., Harrison, M. et Garae, E. : Exploding lakes in Vanuatu ; “Surtseyan-style” eruptions witnessed on Ambae Island. *Epi.*, 30:87–62, 2006.
- Nemeth, K. et Kosik, S. : Review of explosive hydrovolcanism. *Geosci.*, 10:44, 2020.
- Neri, A. et Dobran, F. : Influence of eruption parameters on the thermofluid dynamics of collapsing volcanic columns. *J. Geophys. Res.*, 99:11833–11857, 1994.
- Neri, A., Muro, A. et Rosi, M. : Mass partition during collapsing and transitional columns by using numerical simulations. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 115:1–18, 2002.
- Neri, A., Ongaro, T. E., Voight, B. et Widiwijayanti, C. : Pyroclastic Density Current Hazards and Risk. In Shroder, J. F. and Papale, P., editors, *Volcanic Hazards, Risks and Disasters*. Elsevier., page 109–140, 2014.
- Neri, A., Ongaro, T., Macedonio, G. et Gidaspow, D. : Multiparticle simulation of collapsing volcanic columns and pyroclastic flow. *J. Geophys. Res.*, 108(B4):2202, 1980.
- Noymer, P. D. et Glicksman, L. R. : Cluster motion and particle-convective heat transfer at the wall of a circulating fluidized bed. *Int. J. Heat Mass Transf.*, 41:147–158, 1998.
- Ogburn, S. E., Calder, E. S., Cole, P. D. et Stinton, A. J. : Chapter 10 The effect of topography on ash-cloud surge generation and propagation. *Geol. Soc. London Mem.*, 39:179–194, 2014.
- Ogden, D., Glatzmaier, G. et Wohletz, K. : Effects of vent overpressure on buoyant eruption columns : implications for plume stability. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 268:283–292, 2008.

-
- Palladino, D. et Valentine, G. : Coarse-tail vertical and lateral grading in pyroclastic flow deposits of the Lateral Volcanic complex (Vulsini, Central Italy) : origin and implications for flow dynamics. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 69(3-4):343–364, 1995.
- Pallister, J. S., Schneider, D., Griswold, J. P., Keeler, R. H., Burton, W. C., Noyles, C., Newhall, C. G. et Ratdomopurbo, A. : Merapi 2010 eruption — Chronology and extrusion rates monitored with satellite radar and used in eruption forecasting. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 261:144–152, 2013.
- Papp, K. : An analysis of volcanic ash plume movement and dispersion within the North Pacific. *M.S. Thesis, Univ. Al. Fairb.*, page 162, 2002.
- Paris, R. : Source mechanisms of volcanic tsunamis. *Phil. Trans. R. Soc. A : Math., Phys. Eng. Sci.*, 2015.
- Pinel, V. et Jaupart, C. : Caldera formation by magma withdrawal from a reservoir beneath a volcanic edifice. *Earth and Planet. Sci. Lett.*, 230(3):273–287, 2005.
- Pollock, N. M., Brand, B. D., Rowley, P. J., Sarocchi, D. et Sulpizio, R. : Inferring pyroclastic density current flow conditions using syn-depositional sedimentary structures. *Bull. Volcanol.*, 81:46, 2019.
- Pope, S. B. : *Turbulent Flows*, 2000.
- Porreca, M., Mattei, M., Macniocai, C., Giordano, G., McClelland, E. et Funicello, R. : Paleomagnetic evidence for low-temperature emplacement of the phreatomagmatic Peperino Albano ignimbrite (Colli Albani volcano, Central Italy). *Bull. Volcanol.*, 70:877–893, 2008.
- Pouliquen, O. et Vallance, J. W. : Segregation induced instabilities of granular fronts. *Chaos*, 9:621–630, 1999.
- Rader, E., Geist, D., Geissman, J., Dufek, J. et Harpp, K. : Hot clasts and cold blasts : Thermal heterogeneity in boiling-over pyroclastic density currents. *Geol. Soc. Lond. Spe. Pub.*, 396, 2015.
- Raju, N. et Meiburg, E. : The accumulation and dispersion of heavy particles in forced two-dimensional mixing layers. II : The effect of gravity. *Phys. Fluids*, 7:1241–1264, 1995.
- Reynolds, O. : An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistances in parallel channels. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, 174:935–982, 1883.
- Rhodes, M. : *Introduction to Particle Technology : Second Edition*. John Wiley & Sons, Ltd, 2008.
- Richardson, J. F., Harker, J. H. et Backhurst, J. R. : Chapter 1—Particulate solids. in *Chemical engineering (5th ed.)*, pages 1–94, 2002.
- Robin, C., Eissen, J. P. et Monzier, M. : Ignimbrites of basaltic andesite and andesite compositions from Tanna, New Hebrides arc. *Bull. Volcanol.*, 56:10–22, 1994.
- Robinson, R. J. et Yu, C. P. : “Deposition of cigarette smoke particles in the human respiratory tract.”. *Aerosol. Sci. Technol.*, 34:202–215, 2001.

-
- Roche, O. : Depositional processes and gas pore pressure in pyroclastic flows : An experimental perspective. *Bull. Volcanol.*, 74, 2012.
- Roche, O., Buesch, D. C. et A., V. G. : Slow-moving and far-travelled dense pyroclastic flows during the Peach Spring super-eruption. *Nat. Comm.*, 7(10890), 2016.
- Roche, O. et Carazzo, G. : The contribution of experimental volcanology to the study of the physics of eruptive processes, and related scaling issues : A review. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 384, 2019.
- Roche, O., Gilbertson, M. A., Phillips, J. C. et Sparks, R. S. J. : Inviscid behaviour of fines-rich pyroclastic flows inferred from experiments on gas–particle mixtures. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 240(2):401–414, 2005.
- Roche, O., Henry, C. D., Azzaoui, N. et Guillin, A. : Long-runout pyroclastic density currents : Analysis and implications. *Geol.*, 50(10):1172–1176, 2022.
- Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y. et Tamburrino, A. : 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. Volcanol. Geotherm. Res.*, 113:B12203, 2008.
- Roche, O., Montserrat, S., Niño, Y. et Tamburrino, A. : Pore fluid pressure and internal kinematics of gravitational laboratory air-particle flows : Insights into the emplacement dynamics of pyroclastic flows. *J. Volcanol. Geotherm. Res. : Sol. Earth*, 115:B09206, 2010.
- Roche, O., van den Wildenberg, S., Valance, A., Delannay, R., Mangeney, A., Corna, L. et Latchimy, T. : Experimental assessment of the effective friction at the base of granular chute flows on a smooth incline. *Phys. Rev. E*, 103:042905, 2021.
- Romano, C., Vona, A., Campagnola, S., Giordano, G., Arienzo, I. et Isaia, R. : Modelling and physico-chemical constraints to the 4.5 ka Agnano-Monte Spina Plinian eruption (Campi Flegrei, Italy). *Chem. Geol.*, 532:119301, 2020.
- Rosi, M. A., Sblana, A. et Principe, C. : The Phlegrean Fields : structural evolution, volcanic history and eruptive mechanisms. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 17:273–288, 1983.
- Ross, C. S. et Smith, R. L. : Ash-flow Tuffs, Their Origin, Geological Relations and Identification. *US Geol. Surv., Prof. Pap.*, page 366, 1961.
- Rouse, H. : Modern conceptions of the mechanics of fluid turbulence. *Trans. Am. Soc. Civ. Engin.*, 1937.
- Rowley, P. D., Macleod, N. S., Kuntz, M. A. et Kaplan, A. M. : Proximal bedded deposits related to pyroclastic flows of May 18, 1980, Mount St Helens, Washington. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 96:1373–1383, 1985.
- Rowley, P. J., Roche, O., Druitt, T. H. et Cas, R. : Experimental study of dense pyroclastic density currents using sustained, gas-fluidized granular flows. *Bull. Volcanol.*, 76(9):855, août 2014.
- Savage, S. B. : The mechanics of rapid granular flows. *Adv. Appl. Mech.*, 24:289–366, 1984.
- Savage, S. B. et Hutter, K. : The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *J. Fluid Mech.*, 199:177 – 215, 1989.

-
- Sawada, Y., Sampei, Y., Hyodo, M., Yagami, T. et Fukue, M. : Estimation of emplacement temperatures of pyroclastic flows using H/C ratios of carbonized wood. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 104(1):1–20, 2000.
- Scandone, R. : Chaotic collapse of calderas. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 42:285–302, août 1990.
- Scherson, Y. D., Woo, S.-G. et Criddle, C. : Production of nitrous oxide from anaerobic digester centrate and its use as a co-oxidant of biogas to enhance energy recovery. *Environ. Sci. Technol.*, 48(10):5612–5619, 2014.
- Schmincke, H. U. : Cone sheet swarm, resurgence of tejeda caldera, and the early geologic history of gran Canaria. *Bull. Volcanol.*, 31:153–162, 1967.
- Schmincke, H.-U. : Phreatomagmatische Phasen in quartären Vulkanen der Osteifel. *Geol. Jahrb.*, 39(A):3–45, 1972.
- Schmincke, H.-U., Fisher, R. V. et Waters, A. C. : Antidune and chute and pool structures in base surge deposits of the Laacher See area, Germany. *Sediment.*, 20:553–574, 1973.
- Schneider, C. A., Rasband, W. S. et Eliceiri, K. W. : NIH Image to ImageJ : 25 years of image analysis. *Nat. Methods*, 9(7):671–675, 2012.
- Scott, W. et McGimsey, R. : Character, mass, distribution, and origin of tephra-fall deposits of the 1989-1990 eruption of Redoubt Volcano, south-central Alaska. In : T.P. Miller and B.A. Chouet (Editors). *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 62:251–272, 1994.
- Self, S., Gertisser, R., Thordarson, T., Rampino, M. et Wolff, J. : Magma volume, volatile emissions, and stratospheric aerosols from the 1815 eruption of Tambora. *Geophysical Research Letters*, 31, octobre 2004.
- Self, S., Goff, F., Gardner, J. N., Wright, J. V. et Kite, W. M. : Explosive rhyolitic volcanism in the Jemez Mountains : Vent locations, caldera development and relation to regional structure. *J. Geophys. Res.*, 91:1779–1798, 1986.
- Self, S., Kienle, J. et Huot, J.-P. : Ukinrek Maars, Alaska, II. Deposits and formation of the 1977 craters. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 7:39–65, 1980.
- Self, S., Rampino, M. R., Newton, M. S. et Wolff, J. A. : Volcanological study of the great Tambora eruption of 1815. *Geol.*, 12(11):659, 1984.
- Self, S. et Sparks, R. S. J. : Characteristics of widespread pyroclastic deposits formed by the interaction of silicic magma and water. *Bull. Volcanol.*, 41:196–212, 1978.
- Self, S., Sparks, R. S. J., Booth, B. et Walker, G. P. L. : The 1973 Heimaey strombolian scoria deposit, Iceland. *Geol. Mag.*, 111:539–548, 1974.
- Self, S., Wilson, L. et Nairn, I. A. : Vulcanian eruption mechanisms. *Nat.*, 277:440–443, 1979.
- Self, S. et Rampino, M. R. : The 1883 eruption of Krakatau. *Nat.*, 294(5843):699–704, 1981.
- Settle, M. : Volcanic eruption clouds and the thermal power output of explosive eruptions. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 3:309–324, 1978.

-
- Shaw, R. A. : Particle-turbulence interactions in atmospheric clouds. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 35(1):183–227, 2003.
- Shepherd, J. B. et Sigurdsson, H. : Mechanism of the 1979 explosive eruption of Soufriere volcano, St. Vincent. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 13:119–130, 1982.
- Sher, D. et Woods, A. W. : Mixing in continuous gravity currents. *J. Fluid Mech.*, 818:R4, 2017.
- Sheridan, M. F. et Updike, R. G. : Sugarloaf Mountain tephra - a Pleistocene rhyolitic deposit of base-surge origin in Northern Arizona. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 86:571–581, 1975.
- Sheridan, M. F. et Wang, Y. P. : Cooling and welding history of the Bishop Tuff in Adobe Valley and Chidago Canyon, California. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 142:119–144, 2005.
- Sheridan, M. F. et Wohletz, K. H. : Hydrovolcanic explosions : the systematics of waterpyroclast equilibration. *Sci.*, 212:1387–1389, 1981.
- Sheridan, M. F. et Wohletz, K. H. : Hydrovolcanism : basic considerations and review. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 17:1–29, 1983.
- Sigurdsson, H. et Carey, S. : Plinian and co-ignimbrite tephra fall from the 1815 eruption of Tambora volcano. *Bull. Volcanol.*, 51:243–270, 1989.
- Small, C. et Naumann, T. : The global distribution of human population and recent volcanism. *Glob. Environ. Change Part B Environ. Hazards* 2, 3:93–109, 2001.
- Smith, G. M., Williams, R., Rowley, P. J. et Parsons, D. R. : Investigation of variable aeration of monodisperse mixtures : implications for pyroclastic density currents. *Bull. Volcanol.*, 80:67, 2018.
- Smith, R. L. : Ash-flow magmatism. *Geol. Soc. Amer. Sp. Pap.*, 180:5–27, 1979.
- Smith, R. L. et Bailey, R. A. : Resurgent cauldrons. In Coats et al. pages 153–210, 1968.
- Somogyi, E. et Tedeschi, C. G. : Injury by electrical force. In : Tedeschi, C. G. and Eckert, W. G. and Tedeschi, L. G. (eds) Forensic medicine : a study in trauma and environmental hazards. *Mech. trauma.*, 1:666–670, 1977.
- Sorace, C. M., Louge, M. Y., Crozier, M. D. et Law, V. H. C. : High apparent adhesion energy in the breakdown of normal restitution for binary impacts of small spheres at low speed. *Mech. Res. Commun.*, 36:364–368, 2009.
- Soria-Hoyo, C., Valverde, J. M. et Roche, O. : A laboratory-scale study on the role of mechanical vibrations in pore pressure generation in pyroclastic materials : implications for pyroclastic flows. *Bull. Volcanol.*, 81(2):12, 2019.
- Soya, T. : Formation of the Tarumai Volcano. *Bull. Volc. Soc. Japan*, 16:15–27, 1971.
- Sparks, R. S. J. : Grain size variations in ignimbrites and implications for the transport of pyroclastic flows. *Sediment.*, 23:147–188, 1976.
- Sparks, R. S. J. : The dynamics of bubble formation and growth in magmas : a review and analysis. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 20:487–554, 1978.

-
- Sparks, R. S. J. : Causes and consequences of pressurisation in lava dome eruptions. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 150(3):177–189, août 1997.
- Sparks, R. S. J., Barclay, J., Calder, E. S., Herd, R. A., Komorowski, J.-C., Luckett, R., Norton, G. E., Ritchie, L. T., Voight, B. et Woods, A. W. : Generation of a debris avalanche and violent pyroclastic density current on 26 December (Boxing day) 1997 at Soufrière Hills Volcano, Montserrat. In : Druitt, T.H., Kokelaar, B.P. (Eds.), *The Eruption of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, from 1995 to 1999*, 21. *Geol. Soc. Mem. Geol. Soc. of London, London.*, pages 409–434, 2002.
- Sparks, R. S. J., Francis, P. W., Hamer, R. D., Pankhurst, R. J., O’Callghan, L. O., Thorpe, R. S. et PAGE, R. : Ignimbrites of the Cerro Galan Caldera, NW Argentina. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 24:205–248, 1985.
- Sparks, R. S. J., Moore, J. G. et Rice, C. J. : The initial giant umbrella cloud of the May 18th, 1980, explosive eruption of Mount St. Helens. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 28(3):257–274, juillet 1986.
- Sparks, R. S. J., Self, S. et Walker, G. P. : Products of ignimbrite eruptions. *Geol.*, 1(3):115–118, 1973.
- Sparks, R. S. J. et Wilson, L. : A model for the formation of ignimbrite by gravitational column collapse. *J. Geol. Soc. Lond.*, 132:441–452, 1976.
- Sparks, R. S. J. et Wilson, L. : Explosive volcanic eruptions — V. Observations of plume dynamics during the 1979 Soufrière eruption, St Vincent. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 69(2): 551–570, 1982.
- Spence, R., Kelman, I., Brown, A., Toyos, G., Purser, D. et Baxter, P. : Residential building and occupant vulnerability to pyroclastic density currents in explosive eruptions. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, 7:219–230, 2002.
- Stehn, C. E. : The geology and volcanism of the Krakatau Group, pt. 1 in Krakatau. *4th Pacific Sci. Congr., Batavia and Bandong.*, pages 1–55, 1929.
- Steven, T. et Lipman, P. : Calderas of the San Juan volcanic field, southwestern Colorado. *US. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 95:35, 1976.
- Stevens, A. B. et Hrenya, C. M. : Comparison of soft-sphere models to measurements of collision properties during normal impacts. *Powder Tech.*, 154(2):99–109, 2005.
- Stix, J. : Flow evolution of experimental gravity currents : implications for pyroclastic flows at volcanoes. *J. Geol.*, 109:381–398, 2001.
- Streck, M. J. et Grunder, A. L. : Crystallization and welding variations in a widespread ignimbrite sheet : the Rattlesnake Tuff, eastern Oregon, USA. *Bull. Volcanol.*, 51:151–169, 1995.
- Sulpizio, D. P. D. D. M., R. et Sarocchi, D. : Pyroclastic density currents : State of the art and perspectives. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 283:36–65, 2014.

-
- Sulpizio, R. et Dellino, P. : Chapter 2 Sedimentology, Depositional Mechanisms and Pulsating Behaviour of Pyroclastic Density Currents. In Gottsmann, J. et Martí, J., éditeurs : *Developments in Volcanology*, volume 10 de *Caldera Volcanism : Analysis, Modelling and Response*, pages 57–96. Elsevier, janvier 2008.
- Surono, Jousset, P., Pallister, J., Boichu, M., Buongiorno, M. F., Budi-Santoso, A., Costa, F., Andreastuti, S., Prata, F., Schneider, D., Clarisse, L., Humaida, H., Sumarti, S., Bignami, C., Griswold, J., Carn, S., Oppenheimer, C. et Lavigne, F. : The 2010 explosive eruption of Java's Merapi volcano —a '100-year' event. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 241–242:121–135, 2012.
- Suzuki, Y. et Koyaguchi, T. : Effects of wind on entrainment in volcanic plumes. *J. Geophys. Res.*, 120:6122–6140, 2015.
- Suzuki, Y., Koyaguchi, T., Ogawa, M. et Hachisu, I. : A numerical study of turbulent mixing in eruption clouds using a three-dimensional fluid dynamics model. *J. Geophys. Res.*, 110, 2005.
- Suzuki, Y. J. et Koyaguchi, T. : 3D numerical simulation of volcanic eruption clouds during the 2011 Shinmoe-dake eruptions. *Earth. Planets. Space.*, 65:581–589, 2013.
- Suzuki, Y. et Koyaguchi, T. : 3-D numerical simulations of eruption column collapse : effects of vent size on pressure-balanced jet/plumes. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 221–222:1–13, 2008a.
- Suzuki, Y. et Koyaguchi, T. : A three-dimensional numerical simulation of spreading umbrella clouds. *J. Geophys. Res. J. Geophys. Res.*, page 114, 2008b.
- Suzuki-Kamata, K. et Kamata, H. : The proximal facies of the Tosu pyroclastic-flow deposit erupted from Aso caldera, Japan. *Bull. Volcanol.*, 52:325–333, 1990.
- Sweeney, M. R. et Valentine, G. A. : Impact zone dynamics of dilute mono- and polydisperse jets and their implications for the initial conditions of pyroclastic density currents. *Physics of Fluids*, 29:093304, 2017.
- Taddeucci, J., Edmonds, M., Houghton, M., B. James et Vergnolle, S. : Hawaiian and Strombolian eruptions. In : Sigurdsson, H. and Houghton, B. and McNutt, S. Rymer, H. and Stix, J. (eds) *The encyclopedia of volcanoes*. pages 485–503, 2015.
- Tanaka, T., Yonemura, S., Kiribayashi, K. et Tsuji, Y. : Cluster formation and particle-induced instability in gas-solid flows predicted by the DSMC method. *JSME Int. J. B*, 39:239–245, 1996.
- Tanguy, J.-C. : The 1902–1905 eruptions of Montagne Pelée, Martinique : anatomy and retrospection. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 60(2):87–107, 1994.
- Taylor, G. A. : The 1951 eruption of Mount Lamington, Papua. *Aust. Bur. Miner. Resour. Geol. Geophys. Bull.*, 38:1–117, 1958.
- Tenneti, S. et Subramaniam, S. : Particle-resolved direct numerical simulation for gas-solid flow model development. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 46:199–230, 2014.
- Tenneti, S., Mehrabadi, M. et Subramaniam, S. : Stochastic Lagrangian model for hydrodynamic acceleration of inertial particles in gas–solid suspensions. *J. Fluid Mecha.*, 788:695–729, 2016.

-
- Thorarinsson, S. : The Erption of Hekla 1947-1948. II, 3, The Tephra-fall from Hekla on March 29th. 1947. Visindafelag Islendinga, H.F. Leiftur, Reykjavik,. page 66, 1954.
- Thorarinsson, S., Einarsson, T., Sigvaldason, G. E. et G., E. : The submarine eruption off the Vestmann Islands. *Bull. Volcanol.*, 27:435–445, 1964.
- Thorarinsson, S. et Sigvaldason, G. E. : The Hekla Eruption of 1970. *Bull. Volcanol.*, 36 (2):269–288, 1972.
- Trolese, M., Cerminara, M., Esposti Ongaro, T. et Giordano, G. : The footprint of column collapse regimes on pyroclastic flow temperatures and plume heights. *Nat. Com.*, 10:2476, 2019.
- Trolese, M., Giordano, G., Cifelli, F., Winkler, A. et Mattei, M. : Forced transport of thermal energy in magmatic and phreatomagmatic large volume ignimbrites : Paleomagnetic evidence from the Colli Albani volcano, Italy. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 478:179–191, 2017.
- Tsuya, H. : Geoligical and Petrological Studies of Volcano Fuji. V, 5. On the 1707 Eruption of Volcano Fuji. *Bull. Earthqu. Res. Inst. Univ. Tokyo*, 33:341–383, 1955.
- Tupper, A. C., Textor, M. et Herzog, H. F., M. Graf : Tall clouds from small eruptions : The sensitivity of eruption height and fine ash content to tropospheric instability. *Nat. Hazards*, 51:375–401, 2009.
- Tuzla, K., Sharma, A. K., Chen, J. C., Schiewe, T., Wirth, K. E. et Molerus, O. : Transient dynamics of solid concentration in downer fluidized bed. *Powder Technol.*, 100:166–72, 1998.
- Uhira, K., Yamasato, H. et Takeo, M. : Source mechanism of seismic waves excited by pyroclastic flows observed at Unzen volcano, Japan. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 99:17757–17773, 1994.
- Uhlmann, M. et Doychev, T. : Sedimentation of a dilute suspension of rigid spheres at intermediate Galileo numbers : the effect of clustering upon the particle motion. *J. Fluid Mech.*, 752:310–348, 2014.
- Ui, T. : Exceptionally far-reaching, thin pyroclastic flows in southern Kyushu, Japan. *Bull. Volcanol. Soc. Jap.*, 18:153–168, 1973.
- Urick, R. J. : A sound velocity method for determining the compressibility of finely divided substances. *J. Appl. Phys.*, 18:983–987, 1947.
- Urick, R. J. : The Absorption of Sound in Suspensions of Irregular Particles. *J. Acoustic. Soc. Am.*, 20(3):283–289, 1948.
- Valentine, G. A. : Stratified flow in pyroclastic surges. *Bull. Volcanol.*, 49:616–630, 1978.
- Valentine, G. A. : Damage to structures by pyroclastic flows and surges, inferred from nuclear weapons effects. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 87:117–140, 1998.
- Valentine, G. A. : Pyroclastic surges and blasts. *Encyclopedia of Volcanoes*, page 571–580, 2000.

-
- Valentine, G. A. : Initiation of dilute and concentrated pyroclastic currents from collapsing mixtures and origin of their proximal deposits. *Bull. Volcanol.*, 82:20, 2020.
- Valentine, G. A. et Sweeney, M. R. : Compressible Flow Phenomena at Inception of Lateral Density Currents Fed by Collapsing Gas-Particle Mixtures. *J. Geophys. Res. : Solid Earth*, 123:1286–1302, 2018.
- Valentine, G. A. et Wohletz, K. H. : Numerical models of Plinian eruption columns and pyroclastic flows. *J. Geophys. Res.*, 94:1867, 1989.
- Vallance, J. W. et Iverson, R. M. : Chapter 37 - Lahars and Their Deposits. *The Encyclopedia of Volcanoes (2nd edition)*, pages 649–664, 2015.
- Valverde, J. M. : Convection and fluidization in oscillatory granular flows : The role of acoustic streaming. *Eur. Phys. J. E.*, 38:66, 2015a.
- Valverde, J. M. : Pattern-formation under acoustic driving forces. *Contemp. Phys.*, 56(3):338–358, 2015b.
- Valverde, J. M. et Soria-Hoyo, C. : Vibration-induced dynamical weakening of pyroclastic flows : Insights from rotating drum experiments. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 283:6182–6190, 2015.
- van Bemmelen, R. W. : The geology of Indonesia and adjacent archipelago. *The Hague : Govern. Print. Off.*, 1949.
- van Bemmelen, R. W. : Volcanology and geology of ignimbrites in Indonesia, North Italy and U.S.A. *Geol.*, 40:399–411, 1961.
- Vergnolle, S. et Gaudemer, Y. : From Reservoirs and Conduits to the Surface : Review of Role of Bubbles in Driving Basaltic Eruptions. *Bull. Volcanol.*, pages 289–321, 2015.
- Verhoogen, J. : Factors governing the nature of submarine volcanism. *Am. J. Sci.*, 249:729–739, 1951.
- Vinkler, A., Cashman, K., Giordano, G. et Groppelli, G. : Evolution of the mafic Villa Senni caldera-forming eruption at Colli Albani volcano, Italy, indicated by textural analysis of juvenile fragments. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 235:37–54, 2012.
- Volentik, A., Bonadonna, C., Connor, L. et Rosi, M. : Modeling tephra dispersal in absence of wind : Insight from the climatic phase of the 2450 BP Plinian eruption of Pululaga volcano (Equator). *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 193:117–136, 2010.
- Vona, A., Romano, C., Giordano, G. et Sulpizio, R. : Linking magma texture, rheology and eruptive style during the 472 AD Pollena Subplinian eruption (Somma Vesuvius). *Lithos*, 370:105658, 2020.
- Walker, G. P. L. : Explosive volcanic eruptions - a new classification scheme. *Geol. Rundsch.*, pages 431–446, 1973.
- Walker, G. P. L. : The Taupo pumice : product of the most powerful known (ultraplinian) eruption? *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 8:69–94, 1980.

-
- Walker, G. P. L. : The Waimihia and Hatepe plinian deposits from the rhyolitic Taupo volcanic centre. *N.Z. J. Geol. Geophys.*, 24:305–324, 1981.
- Walker, G. P. L. : Characteristics of dune-bedded pyroclastic surge bedsets. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 20:281–296, 1984a.
- Walker, G. P. L. : Downsag calderas, ring faults, caldera sizes, and incremental caldera growth. *J. Geophys. Res.*, 89B:8407–816, 1984b.
- Walker, G. P. L. : Origin of coarse lithic breccias near ignimbrite source vents. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 25:157–171, 1985.
- Walker, G. P. L., Heming, R. F. et Wilson, C. J. N. : Low-aspect ratio ignimbrites. *Nat.*, 283:286–287, 1980.
- Walker, G. P. L., Wilson, C. J. N. et Froggatt, P. C. : An ignimbrite veneer deposit - the trail-marker of a pyroclastic flow. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 9:409–421, 1981.
- Wallace, P. J., Dufek, J. D., Anderson, A. T. et Y., Z. X. : Cooling rates of Plinian-fall and pyroclastic-flow deposits in the Bishop Tuff : inferences from water speciation in quartz-hosted glass inclusion. *Bull. Volcanol.*, 65:105–123, 2003.
- Wang, W. et Chen, Y. : in *Advances in Chemical Engineering Vol. 47 (eds Marin, G. B. Li, J.)*, 47:193–277, 2015.
- Watanabe, K., Danhara, T., Watanabe, K., Terai, K. et Yamashita, T. : Juvenile volcanic glass erupted before the appearance of the 1991 lava dome, Unzen volcano, Kyushu, Japan. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 89:113–121, 1999.
- Waterman, P. C. et Truell, R. : Multiple scattering waves. *J. Math. Phys.*, 2:512–537, 1962.
- Waters, A. C. et Fisher, R. V. : Base surges and their deposits : Capelinhos and Taal volcanoes. *J. Geophys. Res.*, 76:5596–5614, 1971.
- Weit, A. : *Etude expérimentale de la concentration de particules solides dans les écoulements volcaniques biphasés turbulents*. These de doctorat, Univ. Clerm. Auv., 2018.
- Weit, A., Roche, O., Dubois, T. et Manga, M. : Maximum Solid Phase Concentration in Geophysical Turbulent Gas-Particle Flows : Insights From Laboratory Experiments. *Geophys. Res. Lett.*, 46(12):6388–6396, 2019.
- Will, J. : Report on medical relief expedition to Martinique and St Vincent in aid of the sufferers from volcanic eruptions, May, 1902. *HMSO, London*, 1903.
- Willcock, M., Cas, R., Giordano, G. et Morelli, C. : The eruption, pyroclastic flow behaviour, and caldera in-filling processes of the extremely large volume (> 1290 km³), intra-to extra-caldera, Permian Ora (ignimbrite) Formation, southern Alps, Italy. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 265:102–126, 2013.
- Williams, H. : Calderas and their origin. *Bull. Dep. Geol. Sci., Univ. Cal. Pub.*, 25:239–346, 1941.
- Williams, S. N. et Self, S. : The October 1902 plinian eruptions of Santa Maria volcano, Guatemala. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 16:16, 1983.

-
- Williams, S. N. et Stoiber, R. E. : "Masaya-type caldera redefined as the mafic analogue of Krakatau-type caldera". *Trans. Am. Geophys. Union*, 64(45):977, 1983.
- Wills, J. A. B., Lee, B. E. et Wyatt, T. A. : Design of masonry structures. *J. Wind Engin. Ind. Aerodyn.*, 90(4-5):555–565, 2002.
- Wilson, C. J. N. : The role of fluidization in the emplacement of pyroclastic flows : An experimental approach. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 8:231–249, 1980a.
- Wilson, C. J. N. : The Taupo eruption, New Zealand II. The Taupo ignimbrite. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, pages 229–310, 1985.
- Wilson, C. J. N. : The 26.5 ka Oruanui eruption, New Zealand : an introduction and overview. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 112(1-4):133–174, 2001.
- Wilson, C. J. N. et Hildreth, W. : The Bishop Tuff : new insights from eruptive stratigraphy. *J. Geol.*, 105(4):407–440, 1997.
- Wilson, C. J. N. et Hildreth, W. : Assembling an ignimbrite : Mechanical and thermal building blocks in the Bishop Tuff, California. *J. Geol.*, 111(6):653–670, 2003.
- Wilson, C. J. N. et Walker, G. P. L. : Ignimbrite depositional facies the anatomy of a pyroclastic flow. *J. Geol. Soc.*, 139:581–592, 1982.
- Wilson, L. : Explosive volcanic eruptions - III. Plinian eruption columns. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 45:543–556, 1976.
- Wilson, L. : Relationships between pressure, volatile content and ejecta velocity in three types of volcanic explosion. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 8, 1980b.
- Wilson, L. : Ascent and emplacement of basaltic magma on the Earth and Moon. *J. Geophys. Res.*, 86:2971–3001, 1981.
- Wilson, L., Sparks, R. S. J., Huang, T. C. et Watkins, N. D. : The control of volcanic column heights by eruption energetics and dynamics. *J. Geophys. Res.*, 83:1829–1836, 1978.
- Wohletz, K. H. : Mechanisms of hydrovolcanic pyroclast formation : grain-size, scanning electron microscopy, and experimental studies. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 17:31–69, 1983.
- Wohletz, K. H. et Sheridan, M. F. : A model of pyroclastic surge. *Geol. Soc. Am. Spec. Paper*, 180, 1979.
- Wohletz, K. H. et Sheridan, M. F. : Hydrovolcanic explosions II. Evolution of basaltic tuff rings and tuff cones. *Am. J. Sci.*, 283:385–413, 1983.
- Wolf, T. : Der Cotopaxi und seinletzte Eruption am 26. Juni, 1877. *Neues Jahrb. Mineral. Geol. Palantol.*, pages 113–167, 1878.
- Woodhouse, M. J., Hogg, P., A. J., C., J. et Sparks, R. S. J. : Interaction between volcanic plumes and wind during the 2010 Eyjafjallajökull eruption, Iceland. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 118:92–109, 2013.
- Woods, A. W. et Caulfield, C. P. : A laboratory study of explosive volcanic eruptions. *J. Geophys. Res.*, 97:6699–6712, 1992.

-
- Woods, A. W. et Kienle, J. : The dynamics and thermodynamics of volcanic clouds : Theory and observations from the april 15 and april 21, 1990 eruptions of redoubt volcano, Alaska. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 62(1):273–299, 1994.
- Woods, A. : The fluid dynamics and thermodynamics of eruption columns. *Bull. Volcanol.*, 50:169–193, 1988.
- Wright, J. V. : The Rio Caliente ignimbrite : analysis of a compound intraplinian ignimbrite from a major late Quaternary Mexican eruption. *Bull. Volcanol.*, 44:189–212, 1981.
- Wright, J. V., Smith, A. I. et Self, S. : A working terminology of pyroclastic deposits. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 8:325–336, 1980.
- Wright, J. V. et Walker, G. P. L. : The ignimbrite source problem : Significance of a co-ignimbrite lag-fall deposit. *Geol.*, 5:729, 1977.
- Wright, J. V. et Walker, G. P. L. : Eruption, transport and deposition of ignimbrite - a case-study from Mexico. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 9:111–131, 1981.
- Wylie, J. et Koch, D. : Particle Clustering due to Hydrodynamic Interactions. *Phys. Fluids*, 12:964–970, 2000.
- Yamasato, H. : Quantitative analysis of pyroclastic flows using infrasonic and seismic data at Unzen volcano, Japan. *J. Phys. Earth*, 45:397–416, 1997.
- Yao, Y., Criddle, C. et Fringer, O. : The effects of particle clustering on hindered settling in high-concentration particle suspensions. *J. Fluid Mech.*, 920, 2021.
- Yerushalmi, J., Cankurt, N. T., Geldart, D. et Liss, B. : Flow regimes in vertical gas-solid contact systems. *AIChE Symp. Ser.*, 176(174):1–12, 1978.
- Ying, C. F. et Truell, R. : Scattering of a Plane Longitudinal Wave by a Spherical Obstacle in an Isotropically Elastic Solid. *J. App. Phys.*, 27:1086–1097, 1956.
- Yokoyama, S. : Flow and emplacement mechanism of the Ito pyroclastic flow from Aira caldera, Japan. *Tokyo Kyoiku Daigaku Sci. Rep.*, C12:17–62, 1974.
- Young, G. A. : Micrometeorological phenomena of underwater nuclear explosions. *White Oak, Md., US Nav. Orndn. Lab.*, AD-614814, 37, 1965.
- Zobin, V. M., Plascencia, I., Reyes, G. et Navarro, C. : The characteristics of seismic signals produced by lahars and pyroclastic flows : Volcán de Colima, México. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 179:157–167, 2009.