

Aix-Marseille Université

ECOLE DOCTORALE 353, SCIENCES POUR L'INGENIEUR :

Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

I.U.S.T.I. - UMR CNRS 7343

THESE

soutenue le 28 novembre 2014 pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE

Discipline : MECANIQUE ET PHYSIQUE DES FLUIDES

par

Vincent RODRIGUEZ

Etude de la formation de jets issus de la dispersion d'un
anneau de particules solides par onde de choc

JURY :

Georges JOURDAN	Professeur, Aix-Marseille Université, I.U.S.T.I.	(Directeur de thèse)
Lazhar HOUAS	Directeur de recherches au CNRS, Aix-Marseille Université, I.U.S.T.I.	(Directeur de thèse)
Isabelle SOCHET	Professeur, INSA Centre Val de Loire, Campus Bourges	(Rapporteur)
Gilles DUSSERRE	Professeur, Ecole des mines d'Alès	(Rapporteur)
Richard SAUREL	Professeur, Aix-Marseille Université, I.U.S.T.I.	(Examineur)
Ozer IGRA	Professeur, Université Ben-Gurion, Beer-Sheva, Israël	(Examineur)
Emmanuel LAPEBIE	Ingénieur de recherches, CEA/DAM, Gramat	(Invité)

Remerciements

Je souhaite remercier les membres du jury d'avoir accepté d'en faire partie ainsi que d'avoir donné de leur temps pour apprécier mon travail. Merci à Isabelle Sochet, professeur à l'INSA Centre Val de Loire, ainsi qu'à Gilles Dusserre, professeur à l'École des Mines d'Ales, d'avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse. Merci à Ozer Igra, professeur à l'Université Ben-Gurion en Israël, ainsi qu'à Emmanuel Lapébie, ingénieur de recherches au CEA de Gramat, d'avoir bien voulu être présents pour ma soutenance de thèse. Merci à Richard Saurel, professeur à l'IUSTI, d'avoir fait partie du jury de thèse. Je le remercie également pour ses suggestions et conseils très fructueux tout au long de ma thèse.

Un immense merci à Georges Jourdan et Lazhar Houas pour leur encadrement exceptionnel et pour leurs qualités humaines hors du commun. Merci beaucoup pour tout !

Je voudrais également remercier l'ensemble du laboratoire et son directeur Lounès Tadrast pour son accueil. Merci à l'ensemble du personnel technique et administratif sans qui le laboratoire ne pourrait pas fonctionner correctement. Un grand merci à Pascal Champion, indispensable pour l'école doctorale, pour son efficacité et sa gentillesse.

Une pensée pour les doctorants et anciens doctorants qui participent agréablement à la vie du laboratoire au quotidien : François, Alice, Sarah, Jean-François, Minh Tuan, Jorge, Florian, Nathalie, Matthias, Rodrigo... Merci à Mathieu mon co-représentant des doctorants lors de mes deux premières années de thèse. Merci aussi à Ariane qui a succédé à Mathieu dans la tâche de représentante des doctorants à mes côtés.

Merci aussi à Christian et Laurent pour leur aide et leur bonne humeur quotidienne. Cette bonne humeur et cet optimisme ont eu leur importance indispensable dans le bon déroulement de ma thèse. Merci Christian pour toutes ces parties de tennis dont la qualité et l'intensité feraient pâlir les plus grands joueurs. Merci à Laurent pour toutes les sorties VTT dans le massif de l'Etoile, indispensable pour se ressourcer.

Un très grand merci à ma future et bientôt femme Aurélie pour m'avoir soutenu tout au long de ma thèse et aussi d'avoir eu le courage de lire et relire mon manuscrit de thèse !

Enfin, et surtout, un très grand merci à mes parents qui m'ont donné le goût à la curiosité et qui m'ont soutenu depuis le tout début de mes études.

Bonne lecture !

A mes parents, Mireille et Jean-François...

"N'essayez pas de devenir un homme qui a du succès.
Essayez de devenir un homme qui a de la valeur."
Albert Einstein



Table des matières

1	INTRODUCTION	13
1.1	Introduction	13
1.2	But de l'étude	19
1.3	Plan du mémoire	20
2	ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	21
2.1	Généralités sur les ondes de choc et les ondes de souffle	21
2.1.1	Historique sur les ondes de choc et définitions	21
2.1.2	Nombre de Mach	23
2.1.3	Notion d'ondes de souffle	24
2.2	Outil pour générer et contrôler en laboratoire les ondes de choc	25
2.2.1	Historique du tube à choc	25
2.2.2	Principe de fonctionnement	25
2.3	Etat de l'art	29
2.4	Répondre à une problématique	36
3	MONTAGE EXPERIMENTAL	41
3.1	Le tube à choc T32	41
3.2	Le réservoir T100	43
3.3	La cellule de Hele-Shaw : une configuration quasi-2D	45
3.4	Instrumentation et chaîne de mesures	45
3.4.1	Capteurs de pression et oscilloscope	45
3.4.2	Visualisation par caméra rapide	47

3.5	Synthèse	48
3.6	Protocole expérimental	50
3.7	Mise en route et premiers essais de validation du montage	53
3.7.1	Comportement du tube à choc T32	53
3.7.2	Comportement du réservoir T100	56
3.7.3	Etalonnage des capteurs de pression	59
3.7.4	Profil des signaux de pression	60
3.7.5	Influence de l'espacement des plaques sur l'intensité du souffle généré dans la cellule	61
3.8	Caractérisation des matériaux testés	63
3.8.1	Farine	64
3.8.2	Talc	65
3.8.3	Billes de verre	66
3.8.4	Billes creuses d'aluminosilicate de verre	66
3.8.5	Billes de polystyrène et de polyméthacrylate de méthyle	66
4	RESULTATS	69
4.1	Formation des jets : description des différentes étapes	69
4.2	Influence de l'espacement des plaques de la cellule	79
4.3	Influence de la pression	80
4.3.1	Influence du profil de pression imposé à l'anneau de particules	80
4.3.2	Influence de la surpression initiale	83
4.4	Influence de la nature des particules	87
4.4.1	Influence du diamètre des particules	87
4.4.2	Influence de la densité des particules	89
4.5	Influence de la taille initiale de l'anneau de particules	93
4.5.1	Modification du diamètre interne de l'anneau	93
4.5.2	Modification du diamètre externe de l'anneau	94
4.6	Evolution du nombre de jets avec le temps	97
4.7	Influence de la friction sur la sélection de la taille des jets	97
4.8	Etude de l'apparition des perturbations externes aux temps courts	102
4.8.1	Observations expérimentales	102
4.8.2	Diamètre et aire "critiques" d'apparition des perturbations externes aux temps courts	103
4.8.3	Evolution de la longueur d'onde des perturbations externes aux temps courts	105
4.9	Etude d'une nappe quasi-infinie de farine	107
4.10	Jets de particules : un comportement fractal ?	112
4.10.1	Définition de la dimension fractale	112
4.10.2	Etude de la dimension fractale des anneaux de particules dispersées	112
4.10.3	Signification du temps caractéristique détecté	114

5	CONCLUSION et PERSPECTIVES	115
5.1	Conclusion	115
5.2	Perspectives	117
	Bibliographie	119
A	ANNEXES 1	125
A.1	Présentations de clichés de dispersion de particules	125
A.1.1	Anneau de particules de farine	125
A.1.2	Anneau de billes creuses d'aluminosilicate de verre	129
A.1.3	Anneau de billes de polystyrène	131
A.1.4	Anneau de billes de PMMA	137
A.1.5	Anneau de particules de talc	140
B	ANNEXES 2	143
B.1	Relions la pression à l'accélération	143
C	ANNEXES 3	147
C.1	Visualisation du champ de vitesse de la couronne de particules au cours de son expansion par technique de PIV	147
D	ANNEXES 4	151
D.1	Visualisation du champ de pression de l'écoulement au sein de la cellule de Hele-Shaw avec Star CCM+	151
E	ANNEXES 5	155
E.1	Influence de la cohésion des particules : particules sèches et particules saturées avec du liquide	155



1 — INTRODUCTION

1.1 Introduction

La dispersion de particules solides, ou même de liquides ou mélanges hybrides entre solides et liquides, issue d'une explosion est un mécanisme qui se retrouve dans de nombreux cas. Elle peut être engendrée de façon naturelle, provenant par exemple d'éruptions volcaniques explosives mettant en jeu la dispersion de roches magmatiques solides (figure 1.1). Ces roches peuvent être mélangées avec



FIGURE 1.1 – *Explosion au centre d'un cratère de volcan due aux gaz comprimés dans la chambre magmatique sous l'effet de l'obturation du cratère par des roches volcaniques [1].*

du magma et du sous-sol volcanique par l'onde de choc générée par le volcan (ce dernier jouant le rôle de tube à choc géant). Elle peut être aussi observée lors de l'explosion de supernovas ou encore lors de l'impact d'un projectile solide dans un milieu granulaire [2, 3]. Il peut s'agir aussi d'une dispersion accidentelle rencontrée



FIGURE 1.2 – Photographie d'un feu d'artifice (Google images).

par exemple lors de l'explosion de silos à grains ou dans les activités industrielles utilisant des milieux solides sous forme divisée ou même des liquides qui seront pulvérisés sous forme de jets ou de brouillard. Cette dispersion peut être aussi le fruit de l'imagination artistique de l'Homme que nous pouvons admirer lors d'un feu d'artifice (figure 1.2). Enfin, elle peut être causée de façon intentionnelle, c'est-à-dire lors de l'utilisation d'armements militaires (figure 1.3).



FIGURE 1.3 – Explosion issue de charges militaires où de nombreux jets sont nettement visibles [4].

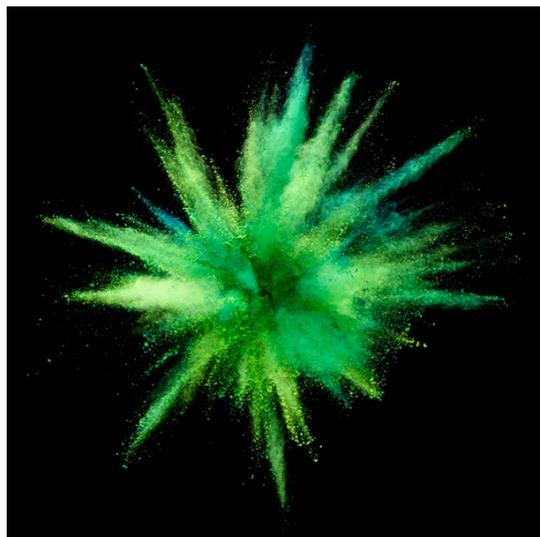


FIGURE 1.4 – *Vue artistique d'une dispersion de particules conduisant à la formation de jets définis [5].*

Lors de sa dispersion, le milieu granulaire ne se déplace pas de façon homogène. En effet, des jets de particules apparaissent avec une longueur d'onde bien définie. La figure 1.4 propose une vue artistique de cette dispersion conduisant à la formation de jets définis. La formation de jets peut être issue de la dispersion d'un milieu granulaire mais aussi de la dispersion de liquide. La figure 1.5 montre la formation de jets d'eau causés par une explosion sous-marine.

Ce phénomène, qui semble pourtant anodin, recèle bien des complexités quand il s'agit d'en connaître les mécanismes physiques.



FIGURE 1.5 – *Explosion sous-marine [6].*

L'éruption volcanique de la "Soufrière Hills" de l'île de Montserrat aux Antilles est un bel exemple de cette formation de jets issue de la dispersion d'un milieu granulaire rencontrée lors d'un phénomène naturel. Cette éruption volcanique eût lieu en juin 1997 et a dévasté Plymouth, la capitale de cette île avant le désastre. Une étude scientifique de cette éruption, basée sur l'analyse des vidéos, a été faite dans un article intitulé "Characterisation of the 1997 vulcanian explosions of Soufrière Hills Volcano, Monserrat', by video analysis" [7]. Elle fait partie de la catégorie des éruptions explosives. Il s'agit d'une éruption qui est caractérisée par l'émission de laves fragmentées et de roches volcaniques dispersées dans l'atmosphère. Elles se forment en raison d'une forte pression dans la chambre magmatique d'un



FIGURE 1.6 – *Eruption explosive du volcan "la Soufrière Hills" de l'île de Montserrat aux Antilles en juin 1997. Images extraites de l'émission "Le monde de Jamy" du 7 mai 2014 intitulée "Des volcans et des Hommes", France 3.*

volcan. En effet, le cratère est le plus souvent bouché par des éboulis de roches issus de précédentes éruptions qui closent l'orifice à travers lequel la lave ainsi que les gaz peuvent s'expulser de la chambre magmatique, d'où l'augmentation de la pression. A l'instar d'un tube à choc qui possède des chambres haute pression et basse pression séparées par une membrane qui se rompt sous l'effet de l'augmentation de la pression, le bouchon de roches et de lave solidifiée va lui aussi céder sous l'effet de la forte pression engendrée dans la chambre magmatique. Ainsi, lorsque le point de rupture est atteint, une éruption explosive se déclenche par l'expulsion brutale du magma, des roches volcaniques fragmentées et des gaz. Les matériaux émis sont en majorité fragmentés par les explosions et sont éjectés sous la forme de cendres volcaniques, de blocs de tailles différentes et de nuées ardentes qui forment un panache volcanique. Ce panache peut atteindre une cinquantaine

de kilomètres d'altitude et les nuées ardentes peuvent parcourir jusqu'à une vingtaine de kilomètres. Ces éruptions volcaniques sont les plus dangereuses et les plus destructrices. Elles surviennent brutalement sans permettre à la population de s'y préparer. Les projections de blocs et les pluies de cendre peuvent recouvrir des régions sous plusieurs dizaines de centimètres de matériaux. Outre les aspects dévastateurs de ce genre de phénomène naturel, ce qui est intéressant et qui est principalement étudié, c'est la formation de jets de particules, observable dans les premiers instants de la dispersion des cendres et des fragments plus gros. Une séquence de clichés de l'éruption de la "Soufrière Hills" de juin 1997 est présentée sur la figure 1.6. La formation de jets de cendres provenant de la dispersion du sol présent dans le cratère est bien visible. Le phénomène d'éruption volcanique a été étudié en laboratoire par Kedrinskiy [8].



FIGURE 1.7 – *Vue artistique de l'explosion de la supernova SN 1054 qui a formé la nébuleuse du crabe [9].*

Un autre exemple extrait d'un phénomène naturel, et que nous allons décrire, est la dispersion de matière stellaire issue du processus de formation de supernovas. Celle-ci se produit à une échelle beaucoup plus gigantesque qu'une éruption volcanique explosive. Il s'agit de l'ensemble des phénomènes conséquents à l'explosion d'une étoile qui s'accompagne d'une augmentation brève mais extrêmement grande de sa luminosité. Les explosions de supernovas sont des événements rares à l'échelle humaine car leur fréquence est estimée à environ une à trois par siècle dans notre Voie lactée. Elles ont eu et jouent encore un rôle essentiel dans l'histoire de l'Univers, car c'est lors de son explosion en supernova que l'étoile libère les éléments chimiques qu'elle a synthétisés au cours de son existence et pendant l'explosion même, pour être diffusés dans le milieu interstellaire. Cette dispersion, via l'onde de choc qui est formée, n'est pas sans ressembler à la dispersion de particules sous forme de jets. Une vue artistique est proposée sur la figure 1.7.

Bien que de nombreuses études expérimentales aient déjà été menées jusqu'à présent, le ou les mécanismes physiques responsables de ce phénomène n'ont toujours pas été élucidés. Le travail de cette thèse consiste en une étude approfondie de l'influence des paramètres initiaux, géométrie de l'amas de particules, propriétés du milieu granulaire, accélération imposée..., sur la sélection de la taille et de la répartition des jets de particules.

1.2 But de l'étude

Le but des présents travaux est d'étudier de façon précise la formation de jets de particules solides lorsqu'elles sont dispersées de façon impulsive par le biais d'une onde de choc ou de souffle. Plus précisément, il est étudié l'influence des conditions initiales sur la formation et la sélection des jets afin de contribuer à la compréhension du ou des facteurs responsables de ce mécanisme. Détaillons tout d'abord ce phénomène. A l'instant $t=0$, un amas de particules solides entoure une charge explosive (figure 1.8.a). Lors de l'explosion de cette charge, une onde de choc est créée et fait augmenter la pression environnante de façon très brutale. Ce saut impulsif de pression, accentué par l'aspect confiné qu'offre l'amas granulaire autour de la charge, disperse les particules. Des directions privilégiées en densité de particules ainsi qu'en vitesse de propagation de ses dernières vont se mettre en place régulièrement sur le pourtour du front en expansion. Ainsi, au cours du temps, des jets vont apparaître et croître (figure 1.8.b). C'est ce phénomène que nous allons étudier en détail tout au long de ce travail et dont les mécanismes ne sont toujours pas élucidés de nos jours.

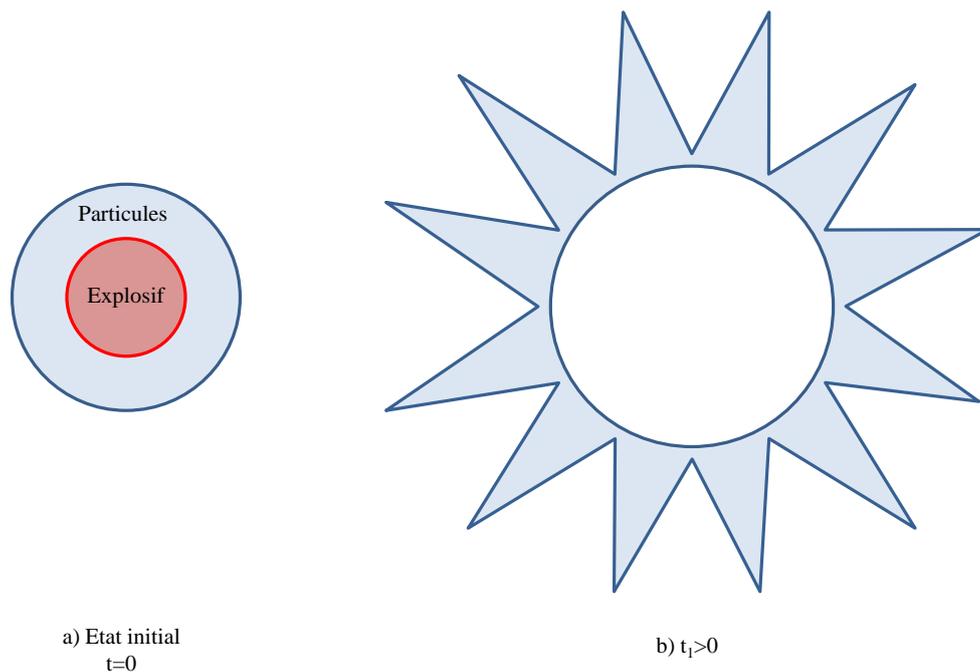


FIGURE 1.8 – Schématisation de la formation des jets de particules solides dispersées sous l'effet d'une explosion.

La naissance de ce sujet de thèse est le fruit d'une collaboration scientifique entre l'équipe SMASH (Simulation, Modélisation, Analyse de Systèmes Hétérogènes) du laboratoire, dont les activités sont centrées sur l'élaboration de modèles théoriques et de schémas numériques, et le CEA DAM de Gramat. Les enjeux de la compréhension de ce phénomène sont importants. En effet, le souhait de mettre au point un modèle numérique afin de pouvoir simuler ce comportement passe par

une compréhension totale de ce dernier. Une simulation expérimentale qui permet de faire une étude précise et approfondie de ce phénomène s'insère donc dans ce contexte et dans la nécessité de coupler expériences et modèles numériques pour sa compréhension. C'est pour cela que ces travaux de thèse ont été menés dans ce même laboratoire, au sein de l'équipe DTF (Dynamique et Thermophysique des Fluides) dans la partie tubes à choc et ondes de choc.

1.3 Plan du mémoire

Le présent mémoire est organisé de la façon suivante.

Le deuxième chapitre présente une étude bibliographique comprenant un historique de la découverte des ondes de choc ainsi que leur définition et les équations essentielles qui les régissent. Il présente aussi le moyen de les créer de façon reproductible en laboratoire. Enfin un état de l'art clôture ce chapitre.

Le troisième chapitre présente en détail le montage expérimental que nous avons développé au laboratoire ainsi que le protocole expérimental utilisé lors des campagnes de mesures. Il présente aussi tous les moyens mis en œuvre pour l'étude de ce sujet ainsi que la caractérisation complète de tous les matériaux que nous avons soumis à nos études.

Le quatrième chapitre détaille les résultats extraits des campagnes de mesures. Un grand nombre de facteurs influençant la sélection des jets de particules a été étudié et nos conclusions y sont détaillées.

Enfin, un cinquième chapitre s'axe sur les conclusions générales de ces travaux de thèse ainsi que sur les perspectives futures à développer.

Généralités sur les ondes de choc et les ondes de souffle
Outil pour générer et contrôler en laboratoire les ondes de choc
Etat de l'art
Répondre à une problématique



2 — ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

2.1 Généralités sur les ondes de choc et les ondes de souffle

2.1.1 Historique sur les ondes de choc et définitions

Une onde de choc correspond à une brusque variation des paramètres physiques tels que la densité, la température ou encore la pression, d'un milieu. Elle est généralement associée à l'idée d'une transition brutale, non progressive et sans intermédiaires. On peut définir cette idée d'une façon mathématique, comme une transition discontinue sans point intermédiaire.

C'est Bernhard Riemann (mathématicien allemand, 1826 - 1866) qui fut le premier à définir le concept de discontinuité [10]. Il montra en 1860 que deux ondes naissent de la discontinuité de pression de part et d'autre d'une interface : une onde de choc qui comprime et réchauffe le gaz et une onde de détente qui, comme son nom l'indique, détend et refroidit le gaz. Il étudia ensuite l'évolution de chaque côté d'une discontinuité de vitesse et de masse volumique. Ce cas est connu comme étant le "problème de Riemann" dont la solution est utilisée dans les simulations numériques. Plus tard, Ernst Mach (philosophe et physicien autrichien, 1838 - 1916) mit en évidence expérimentalement le phénomène d'onde de choc qu'il étudia dans le cas de projectiles et de gaz à haute pression [11].

Plus généralement, une onde de choc est une brusque variation de pression se déplaçant plus vite que la vitesse du son du milieu dans lequel elle se propage. Ce phénomène est généralement associé à des écoulements à très grande vitesse. Les ondes de choc apparaissent dans des phénomènes qui ne peuvent pas être décrits par des équations linéaires. Elles se retrouvent dans la nature, à l'échelle astronomique par exemple, au cours de collisions de galaxies, de l'explosion de supernovas ou encore de l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique de la terre. Elles peuvent être aussi rencontrées à l'échelle humaine, dans les éruptions volcaniques ou tremblements de terre, lors d'orages à travers les éclairs, mais aussi lors de la rentrée atmosphérique de météorites ou d'engins spatiaux. Ce type de phénomène apparaît aussi de manière générale dans les écoulements supersoniques (mur du son atteint par un avion de chasse par exemple, figure 2.1, ou

encore un écoulement supersonique autour d'un solide, Fig.2.2), les explosions, les décharges électriques et est utilisé de plus en plus comme traitement en urologie pour détruire les calculs rénaux ou en médecine sportive (tendinite).



FIGURE 2.1 – *Onde de choc conique sur un avion de chasse, volant à vitesse supersonique, rendue visible à cause de la condensation. Le nuage est dû à la singularité de Prandtl-Glauert [12].*

Ce furent Rankine en 1870 [14, 15] puis Hugoniot en 1887 [11, 16, 17] qui trouvèrent indépendamment les expressions des sauts des grandeurs thermodynamiques au travers d'une onde de choc plane et donnèrent ainsi naissance aux relations de Rankine-Hugoniot. En utilisant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un gaz parfait, on obtient le rapport entre les pressions en amont, P_2 , et en aval, P_1 , de l'onde de choc :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(\left(\frac{v}{c} \right)^2 + 1 \right) \quad (2.1)$$

où v est la vitesse de l'onde de choc, c est la célérité du son dans le milieu où se propage l'onde et γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression constante, c_p , et à volume constant, c_v . Le rapport de vitesse entre v et c sera défini pour la première fois par Ernst Mach en 1889 et prendra le nom de nombre de Mach. D'autres relations ont été établies de la même manière pour trouver le rapport entre les densités et les températures avales et amonts et sont les suivantes :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)M^2}{2+(\gamma-1)M^2} \quad (2.2)$$

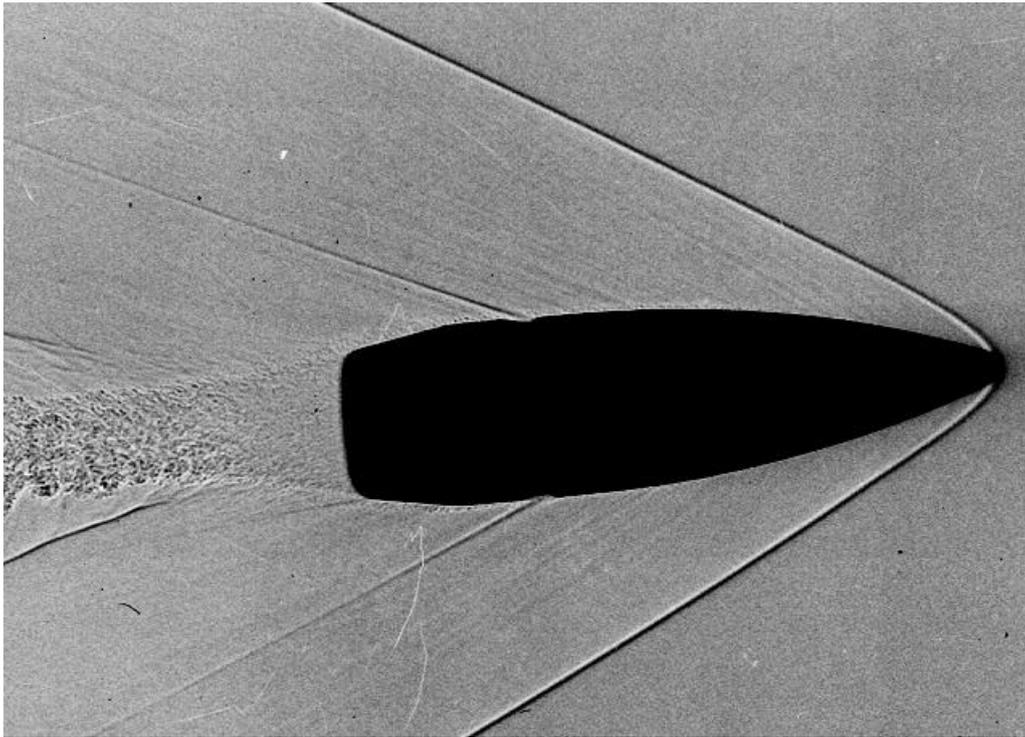


FIGURE 2.2 – *Balle se déplaçant à vitesse supersonique dans l'air. Il s'agit d'une visualisation via un montage optique strioscopique. L'onde de choc apparaît en trait noir et est conique [13].*

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2}{(\gamma+1)M^2} \right) \quad (2.3)$$

- Ⓡ Le passage à travers l'onde de choc est, par hypothèse, un processus isentropique, malgré l'irréversibilité du phénomène.

2.1.2 Nombre de Mach

Le nombre de Mach est un nombre sans dimension qui exprime le rapport entre la vitesse d'un mobile (ou d'un fluide ou d'un gaz) dans un milieu par rapport à la vitesse du son dans ce même milieu. Il a été nommé ainsi en l'honneur du physicien autrichien Ernst Mach. Le nombre de Mach M est défini par la relation suivante :

$$M = \frac{v}{a} \quad (2.4)$$

où v est la vitesse du mobile et a est la vitesse locale du son.

- Ⓡ Il s'agit pour la vitesse du son a d'une vitesse locale car Ernst Mach avait découvert que la vitesse du son variait en fonction de la température du milieu.

2.1.3 Notion d'ondes de souffle

Une onde de souffle survient à la suite de l'explosion d'une charge dans un milieu ouvert sur l'atmosphère. Il s'agit d'une onde se déplaçant à une vitesse supersonique, à l'instar d'une onde de choc. Le saut brutal de pression induit par son passage est suivi par une chute de pression passant en dessous de la pression atmosphérique. Cette dépression entraîne une aspiration vers le centre de l'explosion. Le profil de pression caractéristique d'une onde de souffle est présenté sur la figure 2.3.

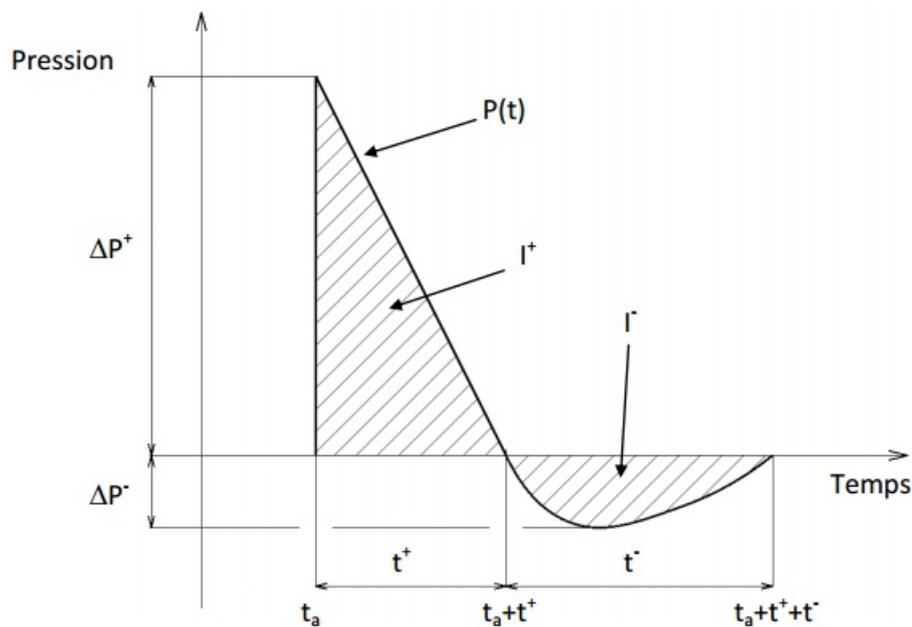


FIGURE 2.3 – Profil de pression caractéristique d'une onde de souffle. t_a est le temps d'arrivée de l'onde de choc, ΔP^+ est la valeur maximale de surpression positive engendrée par l'onde de choc, t^+ est le temps pendant lequel la surpression reste positive (c'est-à-dire supérieure à la pression atmosphérique), t^- est le temps pour lequel la surpression reste négative (c'est-à-dire inférieure à la pression atmosphérique), ΔP^- est la valeur maximale de surpression négative, I^+ est l'impulsion de surpression positive et I^- est l'impulsion de surpression négative [18].

2.2 Outil pour générer et contrôler en laboratoire les ondes de choc

2.2.1 Historique du tube à choc

Le moyen le plus efficace pour étudier les ondes de choc en laboratoire est le tube à choc. C'est en 1899 que Paul Vieille [11, 19] inventa un dispositif capable de générer des ondes de choc. Il s'agit d'un tube en acier constitué de deux parties : une chambre contenant un gaz comprimé, appelée chambre HP pour Haute Pression, et une chambre à pression atmosphérique, appelée chambre BP pour Basse Pression. Ces deux chambres sont séparées hermétiquement par un diaphragme. Ce dernier est conçu pour se rompre brutalement lorsque le rapport de pression entre les deux chambres atteint le niveau de rupture voulu. Paul Vieille observa alors, grâce à des mesures de pression, une onde de choc se propager dans la chambre basse pression et un faisceau d'ondes de détente se propager en sens inverse dans la chambre haute pression. C'est ce qui avait été trouvé théoriquement par ses prédécesseurs. Grâce à l'invention de ce dispositif expérimental, il permit de générer des ondes de choc sans l'usage d'explosifs et de façon reproductible. Le nom de "tube à choc" n'a été employé qu'à partir des années 1940 lorsque les progrès de l'aérodynamique provoqués par le développement de la propulsion à réaction lui ont redonné de l'intérêt.

De nos jours, les tubes à choc sont de plus en plus perfectionnés et permettent d'une part de générer des ondes de choc d'intensités différentes, dans des directions de l'espace variables, et d'autre part leur utilisation sur de très nombreuses géométries pour en étudier l'interaction avec une structure solide, un fluide ou encore un autre gaz.

R Nous possédons, entre autres, dans nos installations un tube à choc de 80 mm de section carrée dont l'inclinaison est variable à 90° dans les deux directions de l'espace [20].

2.2.2 Principe de fonctionnement

Comme il a été énoncé ci-dessus, la génération des ondes de choc se fait au moyen de deux chambres séparées hermétiquement par une membrane. La rupture de la membrane, sous l'effet de l'augmentation de la pression, crée un train d'ondes de compression dans la chambre BP et un faisceau d'ondes de détente dans la chambre HP. Ces ondes de compression vont coalescer pour former une discontinuité plane en pression, vitesse, densité et température qui n'est épaisse que de quelques libres parcours moyens entre les molécules de gaz. Une onde de choc a été formée.

Le tube à choc est devenu un moyen de diagnostic employé en raison de sa capacité à permettre l'étude d'un écoulement dont la vitesse et les propriétés thermodynamiques sont uniformes durant plusieurs dizaines de microsecondes (variable selon la dimension de l'installation). La figure 2.4 présente un diagramme d'ondes des différentes ondes générées lors de leur propagation dans un tube à choc. Ce diagramme représente leur évolution spacio-temporelle et est appelé diagramme (x,t) . Schématiquement, après la rupture de la membrane, une succession d'ondes de compression va se propager vers le fond de la chambre basse pression. La première onde de compression va faire augmenter, comme son nom l'indique,

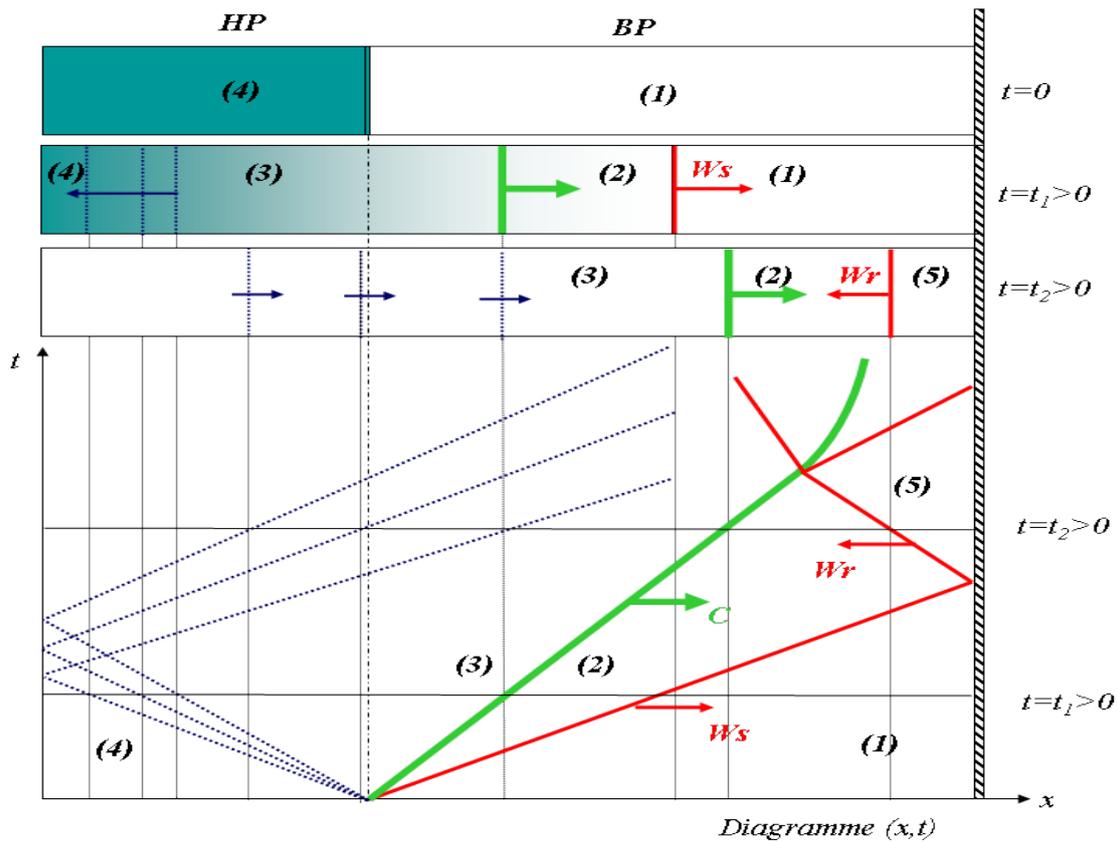


FIGURE 2.4 – Diagramme $(x-t)$ des ondes se propageant dans un tube à choc après la rupture de la membrane. L'onde de choc, incidente puis réfléchi, est représentée en rouge. Le faisceau d'ondes de détente, incident puis réfléchi, est représenté en bleu. La discontinuité de contact entre le gaz s'échappant de la chambre haute pression et celui de la chambre basse pression est représentée en vert [12].

la pression mais aussi la température, la masse volumique ainsi que la vitesse du gaz qu'elle vient de traverser. Par conséquent, la vitesse du son dans le milieu, traversé par cette première onde de compression, va augmenter. Ainsi, l'onde de compression suivante, qui se propage à une vitesse sonique, va avoir une vitesse plus grande que l'onde de compression précédente. Ainsi ce train d'ondes de compression va finir par coalescer en une onde unique : il s'agit d'une onde de choc dont la vitesse sera plus élevée que celle du son, puisqu'elle sera égale à la vitesse du son augmentée de la vitesse du gaz se mouvant en aval. La trajectoire spatio-temporelle de l'onde de choc ainsi formée est visible en rouge sur le diagramme (x,t) de la figure 2.4. Sur la figure 2.5 le schéma du train d'ondes de compression, après la rupture de la membrane, qui coalescent pour former une onde de choc est présenté.

R A noter qu'une onde de choc est pleinement formée au bout d'une distance de l'ordre de 5 à 10 fois la section du tube à choc.

Par ailleurs, un faisceau d'ondes de détente va se propager dans l'autre sens, vers le fond de la chambre haute pression. Ce faisceau va entraîner une diminution,

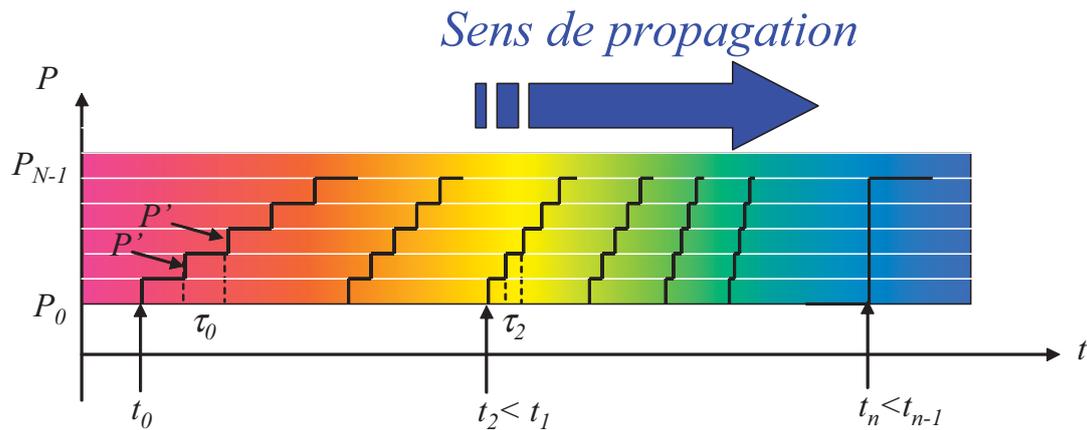


FIGURE 2.5 – Schématisation du train d'ondes de compression qui coalescent pour donner une onde de choc [12].

cette fois-ci, de température, de masse volumique et de pression. Contrairement aux ondes de compression, les ondes de détente vont aller de moins en moins vite, la vitesse du son dans le milieu diminuant. Ce qui explique que le faisceau d'ondes de détente s'élargit avec la distance parcourue, comme nous pouvons le voir en bleu sur la figure 2.4. Il y a une troisième interface à considérer : celle de la discontinuité de contact. Cette discontinuité est visible en vert sur le diagramme (x,t) de la figure 2.4. Il s'agit de l'interface qui sépare le gaz moteur expulsé de la chambre haute pression de celui présent dans la chambre basse pression. Ce sera l'arrivée de l'une de ces trois interfaces (onde de choc, faisceau d'ondes de détente ou discontinuité de contact) qui déterminera le temps maximal d'observation pour une abscisse donnée du tube à choc. Ce temps est défini comme étant celui durant lequel la pression, la vitesse, la masse volumique ainsi que la température du gaz restent constants à l'abscisse fixée. La durée d'observation débute donc à partir du passage de l'onde de choc incidente et se termine lorsque l'un des cas suivants se déroule :

- l'arrivée des ondes de détente réfléchies sur le fond de la chambre haute pression
- l'arrivée de l'onde de choc incidente qui s'est réfléchi sur le fond de la chambre basse pression
- l'arrivée de la discontinuité de contact.

Le temps maximal d'observation dépend donc, pour une abscisse de mesure donnée, des dimensions du tube à choc, du nombre de Mach de l'onde de choc incidente et de la nature des gaz introduits dans les chambre HP et BP.

Par ailleurs, lorsqu'on laisse l'extrémité du tube à choc ouverte lors d'un tir, l'onde de choc va déboucher sur le milieu environnant. A l'instar de l'onde de souffle générée par l'explosion d'une charge, l'onde de choc qui se propageait dans le milieu confiné du tube à choc va ensuite se "convertir" en onde de souffle lorsqu'elle se propagera dans le milieu environnant. Il est donc possible de créer des ondes de souffle bien calibrées à la sortie d'un tube à choc.

- Ⓡ Il est possible de définir 5 états à l'intérieur du tube à choc, au cours du passage de l'onde de choc et du faisceau des ondes de détente. L'état noté (1) est celui de la chambre basse pression à l'instant initial. L'état noté (4) est celui de la chambre haute pression à l'instant initial. L'état noté (2) est celui derrière le passage de l'onde de choc incidente. L'état noté (3) est celui derrière le passage du faisceau des ondes de détente. Enfin l'état noté (5) est celui derrière le passage de l'onde de choc réfléchie. Chaque grandeur physique peut être décrite en fonction d'un de ces 5 états. Tous ces états peuvent être observés sur la figure 2.4.

2.3 Etat de l'art

Le phénomène de dispersion de particules sous l'effet d'ondes de choc, de souffle ou de détonation est connu depuis de nombreuses décennies. D.E. Grady a commencé à s'intéresser en 1981, de façon théorique, au phénomène de fragmentation [21]. Dans son article, il expose sa théorie en utilisant une région de fluide. Il conclura tout d'abord que la taille des fragments peut être reliée à l'aire interfaciale du milieu qui est dispersé. Il est même explicité que le diamètre d de chaque fragment est donné par la relation $d = \frac{6}{A}$ où A est l'aire de chaque fragment. C'est l'énergie cinétique, associée au mouvement vers l'extérieur, qui est responsable des forces qui fracturent le milieu et qui tend à augmenter l'aire surfacique de fracture. En revanche, la tension de surface crée une résistance au processus de fragmentation. Par conséquent, la fragmentation semble être régie par une compétition entre les forces inertielles et les forces de viscosité. Enfin, il explique que la taille des fragments diminue (donc leur nombre augmente) avec l'augmentation du taux de déformation (et donc de la force imposée initialement au milieu). De plus, la taille des fragments augmente avec l'augmentation de la résistance à la rupture. Ces travaux ont inspirés de nombreuses recherches, qu'elles soient expérimentales ou numériques. En effet, les faits exposés par Grady ont été vérifiés et confirmés par la suite. Mais on n'a commencé à vouloir savoir quel était le mécanisme physique qui engendrait un tel phénomène que très récemment. C'est depuis une quinzaine d'années environ que de nombreuses études expérimentales ont été menées dans le but d'identifier le ou les mécanismes physiques qui gouvernent la formation de jets de particules lors de la dispersion d'un milieu granulaire, exposé à un saut impulsif de pression, c'est-à-dire à une onde de choc, de souffle ou de détonation. De nombreuses expériences ont été menées jusque-là en trois dimensions dans des configurations sphériques ou coniques utilisant des explosifs entourés d'une couche de particules solides. Au début des années 2000, F. Zhang et D. L. Frost au Canada et A. Milne en Ecosse, ont commencé à s'intéresser à la formation de jets de particules (ou de liquide) lors de leur dispersion non réactive induite par une onde de choc ou de détonation. Jusqu'à présent, la dispersion de matière sous forme de poudre avait été étudiée mais pour des particules réactives seulement. Les recherches étaient orientées afin de comprendre les mécanismes de combustion de poudres dispersées ainsi que leurs effets. A partir des années 2000 les enjeux se sont orientés vers l'intention de vouloir comprendre pourquoi la dispersion de particules, inertes cette fois-ci, par une onde de choc ou de détonation entraîne la formation de jets bien définis par leur géométrie et leur répartition. In fine, le but est de pouvoir modéliser, d'abord expérimentalement puis numériquement, ce phénomène complexe. Dans ces expériences la formation de jets de particules est obtenue avec succès et les observations sont de très bonne qualité [22, 23, 24]. Dans un premier temps, F. Zhang et al. [25] ont mis en évidence que la couche de particules qui se disperse sous l'action d'une onde de choc induit 3 régimes d'écoulements :

1. Un écoulement granulaire au début du phénomène.

2. Un écoulement gaz-particules dense dans les temps moyens du développement de jets.
3. Un écoulement gaz-particules dilué loin de la source.

Quelques temps plus tard, les mêmes auteurs [26] montrent qu'entre l'onde de choc et les particules il y a un transfert de quantité de mouvement mais que ce transfert est de moins en moins important lorsque la taille des particules augmente. De ce fait la vitesse des particules, après l'interaction avec l'onde de choc, dépend du ratio entre la masse des particules et celle de l'explosif. Cette information est reprise par D.L. Frost et al. [27] en 2010 sur l'étude de la formation de jets de particules lors de leur dispersion explosive. Ce travail expérimental permet de

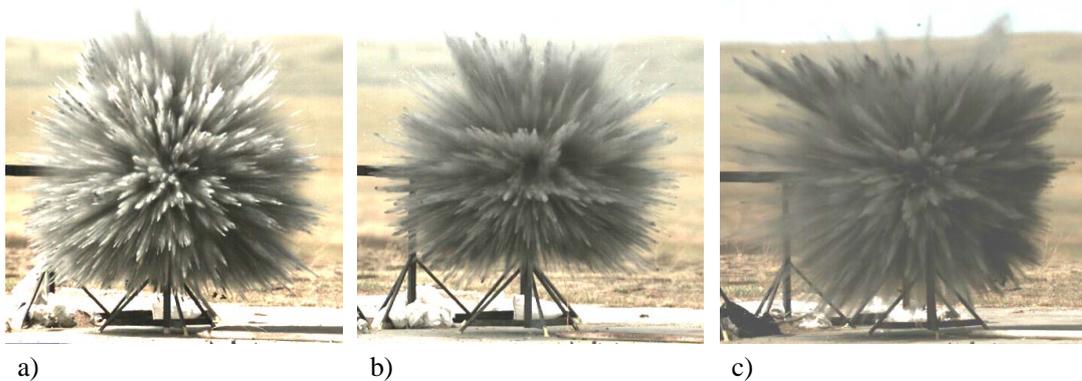


FIGURE 2.6 – a) Dispersion explosive d'une couche de 978 g de particules de fer de $32\ \mu\text{m}$ de diamètre. La vitesse moyenne du front de particules à la première milliseconde est de 375 m/s. b) Dispersion explosive d'une couche de 1226 g de particules de fer de $32\ \mu\text{m}$ de diamètre. La vitesse moyenne du front de particules à la première milliseconde est de 140 m/s. c) Dispersion explosive d'une couche de 2996 g de particules de fer de $32\ \mu\text{m}$ de diamètre. La vitesse moyenne du front de particules à la première milliseconde est de 85 m/s. Ces images sont extraites des travaux de D.L. Frost et al. [27].

confirmer que l'expansion du nuage de particules (et la formation de jets) dépend à la fois de la taille des particules, de leur densité mais aussi du ratio entre la masse de la couche de particules et la masse d'explosif. Il découle de ce résultat que, selon la valeur de ce ratio, le nuage de particules est éjecté avec une vitesse plus ou moins grande et que cette vitesse d'éjection a une conséquence sur la géométrie et la répartition des jets de particules. En effet, il est expliqué que plus la vitesse d'éjection est faible, plus l'angle d'espacement est grand, autrement dit, plus le nombre de jets de particules est faible, comme il est observable à travers la figure 2.6. De plus, si la vitesse d'éjection des particules ne dépasse pas une vitesse "critique", le front de particules reste "lisse", c'est-à-dire qu'il reste stable (il n'y a pas de création de jets de particules), comme il est visible sur la figure 2.7. Il y a donc une vitesse d'éjection minimale critique à atteindre pour avoir des jets et cette vitesse critique dépend des conditions initiales telles que la densité des



FIGURE 2.7 – *Dispersion explosive d'une couche de particules de magnésium de 240 μm de diamètre. La vitesse moyenne du front de particules durant les premières millisecondes est d'environ 85 m/s. Cette image est extraite des travaux de D.L. Frost et al. [27].*

particules, leur diamètre ou encore la surpression initiale imposée à la couche de particules par l'onde de choc (ou de détonation). Ainsi une des conclusions à ce travail expérimental est que les effets inertiels tendent à fragmenter la couche de particules tandis que les effets visqueux tendent à la maintenir stable. Il y a donc en permanence une compétition entre les effets d'inertie et les effets de viscosité.

Pour corroborer ceci, D.L. Frost et al. ont explicité un nombre sans dimension : le nombre de Reynolds de compaction [27]. Ce nombre permet d'obtenir un seuil pour lequel la formation de jets de particules apparaît ou non, en fonction des caractéristiques de l'écoulement mais aussi des particules (taille, masse volumique et vitesse du son dans le milieu). Son expression est la suivante :

$$\boxed{Re_c = \frac{\rho UL}{\gamma_s c_s d_s}} \quad (2.5)$$

Cette expression représente le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité où :

- ρ , U et L sont respectivement la densité, la vitesse et la longueur caractéristique (par exemple l'épaisseur de la couche de particules) de la couche de particules.
- γ_s , c_s et d_s sont respectivement la masse volumique des particules, la vitesse du son dans la phase solide et le diamètre moyen des particules.

En général, le nombre de jets augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds de compaction. Pour des particules de métal, il apparaît un seuil pour lequel la couche de particules devient instable. Entre 1 et 10 la couche de particules est

dans une transition entre stabilité et instabilité. En dessous de 1, la couche granulaire reste stable ; aucun jet n'apparaît. En dessus de 10, la formations de jets de particules est clairement observée.

Par ailleurs, une étude expérimentale focalisée sur la formation des jets de particules a été réalisée en 2010 par A. Milne et al. [28]. Dans cette étude il est explicité que les fragments aux temps courts (correspondant à l'instant où la couche de particules commence tout juste à se fragmenter et donc à laisser apparaître les jets de particules à leurs prémisses) sont retrouvés en nombres identiques aux temps longs (lorsque les jets se sont formés entièrement et ont évolué dans le temps). Ainsi, une fois formés, les larges fragments initiaux ont des trajectoires balistiques et sèment des débris derrière eux. Cette information est reprise par Frost et al. [29]. Ces informations peuvent donc laisser croire que l'instabilité de Rayleigh-Taylor est un mécanisme possible pour la formation des fragments initiaux qui s'érodent de façon aérodynamique (d'après les expériences) mais les calculs 2D effectués par A. Milne et al. éliminent cette hypothèse [28].

Alors d'autres hypothèses sont émises. Ainsi F. Zhang et al. émettent l'hypothèse, et tentent de la vérifier expérimentalement, que les mécanismes responsables de la formation d'amas et de jets de particules incluraient 3 étapes [30] :

1. La compaction du lit de particules induite par l'onde de choc.
2. La fracture du lit de particules à travers les interactions avec le fluide interstitiel ou directement avec les collisions inélastiques des particules.
3. Les effets du fluide derrière l'onde de choc.

Le nombre de jets est, selon F. Zhang, étroitement lié à cette deuxième phase, la phase de fracture, qui se déroule très tôt après l'interaction avec l'onde de choc. Les collisions et les agglomérations conduisent à la croissance des jets de particules. Aux temps longs, F. Zhang affirme que le nombre de jets de particules tend à diminuer pendant que la structure de jets croît, ce qui est en contradiction avec les observations de A. Milne exposées précédemment [28]. Cette information est confirmée par les travaux de R. C. Ripley et al. en 2011 [31]. En effet, dans leurs travaux, ils expliquent qu'initialement le nombre de jets reste constant mais qu'il décroît avec la distance pour les causes suivantes :

1. Pour les liquides, le nombre de jets (fluides) diminue à cause des ruptures aérodynamiques de l'évaporation.
2. Pour les particules solides, le nombre de jets (de particules) diminue à cause des mouvements transverses des particules.

Par conséquent, le nombre de jets devrait décroître avec le temps. De plus, ils annoncent que le nombre de jets est dépendant de la pression générée par l'onde de choc, ce qui confirme le fait qu'il y ait une dépendance au ratio masse des particules-masse de l'explosif. En général le nombre de jets augmente avec la

taille de la charge et donc avec l'augmentation de la surpression imposée à la couche de particules. De plus, contrairement à D. L. Frost qui avait dit en 2010 que l'expansion du nuage de particules dépend de la taille des particules [27], ici R. C. Ripley nous explique que le nombre initial de jets est indépendant du diamètre des particules (nombre de jets aux temps courts) mais qu'en revanche, pour une charge donnée, le nombre de jets diminue plus tôt pour les petites particules (jets aux temps longs). En conclusion des travaux de R. C. Ripley et al., le nombre de jets initiaux peut être relié à la vitesse d'expansion, à la surpression, à la surface de contact entre le fluide moteur et les particules et à la fragmentation du lit de particules.

Une nouvelle explication sur la nature de la formation des jets est énoncée par Fue-Sang Lien et al. en 2011. Ils expliquent que cette formation est due à la nature stochastique des interactions. Ainsi une instabilité des trajectoires des particules apparaît. Cette instabilité, pourrait causer des agglomérations et des collisions entre particules qui conduiraient à une distribution spatiale non uniforme où des structures de jets de particules macroscopiques naîtraient [32].

Pendant que de nombreuses expériences sont faites pour essayer de comprendre un possible mécanisme à la formation de ces jets de particules issus de la dispersion explosive d'une couche granulaire, des calculs et simulations commencent à voir le jour afin de venir en soutien aux expériences. Dans un premier temps, des travaux numériques sont effectués dans le but de modéliser, tout d'abord, des explosions sphériques issues de matériaux réactifs contenant de l'aluminium [33]. En 2011 les calculs de Grégoire et al. [34] montrent que les jets de particules sont formés au tout début du processus de dispersion, quand le nuage de particules commence à se disperser. Ces travaux confirment aussi que le nombre de jets est plus grand lorsque :

1. La masse d'explosif augmente pour une masse donnée de particules.
2. La couche de particules est plus épaisse.
3. Pour l'eau par rapport aux billes de verre.

Mais un problème demeure car les codes de calculs actuels sont incapables de prédire les inhomogénéités observées expérimentalement. Dans un travail numérique de C. Parrish et al. [35] s'appuyant sur les expériences de A. Milne et al. [36][28], un code de calcul 1D basé sur un modèle multiphasique est utilisé. Ce travail tend à confirmer le fait que le nombre de structures est proportionnel au rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Mais si l'on veut considérer toute la complexité du problème, un calcul 2D serait plutôt nécessaire.

Les expériences sur la formation de jets de particules se poursuivent de nos jours. En 2012, D. L. Frost et al. [37] mettent au point d'autres expériences pour tenter d'élucider cette problématique qui reste toujours sans réponse (même si des tendances sont trouvées, le mécanisme physique n'est pas compris). Avec ces nouvelles expériences, ils montrent que le lit de particules se fracture en fragments de dimension de l'ordre de l'épaisseur de la couche de particules compactée. Les

fragments avancent radialement avec une trajectoire balistique et sèment derrière eux des particules. Ils font aussi de nouvelles expériences en prenant en compte la divergence de l'écoulement. Pour ce faire, des expériences sont réalisées, non plus avec des amas de particules sphériques, mais coniques positionnés autour de l'explosif où un jet unique se produit. Ainsi lorsque le cône est de 90 degrés le comportement du jet formé est différent que celui d'un cône de 45 degrés. En effet, pour un cône de 90 degrés le jet se forme plus vite, il va aussi plus vite et sa trajectoire va plus loin qu'avec un cône de 45 degrés. De ce fait, si on réduit la divergence de l'écoulement lors de l'explosion, la stabilité des particules est accentuée. Ils s'intéressent aussi à l'influence du liquide que peut contenir l'amas de particules. Ainsi dans un premier temps ils réalisent des expériences avec du liquide seul et observent que la dispersion explosive de liquide génère des jets de gouttes liquides. De ces expériences ils concluent que, à volume égal, il y a plus de jets pour les liquides que pour les particules solides bien que les jets se dissipent plus vite pour les liquides. Ensuite dans un second temps ils reproduisent des expériences avec des particules solides mais cette fois-ci saturées de liquide. Avec cet amas hybride de particules solides saturées de liquide ils observent qu'il y a plus de jets qu'avec les particules sèches. C'est durant cette année aussi que se raffinent les différentes étapes de formation de jets. Si F. Zhang avait avancé quelques années auparavant que le mécanisme de formation de jets de particules se déroulait en 3 étapes, A. W. Longbottom et al. nous prédisent en 2012 que ce mécanisme se déroule en 4 étapes [38]. Cette dispersion de particules se ferait donc de la manière suivante :

1. Configuration initiale de la couche de particules.
2. Compression, mouvement de la couche de particules puis fragmentation primaire.
3. Les fragments primaires se déplacent.
4. Les fragments primaires s'érodent en fragments secondaires.

Ainsi un taux d'érosion est défini par A. W. Longbottom et al. comme le rapport du rayon des fragments sur le temps. Ils montrent aussi que lorsque l'épaisseur de la couche de particules augmente, le nombre de jets augmente aussi et lorsque la vitesse de la couche de particules diminue, le nombre de jets diminue. Ces deux points sont donc confirmés.

Parallèlement, de plus en plus de travaux de simulations numériques voient le jour pour essayer de comprendre comment ce phénomène physique se met en place [39, 40, 41]. Ainsi en 2013 T. Xu et al. proposent une étude numérique sur une dispersion de particules solides à une échelle mésoscopique pour une géométrie de tube à choc cylindrique [42]. Les résultats indiquent que le mécanisme responsable de la formation de jets de particules solides est induit par deux paramètres :

1. Les jets de gaz moteur induits par l'onde de choc à travers la couche initiale

de particules sur la surface interne de l'amas.

2. Les collisions inélastiques entre les particules.

De ce fait, il en est déduit que le nombre de jets de particules est une fonction du nombre de particules présentes sur la surface interne de l'amas et du ratio entre la masse du lit de particules et de la surpression engendrée entre les chambres haute pression et basse pression du tube à choc modélisé numériquement (ce dernier point étant déjà montré expérimentalement par le passé). Cette interface entre la chambre HP du tube à choc et la surface interne du lit de particules est perturbée après le passage de l'onde de choc. Des structures spiciformes de gaz émergent sur l'interface où des lacunes sont présentes entre les particules de la surface interne du lit de particules et des micro-jets de gaz se développent. Les jets de gaz séparent donc les particules pendant que les collisions inélastiques les agglomèrent. Ainsi, les interactions entre les particules font déplacer la surface externe du lit de particules. Le cisaillement induit par la grande différence de vitesse entre les particules et le fluide moteur peut être à l'origine de la formation de jets de particules et de leur croissance. Ceci peut entraîner des amas et des agglomérats de particules vers une formation de structures cohérentes de jets et transférer l'énergie de l'onde de choc vers les particules dispersées. De même, il est confirmé aussi dans cette étude numérique que le nombre de jets diminue quand l'inertie du lit de particules augmente et que l'effet de la taille des particules sur le nombre de jets n'est pas apparent pour la gamme de surpression étudiée. D'autres études numériques ont vu le jour [43] [44] mais aucune conclusion n'a encore vraiment abouti.

2.4 Répondre à une problématique

Malgré tous ces travaux expérimentaux et numériques, le mécanisme physique de la formation et de la sélection de jets de particules provenant d'un amas granulaire soumis à un saut impulsif de pression n'est pas encore élucidé. De plus, les expériences menées jusqu'à présent en configurations tridimensionnelles, dans plusieurs équipes à travers le monde, compliquent le dépouillement des résultats et il est très difficile d'analyser les images avec une grande précision (nombre de jets, angle d'espacement entre les jets...). Plus récemment, des expériences en configuration pseudo-cylindrique ont été menées par Frost et al. où il est plus aisé d'analyser la répartition des jets et d'extraire des informations mais les effets 3D restent toujours présents, ce qui nuit à la précision des mesures. Des études précises et complètes sur l'influence des conditions initiales sur le nombre de jets de particules et leur variation n'ont jamais été faites. Afin de vouloir améliorer les expériences passées pour pouvoir répondre à cette problématique et essayer de mieux caractériser la formation de jets de particules par rapport aux conditions initiales, il serait plus judicieux de reproduire ces instabilités en deux dimensions. Ainsi, nous avons mis au point un protocole original qui permet d'observer et d'étudier de façon très détaillée la formation de jets de particules lors de la dispersion d'un amas granulaire en deux dimensions soumis à une onde de choc ou de souffle afin de caractériser ce phénomène physique avec plus de précisions. Notre nouvelle approche permet aussi d'accéder à une expérience de laboratoire plus "simple" à mettre en œuvre que l'utilisation d'explosifs sur champs de tirs. Pour mettre au point une telle étude, il a fallu trouver comment faire pour recréer exactement ce phénomène étudié en trois dimensions jusqu'à présent. L'idée de la cellule de Hele-Shaw a été retenue. Un petit tube à choc conventionnel a été utilisé ainsi qu'un réservoir pressurisé (dont les dimensions sont données ultérieurement) qui produisent des surpressions modérées. Le premier crée une onde de souffle à sa sortie, c'est-à-dire un saut impulsif de pression suivi par une chute brutale de pression pouvant descendre en dessous de la pression atmosphérique, et le second crée une onde de choc, c'est-à-dire un saut impulsif de pression suivi par un niveau constant. L'intérêt d'utiliser de faibles ondes de choc (dont le nombre de Mach est compris entre 1.07 et 1.45) permet d'observer la formation des jets et les diverses transitions avec beaucoup plus de précision qu'avec l'utilisation d'explosifs induisant des surpressions très élevées. En effet, le front de particules se déplace avec une vitesse moindre ce qui implique un espacement temporel plus faible entre les images. Avant de mettre au point une telle étude, qui est plus adaptée pour observer l'influence des conditions initiales sur la formation des jets de particules, il a fallu vérifier de façon très qualitative s'il était possible d'obtenir une telle formation de jets en laboratoire. De ce fait, des expériences très simples ont été réalisées avec un pétard commercial de type K1 recouvert d'un amas de farine de 1 à 2 cm d'épaisseur. Ce test va permettre de constater si oui ou non des jets de farine se forment sous l'effet d'un saut impulsif de pression assez faible (les expériences ont été menées jusque-là avec des explosifs générant des sauts de pression de plusieurs dizaines voire centaines de bars). Sur la figure 2.8 une séquence de clichés extraits de la dispersion d'un dôme de farine dispersé par un pétard

commercial de type K1 est présentée. La présence de jets de farine bien marqués est d'ores et déjà constatée. Cette petite expérience ludique nous laisse optimiste sur la possibilité de créer ce type d'instabilité en laboratoire pour de faibles surpressions. Une seconde expérience est réalisée, mais cette fois-ci avec un montage optique strioscopique. Ce montage a pour but ici de pouvoir observer, en plus des jets, les différentes ondes de choc, de souffle ou de compression qui traversent la couche de farine et qui sont issues de l'explosion du pétard. La figure 2.9 regroupe plusieurs clichés extraits de cette expérience.

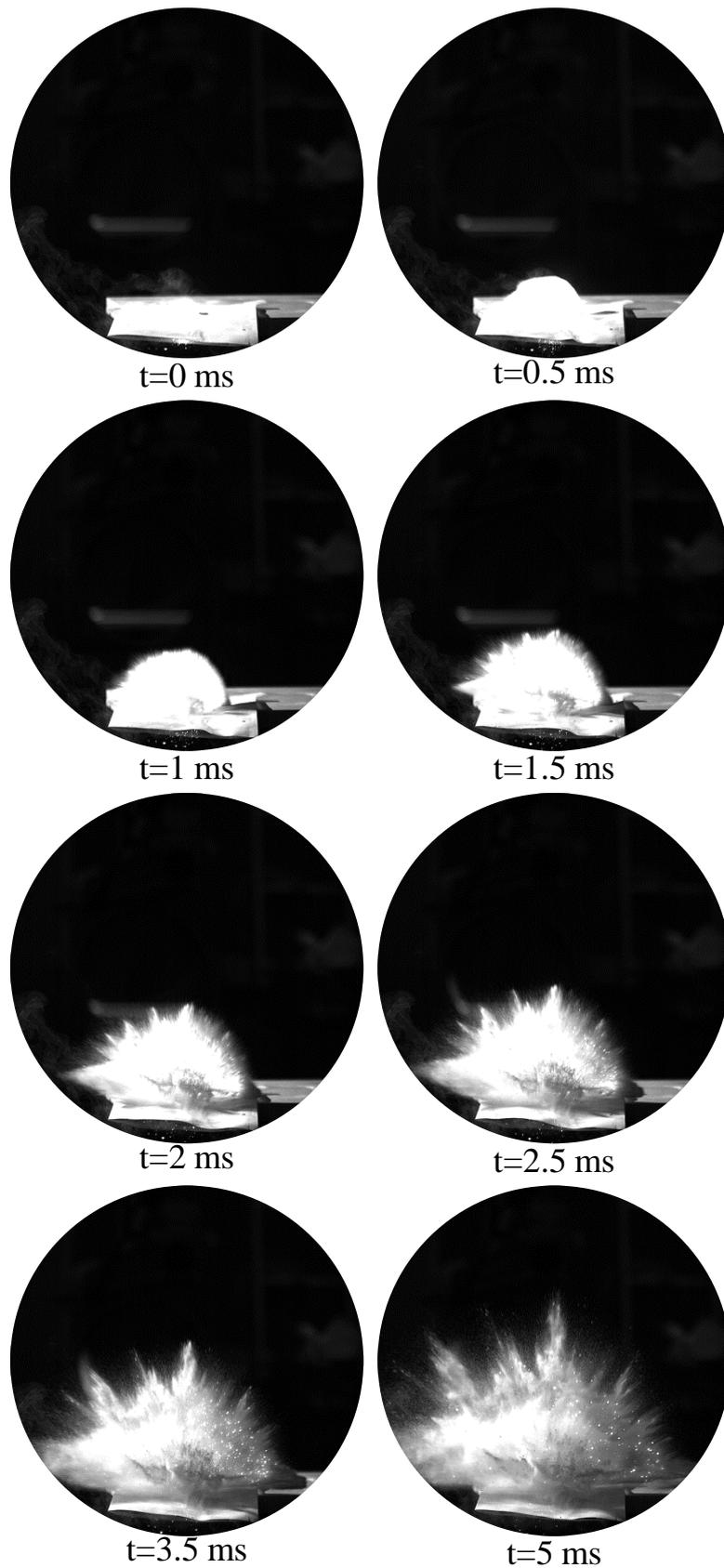


FIGURE 2.8 – Séquence d'images extraites de la visualisation directe d'un tir d'essai avec un pétard commercial de type K1 (masse de poudre ≤ 3 g) entouré d'un dome de farine de 1 cm d'épaisseur.

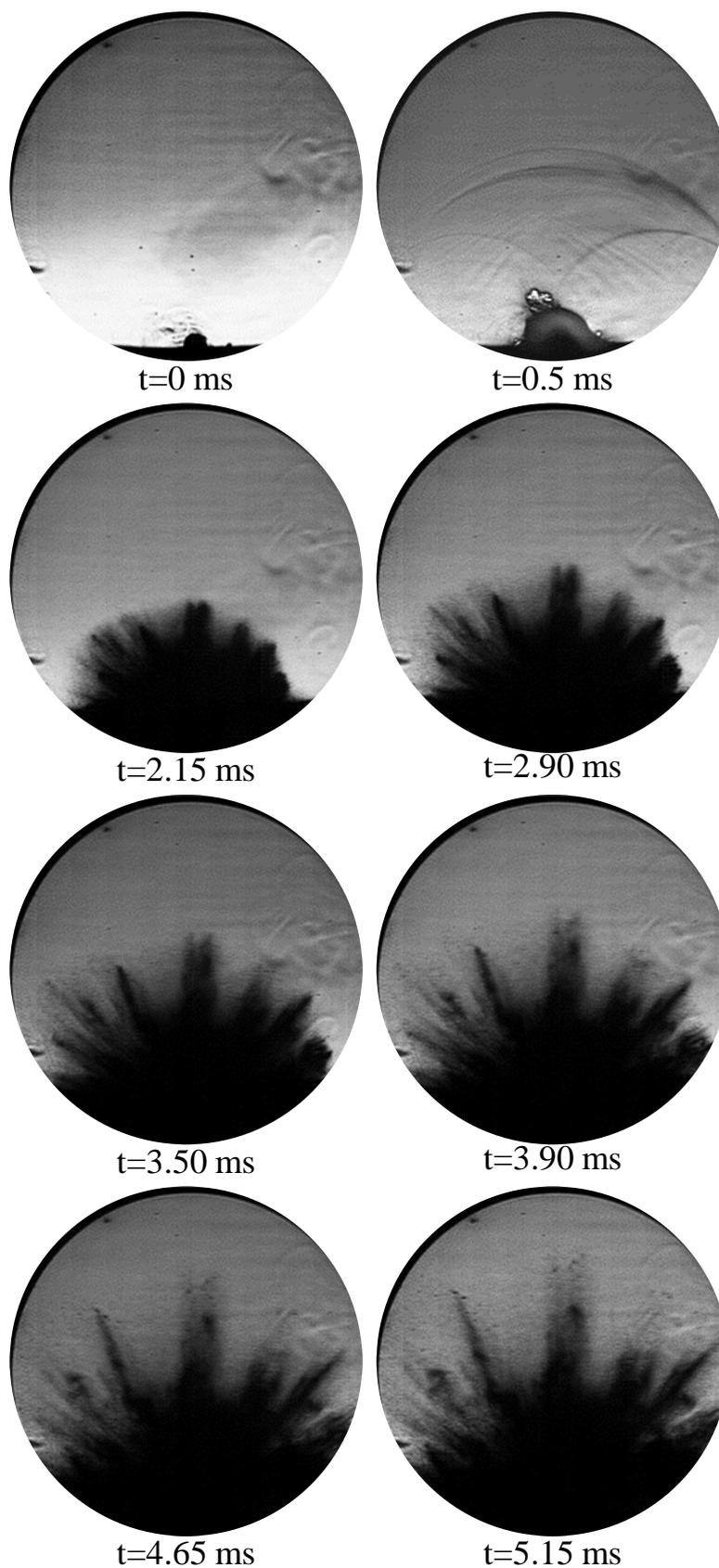
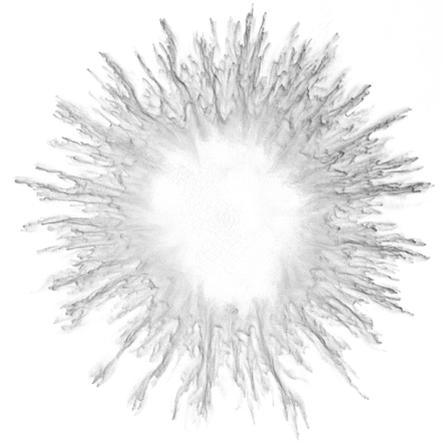


FIGURE 2.9 – Séquence d'images issues d'une visualisation par montage optique strioscopique extraites d'un tir d'essai avec un pétard commercial de type K1 (masse de poudre ≤ 3 g) entouré d'un dôme de farine de 1 cm d'épaisseur.

Le tube à choc T32
Le réservoir T100
La cellule de Hele-Shaw : une configuration quasi-2D
Instrumentation et chaîne de mesures
Synthèse
Protocole expérimental
Mise en route et premiers essais de validation du montage
Caractérisation des matériaux testés



3 — MONTAGE EXPERIMENTAL

Pour répondre à la problématique détaillée dans la partie précédente il a fallu mettre en place un montage expérimental original. Dans ce chapitre, nous détaillons l'ensemble de ses éléments et présentons la mise en route et les validations de ce dernier.

3.1 Le tube à choc T32

Le tube à choc avec lequel la plupart des expériences de cette étude a été réalisée est un tube à choc conventionnel de 32 mm de section circulaire que nous noterons “tube à choc T32” (figures 3.1 et 3.2). Ce tube à choc a été réalisé en PVC, utilisable dans toutes les directions de l'espace et totalement amovible, ce qui le rend très facile d'utilisation. La chambre haute pression (notée chambre HP) mesure 210 mm de long et la chambre basse pression (notée chambre BP) mesure 945 mm de long. Les deux chambres se vissent entre elles et la membrane, dont la rupture va permettre la génération de l'onde de choc, vient s'intercaler entre ces dernières. La chambre HP possède une vanne manuelle reliée à une bouteille d'azote sous pression. Sous l'effet de l'augmentation de pression, la membrane va se rompre brutalement et permettre la formation d'un train d'ondes de compression. Ces dernières vont se rejoindre et coalescer pour former une onde de choc qui va se propager dans la chambre BP.

R La membrane permettant de générer une onde de choc est une séparation hermétique ayant une épaisseur assez faible pour pouvoir se rompre sous l'effet de la pression et suffisante pour aboutir à la génération d'une onde de choc. Le choix du matériau dans lequel est construit la membrane ainsi que le choix de son épaisseur permettent de générer des ondes de choc d'intensités différentes. La pression de rupture, et donc l'intensité de l'onde de choc incidente, sont plus importantes si le matériau est plus résistant à la pression ou si son épaisseur est plus importante.

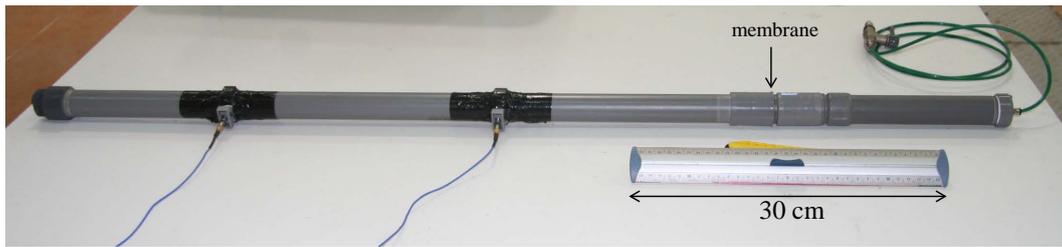


FIGURE 3.1 – Vue du tube à choc conventionnel T32.

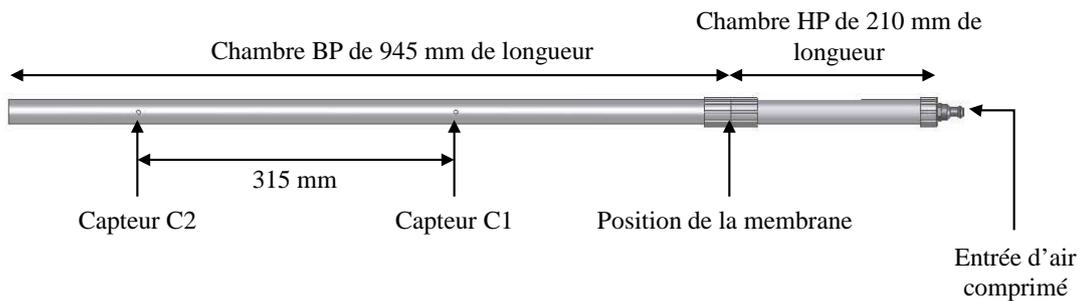


FIGURE 3.2 – Schéma du tube à choc conventionnel T32, présentant ses côtes et la position des mesures de pression.

A la sortie du tube à choc T32, c'est une onde de souffle qui se propage dans le milieu environnant, ayant pour caractéristique cette fois-ci un saut brutal de pression suivi d'une dépression rapide. La figure 3.3 permet de comparer une onde de souffle issue de l'explosion d'une charge dans le milieu environnant ainsi que l'onde

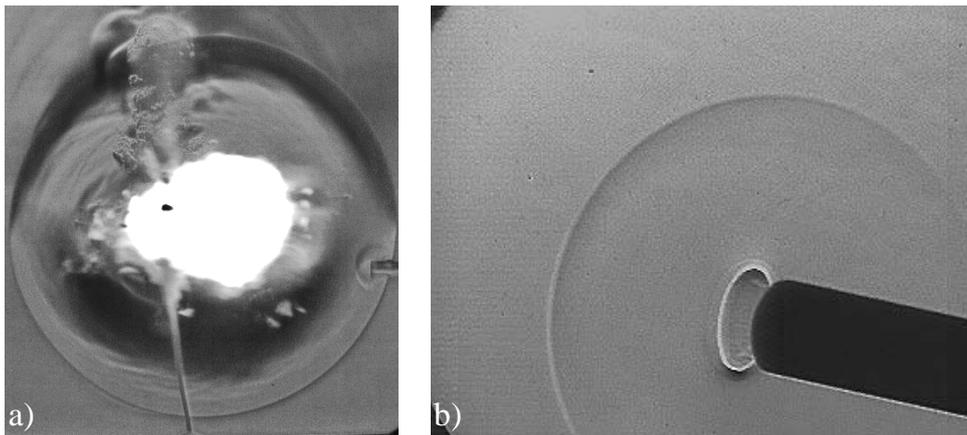


FIGURE 3.3 – Clichés strioscopiques comparant a) une onde de souffle sphérique issue de l'explosion d'une charge et b) une onde de souffle débouchant à la sortie du tube à choc T32 et se propageant dans le milieu environnant. La première interface sphérique correspond à l'onde de souffle et la seconde, plus proche de la sortie du tube à choc T32, correspond à la discontinuité de contact entre le gaz comprimé par l'onde de choc dans le tube à choc et le gaz environnant.

de souffle créée grâce au tube à choc T32. Les deux interfaces sphériques sont similaires. Ce dispositif expérimental va donc permettre de recréer des conditions d'onde de souffle expérimentalement, à l'instar des charges explosives à plus grande échelle.

3.2 Le réservoir T100

Le tube à choc T100 est un tube à choc particulier. En effet il s'agit d'un "réservoir" haute pression d'environ 8.5 litres. Comme il est montré sur la figure 3.4, et sur une schématisation sur la figure 3.5, il ne contient pas de chambre basse pression. L'opercule en aluminium est monté sur un anneau métallique (figure 3.6)



FIGURE 3.4 – Tube à choc "réservoir" T100.

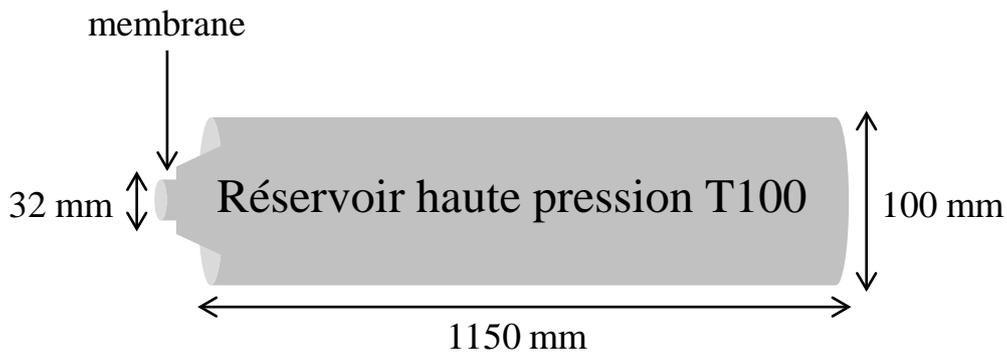


FIGURE 3.5 – Schéma du tube à choc "réservoir" T100. Le schéma n'est pas à l'échelle.

puis est inséré directement entre la sortie du tube à choc et la fixation de la plaque inférieure (figure 3.7). Lors de la rupture de la membrane, le tube à choc "réservoir" se vidange directement dans la cellule de Hele-Shaw. Son diamètre est de 100 mm et une réduction à 32 mm permet au tube d'être fixé à la cellule de Hele-Shaw avec la fixation déjà existante.

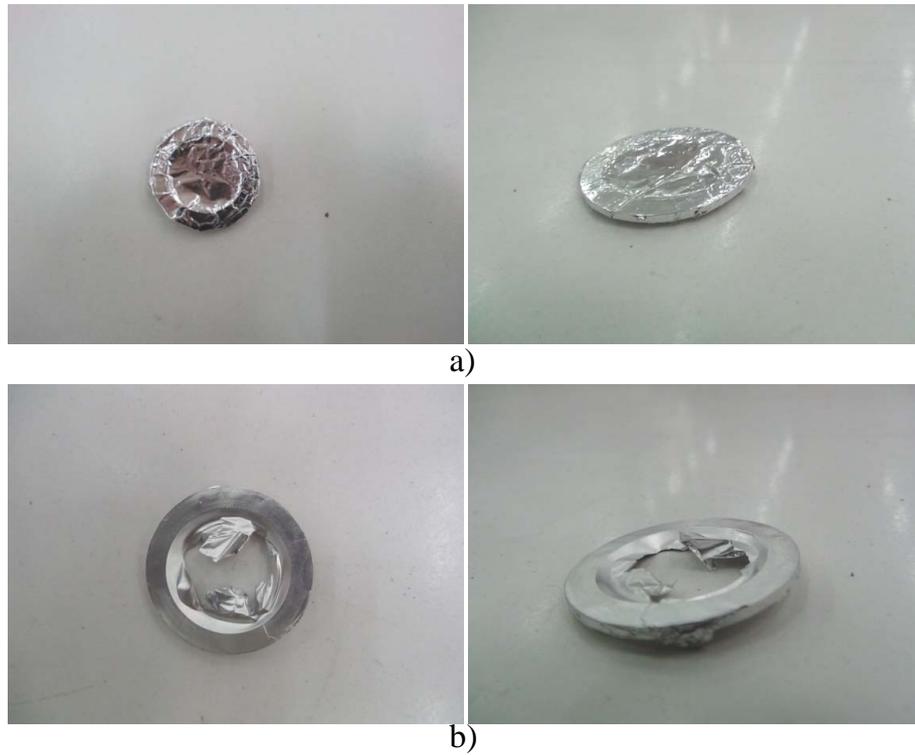


FIGURE 3.6 – a) Membrane avant rupture, composée d'une épaisseur de feuille d'aluminium. b) Membrane après rupture, adaptée au réservoir T100.

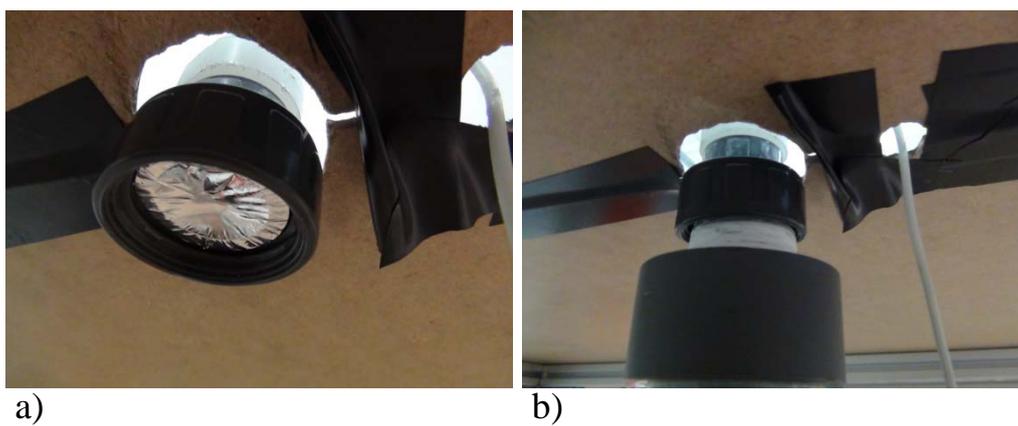


FIGURE 3.7 – a) Positionnement de la membrane et fixation à la cellule de Hele-Shaw. b) Mise en place du réservoir T100 avec la membrane et fixation hermétique à la cellule de Hele-Shaw.

Le but de changer le tube à choc T32, et pour lequel la majorité des campagnes de tirs a été faite, est de soumettre l’anneau de particules à un profil de pression différent. En effet, le profil de pression à la sortie du tube à choc T32 est un profil d’onde de souffle, c’est-à-dire un saut de pression brutal suivi d’une décroissance qui passe en-dessous de la valeur de la pression atmosphérique. Avec le tube à choc T100 le profil de pression imposé à l’anneau de particules n’est plus une onde de souffle mais une onde de choc. Le saut de pression à la sortie de ce tube à choc “réservoir” est suivi d’un niveau constant de pression. Grâce à cette différence de condition expérimentale il est possible de voir si le profil de pression imposé à la couche de particules est responsable ou non de la formation de jets de particules et de leur sélection.

3.3 La cellule de Hele-Shaw : une configuration quasi-2D

Les expériences sont menées au travers d’une géométrie quasi bi-dimensionnelle et transparente à la visualisation dans le but d’observer les interfaces internes et externes de la couche de particules pendant sa dispersion. Pour cela, l’idée d’une cellule de Hele-Shaw de $1900 \times 1500 \times 4$ mm³, en plexiglas, ouverte sur l’atmosphère, a été retenue. A l’intérieur de cette dernière, un anneau de particules est mis en mouvement par un saut impulsif de pression (causé par l’onde de choc ou de souffle) directement généré au centre de ce dernier, comme il est montré sur la figure 3.8.

R Il s’agit de deux plaques de plexiglas, transparentes pour la visualisation, que l’on espace d’une certaine hauteur. L’espacement entre les plaques doit cependant être très petit devant la longueur et la largeur (d’au moins un facteur 10) de cette dernière. Nous avons choisi de le faire varier de 1 mm à 10 mm. Cependant la majorité des expériences est réalisée avec un espacement de 4 mm entre les deux plaques. L’écoulement des particules ainsi que la propagation de l’onde de souffle se font à l’intérieur de ce confinement 2D. Nous avons simulé l’écoulement de gaz à l’intérieur de la cellule de Hele-Shaw correspondant à la configuration du présent montage à l’aide de logiciel Star CCM+. Des résultats de ces simulations sont disponibles en annexe 4. La cellule de Hele-Shaw a déjà été utilisée pour l’étude d’écoulements granulaires [45]. Il s’agissait d’étudier la digitation de particules, sous forme de dentrites, lors d’un déplacement lent d’un amas de particules causé par un écoulement de gaz au sein de la cellule de Hele-Shaw. Même si l’objet de l’étude est différent de celui présenté dans ce manuscrit, cette configuration a déjà été testée avec succès pour un écoulement de particules.

3.4 Instrumentation et chaîne de mesures

3.4.1 Capteurs de pression et oscilloscope

Au cours des expériences, quatre capteurs de pression dynamique ont été disposés sur le montage expérimental. Il y a deux capteurs, C_1 et C_2 , fixés sur le tube à choc de marque PCB et de type SM113A26, qui présentent un temps de réponse

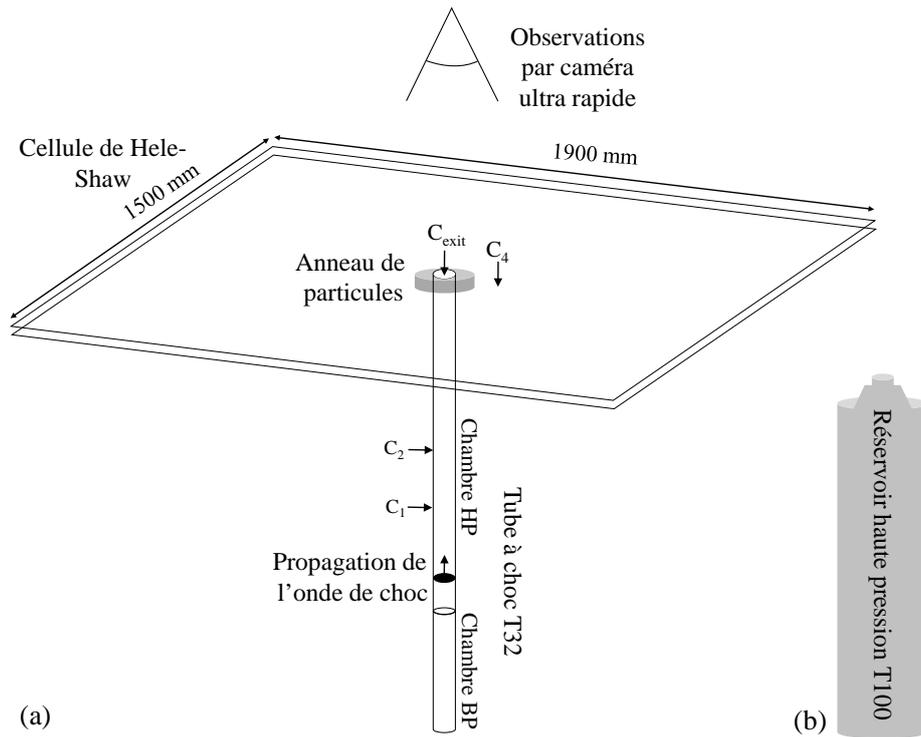


FIGURE 3.8 – a) La cellule de Hele-Shaw et son instrumentation avec le tube à choc T32 et b) le réservoir haute pression T100 de remplacement.

de $1 \mu\text{s}$. Ils ont pour but de relever le saut de pression au passage de l'onde de choc incidente et, connaissant leur espacement, de permettre de mesurer le nombre de Mach de l'onde de choc générée, comme il est montré sur la figure 3.9. Deux autres capteurs, C_{exit} et C_3 , disposés sur les plaques sont de marque ENDEVCO et de type 8530B. Ils ont pour but de mesurer le saut de pression entre les deux plaques à deux stations différentes. Ces capteurs de pression dynamique sont respectivement de type piézoélectrique et de type piézorésistif à hautes fréquences qui présentent une réponse suffisamment rapide pour les phénomènes étudiés en tube à choc. Ces quatre capteurs sont branchés à un conditionneur qui permet de renvoyer à un oscilloscope des signaux exploitables (i.e. débarrassés d'une partie du bruit électronique). Le signal du capteur C_1 est celui qui va déclencher les mesures au passage de l'onde de choc incidente. C'est ce signal qui va, via la sortie de l'oscilloscope branché sur la caméra rapide, signaler à cette dernière le début de l'acquisition des images.

- R** Un capteur piézoélectrique possède un matériau qui a pour propriété de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique et réciproquement de se déformer lorsqu'on lui applique un champ électrique. Ainsi lorsque le matériau se trouvant dans le capteur est soumis à une différence de pression, il envoie un signal électrique qui pourra ensuite être converti en valeur de pression. Un capteur piézorésistif possède un matériau qui a les propriétés de changer sa résistance électrique lorsqu'il est soumis à une contrainte mécanique. Ainsi la mesure de différence de résistance permet de remonter à une pression.

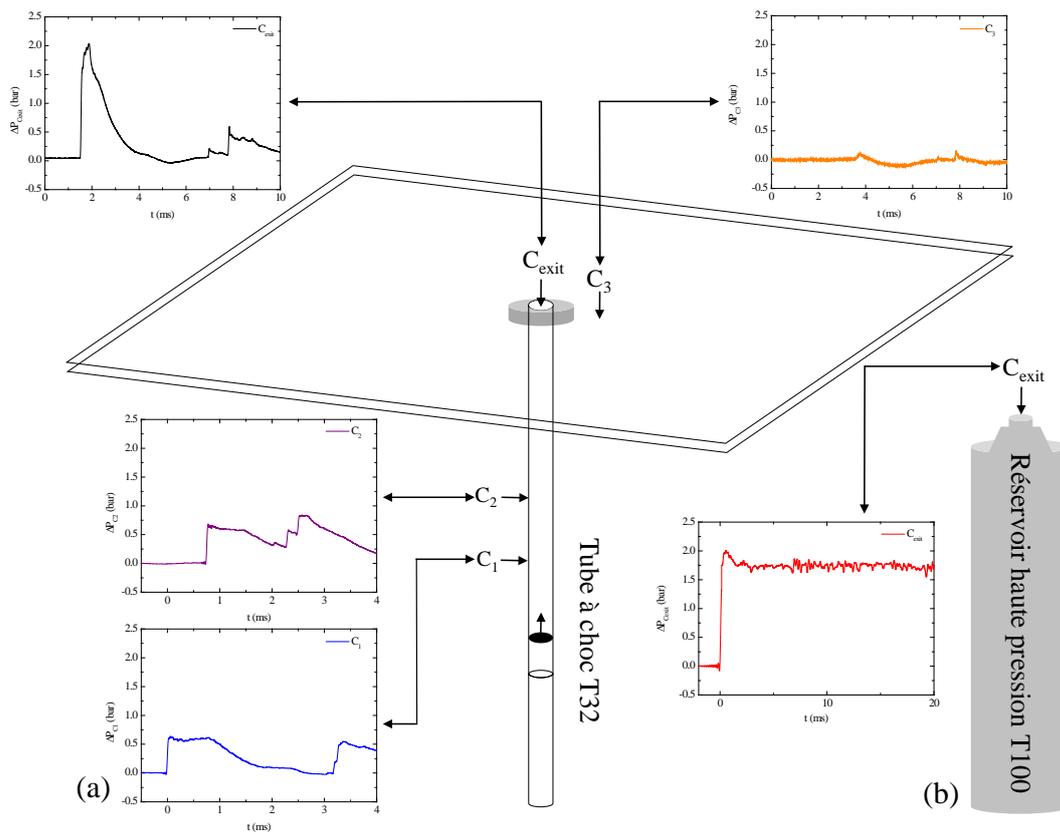


FIGURE 3.9 – Différents profils de signaux de pression observés sur les capteurs du montage expérimental.

3.4.2 Visualisation par caméra rapide

Ce phénomène ultra rapide est visualisé grâce à une caméra rapide Photron Fastcam SA1. Celle-ci permet d'obtenir des vitesses d'acquisition jusqu'à 650 000 images par seconde et possède un capteur optique d'une résolution de 1024×1024 pixels pour des cadences de 5000 images par seconde maximum. La durée de la visualisation est limitée par la mémoire interne de la caméra de 5 Giga-octets. Elle est fonction de la résolution spatiale et temporelle de visualisation choisie. Les données recueillies dans la mémoire interne de la caméra sont transmises par connexion Ethernet sur un ordinateur et sont traitées par le logiciel Photron PFV. La sauvegarde de ces données se fait au format .AVI, .JPG ou .TIFF et conserve tous les paramètres de réglage de la caméra utilisés pour l'acquisition (cadence d'enregistrement, vitesse d'obturation, définition de l'image). Ce logiciel permet de visualiser le film en pouvant jouer sur la vitesse de défilement des images. Il s'agit aussi d'une interface entre la caméra et le PC. En effet, tous les réglages de la caméra tels la résolution, la fréquence d'acquisition d'images ou encore les différents modes de déclenchement de celle-ci sont réglables via ce logiciel. La caméra est équipée de plusieurs organes de communication avec l'extérieur lui permettant notamment de caler sa vitesse de prise de vue sur la fréquence d'un laser ou à l'inverse d'imposer une fréquence de fonctionnement à un élément extérieur.

La mise en route de l'acquisition de la caméra peut se faire manuellement, par l'intermédiaire d'un ordinateur ou d'une télécommande, ou par la réception d'un signal TTL ; celui-ci peut servir aussi bien à définir le début que la fin de la plage d'enregistrement. La souplesse de ce type de déclenchement permet ainsi de synchroniser parfaitement la caméra avec le phénomène à visualiser ; d'où son utilité pour ces expériences dont le déroulement des faits est très rapide. Une vitesse de 4000 i/s est suffisante pour pouvoir observer le phénomène avec une résolution de 1024 par 1024 pixels. Cependant, lors d'expériences en plan rapproché ayant pour but de visualiser une certaine partie de l'expansion de l'anneau de particules, il a fallu utiliser des fréquences d'acquisition de 20000 i/s. Un éclairage adéquat est nécessaire pour que le déplacement des particules au sein de la cellule soit vu parfaitement. Deux photographies de la caméra sont présentes sur la figure 3.10.



FIGURE 3.10 – Photographies de la caméra ultra rapide Photron Fastcam SA1.

3.5 Synthèse

L'ensemble des organes de cette expérience a été monté sur une structure. La cellule de Hele-Shaw a été fixée sur un cadre métallique à roulette pour en faciliter le déplacement. La caméra a été installée sur un échafaudage qui surmonte la cellule dans le but d'enregistrer le phénomène dans son intégralité. Toutes les chaînes de mesures de pression ont été reliées à des conditionneurs eux-mêmes branchés à un oscilloscope. L'ensemble est relié à un ordinateur. Enfin, toute la scène d'expérimentation a été éclairée de façon adéquate pour une visualisation de bonne qualité. Un schéma récapitulatif de l'intégralité du montage expérimental est présent sur la figure 3.11.

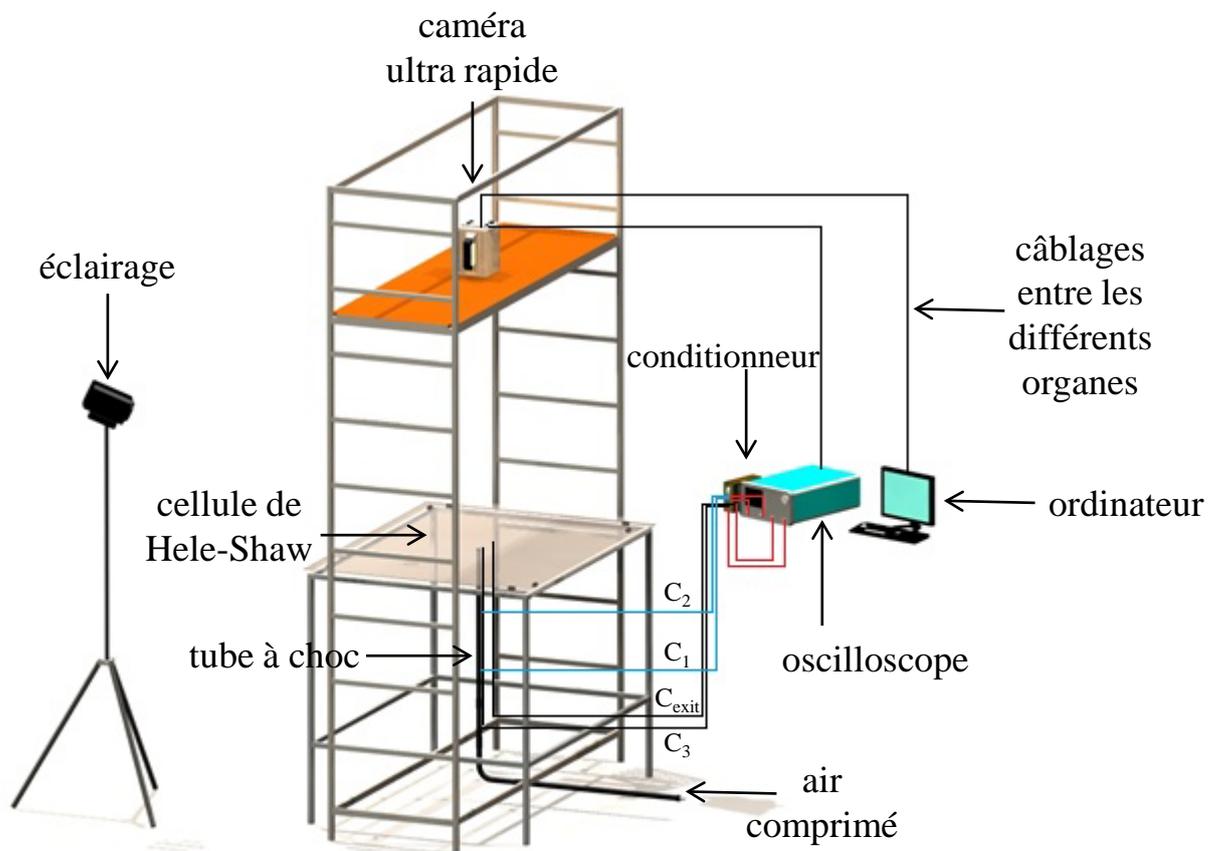


FIGURE 3.11 – Schéma général du montage expérimental avec tous les organes de mesures et de traitements.

3.6 Protocole expérimental



FIGURE 3.12 – *Outils de fabrication des anneaux de particules.*

Il s'agit de former des anneaux de particules les plus propres possibles et ayant une interface extérieure la plus lisse réalisable. Pour cela nous avons imaginé un petit outil qui permet de mouler les particules et de les compresser afin d'en faire une couronne régulière et symétrique. L'outil est formé de trois parties (figure 3.12) :

1. Une barre de centrage qui permet d'obturer l'extrémité du tube à choc et d'éviter que les particules ne s'écoulent à l'intérieur. Elle sert aussi à positionner et centrer la couronne autour de la sortie du tube à choc pour une expansion la plus symétrique possible.
2. Un anneau en PVC qui sert de moule.
3. Un piston de compression qui coulisse autour de la barre de centrage et qui glisse à l'intérieur du moule en PVC pour compresser et mouler le tas de particules.

Trois étapes sont nécessaires pour fabriquer l'anneau :

1. Remplissage grossier du moule en PVC une fois que la barre de centrage est placée.
2. Tassage du tas de particules avec le piston de compression puis nettoyage du surplus.
3. Démoulage des trois parties puis finitions pour obtenir la hauteur voulue.

Une fois que l'anneau de particules est formé sur la plaque inférieure de la cellule, il faut reposer la plaque supérieure très délicatement et verticalement afin de ne pas détériorer le tas de particules. La figure 3.13 présente une photographie des plaques de la cellule entre lesquelles un tas de particules de farine a été préparé. Le câble traversant une partie de la cellule est celui du capteur de pression C_{exit} permettant d'enregistrer l'historique de pression au centre de l'anneau, au sein des

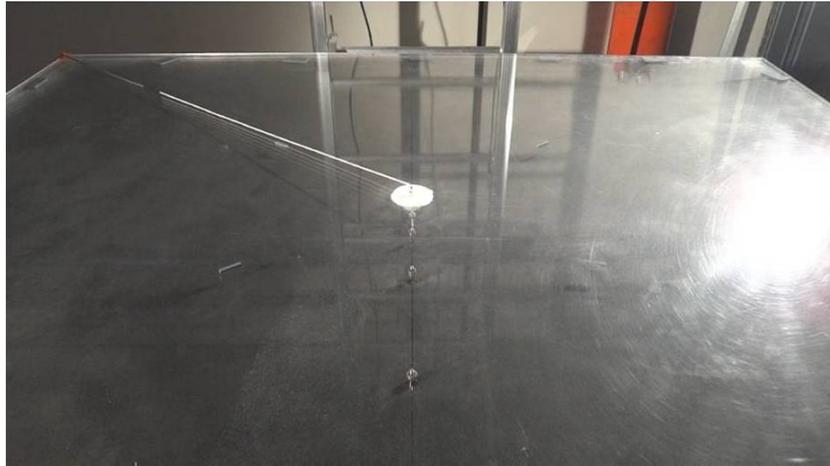


FIGURE 3.13 – Photographie des plaques de la cellule de Hele-Shaw contenant un anneau de particules de farine prêt à être dispersé. Le câble en haut à gauche est celui du capteur C_{exit} .

plaques. Pour cela, des cales de hauteur variant de 10 mm pour les plus hautes à 1 mm pour les plus fines sont mises à disposition (notons que l'essentiel de nos expériences a été réalisé avec des cales de 4 mm de hauteur ; les explications seront données plus loin). Lorsque les plaques sont disposées l'une sur l'autre avec le tas de particules comprimé entre les deux, ces dernières sont solidarisiées avec des pinces pour éviter tout mouvement ou vibration qui pourraient perturber l'écoulement du souffle ou des particules au sein de la cellule comme il est montré sur la figure 3.14. La membrane, composée de feuilles d'aluminium, est ensuite



FIGURE 3.14 – Photographie des plaques solidarisiées par les pinces de maintien.

positionnée entre les deux chambres du tube à choc. L'ensemble chambre HP-chambre BP est vissé. La chambre HP est reliée à une bouteille d'azote comprimé qui est réglée à une dizaine de bars. Une photo de celle-ci avec son entrée d'air comprimé est visible sur la figure 3.15. Il faut ensuite régler l'éclairage et les différents paramètres de la caméra à savoir centrer l'image sur l'écran et régler le zoom ainsi que la netteté. Une fois que l'image à l'écran est correcte, il faut régler



FIGURE 3.15 – *Chambre HP et vanne quart de tour qui permet d'actionner l'entrée d'air comprimé.*

le déclenchement sur l'oscilloscope (qui déclenchera à son tour l'enregistrement de la caméra rapide) au passage de l'onde de choc incidente sur le capteur C_1 . Lorsque toute cette préparation est achevée et que les déclenchements sont prêts, il reste à effectuer le tir et observer le phénomène. La figure 3.16 présente l'image finale des jets de particules qui reste sur la plaque inférieure une fois le processus déroulé. Il faut ensuite retirer les pinces des plaques, enlever la plaque supérieure et nettoyer tout le montage expérimental pour la préparation du prochain tir.



FIGURE 3.16 – *Jets de particules figés sur la plaque inférieure en fin d'expérience.*

3.7 Mise en route et premiers essais de validation du montage

Avant de commencer les expériences avec les particules il faut tout d'abord tester le montage expérimental. Pour cela une série de tirs à vide a été effectuée, c'est-à-dire sans anneau de particules entre les plaques. Ces tirs à vide ont permis de tester les niveaux de pression nécessaires pour obtenir des ondes de choc d'intensités différentes. Les niveaux de pression obtenus à l'intérieur de la cellule de Hele-Shaw ont pu être constatés ainsi que leur évolution en fonction de la distance et de l'espacement entre les plaques. Il faut vérifier si une onde de choc droite est bien obtenue dans le tube à choc. Il faut aussi observer quel type de signal de pression est présent entre les plaques de la cellule pour savoir à quel type de profil sera soumis l'anneau de particules.

3.7.1 Comportement du tube à choc T32

Des tirs à vide ont été effectués pour vérifier le comportement du tube à choc T32 et tester sa résistance à la pression avant de l'installer sur la cellule de Hele-Shaw. Il a été soumis à plusieurs tirs où l'épaisseur de la membrane qui sépare les deux chambres HP-BP a varié afin de vérifier quelle gamme d'ondes de choc ce tube à choc, de taille modeste, est capable de générer. La membrane étant faite de couches de feuilles d'aluminium standard, pour faire varier l'épaisseur de cette dernière il suffit simplement de multiplier le nombre de couches. Les valeurs du nombre de Mach généré en fonction du nombre de couches ont été relevées. A l'aide du nombre de Mach du choc calculé à partir des deux stations de mesure de pression C_1 et C_2 , nous sommes remontés à la pression dans la chambre HP juste avant la rupture de la membrane, c'est-à-dire la pression P_4 . La relation utilisée est la suivante :

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \left[1 - \frac{\gamma_4 - 1}{\gamma_1 + 1} \frac{a_1}{a_4} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \right]^{\frac{-2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (3.1)$$

Où :

- $\gamma_1 = \gamma_4 = 1.4$. (air en HP et BP)
- a_1 est la vitesse du son dans le gaz, aux conditions atmosphériques, de la chambre BP
- a_4 est la vitesse du son dans le gaz de la chambre HP.
- M_1 est le nombre de Mach de l'onde de choc qui se propage dans la chambre BP.

Les résultats de la pression P_4 théorique, qui devrait être présente dans la chambre HP du tube à choc T32 en fonction du nombre de Mach de l'onde de choc générée, sont regroupés dans la table 3.1.

Nombre de couches	M_{sw} (exp)	P_4 (th)
1	1.07	1.016
2	1.24	2.32
3	1.28	2.70
4	1.35	3.50
5	1.38	3.9
6	1.39	4.05

TABLE 3.1 – *Pression théorique dans la chambre HP, juste avant que la membrane ne se rompe, calculée d’après le nombre de Mach, M_{sw} , de l’onde de choc mesurée dans le tube à choc T32 via les deux capteurs de pression C_1 et C_2 . La pression P_4 est exprimée en bar.*

La pression P_5 (en bar), qui est celle derrière le choc réfléchi, a aussi été déterminée théoriquement. En effet, le choc incident qui arrive entre les plaques va se réfléchir, en toute rigueur, sur la plaque supérieure, ce qui laisse le milieu à l’état (5). Par conséquent, la pression P_5 serait la pression théorique entre les plaques à l’instant initial, au centre de l’anneau de particules. Le calcul de la pression théorique P_5 a été fait avec la relation suivante :

$$\frac{P_5}{P_1} = \left[\frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \right] \left[\frac{(3\gamma - 1)M_1^2 - 2(\gamma - 1)}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2} \right] \quad (3.2)$$

Où :

- $\gamma = 1.4$.
- M_1 est le nombre de Mach de l’onde de choc qui se propage dans la chambre BP.

Les résultats donnant la pression P_5 théorique qui devrait être présente, en toute rigueur, entre les plaques, à la sortie du tube à choc au centre de l’anneau, en fonction du nombre de Mach de l’onde de choc générée, sont regroupés dans la table 3.2. La figure 3.17 montre que, en fonction du nombre de Mach, les pressions théoriques P_5 derrière l’onde de choc réfléchie ainsi que les pressions expérimentales en C_{exit} sont quasiment superposables. Par conséquent, les conditions de pression initiale au centre de l’anneau de particules sont les conditions de pression de l’état (5), derrière l’onde de choc réfléchie.

En conclusion, le tube à choc T32 en PVC possède le même comportement qu’un tube à choc conventionnel que l’on peut retrouver sur nos plus grosses installations au laboratoire. L’intensité des ondes de choc dans le tube ainsi que les niveaux de pression générés sont quasi-identiques. Nous pouvons donc générer des ondes de choc droites de différentes intensités à l’instar des plus gros tubes à choc conventionnels. Les gammes d’intensités vont de Mach 1.05 à 1.5, ce qui correspond à des surpression comprises entre 0.5 bars et un peu plus de 4 bars.

Nombre de couches	M_{sw} (exp)	P_5 (th)	$\Delta P_{C_{exit}}$ (th)
1	1.07	1.36	0.36
2	1.24	2.56	1.56
3	1.28	2.92	1.92
4	1.35	3.61	2.61
5	1.38	3.94	2.94
6	1.39	4.05	3.05

TABLE 3.2 – Pression théorique derrière l'onde de choc au centre de l'anneau calculée d'après le nombre de Mach, M_{sw} , de l'onde de choc mesurée dans le tube à choc T32 via les deux capteurs de pression C_1 et C_2 . La pression P_5 est exprimée en bar ainsi que $\Delta P_{C_{exit}}$ qui est le saut de pression, ici théorique, initial que subit l'anneau de particules en son centre.

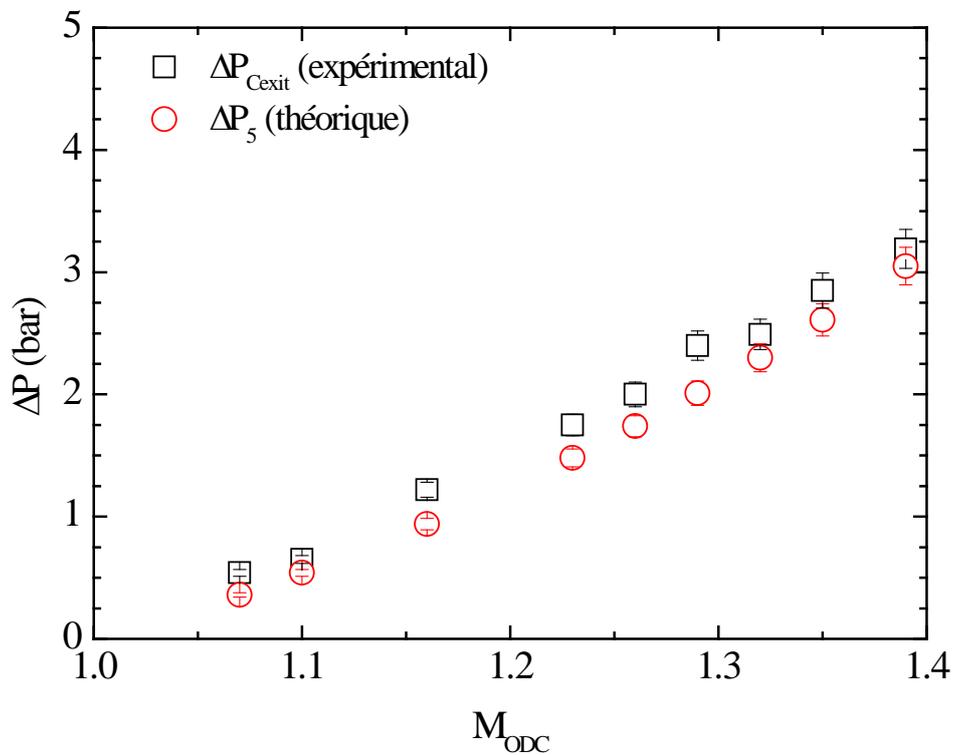


FIGURE 3.17 – Superposition des pressions expérimentales en C_{exit} et théorique P_5 .

3.7.2 Comportement du réservoir T100

Contrairement au tube à choc T32, le tube à choc T100 ne possède pas de chambre basse pression. En effet, comme présenté précédemment, il s'agit d'un réservoir haute pression qui est directement fixé sur la plaque inférieure de la cellule de Hele-Shaw. Le nombre de Mach de l'onde de choc n'est donc pas calculable dans ce cas ci. Cependant, la pression en C_{exit} peut être enregistrée ainsi que le profil de pression auquel est soumis l'anneau de particules au cours du temps. Contrairement au signal de pression en C_{exit} obtenu avec le tube à choc T32 qui est un profil d'onde de souffle avec une augmentation brutale de pression suivie d'une dépression rapide, celui obtenu avec le réservoir haute pression T100 est un profil d'onde de choc avec une augmentation brutale de pression suivie d'un plateau constant comme nous pouvons le voir sur la figure 3.18. Cette différence

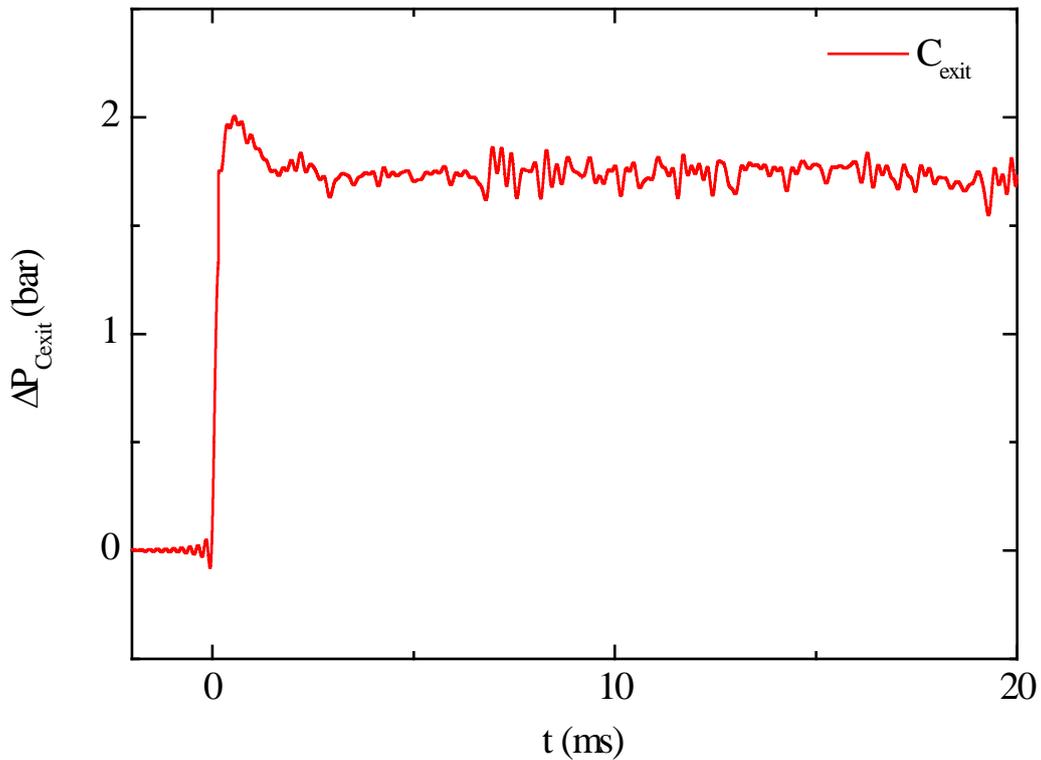


FIGURE 3.18 – *Profil de pression enregistré au niveau du capteur C_{exit} au cours du temps pour le réservoir haute pression T100.*

de comportement vis-à-vis du profil de pression imposé au centre de l'anneau de particules permet par la suite d'étudier le comportement de formation et sélection de jets de particules solides soumises à ces deux profils de pression complètement différents. Ainsi nous allons pouvoir observer si le profil de pression imposé à la couche granulaire a une influence sur ce phénomène physique et plus particulièrement l'oscillation ou non de pression entre surpression et dépression.

L'écoulement est-il sonique au col du réservoir T100 ?

Afin de modéliser au mieux l'écoulement généré dans le montage expérimental, il serait préférable de pouvoir s'affranchir de tout ce qui se passe avant l'anneau de particules (c'est-à-dire tout ce qui est tube à choc et réservoir haute pression générant des ondes de choc et de souffle) car les temps de calculs seraient trop grands. Par conséquent, si l'écoulement en sortie du réservoir haute pression T100 est supersonique, l'hypothèse que les conditions de cet écoulement (pression, débit massique...) au niveau du col du réservoir soit maintenues constantes pourra être faite (au moins pendant la durée de notre phénomène qui est de seulement quelques dizaines de millisecondes). Pour cela les conditions d'écoulement au niveau du col du réservoir, pour lesquelles ce dernier sera sonique, ont été calculées.

Les calculs sont les suivants :

Soit :

$$\boxed{H_0 = \frac{\gamma P_0}{\gamma + 1 \rho_0}} \quad (3.3)$$

Avec :

- H_0 : l'enthalpie totale.
- γ : $\frac{C_p}{C_v} = 1.4$ pour l'air.
- P_0 : la pression initiale "réservoir" (pression au moment de la rupture de la membrane du T100 dans notre cas).
- ρ_0 : la densité initiale "réservoir".

De plus :

- $H_0 = h + \frac{1}{2}u^2$ avec $h = e + \frac{P}{\rho}$, h étant l'enthalpie spécifique et e l'énergie interne.
- $s = \text{constante}$ (ici la détente sera prise comme isentropique).
- $u = c$ (condition pour que l'écoulement soit sonique au col du réservoir).
- $P = (\gamma - 1)\rho e$ (la pression au niveau du col).

D'où :

$$e = \frac{P}{\rho(\gamma-1)}$$

Ce qui nous donne :

$$h = \frac{P}{\rho(\gamma-1)} + \frac{P}{\rho} = \boxed{\frac{\gamma P}{(\gamma-1)\rho}}$$

Et :

$$H_0 = \frac{\gamma P}{(\gamma-1)\rho} + \frac{1}{2}u^2 \text{ avec : } u^2 = c^2 = \gamma \frac{P}{\rho}$$

D'où :

$$\boxed{H_0 = \frac{\gamma P}{(\gamma-1)\rho} + \frac{\gamma P}{2\rho} = \frac{\gamma}{\gamma+1} \frac{P_0}{\rho_0}}$$

Soit :

$$\boxed{\frac{P_0}{\rho_0^\gamma} = \frac{P}{\rho^\gamma}} \quad (3.4)$$

Nous avons donc :

$$H_0 = \gamma \frac{P}{\rho} \left[\frac{1}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \right] = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} \frac{\gamma+1}{2}$$

D'où :

$$\boxed{\frac{\gamma+1}{2} \frac{P}{\rho} = \frac{P_0}{\rho_0}} \quad (3.5)$$

$$\text{D'après 3.5, } \rho = \rho_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

D'où :

$$\frac{P}{P_0} = \frac{2}{\gamma+1} \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$\frac{\gamma+1}{2} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}$$

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$$

La relation suivante, pour laquelle l'écoulement est sonique au col du réservoir, est ainsi obtenue :

$$\boxed{\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{-\gamma}{\gamma-1}}} \quad (3.6)$$

L'application numérique donne $\frac{P}{P_0} = 0.528$, ce qui signifie que jusqu'à cette valeur l'écoulement au niveau du col du réservoir haute pression T100 est sonique, en dessus de cette valeur il est subsonique.

L'application numérique donne, pour les conditions $P = P_{atm} = 1$ bar et $P_0 = 2.4$ bars la pression mesurée juste avant la rupture de la membrane : une valeur de 0.417. En conclusion, l'écoulement au niveau du col du réservoir haute pression T100 est sonique, pour les conditions utilisées.

3.7.3 Etalonnage des capteurs de pression

La sensibilité des capteurs piézoélectriques PCB 113A26 du tube à choc doit être déterminée à nouveau pour chaque campagne expérimentale. Par conséquent, il a fallu les étalonner lors des tirs à vide d'essais du montage. Ainsi, une série de tirs faisant varier le nombre de Mach de l'onde de choc de 1.2 à 1.4, a été effectuée. Les signaux des capteurs donnent des sauts de tension en Volt en fonction du temps. Il faut donc convertir cette tension en sauts de pression en bar. Pour cela, la pression P_2 théorique derrière l'onde de choc incidente doit être calculée et ceci grâce au nombre de Mach de cette onde de choc mesuré avec les capteurs C_1 et C_2 , placés sur le tube à choc et séparés d'une distance connue. Cette pression P_2 est calculée grâce à la relation suivante :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} M_{sw}^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (3.7)$$

Où :

- $\gamma = 1.4$.
- M_{sw} est le nombre de Mach de l'onde de choc incidente.

La sensibilité du capteur est obtenue en mV/kPa (ou V/bar). L'opération a été répétée sur une vingtaine de tirs et sur les deux capteurs C_1 et C_2 . Les résultats ont ensuite été moyennés. L'étalonnage suivant est obtenu pour les capteurs C_1 et C_2 :

- $S_{C_1} = 0.34$ V/bar.
- $S_{C_2} = 0.29$ V/bar.

- Ⓡ Pour les capteurs C_{exit} et C_3 , le certificat de calibration d'origine nous donne une sensibilité de 0.209 V/bar. Nous avons constaté que cette sensibilité décroissait avec l'utilisation des capteurs. Nous les avons donc à nouveau calibrés suivant la même procédure décrite précédemment et déterminé une sensibilité de 0.200 V/bar.

3.7.4 Profil des signaux de pression

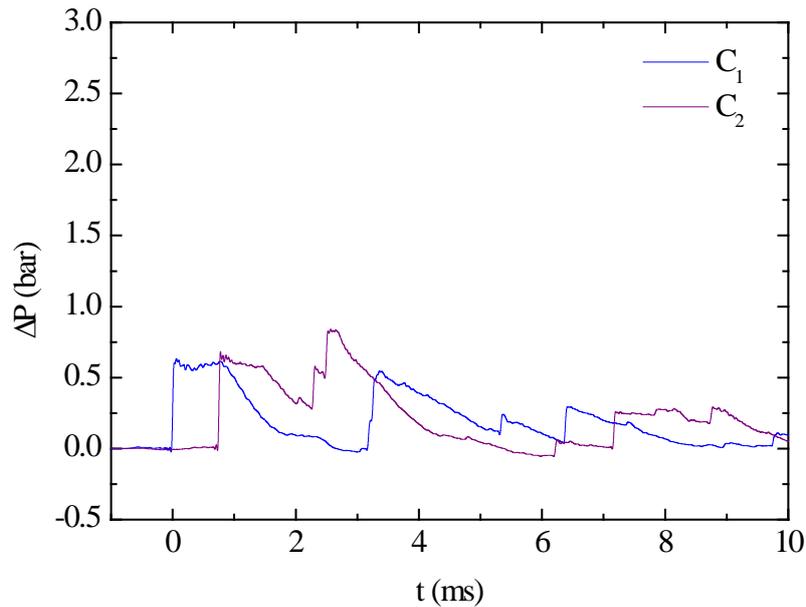


FIGURE 3.19 – Exemple de signaux de pression enregistrés dans le tube à choc T32 aux stations C_1 et C_2 . Ici, le nombre de Mach de l'onde de choc incidente est de 1.32.

Les signaux de pression obtenus dans le tube à choc T32 et entre les plaques sont de natures différentes. En effet, dans le tube à choc, au niveau des capteurs C_1 et C_2 , il s'agit d'une onde de choc droite et donc d'un saut de pression brutal suivi d'un plateau constant à la pression P_2 comme il est possible de voir sur la figure 3.19. En revanche, entre les plaques, au niveau des capteurs C_{exit} et C_3 , il s'agit d'une onde de souffle et donc d'un saut de pression brutal suivi d'une chute de pression en dessous de la pression atmosphérique, comme il est montré sur la figure 3.20. Les signaux relevés aux stations C_1 et C_2 sont importants car ils donnent, connaissant la distance d'espacement (C_1 , C_2), la vitesse de l'onde de choc qui parcourt le tube et donc le nombre de Mach de l'onde de choc incidente. Les signaux relevés aux stations C_{exit} et C_3 permettent de connaître le saut de pression que génère l'onde de souffle à son passage. Plus particulièrement, le signal de pression au niveau du capteur C_{exit} permet de connaître la surpression initiale imposée à l'anneau de particules et le signal de pression au niveau du capteur C_3 permet de connaître l'historique de pression au sein des plaques de la cellule de Hele-Shaw à 50 mm de la sortie de l'onde de souffle.

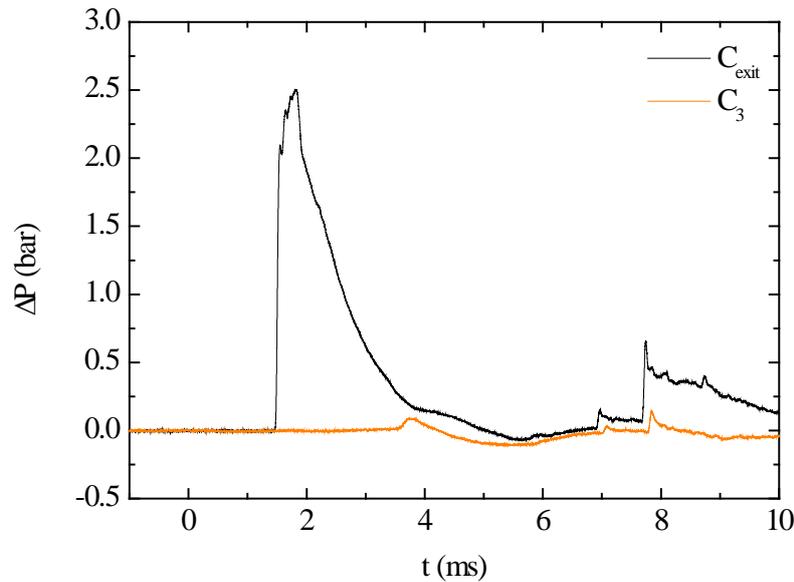


FIGURE 3.20 – Exemple de signaux d’ondes de souffle rencontrés dans la cellule de Hele-Shaw aux stations C_{exit} et C_3 . Ici, le nombre de Mach de l’onde de choc incidente est de 1.32.

3.7.5 Influence de l’espacement des plaques sur l’intensité du souffle généré dans la cellule

Avant de procéder aux expériences avec des particules, nous nous sommes intéressés à savoir quelle épaisseur inter-plaque optimale choisir. Des tests ont été faits avec des cales d’épaisseurs allant de 4 à 30 mm. Une série de tirs a été réalisée avec ces différentes épaisseurs et l’évolution de l’intensité du souffle en fonction des différentes épaisseurs a pu être tracée. Il faut trouver un bon compromis entre un souffle suffisamment intense pour observer le phénomène et une distance inter-plaques adéquate pour considérer une géométrie en deux dimensions et satisfaire les critères d’une cellule de Hele-Shaw, à savoir une distance inter-plaques faible devant la longueur et la largeur des plaques. Il faut aussi prendre en compte le fait que l’intensité de l’onde de souffle va décroître en fonction du rayon parcouru et donc qu’elle doit être encore assez intense loin de la sortie du tube à choc. Cette décroissance se fait en $\frac{1}{R^2}$ (R étant le rayon parcouru à partir de la sortie du tube à choc). Il faut donc un saut de pression assez important en $R=0$ pour que l’onde de souffle ne s’affaiblisse pas trop tôt. La courbe présentée sur la figure 3.21 a été réalisée avec une onde de choc incidente de Mach 1.35 et une pression de rupture de la membrane de 3.5 bars. Nous pouvons constater que le saut de pression entre les 2 plaques évolue en e^{-e} , e étant l’épaisseur d’espacement des 2 plaques exprimée en mm.

Ces résultats nous ont permis de faire notre choix sur l’espacement des plaques retenu pour faire des expériences avec des anneaux de particules. L’épaisseur de cale de 4 mm correspond à celle où le saut de pression engendré entre les plaques est le plus important pour un nombre de Mach donné. La géométrie en deux dimensions semble être correctement justifiée sachant qu’il ne doit pas non plus

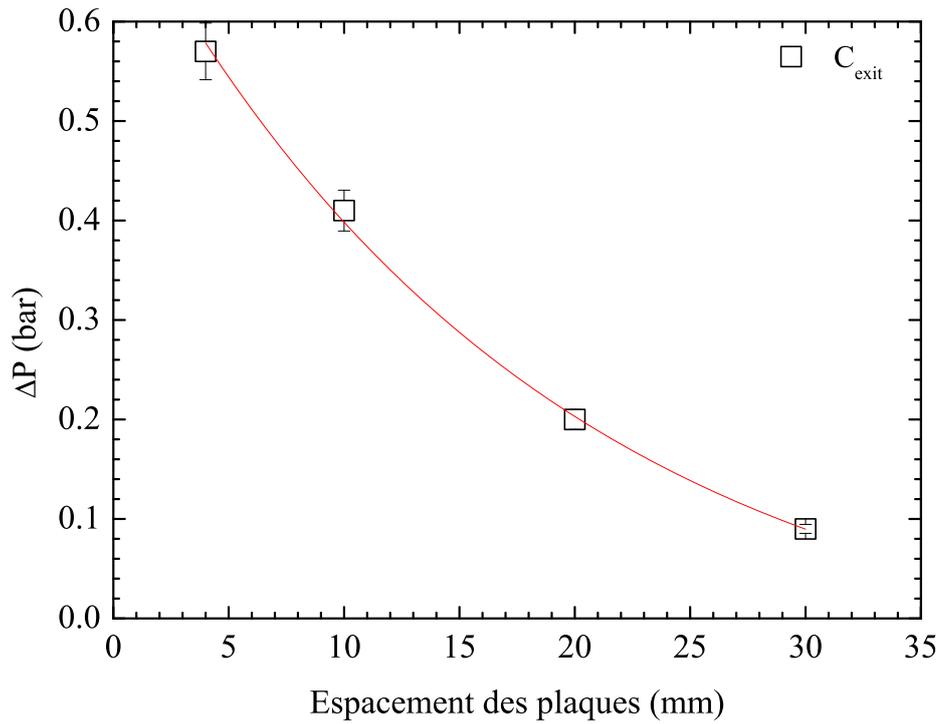


FIGURE 3.21 – Influence de l'espacement inter-plaques sur le pic de surpression enregistré au niveau du capteur de pression C_{exit} pour un nombre de Mach de l'onde de choc incidente de 1.35.

y avoir trop d'interactions avec les particules au niveau des plaques et donc un espacement trop faible (inférieur à 4 mm). Si nous réduisons encore plus cet espacement les anneaux de particules seront très fins et il n'y aura plus assez de matière pour les observations. Ainsi, l'épaisseur de 4 mm retenue pour effectuer l'ensemble des expériences semble être un bon compromis entre tous les facteurs qui ont dû être pris en compte.

En conclusion de cette étude préliminaire sur le montage expérimental en absence de particules, nous pourrions exploiter nos expériences pour des gammes de nombre de Mach de 1.05 à 1.5 environ pour les ondes de choc générées avec le tube à choc T32 ce qui correspond à des sauts de pression de 0.5 à un peu plus de 4 bars environ au centre de l'anneau.

3.8 Caractérisation des matériaux testés

Le terme matériau granulaire désigne tout amas de particules solides dispersées dans une phase liquide ou gazeuse. Il englobe donc une grande variété de matériaux. La taille des grains peut varier de plusieurs ordres de grandeurs entre les poudres telles que les farines ($\lesssim 100 \mu\text{m}$), le sable ($\sim 1 \text{ mm}$), les granulats ($\sim 1 \text{ cm}$) et les éboulis de roches ($\sim 1 \text{ m}$). La forme des grains peut elle aussi varier. Certains sont sphériques ou ovoïdes, mais le plus souvent ils sont anguleux comme par exemple la farine, le talc ou le sable.

La caractérisation précise des matériaux utilisés lors des campagnes expérimentales est une nécessité pour pouvoir étudier avec précision le phénomène. Le diamètre des particules mais aussi la densité propre du milieu doivent être connus avec exactitude. Les valeurs, pour les matériaux dont nous n'avions pas de fiches techniques (la farine par exemple), ont dû être déterminées. Pour connaître la granulométrie des particules un granulomètre MALVERN, de la gamme Mastersizer utilisant la technique de diffraction laser pour mesurer la taille des particules, a été utilisé. Cette technique consiste à mesurer l'intensité de la lumière diffusée lors du passage d'un faisceau laser à travers un échantillon de particules dispersées. Cette donnée est ensuite analysée pour calculer la taille des particules qui ont créé l'image de diffraction. La granulométrie peut être exprimée en poids ou en nombre, sous forme d'histogramme. Ainsi la proportion de billes, possédant un certain diamètre, est affectée par un poids qui est noté en pourcentage. Le $Dv50$ est donc le diamètre médian des billes correspondant à la lecture à 50 % sur cette courbe. Cela signifie que la masse d'échantillon dont les diamètres sont inférieurs au $Dv50$ représentent 50 % du poids de ce dernier. On applique la même définition pour les $Dv10$ et $Dv90$ mais cette fois-ci avec des proportions respectives de 10 % et 90 % de la masse.

Pour mesurer la densité propre des matériaux un pycnomètre a été utilisé. Il s'agit d'une fiole jaugée très précisément (au millième de ml) avec un bouchon possédant un capillaire pour une précision accrue. Le principe de mesure est le suivant. Premièrement, il faut emplir toute la fiole d'un liquide dont les propriétés physiques sont connues, jusqu'en haut du capillaire, et le peser avec une balance de précision. Connaissant sa masse volumique nous pouvons en déduire le volume introduit dans la fiole avec exactitude. Ensuite, une fois la fiole vidée, il faut verser un échantillon de particules à caractériser et le peser sur cette même balance. Enfin, il faut compléter le reste de la fiole avec le liquide précédent et peser de nouveau. La différence de poids avec celui des particules seules nous permet de déduire le volume de fluide ajouté. De même, la différence de volume entre celui du fluide ajouté et le volume total de la fiole donne le volume de particules pesées. Par conséquent, la masse volumique des particules (densité propre en kg/m^3) peut être déduite.

3.8.1 Farine

Des mesures de granulométrie et de densité propre pour la farine, que nous utilisons lors de nos campagnes d'expériences, ont été réalisées. Il s'agit de farine de blé de type fluide qui est la plus pure possible en matière de grain.

Les résultats sont les suivants :

Granulométrie :

- $D_v(10) = 39.63 \mu\text{m}$.
- $D_v(50) = 109.88 \mu\text{m}$.
- $D_v(90) = 161.43 \mu\text{m}$.

Densité propre :

- 1530 kg/m^3 .

Cependant des problèmes pour mesurer avec précision la taille des grains de farine ont été rencontrés. En effet, la cohésion entre les grains fait que des amas se sont formés. C'est pour cela que les mesures donnent des tailles de grains qui paraissent trop élevées. Quelques études sur la taille des grains de farine de blé ont été faites [46] [47] et montrent des tailles de l'ordre de 10 à 20 μm pour les plus fines (celle que nous utilisons). Pour être sûr que la farine qui est utilisée ait bien cette dimension, nous l'avons observée au microscope (figure 3.22). Nous avons pu en déduire avec l'échelle que la taille moyenne des grains observés se situe entre 10 et 20 μm . Par la même occasion, la polydispersité de ce milieu a été révélée.

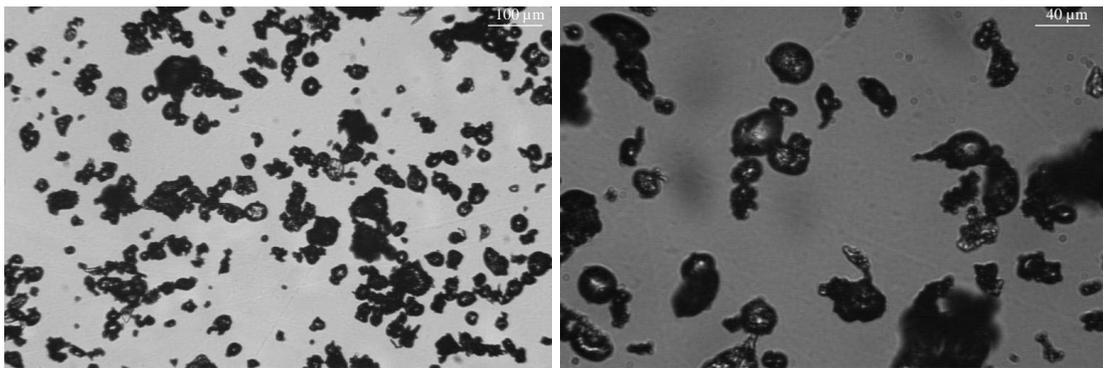


FIGURE 3.22 – Photo au microscope agrandissements $\times 10$ et $\times 20$ des particules de farine

3.8.2 Talc

Des mesures de granulométrie et de densité propre ont été réalisées pour le talc utilisé lors des campagnes d'expériences. Au même titre que la farine, le talc est très cohésif et donc il est très difficile de pouvoir caractériser le diamètre de ses grains avec le granulomètre dont nous disposons. C'est pour cela que les particules de talc ont été observées au microscope afin de pouvoir trouver une taille moyenne de grain. Les observations sont visibles sur la figure 3.23 où les grains de talc sont vus avec un agrandissement $\times 20$. Nous avons pu en déduire avec l'échelle que la taille moyenne des grains observés se situe aux alentours de $10\ \mu\text{m}$. Cette valeur est confirmée dans une publication de J. Ferrer et al. [48]. Ce matériau possède une polydispersité qui est plus faible que la farine.

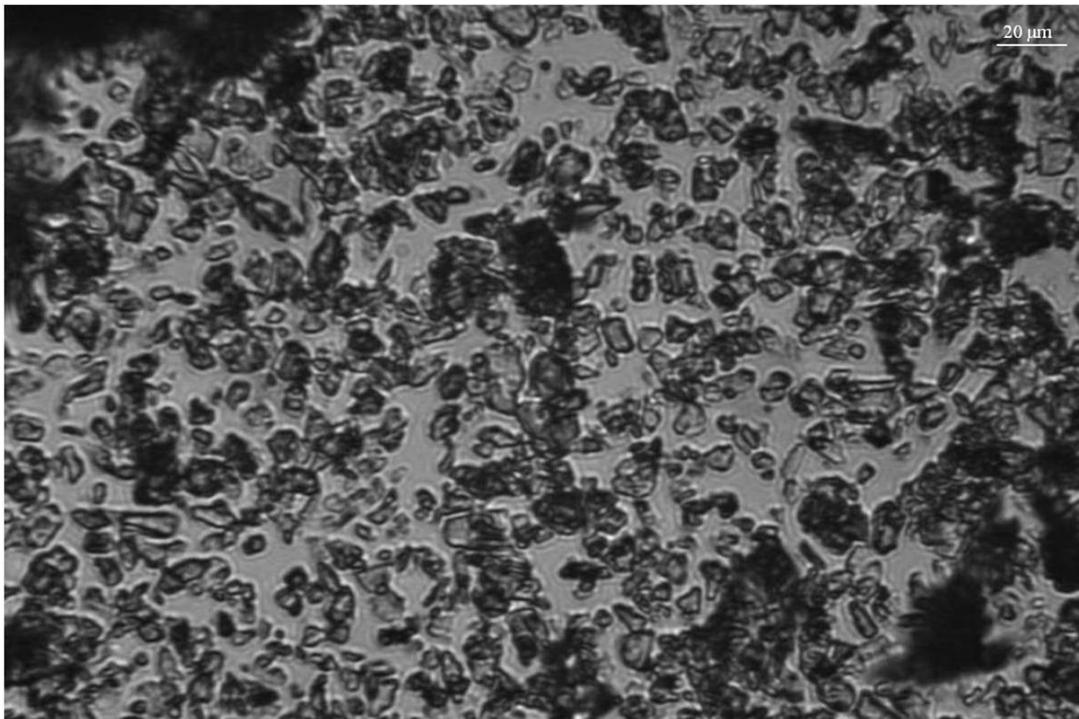


FIGURE 3.23 – Photo au microscope agrandissement $\times 20$ des particules de talc

Densité propre :

– $2700\ \text{kg/m}^3$.

3.8.3 Billes de verre

Deux types de billes de verre parfaitement calibrées ont été utilisés et dont les diamètres médians ($D_v(50)$) sont les suivants :

1. Des billes de $100 \mu\text{m}$.
2. Des billes de $500 \mu\text{m}$.

Des billes de verre plus fines ont aussi été utilisées et dont nous avons nous-mêmes mesuré la granulométrie avec le granulomètre présenté précédemment. Les résultats sont les suivants :

Granulométrie :

- $D_v(10) = 3.44 \mu\text{m}$.
- $D_v(50) = 23.53 \mu\text{m}$.
- $D_v(90) = 67.23 \mu\text{m}$.

Densité propre :

- 2500 kg/m^3 .

3.8.4 Billes creuses d'aluminosilicate de verre

Des billes creuses composées d'aluminosilicate de verre ont aussi été testées. La fiche technique fournit les renseignements suivants :

Granulométrie :

- $D_v(50) = 120 \mu\text{m}$.
- $D_v(90) = 300 \mu\text{m}$.

Densité propre :

- $450\text{-}800 \text{ kg/m}^3$.

3.8.5 Billes de polystyrène et de polyméthacrylate de méthyle

Les billes de polystyrène (figure 3.24) et de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) utilisées sont calibrées de façon très précise par le fabricant. En effet un certificat de calibration pour chacune des gammes de billes est fourni. Les billes de polystyrène ont pour masse volumique propre 1050 kg/m^3 . Plusieurs

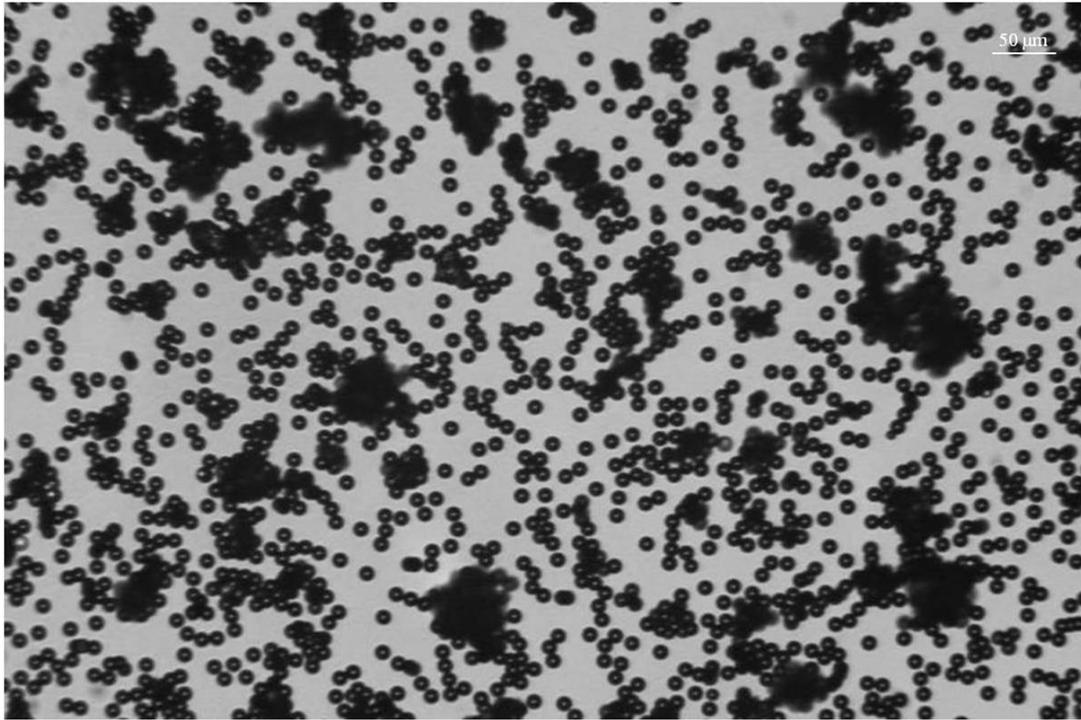


FIGURE 3.24 – Photo au microscope agrandissement $\times 10$ des billes de polystyrène de $10\ \mu\text{m}$ de diamètre

diamètres de particules ont été employés afin de pouvoir étudier l'effet de ce paramètre sur la formation et la sélection de jets de particules. Des expériences ont été conduites avec des billes de polystyrène de $10\ \mu\text{m}$, $40\ \mu\text{m}$, $80\ \mu\text{m}$, $140\ \mu\text{m}$ et $250\ \mu\text{m}$. La précision sur la calibration des billes est exprimée avec un coefficient de variation par rapport au pic médian, à savoir :

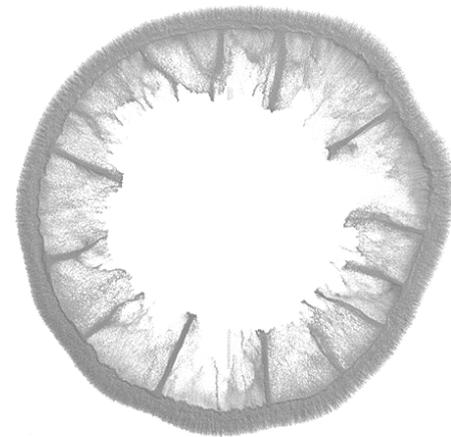
1. Pour les billes de $10\ \mu\text{m}$ le coefficient de variation est de 2.0 %.
2. Pour les billes de $40\ \mu\text{m}$ le coefficient de variation est de 2.0 %.
3. Pour les billes de $80\ \mu\text{m}$ le coefficient de variation est de 9.1 %.
4. Pour les billes de $140\ \mu\text{m}$ le coefficient de variation est de 2.2 %.
5. Pour les billes de $250\ \mu\text{m}$ le coefficient de variation est de 3.2 %.

L'indice de polydispersité (qui représente la distribution de taille d'une population de particules et donc son inhomogénéité) est inférieur à 2.5 pour chacune des gammes de particules. Cette valeur représente un échantillon qui est très peu inhomogène. Les billes de polyméthacrylate de méthyle (ou PMMA plus communément appelé plexiglas) ont pour masse volumique propre $1200\ \text{kg}/\text{m}^3$. Deux diamètres ont été testés : $10\ \mu\text{m}$ et $40\ \mu\text{m}$. Pour ce type de billes, les coefficients de variation par rapport au pic médian sont les suivants :

1. Pour les billes de 10 μm le coefficient de variation est de 1.85 %.
2. Pour les billes de 40 μm le coefficient de variation est de 1.8 %.

Nous ne disposons pas de l'indice de polydispersité pour ce type de billes.

Formation des jets : description des différentes étapes
Influence de l'espacement des plaques de la cellule
Influence de la pression
Influence de la nature des particules
Influence de la taille initiale de l'anneau de particules
Evolution du nombre de jets avec le temps
Influence de la friction sur la sélection de la taille des jets
Etude de l'apparition des perturbations externes aux temps courts
Etude d'une nappe quasi-infinie de farine
Jets de particules : un comportement fractal ?



4 — RESULTATS

Dans cette partie il a été traité en détails la description des différentes étapes dans le processus de la formation de jets de particules solides. En effet, il a été possible, grâce à cet étude originale, d'observer des étapes supplémentaires. Il a aussi été traité des résultats issus de campagnes de tirs visant à étudier l'influence de certains paramètres. Plusieurs paramètres ont été testés, un seul variant à la fois.

4.1 Formation des jets : description des différentes étapes

Les résultats présentés dans la description des différents étapes de formation des jets de particules sont nouveaux et très importants. En effet, ces observations n'ont jamais été faites auparavant.

Sur la figure 4.1, un exemple de formation de jets de particules issue de la dispersion impulsive d'un anneau cylindrique par une onde de souffle est présenté. Cet anneau est confiné dans une configuration quasi-2D à l'intérieur de notre cellule de Hele-Shaw transparente pour la visualisation et la prise de vue est faite par le dessus. L'anneau de particules est composé ici de particules de farine dont la taille est de 10 à 20 μm . Les conditions expérimentales de ce tir sont rassemblés dans la table 4.1.

Grâce à ces observations, la présence de plusieurs types de jets ainsi que la succession de plusieurs étapes dans leur processus de formation ont été mises en évidence. Ces différents types de perturbations, issus de la dispersion d'un milieu granulaire exposé à une surpression impulsive, n'ont pas tous été observés lors des expériences sphériques en trois dimensions puisque seuls les jets externes principaux sont décelés. L'aspect "deux dimensions" du montage expérimental, couplé au fait que les plaques de plexiglas qui composent la cellule de Hele-Shaw soient transparentes, permet de voir ce qui se passe à l'intérieur de l'anneau de particules en expansion radiale. Cet aspect semble très intéressant puisque jusqu'à présent personne n'a pu visualiser ce phénomène à la fois à l'extérieur et à l'intérieur.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.16	1.3	T32

TABLE 4.1 – Conditions expérimentales initiales où ρ_p , Φ_p , D_{ext} , e , M_{sw} et $\Delta P_{C_{exit}}$ sont respectivement la masse volumique du matériau (en kg/m^3), le diamètre des particules (en μm), le diamètre externe de l'anneau de particules (en mm), l'épaisseur de la couche de particules (en mm), le nombre de Mach de l'onde de choc incidente et le pic de surpression initiale (en bars).

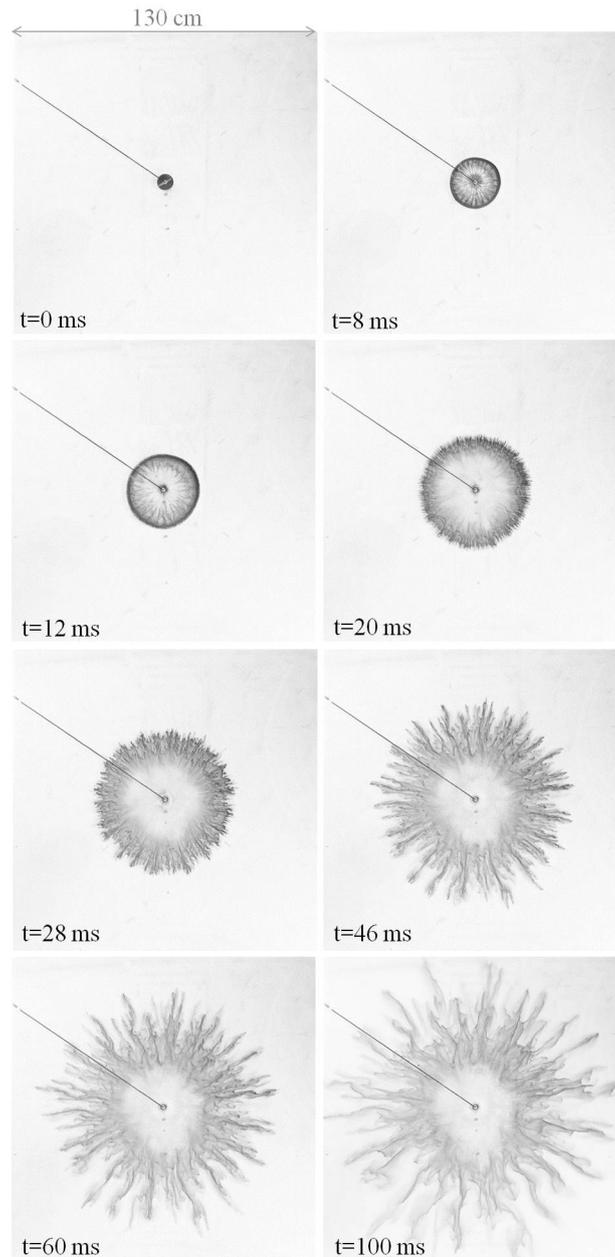


FIGURE 4.1 – Séquence d'images extraite du tir T32#044 montrant l'intégralité du phénomène de formation de jets de particules dispersées impulsivement par une onde de souffle. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.1.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.40	3.2	T32

TABLE 4.2 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

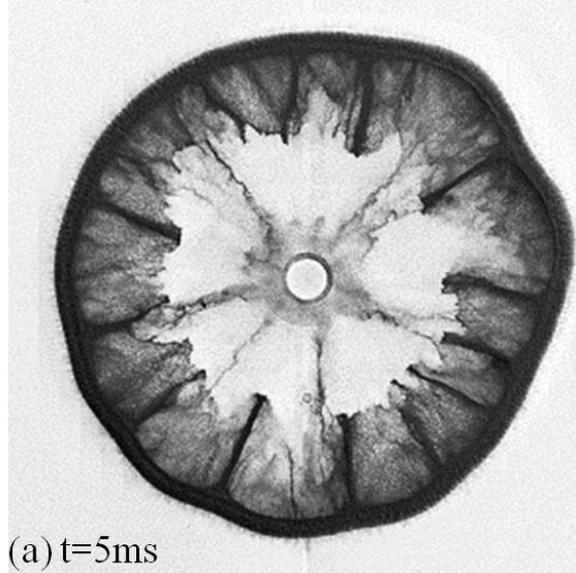


FIGURE 4.2 – Image extraite du tir T32#009 qui présente une vue agrandie montrant la présence de jets à l’intérieur de la couronne de particules à $t=5$ ms après l’accélération initiale. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.2.

Sur la figure 4.1, à $t=0$, l’onde de souffle, issue de l’onde de choc plane formée dans le tube à choc ouvert sur le centre de la cellule, interagit avec l’anneau de particules et la dispersion commence. La couche granulaire se compacte légèrement sous l’effet du passage de l’onde. De ce fait il est possible de voir que le front interne de particules commence à avancer alors que le front externe ne bouge pas. Dans un premier temps, à la suite de cette compaction, des jets internes se forment de façon bien marquée et régulièrement sur le pourtour du front interne de l’anneau de particules comme il est clairement visible sur la figure 4.2. Une différence de vitesse entre le front de particules et une certaine quantité de particules qui restent en retrait, crée une fluctuation régulière de concentration en particules. Cela se traduit par la formation de ces jets de particules internes très marqués et réguliers. Ce type de jets internes, qui se forment aux temps courts, sera noté par la suite J_i .

Pendant la formation de ces jets internes il faut noter que le front externe de particules reste parfaitement lisse, chose qui est bien observable sur la figure 4.2. Un peu plus tard dans l’expansion, quand les jets internes se sont bien développés, le front externe de l’anneau passe d’un état “lisse” à un état que l’on pourrait qualifier de “rugueux”. En effet, comme il est clairement visible sur la figure 4.3, des jets très fins possédant une longueur d’onde bien plus petite que celle des jets

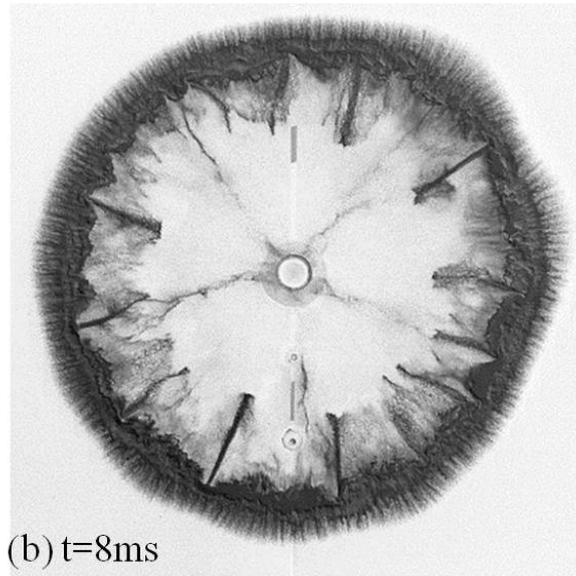


FIGURE 4.3 – Image extraite du tir T32#009 qui présente une vue agrandie montrant la présence de fines perturbations sur le pourtour du front externe de l’anneau de particules à $t=8$ ms après l’accélération initiale. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.2.

internes J_i apparaissent soudainement. Ces petites perturbations qui apparaissent à des temps assez courts par rapport au phénomène observé sont notées J_e^{st} et tendent à disparaître aux temps longs.

Par la suite, nous pouvons constater grâce à la figure 4.4 que la vitesse du front de particules commence à décroître alors que celle des jets internes J_i reste constante et continue dans la même direction. Il s’agit d’un diagramme (x,t) . Chaque point correspond à la position du front externe de particules et d’un jet de particules choisi arbitrairement à un instant donné, respectivement en noir et en rouge sur la courbe. Cette figure montre la superposition de la trajectoire du front externe de particules ainsi que celle des jets, permettant donc de se rendre compte de cette différence de vitesse et du croisement des jets internes aux temps courts J_i et du front de particules. Par conséquent, les jets internes pénètrent dans la couche de particules et la traversent. Ceux-ci sont observables sur la figure 4.1 à $t=20$ ms ou plus précisément sur la figure 4.5. Pour cet exemple précis, les jets et le front se croisent à environ 13 ms.

Une fois les jets internes J_i ayant traversés la couche de particules, ils continuent à croître à l’extérieur en formant une seconde série de jets aux temps plus longs, différents des jets externes aux temps courts, et possédant une longueur d’onde de répartition autour de la surface externe bien plus grande que les jets J_e^{st} . Ces jets aux temps longs sont notés J_e^{lt} . Leur croissance est observable sur la figure 4.1 de $t=20$ ms à $t=60$ ms. Ils sont prépondérants et annihilent les jets externes aux temps courts J_e^{st} qui commencent à se développer.

Enfin aux temps très longs ($t=100$ ms) le nombre de jets externes, notés J_e^{vlt} , décroît avec le temps à cause de mouvements transverses causés probablement par la friction. La décroissance temporelle du nombre de jets laisse penser que le pro-

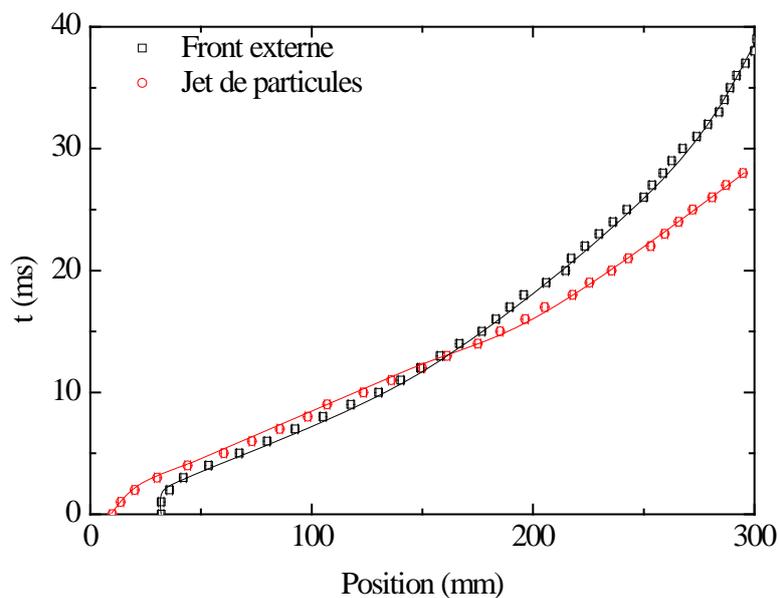


FIGURE 4.4 – Diagramme (x,t) montrant la position du front externe de particules et d'un jet au niveau de son extrémité supérieure (partie du jet en contact avec la surface interne de la couronne de particules) par rapport au centre de l'anneau. Il s'agit de points expérimentaux extraits du tir T32#044 présenté précédemment.

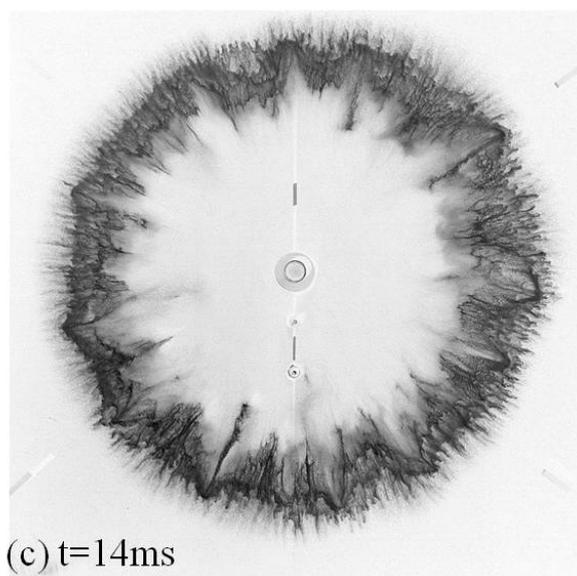


FIGURE 4.5 – Image extraite du tir T32#009 qui présente une vue agrandie montrant les jets internes pénétrant la couche de particules et amorçant leur traversée vers l'extérieur de l'anneau de particules à $t=14\text{ms}$ après l'accélération initiale. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.2.

cessus de sélection des jets est instationnaire. Ce point sera traité ultérieurement. Par conséquent les jets externes principaux aux temps longs, qui correspondent à la formation de jets de particules observée et étudiée jusque là en 3D, sont directement issus des jets internes.

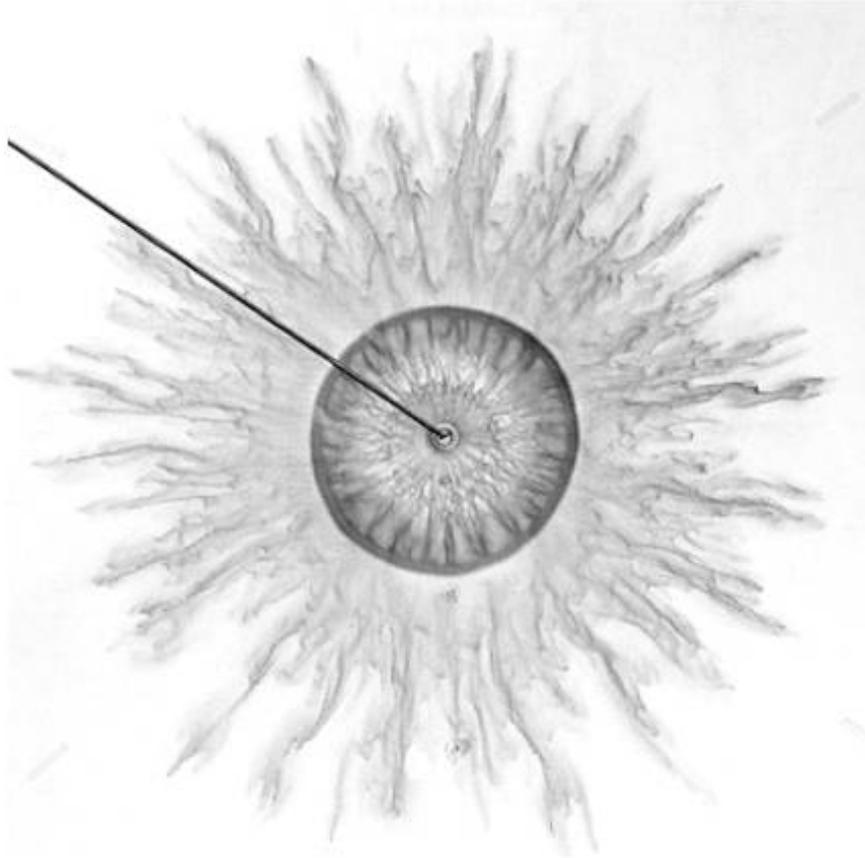


FIGURE 4.6 – *Superposition de deux images prises au cours de la même expérience respectivement à $t=6$ ms et $t=57$ ms après l'accélération initiale montrant la corrélation entre les jets internes et les jets externes (les images ne sont pas à l'échelle). Les images sont issues du tir T32#044 présenté précédemment. A gauche de l'image le câble du capteur de pression C_{exit} est visible.*

Les jets de particules naissent donc très tôt dans le processus, si tôt même qu'ils apparaissent d'abord à l'intérieur de la couche de particules avant de la traverser et d'être expulsés à l'extérieur pour poursuivre leur croissance. La figure 4.6 présente une superposition de deux images extraites à $t=6$ ms et $t=57$ ms du tir de la figure 4.1 et permet de voir directement la correspondance entre les jets internes J_i et les jets externes aux temps longs J_e^{lt} . Il est donc très clair sur cette figure que ces deux types de jets sont en réalité les mêmes et la continuité entre ces derniers est bien confirmée. En effet les jets internes et externes sont très bien alignés et leur nombre est identique. Les études précédentes n'ont jamais pu montrer que la formation des jets était aussi précoce car les expériences en 3D sur champ de tir ne permettaient pas l'observation à l'intérieur de la couche de particules. Ce montage expérimental original en 2D permet dorénavant de telles

observations. En conclusion, nos observations ont permis de mettre en évidence quatre étapes dans le processus de formation de jets de particules soumises à une accélération impulsionnelle :

1. Aux temps courts, des jets internes notés J_i apparaissent tout autour de la surface interne de l'anneau de particules, à l'issue de la compaction de la couche.
2. Ensuite la surface externe de l'anneau passe d'un état "lisse" à un état "rugueux" et voit la formation de jets externes très fins aux temps courts, J_e^{st} , qui vont être absorbés par les jets externes principaux aux temps longs puis disparaître.
3. Aux temps longs les jets externes J_e^{lt} provenant directement des jets internes aux temps courts J_i croissent à l'extérieur de la couronne de particules.
4. Enfin, aux temps très longs, les jets externes J_e^{vlt} , provenant directement des jets externes aux temps longs J_e^{lt} qui ont coalescé à cause de mouvements transverses induits par des effets probables de frictions.

Cependant, en ce qui concerne les billes de verre, qui ont une masse volumique élevée par rapport à la farine, les observations sont différentes. En effet, toutes les étapes de formation de jets de particules, qui ont été détaillées ci-dessus, n'ont pas été observées dans le cas d'un anneau de billes de verre. Lors de la dispersion de billes de verre de 20 μm de diamètre, des jets de particules sont observés (figure 4.7). Cependant, lors de la dispersion de billes de verre de 100 μm de diamètre (figure 4.8), aucun jets de particules n'est observé ; le front en expansion reste stable. Il n'y a pas non plus de jets pour les billes de verre de 500 μm (figure 4.9), ce qui est logique compte tenu de l'absence de jets pour les billes de 100 μm . Ceci est dû au fait que la masse volumique des particules est trop élevée par rapport au saut de pression qui est imposé sur ce montage expérimental. Bien que des jets soient toujours observables pour les billes de verre les plus petites, lorsque leur diamètre augmente les jets n'apparaissent plus. Il y a donc un ratio à avoir entre la masse volumique des particules, leur taille ainsi que la force de la surpression imposée à l'amas de particules [27]. Ces différents paramètres ont été étudiés en détail pour essayer de trouver cet équilibre mais aussi de quantifier leurs effets.

D'autres tirs d'anneaux de particules de différents matériaux issus de conditions initiales diverses sont présentés en annexe 1.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de verre	2500	20	60	20	1.32	2.7	T32

TABLE 4.3 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

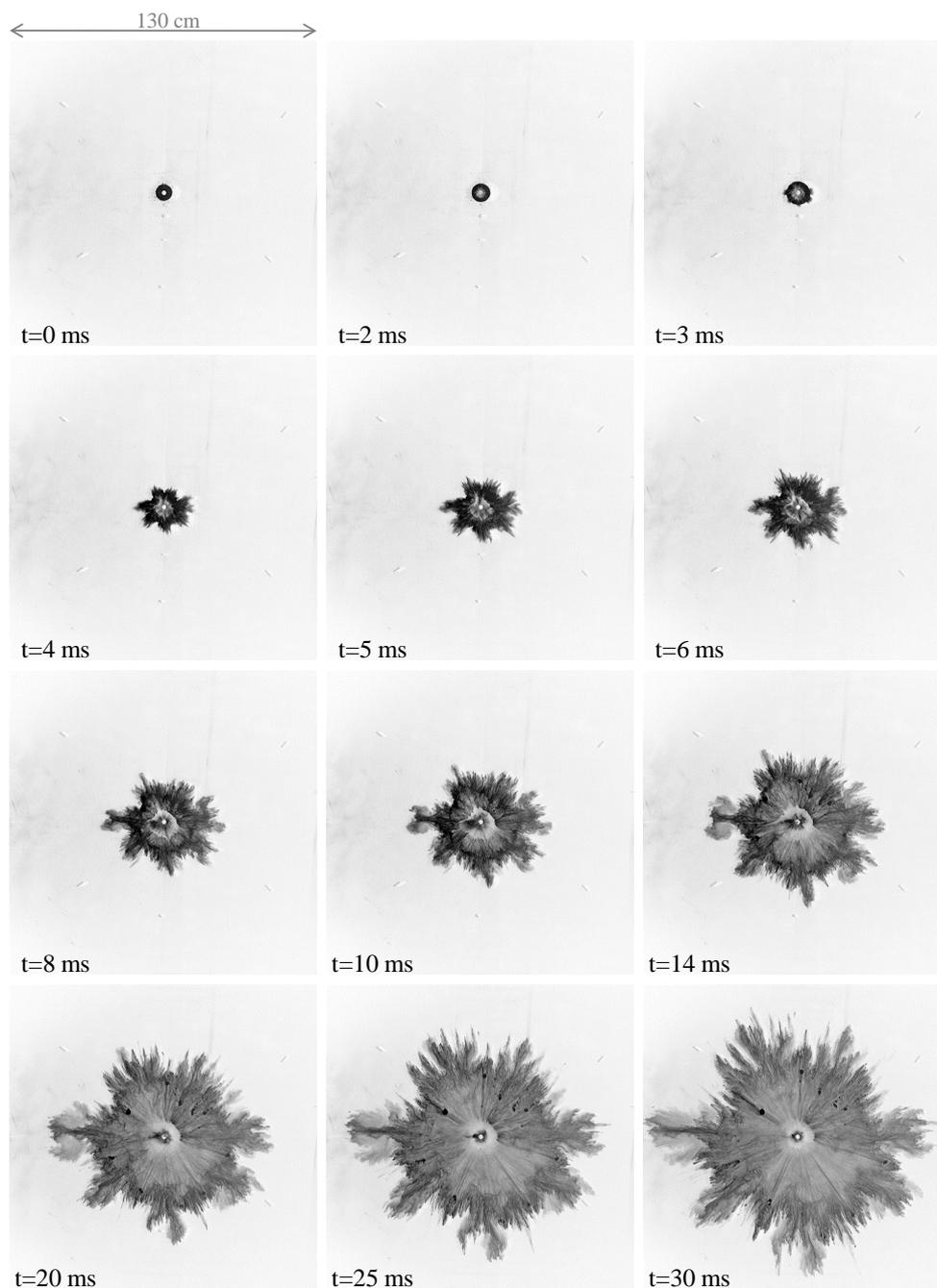


FIGURE 4.7 – Séquence d'images extraites du tir T32#018. Il s'agit d'un anneau de 25 g de billes de verre de $20 \mu\text{m}$ de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.3.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de verre	2500	100	60	20	1.40	3.3	T32

TABLE 4.4 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

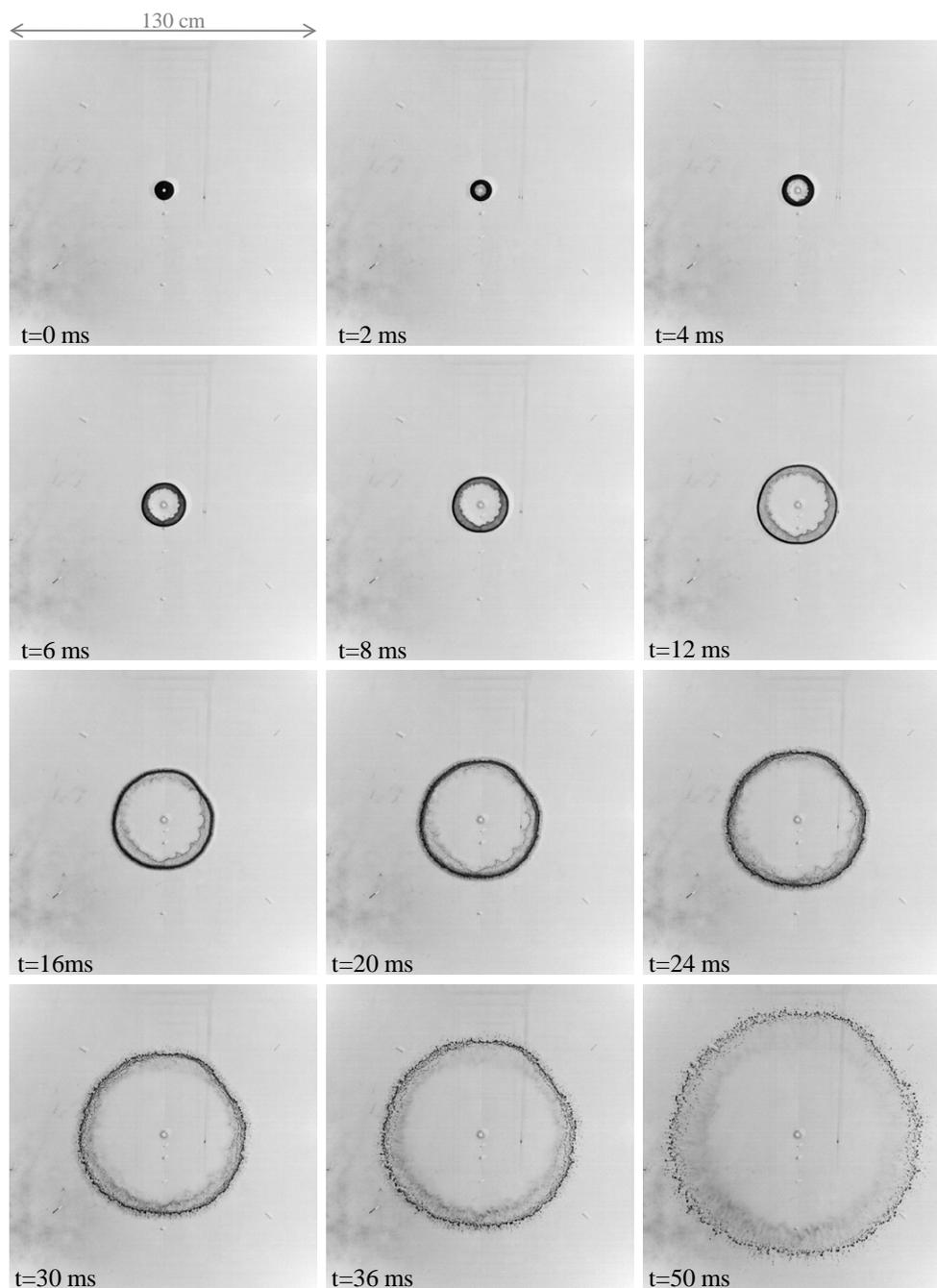


FIGURE 4.8 – Séquence d'images extraites du tir T32#012. Il s'agit d'un anneau de 25 g de billes de verre de 100 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.4.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de verre	2500	500	60	20	1.44	3.6	T32

TABLE 4.5 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm, e en mm, M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

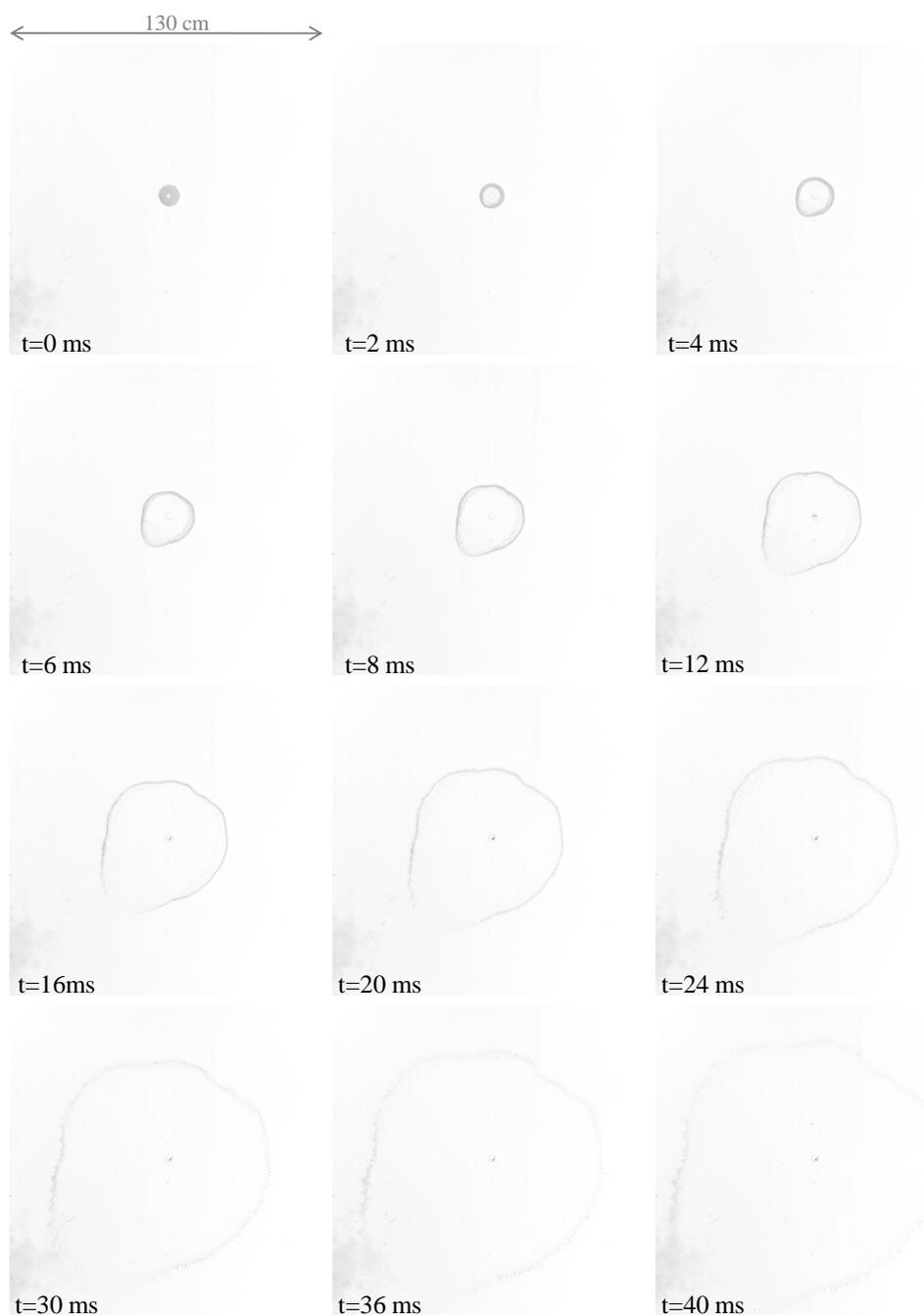


FIGURE 4.9 – Séquence d'images extraites du tir T32#013. Il s'agit d'un anneau de 25 g de billes de verre de 500 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.5.

4.2 Influence de l'espacement des plaques de la cellule

L'espacement des plaques de la cellule de Hele-Shaw a été étudiée afin de vérifier si une quelconque influence est observable et de choisir le meilleur espacement pour la suite de nos campagnes d'expériences. En présence d'un anneau de particules, il s'agit d'étudier l'influence non plus sur le saut de pression induit entre les plaques mais sur la dispersion de l'anneau. Pour cela, des expériences ont été réalisées en faisant varier l'espacement de 1 mm à 10 mm, les autres paramètres expérimentaux étant maintenus constants (à savoir le matériau et donc la taille et la densité des particules, le diamètre initial de l'anneau de particules, l'épaisseur de la couche de particules et la surpression initiale imposée au milieu granulaire). Les conditions expérimentales qui ont été utilisées pour cette campagne de mesure sont regroupées dans la table 4.6.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.40	3.5	T32

TABLE 4.6 – Conditions expérimentales initiales où ρ_p , Φ_p , D_{ext} , e , M_{sw} et $\Delta P_{C_{exit}}$ sont respectivement la masse volumique du matériau (en kg/m^3), le diamètre des particules (en μm), le diamètre externe de l'anneau de particules (en mm), l'épaisseur de la couche de particules (en mm), le nombre de Mach de l'onde de choc incidente et le pic de surpression initiale (en bars).

A l'issue des expériences menées, nous pouvons constater que quelque soit l'espacement de la cellule de Hele-Shaw (compris entre 1 et 10 mm) le développement des structures digitales induites par l'expansion radiale impulsive du milieu granulaire est identique. Le nombre de structures est identique et les différentes étapes de formation sont respectées. Par conséquent, dans la gamme d'espacement des plaques considérée dans cette étude, qui respecte une géométrie 2D en bonne approximation, il n'y a pas de variation significative. Cependant il faut maintenant fixer un espacement optimal qui va permettre la meilleure observation possible du phénomène. Il faut, d'une part, imposer un espacement minimum pour avoir assez de matière tout au long de l'expansion et pouvoir observer l'intégralité du phénomène. D'autre part, si l'espacement est trop important l'écoulement granulaire ne sera plus vraiment 2D en bonne approximation et la visualisation du trajet des particules à l'intérieur de la cellule va être perturbée par la superposition de plusieurs couches de matière. Ainsi, basé sur cette étude préliminaire, un espacement de 4 mm entre les deux plaques de la cellule de Hele-Shaw sera imposé. Cet espacement permet d'avoir un écoulement gaz-particules qui est raisonnablement bidimensionnel pour les observations de formation de jets de particules. Nous avons aussi été soucieux de vérifier si cet espacement imposé entre les plaques reste constant tout au long du déroulement du phénomène. Des cales sont disposées à la fois tout autour de la périphérie de la plaque inférieure, la seconde plaque reposant dessus. D'autres cales sont disposées près du centre pour éviter la flexion de la plaque supérieure sous son propre poids.

Cependant nous avons voulu nous assurer que, sous la contrainte importante

de pression, la plaque supérieure ne se déformait pas pendant le déroulement du phénomène, ce qui pourrait modifier le comportement de sélection des jets. Pour cela, le mouvement des plaques a été visualisé avec la caméra ultra rapide. La caméra a été placée de telle sorte à pouvoir enregistrer les mouvements de la plaque dans le plan perpendiculaire à sa surface. Un mouvement d'oscillation, causé par la surpression imposée en son centre, a été relevé. Cependant l'amplitude maximale mesurée est de moins de 10 % (ce qui correspond à une distance d'environ 0.4 mm) de l'espacement inter-plaques pour la première oscillation et l'amplitude de déformation s'atténue très rapidement déjà sur la deuxième oscillation. De plus, la période de la première oscillation est bien plus longue que le temps de formation des jets (quelques millisecondes à peine pour la sélection des jets et quelques dizaines de millisecondes pour la période d'oscillation de la plaque). Par conséquent, nous pouvons affirmer sans trop d'inquiétude que ce mouvement n'a pas d'influence notable sur la sélection des jets de particules.

4.3 Influence de la pression

4.3.1 Influence du profil de pression imposé à l'anneau de particules

Dans l'intention de vouloir mieux comprendre l'origine de la formation et de la sélection régulière de jets de particules, deux types différents d'expériences ont été effectués. Lors de ces expériences, la condition expérimentale qui a été modifiée est le profil de pression imposée à l'anneau de particules. Ainsi nous allons pouvoir savoir si le profil de pression modifie le phénomène, en partie ou dans son intégralité, ou si au contraire il n'a aucune influence. Les conditions expérimentales de cette campagne de mesure sont regroupées dans la table 4.7 En effet, avec

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.35	2	T32/T100

TABLE 4.7 – Conditions expérimentales initiales où ρ_p , Φ_p , D_{ext} , e , M_{sw} et $\Delta P_{C_{exit}}$ sont respectivement la masse volumique du matériau (en kg/m^3), le diamètre des particules (en μm), le diamètre externe de l'anneau de particules (en mm), l'épaisseur de la couche de particules (en mm), le nombre de Mach de l'onde de choc incidente et le pic de surpression initiale (en bars).

le dispositif T32, le profil de pression présent au centre du nuage de particules correspond à une onde de souffle suivie de nombreuses ondes réfléchies qui créent des oscillations de pression. Nous avons donc utilisé un autre générateur permettant de limiter ces oscillations pour vérifier si l'absence de ces dernières contribue toujours à la formation de jets et crée toujours cette sélection particulière. En effet, ces oscillations de pression positives puis négatives nous avaient fait penser que cela serait peut être à l'origine de cette formation de jets. Par conséquent, avec le nouveau dispositif, il est possible de voir si cette hypothèse est vraie ou non. Pour cela le tube à choc T32 a été remplacé par un réservoir haute pression T100 dont les caractéristiques ont été présentées précédemment dans la partie 3.2.

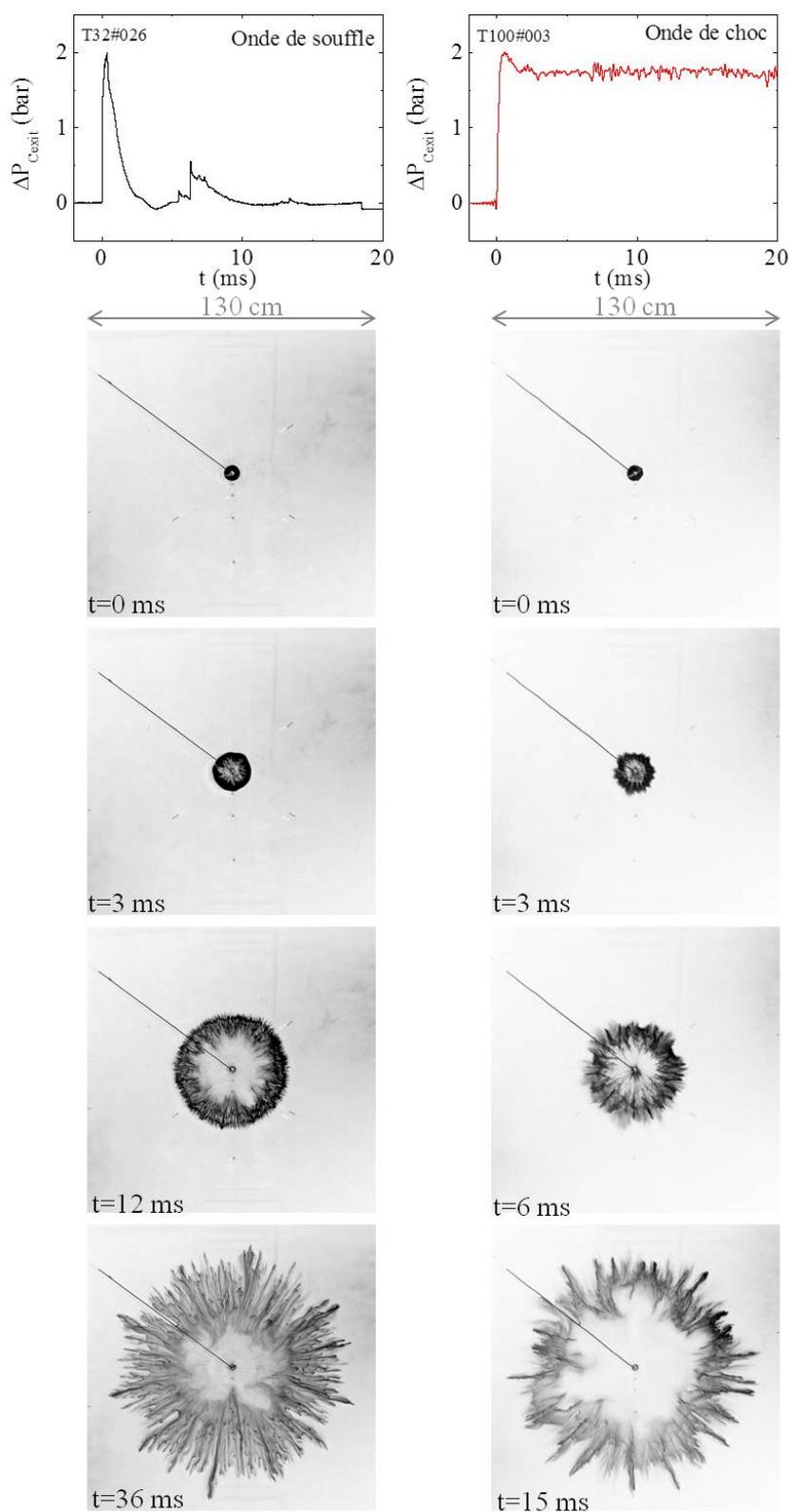


FIGURE 4.10 – Développement de jets de particules de farine induit par deux profils de pression différents. La colonne de gauche montre l'évolution d'un anneau de farine soumis à une onde de souffle à la sortie du tube à choc T32. La colonne de droite présente l'évolution du même anneau de particules soumis à une onde de choc soutenue à la sortie du réservoir haute pression T100. Dans les deux cas le pic initial de surpression généré au centre de l'anneau est identique (2 bars).

Son volume est 50 fois supérieur à celui de la chambre haute pression du tube à choc T32. Il ne possède pas de chambre basse pression et donc le réservoir haute pression est directement relié à la cellule de Hele-Shaw donnant sur le centre de l'anneau de particules. Ces modifications du montage expérimental donnent un profil de pression totalement différent de celui du tube à choc T32. Même si le pic initial de surpression est identique autant bien en temps de montée qu'en valeur, le profil suivant ce dernier est totalement différent. Les oscillations de pression sont complètement éliminés et un plateau constant suit le pic initial. Les deux profils de pression sont présentés sur la figure 4.10 ainsi que deux séquences de photographies enregistrées respectivement lors d'un tir avec le tube à choc T32 (colonne de gauche) et avec le réservoir haute pression T100 (colonne de droite). Malgré la différence notable entre les deux profils de pression, la formation et la sélection de jets de particules suit un processus quasi-identique dans les deux cas. En effet, la présence de toutes les étapes du mécanisme est visible à savoir la formation des jets internes aux temps courts J_i ainsi que l'apparition des petites perturbations aux temps courts sur le pourtour du front externe de l'anneau de particules J_e^{st} et ensuite l'apparition des jets aux temps longs J_e^{lt} issus des jets J_i . Les deux observations sont quasi-identiques, les jets étant plus marqués dans le cas du réservoir haute pression T100. De plus, le nombre de jets de particules est très similaire, à savoir 24 ± 1 dans les deux cas. Comme présenté sur la figure 4.10 et sur les images extraites entre $t=0$ ms et $t=3$ ms, l'accélération de la couche de particule semble très proche puisque, pour des temps identiques, le diamètre de chacun des anneaux est similaire. Cependant, à des temps plus lointains, la couche de particules se déplace plus vite pour l'expérience avec le réservoir haute pression T100. En effet, sur le troisième cliché (12 ms et 6 ms) les anneaux ont à peu près la même taille pour des temps d'évolution de 12 ms (pour le plus lent) et de 6 ms (pour le plus rapide). D'autre part, la phase positive de pression pour le réservoir haute pression T100 dure plus de 20 ms alors que celle du tube à choc T32 dure environ seulement 3 ms et passe par une phase négative. Par conséquent, la vitesse d'expansion du nuage de particules décroît pour le T32 alors qu'elle reste constante pour le T100. Nous pouvons donc conclure ici que la formation et la sélection de jets de particules n'est pas corrélée au profil de pression, et en particulier à la présence d'oscillations que nous pensions responsables du mécanisme. En revanche, l'intensité du pic initial de pression, et plus particulièrement l'accélération initiale de la couche granulaire dans les premiers instants jouent un rôle important dans la sélection des jets. Ceci fait l'objet d'une étude précise dans les parties suivantes.

4.3.2 Influence de la surpression initiale

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.07-1.4	0.5-4	T32
Polystyrène	1050	10	60	20	1.07-1.4	0.5-4	T32

TABLE 4.8 – *Conditions expérimentales initiales de l'étude de l'influence de la surpression initiale. ρ_p , Φ_p , D_{ext} , e , M_{sw} et $\Delta P_{C_{exit}}$ sont respectivement la masse volumique du matériau (en kg/m^3), le diamètre des particules (en μm), le diamètre externe de l'anneau de particules (en mm), l'épaisseur de la couche de particules (en mm), le nombre de Mach de l'onde de choc incidente et le pic de surpression initiale (en bars).*

Une série d'expériences, dont les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.8, a été conduite avec le tube à choc T32 afin de générer des ondes de souffle de différentes intensités. Le but d'une telle campagne expérimentale est d'étudier l'influence du saut de pression initial sur la formation et la sélection des jets de particules, le profil de pression suivant le pic initial n'ayant pas d'influence, point qui a été démontré dans la partie "Influence du profil de pression imposé à l'anneau de particules". Les surpressions imposées à la couronne de particules s'échelonnent de 0.5 bars, pour la pression la plus faible, jusqu'à un peu plus de 4 bars, pour la pression la plus élevée, initialement au centre de l'anneau. Deux matériaux ont été utilisés pour s'assurer que les tendances observées seront comparables et par la même occasion commencer à anticiper l'influence du matériau sur les jets. Des anneaux de farine ainsi que des anneaux de billes de polystyrène calibrées de diamètre 10 μm sont utilisés (les différentes caractéristiques de ces deux matériaux ont été présentées dans la partie 3.8). Une série d'expériences a été effectuée pour chacun des matériaux et ensuite une comparaison des résultats a été faite. Les autres paramètres initiaux ont été fixés, à savoir la taille de l'anneau initial de particules (un diamètre intérieur de 20 mm et un diamètre extérieur de 60 mm, la couche de particule traversée par l'onde de choc est donc fixée à 20 mm). Les résultats expérimentaux de ces deux séries de mesures ont été représentés sur la figure 4.11. Il s'agit du nombre de jets de particules en fonction du pic de surpression initial (celui qui suit le passage de l'onde de souffle, avant que la pression ne chute). Ces deux courbes montrent bien que le nombre de jets de particules augmente avec l'intensité du pulse initial de pression $\Delta P_{C_{exit}}$ au centre de l'anneau. Cette tendance peut être visualisée sur les figures 4.12 et 4.13 où quatre portions d'anneaux identiques de particules de farine ont été soumis à quatre intensités d'ondes de choc différentes. D'autre part, sur la figure 4.11, nous pouvons constater que la dépendance, pour chacun des deux cas, du nombre de jets à la surpression, présente une forme particulière. En effet, dans un premier temps, nous pouvons remarquer une évolution asymptotique vers les faibles pressions. Cette tendance asymptotique révèle qu'un nombre de jets minimal est présent. De plus, en comparant les résultats pour chacun des deux matériaux, nous pouvons constater que ce nombre de jets minimal est différent selon le type de particules utilisé. Il s'explique donc que l'apparition des jets se fait à partir d'un régime d'écoule-

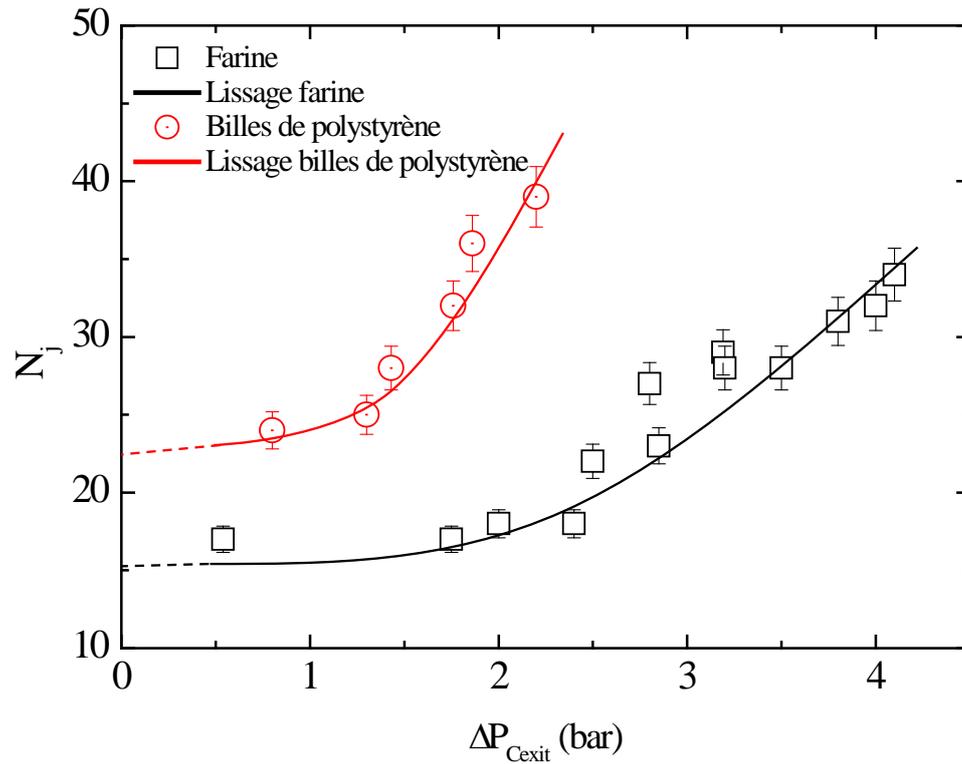


FIGURE 4.11 – Nombre de jets de particules pour la farine et les billes de polystyrène (jets internes aux temps courts J_i ou externes aux temps longs J_e^{lt}) en fonction du pic de surpression initial. La taille des particules est de $10 \mu\text{m}$. Les équations des courbes sont $N_j=15+0.97\Delta P_{C_{exit}}^{2.1}$ pour les particules de farine et $N_j=22+2.75\Delta P_{C_{exit}}^{2.4}$ pour les billes de polystyrène de $10 \mu\text{m}$ de diamètre.

ment minimal. Dans un second temps, vers les pressions plus élevées, la forme de la courbe est en loi de puissance. L'interpolation de ces deux courbes nous donne une fonction entre le nombre de jets et la surpression directement extraite de ces résultats expérimentaux. La relation trouvée expérimentalement est de la forme suivante : $N_j=C_0+C\Delta P_{C_{exit}}^k$, où C_0 , C et k sont des constantes. C_0 correspond au nombre de jets minimal formé pour les basses pressions (lorsque $\Delta P_{C_{exit}}$ tend vers 0). Pour déduire une telle expression nous nous sommes inspirés des relations expérimentales établies par R. C. Ripley et al. [31] pour la dispersion de poudres sèches. Dans ses travaux, la relation déduite des expériences est de la forme : $N_j=CP^k$, où C et k sont des paramètres constants et P est la pression correspondant à $\Delta P_{C_{exit}}$ pour nos expériences. Nous pouvons donc déduire directement de nos courbes expérimentales les deux relations suivantes :

1. $N_j=15+0.97\Delta P_{C_{exit}}^{2.1}$ pour les particules de farine.
2. $N_j=22+2.75\Delta P_{C_{exit}}^{2.4}$ pour les billes de polystyrène de $10 \mu\text{m}$ de diamètre.

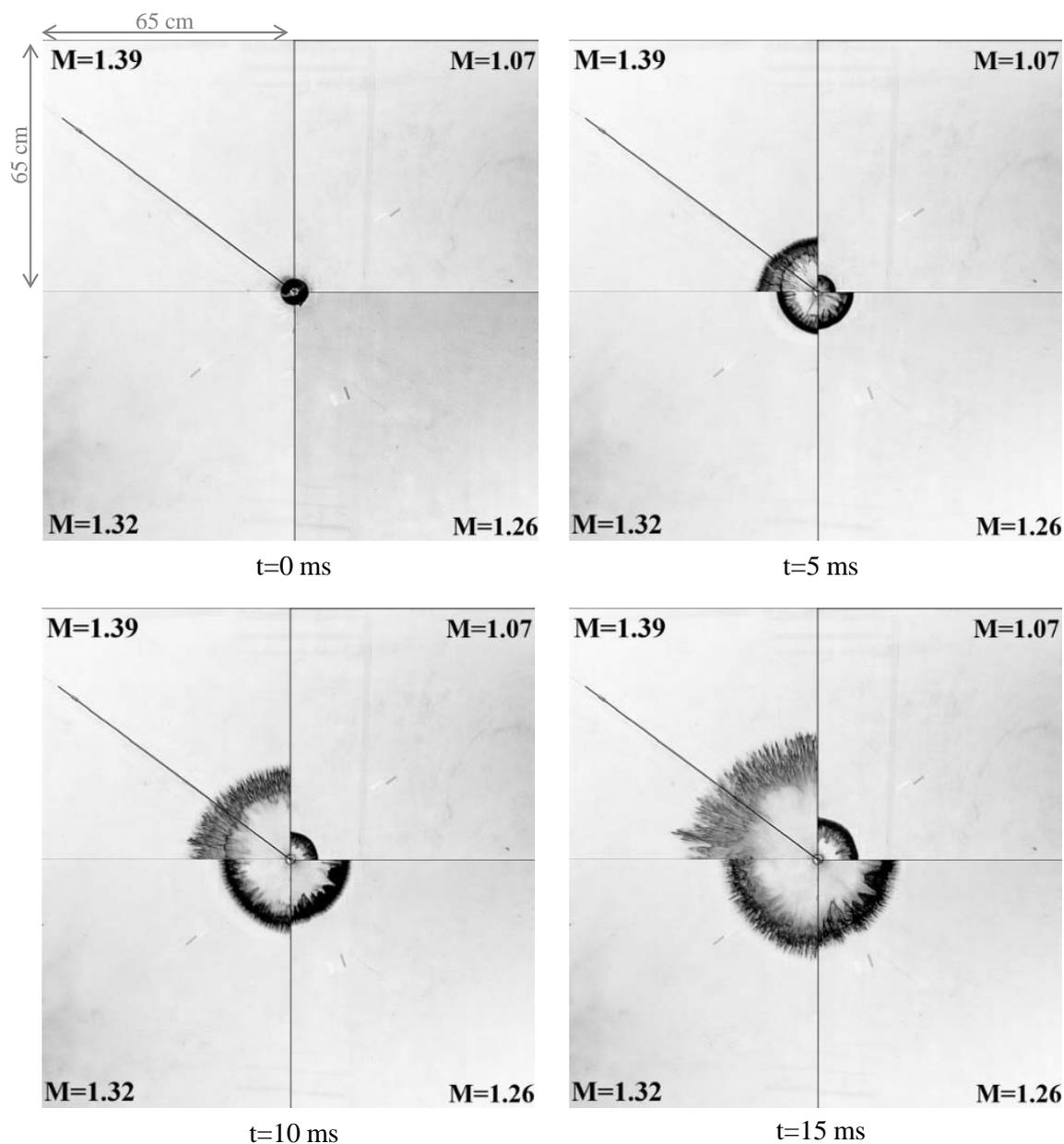


FIGURE 4.12 – Séquence de clichés pris lors de 4 tirs différents visant à étudier l'influence de l'intensité de la surpression initiale imposée au centre de l'anneau de particules. Il s'agit d'anneaux de 60 mm de diamètre composés de 15 g de farine. Chaque image est divisée en quartier correspondant chacun à une onde de choc incidente de nombre de Mach différent. En partant du quartier situé en haut à droite et en tournant dans le sens horaire, les anneaux de particules ont été respectivement soumis à une onde de choc incidente de nombre de Mach 1.07 (T32#029), 1.26 (T32#023), 1.32 (T32#027) et 1.39 (T32#028), ce qui correspond respectivement à des surpressions initiales au centre de l'anneau de 0,54 bars, 2 bars, 2,5 bars et 3,2 bars. Sur cette figure le phénomène est présenté de 0 à 15 ms.

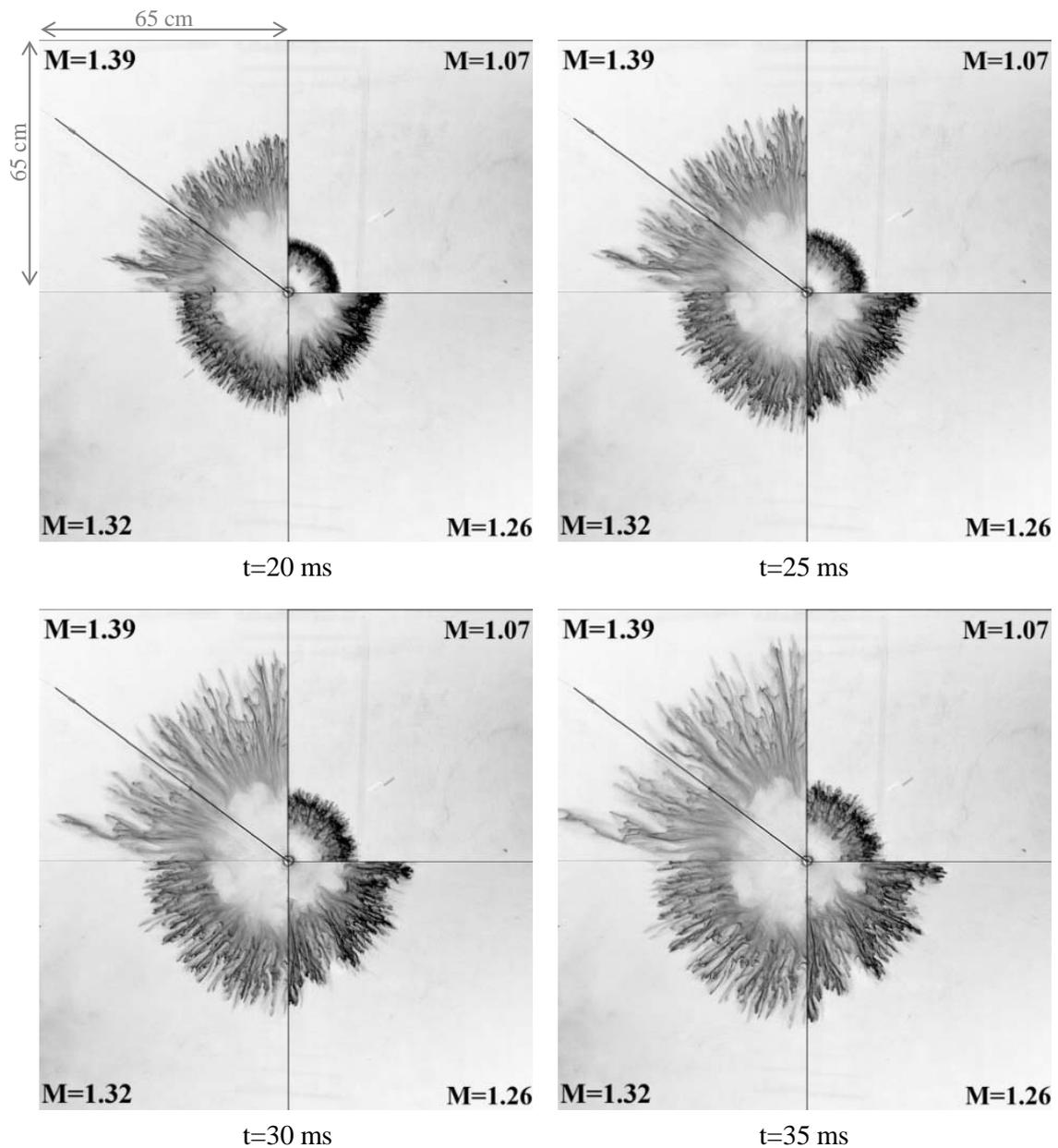


FIGURE 4.13 – Séquence de clichés pris lors de 4 tirs différents visant à étudier l'influence de l'intensité de la surpression initiale imposée au centre de l'anneau de particules. Il s'agit d'anneaux de 60 mm de diamètre composés de 15 g de farine. Chaque image est divisée en quartier correspondant chacun à une onde de choc incidente de nombre de Mach différent. En partant du quartier situé en haut à droite et en tournant dans le sens horaire, les anneaux de particules ont été respectivement soumis à une onde de choc incidente de nombre de Mach 1.07 (T32#029), 1.26 (T32#023), 1.32 (T32#027) et 1.39 (T32#028), ce qui correspond respectivement à des surpressions initiales au centre de l'anneau de 0,54 bars, 2 bars, 2,5 bars et 3,2 bars. Sur cette figure le phénomène est présenté de 20 à 35 ms.

4.4 Influence de la nature des particules

4.4.1 Influence du diamètre des particules

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Polystyrène	1050	10-40	60	20	1.37	2	T32

TABLE 4.9 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm, e en mm, M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

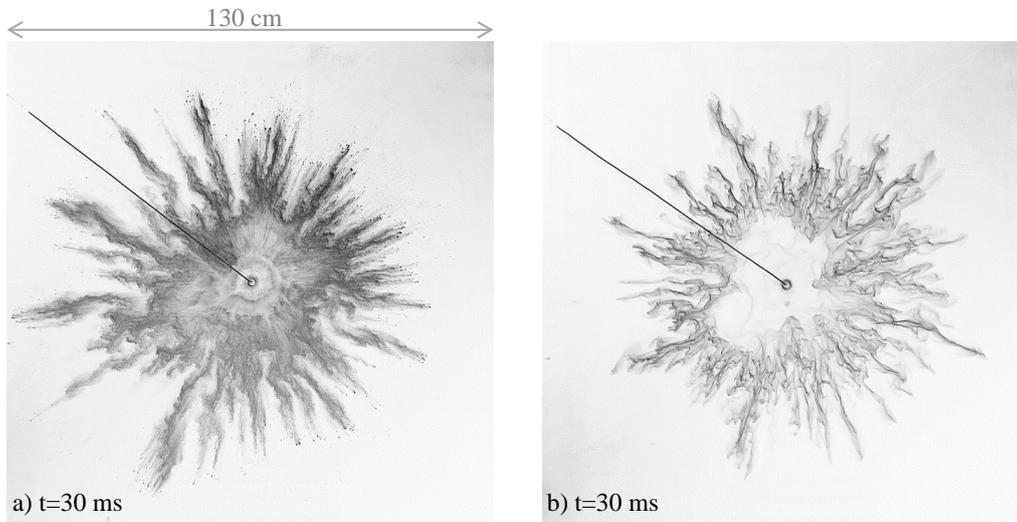


FIGURE 4.14 – Comparaison de deux clichés pris lors de la dispersion d'un anneau de 11 g de billes de polystyrène, dont la masse volumique est de $1050 kg/m^3$, respectivement a) pour des billes de $10 \mu m$ de diamètre (T32#088) et b) pour des billes de $40 \mu m$ de diamètre (T32#090). Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.9.

Lors de cette campagne d'expériences, l'influence du diamètre des particules a été étudiée sur le nombre de structures formées, pour un matériau donné et les autres conditions expérimentales maintenues constantes. Cette influence peut être clairement observée sur la figure 4.14 où deux clichés comparent deux tirs effectués avec des anneaux de billes de polystyrène respectivement de 10 et 40 μm . D'ores-et-déjà nous ne constatons pas ici de différence marquante, malgré la présence d'un facteur 4 entre les deux diamètres de billes. A noter que seul le nombre de jets internes aux temps courts J_i a été relevé car pour les plus grosses particules (140 et 250 μm de diamètre) il nous a été impossible d'observer les jets extérieurs aux temps longs J_e^t , qui semblent apparaître de plus en plus tard et loin avec l'augmentation de la taille des particules. De plus, pour ces gros diamètres, la surpression imposée semble être trop faible pour que les jets internes traversent le front et aillent croître vers l'extérieur. Les conditions expérimentales de cette campagne de mesures sont regroupées dans la table 4.10. Les expériences ont été réalisées avec des billes de polystyrène parfaitement calibrées dont les

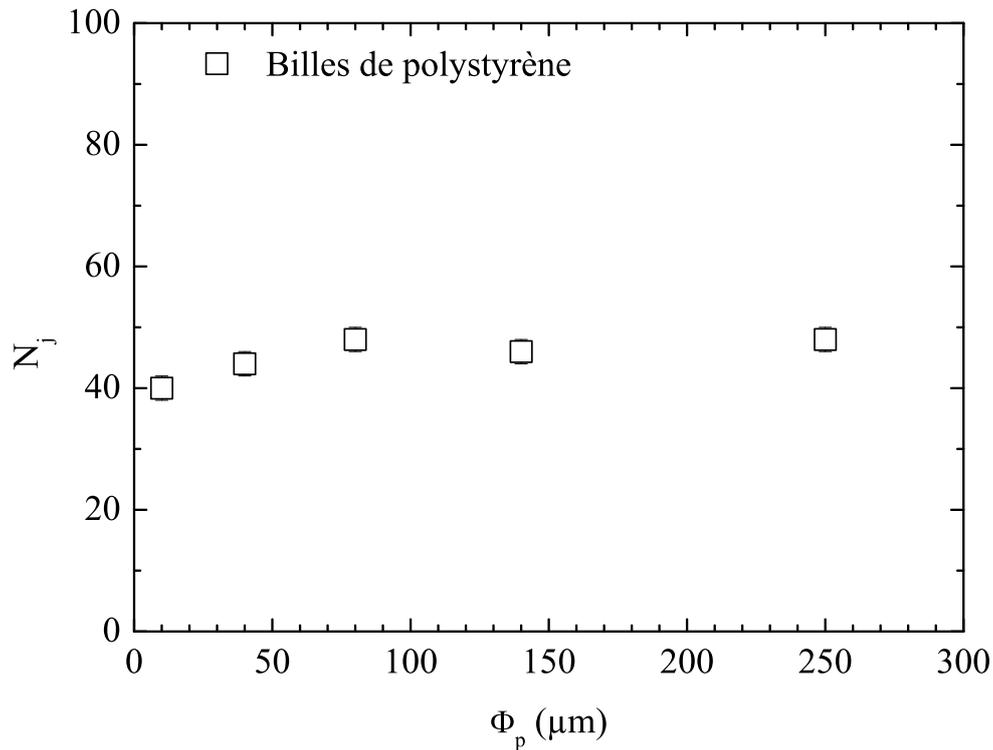


FIGURE 4.15 – Nombre de jets de particules aux temps courts (J_i) en fonction du diamètre Φ_p des particules dans le cas d’une onde de choc incidente de nombre de Mach 1.37 mesurée dans le tube à choc T32 ($\Delta P_{C_{exit}} = 2 \text{ bars} \pm 0.4 \text{ bar.}$)

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Polystyrène	1050	10-250	60	20	1.37	2	T32

TABLE 4.10 – Conditions expérimentales initiales de l’étude de l’influence du diamètre des particules. ρ_p , Φ_p , D_{ext} , e , M_{sw} et $\Delta P_{C_{exit}}$ sont respectivement la masse volumique du matériau (en kg/m^3), le diamètre des particules (en μm), le diamètre externe de l’anneau de particules (en mm), l’épaisseur de la couche de particules (en mm), le nombre de Mach de l’onde de choc incidente et le pic de surpression initiale (en bars).

caractéristiques ont été présentées précédemment dans la partie “Caractérisation des matériaux testés”. La figure 4.15 présente le nombre de jets de particules en fonction du diamètre de ces dernières. Nous pouvons constater que le nombre de jets aux temps courts J_i n’évolue pas en fonction du diamètre des particules. Cette indépendance du nombre de jets en fonction du diamètre des particules de la couche dispersées est en accord avec des observations réalisées par R. C. Ripley et al. [31]. Lors de cette étude, ils ont observés aussi une invariance du nombre de structures, pour des temps courts, quelque soit le diamètre des particules.

4.4.2 Influence de la densité des particules

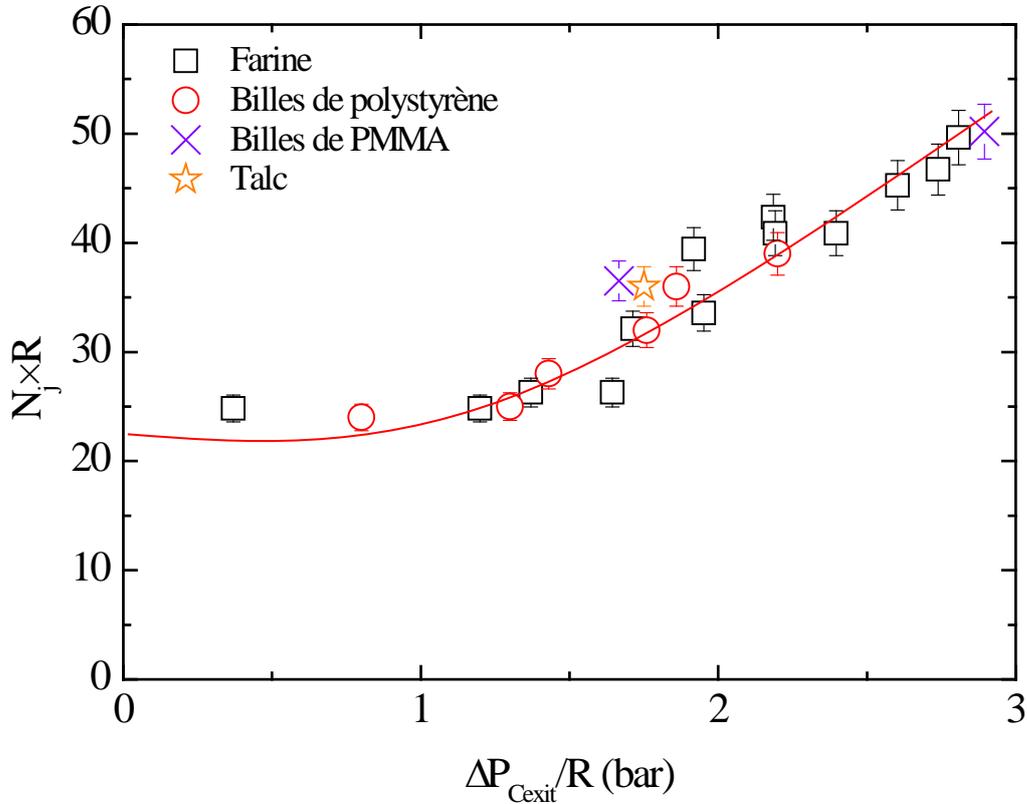


FIGURE 4.16 – Evolution du nombre de jets de particules pour quatre matériaux de masses volumiques différentes (jets internes aux temps courts J_i ou externes aux temps longs J_e^{lt}) multiplié par le ratio des masses volumiques R en fonction du pic de surpression initial $\Delta P_{C_{exit}}$ divisé par R . La taille des particules est de $10 \mu m$. Une relation de cette courbe expérimentale est déduite et est la suivante : $N_j \times R = 22 + 3.35 \left(\frac{\Delta P_{C_{exit}}}{R} \right)^{2.1}$

Nous avons pu voir que le matériau joue un rôle dans la sélection du nombre de jets, en particulier sa densité. Dans cette partie nous allons donc discuter de l'influence de la densité des particules sur la formation et la sélection des jets. Plusieurs matériaux seront soumis à cette étude à savoir la farine, le polystyrène, le PMMA et le talc.

Définissons tout d'abord une grandeur sans dimension permettant de comparer l'influence de la densité de ces différents matériaux.

Soit :

$$R = \frac{\rho_p}{\rho_{ref}}$$

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine/Talc	1530/2700	10	60	20	1.39/1.45	3.2/4	T32

TABLE 4.11 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

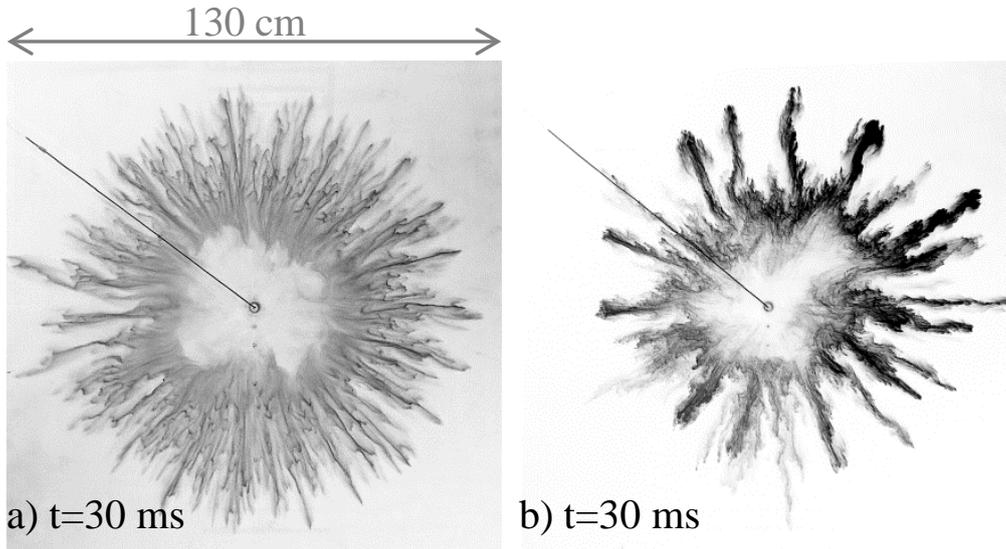


FIGURE 4.17 – Comparaison de deux clichés pris respectivement, a) lors d'un tir avec un anneau de farine (T32#028) dont la masse volumique est de 1530 kg/m^3 , et b) lors d'un tir avec un anneau de talc (T32#111) dont la masse volumique est de 2700 kg/m^3 . Les deux anneaux ont pour diamètre 60 mm et ont été tous les deux soumis à la même accélération initiale, à savoir $12,5 \pm 2 \text{ m.s}^{-2}$. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.11.

Avec :

- ρ_p : la masse volumique des particules considérées pour l'expérience.
- ρ_{ref} : la masse volumique de référence.

Nous avons choisi arbitrairement de prendre comme valeur de ρ_{ref} celle des billes de polystyrène ρ_{poly} , étant la plus faible des matériaux considérés, et qui vaut 1050 kg/m^3 . Revenons à la figure 4.11 où des points expérimentaux représentant le nombre de jets pour des anneaux de farine et de polystyrène ont été tracés et regroupés sur un même graphique en fonction du pic de surpression initial imposé à l'anneau. A la vue de ces deux courbes qui ont la même tendance mais qui sont décalées verticalement et déformées horizontalement, nous avons cherché à les faire coalescer. La taille des particules pour ces deux matériaux est la même (de l'ordre de $10 \mu\text{m}$) ainsi que la géométrie initiale de l'anneau. Notre réflexion s'est donc concentrée sur ce point et plus particulièrement sur l'intervention de la masse volumique des particules sur le nombre de jets sélectionnés. Le fruit de

cette réflexion est présentée sur la figure 4.16 où l'axe des ordonnées (N_j le nombre de jets) a été multiplié par le facteur R , qui représente un rapport de masse volumique, et l'axe des abscisses ($\Delta P_{C_{exit}}$) a été divisé par ce même facteur. Ce résultat permet de se rendre compte de l'influence de la densité du matériaux sur la sélection des jets. Cette influence peut être aussi clairement observée sur la figure 4.17 où deux clichés comparent un tir avec un anneau de farine et un autre avec un anneau de talc dont la masse volumique est 1,8 fois supérieure. De cette courbe, qui regroupe des points expérimentaux provenant de plusieurs types de matériaux, une relation de la forma suivante a été déduite :

$$N_j \times R = 22 + 3.35 \left(\frac{\Delta P_{C_{exit}}}{R} \right)^{2.1} \quad (4.1)$$

Où :

- N_j est le nombre de jets de particules (J_i ou J_e^{tt}).
- R est le rapport des masses volumiques.
- $\Delta P_{C_{exit}}$ est le pic initial de surpression appliquée au centre de l'anneau de particules.

Ainsi, selon la valeur du facteur R , le nombre de jets va évoluer différemment. D'après la forme de la relation (4.1), au plus cette valeur sera élevée, au plus le nombre de jets sera faible. Une valeur de R élevée correspond donc à un rapport $\frac{\rho_p}{\rho_{ref}}$ élevé et donc à une valeur de ρ_p élevée puisque ρ_{ref} reste inchangée tout au long de nos campagnes de mesures. Cela signifie donc que plus le matériau est dense, plus le nombre de jets sera faible.

L'évolution du nombre de jets se fait ici (figure 4.16) en fonction de la quantité $\left(\frac{\Delta P_{C_{exit}}}{R} \right)^{2.1}$. Au vu de tous les résultats présentés jusqu'à présent, il semble judicieux de tracer le nombre de jets en fonction de l'accélération initiale de la couche de particules. En effet, la dimension d'une accélération est homogène à la dimension d'une pression divisée par une densité et une distance. Même si le rapprochement ne semble pas en découler directement nous avons voulu tracer le nombre de jets (multiplié par le facteur R) en fonction de l'accélération de l'anneau de particules. Cette valeur est indirectement influencée par le saut de pression ainsi que par la densité des particules. Il apparaît donc légitime de la considérer pour l'étude comparative regroupant plusieurs matériaux et faisant évoluer $\Delta P_{C_{exit}}$.

- Ⓡ La relation, issue de la résolution de l'équation de Rayleigh, reliant l'accélération aux facteurs connus comme la pression est disponible en annexe 2.

Pour mesurer l'accélération de l'anneau de particules lors de son déplacement, la trajectoire (t ; x) de l'anneau a été tracée. La courbe qui en découle est de degrés

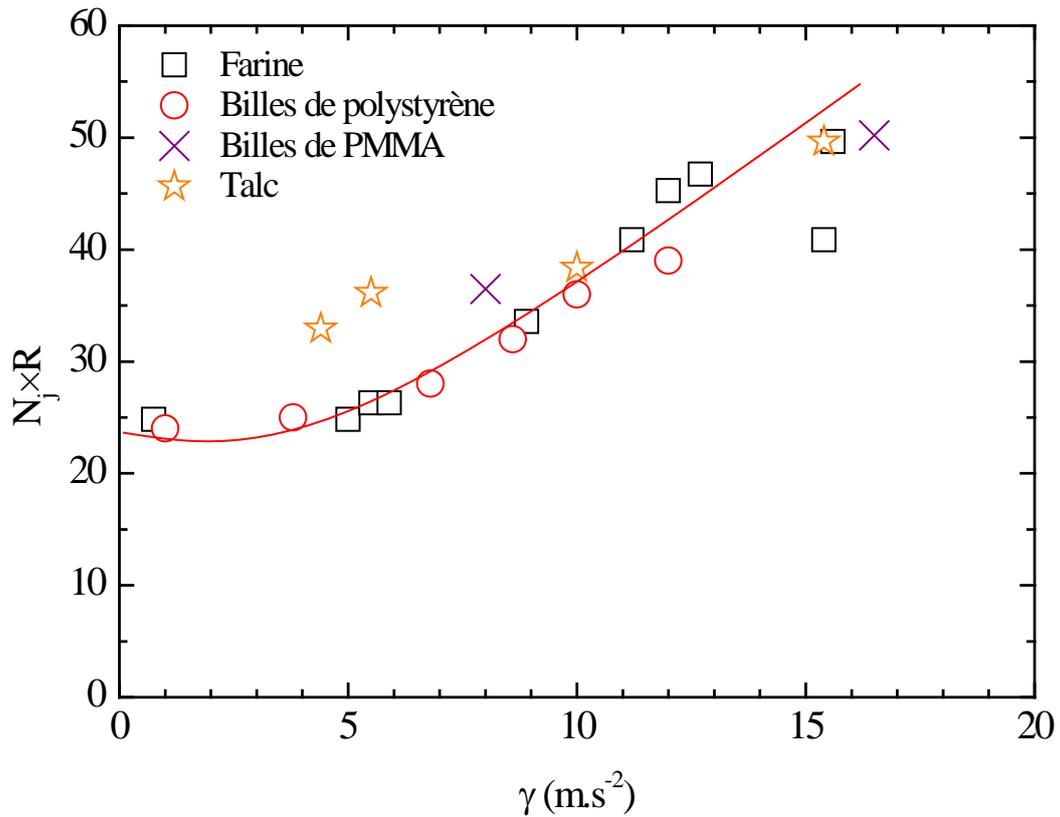


FIGURE 4.18 – Evolution du nombre de jets pour quatre matériaux de masses volumiques différentes (jets internes aux temps courts J_i ou externes aux temps longs J_e^{lt}) multiplié par le ratio des masses volumiques R en fonction de l'accélération initiale γ prise sur les 3 ms initiales. Une relation pour cette courbe expérimentale est déduite et est la suivante : $N_j \times R = 24 + 0.03\gamma^{2.6}$

2. Par une double dérivation, et en moyennant la valeur sur les trois premières millisecondes, une valeur moyenne de l'accélération dans les premiers instants a pu être déduite. La valeur de 3 ms a été choisie car c'est dans cette plage de temps que l'accélération est positive pour l'intégralité des expériences. Par soucis de reproductibilité, cette valeur a été conservée pour l'ensemble des mesures effectuées. Nous pouvons observer sur la figure 4.18 l'évolution du nombre de jets multiplié par le facteur R en fonction de l'accélération moyenne de l'anneau de particules sur les premiers instants. Les points expérimentaux concernant les différents matériaux testés se superposent sur une courbe dont l'équation est la suivante :

$$N_j = \left(\frac{1}{R} \right) (24 + 0.03\gamma^{2.6}) \quad (4.2)$$

Cette seconde courbe donne une information supplémentaire par rapport à la précédente (figure 4.16). En effet, nous savons maintenant que l'accélération initiale

de l'anneau de particules joue un rôle important dans la sélection des jets. Ainsi le lien entre la surpression initiale et la densité du matériau se traduit directement par l'accélération du front de particules. C'est donc ce facteur qui permet de relier l'ensemble des expériences issues de matériaux différents (en gardant bien entendu les conditions géométriques de l'anneau constantes). Par la suite il sera donc plus judicieux d'utiliser l'accélération comme variable plutôt que la surpression.

4.5 Influence de la taille initiale de l'anneau de particules

4.5.1 Modification du diamètre interne de l'anneau

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	12/17/20	1.35	2.5	T32

TABLE 4.12 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

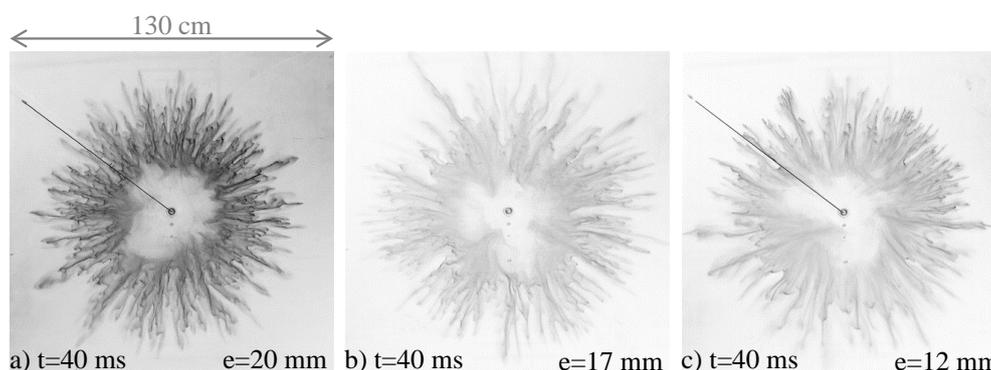


FIGURE 4.19 – Comparaison de trois clichés issus de tirs différents illustrant l'influence de la variation du diamètre interne de l'anneau de particules à diamètre extérieur constant. Les épaisseurs de couches de particules accélérées par l'onde de choc incidente sont respectivement de a) $e=20mm$ (T32#041), b) $e=17mm$ (T32#049) et c) $e=12mm$ (T32#051). Les trois anneaux sont composés de farine et ont été soumis à une onde de choc incidente de nombre de Mach 1.35. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.12.

Dans les expériences présentées sur la figure 4.19, seule l'épaisseur de la couche de particules a été modifiée; le diamètre extérieur de l'anneau a été maintenu constant à 60 mm. Ainsi, le rayon de courbure de l'intérieur de l'anneau a été changé. Cette modification n'entraîne pas d'influence particulière sur le nombre de jets comme il est possible d'observer sur la figure. Par conséquent, la variation du diamètre interne de l'anneau de particules faite dans ce cas n'a pas d'influence notable sur l'évolution de la sélection du nombre de jets.

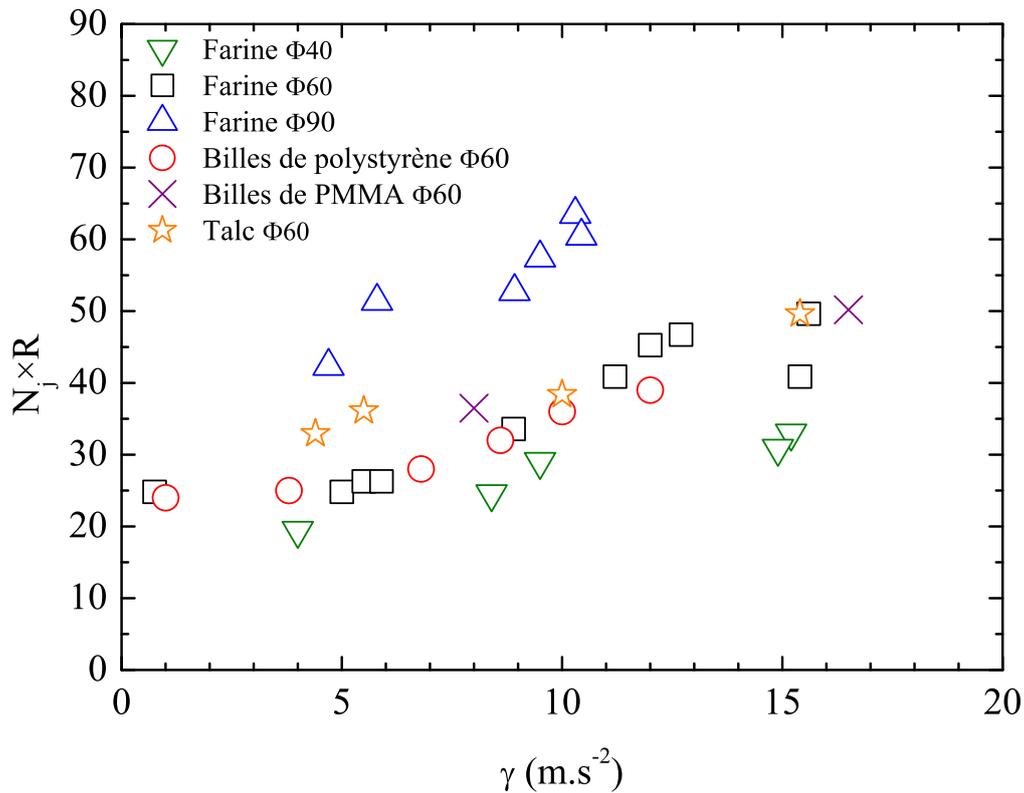


FIGURE 4.20 – Nombre de jets de particules pour quatre matériaux de masses volumiques différentes et trois tailles initiales d’anneaux (jets internes aux temps courts J_i ou externes aux temps longs J_e^t) multiplié par le ratio des masses volumiques R en fonction de l’accélération initiale γ prise sur les 3 ms initiales. La taille des particules est de $10 \mu\text{m}$.

4.5.2 Modification du diamètre externe de l’anneau.

Suite aux résultats obtenus précédemment sur l’influence de la densité du matériau des particules, l’influence de la géométrie de l’anneau va maintenant être étudiée. Dans cette étude, le diamètre externe de l’anneau va évoluer en gardant l’épaisseur de la couche de particules constante. Gardons les points expérimentaux précédents (figure 4.16) issus d’anneaux de diamètre extérieur constant (60 mm) et rajoutons des points issus d’anneaux de diamètres 40 et 90 mm. Les nouveaux points expérimentaux proviennent d’anneaux composés de farine ainsi que de talc. La figure 4.20 regroupent tous ces points expérimentaux. Nous pouvons constater que les expériences issues de matériaux de densités différentes sont toujours regroupées mais échelonnées selon le diamètre initial de l’anneau. En effet, ceux correspondant à un diamètre extérieur initial de 90 mm sont au dessus tandis que ceux provenant d’un diamètre 40 mm (le plus petit) sont en dessous. Les points intermédiaires sont issus d’anneaux de diamètre aussi intermédiaire (60 mm). Ainsi, il est d’ores-et-déjà possible de constater que le diamètre extérieur initial de l’anneau influe sur le nombre de jets. Cette tendance peut être observée sur la figure 4.21 où il est possible de voir l’augmentation du nombre de jets lorsque le diamètre extérieur de l’anneau augmente. Cette variation semble à pre-

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	40/60/90	20	1.3/1.35/1.4	2.3/2.85/3	T32

TABLE 4.13 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

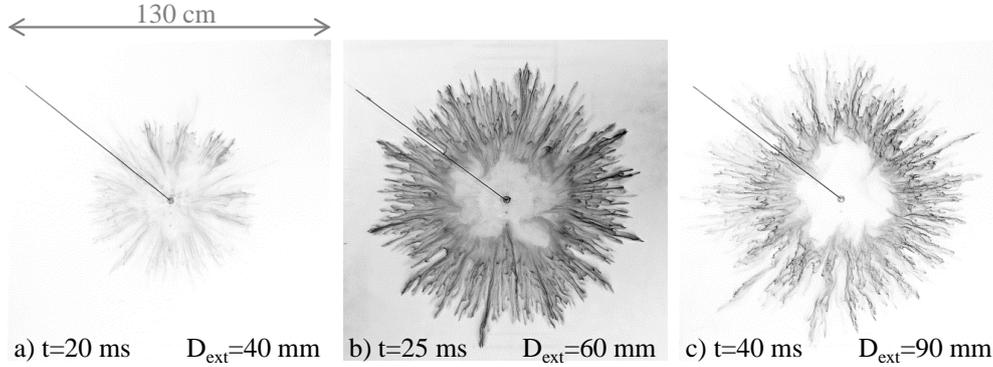


FIGURE 4.21 – Comparaison de trois clichés issus de tirs différents illustrant l'influence de la variation du diamètre extérieur de l'anneau de particules. Les différents diamètres extérieurs des anneaux sont respectivement de a) 40 mm (T32#112), b) 60 mm (T32#026) et c) 90 mm (T32#097). Les trois anneaux ont été soumis à la même accélération initiale, à savoir $9 m.s^{-2}$. Afin de garder une épaisseur de couche de particules comparable pour ces trois cas, les diamètres internes ont été ajustés. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.13.

mière vue proportionnelle au diamètre. La quantité $N_j R$ a été normalisée par le périmètre extérieur initial de l'anneau. Les résultats sont tracés sur la figure 4.22. Cette courbe unique regroupe donc tous les points expérimentaux issus d'expériences comprenant des particules de matériaux différents mais aussi des anneaux initiaux de tailles différentes. Nous pouvons en déduire que la sélection du nombre de jets est proportionnelle au périmètre initial de l'anneau. Ce qui veut dire que la longueur d'onde de répartition des jets reste inchangée. Elle est donc la même quelque soit le diamètre initial de l'amas de particules, l'épaisseur de la couche étant maintenue constante. Une nouvelle relation pour cette courbe a été obtenue et est la suivante :

$$N_j = \left(\frac{1}{R} \right) (128.5 + 0.14\gamma^{2.6})(\pi\Phi_0) \quad (4.3)$$

Cette relation décrit donc l'évolution du nombre de jets en fonction de l'accélération en prenant en compte l'influence de la densité du matériau utilisé et de la taille initiale de l'anneau. La densité est traduite à travers le facteur R qui est un rapport de densité et la taille initial de l'anneau est traduite à travers son périmètre initial $\pi\Phi_0$ où Φ_0 est le diamètre initial de l'anneau.

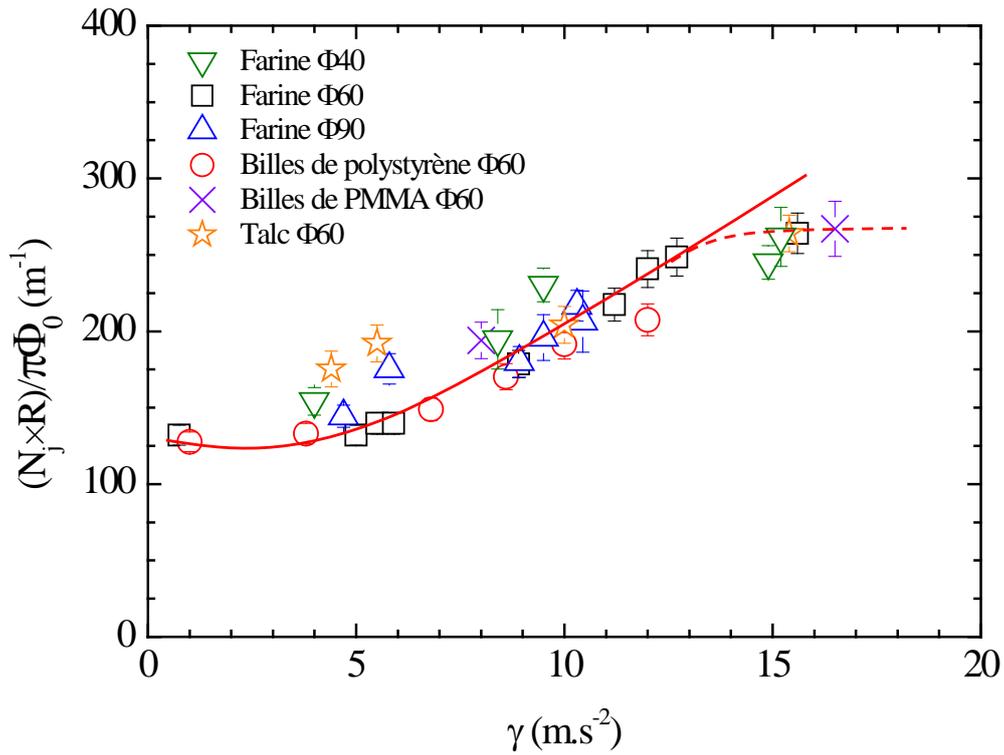


FIGURE 4.22 – Nombre de jets de particules pour quatre matériaux de masses volumiques différentes et trois tailles initiales d’anneaux (jets internes aux temps courts J_i ou externes aux temps longs J_e^{lt}) multiplié par le ratio des masses volumiques R et normalisé par le périmètre initial de l’anneau en fonction de l’accélération initiale γ prise sur les 3 ms initiales. La taille des particules est de $10\ \mu\text{m}$. Les points expérimentaux peuvent être représentés par la relation suivante :
$$\frac{N_j \times R}{\pi \Phi_0} = 128.5 + 0.14\gamma^{2.6}$$

Cette relation est valable pour une accélération de la couche de particules allant jusqu’à $13\ \text{m.s}^{-2}$. En effet, au delà de cette valeur, la présence d’un point d’inflexion est constaté (figure 4.22). Cette tendance laisse donc penser qu’à partir d’une accélération critique le nombre de jets ne va plus augmenter de façon significative et qu’il y a un nombre maximal de jets à atteindre.

4.6 Evolution du nombre de jets avec le temps

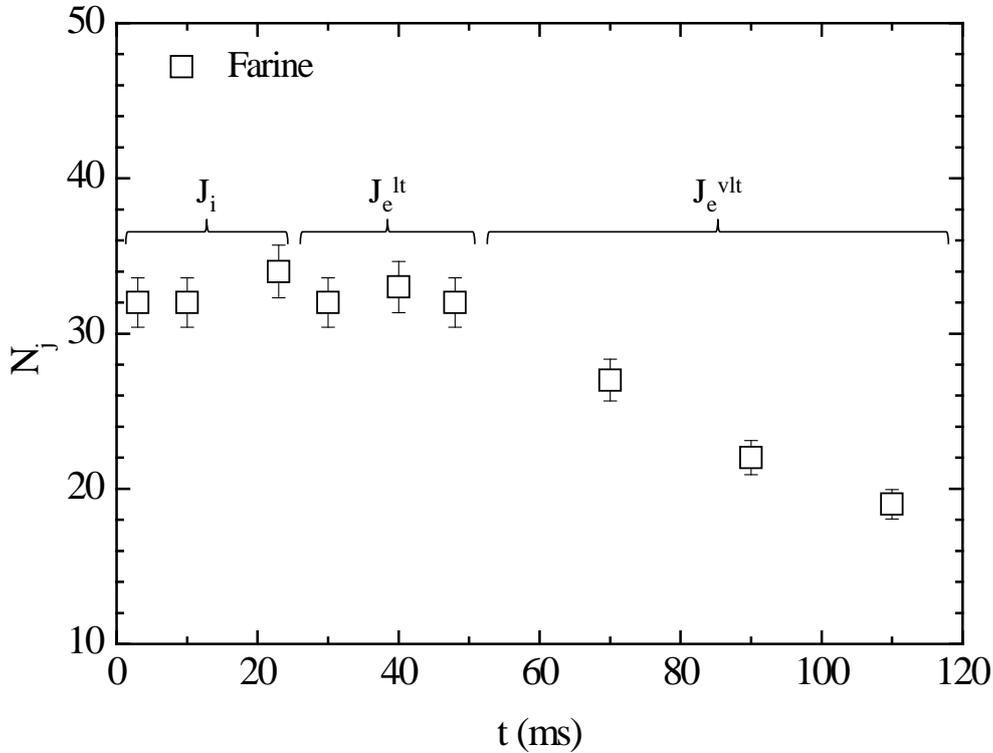


FIGURE 4.23 – Evolution du nombre de jets de particules N_j en fonction du temps (J_i , J_e^{lt} et J_e^{vlt}) obtenue dans le cas de la dispersion d'un anneau de farine de 60 mm de diamètre initial et accéléré de façon impulsive par une onde de choc incidente de Mach 1.16.

Le mécanisme de sélection de jets de particules semble être un processus instationnaire au cours du temps, contrairement à ce qui a été annoncé par A. Milne et al. [28]. En effet, le nombre de jets initialement fixé au début de l'expansion tend à diminuer aux temps longs, comme il est montré sur la figure 4.23 où le nombre de jets reste constant de 0 à 45 ms et ensuite décroît avec le temps. Cette diminution est liée à une coalescence des jets voisins due à un mouvement transverse. Une hypothèse de cause de ces mouvements transverses est la friction [31]. Il semble donc que la friction sur les particules est un facteur influençant le nombre de jets. Cet effet de la friction sur la sélection des jets est étudié dans la partie suivante. En effet, si la friction modifie le nombre de jets au cours du temps, il y a de fortes chances qu'initialement leur nombre change si la friction est plus ou moins importante (les autres paramètres étant fixés).

4.7 Influence de la friction sur la sélection de la taille des jets

Influence de la rugosité des plaques de la cellule de Hele-Shaw

Des tirs ont été effectués avec des anneaux de farine de 60 mm de diamètre, ce qui correspond à une épaisseur de couche de particules de 20 mm traversée par

l'onde de souffle. L'épaisseur entre les plaques est maintenue à 4 mm. Le nombre de Mach de l'onde de choc incidente dans le tube à choc T32 a été fixé à 1.34 ± 0.02 , ce qui correspond à une surpression initiale au centre de l'anneau de 2.4 ± 0.2 bars. Plusieurs tirs ont été effectués avec ces conditions expérimentales initiales maintenues constantes. L'état de surface de la plaque inférieure de la cellule de Hele-Shaw a été modifié afin d'observer l'influence de la rugosité sur la formation de jets de particules et donc de l'effet de la friction. Trois états de surface différents ont été testés lors de cette campagne expérimentale :

1. Un état de surface lisse c'est-à-dire avec une plaque inférieure en plexiglas.
2. Un état de surface rugueux obtenu avec du papier de verre de type 40 c'est-à-dire une taille moyenne de grain de $425 \mu\text{m}$.
3. Un état de surface rugueux obtenu avec du papier de verre de type 280 c'est-à-dire une taille moyenne de grain de $52.2 \mu\text{m}$.

La rugosité a été obtenue en collant des feuilles de papier de verre sur la plaque inférieure de la cellule de Hele-Shaw comme nous pouvons le voir sur la figure 4.24.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.34	2.4	T32

TABLE 4.14 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

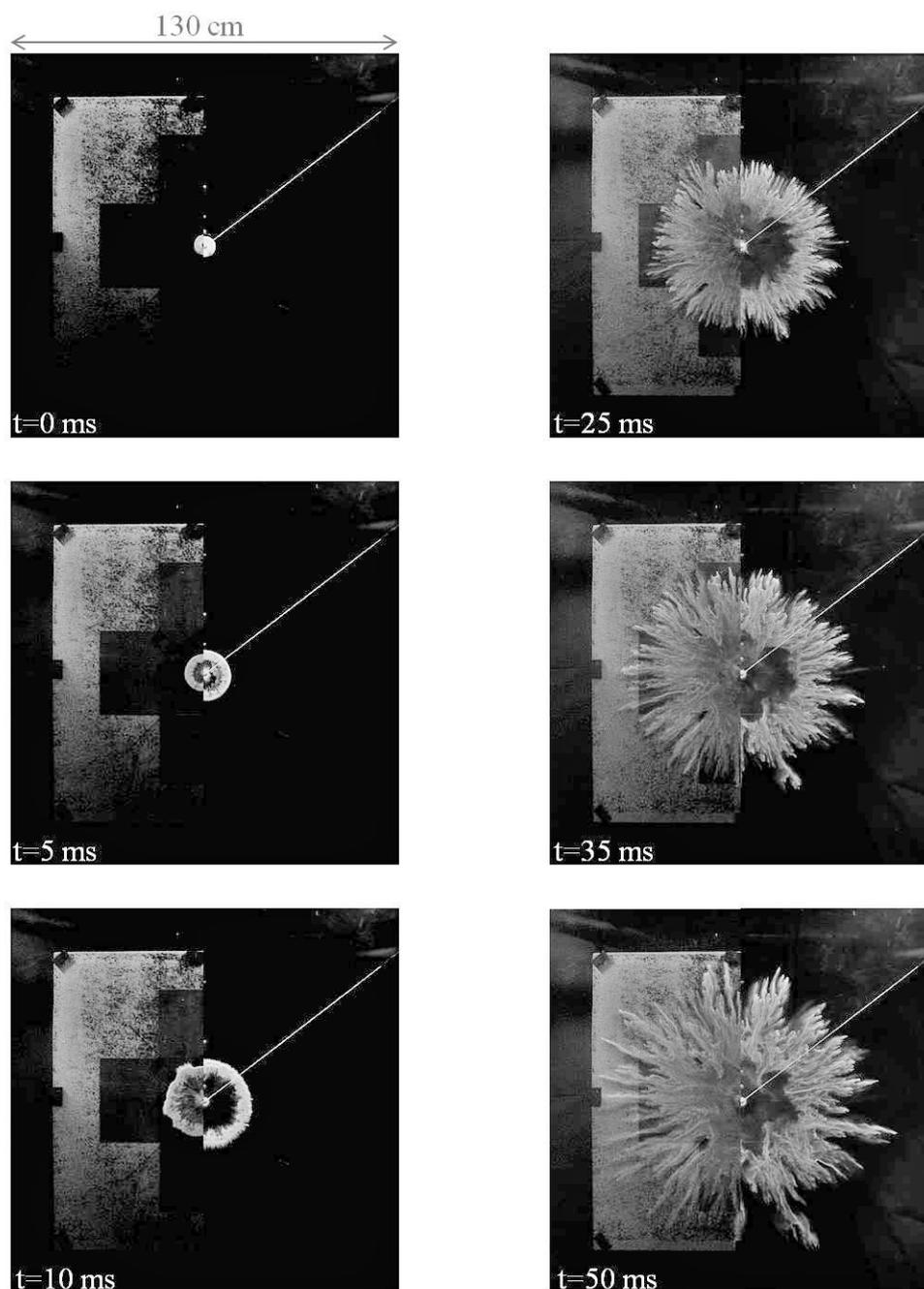


FIGURE 4.24 – Comparaison entre un état lisse (côté droit de la vignette) et un état rugueux (côté gauche de la vignette) obtenu avec du papier de verre collé sur la plaque inférieure de la cellule de Hele-Shaw. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table 4.14.

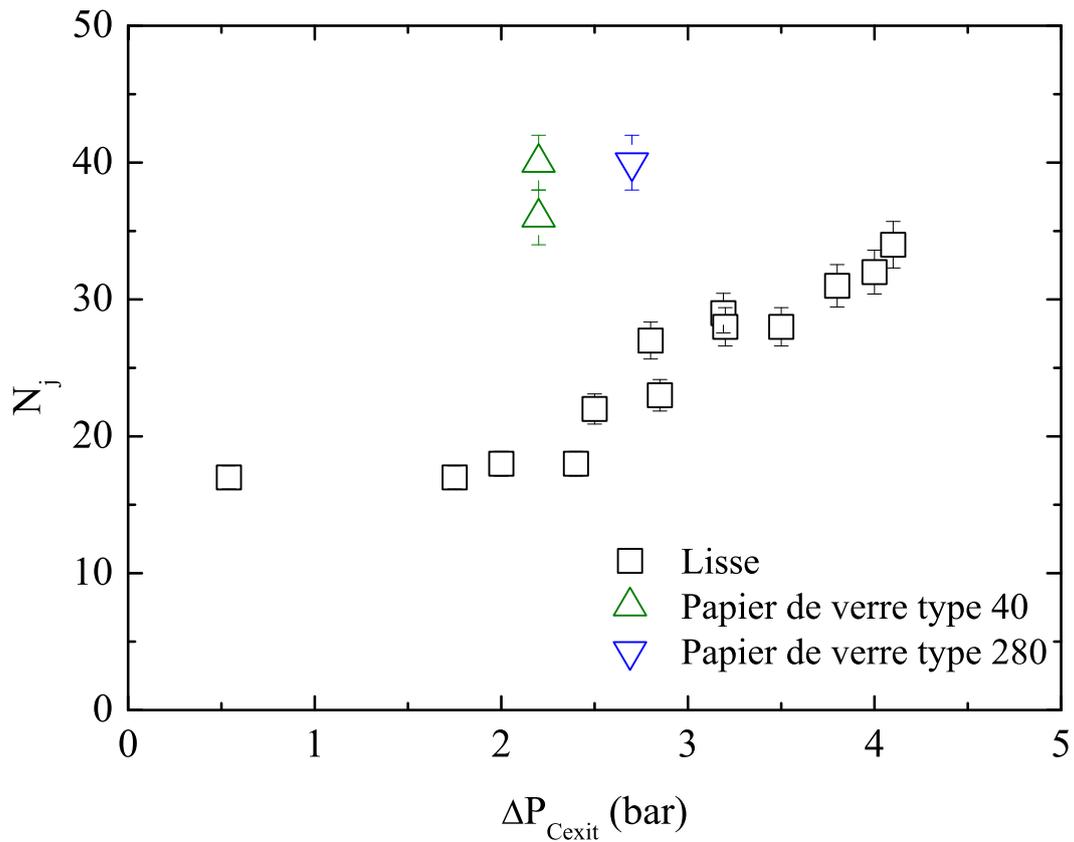


FIGURE 4.25 – Evolution du nombre de jets de particules pour des anneaux de farine de diamètre extérieur initial de 60 mm et différentes rugosités de la plaque inférieure de la cellule de Hele-Shaw.

La figure 4.25 présente des points expérimentaux issus de tirs effectués avec un état de surface lisse pour la plaque inférieure ainsi que les points expérimentaux issus des tirs avec deux types différents d'états de surface rugueux. Il est clairement visible que la sélection du nombre de jets est différente entre un état de surface lisse et un état de surface rugueux. En effet, le nombre de jets passe quasiment du simple au double entre les deux états de surface. Cependant, la différence entre les deux états de surface rugueux n'est pas marquée. La figure 4.24 permet de constater que le front de particules progresse moins vite pour l'état de surface rugueux. Pourtant le nombre de jets y est plus grand que pour l'état de surface lisse. Il a été montré précédemment que le nombre de jets augmente avec l'accélération initiale du front de particules. Le fait de modifier l'état de surface rajoute un facteur supplémentaire qui modifie le comportement de digitation des particules. A première vue donc, l'augmentation de la friction augmente de façon significative le nombre de jets de particules. Quoiqu'il arrive, la friction des particules entre elles et avec l'air environnant a lieu (lors des tirs 2D que nous réalisons mais aussi lors des explosions en 3D en absence des plaques de la cellule de Hele-Shaw.) Cette friction entre particules et avec l'air environnant augmente avec la vitesse d'expulsion de ces dernières. Ainsi, nous pouvons confirmer que la puissance

d'expulsion du milieu granulaire agit directement sur la sélection des jets.

Les perspectives d'étudier l'influence de la cohésion des particules sont développées en annexe 5.

4.8 Etude de l'apparition des perturbations externes aux temps courts

Dans cette campagne expérimentale visant à étudier plus en détail les perturbations externes aux temps courts (notées J_e^{st}), des anneaux de farine, de polystyrène et de talc ont été utilisés. Les différentes conditions expérimentales de cette étude sont répertoriées dans la table 4.15. Pour pouvoir observer en détail ces petites

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	40 - 90	10 - 35	1.1 - 1.4	0.7 - 4	T32
Polystyrène	1050	10	60	20	1.1 - 1.4	0.7 - 4	T32
Talc	2700	10	60	20	1.1 - 1.4	0.7 - 7	T32

TABLE 4.15 – Conditions expérimentales initiales où ρ_p , Φ_p , D_{ext} , e , M_{sw} et $\Delta P_{C_{exit}}$ sont respectivement la masse volumique du matériau (en kg/m^3), le diamètre des particules (en μm), le diamètre externe de l'anneau de particules (en mm), l'épaisseur de la couche de particules (en mm), le nombre de Mach de l'onde de choc incidente et le pic de surpression initiale (en bars).

perturbations il a fallu modifier les réglages optiques d'acquisition du phénomène. La fréquence d'acquisition des images a été augmentée afin de passer de 4000 i/s à 20000 i/s et avoir une résolution spatiale de 512×512 pixels, la taille de la fenêtre d'observation passant de $1300 \times 1300 \text{ mm}^2$ à $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Avec ces raffinements au niveau des paramètres d'observations, la transition du front externe de particules de l'état lisse à l'état rugueux formant les perturbations externes aux temps courts J_e^{st} peut être enregistrée précisément et ceci dans le but d'essayer de mieux comprendre ce comportement physique de formation de jets de particules.

4.8.1 Observations expérimentales

Sur la figure 4.26 une séquence de clichés enregistrés lors d'un tir avec un anneau de farine de 60 mm de diamètre initial soumis à une onde de choc de Mach 1.21 est présenté et montre les premiers instants de l'expansion de l'anneau conduisant à la formation de jets de particules. Sur cet exemple, la transition entre l'état lisse et rugueux du front externe de particules laissant ensuite apparaître les fines perturbations externes aux temps courts J_e^{st} peut être clairement observée. A $t=0$, l'onde de choc incidente vient interagir avec la surface interne de l'anneau de particules. De $t=0$ à environ $t=3.25$ ms, l'anneau se déplace radialement avec un front externe parfaitement lisse pendant que la surface interne voit se former les jets internes J_i . Pour ces conditions expérimentales, la transition entre les états lisse et l'état rugueux se situe à environ 3.25 ms. Ce temps correspond à l'apparition des perturbations externes aux temps courts J_e^{st} (l'état dit rugueux). A partir de ces nouvelles observations expérimentales, il découle que ce temps d'apparition des fines perturbations externes aux temps courts est corrélé avec le début de la traversée des jets internes J_i à travers le front de particules en mouvement. De $t=3.25$ ms à $t=4.75$ ms, les perturbations externes J_e^{st} continuent de croître et à $t=4.75$ ms leur répartition quasi uniforme tout autour de la surface

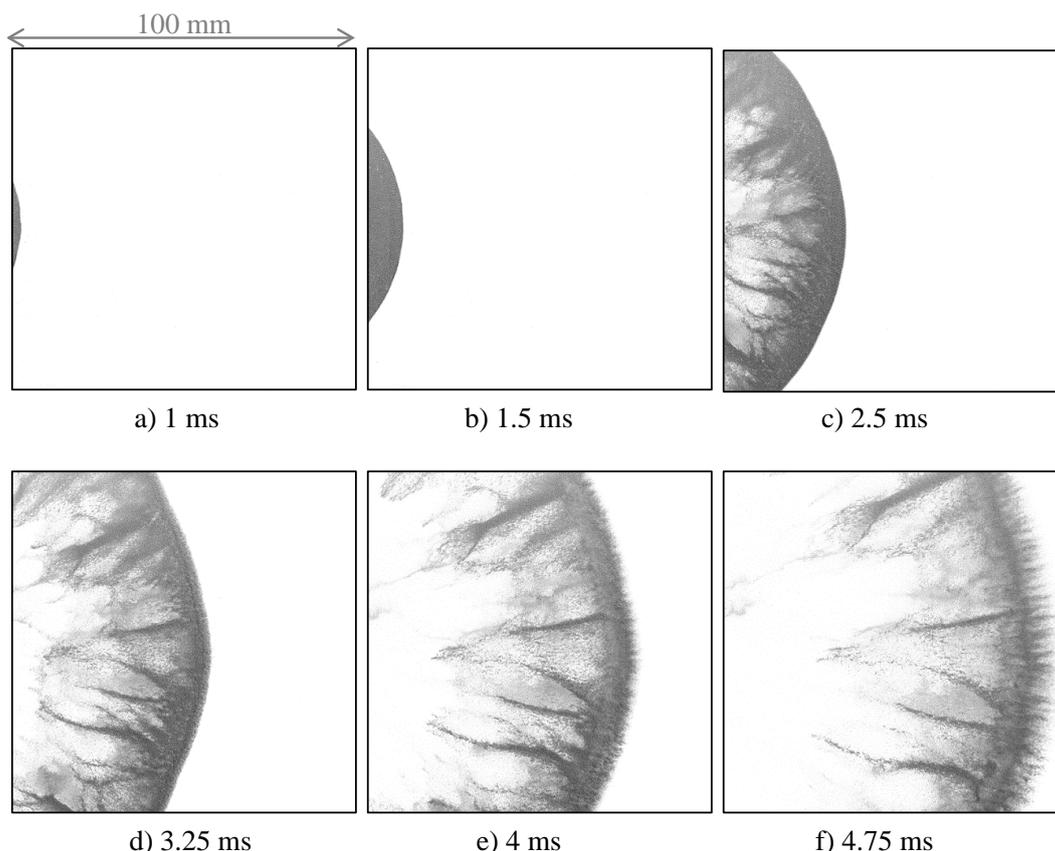


FIGURE 4.26 – *Zoom optique sur les premiers instants de la dispersion d’un anneau de farine de 60 mm de diamètre initial par une onde de choc de Mach 1.21 (T32#131).*

externe de la couche granulaire peut être observée clairement. La longueur d’onde de ces fines perturbations externes est bien plus petite que celle des jets internes J_i .

4.8.2 Diamètre et aire “critiques” d’apparition des perturbations externes aux temps courts

A la suite de ces observations, le diamètre de la couronne de particules à partir duquel le front externe commence à se déstabiliser a été mesuré pour plusieurs expériences. Ce diamètre “critique” est noté Φ_c . Le diamètre initial de l’anneau est défini par Φ_0 . Les données expérimentales sont regroupées sur la figure 4.27 où les points expérimentaux sont tracés pour des anneaux de farine de diamètres initiaux 40 mm, 60 mm et 90 mm ainsi que des anneaux de 60 mm de billes de polystyrène et de talc, la hauteur étant toujours maintenue constante à 4 mm. D’après ces résultats, le diamètre “critique” Φ_c est constant quelque soit l’accélération initiale γ , pour chaque taille initiale d’anneau et pour un matériau donné. Ce diamètre “critique” Φ_c croît avec le diamètre initial. De plus, sur la figure 4.28, l’aire dite “critique” a été tracée. Il s’agit de l’aire, notée A_c , couverte par les particules à l’instant où le front externe commence à devenir instable et où les perturbations externes aux temps courts J_e^st commencent à apparaître. Cette aire “critique” est

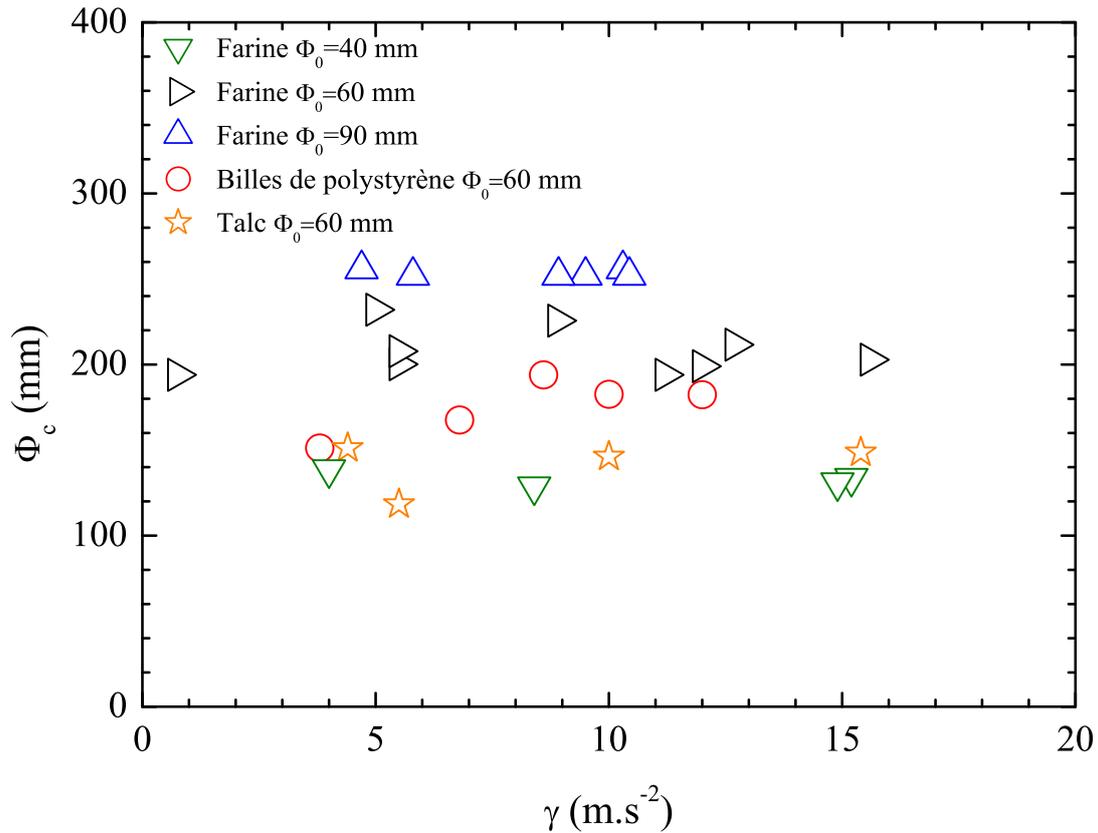


FIGURE 4.27 – Diamètre “critique” Φ_c pour lequel le front externe de particules devient instable, pour différents diamètres initiaux d’anneaux (40 mm, 60 mm et 90 mm) et pour plusieurs matériaux en fonction de l’accélération initiale γ de la couche granulaire moyennée entre 0 et 3 ms. La taille des points expérimentaux de ce graphique correspond à la barre d’erreur.

adimensionnée par l’aire initiale de l’anneau, $A_0 = \frac{\pi\Phi_0^2}{4}$, et la quantité $\frac{A_c}{A_0}$ est tracée en fonction de l’accélération initiale γ de l’anneau de particules. Notons que cette aire “critique” A_c n’est pas égale à $\frac{\pi\Phi_c^2}{4}$ car les particules en expansion ne couvrent pas tout le disque délimité par le diamètre “critique” Φ_c . Cette aire “critique” A_c est extraite via un logiciel de traitement d’images dans lequel les images sont binarisées en pixels blancs et noirs. Les particules sont donc représentées par les pixels noirs que le logiciel extrait et traduit en aire en pixels carrés. Une conversion de pixels à millimètres est appliquée ce qui donne une aire couverte par les particules en millimètres carrés. A l’instar du diamètre “critique” Φ_c , cette aire “critique” A_c , pour un diamètre initial donné et un matériau fixé, est constante quelque soit l’accélération initiale de la couche de particules. Cependant, il apparaît que la quantité adimensionnée $\frac{A_c}{A_0}$ permet de faire converger tous les points expérimentaux issus de différents diamètres initiaux d’anneaux, pour un matériau donné. Nous pouvons donc conclure que le diamètre “critique” et l’aire “critique” sont constants quelque soit l’accélération initiale de la couche de particules, pour

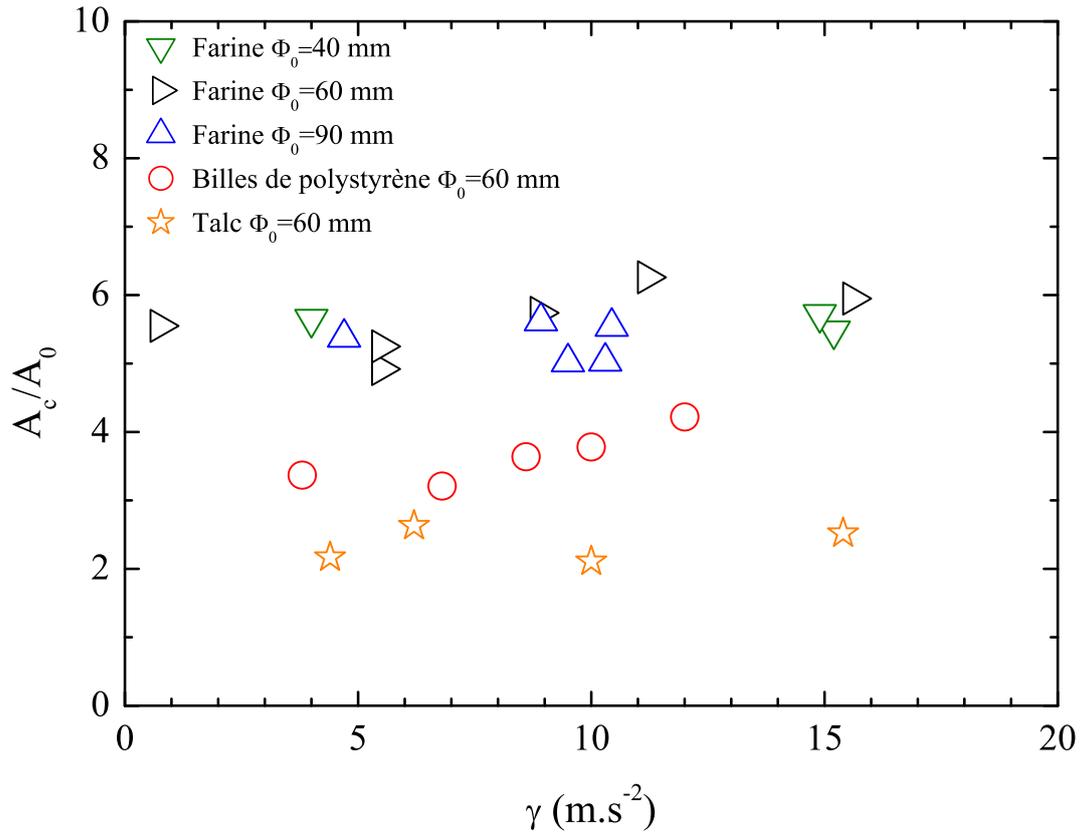


FIGURE 4.28 – Aire “critique” A_c , couverte par les particules, pour laquelle le front externe devient instable, adimensionnée par l’aire initiale de l’anneau de particules A_0 en fonction de l’accélération initiale γ de la couche granulaire moyennée entre 0 et 3 ms. La taille des points expérimentaux de ce graphique correspond à la barre d’erreur.

un diamètre initial d’anneau et un matériau fixés . Ces derniers évoluent avec la modification de Φ_0 . Pour l’aire “critique”, cette évolution est proportionnelle à la taille initiale de l’anneau puisque la quantité $\frac{A_c}{A_0}$ est identique quelque soit cette dernière. Ces résultats peuvent laisser penser qu’une tension de surface équivalente pour le mélange gaz-particules peut être définie telle la tension de surface définie pour les fluides [49]. Le fait que ces résultats soient valables pour un matériau donné mais soient différents pour chaque matériau présent sur la figure 4.28 nous permet d’affirmer que seule la nature du matériau affecte la formation de ces fines perturbations J_e^{st} .

4.8.3 Evolution de la longueur d’onde des perturbations externes aux temps courts

Avec ces raffinements au niveau de la visualisation il est maintenant possible d’estimer avec précision le nombre de perturbations externes aux temps courts J_e^{st} , possédant une longueur d’onde de répartition autour du front externe qui est très faible. Cette longueur d’onde, notée λ_p , peut être maintenant estimée de façon précise d’après les images enregistrées lors de tirs avec des anneaux de farine. Elle

est calculée pour le périmètre d’anneau $\pi\Phi_c$ correspondant au diamètre “critique” au moment où ces perturbations apparaissent. Sur la figure 4.29 sont tracés les points expérimentaux correspondants à cette longueur d’onde adimensionnée par le périmètre initial de l’anneau $\pi\Phi_0$ en fonction de l’accélération initiale γ de la couche de particules, pour plusieurs diamètres d’anneaux initiaux (40 mm, 60 mm et 90 mm, la hauteur de l’anneau étant toujours maintenue à 4 mm). Ce graphique

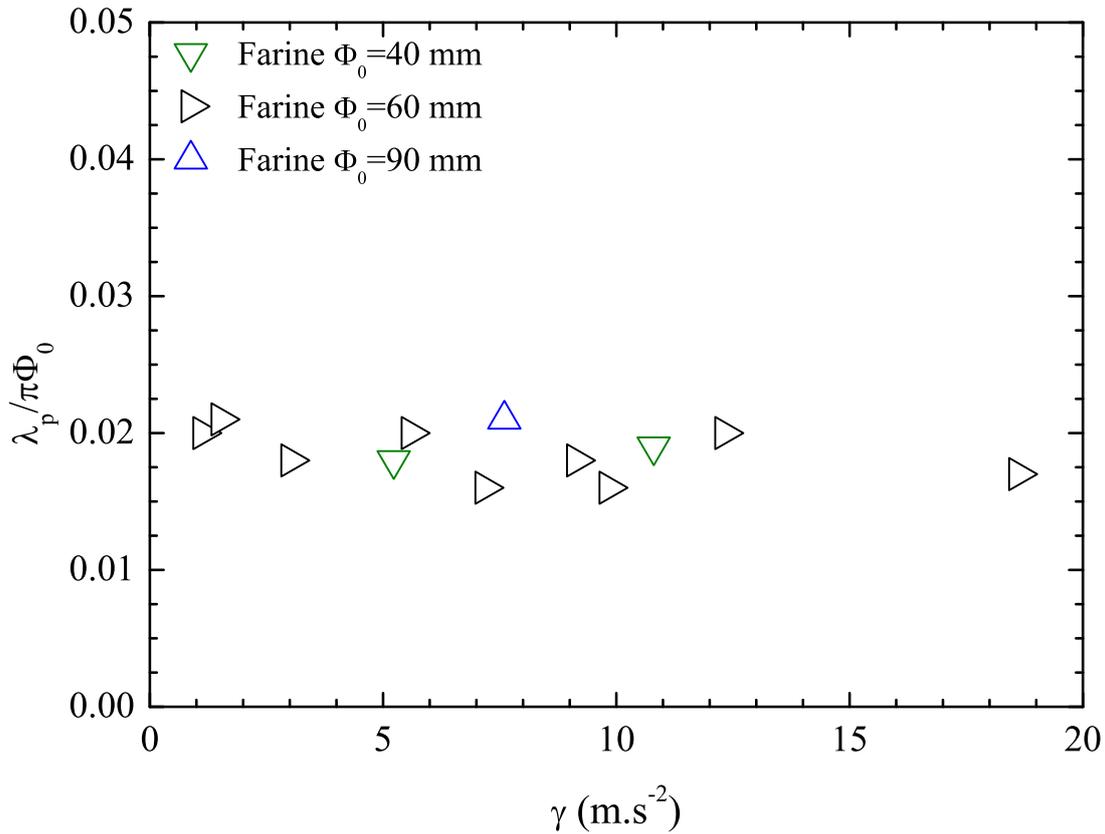


FIGURE 4.29 – Longueur d’onde λ_p des perturbations externes aux temps courts présentes sur le pourtour du front externe de particules adimensionnée par le périmètre initial $\pi\Phi_0$ de l’anneau de particules en fonction de l’accélération initiale γ de la couche granulaire moyennée entre 0 et 3 ms. La taille des points expérimentaux de ce graphique correspond à la barre d’erreur.

montre que la longueur d’onde des perturbations externes aux temps courts J_e^{st} autour du front externe de l’anneau est indépendante elle aussi de l’accélération initiale de la couche de particules, contrairement à celle des jets internes J_i qui croît avec cette dernière [50]. Elle aussi proportionnelle au diamètre initial de l’anneau puisque son adimensionnement par le périmètre initial permet de faire coalescer tous les points expérimentaux issus de tailles initiales d’anneaux différentes. Ainsi les résultats de la figure 4.29, couplés avec ceux énoncés précédemment dans cette étude, permettent de montrer qu’il y a dans un premier temps la formation de jets principaux créés à l’intérieur, dans les premiers instants de la dispersion de l’anneau de particules (notés J_i) et qui se retrouvent plus tard à l’extérieur de la couronne (notés J_e^{lt} et J_e^{vt}). Ces jets continuent de croître tout au long du

processus et leur longueur d'onde de répartition dépend de l'accélération initiale de la couche granulaire. Ensuite, dans un second temps, il y a formation de micro-jets sur le pourtour du front externe, appelés perturbations externes aux temps courts (notés J_e^{st}) qui possèdent une longueur d'onde de répartition très petite devant celle des jets principaux et dont la répartition reste constante quelque soit la suppression initiale subie. Ces perturbations externes aux temps courts sont ensuite absorbées par les jets principaux aux temps longs. Ces conclusions laissent croire que les perturbations externes aux temps courts dépendent seulement des caractéristiques du matériau qui compose les particules et mettent en valeur le fait que ces perturbations sont issues d'effets qui peuvent s'apparenter à une tension de surface "équivalente" pour le mélange gaz-particules que nous avons et qui casse la couche externe de particules en micro jets [49].

4.9 Etude d'une nappe quasi-infinie de farine



FIGURE 4.30 – *Nappe de farine de 70 cm^2 permettant d'imposer une interface externe lointaine et considérée comme infinie.*

Le but de cette expérience originale est de pouvoir observer à la fois la propagation du choc (ou du moins de l'onde de compression évoluant dans le milieu) dans la couche granulaire ainsi que l'interface de contact entre l'onde de choc et la surface interne de l'anneau. Ainsi nous pouvons nous concentrer sur les phénomènes qui se déroulent au centre de l'anneau dans les premiers instants. C'est pour cela qu'une nappe de farine de 70 cm^2 que l'on peut considérer quasi-infinie a été réalisée de manière à ce que les bords extérieurs ne soient plus considérés. De plus, l'hypothèse, qui a fait naître cette expérience, est de penser que la sélection du nombre de jets pourrait provenir de la sortie du choc, ou plutôt de

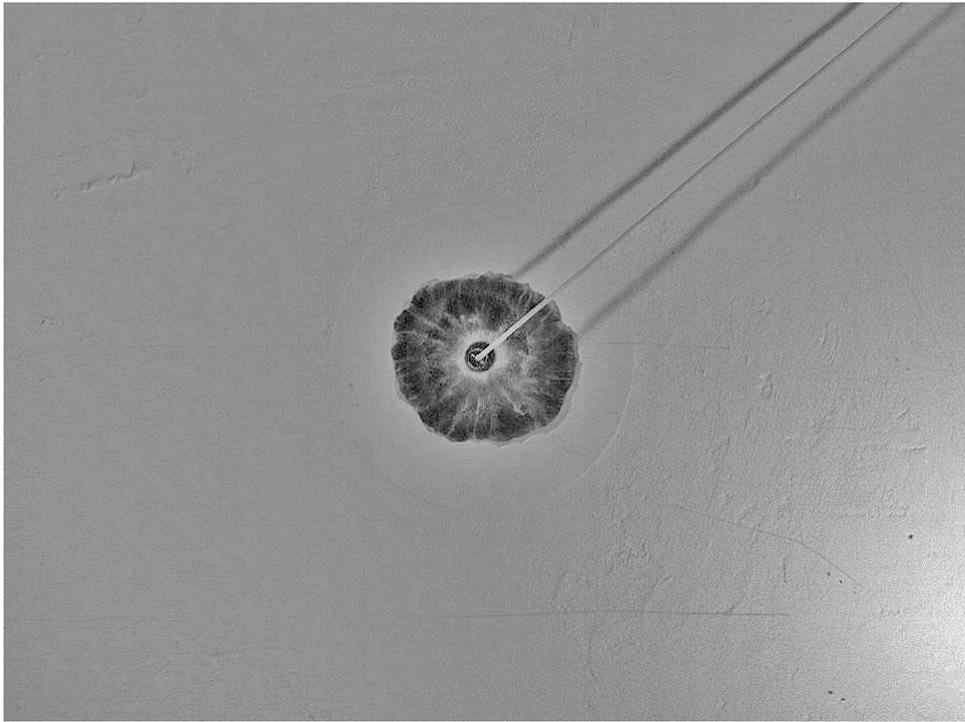


FIGURE 4.31 – Photographie extraite après 4 ms entre l'interaction d'une onde de choc incidente de Mach 1.44 et une nappe de farine considérée comme quasi-infinie.

l'onde de souffle, de la couche granulaire. En effet, une fois la couche de particules traversée, l'onde de souffle débouche sur le milieu extérieur. Une partie part dans l'atmosphère tandis qu'une autre est réfléchi et revient dans la couche de particules. Ce moment coïnciderait-il avec le début de la sélection du nombre de jets? Une photographie de la nappe de 70 cm^2 et de 4 mm d'épaisseur, insérée entre les plaques de la cellule de Hele-Shaw, est présentée sur la figure 4.30. Le but est d'amener les bords de la couche de particules loin du centre pour voir si la sélection s'opère même si l'onde de souffle n'a pas encore débouchée sur le milieu environnant. Le front de compression des particules formé après le passage de l'onde de choc incidente de Mach 1.44, correspondant à une surpression de 3.4 bars en C_{exit} , est visible sur la figure 4.31. Boïko et al. [51] ont pu observer un type de phénomène similaire lors de l'interaction d'une onde de choc et d'un nuage de particules. Selon eux, l'onde de compression qui apparaît dans le nuage est due à la décélération du gaz par les particules.

Des ondulations sont déjà visibles sur le front interne alors que le front de compression est toujours en train de parcourir la couche de particules (figure 4.31). Même si des jets internes ne se forment pas en raison de la trop grande quantité de matériau à déplacer, une sélection visible s'opère sous forme d'ondulations bien marquées. L'hypothèse donc de sélection des jets après la sortie de l'onde de souffle sur le milieu environnant semble avorter.

Deux centres d'anneaux, de 20 mm (figure 4.32.a) et de 50 mm (figure 4.32.b) respectivement, sont comparés afin de voir l'effet du rayon de courbure de l'interface interne sur la sélection des jets de particules dans les tous premiers instants.

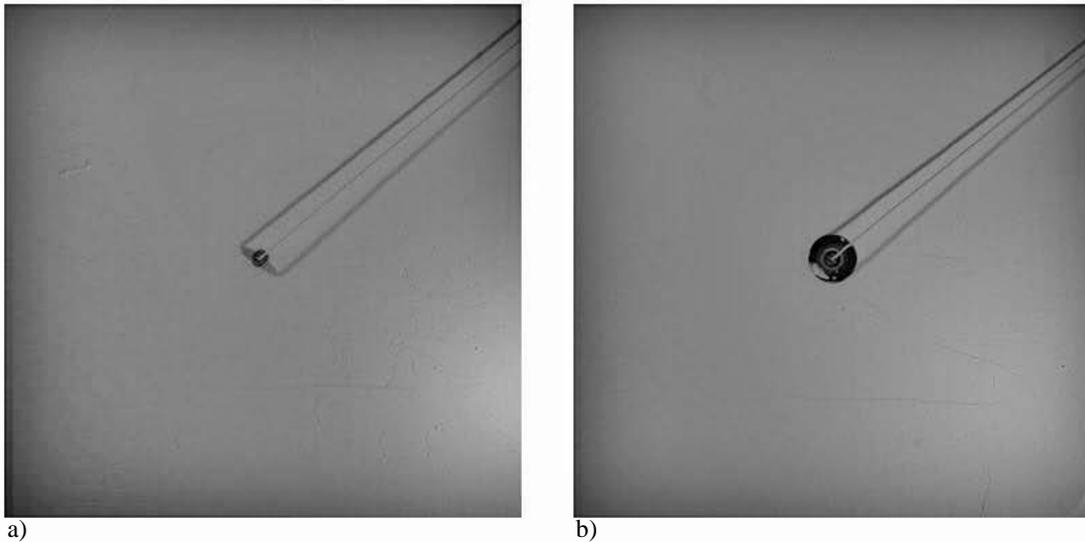


FIGURE 4.32 – a) Photographie de la nappe de farine possédant un centre évidé de 20 mm de diamètre. b) Photographie de la nappe de farine possédant un centre évidé de 50 mm de diamètre.

Le front de pression qui apparaît sur la courbe du capteur C_3 (figures 4.33 et 4.34) correspond au passage du front de compression des particules. La vitesse de ce front est d'environ 40 m/s pour le cas 1 (vide au centre de la nappe de 20 mm de diamètre) et de 60 m/s pour le cas 2 (vide au centre de la nappe de 50 mm de diamètre). Sur les signaux de pression des figures 4.33 et 4.34, plusieurs pics de pression correspondants à plusieurs ondes de choc réfléchies sont présents. Ces pics de pression apparaissent en absence de farine, celle-ci étant dispersée et déjà passée devant le capteur. Nous nous intéressons maintenant à la vitesse de propagation du front interne de farine pour chacun de ces deux cas et nous la comparons avec la vitesse de propagation du front interne de farine pour un anneau de 60 mm de diamètre externe issu du tir T32#054 et subissant les mêmes conditions initiales de pression.

- Pour le tir T32#152 : $v_{frontinterne} = 9.45$ m/s
- Pour le tir T32#153 : $v_{frontinterne} = 7.6$ m/s
- Pour le tir T32#054 : $v_{frontinterne} = 12.5$ m/s

Ces vitesses sont moyennées sur les 10 premières millisecondes d'expansion. Comparons-les maintenant sur les 5 premières millisecondes d'expansion :

- Pour le tir T32#152 : $v_{frontinterne} = 11.6$ m/s
- Pour le tir T32#153 : $v_{frontinterne} = 8.8$ m/s
- Pour le tir T32#054 : $v_{frontinterne} = 14.8$ m/s

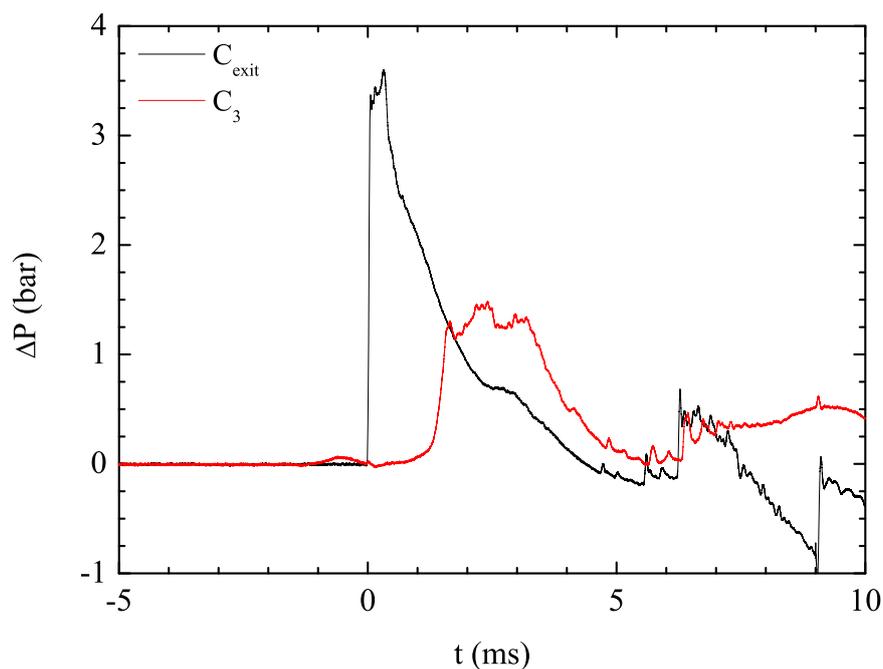


FIGURE 4.33 – Signaux de pression au centre de l’anneau ainsi qu’à 50 mm du centre. Ces signaux sont extraits du tir T32#152 où l’interface interne possède un vide circulaire de 20 mm de diamètre, soit un rayon de courbure de 10 mm.

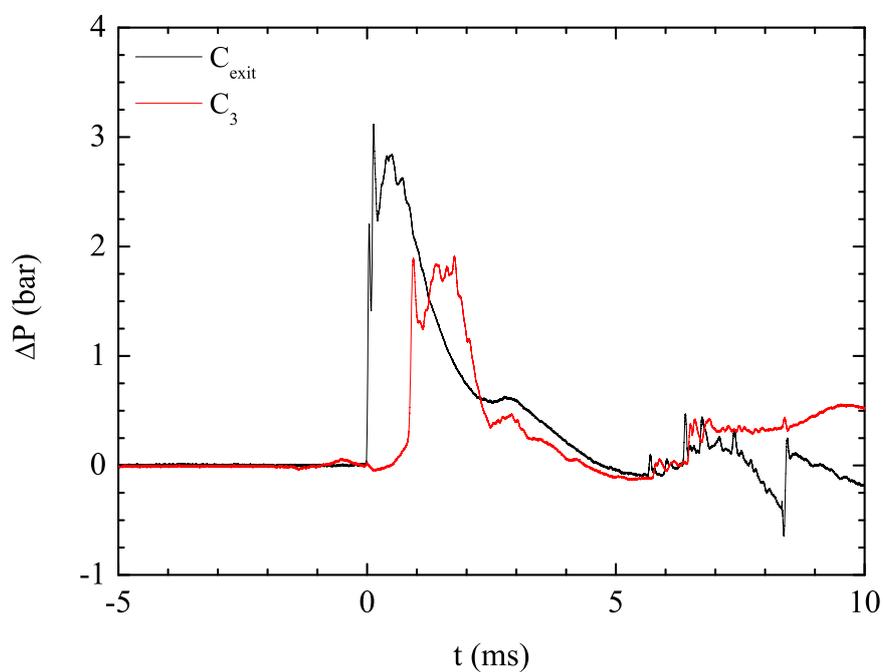


FIGURE 4.34 – Signaux de pression au centre de l’anneau ainsi qu’à 50 mm du centre. Ces signaux sont extraits du tir T32#153 où l’interface interne possède un vide circulaire de 50 mm de diamètre, soit un rayon de courbure de 25 mm.

Comparons-les enfin sur les 3 premières millisecondes d'expansion :

- Pour le tir T32#152 : $v_{frontinterne} = 8.1$ m/s
- Pour le tir T32#153 : $v_{frontinterne} = 10.6$ m/s
- Pour le tir T32#054 : $v_{frontinterne} = 10.9$ m/s

Les résultats sont comparables pour les vitesses moyennées sur les trois premières millisecondes. En effet, lors des tirs classiques avec les anneaux, dans les tous premiers instants, la couche de particules se comprime et le front interne avance pendant que le front externe reste immobile. Ensuite le front externe commence à se déplacer. Dans le cas de la nappe de 70 cm^2 , dans les premiers instants les particules se compriment aussi permettant au front interne de se mouvoir. Ensuite, la grande épaisseur de la couche ne permet pas au front externe de se disperser ce qui entraîne une diminution de la vitesse du front interne sur les instants suivants. Par conséquent, sur les premières millisecondes, l'interaction entre l'onde de choc et le front interne de particules est quasi-identique pour les 3 cas et le rayon de courbure interne ne joue pas de rôle sur l'expansion du front interne. Ainsi, cette expérience est comparable, dans ses premiers instants, aux expériences de dispersion d'anneau de particules réalisées et étudiées précédemment. Cela permet de réfuter l'hypothèse émise en début de paragraphe.

4.10 Jets de particules : un comportement fractal ?

4.10.1 Définition de la dimension fractale

La dimension fractale D_f est une grandeur qui permet de traduire la façon qu'a un ensemble de remplir l'espace et ceci à toutes les échelles. Cette dimension est un nombre qui n'est pas un entier et qui est supérieur à la dimension topologique, c'est-à-dire 1 pour une droite et 2 pour une surface. Ce terme est générique, c'est-à-dire qu'il possède plusieurs définitions. Chacune des définitions peut donner des résultats qui diffèrent. La dimension de Minkowski (ou "box-counting") sera utilisée pour calculer les dimensions fractales détaillées ci-dessous. Il s'agit d'une manière particulière de déterminer la dimension fractale d'un ensemble. Pour calculer cette dimension il faut placer l'ensemble géométrique dans un réseau de carrés et compter le nombre de cases nécessaires pour recouvrir l'ensemble. Il faut ensuite compter le nombre de cases qui sont occupées par le motif. La dimension de Minkowski est calculée en observant comment ce nombre évolue à mesure que le réseau s'affine à l'infini. Supposons que N soit le nombre de cases nécessaires pour recouvrir l'ensemble. La dimension fractale sera la limite lorsque la taille des cases tend vers zéro du logarithme décimal du nombre de cases occupées par le motif que divise le logarithme décimal de la taille des cases.

4.10.2 Etude de la dimension fractale des anneaux de particules dispersées

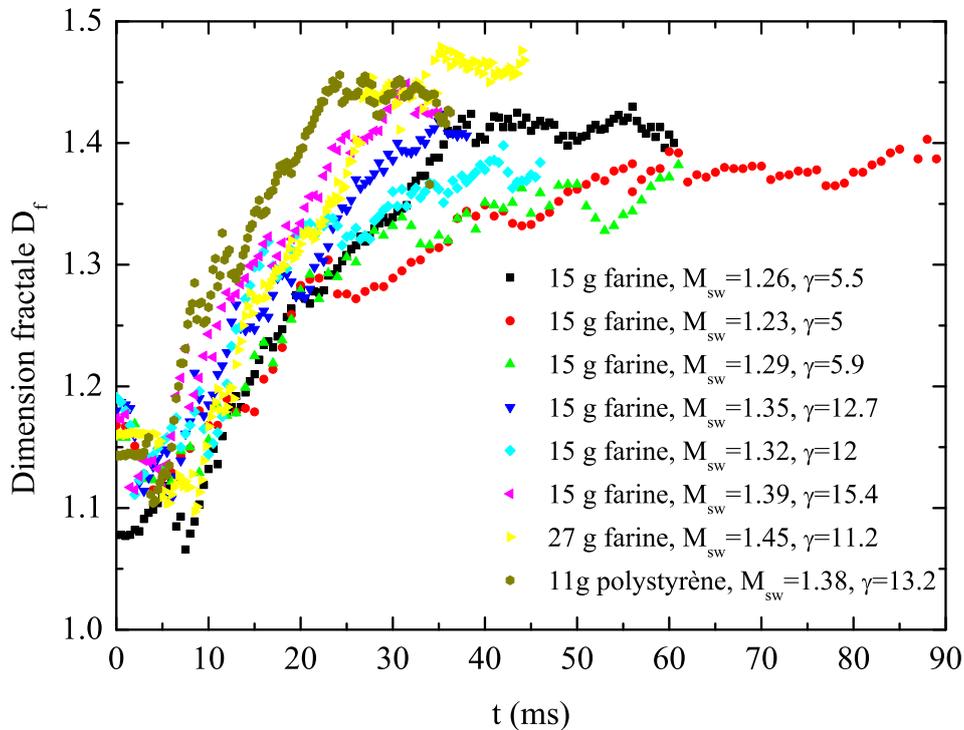


FIGURE 4.35 – Evolution de la dimension fractale D_f d'un anneau de particules en fonction du temps. Comparaison de D_f en fonction du nombre de Mach de l'onde de choc incidente ainsi que de l'accélération initiale de la couche granulaire, pour différents matériaux et tailles d'anneaux.

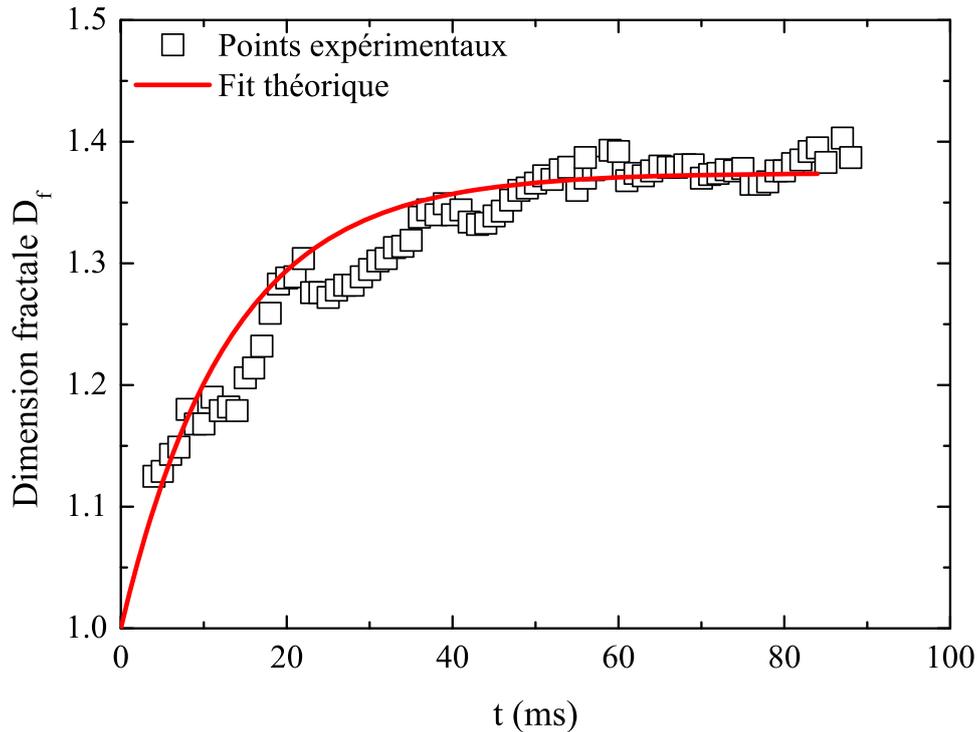


FIGURE 4.36 – Evolution de la dimension fractale D_f d'un anneau de 15 g de farine soumis à une onde de choc incidente de Mach 1.23. Superposition d'une courbe d'équation : $D_f = 1.37(1 - e^{-\frac{(t+17)}{13}})$ qui est de la forme $D_f = k(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}})$ où $t'=t+17$, $k=1.37$ et $\tau=13$ ms.

Une étude de la dimension fractale en fonction du temps a été réalisée pour plusieurs tirs. Elle a été faite sur plusieurs anneaux de farine de tailles différentes ainsi que sur un anneau de billes de polystyrène de $10 \mu\text{m}$ de diamètre. Un autre paramètre qui évolue est le nombre de Mach de l'onde de choc incidente. Un graphique qui représente la dimension fractale D_f en fonction du temps, et ceci pour plusieurs valeurs d'ondes de choc incidentes, est présenté sur la figure 4.35. Ainsi, la dimension fractale de l'anneau en expansion évolue dans le temps, c'est-à-dire pendant la dispersion. L'évolution de la dimension fractale en fonction du temps s'échelonne entre une valeur de 1.1 au départ et 1.4 comme valeur asymptotique lorsque le temps tend vers l'infini. Cette évolution a déjà été rencontrée dans plusieurs études où la croissance de la dimension fractale d'une interface entre l'interaction d'une onde de choc et un bloc rectangulaire de SF6 a été mesurée [53, 52]. Les valeurs évoluent elles aussi de 1.1 à 1.4. Dans ces travaux il est expliqué que la valeur initiale de la dimension fractale (1.1) traduit le fait que l'écoulement est laminaire au départ. Cette valeur augmente avec l'augmentation des instabilités et la valeur finale s'apparente à une région de turbulence pleinement développée. Cette augmentation de la dimension fractale est étroitement liée au mélange de l'écoulement. Elle représente le passage vers la turbulence due à l'instabilité de Richtmyer-Meshkov. D'autres études ont été faites sur l'analyse de la dimension fractale issue d'explosions [54]. D'après la définition de la dimension fractale, cette

indication peut nous informer sur le fait que la forme du motif change dans notre cas, à l'instar du cas rencontré dans cet article. Plusieurs types de jets en fonction du temps allant des jets internes aux jets externes aux temps longs en passant par les très fines perturbations aux temps courts sur le pourtour du front externe de l'anneau ont déjà été observés. De plus, le temps de montée des courbes de la figure 4.35 est différent. En effet, il est plus faible lorsque le nombre de Mach de l'onde de choc incidente est plus élevé et donc que la dispersion des particules et la formation des jets son plus rapides. Ceci traduit le fait que l'évolution du motif est plus rapide et donc converge plus vite vers sa valeur finale. Une telle méthode pourrait donc permettre de fournir un critère de comparaison de la sélection des jets entre les différentes expériences. L'information sur la dimension fractale pourrait aussi servir de critère supplémentaire de comparaison pour des études numériques ultérieures. La courbe correspondant à l'évolution de la dimension fractale d'un anneau de farine soumis à une onde de choc incidente de mach 1.23 a été isolée sur la figure 4.36. L'équation de cette courbe est la suivante :

$$- D_f = 1.37(1 - e^{-\frac{(t+17)}{13}})$$

Cette équation est de la forme $D_f = k(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}})$ où $t'=t+17$ et $k=1.37$. Il en sort un temps caractéristique $\tau=13$ ms.

R Notons que la forme des courbes dans les premiers instants est erronée. En effet, il y a un pic vers le bas qui est dû au câble du capteur de pression qui perturbe, dans les premiers instants, le calcul de la dimension fractale. Par la suite, le câble devient négligeable lorsque l'anneau prend de l'ampleur. C'est pour cela qu'elle est surestimée au départ. Nous pourrions prendre comme dimension fractale de départ celle correspondant au minimum du pic.

4.10.3 Signification du temps caractéristique détecté

D'après les comparaisons de l'évolution de la dimension fractale, en fonction du temps, entre les expériences de l'étude présentée ici et celles de Vorobieff [53] et Ng [52], nous pouvons tenter d'interpréter la signification du temps caractéristique τ . En effet, dans leurs travaux, les valeurs initiales et finales représentent respectivement un écoulement laminaire puis un écoulement turbulent pleinement développé. De plus l'évolution de la valeur de la dimension fractale en fonction du temps traduit le passage vers cet état de turbulence via une zone de mélange où les propriétés du mélange évoluent elles aussi avec la valeur de la dimension fractale. Ainsi, nous pouvons suggérer que le temps caractéristique τ , extrait de l'évolution des contours de l'anneau de particules pendant la formation de jets, correspond à la transition entre un écoulement dense en particules où le motif n'est pas encore pleinement développé et plus dilué où le motif est pleinement développé. Ceci reste une hypothèse d'interprétation de ce temps caractéristique qui a pu être isolé. Par ailleurs, l'utilité de ce temps caractéristique réside plus dans un critère supplémentaire de comparaison entre les différentes expériences mais aussi entre les expériences et les simulations numériques.



5 — CONCLUSION et PERSPECTIVES

5.1 Conclusion

Ce mémoire de thèse présente l'élaboration, la validation ainsi que l'exploitation d'une étude expérimentale originale visant à étudier de façon plus précise l'interaction d'une onde de choc ou de souffle et d'un milieu granulaire. Il présente aussi l'analyse de ces résultats ainsi que les relations empiriques extraites des nombreuses avancées obtenues. Nous avons pu créer et exploiter un montage expérimental original capable de mettre au point une formation de jets en deux dimensions issus de la dispersion d'un anneau de particules par une onde de souffle. Environ 170 expériences ont été réalisées au cours de ces travaux de thèse. Cette nouvelle approche a permis de mettre en évidence un résultat fondamental dans le processus de formation ainsi que de sélection des jets de particules. En effet, par le biais de ces nouvelles expériences, il nous a été possible d'observer la naissance des jets à l'intérieur de l'amas de particules dispersées. Ainsi, les jets se forment très tôt, après l'interaction avec l'onde de souffle ou de choc, à l'intérieur de l'anneau de particules avant de traverser le front granulaire et d'être expulsés vers l'extérieur pour croître. Elle a aussi permis de mieux quantifier l'évolution de la sélection du nombre de jets en fonction des paramètres initiaux. De nombreux matériaux et paramètres ont été testés. Ainsi, les influences du profil de pression imposé à l'anneau granulaire, du diamètre ainsi que de la densité des particules utilisées, de l'intensité du saut de pression initial et de la géométrie initiale de l'anneau ont pu être étudiés. De même, les conditions externes aux particules ont pu être modifiées en faisant varier l'épaisseur de notre cellule de Hele-Shaw ainsi que la friction des plaques afin d'en observer l'influence et ceci dans le but de déceler les paramètres importants à la sélection. Cette approche a aussi, et surtout, permis de faire des observations très précises des différentes étapes de formation du phénomène et de faire des plans rapprochés pour visualiser des détails encore jamais observés. A l'issue de ces nombreuses expériences, des avancées importantes dans l'étude de la formation mais surtout de la sélection du nombre de jets de particules ont été faites. De nombreux points expérimentaux ont pu être extraits

et des relations issues des courbes et permettant de quantifier ces évolutions ont été déduites. Plusieurs relations empiriques ont pu être avancées. Ces relations englobent les différents facteurs qui entrent en jeu dans l'évolution de la sélection du nombre de jets, à savoir : la surpression initiale imposée au centre de l'anneau, la géométrie initiale de la couronne de particules, la densité du matériau utilisé et donc, résultant de ces différents paramètres, l'accélération initiale du front de particules. Nous retiendrons plus particulièrement la courbe de la figure 4.22 qui résume tous les facteurs intervenants dans la sélection de jets dans notre étude. Nous en avons extrait une relation empirique qui permet de regrouper le nombre de jets de particules en fonction de toutes ces variables :

$$N_j = \frac{(128.5 + 0.14\gamma^{2.6})\pi\Phi_0}{R} \quad (5.1)$$

où, rappelons-le, N_j est le nombre de jets de particules, γ est l'accélération initiale de la couche de particules, Φ_0 est le diamètre initial de l'anneau de particules et R est le rapport entre la masse volumique du matériau considéré et celle du matériau de référence, qui est dans notre étude celle des billes de polystyrène. Il en résulte que l'accélération initiale de la couche de particules est un élément fondamental dans le processus de formation des jets. De ces relations, nous espérons par la suite pouvoir mieux nous concentrer sur les points essentiels modifiant la sélection du nombre de jets pour parvenir à élucider le mécanisme physique et prédire l'évolution de la dispersion. Plusieurs images issues d'expériences de dispersion de divers matériaux par une technique de PIV (Particle Image Velocimetry) ont été extraites dans le but de visualiser le champ de vitesse de l'anneau en expansion. Un algorithme mis au point sous Matlab a été utilisé. Quelques résultats sont accessibles en annexe 3. Nous avons aussi cherché à mettre au point des expériences assez particulières par rapport à celles effectuées auparavant pour étudier la formation des jets. Le but de ces expériences est toujours de déterminer quel mécanisme est responsable de la sélection des jets. En effectuant ce type d'expériences nous avons voulu mettre en évidence de nouvelles observations, jamais faites, dans le but de mieux connaître le déroulement du phénomène. Nous avons pu noter que la formation des fines perturbations aux temps courts sur le pourtour du front de particules est un second phénomène indépendant de la formation principale des jets que nous trouvons au départ à l'intérieur de la couronne et que nous retrouvons à l'extérieur aux temps plus longs. Ces perturbations sont annihilées par les jets principaux. Mais l'étude de ces fines perturbations nous a donné une information supplémentaire importante et peut être essentielle pour des études futures. Il s'agit de l'indépendance de la sélection du nombre de ces perturbations à l'accélération initiale, contrairement aux jets principaux. De plus, le fait que ces perturbations apparaissent à une surface identique d'expansion de l'anneau, pour un anneau donné (géométrie et matériau fixés) nous laisse penser à l'importance des propriétés du matériau en plus des conditions de dispersions imposées à l'anneau. Enfin l'étude de la dimension fractale du motif en fonction du temps nous semble intéressante. En effet, l'évolution de cette dimension traduit l'évolution de la forme du motif au cours du temps. Elle pourra aussi, et

surtout, servir de critère supplémentaire de comparaison entre les expériences et les simulations numériques puisque cette dimension traduit directement la forme de l'anneau aussi complexe soit-elle.

Tout ceci ne sera pas possible sans le concours de simulations numériques. Grâce aux résultats obtenus à la fois qualitatifs mais surtout quantitatifs, les simulations numériques futures auront une base de données consistante pour appuyer leurs calculs. Ces travaux de thèse sont donc une contribution importante à l'étude de ce phénomène encore difficile à cerner. Nous espérons, dans l'avenir, voir le couplage expérimental et numérique porter ses fruits.

5.2 Perspectives

Malgré le nombre assez important d'expériences que nous avons pu réaliser au cours de ces travaux il reste encore beaucoup à entreprendre pour comprendre ce phénomène. Ainsi les perspectives sont nombreuses. Au niveau expérimental il faudra encore réaliser une étude plus approfondie de l'influence de la friction sur la sélection du nombre de jets, à savoir une étude comparative entre un cas de particules sèches et un cas de mêmes particules mais saturées en eau. D'autre part, il serait très intéressant de réaliser série d'expériences avec une perturbation initiale de longueurs d'ondes différentes sur le front interne et/ou externe de l'anneau afin de voir si cette perturbation initiale va être conservée, détruite par une sélection qui va s'opérer naturellement ou si les deux vont se superposer. Ceci permettra de savoir si la sélection de jets est un processus consistant et complètement indépendant de toute autre perturbation extérieure. Nous souhaiterions aussi réaliser toute une série d'expériences avec des gels et mousses aqueuses de viscosités et tensions de surface différentes afin de rendre plus consistante l'hypothèse de tension de surface équivalente dans le processus de sélection de jets. Enfin, il sera aussi important d'effectuer des tirs avec des surpressions plus grandes ou alors des matériaux moins denses dans le but d'avoir une plage d'accélération initiales plus large. En effet, il faudra confirmer le fait qu'il y ait un nombre de jets maximal vers les hautes surpressions.



BIBLIOGRAPHIE

- [1] “Image explosion volcan”. In : <http://alerte-la.blogspot.fr/2014/02/volcan-poas-au-costa-rica-crache.html><http://alerte-la.blogspot.fr/2014/02/volcan-poas-au-costa-rica-crache.html> ().
- [2] D. LOHSE, R. BERGMANN, R. MIKKELSEN, C. ZEILSTRA, D. Van der MEER, M. VERSLUIS, K. Van der WEELE, M. Van der HOEF et H. KUIPERS. “Impact on soft sand: void collapse and jet formation”. In : *Physical Review Letter*.vol 93 (2004).
- [3] J. R. ROYER, E. I. CORVIN, B. CONYERS, A. FLIOR, M. L. RIVERS, P. J. ENG et H. M. JAEGER. “Birth and growth of a granular jet”. In : *Physical Review E*.vol 78 (2008).
- [4] “Image explosion militaire”. In : <http://wall.alphacoders.com> ().
- [5] “Image artistique de jets”. In : <http://www.ufunk.net/photos/marcel-christ/> ().
- [6] “Image explosion sous marine”. In : <http://www.defense.gouv.fr/marine/a-la-une/guerre-des-mines-a-bord-de-l-orion> ().
- [7] Y. FORMENTI, T. H. DRUITT et K. KELFOUN. “Characterisation of the 1997 vulcanian explosions of Soufrière Hills Volcano, Monserrat, by video analysis”. In : *Bulletin of volcanology*.DOI 10.1007/s00445-003-0288-8 (2003).
- [8] V. KEDRINSKIY. “Dynamic jet formation from mitigation materials”. In : *28th International Symposium on Shock Waves* (2012).
- [9] “Image explosion supernova”. In : <http://www.maniacworld.com/Crab-Supernova-Explosion.html> ().
- [10] B. RIEMANN. “Über die fortpflanzung ebener luftwellen von endlicher schwingungsweite”. In : *Abhandlungen der Gellschaft der Wissenschaftten zu Göttingen, Mathematisch-physikalische Klasse*.vol 8 (1860).
- [11] P.O.K. KREHL. “History of shock waves, explosions and impact”. In : *A Chronological and biographical reference*.Springer (2009).

- [12] G. JOURDAN. “Dynamique des ondes de chocs - Expérimentations en tube à choc”. In : Licence sciences et technologies (2010).
- [13] “Image d’une onde de choc issue du déplacement d’une balle à vitesse supersonique dans l’air”. In : <http://medecinelegale.wordpress.com/2011/02/15/approche-ballistique-des-lesions-par-projectile/> ().
- [14] M.D. SALAS. “The curious events leading to theory of shock waves”. In : In 17th International Shock Interaction Symposium (2006).
- [15] W.J.M. RANKINE. “On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance”. In : Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.vol 160 (1870), p. 277–286.
- [16] P.H. HUGONIOT. “Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits”. In : J. Ecole Polytech. (Paris).57 (partie 1) (1887), p. 3–97.
- [17] P.H. HUGONIOT. “Mémoire sur la propagation du mouvement dans les corps et plus spécialement dans les gaz parfaits”. In : J. Ecole Polytech. (Paris).57 (partie 2) (1889), p. 1–125.
- [18] P-E. SAUVAN. “Etude des phénomènes physiques associés à la propagation d’ondes consécutives à une explosion et leur interaction avec des structures, dans un environnement complexe”. In : (thèse soutenue en 2012).
- [19] P. VIEILLE. “Sur les discontinuités produites par la détente brusque des gaz comprimés”. In : Compte Rendu de l’Académie des Sciences, Paris.vol 129 (1889), p. 1228–1230.
- [20] G. JOURDAN, L. HOUAS, L. SCHWAEDERLÉ, G. LAYES, R. CARREY et F. DIAZ. “A new variable inclination shock tube for multiple investigations”. In : Shock Waves.vol 13 (2004), p. 501–504.
- [21] D. E. GRADY. “Local inertial effects in dynamic fragmentation”. In : Journal of Applied Physics.vol 53 (1982).
- [22] D. L FROST, C. ORNTHANALAI, Z. ZAREI, V. TANGUAY et F. ZHANG. “Particle momentum effects from the detonation of heterogeneous explosives”. In : Journal of Applied Physics vol 101 (2007).
- [23] Y. GRÉGOIRE, M. O. STURTZER, B. A. KHASAINOV et B. VEYSSIÈRE. “Cinematographic investigation of the explosively driven dispersion and ignition of solid particles”. In : Shock Waves.vol 24 (2014), p. 393–402.
- [24] A. M. MILNE, E. FLOYD, A. W. LONGBOTTOM et P. TAYLOR. “Dynamic fragmentation of powders in spherical geometry”. In : Shock Waves.vol 24 (2014), p. 501–513.
- [25] F. ZHANG, D. L. FROST, P. A. THIBAUT et S. B. MURRAY. “Explosive dispersal of solid particles”. In : Shock Waves.vol 10 (2000), p. 431–443.
- [26] F. ZHANG, P. A. THIBAUT et R. LINK. “Shock interaction with solid particles in condensed matter and related momentum transfert”. In : The Royal Society A.vol 459 (2003), p. 705–726.

- [27] D. L. FROST, S. GOROSHIN et F. ZHANG. “Jet formation during explosive particle dispersal”. In : 21st International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock (2010).
- [28] A. M. MILNE, C. PARRISH et I. WORLAND. “Dynamic fragmentation of blast mitigants”. In : Shock Wave.vol 20 (2010), p. 41–51.
- [29] D. L. FROST, Y. GRÉGOIRE, O. PETEL, S. GOROSHIN et F. ZHANG. “Particle jet formation during explosive dispersal of solid particles”. In : Physics of fluids.vol 24 (2012).
- [30] F. ZHANG. “Metalized heterogeneous detonation and dense reactive particle flow”. In : Shock Compression and Condensed Matter, AIP Conference.vol 1426 (2011), p. 24–34.
- [31] R. C. RIPLEY, L. DONAHUE et F. ZHANG. “Jetting instabilities of particles from explosive dispersal”. In : Shock Compression and Condensed Matter, AIP Conference.1426 (2011), p. 1615–1648.
- [32] F. -S. LIEN, T. XU et F. ZHANG. “The role of vorticity and turbulence on the instability of a dense solid particle flow”. In : Shock Compression and Condensed Matter, AIP Conference.1426 (2011), p. 1619–1622.
- [33] J. MASSONI, R. SAUREL, A. LEFRANÇOIS et G. BAUDIN. “Modeling spherical explosions with aluminized energetic materials”. In : Shock Waves.vol 16 (2006), p. 75–92.
- [34] Y. GRÉGOIRE, D. L. FROST et O. PETEL. “Development of instabilities in explosively dispersed particles”. In : Shock Compression and Condensed Matter, AIP Conference.1426 (2011), p. 1623–1626.
- [35] C. PARRISH et I. WORLAND. “Dynamic jet formation from mitigation materials”. In : 28th International Symposium on Shock Waves (2012).
- [36] A. M. MILNE. “Detonation in heterogeneous mixtures of liquids and particles”. In : Shock Waves.vol 10 (2000), p. 351–362.
- [37] D. L. FROST, J.- F. RUEL, Z. ZAREI, S. GOROSHIN, Y. GRÉGOIRE, F. ZHANG, A. MILNE et A. LONGBOTTOM. “Explosive formation of coherent particle jets”. In : 22nd International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock (2012).
- [38] A. W. LONGBOTTOM, A. M. MILNE, D. J. KIRKPATRICK et J. HENDERSON. “Explosively dispersed particulates”. In : 22nd International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock (2012).
- [39] K. BALAKRISHNAN et S. MENON. “Mixing layer characterization due to the impulsive dispersion of dense solid particle clouds”. In : 45th Joint Propulsion Conference and Exhibit (2009).
- [40] K. BALAKRISHNAN, S. UKAI et S. MENON. “Clustering and combustion of dilute aluminium particle clouds in a post-detonation flow field”. In : Combustion Institute.vol 33 (2011), p. 2255–2263.
- [41] L. DONAHUE, R. C. RIPLEY, Y. HORIE, C. M. JENKINS et F. ZHANG. “Cylindrical explosive dispersal of metal particles”. In : Shock Compression and Condensed Matter, AIP Conference (2007).

- [42] T. XU, F. -S. LIEN, H. JI et F. ZHANG. “Formation of particle jetting in a cylindrical shock tube”. In : *Shock Waves*.vol 23 (2013).
- [43] Z. ZAREI et D. L. FROST. “Simplified modeling of blast waves from metalized heterogeneous explosives”. In : *Shock Waves*.vol 21 (2011), p. 425–438.
- [44] Z. ZAREI, D. L. FROST et E. V. TIMOJEEV. “Numerical modelling of the entrainment of particles in inviscid supersonic flow”. In : *Shock Waves*.vol 21 (2011), p. 341–355.
- [45] X. CHENG, L. XU, A. PATTERSON, H. M. JAEGER et S. R. NAGER. “Towards the zero-surface-tension limit in granular fingering instability”. In : *Nature Physics*.vol 4 (2008).
- [46] B. SULLIVAN, W. E. ENGBRETSON et M. L. ANDERSON. “The relation of particle size to certain flour characteristics”. In : *Cereal Chemistry*.vol 37 (1960), p. 436–455.
- [47] R. R. IRANI et W. S. FONG. “Measurements of the particle size distribution of flour”. In : *Cereal Chemistry*.vol 38 (1961), p. 67–75.
- [48] J. FERRER, J. F. MONTES, M. A. VILLARINO, R. W. LIGHT et R. GARCIA-VALERO. “Influence of particle size on extrapleural talc dissemination after talc slurry pleurodesis”. In : *CHEST*.vol 122 (2002), p. 1018–1027.
- [49] E. VILLERMAUX et B. BOSSA. “Drop fragmentation on impact”. In : *J. Fluid Mech*.vol 668 (2010), p. 412–435.
- [50] V. RODRIGUEZ, R. SAUREL, G. JOURDAN et L. HOUAS. “Solid-particle jet formation under shock-wave acceleration”. In : *Physical Review E*.vol 88 (2013).
- [51] V. M. BOÏKO, V. P. KISELEV, S. P. KISELEV, A. N. PAPYRIN, S. V. POPLAVSKY et V. M. FOMIN. “Shock wave interaction with a cloud of particles”. In : *Shock Waves*.vol 7 (1997), p. 275–285.
- [52] H. D. NG, H. A. ABDERRAHMANE, K. R. BATES et N. NIKIFORAKIS. “The growth of fractal dimension of an interface evolution from the interaction of a shock wave with a rectangular block of SF₆”. In : *Nonlinear Science and Numerical Simulation*.vol 16 (2011), p. 4158–4162.
- [53] P. VOROBIEFF, P. M. RIGHTLEY et R. F. BENJAMIN. “Shock-driven gas curtain: fractal dimension evolution in transition to turbulence”. In : *Physica D*.vol 133 (1999), p. 469–476.
- [54] Y. DONG, H. LI, H. SHI et L. YI. “Study of FAE explosive image analysis based on the fractal dimension”. In : *Journal of Mathematics Research*.vol 1 (2009), p. 102–107.
- [55] M. KELLENBERGER, C. JOHANSEN, G. CICCARELLI et F. ZHANG. “Dense particle cloud dispersion by a shock wave”. In : *Shock Wave*.vol 23 (2013), p. 415–430.
- [56] X. ROGUE, G. RODRIGUEZ, J. -F. HAAS et R. SAUREL. “Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of a particles bed”. In : *Shock Waves*.vol 8 (1998), p. 29–45.

-
- [57] V. RODRIGUEZ, R. SAUREL, G. JOURDAN et L. HOUAS. “External front instabilities induced by a shocked particle ring”. In : *Physical Review E*.vol 90 (2014).
- [58] P. ROGNON. “Rhéologie des matériaux granulaires cohésifs. Application aux avalanches de neige denses”. In : (thèse soutenue en 2006).
- [59] Z. JIANG, O. ONODERA et K. TAKAYAMA. “Evolution of shock waves and the primary vortex loop discharged from a square cross-sectional tube”. In : *Shock Waves*.vol 9 (1999), p. 1–10.
- [60] S. HANK. “Modélisation et simulation de la dispersion de fluide en milieu fortement hétérogène”. In : (thèse soutenue en 2012).
- [61] R. C. RIPLEY et F. ZHANG. “Jetting instability mechanisms of particles from explosive dispersal”. In : *Journal of physics: Conference Series* 500 (2014).
- [62] J-C. GÉMINARD, L. CHAMPOUGNY, P. LIDON et F. MELO. “Flexural fracturing of a cohesive granular layer”. In : (2012).
- [63] D. L. FROST, J-F. RUEL, Z. ZAREI, S. GAROSHIN, Y. GRÉGOIRE et F. ZHANG. “Explosive formation of coherent particle jets”. In : *Journal of physics: Conference Series* 500 (2014).



A — ANNEXES 1

A.1 Présentations de clichés de dispersion de particules

A.1.1 Anneau de particules de farine

Quelques tirs d'anneaux de particules de farine issus de conditions initiales différentes seront présentés.

Premier exemple : un anneau de farine de 60 mm de diamètre (ce qui correspond à une couche de particules de 20 mm compte tenu de l'orifice central) soumis à une onde de choc incidente de Mach 1.26 et un saut initial de pression de 2 bars au centre de l'anneau. Une séquence d'images extraite du tir T32#023 est présentée sur la figure A.1.

Deuxième exemple : un anneau de farine de 60 mm de diamètre (ce qui correspond à une couche de particules de 20 mm compte tenu du trou central) soumis à une onde de choc incidente de Mach 1.35 et un saut initial de pression de 2.85 bars au centre de l'anneau. Une séquence d'images extraite du tir T32#026 est détaillée sur la figure A.2.

Troisième exemple : un anneau de farine de 90 mm de diamètre (ce qui correspond à une couche de particules de 35 mm compte tenu du trou central) soumis à une onde de choc incidente de Mach 1.29 et un saut initial de pression de 2.1 bars au centre de l'anneau. Une séquence d'images extraite du tir T32#061 est détaillée sur la figure A.3.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.26	2	T32

TABLE A.1 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

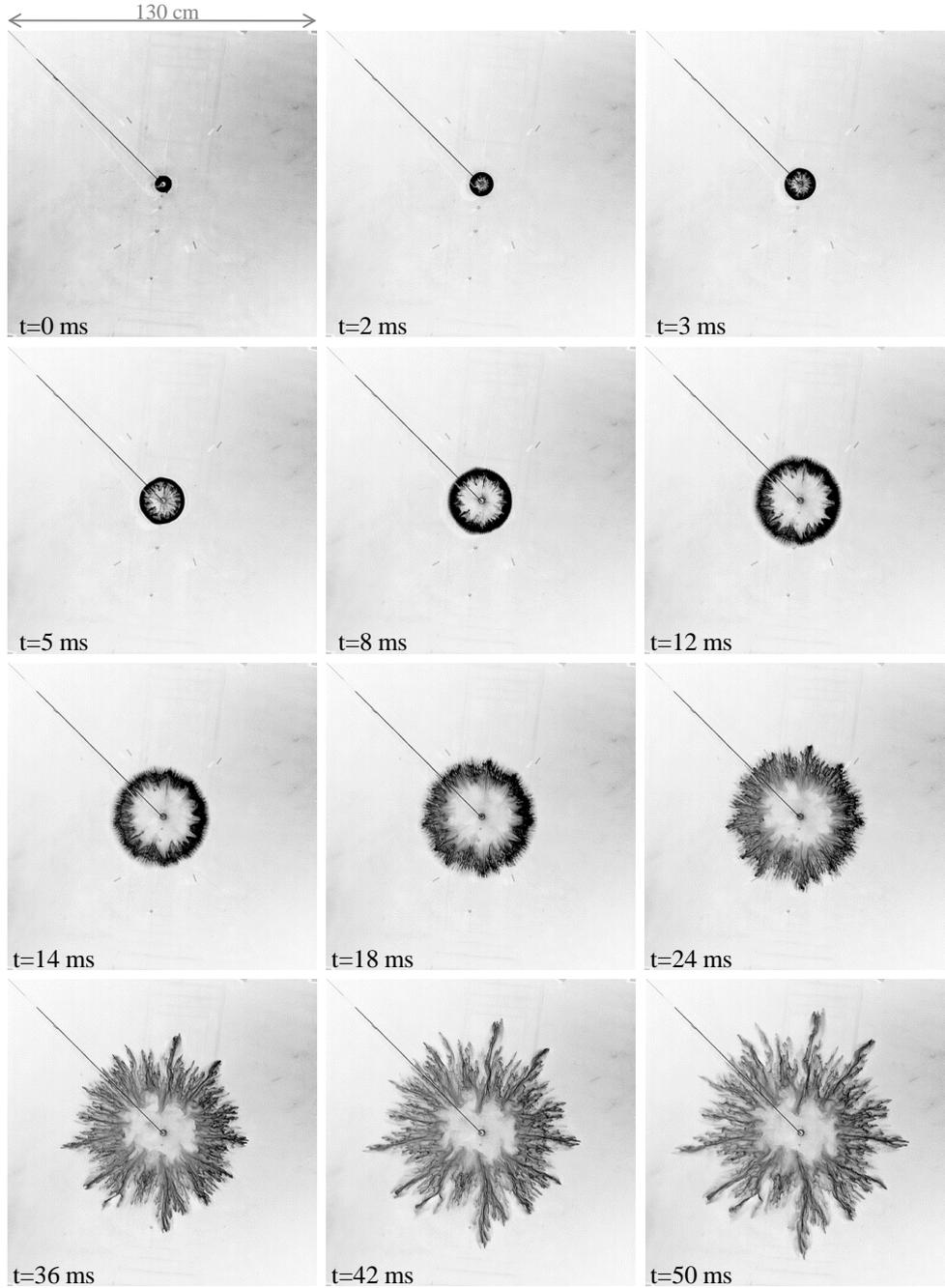


FIGURE A.1 – Séquence d'images extraites du tir T32#023. Il s'agit d'un anneau de 15 g de farine. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.1.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	60	20	1.35	2.85	T32

TABLE A.2 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

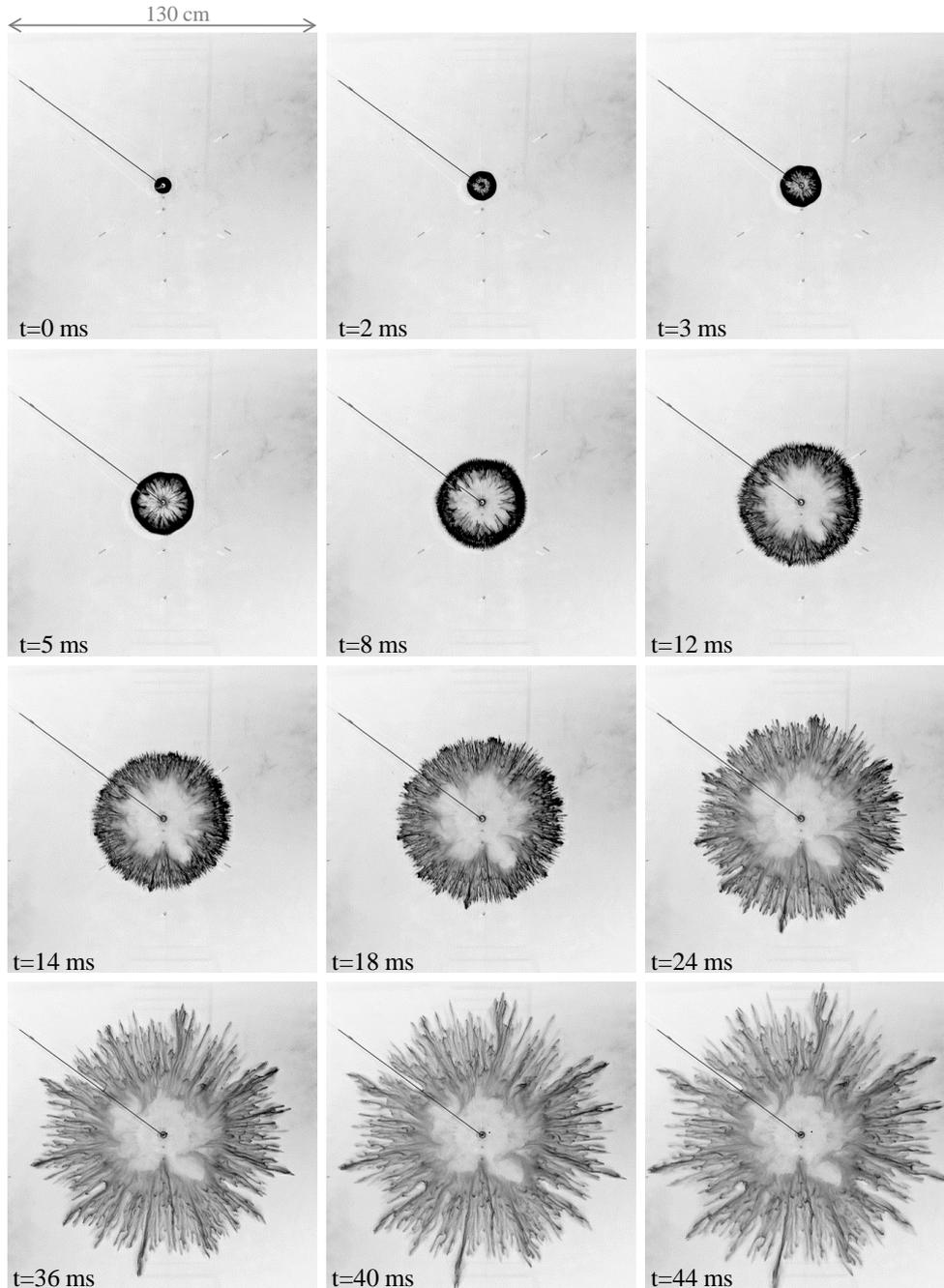


FIGURE A.2 – Séquence d'images extraites du tir T32#026. Il s'agit d'un anneau de 15 g de farine. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.2.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Farine	1530	10	90	35	1.29	2.1	T32

TABLE A.3 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

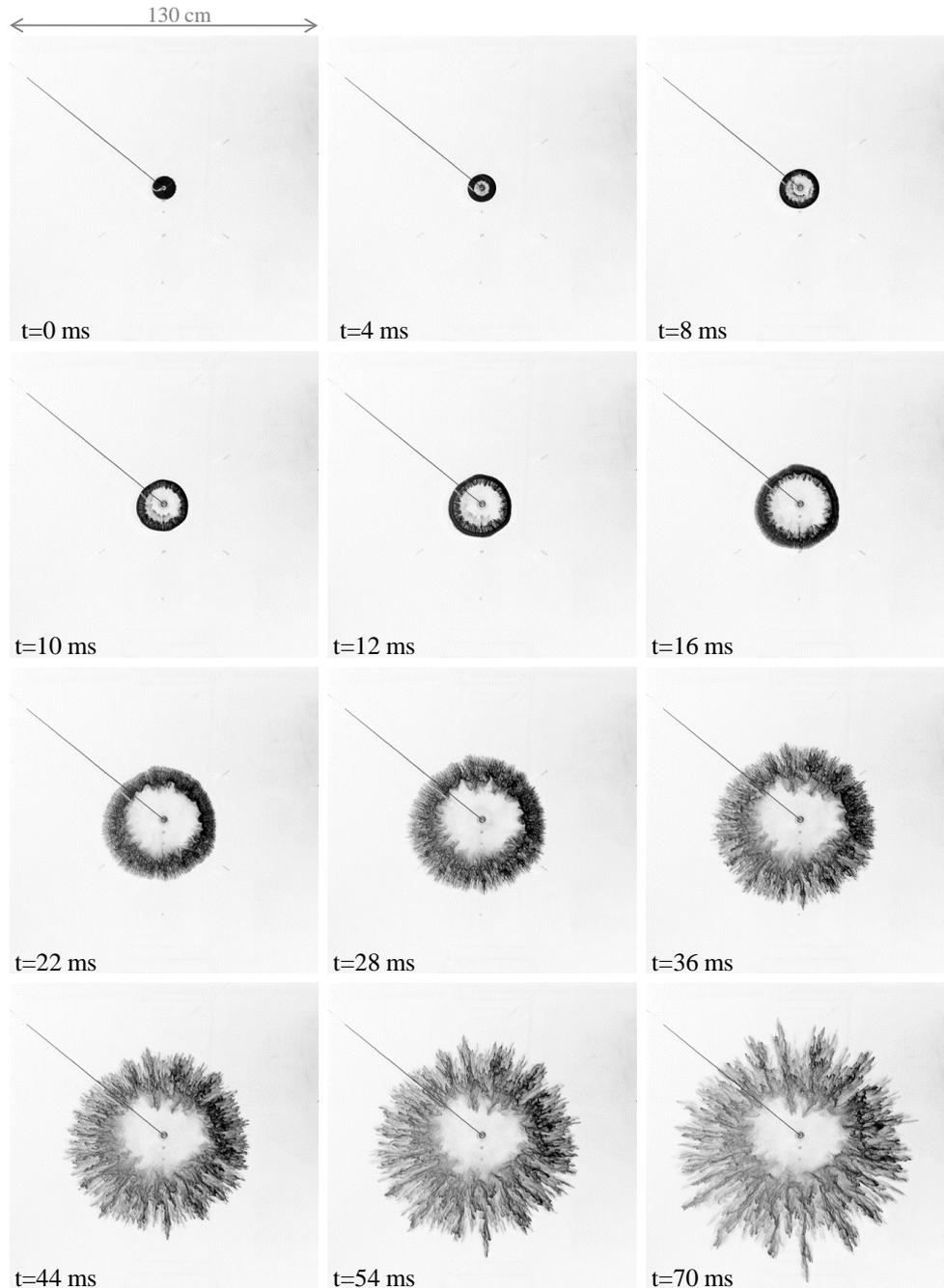


FIGURE A.3 – Séquence d'images extraites du tir T32#061. Il s'agit d'un anneau de 38 g de farine. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.3.

A.1.2 Anneau de billes creuses d'aluminosilicate de verre

La figure A.4 regroupe une série d'images extraite du tir T32#017 correspondant à un anneau de billes creuses d'aluminosilicate de verre de 60 mm de diamètre initial soumis à une onde de choc incidente de Mach 1.44.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Aluminosilicate de verre	800	120	60	20	1.44	3.7	T32

TABLE A.4 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

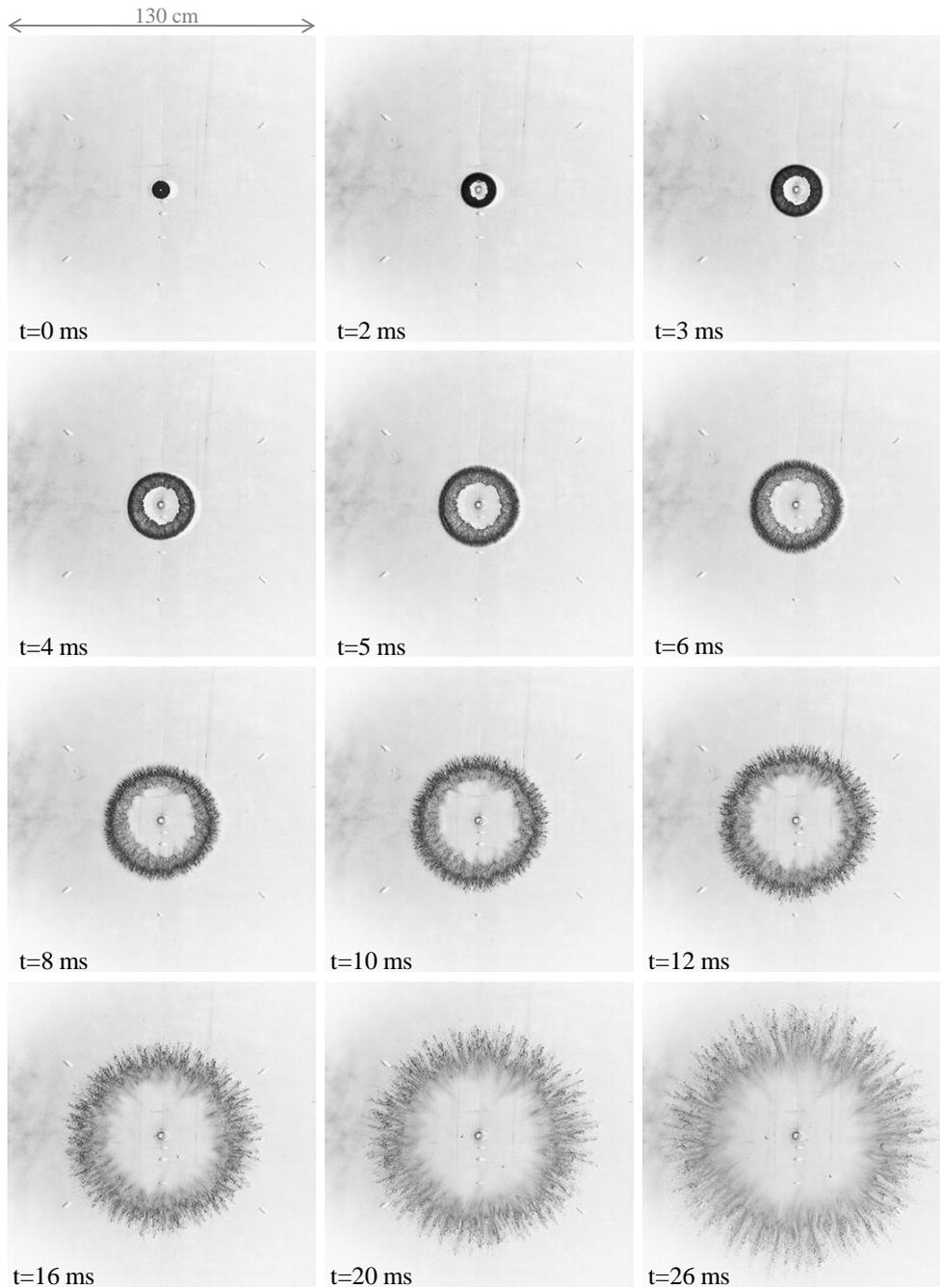


FIGURE A.4 – Séquence d'images extraites du tir T32#017. Il s'agit d'un anneau de 4.5 g de billes creuses d'aluminosilicate de verre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.4.

A.1.3 Anneau de billes de polystyrène

Plusieurs diamètres de billes de polystyrène ont été testés (figures A.5 à A.9), compris entre 10 μm et 250 μm .

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de polystyrène	1050	10	60	20	1.42	2.2	T32

TABLE A.5 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm, e en mm, M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

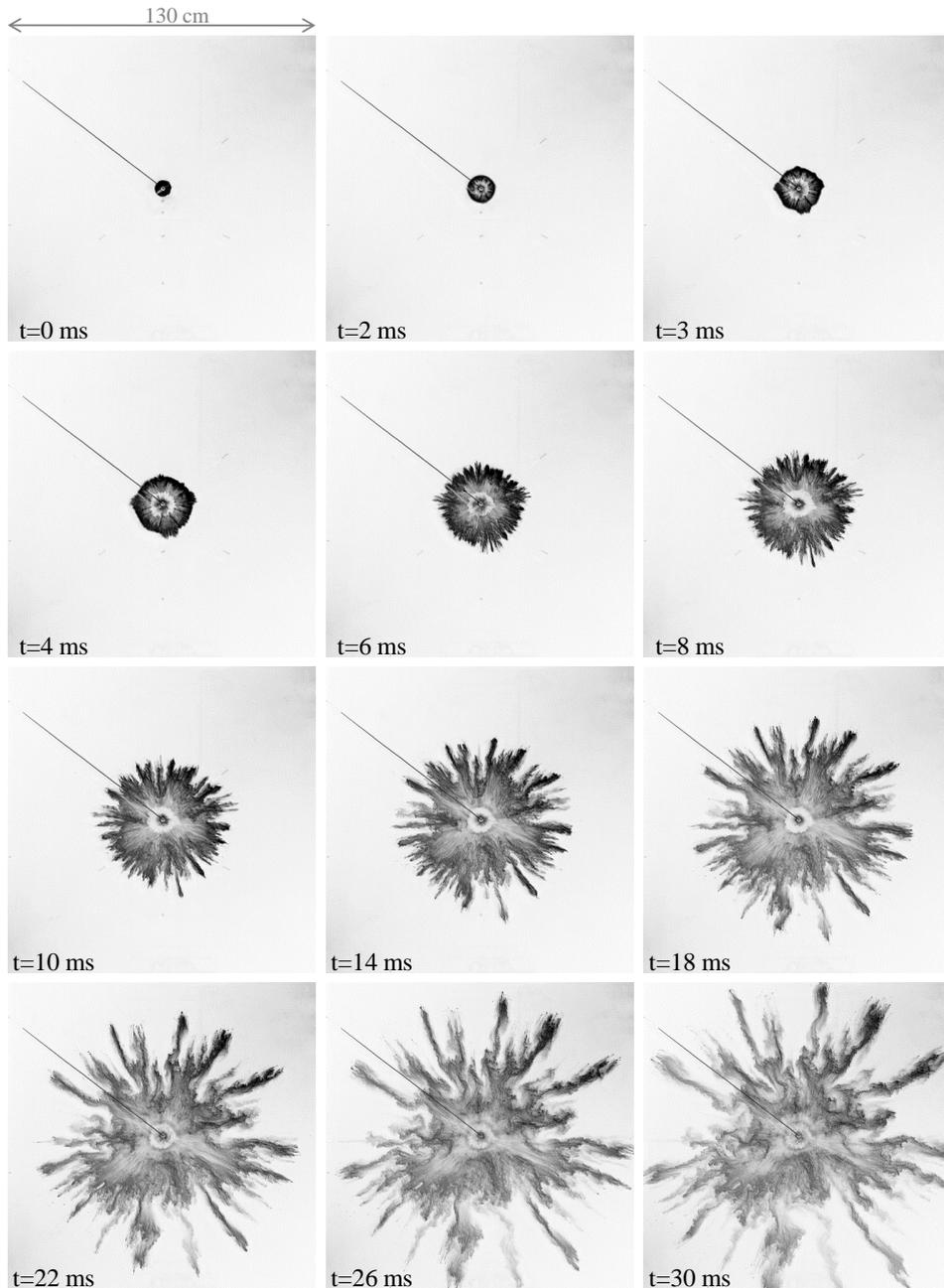


FIGURE A.5 – Séquence d'images extraites du tir T32#082. Il s'agit d'un anneau de 11 g de billes de polystyrène de 10 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.5.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de polystyrène	1050	40	60	20	1.29	1.28	T32

TABLE A.6 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

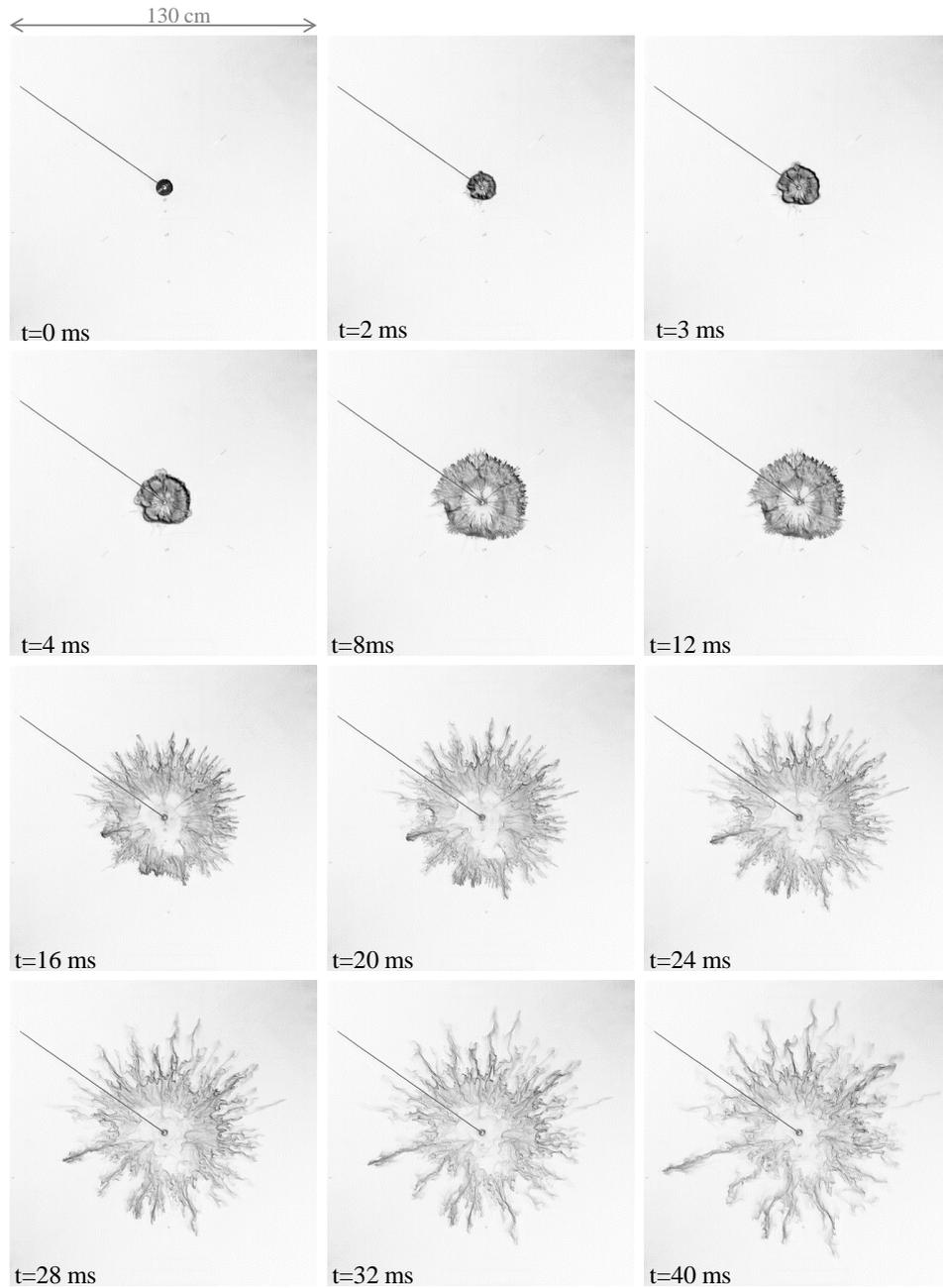


FIGURE A.6 – Séquence d'images extraites du tir T32#087. Il s'agit d'un anneau de 11 g de billes de polystyrène de 40 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.6.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de polystyrène	1050	80	60	20	1.41	1.72	T32

TABLE A.7 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

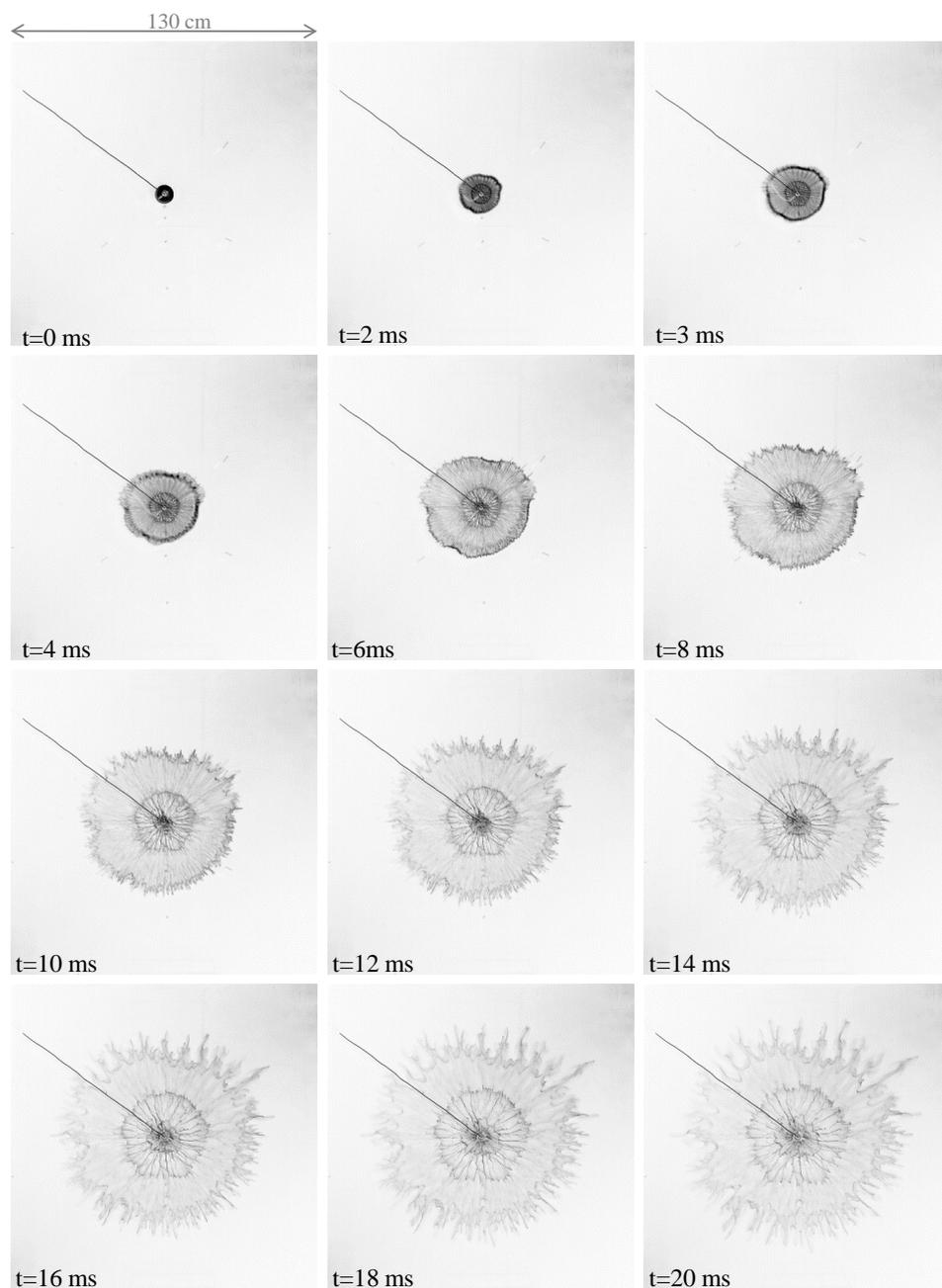


FIGURE A.7 – Séquence d'images extraites du tir T32#080. Il s'agit d'un anneau de 11 g de billes de polystyrène de 80 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.7.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de polystyrène	1050	140	60	20	1.38	1.13	T32

TABLE A.8 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

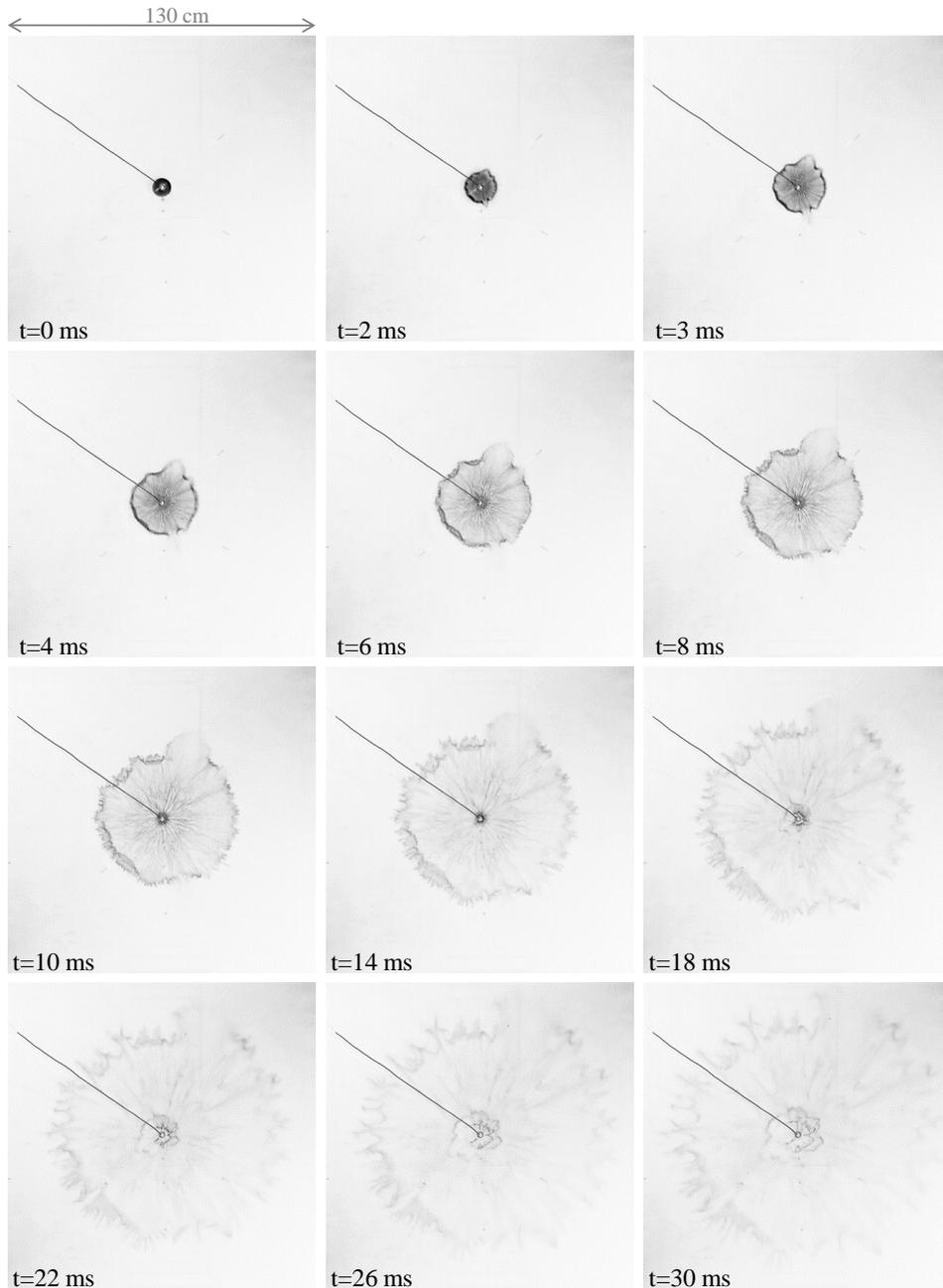


FIGURE A.8 – Séquence d'images extraites du tir T32#091. Il s'agit d'un anneau de 11 g de billes de polystyrène de 140 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.8.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Billes de polystyrène	1050	250	60	20	1.37	1.48	T32

TABLE A.9 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

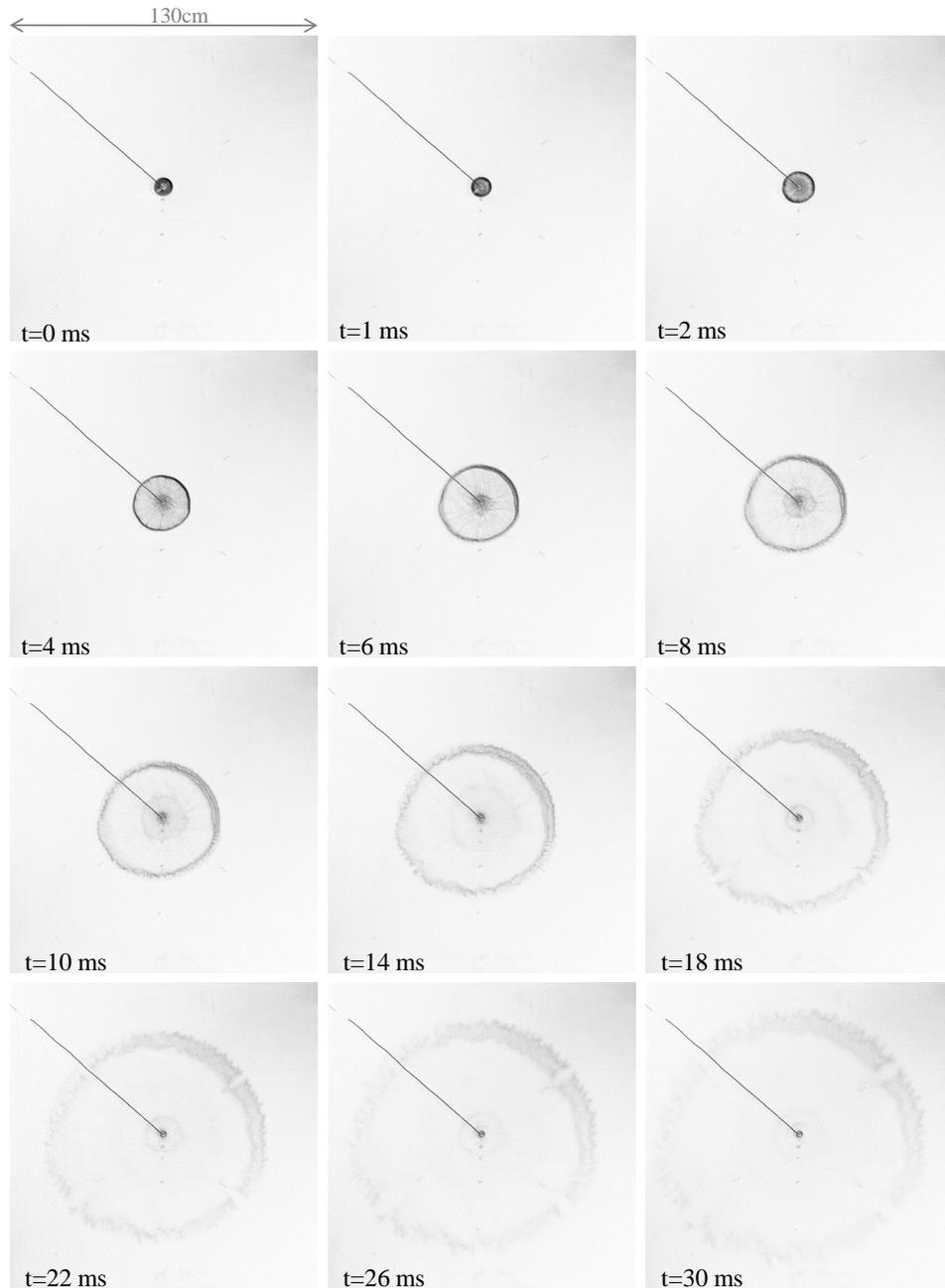


FIGURE A.9 – Séquence d'images extraites du tir T32#083. Il s'agit d'un anneau de 11 g de billes de polystyrène de 250 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.9.

A.1.4 Anneau de billes de PMMA

Deux séquences de clichés extraits de deux tirs conduits avec des billes de PMMA de 10 μm et de 40 μm sont présentées sur les figures A.10 et A.11.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
PMMA	1200	10	60	20	1.45	1.7	T32

TABLE A.10 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

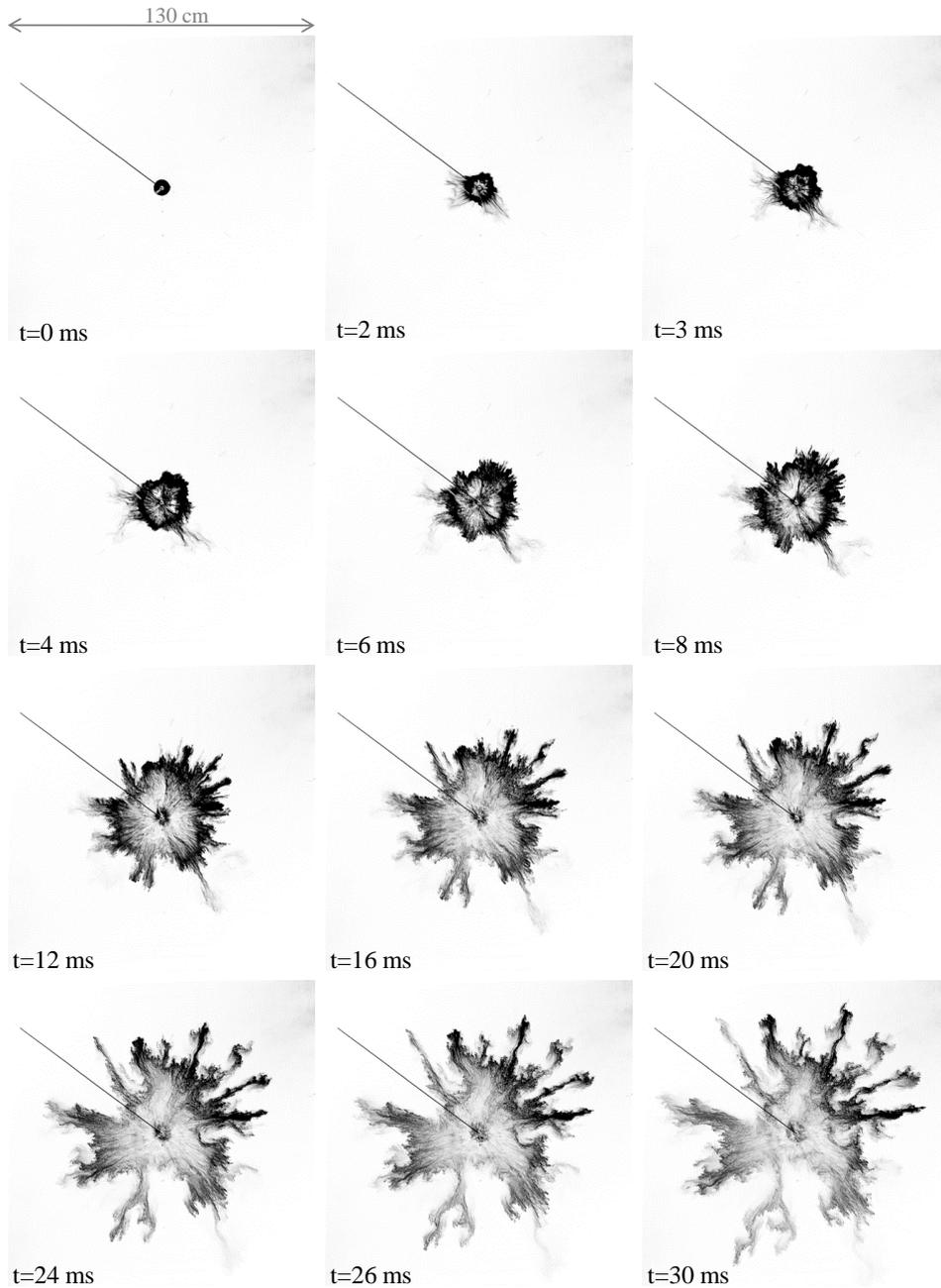


FIGURE A.10 – Séquence d'images extraites du tir T32#101. Il s'agit d'un anneau de 12 g de billes de PMMA de 10 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.10.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
PMMA	1200	40	60	20	1.26	3.9	T32

TABLE A.11 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

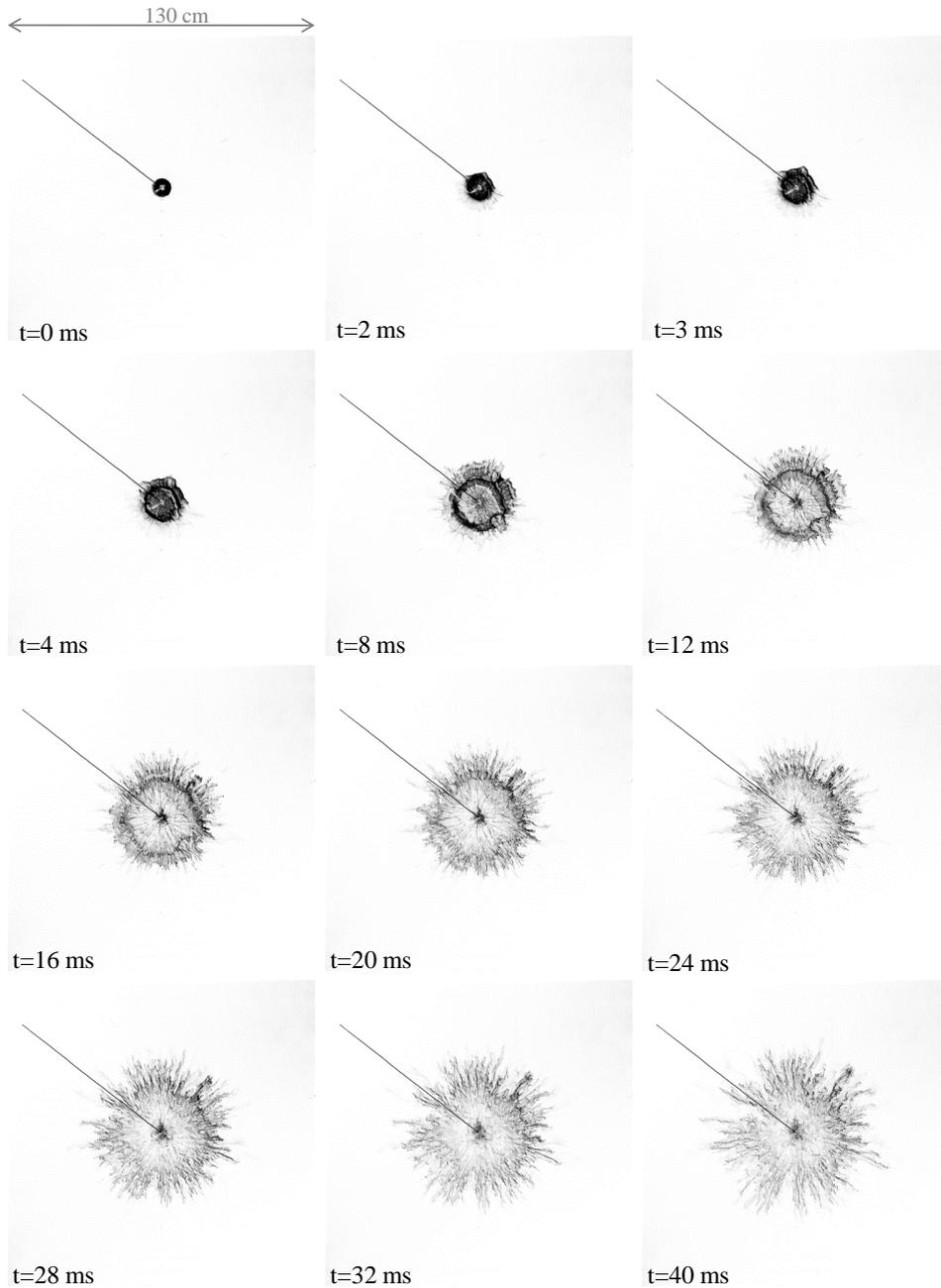


FIGURE A.11 – Séquence d'images extraites du tir T32#103. Il s'agit d'un anneau de 12 g de billes de PMMA de 40 μm de diamètre. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.11.

A.1.5 Anneau de particules de talc

Une série d'images extraites d'un tir d'anneau de talc soumis à un saut initial de pression de 4.13 bars est présentée sur la figure A.12.

Particules	ρ_p	Φ_p	D_{ext}	e	M_{sw}	$\Delta P_{C_{exit}}$	Générateur
Talc	2700	10	60	20	1.5	4.13	T32

TABLE A.12 – Conditions expérimentales initiales : ρ_p en kg/m^3 , Φ_p en μm , D_{ext} en mm , e en mm , M_{sw} le nombre de Mach et $\Delta P_{C_{exit}}$ en bars.

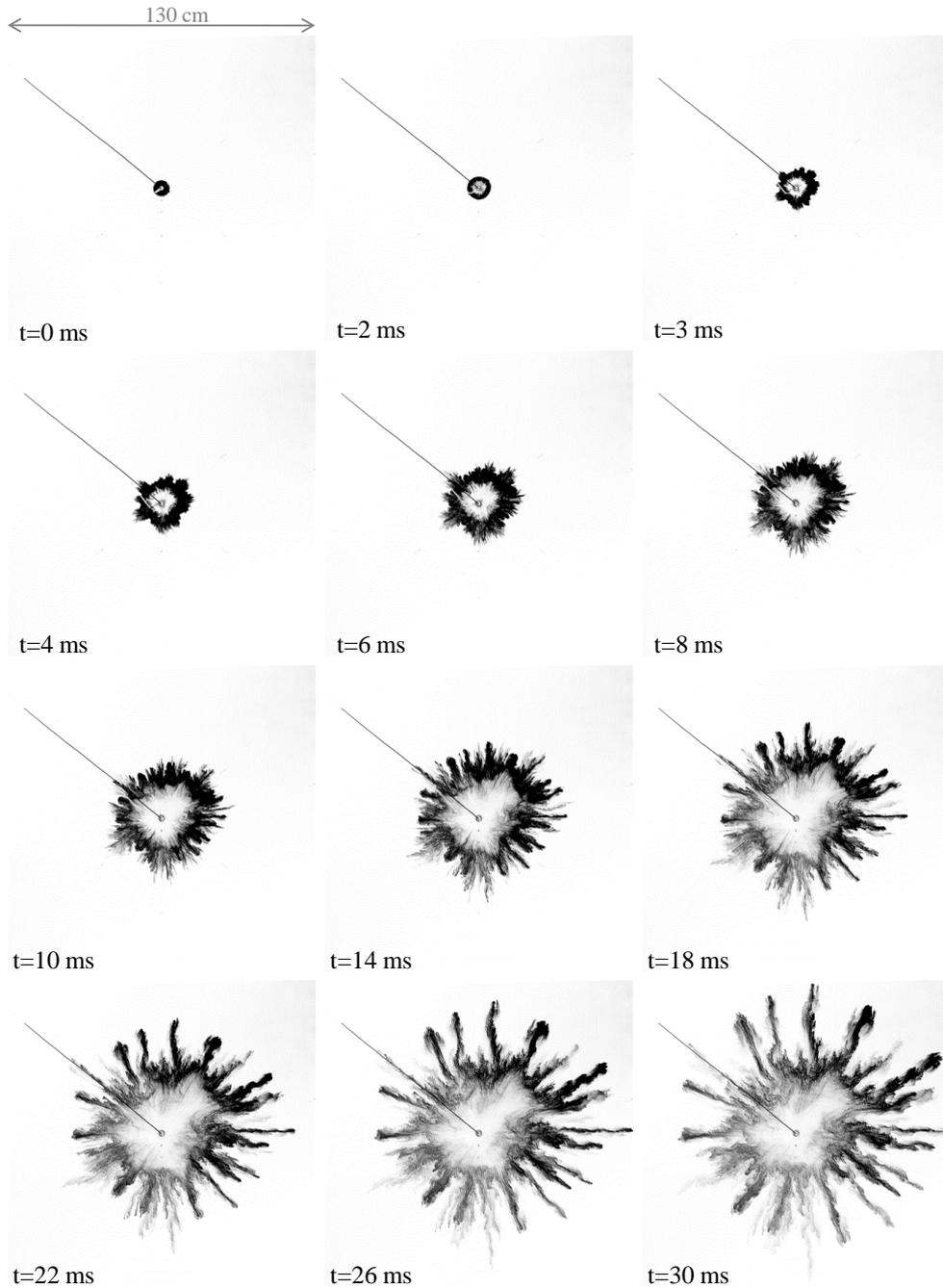


FIGURE A.12 – Séquence d'images extraites du tir T32#111. Il s'agit d'un anneau de 27 g de talc. Les conditions expérimentales sont regroupées dans la table A.12.



B — ANNEXES 2

B.1 Relions la pression à l'accélération

Il s'agit ici de relier la pression au cours du temps au centre de l'anneau en fonction de l'accélération afin d'avoir une évolution en fonction d'un paramètre qu'il est plus facile de connaître (la pression) par rapport à l'accélération. Pour cela l'équation de Rayleigh est utilisée en cylindrique et le tas de particules est approximé à une couronne cylindrique de liquide qui se propage de façon radiale sans formation de jets. Sur la figure B.1, le schéma permet de mieux comprendre l'hypothèse initiale du calcul. Les calculs suivants vont nous permettre d'exprimer l'accélération de la couronne en fonction de la pression.

Equation de conservation de la masse :

$$\boxed{\rho_l u_R(2\pi R) = \rho_l u_r(2\pi r)} \quad (\text{B.1})$$

Avec :

- ρ_l la masse volumique de la phase liquide.
- u_R la vitesse de la couronne en R.
- u_r la vitesse de la couronne en tout point.

$$\Rightarrow u(r,t) = u_R(t) \frac{R}{r}$$

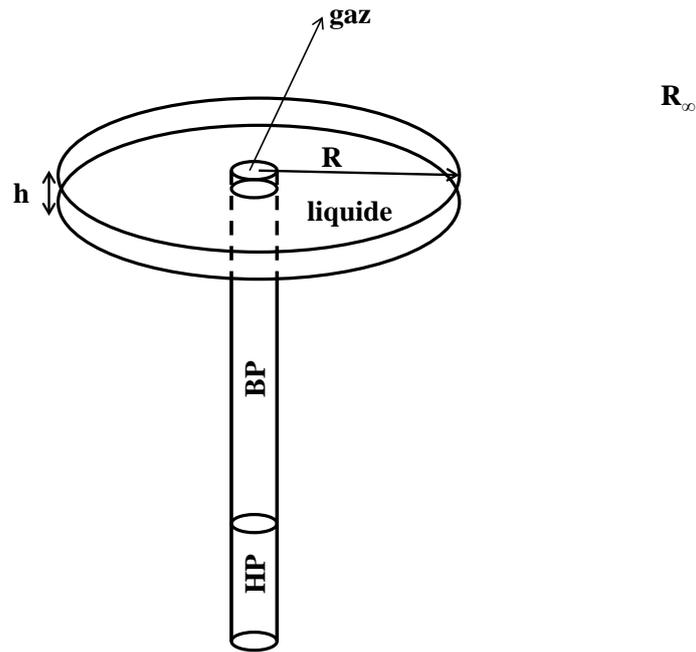


FIGURE B.1 – Schématisation du système tube à choc-anneau que nous prenons en compte lors du calcul de l'équation de Rayleigh en cylindrique.

Avec :

$$u_R(t) = \frac{dR}{dt}$$

$$\Rightarrow u(r,t) = \frac{R dR}{r dt} \quad (\text{B.2})$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right] + \frac{\partial P}{\partial r} \quad (\text{B.3})$$

Avec :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(r,t)}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{R dR}{r dt} \right] \\ \Rightarrow \frac{\partial u(r,t)}{\partial t} &= \frac{1}{r} \left[\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \frac{d^2 R}{dt^2} \right] \end{aligned}$$

Et :

$$\frac{\partial u(r,t)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{R dR}{r dt} \right]$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{\partial u(r,t)}{\partial r} = \frac{-R dR}{r^2 dt}}$$

D'où :

$$\frac{1}{r} \left[\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \frac{d^2 R}{dt^2} \right] - \left(\frac{R}{r} \right) \frac{dR}{dt} \left(\frac{R}{r^2} \right) \frac{dR}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = 0$$

$$\Rightarrow \boxed{\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[\frac{1}{r} - \frac{R^2}{r^3} \right] + \frac{d^2 R}{dt^2} \left(\frac{R}{r} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = 0} \quad (\text{B.4})$$

Il faut maintenant intégrer l'équation B.4 entre R (le rayon initial de la couronne) et R_∞ (le rayon final). Ce qui nous donne :

$$\int_R^{R_\infty} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[\frac{1}{r} - \frac{R^2}{r^3} \right] dr + \int_R^{R_\infty} \frac{d^2 R}{dt^2} \left(\frac{R}{r} \right) dr + \int_R^{R_\infty} \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} dr = 0$$

Avec :

1. $\int_R^{R_\infty} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[\frac{1}{r} - \frac{R^2}{r^3} \right] dr = \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{R_\infty}{R} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{R}{R_\infty} \right)^2 - 1 \right]$
2. $\int_R^{R_\infty} \frac{d^2 R}{dt^2} \left(\frac{R}{r} \right) dr = R \frac{d^2 R}{dt^2} \ln \left(\frac{R_\infty}{R} \right)$
3. $\int_R^{R_\infty} \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} dr = \frac{1}{\rho} (P_\infty - P_R)$

L'ensemble de ces termes donne donc :

$$\boxed{R\ddot{R} + \dot{R}^2 = \frac{P_R - P_\infty}{\rho_l \ln \left(\frac{R_\infty}{R} \right)}} \quad (\text{B.5})$$

Avec :

$$- \dot{R} = \frac{dR}{dt}$$

$$- \ddot{R} = \frac{d^2 R}{dt^2}$$

Il faut maintenant exprimer P_R en fonction des données que nous pouvons connaître. Considérons par hypothèse que les compressions et détentes qui se déroulent au sein du tube à choc et au centre de l'anneau sont isentropiques.

Par conséquent :

$$\boxed{P_R V^\gamma = P_0 V_0^\gamma}$$

Avec :

- $P_\infty = P_{atm}$.
- P_R la pression initiale au sein de l'anneau de rayon initial R lorsque la membrane du tube à choc s'est rompue.
- V_0 le volume initial comprenant celui de la chambre HP, de la chambre BP et du centre de l'anneau.
- V ce même volume en fonction de l'évolution du rayon de l'anneau au cours du temps.

$$\Rightarrow \boxed{P_R = P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma}$$

D'où :

$$\boxed{R\ddot{R} + \dot{R}^2 = \frac{P_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^\gamma - P_\infty}{\rho_l \ln \left(\frac{R_\infty}{R} \right)}} \quad (\text{B.6})$$

Visualisation du champ de vitesse de la couronne de particules au cours de son expansion par technique de PIV



C — ANNEXES 3

C.1 Visualisation du champ de vitesse de la couronne de particules au cours de son expansion par technique de PIV

Nous avons utilisé un code de calcul de PIV (Particle Image Velocimetry), utilisable via l'interface .GUI de Matlab, afin d'obtenir un profil de vitesse au sein de l'anneau de particules en expansion. Les plages de couleurs obtenues sont à titre indicatif et les vitesses qui en découlent sont des vitesses relatives les unes par rapport aux autres au sein de l'anneau de particules. Ainsi la couleur bleue représente la vitesse la plus faible tandis que la couleur rouge représente la vitesse la plus rapide. Les vitesses intermédiaires s'échelonnent ainsi du bleu au rouge en passant par le jaune et l'orange. Un exemple de capture du front de vitesse sur plusieurs instants est présent sur la figure C.1.

Nous pouvons constater sur la figure C.2 que les vitesses les plus élevées (en orange et rouge) sont situées sur le pourtour du front externe de particules ainsi que sur les jets internes. Les vitesses les moins élevées (en vert et bleu) sont situées entre les jets internes ainsi qu'à l'intérieur du front de particules. Les vitesses semblent être stratifiées à travers la couche de particules et sont orientées de l'intérieur vers l'extérieur, les plus faibles étant à l'intérieur et les plus élevées à l'extérieur.

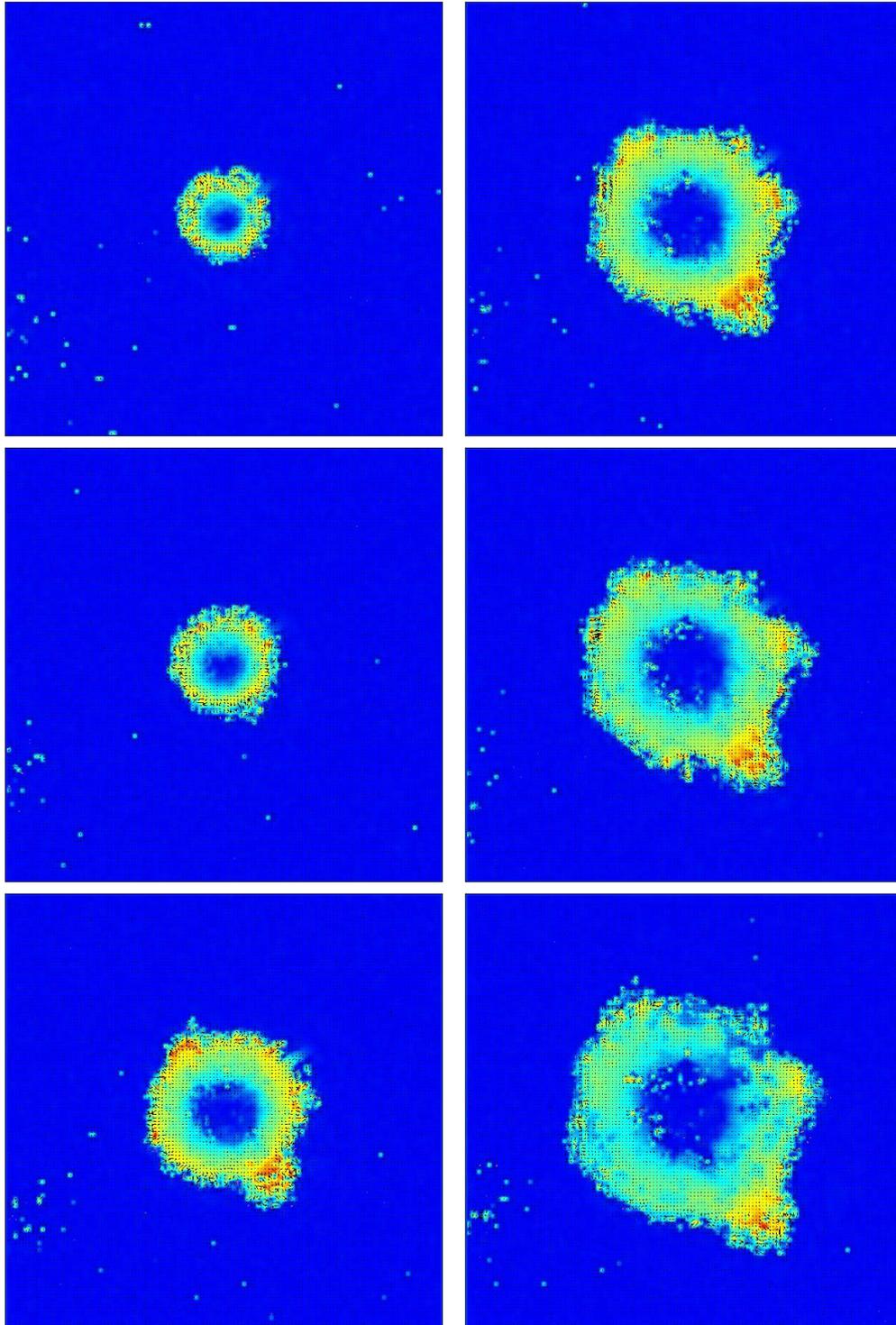


FIGURE C.1 – Séquence d'images extraites d'un calcul de PIV à différents instants de la dispersion de particules de farine. Les champs de vitesse varient du bleu pour les vitesses les plus faibles au rouge pour les plus élevées.

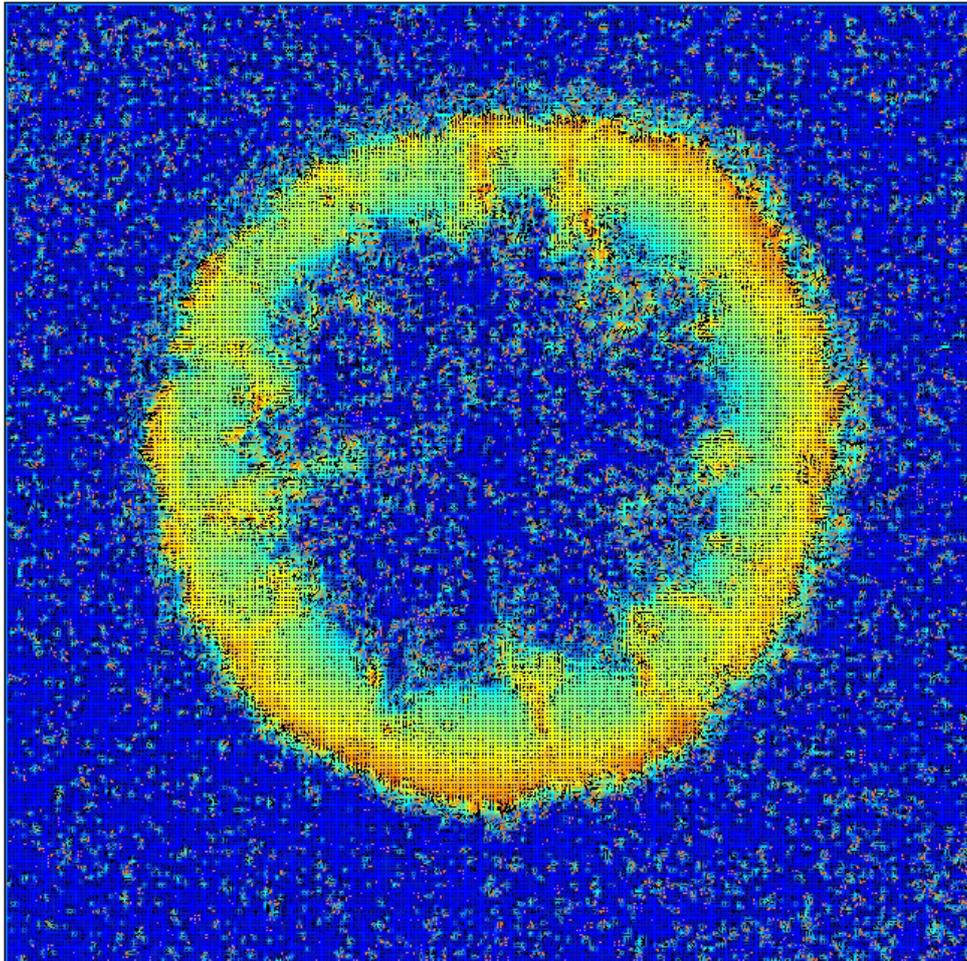


FIGURE C.2 – Image extraite d'un calcul de PIV issue de la dispersion d'un anneau de farine et montrant en détails les champs de vitesse au sein du front de particules.

Visualisation du champ de pression de l'écoulement au sein de la cellule de Hele-Shaw avec Star CCM+



D — ANNEXES 4

D.1 Visualisation du champ de pression de l'écoulement au sein de la cellule de Hele-Shaw avec Star CCM+

Nous avons réalisé une simulation de l'écoulement dans la cellule de Hele-Shaw, issu de la vidange du tube à choc, grâce à un logiciel commercial, Star CCM+. La géométrie utilisée pour faire cette simulation est la même que celle utilisée pour la grande majorité des expériences de l'étude à savoir une épaisseur entre les plaques de la cellule de Hele-Shaw de 4 mm. La sortie du tube à choc au centre de la cellule est modélisée par une interface de la même taille (un disque de 20 mm de diamètre). Cette interface, qui joue le rôle du tube à choc, est modélisée par une aire possédant une pression initiale supérieure à la pression présente au sein de la cellule de Hele-Shaw (qui est à la pression atmosphérique). Au temps de déclenchement de la simulation, les deux interfaces, initialement indépendantes, communiquent brutalement, ce qui laisse la surpression de l'aire au centre de la cellule se vidanger tel un tube à choc. L'écoulement est observable sur les figures D.1, D.2 et D.3 où les couleurs représentent l'intensité de la pression. Elles s'échelonnent du bleu au rouge sachant que la couleur bleue représente la pression la plus faible et la couleur rouge la plus élevée. Cet écoulement, à la sortie du tube à choc modélisé ici par une interface possédant un gradient de pression, est tout à fait similaire à une simulation de Z. Jiang et al. [59] où l'écoulement à la sortie d'un tube à choc se vidangeant y est observé.

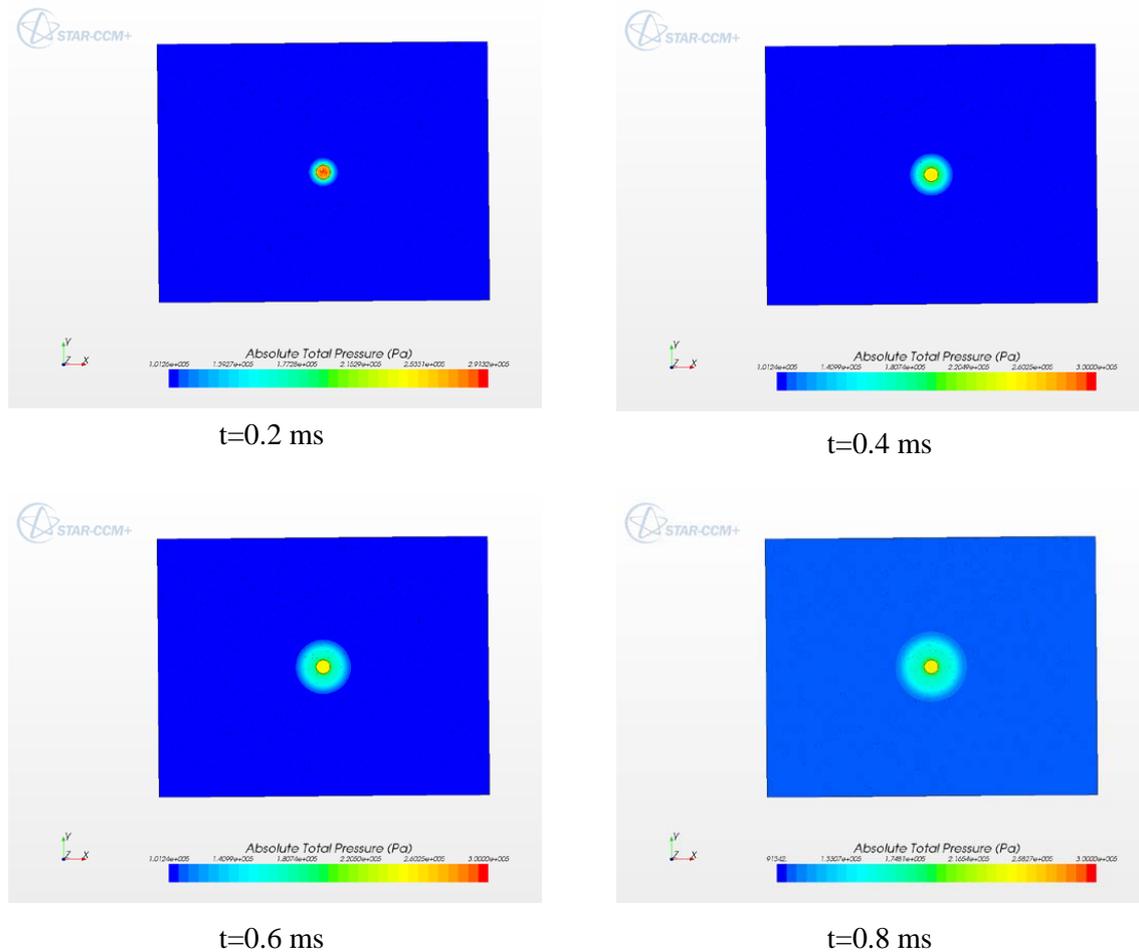


FIGURE D.1 – Visualisation du champ de pression au sein de la cellule de Hele-Shaw possédant un espace de 4 mm en les plaques. Il s’agit d’une vue de dessus.

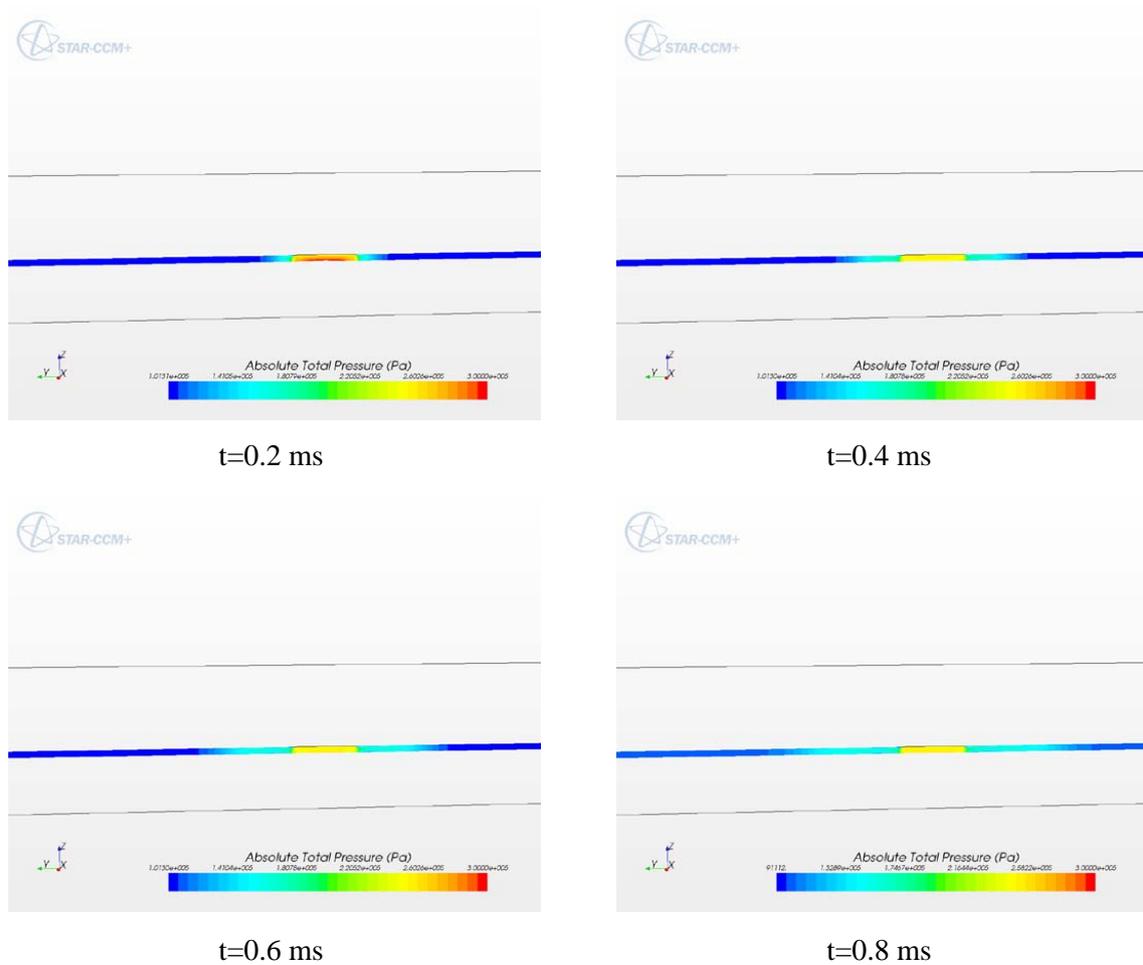


FIGURE D.2 – Visualisation du champ de pression au sein de la cellule de Hele-Shaw possédant un espace de 4 mm en les plaques. Il s'agit d'une vue de côté.

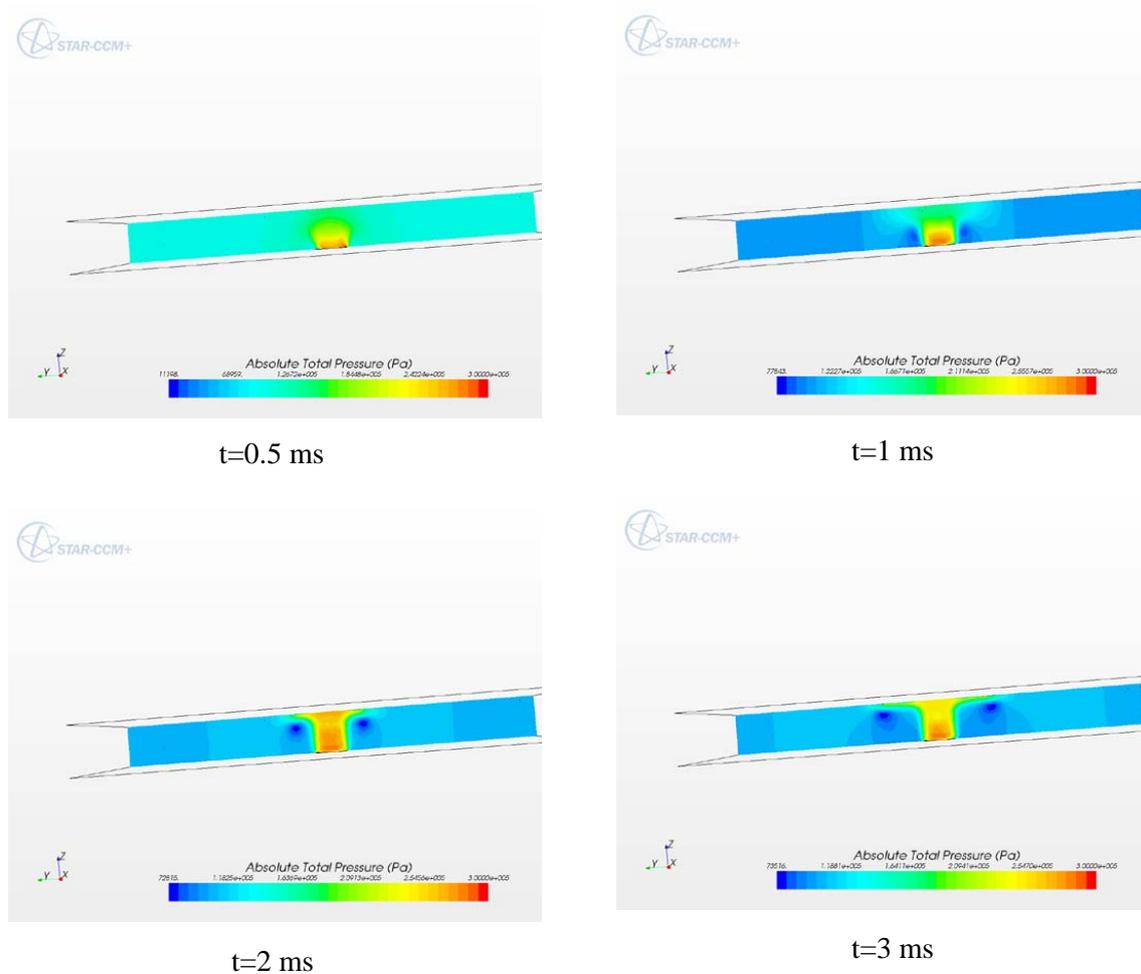


FIGURE D.3 – Visualisation du champ de pression au sein de la cellule de Hele-Shaw possédant un espace de 10 mm en les plaques dans le but d'observer les vortex de dépression. Il s'agit d'une vue de côté.

Influence de la cohésion des particules : particules sèches et particules saturées avec du liquide



E — ANNEXES 5

E.1 Influence de la cohésion des particules : particules sèches et particules saturées avec du liquide

Les observations sur l'effet de la rugosité des plaques de la cellule sur la sélection des jets de particules montrent que la friction a une influence non négligeable. Ainsi, il faut pouvoir faire une expérience mieux contrôlée sur ce facteur. Il faudra donc faire deux expériences qui permettront de juger seulement l'influence de la friction sur le nombre de jets. Tous les autres facteurs sont maintenus constants. Le but de ces expériences sera de faire deux tirs successifs, un avec des particules sèches et l'autre avec des particules saturées en liquide (on pourra aussi faire varier le taux d'humidité pour en voir l'influence). Bien entendu les particules seront identiques dans les deux expériences ainsi que la géométrie de l'anneau et les conditions de pression. Le fait de mouiller les particules permettra d'augmenter la cohésion entre les grains. Ils seront maintenus en contact plus longtemps et par conséquent la friction entre les particules en expansion va croître. En effet la cohésion augmente fortement le coefficient de friction entre les grains [58]. L'amas de particules est mouillé à saturation avec de l'eau. Il a déjà été observé lors d'expériences sphériques en trois dimensions qu'une couche de particules solides saturée de liquide produit plus de jets qu'avec des particules sèches [29].

