



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale de l'interaction entre un écoulement de gravité et son lit d'écoulement, application aux avalanches de neige en aérosol

Denis Brossard

► **To cite this version:**

Denis Brossard. Étude expérimentale de l'interaction entre un écoulement de gravité et son lit d'écoulement, application aux avalanches de neige en aérosol. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2010. Français. NNT: . tel-00503022

**HAL Id: tel-00503022**

**<https://theses.hal.science/tel-00503022v1>**

Submitted on 16 Jul 2010

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

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

# Thèse

*présentée par*

**Denis BROSSARD**

*pour obtenir le grade de*

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE**

**Spécialité : Océan, Atmosphère, Hydrologie**

## **Étude expérimentale de l'interaction entre un écoulement de gravité et son lit d'écoulement,** *Application aux avalanches de neige en aérosol*

*Thèse dirigée par : Mohamed NAAIM et Florence NAAIM*

**Date de soutenance : 15 juin 2010**

Composition du jury :

Jean-Pierre CHOLET	<i>Examineur</i>
Jacques JAY	<i>Rapporteur</i>
Michel LANCE	<i>Examineur</i>
Florence NAAIM	<i>Examineur</i>
Mohamed NAAIM	<i>Examineur</i>
Marie RASTELLO	<i>Rapporteur</i>

Cette thèse a été préparée au sein de l'Unité de Recherche Erosion Torrentielle, Neige et Avalanches du Cemagref de Grenoble



## Remerciements

Après tant d'années passées à accomplir cette thèse, me voici maintenant face à cette première page, celle qui permet de réaliser que ce travail arrive à son terme, que j'y met un point final. Chaque personne a son style d'écriture. De mon côté, certains ont reconnu mon style laconique ; il n'est plus temps d'y déroger. Je m'excuse donc, par avance, auprès de tout ceux qui s'attendait à lire un poème, une prose ou un inventaire à la Prévert.

Pour commencer, je voudrais remercier l'ensemble des personnes qui ont accepté de constituer mon jury : le président Jean-Pierre Cholet, les rapporteurs Marie Clément et Jacques Jay, Michel Lance et bien sûr mes encadrants Florence Naaim et Mohamed Naaim.

Au travers de Florence et Mohamed, sans qui ce travail n'aurait pu se réaliser et qui, chacun à sa manière, m'a fait avancer, je voudrais aussi remercier le Cemagref de Grenoble et l'unité ETNA de m'avoir accueilli durant ce long bail. Merci à tous pour les échanges, professionnels ou non, que nous avons pus avoir. En particulier, merci à Fred avec qui nous j'ai passé de longues journées dans l'atelier à régler, plus ou moins brillamment, des problèmes d'étanchéité, à concevoir ensemble canaux, bras de pesage et autres monstruosités que seul un thésard (ou Hervé) peut imaginer. Sans parler du vélo, du ski, de la 2CV, du cochon, de la Mathésine... Hervé a aussi sa place ici : il m'a franchement aidé à imaginer comment faire faire du copeau à Fred. Nous avons beaucoup échangé sur l'instrumentation, le calage des caméras, les capteurs, le traitement d'images et merci aussi pour la compétition en cours d'Anglais ! Je pense aussi à l'ensemble des thésards à qui j'ai infligé le séminaire café qui, chaque semaine, les obligeait à manger vite pour ensuite s'enfermer dans une salle, même aux beaux jours, pour parler science. Bien sûr, parmi ceux là, il y a FX et Didier. FX, avec qui j'ai partagé le bureau dès le premier jour et qui a lâchement déserté quelques mois avant moi ! Didier, qui est venu se greffer ensuite avec, lui aussi, son caractère. Bref, merci à tous les deux pour les échanges intra-bureau, les échanges en plein air et tout le reste. Il y a aussi les multiples stagiaires qui m'ont secondé pour la manutention du sel, la mise en place des caméras, la réalisation des rugosités, des expériences... Vous avez abattu un sacré boulot !

Je voudrais aussi remercier tous ceux qui, quand certains n'y croyaient plus, m'ont soutenu ces dernières années. Parmi eux, le "comité de soutien" : Thomas et ses Playmobils, ainsi que le trio de choc sur trois générations Jeanne, Jeannine et Jeannette.

Merci aussi à mes parents qui m'ont notamment supporté les jours précédant la soutenance avec tout ce que cela comporte : pré-soutenances, cuisine, caractère lunatique du fiston ...

Pour finir, je voudrais souligner le travail réalisé en sous main par Chloé, dite miss Virgule : relectures multiples de l'ensemble des chapitres, relecture des transparents, pré-soutenances, et surtout motivation tous les jours pour m'inciter à m'y remettre...

Sincèrement, je vous remercie tous sans qui ce travail n'aurait jamais pu être entrepris et mené à son terme.

# Table des matières

<b>Notations</b>	<b>1</b>
<b>Grille de Lecture</b>	<b>3</b>
<b>1 Contexte général</b>	<b>7</b>
1.1 Classification des avalanches . . . . .	7
1.2 Le phénomène de reprise . . . . .	10
1.3 Des avalanches réelles aux avalanches de laboratoire . . . . .	12
<b>2 Résumé bibliographique de la modélisation des avalanches de neige en aérosol</b>	<b>15</b>
2.1 Modélisation en courant de gravité . . . . .	16
2.2 Modélisation en bouffée de densité . . . . .	17
2.2.1 Approche asymptotique (Hopfinger et Tochon-Danguy - 1977) . . . . .	18
2.2.2 Première modélisation de l'interface entre la bouffée et le fluide ambiant (Kulikovskiy et Sveshnikova - 1977) . . . . .	19
2.2.3 Modélisation simple de référence (Beghin, Hopfinger et Britter - 1981)	20
2.2.4 Généralisation du modèle précédent par intégration de l'évolution de la turbulence (Fukushima et Parker - 1990) . . . . .	22
2.2.5 Évolution du modèle Beghin et al. [BHB81] au niveau de la formulation des échanges entre la bouffée et le fluide ambiant . . . . .	24
<b>3 Dispositif expérimental et méthodes de mesure</b>	<b>29</b>
3.1 Critères de similitude ou modélisation en laboratoire d'un phénomène naturel .	29
3.2 Le dispositif expérimental . . . . .	33
3.2.1 L'environnement expérimental : la cuve et les canaux . . . . .	33
3.2.2 Le lit d'écoulement . . . . .	37
3.2.3 La création de la bouffée . . . . .	39
3.3 Les méthodes de mesure . . . . .	43

3.3.1	Méthodes de mesure des caractéristiques de la bouffée au cours de son écoulement . . . . .	43
3.3.2	Estimation de la topographie du lit . . . . .	52
3.4	Ordres de grandeur et retour sur les critères de similitude . . . . .	56
3.4.1	Facteurs de forme de la bouffée . . . . .	56
3.4.2	Estimation des ordres de grandeur . . . . .	57
3.4.3	Estimation des critères de similitude . . . . .	59
<b>4</b>	<b>Évolution de la bouffée au cours de son écoulement, influence du lit d'écoulement et des conditions initiales dans le cas sans reprise</b>	<b>61</b>
4.1	Évolution de la bouffée au cours de son écoulement ; résultats expérimentaux . . . . .	62
4.1.1	Évolution de la vitesse de front en fonction de la position du front . . . . .	62
4.1.2	Évolution de la hauteur en fonction de la position du front . . . . .	64
4.2	Influence de la rugosité d'un lit d'écoulement non-érodable . . . . .	69
4.2.1	Définition de la rugosité du lit d'écoulement . . . . .	69
4.2.2	Influence sur la vitesse de front de la bouffée . . . . .	71
4.2.3	Influence sur le taux de croissance en hauteur de la bouffée . . . . .	75
4.2.4	Discussion . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Interactions entre le lit d'écoulement érodable et la bouffée de densité</b>	<b>79</b>
5.1	Rappel des conditions expérimentales . . . . .	79
5.2	Influence de l'érodabilité du lit sur la dynamique d'écoulement de la bouffée ; résultats expérimentaux . . . . .	80
5.3	Érosion du lit de particules au passage des bouffées ; résultats expérimentaux . . . . .	81
5.3.1	Approche qualitative visuelle . . . . .	82
5.3.2	Approche quantitative . . . . .	82
5.4	Analyse bibliographique de la modélisation de l'érosion de particules granulaires par un écoulement fluide . . . . .	90
5.4.1	Modélisation d'une hauteur d'érosion constante proposée par Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77] . . . . .	90
5.4.2	Modélisation développée pour les courants de gravité - Eames et al. [EHGD01] . . . . .	91
5.4.3	Modélisation complète des échanges solides entre la bouffée et le lit de particules - Akiyama et Fukushima [AF85] . . . . .	92
5.4.4	Différentes approches hydrologiques des lois de chargement . . . . .	93
5.4.5	Modèle de transport de neige par le vent proposé par Naaim et al. [NNBM98] . . . . .	96

5.4.6	Analyse de ces différents modèles au regard de nos résultats expérimentaux - Proposition de modélisation . . . . .	97
<b>6</b>	<b>Modélisation numérique</b>	<b>105</b>
6.1	Socle de la modélisation numérique retenue pour les bouffées de gravité . . . . .	105
6.1.1	Mise en équation . . . . .	105
6.1.2	Résolution numérique, première analyse . . . . .	107
6.2	Confrontation de ce modèle aux résultats expérimentaux hors reprise, détermination de paramètres permettant de reproduire numériquement les résultats expérimentaux . . . . .	115
6.2.1	Paramètres du modèle, méthode de calage du modèle numérique, stratégie d'optimisation . . . . .	115
6.2.2	Résultats de calage . . . . .	116
6.3	Modélisation des échanges entre la bouffée et son lit d'écoulement . . . . .	125
6.4	Intégration de la modélisation de la reprise dans la modélisation numérique globale, confrontation aux résultats expérimentaux . . . . .	128
6.4.1	Choix de programmation . . . . .	128
6.4.2	Reproduction de forme de lit érodé . . . . .	130
6.5	Bilan . . . . .	132
	<b>Conclusion</b>	<b>133</b>

# Notations

Nous synthétisons ici la plupart des notations utilisées dans ce manuscrit. Le lecteur pourra par endroit rencontrer des notations non expliquées ici, ces notations sont alors expliquées localement et ne resservent pas par la suite.

$\vec{x}$	direction principale d'écoulement
$x_g$ ou $x$	position du centre de gravité de la bouffée en m
$x_f$	position du front de la bouffée en m
$L$	longueur de la bouffée selon la direction $\vec{x}$ en m
$H$	hauteur de la bouffée en m
$A$	Aire transverse de la bouffée en $m^2$
$k_1 = \frac{H}{\sqrt{A}}$	facteur de forme de la bouffée
$k_2 = \frac{x_f - x_g}{\sqrt{A}}$	facteur de forme de la bouffée
$\kappa = \frac{x_f - x_g}{H}$	facteur de forme de la bouffée
$E_p$	énergie potentielle initiale de la bouffée, libérée pendant son écoulement en $J$
$U = \frac{dx}{dt}$	vitesse du centre de gravité, vitesse moyenne de la bouffée en $m/s$
$U_f = \frac{dx_f}{dt}$	vitesse du front de la bouffée en $m/s$
$g$	accélération de la pesanteur en $m/s^2$
$\nu$	viscosité cinématique du fluide ambiant en $m^2/s$
$\alpha$	angle de la pente d'écoulement
$\rho_a$	densité du fluide ambiant
$\rho$	densité de la bouffée ; nous noterons $\Delta\rho = \rho - \rho_a$
$\rho_p$	densité des particules ; nous noterons $\Delta\rho_p = \rho_p - \rho_a$

$u_*$	vitesse turbulente au sein de la bouffée en $m/s$
$u_{*,e}$	vitesse turbulente qu'aurait l'écoulement en absence de particules en son sein en $m/s$
$u_{*,seuil-erosion}$	vitesse turbulente seuil d'érosion en dessous de laquelle l'érosion est impossible en $m/s$
$u_{*,seuil-sedimentation}$	vitesse turbulente seuil de sédimentation en dessous de laquelle le maintien en suspension est impossible en $m/s$
$v_s$	vitesse limite de sédimentation des particules dans le fluide ambiant en $m/s$
$C$	concentration volumique en particule dans la bouffée
$C_{stable}$	concentration pour laquelle les échanges de masse avec le lit d'écoulement sont stabilisés
$C_{max}$	concentration maximale admissible dans l'écoulement
$C_l$	concentration volumique du lit de particules, compacité du lit de particules. La densité apparente de ce lit s'écrit : $\rho_p C_l$
$E$	coefficient adimensionnel d'incorporation de fluide ambiant
$k_v$	coefficient de masse ajoutée
$\varphi$	flux volumique de particules reprises ou déposées par la bouffée en $m^2/s$
$h_p$	épaisseur de particules disponible pour la reprise en $m$
$\beta$	proportion de $h_p$ effectivement reprise
$B$	nombre de Boussinesq
$Fr_d$	nombre de Froude densimétrique
$Re$	nombre de Reynolds
$Ri$	nombre de Richardson

# Grille de lecture

Cette partie, bien qu'au début du manuscrit, n'a pas de vocation introductive. Elle a pour but de fournir au lecteur un rapide parcours de l'ensemble des travaux présentés ici. Ce parcours suivra linéairement le plan global du manuscrit afin de permettre une facile interaction entre la grille de lecture et le corps du document.

Le premier chapitre permet de fixer le contexte général de l'ensemble de ce travail. Après avoir décrit le phénomène avalancheux dans son ensemble, une analyse plus fine en est proposée. Elle fait ressortir, entre autres, les écoulements de neige en aérosol. C'est de ce type d'écoulement dont il est question dans la suite de ce manuscrit. Une avalanche, au cours de son écoulement, est en interaction avec le milieu immédiatement situé sous elle ; cette interaction est communément appelée reprise. Ce phénomène est décrit dans le premier chapitre en vue d'une analyse plus détaillée dans la suite du travail. Le dernier paragraphe de ce chapitre explique, dans le contexte actuel, l'intérêt complémentaire de la modélisation expérimentale contrôlée en laboratoire, de la modélisation numérique et, bien sûr, de l'étude des avalanches in-situ. Un des enjeux principaux de ce travail est de réaliser expérimentalement, en laboratoire, de la reprise par un écoulement simulant une avalanche de neige en aérosol, dans le but de mieux comprendre et, donc, de mieux modéliser les échanges solides accompagnant l'écoulement d'une avalanche de neige en aérosol.

Le second chapitre reprend un résumé bibliographique de la modélisation des avalanches de neige en aérosol. Pour des raisons de volume fini d'avalanche, la modélisation en courant de gravité est rapidement mise de côté au profit d'une modélisation en bouffée de densité. Une analyse de différentes publications, plus ou moins récentes, traitant de bouffées de gravité comme modélisation des avalanches de neige en aérosol, est proposée.

Au troisième chapitre, le dispositif expérimental et les méthodes de mesure, finalement mises en œuvre, sont présentés. Dans un premier temps, il est question des critères de similitude, nombres adimensionnels à respecter lors de la miniaturisation du processus pour s'assurer

d'une parfaite reproduction des phénomènes physiques. Ils sont au nombre de six : le nombre de Froude densimétrique, le nombre de Reynolds, le nombre de Boussinesq ainsi que les rapports  $\frac{\Delta\rho_p}{\Delta\rho}$  et  $\frac{u_*}{v_s}$  caractérisant les particules et le rapport  $\frac{u_*}{U}$  caractérisant la turbulence.

Le dispositif expérimental et le mode opératoire sont ensuite présentés :

- la cuve, siège des expériences, où sont immergés les différents canaux,
- le premier canal ayant servi de canal exploratoire dans le choix des particules, des bouffées et des méthodes de mesure,
- le second canal, qui fut le siège de l'ensemble des expériences analysées dans ce travail,
- les différents lit d'écoulements, de rugosité différente, ayant été insérés dans le second canal,
- le choix des particules constituant le lit érodable lors des écoulements présentant de la reprise, ainsi que leur mise en œuvre,
- les caractéristiques (composition, taille) et la mise en œuvre des bouffées de densité expérimentales.

Il est alors question des différentes méthodes de mesure retenues pour analyser les expériences au travers de la description du dispositif de prise d'images et de sa calibration, d'une part, et des méthodes de traitement d'images mises en place pour dépouiller les films de bouffées, d'autre part. Ces mesures nous ont permis de quantifier la dynamique de la bouffée en écoulement ainsi que les modifications relatives de la topographie du lit érodable avant et après le passage de la bouffée.

Les résultats bruts, exposés dans ce chapitre, fournissent les ordres de grandeur permettant d'analyser le respect des critères de similitude. Certains n'étant pas respectés, une transposition directe des résultats quantitatifs est impossible. Toutefois, la physique des phénomènes reste globalement la même lors de la miniaturisation ; cela permet de penser à une transposition entre les résultats de laboratoire et la réalité, via un modèle numérique polyvalent permettant de simuler aussi bien les écoulements de laboratoire que les écoulements réels d'avalanches de neige en aérosol.

Au quatrième chapitre, une analyse plus approfondie des résultats obtenus expérimentalement sur des lits d'écoulements non-érodables permet de faire ressortir, dans notre zone d'étude, deux grandeurs caractérisant la dynamique d'une bouffée de gravité en écoulement. Ces deux grandeurs sont la vitesse de front moyenne et le taux de croissance en hauteur. Les variations de ces indicateurs en fonction des conditions expérimentales (rugosité du lit d'écoulement, taille initiale de la bouffée) sont étudiées. Il apparaît que la vitesse de front est une fonction affine de la taille initiale de la bouffée. Sa pente n'est pas influencée par la rugosité du lit mais, par contre, l'ordonnée à l'origine, elle, en dépend. Pour ce qui est du taux de croissance en hauteur, il semble indépendant de la taille initiale de la bouffée ; néanmoins, il dépend

fortement de la rugosité du lit d'écoulement : plus le lit est rugueux, moins le taux de croissance est élevé.

Le cinquième chapitre traite des interactions solides entre bouffée et lit d'écoulement. Une analyse comparative des bouffées réalisées, d'une part, sur lit érodable et, d'autre part, sur lit non-érodable de même rugosité, fait ressortir le fait suivant : la dynamique des bouffées s'écoulant sur lit érodable est supérieure à celle des bouffées s'écoulant sur un lit non-érodable. On mesure un accroissement moyen de 30% sur le taux de croissance en hauteur et une augmentation de 10% de la vitesse de front moyenne.

Il est ensuite question de l'influence du passage d'une bouffée sur la topographie du lit d'écoulement. Il en ressort une spatialisation de l'érosion : sur la partie amont du lit, l'érosion est forte ; plus en aval, elle est moindre et régulière. Cette analyse nous a permis de faire ressortir différentes caractéristiques de l'érosion : l'érosion engendrée par une bouffée est d'autant plus conséquente que la vitesse de la bouffée est grande ; la concentration en particules en son sein influence négativement le pouvoir érosif d'une bouffée.

Une analyse bibliographique des modèles d'érosion proposés pour les avalanches de neige en aérosol nous a permis de constater qu'ils n'expliquent pas nos résultats expérimentaux. Nous avons donc prospecté, dans les domaines du transport solide en hydrologie et du transport de neige par le vent, pour trouver des lois de chargement qui tiennent compte de la concentration en particules dans l'écoulement. À partir de cela, nous proposons une modélisation des échanges solides entre un fluide en écoulement turbulent et le lit de particules au dessus duquel il s'écoule.

Le sixième chapitre reprend les résultats de ce travail au travers d'une approche par la modélisation numérique. Un modèle issu de l'analyse bibliographique du chapitre 2 est mis en place dans un premier temps. Il est conçu pour pouvoir y intégrer une loi d'échange solide complexe. Une analyse rapide du comportement de ce modèle associé à la modélisation de la reprise couramment utilisée est ensuite exposée. Ce modèle numérique est alors confronté aux résultats expérimentaux dans le cadre d'écoulements sans reprise. Il en ressort que le modèle se cale globalement de façon satisfaisante aux résultats expérimentaux. La modélisation des échanges solides entre bouffée et lit d'écoulement présentée au chapitre 5 a alors été intégrée au modèle. Nous avons ainsi obtenu des formes de topographie de lit semblables à celles observées expérimentalement.

Ce travail se termine par une synthèse de l'ensemble des résultats et par la proposition de quelques pistes pouvant être explorées à l'avenir.



# Chapitre 1

## Contexte général

Ce chapitre, à caractère introductif, a pour but de replacer dans leur cadre l'ensemble des études menées au cours de cette thèse. D'abord, les classifications d'avalanches communément admises seront exposées, le phénomène de reprise sera ensuite défini, et enfin, les raisons poussant à étudier les avalanches en laboratoire seront présentées.

### 1.1 Classification des avalanches

Le terme "*avalanche*" date du XVI<sup>e</sup> siècle. Il est issu du mot savoyard "*lavanche*" dont la base latine "*labial*" signifie glissement de terrain ("*lobi*", glisser). Ce terme a laissé de nombreuses traces dans les toponymes des Alpes, bien marquées par ces phénomènes naturels souvent catastrophiques pour l'activité humaine (les Lanches, Sallanche, le Lavancher, ...). Le Robert en fournit la définition suivante : "*Chute d'une masse de neige qui se détache de la montagne et dévale sur un versant en direction de la vallée*". À travers cette définition, apparaissent trois points essentiels sur lesquels je souhaiterai mettre l'accent :

- la constitution "*neige[use]*" d'une avalanche,
- le caractère gravitaire d'une l'avalanche "*en direction de la vallée*" : l'unique facteur moteur d'une avalanche est la gravité,
- et enfin, la rapidité et la dynamique d'un tel phénomène (vitesse supérieure à 1 *m/s*) qui permettent de distinguer une avalanche ("*chute d'une masse de neige qui [...] dévale*") de la reptation du manteau neigeux (cf. fig1.1) : glissement vers l'aval du manteau neigeux à des vitesses lentes (entre 1 *mm/jour* et 10 *m/jour*) suivant l'état de la neige (cohésion, humidité, ...).

Le maintien du manteau neigeux sur des pentes conséquentes en montagne résulte d'un équilibre entre les forces de gravité, qui tendent à faire descendre la neige au fond des vallons, et les forces de cohésion du manteau neigeux, qui la maintiennent en place. Le départ d'une



FIGURE 1.1 – Reptation du manteau neigeux, *Cemagref/Desveau P.*

avalanche peut être vu comme la rupture de cet équilibre, soit par augmentation de la force de gravité due à une surcharge (nouvelle chute de neige, passage d'un skieur, chute d'un sérac, . . .), soit par diminution de la force de cohésion due aux transformations de la neige elle-même (humidification, . . .).

Une classification des avalanches basée sur des critères morphologiques a été proposée par l'UNESCO [UNE81]. Elle sépare trois lieux géographiques liés à l'avalanche :

- la zone de départ où se produit la rupture initiale du manteau neigeux instable et où la neige se met en mouvement ;
- la zone d'écoulement, où la neige peut être mobilisée ou déposée en fonction du relief du site ;
- la zone d'arrêt ou de dépôt, où s'effectuent la décélération et l'arrêt de l'avalanche. C'est dans cette zone que s'amoncellent neige et débris portés par l'avalanche.

Au sein de chaque zone, différents critères sont évalués : le mode de départ, le tracé du parcours ou la rugosité superficielle du dépôt par exemple. Pour chaque critère, des échelles de dénomination et de cotation sont définies.

Cette classification demande de renseigner plus de dix critères pour caractériser une avalanche. Cette complexité ne correspond pas forcément aux besoins des personnes travaillant sur les avalanches. Ainsi, d'autres classifications sont utilisées et diffèrent suivant les critères retenus. Les scientifiques qui s'intéressent à la prédiction des départs d'avalanches (MétéoFrance par exemple [Mét10]) appuient leur classification sur les caractéristiques de la neige dans la zone de départ. Ils séparent les avalanches en trois types :

- les avalanches de neige récente survenant à n'importe quel moment de la journée, pendant ou après une importante chute de neige. Elles purgent les couloirs des fortes accumulations de neige récente.
- les avalanches de plaque qui se produisent généralement lorsque le manteau neigeux a été exposé, avant l'avalanche, à l'action du vent. Dans la zone de départ, le manteau neigeux

se présente sous la forme d'une plaque dure et compacte reposant sur une couche peu dense et non cohésive. La mise en mouvement se fait par cassure de la plaque qui va se morceler et s'écouler, la couche non cohésive faisant office de roulement à billes.

- les avalanches de neige humide qui se produisent généralement en fin de saison et pour lesquelles la mise en mouvement est causée par la perte de cohésion du manteau neigeux due à son humidification.

Les scientifiques qui s'intéressent à l'écoulement des avalanches proposent une autre classification pour les avalanches de neige sèche (neige ne comprenant pas d'eau liquide, c'est-à-dire neige ayant une température négative) :

- Les avalanches de neige dense -ou coulantes- (cf. fig1.2) dans lesquelles les grains de neige (ou agrégats de grains) sont en contact quasi-permanent les uns avec les autres. Comme l'exposent Rognon et al. [RCB<sup>+</sup>07], ce type d'écoulement est laminaire et suit relativement bien les couloirs naturels. Il est caractérisé par une vitesse de 20  $m/s$  à 30  $m/s$  et une faible incorporation d'air qui lui permet de garder une masse volumique forte comprise entre 150  $kg/m^{-3}$  et 450  $kg/m^{-3}$ . Certaines descriptions traitent ces avalanches comme des milieux granulaires (Faug et al.[FNNB04] par exemple).



FIGURE 1.2 – Avalanche de neige dense du Bellacha, *Brossard D.*

- Les avalanches de neige en aérosol qui se présentent comme un écoulement diphasique d'air et de neige en suspension. Elles prennent la forme d'un nuage très turbulent qui dévale la pente sous forme de rouleaux horizontaux (cf fig1.3). Ces avalanches peuvent atteindre 1000  $m$  de long, 500  $m$  de large et 100  $m$  de haut avec une densité comprise entre 2  $kg/m^{-3}$  et 5  $kg/m^{-3}$ . Les vitesses peuvent atteindre 100  $m/s$  et les pressions

exercées sont de l'ordre de  $10 \cdot 10^3 Pa$  à  $50 \cdot 10^3 Pa$  (données proposées par Nishimura et al. [NSKL95]).



FIGURE 1.3 – Avalanche de neige en aérosol, déclenchée par le minage de la corniche sommitale de la pointe du Dard en Vanoise, atteignant la forêt, *Cemagref/Vion C.*

- Les avalanches mixtes composées des deux types d'écoulement précédents qui cohabitent et échangent masse et quantité de mouvement.

Les campagnes de mesure réalisées in-situ en Norvège (couloir du Ryggfonn [NTK89]), au Japon (Kurobe Canyon [NMKI93]) ou plus récemment en Suisse (Vallée de la Sionne [DGA01]) ont montré que la plupart des avalanches de neige sèche sont composées d'une partie dense en contact avec le lit du couloir et d'une partie poudreuse qui recouvre cette dernière (travail de McClung et Schaerer [MS83] par exemple). Ces expériences indiquent qu'il existe une zone de transition entre ces deux couches. Il s'y opère un important échange de masse et de quantité de mouvement. Dans les zones pentues, la partie dense représente le front de l'avalanche et la partie poudreuse est observée derrière le front, tel un panache. Dans les zones de faible pente, la partie dense s'arrête rapidement ; la partie poudreuse la dépasse et parcourt une distance beaucoup plus grande avant de s'arrêter à son tour. L'épaisseur du dépôt d'une avalanche dense varie de  $1 m$  à  $15 m$  ; celui d'une avalanche poudreuse est de l'ordre de  $5 cm$  à  $10 cm$  et est donc peu perceptible.

Au cours de cette thèse, je me suis uniquement consacré à la dynamique en écoulement d'avalanches de neige en aérosol.

## 1.2 Le phénomène de reprise

L'étude des zones de départ et des zones de dépôt permet d'estimer le volume neigeux initial ainsi que le volume neigeux final de l'avalanche. Sovilla dans sa thèse [Sov04] a effectué de

tels bilans de masse sur seize avalanches. Gruber et Bartelt [GB00] ont effectué le même travail sur plusieurs avalanches d'ampleur survenues en Suisse durant l'hiver 1998-1999.

Une analyse de ces bilans prouve, qu'en moyenne, une avalanche multiplie sa masse par quatre au cours de son écoulement [Sov04]. Le phénomène d'incorporation de neige en son sein par une avalanche en écoulement est appelé reprise.

Plusieurs mécanismes de reprise par une avalanche de neige ont été proposés par Gauer et Issler [GI04] : l'érosion par impact, par creusement, par abrasion ou par fluidification. L'analyse des mesures radar réalisées dans la vallée de la Sionne (Suisse) a permis de mettre en évidence uniquement trois de ces modes de reprise : le creusement, l'entraînement par couches (érosion par impact) et l'érosion par friction basale (abrasion).

- Le creusement ou entraînement au niveau du front a lieu lorsque la neige est sèche, légère et sans cohésion. Le flux de neige mobilisé par une telle érosion peut atteindre des valeurs supérieures à  $350 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

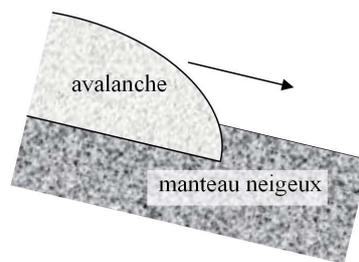


FIGURE 1.4 – Reprise par creusement

- L'entraînement par couches est beaucoup moins commun ; il a lieu lorsque le manteau neigeux présente une structure stratifiée alternant couches de neige sans cohésion et croûtes de regel. Dans ce mode d'entraînement, la friction basale de l'avalanche casse la croûte de regel ; la couche de neige directement en dessous est alors instantanément entraînée au sein de l'avalanche. Le flux de neige mobilisé par une telle érosion peut aussi atteindre des valeurs supérieures à  $350 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .
- L'entraînement par friction basale. Le flux de neige mobilisé par une telle érosion peut seulement atteindre des valeurs de l'ordre de  $10 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Dans le cas des avalanches en aérosol, la reprise est fondamentale pour expliquer la dynamique de l'écoulement car elle augmente la masse et le volume de l'avalanche et compense sa diminution de densité par incorporation d'air. La quantification de ce phénomène permettra de mieux appréhender la dynamique des avalanches. Plusieurs modélisations ont déjà été proposées. On peut citer, par exemple, la modélisation globale (avalanche considérée de façon globale sans distinction de type dense ou aérosol) proposée par Sovilla [SMB07] qui propose un modèle simple d'entraînement orienté vers l'ingénierie. Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77]

proposent un autre modèle simple (hauteur constante de neige reprise au cours de l'écoulement) applicable aux avalanches de neige en aérosol. Eames et al.[EHGD01] proposent une modélisation, plus complexe, applicable aux avalanches de neige en aérosol, inspirée des travaux sur l'hydrologie de Meyer-Peter et Muller [MPM48].

Dans le chapitre 5, nous analyserons ces modélisations et nous proposerons une formulation possible de la reprise par une avalanche de neige en aérosol à partir de résultats expérimentaux de reprise par une bouffée de densité saline.

### 1.3 Des avalanches réelles aux avalanches de laboratoire



FIGURE 1.5 – Dent paravalanche du dispositif de Tacconnaz après l'avalanche de 1999, *Cemagref/Taillandier J.M.*

Les principaux sites naturels équipés pour l'étude d'avalanches sont le couloir du Ryggfonn en Norvège [NTK89], le Kurobe Canyon au Japon [NMKI93], la vallée de la Sionne en Suisse [DGBA00] et le col du Lautaret en France [TBLBR08], [TR08].

Les écoulements avalancheux sont très violents. Pour en avoir une idée, on peut considérer le dispositif paravalanche de Tacconnaz dans la vallée de Chamonix (74). Ce dispositif était constitué, entre autre, de dents déflectrices en béton armé de 1,3 m d'épaisseur. En 1999, il

a été endommagé par une avalanche. La photo, présentée figure 1.5, montre une de ces dents après cet épisode. Elle permet de se rendre compte du potentiel destructeur d'une avalanche.

La mise en place d'un site expérimental demande alors le développement de capteurs dédiés, la mise en œuvre d'un dispositif de déclenchement d'avalanches et l'établissement d'un mode opératoire de déclenchement en accord avec les autorités locales pour garantir la sécurité des opérateurs, des personnes se trouvant au voisinage du site et des infrastructures en place. Le budget annuel de tels sites est donc très important : il est de l'ordre de plusieurs millions d'euros pour le site suisse de la vallée de la Sionne. En outre, le nombre de campagnes productrices de données (déclenchement d'une avalanche d'ampleur) est limité : durant l'hiver 1998-1999, pourtant très producteur d'avalanches (on se souviendra par exemple de l'avalanche meurtrière de Montroc dans la Vallée de Chamonix), le dispositif de la vallée de la Sionne n'a permis de réaliser que trois campagnes.

Ainsi, bien qu'indispensables à l'étude des avalanches, les sites expérimentaux in-situ sont très onéreux et faibles producteurs de données (non répétables).

Pour compléter cette approche, les mécanismes d'écoulement d'avalanches sont étudiés soit en laboratoire, soit sur modèles réduits. Ces expérimentations contrôlées, répétables et productrices de données permettent de mieux appréhender les lois d'écoulement des avalanches. La validation de ces lois est ensuite réalisée à l'aide de simulations numériques permettant de transposer les lois établies aux conditions de terrains et, ainsi, de confronter les lois d'écoulement aux mesures réalisées sur des avalanches réelles.

Au CEMAGREF de Grenoble, pour étudier les lois d'écoulements de la partie dense, des expérimentations d'écoulement de milieux granulaires sont menées [FNNB04]. De plus, pour mieux comprendre les lois d'écoulement de la neige, des expériences contrôlées d'écoulement de neige dans un canal de petite taille (longueur 10 m, largeur 20 cm, profondeur 20 cm) sont réalisées sur le site du col du lac blanc (2200 m d'altitude) à proximité du domaine skiable de l'Alpe d'Huez [BNBO04], [RCB<sup>+</sup>07].

Au cours de ma thèse, j'ai réalisé des écoulements salins en milieu immergé. Nous verrons au chapitre 2 dans quelle mesure ceux-ci m'ont permis de reproduire les écoulements d'avalanche en aérosol et d'étudier quantitativement un phénomène de reprise similaire à celui présent lors d'écoulement d'avalanches.



## Chapitre 2

# Résumé bibliographique de la modélisation des avalanches de neige en aérosol

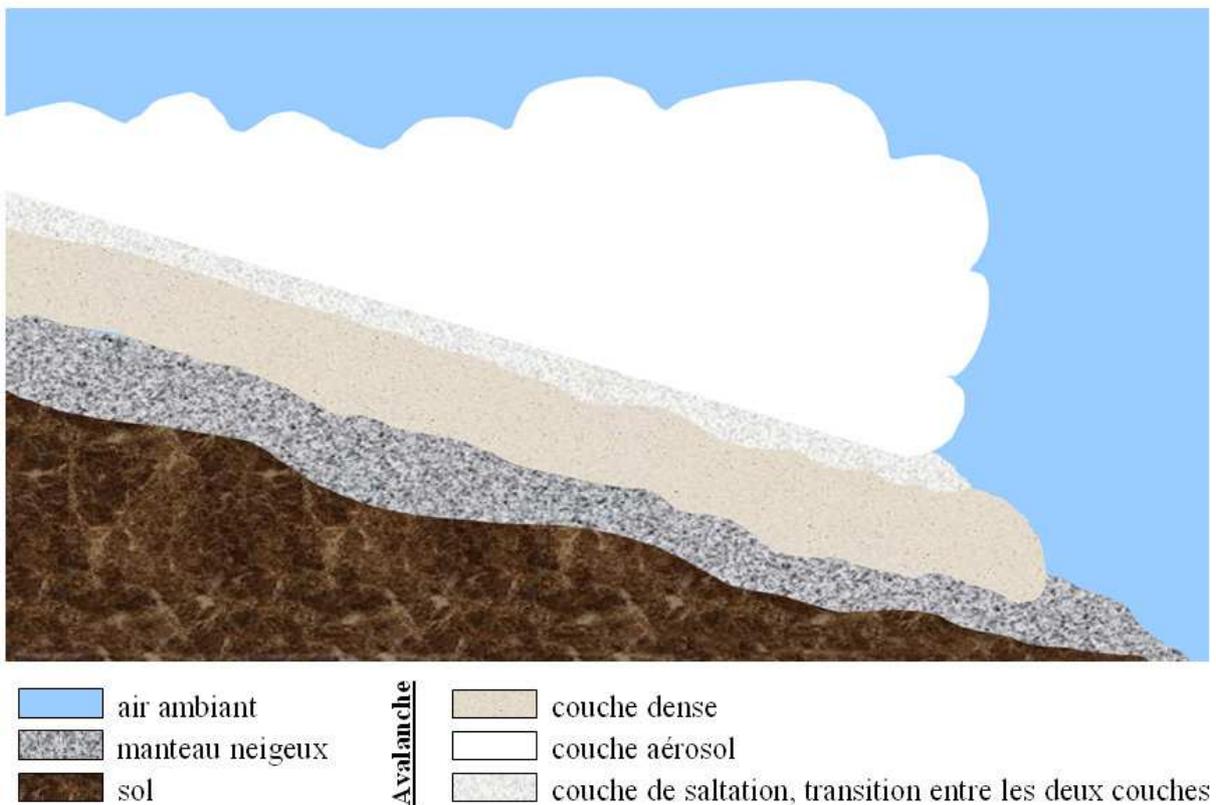


FIGURE 2.1 – Modélisation bicouche des avalanches

Une démarche globale de modélisation de l'écoulement des avalanches est le "*modèle bi-couche*" proposée par Naaim et Gurer [NG98]. L'avalanche y est décrite comme la superposition de deux couches : l'une modélisant la partie dense de l'écoulement, l'autre la partie aérosol. Chacune de ces couches possède sa propre dynamique. Des échanges de masse et de quantité de mouvement sont possibles entre elles.

Dans ce cadre, il est nécessaire d'étudier séparément chaque ingrédient physique constituant le modèle. Ces ingrédients sont ensuite regroupés au sein d'un modèle numérique global qui permet de prendre en compte, au travers d'une modélisation numérique de terrain (MNT), la topographie du site sur lequel s'écoule l'avalanche étudiée. C'est dans ce cadre que s'inscrivent les études menées au cours de cette thèse ; elles ne concerneront que la partie aérosol.

Dans un souci d'isolement des phénomènes physiques à étudier, la modélisation bidimensionnelle a été retenue. Elle consiste à ne considérer que des écoulements invariants selon la direction transverse. Elle permet aussi une simplification significative de la modélisation analytique qui se recentre ainsi sur la compréhension des processus en jeu au niveau des interfaces sol/avalanche et avalanche/fluide ambiant.

Dans ce cadre, il existe deux modélisations distinctes des avalanches de neige en aérosol :

- la modélisation en courant de gravité<sup>1</sup>,
- la modélisation en bouffée de gravité.

Cette partie est consacrée à l'analyse bibliographique de ces différentes modélisations ainsi qu'à la proposition d'un modèle adapté aux écoulements de bouffées de gravité.

## 2.1 Modélisation en courant de gravité

Un courant est un écoulement composé d'un front, d'un corps et d'une queue. Le corps est très long et constitue la seule partie dynamiquement active de l'écoulement. Il alimente le front situé en aval et la queue située en amont. La modélisation expérimentale d'un tel phénomène est obtenue par injection à débit constant de fluide lourd dans un fluide plus léger.

Différents modèles de type courant de gravité ont été réalisés pour expliquer le fonctionnement d'une avalanche en aérosol tels que ceux proposés par Voellmy [Voe55], Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77] ou Parker et al. [PFP86]). Dans sa thèse [Ras02], Rastello détaille hypothèses et limites de chacun de ces modèles. Dans cette même thèse, elle y écarte la modélisation en courant de gravité pour une avalanche purement aérosol pour les raisons suivantes :

- "*Le déclenchement d'une avalanche correspond à la mise en mouvement d'un volume fini de neige.*"

---

1. Un écoulement de gravité correspond à l'écoulement d'un fluide évoluant sous l'action de son propre poids. Lorsque ce fluide est monophasique, on parle d'écoulement de densité. Lorsque ce fluide est une suspension de particules, on parle d'écoulement de turbidité.

- A partir de la formule proposée par Parker [PFP86], "*une estimation de l'érosion du manteau neigeux par le front de l'avalanche permet de montrer que bien avant que le corps du courant arrive, l'intégralité du manteau neigeux a déjà été érodé par le front du courant.*"

Dans ces conditions, le corps du courant de gravité n'est pas alimenté et finit par se regrouper dans le front pour former alors une bouffée de gravité. La modélisation d'une avalanche purement aérosol en courant de gravité n'est donc pas adaptée.

Pour ce qui est de la modélisation de la partie aérosol d'une avalanche mixte, la modélisation de type courant de gravité ne peut être écartée aussi facilement. Toutefois, dans le cadre de cette étude (modélisation expérimentale d'aérosols purs), nous avons choisi de nous placer dans le cadre d'une modélisation de type bouffée de gravité.

## 2.2 Modélisation en bouffée de densité

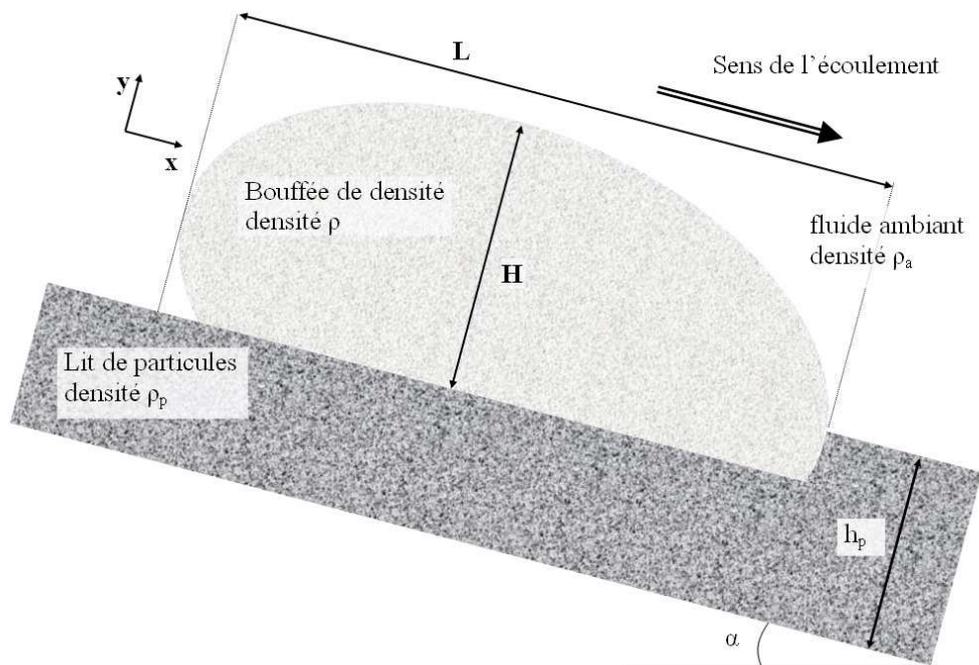


FIGURE 2.2 – Modèle de bouffée de gravité

Une description chronologique de la modélisation des avalanches en aérosol en bouffée de gravité est exposée ci-dessous.

Cette modélisation consiste à considérer l'écoulement du nuage avalancheux, dans son ensemble, au sein d'un fluide ambiant, l'air. De ce fait, cette modélisation est dite globale.

L'hypothèse simplificatrice principale de cette modélisation est l'hypothèse d'autosimilarité, c'est-à-dire que l'on considère que la forme d'une bouffée donnée est la même au cours de l'écoulement. Seule sa taille change. Ainsi, une bouffée est décrite par une de ses dimensions (sa longueur  $L$ , sa hauteur  $H$ , son périmètre  $P$  ou son aire  $A$ ), par sa vitesse (vitesse du centre de gravité  $U$  ou vitesse de front  $U_f$ ) et par sa densité  $\rho$ . Les grandeurs  $L$ ,  $H$ ,  $P$  et  $\sqrt{A}$  sont proportionnelles, les coefficients de proportionnalité - appelés facteurs de forme - étant fixés dans une configuration d'écoulement donnée.

L'air y est modélisé par un fluide ambiant de densité  $\rho_a$ , non stratifié, de profondeur infinie.

Tous les modèles présentés ici se placent dans le cadre suivant : le fluide ambiant de densité  $\rho_a$  est non stratifié et de profondeur infinie ; le relief est modélisé par une pente faisant un angle  $\alpha$  avec l'horizontale. Les équations sont écrites en projection sur l'axe d'écoulement ( $Ox$ ).

La densité des particules sera notée  $\rho_p$ , l'accélération de la pesanteur  $g$ . Les notations  $\Delta\rho$  et  $\Delta\rho_p$  réfèrent respectivement aux grandeurs  $\rho - \rho_a$  et  $\rho_p - \rho_a$ .

## 2.2.1 Approche asymptotique (Hopfinger et Tochon-Danguy - 1977)

Dans leur article [HTD77], Hopfinger et Tochon-Danguy font une analyse asymptotique de la bouffée qu'ils complètent avec des expériences de laboratoire. Une analyse dimensionnelle fournit, pour la vitesse de front asymptotique :

$$U_f \sim \sqrt{\frac{\Delta\rho g \sqrt{A} \sin \alpha}{\rho_a}}. \quad (2.1)$$

La conservation de la masse de la bouffée fournit :

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = \Delta\rho_p \varphi \quad (2.2)$$

avec  $\varphi$  le flux volumique de particules reprises par la bouffée ( $\varphi$  en  $m^2/s$ ). Le modèle choisi pour l'incorporation de la neige reprise par la bouffée est un modèle considérant que la bouffée entraîne une hauteur d'épaisseur constante  $\beta h_p$  ( $h_p$  est l'épaisseur disponible et  $\beta$  une constante comprise entre 0 et 1). Ainsi, pendant un temps  $dt$ , la bouffée avance de  $U_f dt$  et entraîne  $\varphi dt = C_l \beta h_p U_f dt$  avec  $C_l$  la concentration volumique en particule du lit, c'est à dire sa compacité. La modélisation du flux volumique  $\varphi$  est donc donnée par :

$$\varphi = C_l \beta h_p U_f \quad (2.3)$$

A ces équations s'ajoute l'équation d'autosimilarité :

$$A = \zeta_1(\alpha)H^2 \quad (2.4)$$

ainsi que l'équation obtenue expérimentalement pour des bouffées de densité :

$$H = \zeta_2(\alpha)x \quad (2.5)$$

où  $\zeta_1(\alpha)$  et  $\zeta_2(\alpha)$  sont des coefficients de proportionnalité ne dépendant que de la pente d'écoulement.

Les auteurs proposent une étude des comportements asymptotiques de la vitesse de front. Il en ressort que :

- sans reprise, la vitesse de front décroît asymptotiquement comme l'inverse de la racine carrée de la position du front ( $U_f \sim \frac{1}{\sqrt{x}}$ ). Cette conclusion est validée expérimentalement sur des bouffées de densité ;
- avec reprise, la vitesse de front tend vers une valeur limite proportionnelle à  $\sqrt{h_p}$ . Ce résultat n'a pas été validé expérimentalement.

Les principaux points forts de cette modélisation sont :

- la prise en compte de la reprise de neige et l'estimation de son influence sur le comportement asymptotique de la dynamique de la bouffée,
- l'établissement des bases physiques de la modélisation des avalanches en aérosol en bouffée de gravité. Ces bases sont reprises par les modèles développés ultérieurement.

Toutefois, l'expression asymptotique de la vitesse n'est pas suffisante pour l'étude des avalanches car le temps pour atteindre cet état est trop long. Rastello le fait remarquer [Ras02] : *"la plupart des avalanches entraînant de la neige n'atteignent jamais le stade où elles seraient régies par cette loi asymptotique"*.

### **2.2.2 Première modélisation de l'interface entre la bouffée et le fluide ambiant (Kulikovskiy et Sveshnikova - 1977)**

Kulikovskiy et Sveshnikova [KS77] proposent de modéliser une avalanche de neige en aérosol comme une bouffée de forme semi-elliptique dont la taille et la forme sont variables. Les paramètres de modélisations sont donc, la position du centre de gravité, la vitesse moyenne ainsi que les dimensions de la bouffée. Ce modèle est bidimensionnel. Les variations des paramètres de modélisations sont données par quatre équations :

- la variation de volume, égale au volume d'air capturé par l'avalanche (on néglige la variation de volume due aux échanges de particules),

- la variation de la masse, liée à l’entraînement d’air et de particules et aussi à la sédimentation,
- la variation de la quantité de mouvement, liée à l’action de la gravité, à la friction basale, au coefficient de traînée dans l’air ainsi qu’à la sédimentation,
- la variation de l’énergie cinétique interne causée par l’action de la gravité, de gradient de pression d’air (causé par la circulation d’air autour de la bouffée) et à la diffusion interne turbulente.

L’expression de l’incorporation d’air au sein de la bouffée se base sur la théorie des instabilités de Kelvin-Helmoltz. La formulation du taux d’entraînement est alors proposée comme proportionnelle à la vitesse moyenne de la bouffée (nous retrouverons cela dans toutes les modélisations ultérieures) et surtout comme proportionnelle au ratio  $\sqrt{\frac{\rho_a}{\rho}}$ . Ce ratio provient d’une simplification de la théorie des instabilités turbulentes (ratio  $\frac{\sqrt{\rho_a \rho}}{\rho_a + \rho}$ ) dans le cas d’un écoulement non-Boussinesq ( $\rho_a \ll \rho$ ).

L’intérêt principal de cette modélisation est cette formulation du taux d’entraînement d’air comme dépendant de la densité de la bouffée.

### 2.2.3 Modélisation simple de référence (Beghin, Hopfinger et Britter - 1981)

Les résultats publiés par Beghin, Hopfinger et Britter [BHB81] correspondent au modèle décrit dans la thèse de Beghin [Beg79]. Le but de ce modèle est, dans un premier temps, de décrire les bouffées de densité réalisées en laboratoire. Dans un second temps, il a été adapté pour modéliser les avalanches de neige en aérosol. Ils se basent sur les hypothèses suivantes :

- autosimilarité de la bouffée au cours de son écoulement : cette hypothèse suppose qu’au cours de son écoulement ; la bouffée conserve la même forme. Il suffit alors d’un unique paramètre de taille pour déterminer les dimensions de la bouffée, les autres grandeurs s’en déduisant au travers de coefficients de proportionnalité appelés facteurs de forme. Dans la suite de ce manuscrit nous ne conserveront que la grandeur métrique  $\sqrt{A}$  pour décrire la taille de la bouffée. Les grandeurs de longueur, hauteur et périmètre de contact bouffée/fluide ambiant en découlent.
- approximation de Boussinesq : on suppose que  $\frac{\Delta\rho}{\rho_a} \ll 1$ , c’est-à-dire que la différence de densité entre le fluide ambiant et la bouffée est faible par rapport à la densité du fluide ambiant. Ainsi, on négligera les variations de densité dans les termes d’inertie mais on les conservera dans les termes de gravité (poussée d’Archimède). Cette hypothèse est vérifiée dans le cadre des bouffées de laboratoire mais ne l’est pas dans le cadre d’avalanches de neige en aérosol (cf. ordre de grandeur au chapitre 3).

- Il n'y a pas de reprise.
- Le frottement basal de la bouffée est négligé devant le terme de poids de l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

Sous ces conditions, le comportement de la bouffée est déterminé par les trois équations suivantes :

1. Équation de croissance de la bouffée :

$$\frac{dA}{dt} = E(\alpha)U\sqrt{A}. \quad (2.6)$$

Beghin et al. [BHB81] proposent de modéliser l'incorporation de fluide ambiant par une fonction proportionnelle au périmètre de contact bouffée/fluide ambiant d'une part et à la vitesse relative  $U$  d'autre part. Le coefficient de proportionnalité  $E(\alpha)$  est adimensionnel. D'après eux ce coefficient dépend uniquement de la pente ; des expériences en laboratoire permettent de l'estimer.

2. Conservation de la masse de la bouffée :

$$\frac{d\rho A}{dt} = \rho_a E(\alpha)U\sqrt{A}. \quad (2.7)$$

Cette équation devient en utilisant (2.6)

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = 0. \quad (2.8)$$

En d'autres termes, la flottaison de la bouffée est conservée.

3. Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{d(\rho + k_v\rho_a)AU}{dt} = \Delta\rho g A \sin \alpha. \quad (2.9)$$

En utilisant l'approximation de Boussinesq, cette équation devient :

$$\frac{d(1 + k_v)\rho_a AU}{dt} = \Delta\rho g A \sin \alpha. \quad (2.10)$$

Le terme  $k_v$  appelé "terme de masse ajoutée" modélise le fait que, pour déplacer en bloc la bouffée, il faut mettre en mouvement le fluide qui l'entoure.

Ce modèle se résout analytiquement. Les auteurs choisissent d'approcher la bouffée par une demi-ellipse. Cela leur permet d'estimer les facteurs de forme issus de l'hypothèse d'autosimilarité. Ils comparent ensuite les résultats analytiques à des mesures réalisées sur des bouffées

de gravité générées en laboratoire. Ils estiment le paramètre  $E(\alpha)$  ainsi que les taux de grossissement de la hauteur  $H$  et de la longueur  $L$  en fonction de la position de la bouffée.

A partir de ce modèle, un code de calcul a été développé pour la modélisation d'avalanches en aérosol (écoulement ne rentrant pas dans le cadre de l'approximation de Boussinesq). Pour prendre en compte le caractère non-Boussinesq de l'écoulement d'une avalanche de neige en aérosol, ainsi que le frottement basal, l'équation de conservation de la quantité de mouvement est remplacée par l'équation suivante :

$$\frac{d(\rho + k_v \rho_a)AU}{dt} = \Delta \rho g A \sin \alpha - C_d \rho_a U^2 L \quad (2.11)$$

avec  $C_d$  le coefficient de Chézy de frottement basal. Il dépend principalement du nombre de Reynolds.

Beghin et al. [BO91] ont développé ce code, nommé AVAER. Il résout, tronçon par tronçon, les équations posées ci-dessus et est à l'heure actuelle encore utilisé par des experts.

Ce modèle a permis de poser les équations de la modélisation des avalanches en aérosol et est la base de toutes les modélisations d'avalanches en aérosol en bouffées de gravité.

Rastello [Ras02] estime l'ordre de grandeur relatif des termes de droite de l'équation (2.11) dans la phase d'accélération de la bouffée. Elle trouve un rapport  $\frac{\text{Poids}}{\text{Frottement}}$  compris entre 10 et 100. Le terme de frottement peut donc être négligé (ce qui permet de résoudre analytiquement les équations du mouvement de la bouffée ; cela est développé, entre autre, par Rastello [Ras02]).

## 2.2.4 Généralisation du modèle précédent par intégration de l'évolution de la turbulence (Fukushima et Parker - 1990)

Le modèle proposé par Fukushima et Parker [FP90] est une généralisation des modèles précédents. Ils proposent un modèle global à quatre équations en ajoutant une équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente. Il permet de modéliser le frottement basal ainsi que le frottement de l'air ambiant, d'une part, et le processus de reprise et de dépôt de particules, d'autre part.

Pour cela, les auteurs se placent aussi dans l'hypothèse d'autosimilarité. Ils proposent les équations suivantes en notant  $C$  la concentration volumique en particules dans la bouffée,  $v_s$  la vitesse limite de sédimentation des particules dans le fluide ambiant,  $K$  l'énergie cinétique turbulente de la bouffée,  $\varepsilon$  son taux de dissipation et  $\zeta_H$  l'ordonnée du centre de gravité de la bouffée. Pour les équations de croissance de la bouffée et de conservation de la masse, ils reprennent la formulation proposée par Beghin en négligeant la variation de volume de la bouffée due à l'incorporation de particules devant celle provenant de l'incorporation de fluide

ambiant :

$$\frac{dA}{dt} = E(\alpha)U\sqrt{A} \quad (2.12)$$

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = \Delta\rho_p\varphi. \quad (2.13)$$

L'originalité de ce modèle réside dans la modélisation de  $\varphi$ . En s'appuyant sur le travail de Akiyama et Fukushima [AF85], ils proposent :

$$\varphi = v_s L(e_s - c_b \cos \alpha) \quad (2.14)$$

avec  $e_s$  un coefficient adimensionnel d'entraînement de particules dans la bouffée et  $c_b$  la concentration volumique en particules au niveau de l'interface sol/bouffée (sans dimension).

Cette équation met en compétition la sédimentation (terme  $c_b V v_s \cos \alpha$ ) et la reprise (terme  $e_s v_s$ ) au travers de l'interface sol-bouffée de longueur caractéristique  $L$ . Les auteurs proposent une formulation du terme de reprise  $e_s$  en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $K$ .

L'équation de la quantité de mouvement qu'ils proposent est :

$$\frac{d(\rho + k_v \rho_a)AU}{dt} = \Delta\rho Ag \sin \alpha - \tau_s P - \tau_b L. \quad (2.15)$$

Cette équation a la particularité de mettre en évidence le frottement basal de la bouffée  $\tau_b$  ainsi que son frottement avec le fluide ambiant  $\tau_s$ . Les auteurs relient aussi  $\tau_b$  et  $\tau_s$  à l'intensité de la turbulence, c'est-à-dire à  $K$  par les relations :

$$\begin{aligned} \tau_b &= \rho_b u_*^2 = \lambda \rho_b K \\ \tau_s &= \rho_s u_*^2 = \lambda \rho_s K \end{aligned}$$

avec  $\rho_b$  et  $\rho_s$  les densités au niveau des zones de frottement et  $\lambda$  une constante ici choisie égale à 0.1.

Pour fermer le modèle, ils proposent l'équation de variation de l'énergie cinétique turbulente suivante (en appelant  $C$  la concentration volumique en particule et  $\zeta_H$  l'ordonnée du centre de gravité) :

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho + k_v \rho_a)AK}{dt} &= U(\tau_s P + \tau_b L) + \frac{1}{2}\rho_a U^2 \left( (1 + k_v)E(\alpha)UP + \frac{\Delta\rho_p}{\rho_a}\varphi \right) - \\ &\quad - \varepsilon - \Delta\rho_p C g v_s A - \frac{\Delta\rho_p}{\rho_a} \rho g \zeta_H \left( \frac{1}{2}CE(\alpha)UP + \varphi \right) \cos \alpha \end{aligned} \quad (2.16)$$

avec :

- ◇  $U(\tau_s P + \tau_b L)$  : création d'énergie cinétique turbulente par frottement,

- ◇  $\frac{1}{2}\rho_a U^2 \left( (1 + k_v)E(\alpha)UP + \frac{\Delta\rho_p}{\rho_a}\varphi \right)$  : gain d'énergie turbulente issu de la perte d'énergie de l'écoulement moyen. Cette perte est due à l'accélération du fluide ambiant et des particules incorporées (le second terme devient une perte si  $\varphi < 0$ ),
- ◇  $\varepsilon$  : dissipation due à la viscosité,
- ◇  $\Delta\rho_p C g v_s A$  : besoin d'utiliser de l'énergie pour maintenir les particules en suspension (contrer l'effet de la sédimentation des particules),
- ◇  $\frac{\Delta\rho_p}{\rho_a} \rho g \zeta_H \left( \frac{1}{2}CE(\alpha)UP + \varphi \right) \cos \alpha$  : perte d'énergie due à l'incorporation. En effet, il faut fournir de l'énergie pour accélérer le fluide ambiant ainsi que les particules incorporées (de la même façon que ci dessus, le second terme devient un gain dans le cas de sédimentation  $\varphi < 0$ ).

Le point fort de ce modèle très complet est de prendre en compte beaucoup de phénomènes physiques. Sa principale qualité est de mettre en évidence les rétroactions du phénomène érosion-dépôt sur la dynamique de la bouffée.

Toutefois, la prise en compte de tant de phénomènes physiques met en œuvre beaucoup de paramètres difficilement estimables ce qui relativise la fiabilité du modèle.

Il est regrettable que les auteurs n'aient pas poussé leur analyse en terme de turbulence au niveau de la couche de mélange bouffée/fluide ambiant car cela aurait peut-être permis d'améliorer la modélisation de l'incorporation du fluide ambiant dans la bouffée. Au lieu de cela, Fukushima et Parker proposent deux modélisations distinctes de cette interface :

- Ils reprennent la modélisation de l'incorporation du fluide ambiant proposé par Beghin dans l'équation de croissance de la bouffée.
- Ils modélisent le frottement  $\tau_s$  au niveau de cette interface en termes de turbulence.

## 2.2.5 Évolution du modèle Beghin et al. [BHB81] au niveau de la formulation des échanges entre la bouffée et le fluide ambiant

Pour palier les imprécisions du modèle Beghin et al., Rastello et Hopfinger [RH04], Ancey [Anc03], [Anc04] ou Turnbull et al. [TMA07] ont formalisé des évolutions des modèles Kulikovskiy, Sveshnikova et Beghin et al. basées sur les mêmes équations, sans cependant rentrer dans la complexité du modèle Fukushima et Parker. Ils prennent en compte le caractère Boussinesq ou non-Boussinesq de l'écoulement et modélisent la reprise de la même façon que Hopfinger et Tochon-Danguy.

Les modélisations, proposées par Rastello et Hopfinger d'une part et Ancey d'autre part, sont sensiblement les mêmes. Elles se basent sur les hypothèses suivantes :

- autosimilarité de la bouffée au cours de son écoulement,
- la variation de volume de la bouffée due à l'incorporation de particules est négligée devant celle provenant de l'incorporation de fluide ambiant.

Les équations qu'ils proposent sont très proches de celles proposées par Beghin et al. :

Croissance de la bouffée :

$$\frac{dA}{dt} = EU\sqrt{A}. \quad (2.17)$$

Conservation de la masse de la bouffée :

$$\frac{d\rho A}{dt} = \rho_a EU\sqrt{A} + \rho_p \varphi \quad (2.18)$$

En utilisant (2.17) et l'expression de  $\varphi$  proposée par Hopfinger et Tochon-Danguy (2.3) et en faisant l'hypothèse que  $U \sim U_f$  (hypothèse qui sera justifiée au chapitre 4) cette équation devient :

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = C_l \Delta\rho_p \beta h_p U. \quad (2.19)$$

Conservation de la quantité de mouvement de la bouffée en négligeant le terme de frottement basal pour les raisons expliqués en fin de paragraphe 2.2.3 :

$$\frac{d(\rho + k_v \rho_a)AU}{dt} = \Delta\rho g A \sin \alpha. \quad (2.20)$$

La principale différence entre les formulations Rastello et Hopfinger [RH04] et Ancy [Anc04] réside comme nous le verrons dans la formulation du taux d'incorporation  $E$ .

### **Le modèle Rastello-Hopfinger**

Rastello et Hopfinger [RH04] conservent, comme le propose Beghin et al., le fait que le taux d'incorporation  $E$  ne dépend que de l'angle de la pente d'écoulement  $\alpha$ .

Ils décrivent alors  $E(\alpha)$  à partir de données expérimentales obtenues dans un cadre Boussinesq ( $\frac{\Delta\rho}{\rho_a} \ll 1$ ). Pour cela, ils mesurent expérimentalement les taux de croissance  $\frac{dH}{dx_f}$  et  $\frac{dL}{dx_f}$  de la bouffée. Ils relient ensuite le taux d'incorporation à ces taux de croissance au travers d'une équation issue de l'équation de croissance de la bouffée et de paramètres de forme de la bouffée. Cette formulation est alors validée en reproduisant de façon satisfaisante aussi bien des bouffées expérimentales que l'avalanche du 25 février 1999 réalisée sur le site expérimental de la vallée de la Sionne.

### **Le modèle Ancy**

En s'appuyant sur des études concernant les instabilités dues au cisaillement à l'interface entre deux couches de densités différentes (jets, panaches, courant) (études proposées par Turner [Tur86], Fernando [Fer91] ou Strang et Fernando [SF01]), Ancy propose pour le taux

d'incorporation  $E$  une fonction dépendante du nombre de Richardson  $Ri$ , où

$$Ri = \frac{\Delta\rho}{\rho_a} g \frac{H \cos \alpha}{U^2}. \quad (2.21)$$

Cette présentation tient simultanément compte de la dépendance de  $E$  en  $\frac{\Delta\rho}{\rho}$  (modèle KS) et en  $\alpha$  (modèle Beghin et al.). C'est pourquoi cette modélisation est communément appelée modèle KSB (Kulikovskiy, Sveshnikova, Beghin). Il remarque que, dans le cas Boussinesq sans incorporation de particules, cette approche rejoint celle de Beghin et al. ou Rastello et Hopfinger. Il propose donc l'expression suivante pour  $E$  :

$$E(Ri) = \begin{cases} e^{-\lambda Ri^2} & \text{si } Ri \leq 1 \\ \frac{e^{-\lambda}}{Ri} & \text{si } Ri > 1 \end{cases} \quad \text{avec } \lambda = 1.6. \quad (2.22)$$

Cette formulation est conforme à ses données expérimentales, à celle de Beghin et al. [BHB81], à celle de Rastello et Hopfinger [RH04] ainsi qu'aux mesures in-situ de vitesse et de taille de Dufour et al. [DGBA00].

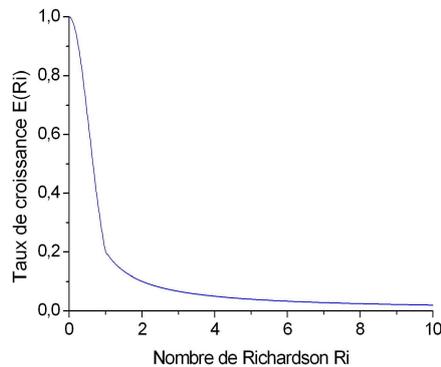


FIGURE 2.3 – Taux de croissance  $E$  fonction du nombre de Richardson  $Ri$

### Le modèle Turnbull et al.

Dans les modèles présentés ci-dessus, la variation de volume de la bouffée due à l'incorporation de particules est négligée devant celle provenant de l'incorporation de fluide ambiant. Dans leur article [TMA07], Turnbull et al. proposent une simulation d'avalanche à partir d'un modèle de type KSB s'appuyant sur cette hypothèse. Ils obtiennent ainsi des densités d'avalanche inimaginables pour une avalanche de neige en aérosol, supérieure à la densité de la glace. Ils imputent cette erreur de modélisation à la non prise en compte de la variation de vo-

lume de la bouffée due à l'incorporation de particules. Ils proposent alors un modèle modifié où l'équation 2.17 est remplacée par l'équation :

$$\frac{dA}{dt} = EU\sqrt{A} + \varphi. \quad (2.23)$$

Le modèle ainsi corrigé propose alors des densités plausibles pour les avalanches modélisées. Ils valident ensuite leur modèle en simulant quatre avalanches réalisées sur le site expérimental de la vallée de la Sionne entre 1999 et 2005.



## Chapitre 3

# Dispositif expérimental et méthodes de mesure

L'essentiel du travail mené au cours de cette thèse fut la mise en place de l'expérimentation décrite dans ce chapitre. Le but de celle-ci est la réalisation de reprise de particules par une bouffée de densité, dans l'objectif de mieux comprendre les phénomènes régissant la reprise par une avalanche de neige en aérosol.

Pour cela, le CEMAGREF dispose d'un bassin expérimental ayant servi, entre autre, pour les expériences réalisées par Beghin et al. [BO91] et Rastello [Ras02]. Il permet la modélisation d'avalanches de neige en aérosol par des bouffées de gravité. Ces dernières sont réalisées soit par mise en suspension de particules (bouffées de turbidité), soit par dissolution de sel (bouffées de densité).

Dans ce chapitre, est décrite la démarche suivie lors de la mise en place de l'expérimentation. Il y est question, dans un premier temps, des contraintes imposées lors de la miniaturisation pour conserver les similitudes avec les avalanches, du dispositif expérimental ensuite, et enfin des méthodes de mesures. Des résultats bruts ainsi qu'un rapide retour sur les critères de similitude seront présentés en fin de chapitre.

### 3.1 Critères de similitude ou modélisation en laboratoire d'un phénomène naturel

La miniaturisation en laboratoire d'un phénomène naturel nécessite le respect de facteurs d'échelle, appelés critères de similitude. Ils sont issus de l'analyse dimensionnelle du phénomène étudié (pour plus d'informations sur cette approche, on pourra par exemple se reporter à Huerre [Hue98], ou à Iverson et al. [ILD04]).

L'analyse dimensionnelle proposée ici pour les avalanches de neige en aérosol est présentée ci-dessous. Pour une modélisation de type KSB similaire à celles présentées en fin du chapitre 2, les grandeurs explicatives du phénomène sont :

- $U$  : la vitesse du centre de gravité de la bouffée, en  $m.s^{-1}$
- $u_*$  : la vitesse turbulente caractérisant l'agitation turbulente de la bouffée, en  $m.s^{-1}$
- $v_s$  : la vitesse finale de sédimentation des particules dans le fluide ambiant, en  $m.s^{-1}$
- $\nu$  : la viscosité cinématique du fluide ambiant, en  $m^2.s^{-1}$
- $\rho_a$  : la densité du fluide ambiant, en  $kg.m^{-3}$
- $\rho$  : la densité moyenne de la bouffée, en  $kg.m^{-3}$  (on utilisera  $\Delta\rho = \rho - \rho_a$ )
- $\rho_p$  : la densité des particules, en  $kg.m^{-3}$  (on utilisera  $\Delta\rho_p = \rho_p - \rho_a$ )
- $g$  : l'accélération de la pesanteur, en  $m.s^{-2}$
- $H$  : la hauteur de la bouffée, en  $m$  (la hauteur suffit à décrire la bouffée, car nous nous sommes placés dans l'hypothèse d'autosimilarité de la bouffée au cours de son écoulement)

Nous avons ici neuf grandeurs explicatives du phénomène, pour trois dimensions physiques fondamentales : la masse (kg), la distance (m) et le temps (s). Le théorème de Vaschy-Buckingham assure donc que l'on peut décrire la physique du phénomène que nous étudions au travers de six critères adimensionnels indépendants. Ces critères sont appelés critères de similitude. Il en découle que si lors de la miniaturisation en laboratoire, les six critères sont conservés il est alors justifié de transposer tous les résultats expérimentaux quantitatifs aux phénomènes réels et réciproquement.

Nous proposons ici les critères de similitude suivants :

#### **Le nombre de Froude densimétrique :**

$$Fr_d = \frac{U}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_a} g H}} \quad (3.1)$$

Il caractérise l'importance relative des forces de gravité par rapport aux forces d'inertie au sein de l'écoulement.

#### **Le nombre de Reynolds :**

$$Re = \frac{UH}{\nu} \quad (3.2)$$

Il caractérise l'importance relative de la dissipation visqueuse par rapport à la convection au sein de l'écoulement. Il exprime la présence de turbulence.

**Le nombre de Boussinesq :**

$$B = \frac{\Delta\rho}{\rho_a} \quad (3.3)$$

Il caractérise l'importance relative de l'insertion de volume de fluide ambiant au sein de l'avalanche.

**Le rapport**

$$\frac{\Delta\rho_p}{\Delta\rho} \quad (3.4)$$

Il caractérise l'importance de l'insertion de volume de particules au sein de l'avalanche.

**Le rapport**

$$\frac{u_*}{v_s} \quad (3.5)$$

Il caractérise l'importance relative sur les particules en suspension de la force de portance issue du brassage turbulent, par rapport à la gravité. En effet, la force de portance  $P_T$  issue du brassage turbulent s'écrit comme une force de traînée visqueuse subie par une particule immergée dans un fluide de vitesse relative  $u_*$  :  $P_T = \frac{1}{2}\rho_a C_X S_p u_*^2$  où  $C_X$  est le coefficient de traînée aérodynamique de la particule et  $S_p$  sa surface frontale. La force de gravité, agissant sur une particule de volume  $\Omega_p$ , s'écrit  $G = g\Omega_p\Delta\rho_p$ . En outre, la vitesse finale de sédimentation s'obtient en compensant la force de traînée visqueuse de sédimentation par le poids de la particule :  $\frac{1}{2}\rho_a C_X S_p v_s^2 = g\Omega_p\Delta\rho_p$ .

Ainsi :

$$\frac{u_*^2}{v_s^2} = \frac{\frac{1}{2}\rho_a C_X S_p u_*^2}{\frac{1}{2}\rho_a C_X S_p v_s^2} = \frac{\frac{1}{2}\rho_a C_X S_p u_*^2}{g\Omega_p\Delta\rho_p} = \frac{P_T}{G}$$

Le rapport  $\frac{u_*}{v_s}$  caractérise bien la compétition entre la sédimentation et la portance issue du brassage turbulent c'est-à-dire la capacité de l'écoulement à maintenir des particules en suspension en son sein.

**Le rapport**

$$\frac{u_*}{U} \quad (3.6)$$

Il caractérise, comme le nombre de Reynolds  $Re$ , le développement de la turbulence.

Ces nombres sont indépendants, c'est-à-dire que l'on ne peut en estimer un par combinaison multiplicative des autres. Comme nous l'avons présenté ci-dessus, la conservation de ces

six critères assure une parfaite similitude lors du passage de l'étude des avalanches de neige en aérosol à celle des bouffées de densité en laboratoire. Elle permet ainsi une transposition quantitative des résultats.

Malheureusement, comme nous le verrons en fin de chapitre, la conservation de ces grandeurs lors du changement d'échelle est impossible. Une transposition quantitative, des résultats obtenus en laboratoire aux avalanches réelles, est donc impossible. Toutefois, une approche qualitative des phénomènes est tout de même possible car les processus physiques contrôlant ces deux types d'écoulement sont sensiblement les mêmes. La transposition en vue de résultats quantifiés nécessite alors l'emploi de l'outil informatique (modélisation numérique) qui, lui, peut reproduire à partir des mêmes loi physiques aussi bien les bouffées de laboratoire que les avalanches réelles.

## 3.2 Le dispositif expérimental

### 3.2.1 L'environnement expérimental : la cuve et les canaux

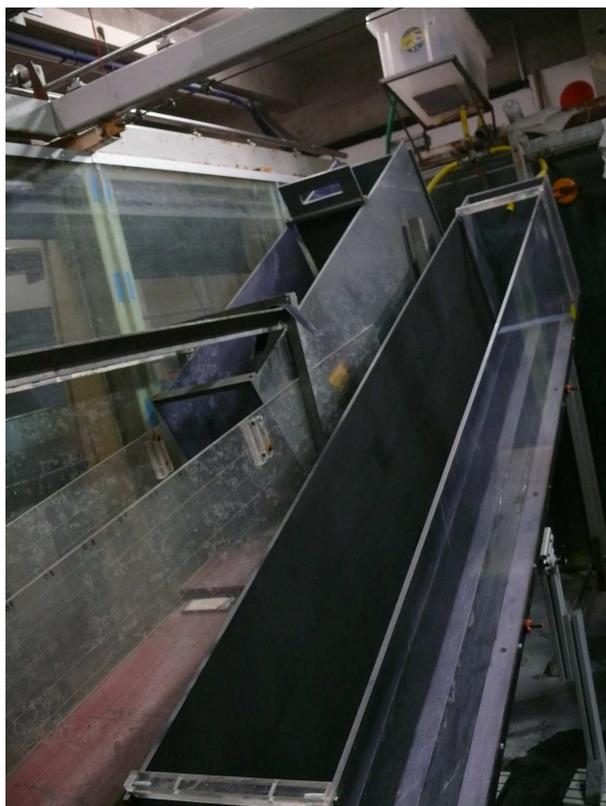


FIGURE 3.1 – Vue globale du dispositif expérimental

Le principe de modélisation des avalanches de neige en aérosol utilisé par le CEMAGREF est le suivant : l'avalanche est modélisée par un écoulement de fluide lourd ( $\rho > 1$ ) correspondant à l'avalanche dans de l'eau claire correspondant à l'air ambiant. Pour cela, nous disposons d'une cuve vitrée de  $20\text{ m}^3$  ( $2,5\text{ m} \times 4\text{ m} \times 2\text{ m}$ ) que nous remplissons d'eau claire. Nous pouvons y réaliser, par lâcher de fluide lourd, des écoulements dits tridimensionnels s'écoulant sur des surfaces, ou des écoulements dits bidimensionnels réalisés dans des canaux et pour lesquels nous supposons une invariance transverse de l'expérience. Au cours de nos travaux, des écoulements de ce second type ont été réalisés. Pour cela, deux canaux différents ont été construits. Leurs caractéristiques sont détaillées ci-dessous :



FIGURE 3.2 – Premier canal

### **Le premier canal (fig3.2) :**

Nous avons d'abord mis en place ce premier canal dans le but principal de réaliser de la mise en suspension de particules au passage de la bouffée. Pour cela, le canal est composé de deux parties distinctes :

- La partie amont longue de  $1\text{ m}$  et large de  $28\text{ cm}$  (côté droit de la photo de la figure 3.2). Elle sert à accélérer la bouffée et à lui conférer une dynamique suffisante pour que l'érosion soit ensuite possible. Pour cela, nous lui avons donné une pente de  $27^\circ$  et avons laissé le fond du canal lisse. En amont de cette partie, se situe le réservoir dans lequel est introduite la bouffée initiale. Le lâcher de la bouffée s'effectue par ouverture brusque de la vanne constituant la face aval du réservoir.
- La partie aval longue de  $1,5\text{ m}$  et large de  $30\text{ cm}$ . C'est la zone d'étude : les particules constituant le lit érodable peuvent y être déposées. Pour cela, nous lui avons donné une pente plus faible ( $10^\circ$ ) ainsi qu'un fond rugueux, réalisé par collage de papier abrasif, pour que les particules puissent y tenir au repos. Les parois latérales de cette section ont été réalisées en plexiglas pour pouvoir filmer l'expérience depuis le côté.

La rupture de pente est adoucie par l'ajout d'une fine tôle courbée.

Ce canal nous a permis de mener une étude préliminaire concernant le dimensionnement de l'expérimentation - choix de configurations initiales de bouffées, choix des particules - permettant de conserver un maximum de critères de similitude tout en réalisant de la reprise. Il nous a aussi permis de tester diverses méthodes de mesure et d'en écarter certaines qui se sont avérées inadaptées. Toutefois, la rupture de pente située au milieu du canal agit sur la bouffée, en introduisant plusieurs discontinuités (pente, rugosité). Il est alors impossible d'estimer correctement les conditions d'entrée dans la zone d'étude. De plus, nous n'avons pas réussi à évaluer

l'influence de cette rupture de pente et surtout la portée aval des perturbations de l'écoulement des bouffées qu'elle engendre.

Les études menées dans ce canal ont cependant permis de mettre en évidence le fait suivant : la dynamique de la bouffée est largement suffisante pour mettre en suspension les particules (même les plus petites bouffées érodent le lit de particules). D'autre part, nous avons mesuré un angle de tas, dans l'eau, des particules utilisées de l'ordre de  $25^\circ$ .

Nous avons donc choisi, après cette étude préliminaire, de mettre en place un second canal, de dimensions similaires, mais de pente constante. Ainsi, nous pourrions étudier, d'une part, la reprise par les bouffées et, d'autre part, l'influence de la nature du lit (rugosité, érodabilité) sur la dynamique des bouffées. L'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit se rapporte à des expériences réalisées dans le second canal dont les caractéristiques sont présentées ci-dessous.

### **Le second canal (fig3.3 et 3.4)**

Ce second canal est donc un canal de pente constante ( $20^\circ$ ), de  $30\text{ cm}$  de large sur  $2,5\text{ m}$  de long. Sa partie amont comporte une vanne guillotine délimitant un réservoir dans lequel est stockée la bouffée initiale avant l'écoulement ; l'ouverture rapide de cette vanne libère la bouffée. La rive droite du canal est constituée de PVC opaque peint en noir mat. La rive gauche, elle, est réalisée en plexiglas transparent. De cette façon, une prise de vue depuis la rive gauche est possible.

Le fond du canal est modifiable. Nous pouvons y adapter, au choix, plusieurs fonds différents : un fond lisse en PVC, un fond constitué de particules de PMMA collées, des fonds constitués de billes de verre collées ou un fond recouvert de papier abrasif. C'est sur ce dernier fond que sont déposées les particules de PMMA lors des expériences réalisées sur fond érodable.



FIGURE 3.3 – Second canal. L'image est tournée de  $10^\circ$  par rapport à l'horizontal pour aligner le fond du canal aux bords de l'image

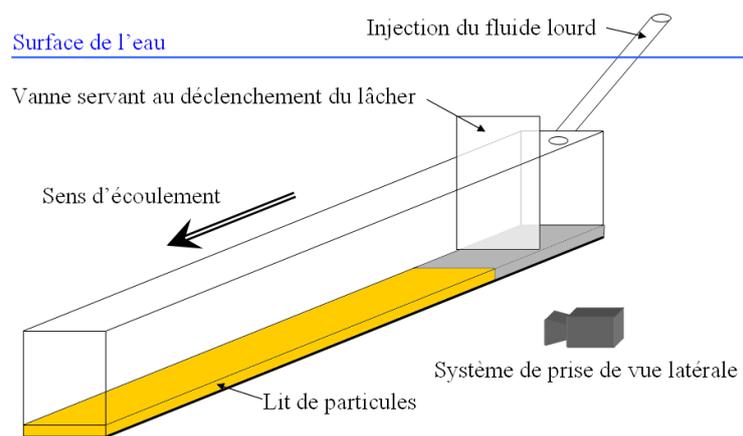


FIGURE 3.4 – Schéma descriptif du dispositif expérimental

### 3.2.2 Le lit d'écoulement

Les campagnes réalisées sur les différents lits d'écoulement sont listées dans le tableau 3.1. Les types de rugosité correspondent aux différents lits d'écoulements ; le nombre de lâchers proposés dans le tableau indique le nombre de lâchers réalisés dans une configuration de lit d'écoulement donné, pour chacun des huit volumes initiaux ayant été réalisés ; la taille de rugosité est la taille des particules constituant la rugosité - ce point est détaillé dans le paragraphe 4.2.1.

Type de rugosité	sigle	érodabilité	taille de rugosité	nombre de lâchers
PVC lisse	Li	Non		5
Papier abrasif 60 grains par $cm^2$	P60	Non		15
Particules de PMMA collées	PMMA-NE	Non		5
Billes de verres collées de façon compacte	V0.1	Non	0.1 mm	8
	V0.2	Non	0.2 mm	
	V0.5	Non	0.5 mm	
	V1.1	Non	1.1 mm	
	V2	Non	2 mm	
	V4	Non	4 mm	
	V10	Non	10 mm	
Tube de PVC collés transversalement au canal	T10	Non	10 mm	8
Lit de particules de PMMA	PMMA-E	Oui		(*)

TABLE 3.1 – Caractéristiques des différents campagnes menées dans le second canal.

#### Le lit de particules

**Choix des particules :** Un des objectifs de cette thèse est de réaliser expérimentalement de la reprise par un écoulement de gravité. Pour cela, le choix des particules à utiliser est primordial : il faut que celles-ci soient assez légères pour être emportées lors du passage de la bouffée tout en étant assez pesantes pour couler dans le fluide ambiant et se déposer au fond du canal. Plus les particules seront lourdes, plus elles seront faciles à mettre en place au fond du canal ; plus elles seront légères, plus il sera facile de les emporter avec une bouffée de gravité.

Lors d'essais préliminaires, nous avons testé de multiples particules présentes dans les différents laboratoires du CEMAGREF de Grenoble pour cibler celles qui conviendraient le mieux. Les billes de PVC sont difficilement immergeables, les billes de verre et le sable trop lourds et ne sont, de fait, pas repris par les bouffées. En revanche, les particules de sciure d'épicéa et les particules issues du concassage de tiges de maïs semblaient convenir. Ces particules ont aussi

été écartées par la suite car, immergées, elles ont tendance à se déliter. Ce phénomène pollue l'eau de la cuve de façon très rapide .

Nous avons ensuite eu accès à des particules de PMMA (Polyméthacrylate de méthylamine). Ce sont ces particules que nous avons finalement retenues pour nos expériences.

**Caractéristiques des particules de PMMA :** Les particules de PMMA, de densité 1,19, ont une granulométrie présentée figure 3.6 avec un diamètre médian  $d_{50} = 470 \mu m$ . Nous avons donc estimé leur vitesse finale de chute dans l'eau comme étant de l'ordre de  $v_s = 1,9 \text{ cm.s}^{-1}$  (hypothèse de particules rondes de même taille et de même densité sédimentant dans l'eau).

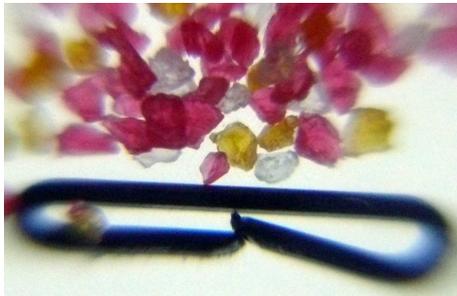


FIGURE 3.5 – Particules de PMMA mises en présence d'une agrafe, l'épaisseur du fil constituant l'agrafe est de  $0,3 \text{ mm}$

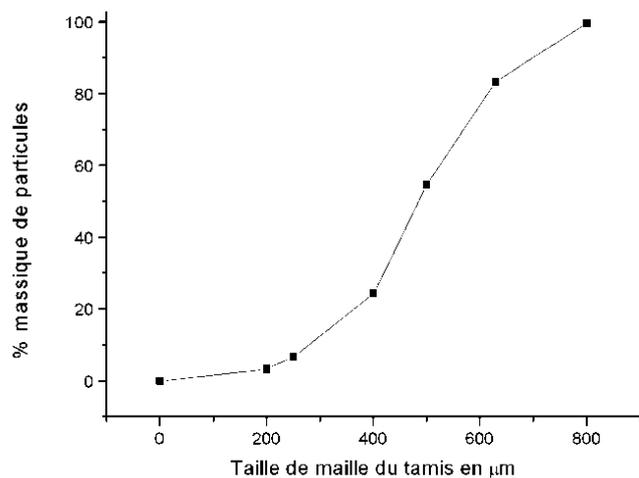


FIGURE 3.6 – Granulométrie des particules de PMMA

**Mise en place des particules :** Le but du mode opératoire décrit ci-dessous est d'obtenir, à partir de particules de PMMA sèches livrées par le fournisseur, un lit uniforme de particules, d'une épaisseur donnée, au fond du canal immergé. Cette opération se déroule en trois étapes : la préparation initiale, l'immersion et enfin la répartition.

Avant d'utiliser les particules, il est nécessaire de leur faire subir une immersion préliminaire, afin de les nettoyer de toutes les poussières résiduelles issues de leur fabrication et les libérer de l'électricité statique qui a tendance à former des amas de particules.

Ensuite, pour les immerger au fond du canal (sous plus d'un mètre d'eau), nous utilisons le dispositif présenté figure 3.7. Ce dispositif n'est, ni plus ni moins, qu'un gros tuyau (d'environ  $10 \text{ cm}$  de diamètre) surmonté d'un entonnoir.



FIGURE 3.7 – Entonnoir à particules



FIGURE 3.8 – Lit de particules avant lissage

Après avoir déposé les particules grâce à l'entonnoir, on obtient, au fond du canal, un lit de particules très mouvementé composé de divers tas de particules et de trous (figure 3.8). Pour mieux répartir les particules nous avons réalisé le dispositif de lissage présenté figure 3.9. Il est composé d'un chariot mobile qui vient rouler sur la partie haute des rives du canal. Sous ce chariot se trouvent deux pâles préalablement réglées à l'épaisseur de lit souhaitée. Par des allées et venues de ce chariot au dessus du lit, nous étêtons les bosses et remplissons les creux du lit pour obtenir un lit quasiment uniforme, de l'épaisseur souhaitée (figure 3.10).

### 3.2.3 La création de la bouffée

#### La composition de la bouffée

Nous avons vu, en introduction de ce chapitre, que deux types de bouffées de gravité sont réalisables :

- Les bouffées de turbidité, pour lesquelles la densité initiale est créée par mise en suspension de particules lourdes dans le fluide ambiant ;
- Les bouffées de densité, pour lesquelles cette densité est obtenue par la présence d'un fluide de densité supérieure à celle du fluide ambiant.

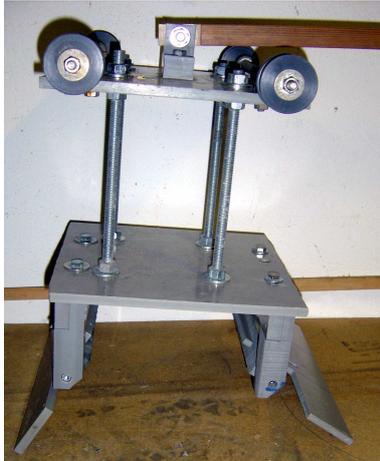


FIGURE 3.9 – Chariot de lissage du lit de particules

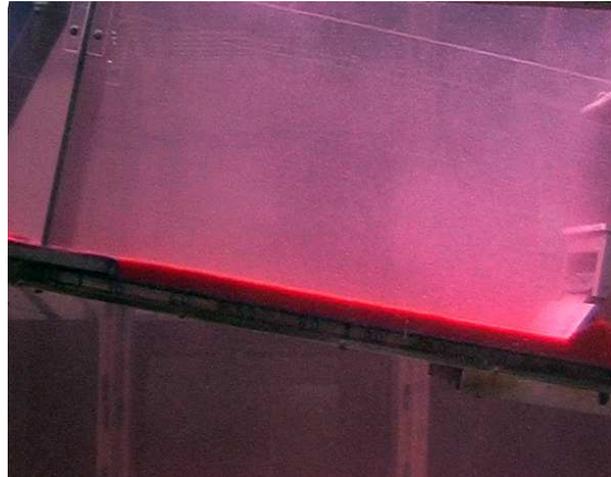


FIGURE 3.10 – Lit de particules après lissage

Une fois réalisé, un fluide lourd (dissolution de sel dans de l'eau par exemple) n'a pas besoin d'être entretenu. A l'inverse, une suspension demande un entretien permanent pour contrer la sédimentation des particules. C'est pour cette raison que nous avons choisi d'utiliser des bouffées de densité.

Ces bouffées de densité sont réalisées à l'aide d'une solution saline s'écoulant dans de l'eau claire. Pour faciliter la mise en oeuvre, cette solution est saturée en sel. Ainsi la densité initiale  $\rho_0$  du mélange injecté vaut  $1,2 \pm 0,001$ . La visualisation de l'écoulement a été améliorée par ajout d'un colorant à la solution saline. Nous avons choisi la fluorescéine car elle peut être décolorée ensuite par l'adjonction d'eau de Javel. Cela permet de multiplier les expériences avant de changer le fluide ambiant. La quantité d'eau saline utilisée à chaque expérience étant très faible (4 litres au plus) devant la taille de la cuve (20 000 litres) l'évolution de la densité du fluide ambiant au cours des expériences a été négligée.



FIGURE 3.11 – Exemple de bouffée

## La mise en œuvre

**L'alimentation en fluide lourd :** Les expériences menées dans la cuve sont assez peu répétables, c'est à dire que deux expériences réalisées dans des conditions expérimentales identiques donnent des résultats relativement différents. Il est donc nécessaire, pour faire ressortir des tendances fiables, de multiplier le nombre d'expériences réalisées dans les mêmes conditions. Nous avons donc choisi de préparer le fluide lourd en grande quantité pour pouvoir effectuer successivement plusieurs bouffées. Le système d'alimentation en fluide lourd mis en place est représenté figure 3.12.

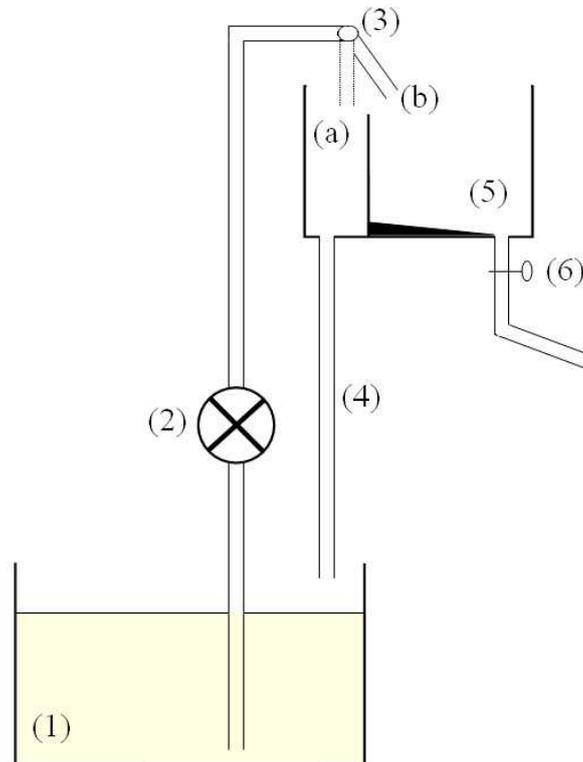


FIGURE 3.12 – Système d'alimentation en fluide lourd

Le fluide lourd est préparé dans une cuve réservoir d'environ 100 L (1) ; une pompe (2) entraîne en permanence du fluide lourd vers le sélecteur d'alimentation (3). Au niveau de ce sélecteur, nous pouvons choisir de renvoyer le fluide dans la cuve réservoir (4) -position a- ou de l'orienter vers un petit bac (5) -position b-. Ce dernier est un bac de contenance le volume souhaité (nous verrons ci-dessous comment nous faisons varier cette contenance).

Pour obtenir un volume donné de fluide lourd il suffit de placer le sélecteur sur la position b ; le bac se remplit. Une fois plein, le fluide supplémentaire est renvoyé par débordement vers le circuit de retour à la cuve réservoir via (4). On place alors le sélecteur d'alimentation sur la

position a pour arrêter d'alimenter le bac en fluide lourd. Le petit bac (5) est donc rempli. Une vanne (6) permet ensuite de faire s'écouler le fluide lourd, ainsi sélectionné, vers le réservoir immergé situé en amont du canal où l'on veut réaliser l'écoulement.

**La sélection du volume :** A partir des essais préliminaires réalisés dans le premier canal, nous avons choisi d'injecter des bouffées de volume initial variant entre 2 L et 4 L. Le sélecteur de volume initial est le petit bac (5) cité précédemment. C'est un bac de contenance 4 L (volume initial maximal) dans lequel nous pouvons placer des plaques de PVC pour en réduire le volume utile. Ainsi, nous pouvons choisir entre huit volumes initiaux de bouffée  $V_0$ , uniformément répartis entre 2 L et 4 L (cf. Tab 3.2).

**Remarque sur le système d'injection :** Le réservoir situé en amont du canal, dans lequel est déversé le volume de fluide lourd choisi, est immergé. Lors de l'introduction du fluide lourd dans ce réservoir, il s'opère une forte dilution par mélange avec le fluide ambiant. Le volume initial réel ainsi que la densité initiale réelle de la bouffée sont donc inconnus. Toutefois, la quantité  $(\rho_0 - \rho_a)V_0$  est connue. Nous considérerons donc que les conditions initiales des bouffées sont caractérisées par leur énergie potentielle libérée lors de l'écoulement :

$$E_p = (\rho_0 - \rho_a) g V_0 L_c \sin \alpha \quad (3.7)$$

où  $L_c$  est la longueur du canal et  $\alpha$  sa pente.

Dans le second canal, cette énergie varie selon les conditions initiales entre 3,3 J et 6,8 J (cf. Tab3.2).

Numéro des cales disposées dans le sélecteur	Aucune	4	1	1,4	1,2	1,2,4	1,2,3	1,2,3,4
Volume correspondant, en L	4,04	3,74	3,41	3,12	2,78	2,57	2,23	1,97
Énergie potentielle correspondante, en J	6,78	6,27	5,72	5,23	4,66	4,31	3,74	3,30

TABLE 3.2 – Caractéristiques initiales des bouffées (Valeurs données à 2% près)

### 3.3 Les méthodes de mesure

#### 3.3.1 Méthodes de mesure des caractéristiques de la bouffée au cours de son écoulement

##### But de la mesure

Pour pouvoir évaluer les caractéristiques de la bouffée de densité au cours de son écoulement, nous avons mis en place la méthode détaillée ci-après. Son but est d'obtenir, de façon simple et ne demandant qu'un minimum d'interventions de l'utilisateur, la forme de la bouffée (hauteur, longueur, aire transverse), ainsi que sa position (position du front, position du centre de gravité) au cours de son écoulement. Pour cela nous avons retenu une méthode par traitement d'images qui permet d'obtenir tous ces paramètres. L'écoulement de la bouffée de densité est filmé depuis le côté à l'aide de caméras numériques CCD. Le traitement des films permet d'obtenir ensuite les informations souhaitées.

##### Dispositif expérimental et mode opératoire

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 3.13 :

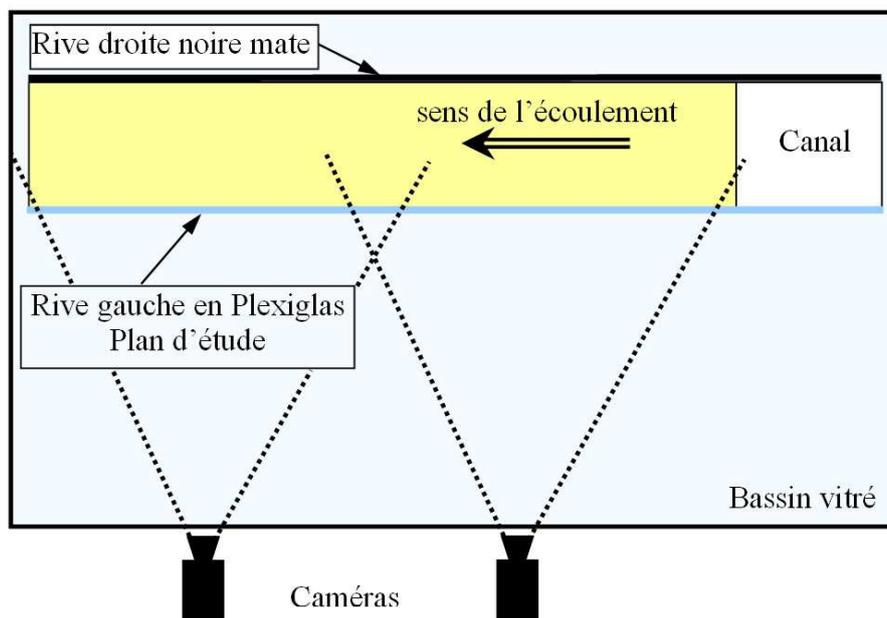


FIGURE 3.13 – Vue de dessus du placement du dispositif de prise de vue.

Les caméras sont placées de façon à observer une bouffée bidimensionnelle, c'est-à-dire qu'elles sont orientées selon l'axe transverse au canal. Pour leur positionnement, nous dispo-



FIGURE 3.14 – Mire de positionnement de la caméra.

sons sur le bord du canal de deux mires telles que celle présentée figure 3.14. Une caméra est bien placée lorsque, à l'image, on ne distingue plus la face latérale du petit cylindre de la mire.

La caméra est alors pivotée autour de son axe optique pour qu'à l'image, le fond du canal apparaisse horizontal. Les caméras sont aussi réglées en hauteur de manière à ce que le fond du canal se projette au centre de l'image.

Nous obtenons ainsi des films de l'écoulement des bouffées dans le canal. Ces films sont traités image par image. Une image typique obtenue grâce à ce dispositif est présentée figure 3.15.

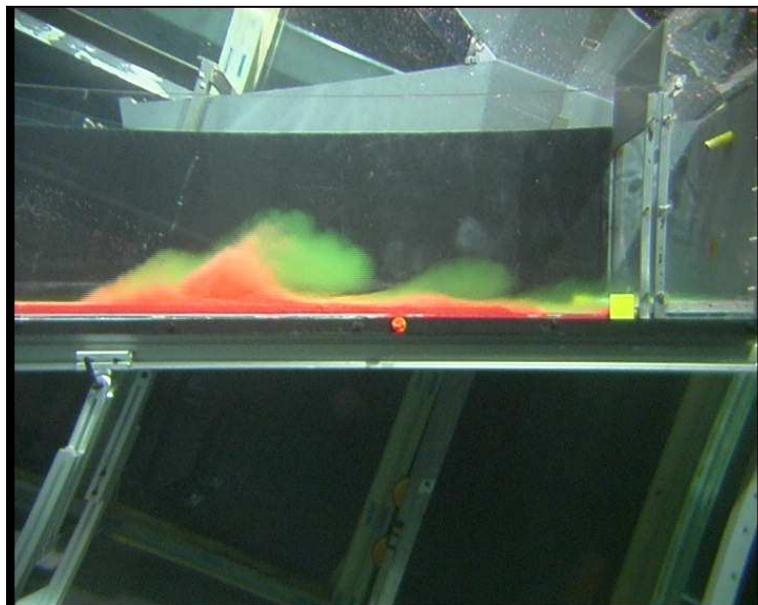


FIGURE 3.15 – Image typique obtenue

## Traitement des images

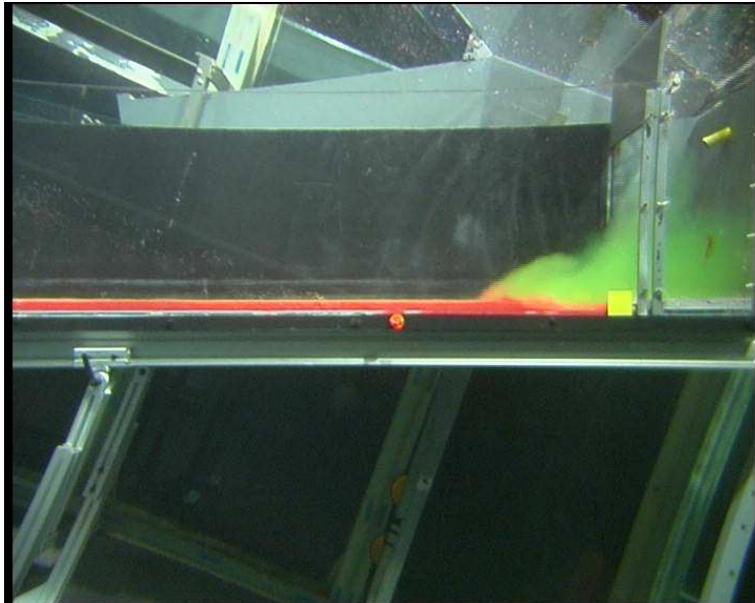


FIGURE 3.16 – Image de référence au départ de la bouffée

### Obtention des données brutes à partir des films :

Chaque film est découpé en une succession d'images (à raison de 25 images par seconde de film). La première image du film (cf. figure 3.16) est mise de côté, elle sert de référence pour l'état du canal au départ de la bouffée.

Pour toutes les autres images (par exemple l'image 3.15), nous procédons de la façon suivante (cf. figure. 3.17 et 3.18) :

- de l'image couleur (Rouge/Vert/Bleu) nous ne conservons que les composantes rouge et verte : on obtient deux images, R et V en niveaux de gris.
- on crée deux nouvelles images en retranchant aux images R et V respectivement les composantes rouge et verte de l'image de référence sans bouffée.
- Chaque image (R/V) ainsi obtenue est alors seuillée (avec de seuils différents choisis empiriquement au préalable) de façon à faire ressortir la bouffée en blanc sur fond noir.
- Ces deux images binaires sont combinées par opération logique "ou" pixel à pixel pour obtenir une nouvelle image. La partie issue du traitement de la composante rouge permet de faire ressortir la partie de la bouffée chargée en particules (couleur rouge des particules) ; celle issue de la composante verte permet de faire ressortir le reste de la bouffée. A ce stade, il reste encore beaucoup d'autres taches parasites.

- Nous détectons alors l'ensemble des composantes connexes blanches de l'image et nous ne conservons que celle de plus grande aire : c'est la bouffée.

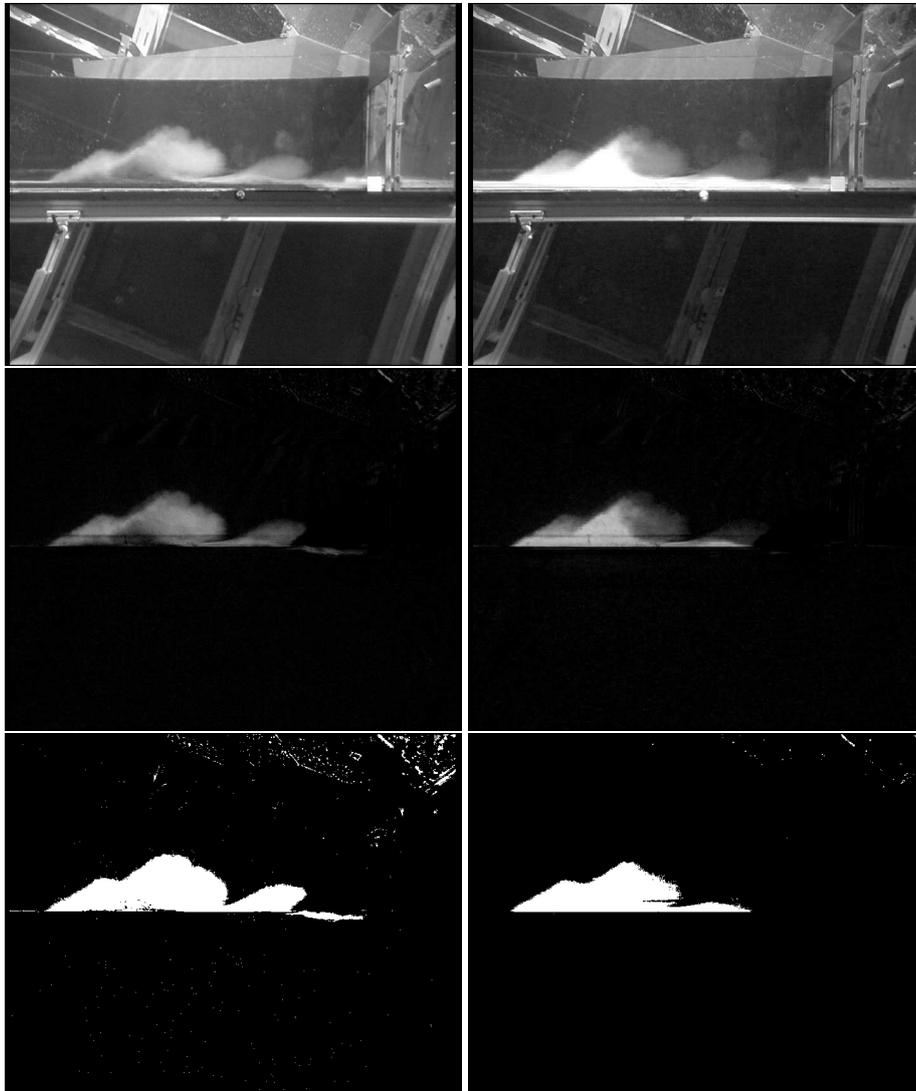


FIGURE 3.17 – Traitement des images pour détecter la bouffée. De haut en bas, à gauche la composant verte, à droite la rouge : (1) composantes de l'image initiale, (2) images après soustraction des composantes respectives de l'image la référence, (3) image après seuillage

Ainsi, la bouffée est différenciée du reste. Nous mesurons alors ces caractéristiques : position du centre géométrique, aire, "BoundingBox" (i.e. la position et la dimension du plus petit rectangle de côtés parallèles aux bordures de l'image contenant la bouffée). A partir de ces données, nous avons accès, pour chaque image, à la position du front, à celle du centre géométrique, à l'aire, à la hauteur ainsi qu'à l'allongement de la bouffée.

Lors de ce traitement subsiste un problème majeur : la détection intermittente de la queue

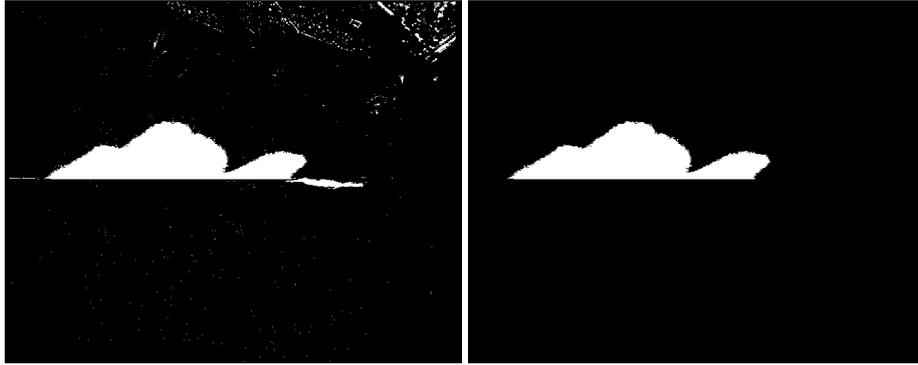


FIGURE 3.18 – Traitement des images pour détecter la bouffée. A gauche, après regroupement des deux composantes (2) à droite, détection du plus grand objet connexe : la bouffée

de la bouffée. Sur certaines images, elle est détectée comme reliée à la bouffée, sur d'autre elle en est séparée ; elle n'est donc pas prise en compte dans les mesures de longueur, de centre géométrique ... Les grandeurs de longueur, surface, position du centre géométrique en sont affectées, c'est pour cela que nous ne conservons de ce traitement que la position du front ainsi que la hauteur de la bouffée sur chaque image.

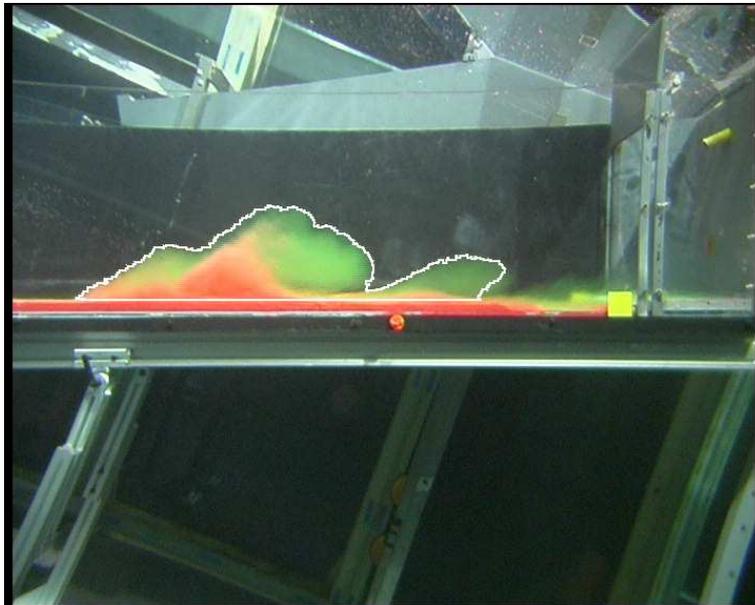


FIGURE 3.19 – Résultat de détection de la bouffée à partir de l'image 3.15, le trait blanc correspond au contour de la bouffée détectée.

## Calibration des caméras, lien entre le nombre de pixels mesurés et les grandeurs réelles

Pour effectuer la calibration des caméras, nous avons choisi de négliger les distorsions non linéaires de l'image liées aux optiques des caméras. Nous avons donc considéré que chaque point de l'espace tridimensionnel fait son empreinte sur le capteur sensible (CCD) à l'intersection de celui-ci et de la droite reliant ce point et le centre optique de la caméra. Chaque plan parallèle au capteur sensible (CCD) y est donc représenté de façon homothétique. De cette façon, la taille réelle d'un objet situé dans un plan parallèle au capteur sensible (CCD) et sa taille mesurée en pixels sont reliées par un coefficient de proportionnalité qui ne dépend que de l'éloignement du plan dans lequel se situe l'objet par rapport au capteur sensible. Nous avons choisi comme plan d'étude la rive gauche du canal. Le coefficient de proportionnalité a été mesuré à l'aide d'une calibration basique : un objet de taille connue est placé dans le plan d'étude, son image pixélisée est mesurée ; le coefficient est déterminé en faisant le rapport de la taille réelle de l'objet sur celle mesurée en pixels sur l'image.

De cette façon, nous obtenons une mesure de la taille des objets mesurés à l'aide des caméras.

## Traitement des données ainsi obtenues

Par analyse d'images, nous obtenons les courbes représentant la position du front ( $x_f(t)$ ) ainsi que la hauteur de la bouffée ( $H(t)$ ), au cours du temps (cf.fig.3.20). Pour être en accord avec le modèle développé au chapitre 6, on préférera tracer la hauteur de la bouffée comme fonction de la position du front ( $H(x_f)$ , cf. fig.3.21).

A partir de l'évolution de la position du front au cours du temps, nous pouvons théoriquement déterminer la vitesse de front à chaque instant. Cependant, s'il est mené sans précautions, ce calcul engendre beaucoup de bruit numérique du fait du caractère discret des mesures. La formule locale classique est :

$$V_i = \frac{x_{i+1} - x_i}{t_{i+1} - t_i}. \quad (3.8)$$

En considérant la mesure temporelle exacte (dans notre cas, elle est cadencée au niveau de la prise de vue par la caméra) et une précision  $\Delta x$  sur la mesure spatiale, ce calcul entraîne une erreur sur la vitesse de l'ordre de  $\Delta V = \frac{2\Delta x}{t_{i+1} - t_i}$ .

Dans notre cas,  $\Delta x \sim 1 \text{ pixel} = 2,5 \text{ mm}$  et  $t_{i+1} - t_i = \frac{1}{25} \text{ s}$ . D'où  $\Delta V \sim 0,125 \text{ m.s}^{-1}$  pour une vitesse  $v \sim 0,3 \text{ m.s}^{-1}$ . On obtient ainsi :

$$\frac{\Delta V}{V} \sim 42\%$$

Il est donc nécessaire d'améliorer la méthode de calcul de la vitesse à partir des données dis-

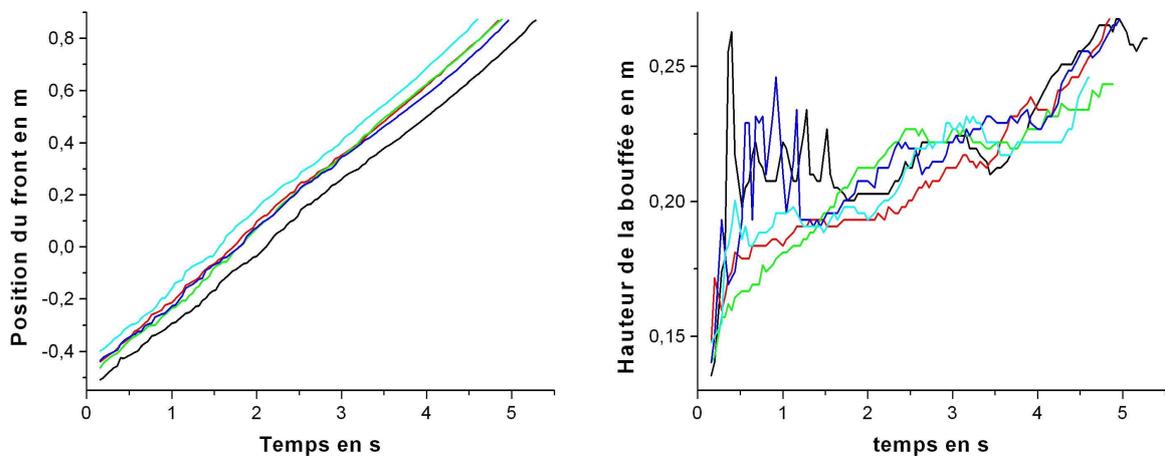


FIGURE 3.20 – Résultats bruts du traitement d’image : à gauche la position du front à droite la hauteur, en fonction du temps. L’origine temporelle est arbitraire et différente pour chacune des bouffées (décalage des courbes). Le zéro de la position du front est choisi au niveau de la mire de positionnement de la caméra (fig.3.14).

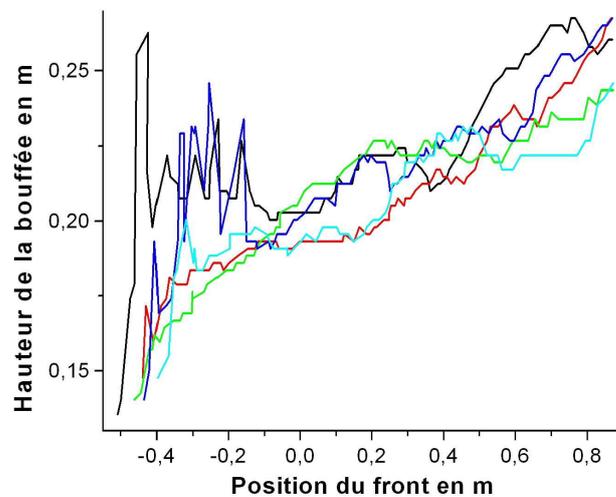


FIGURE 3.21 – Évolution de la hauteur d’une bouffée en fonction de la position de son front.

crêtes. En m’inspirant d’une méthode proposée Press et al. [PVTf92] j’ai mis en place le traitement suivant :

- un nombre de points  $n$  ainsi qu’un degré de polynôme  $deg$  sont fixés préalablement,
- sur  $n$  points centrés autour du point de calcul on fait passer, via une approximation des moindres carrés, un polynôme de degré  $deg$ ,

- la vitesse approchée au point de calcul est la dérivée de ce polynôme calculée au point de calcul.

L'intérêt majeur de cette méthode est que, lorsque le pas de temps entre les mesures est régulier, le calcul des vitesses se résume à une convolution par un noyau calculé à partir de  $n$ ,  $deg$  et du pas de temps.

Nous avons choisi  $deg = 1$  et  $n = 51$  car la forme des courbes  $x_f(t)$  est très linéaire. Une comparaison des résultats obtenus à l'aide de ces deux méthodes est proposée figure 3.22. L'apport de la méthode développée ci-dessus est incontestable. Ce traitement engendre par construction des effets de bord : les  $n/2$  premiers et derniers points de mesure ne sont pas traités, ils ne servent qu'au traitement de leurs voisins. Cela engendrent une sévère limitation de la zone de mesure.

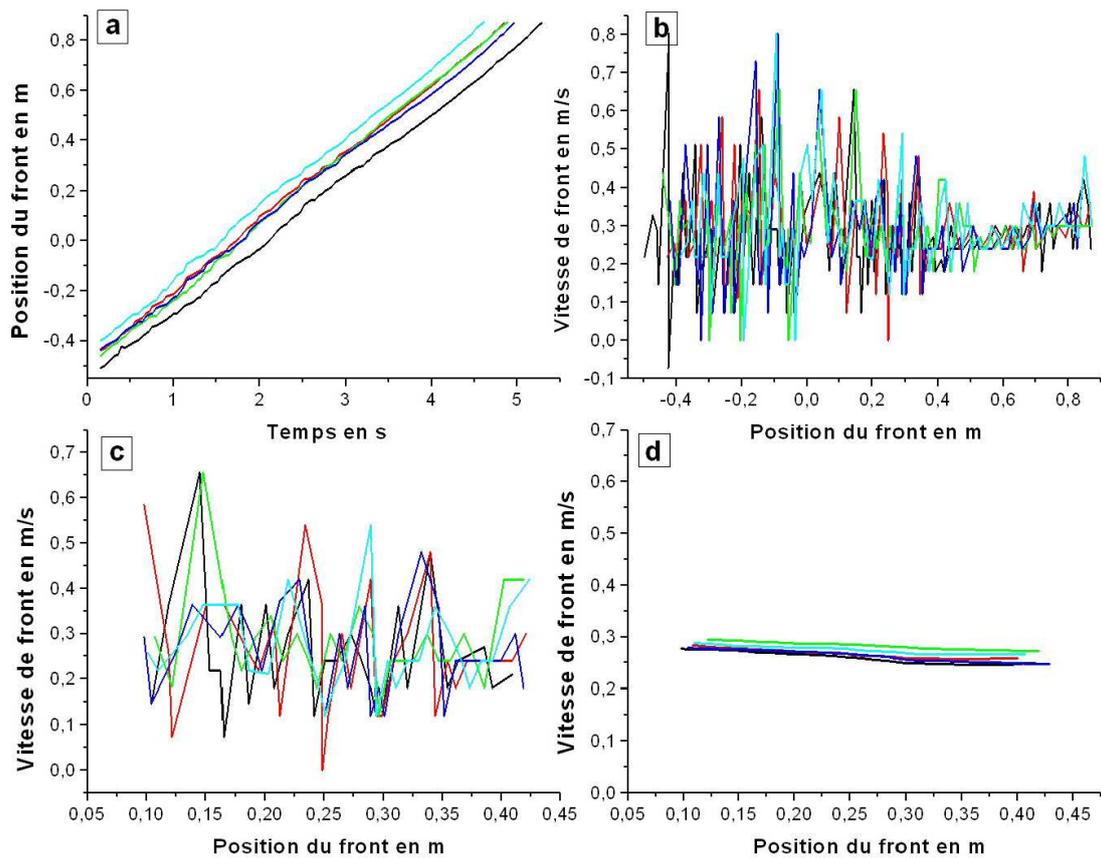


FIGURE 3.22 – Comparaison des méthodes de calcul de la vitesse à partir de données discrètes. Les différentes courbes représentent différents lâchers réalisés dans les mêmes conditions initiales. a) Évolution de la position du front en fonction du temps, mesurée par traitement d’images. b) Calcul de la vitesse de front à partir de ces données à l’aide de la formule 3.8. c) Limitation de b) aux abscisses où la seconde méthode fournit des résultats. d) Résultats fournis par la seconde méthode, qui a été retenue.

### 3.3.2 Estimation de la topographie du lit

Pour évaluer le pouvoir érosif de la bouffée au cours de son écoulement, il est nécessaire d'étudier la forme du lit de particules avant et après le passage de chaque bouffée. En utilisant les images initiales et finales des films pris dans le cadre de la méthode de mesure expliquée ci-dessus, il est possible de repérer la topographie du lit de particules de la façon suivante :

#### Traitement des images

A partir d'une image (par exemple celle présentée figure 3.23 ) :

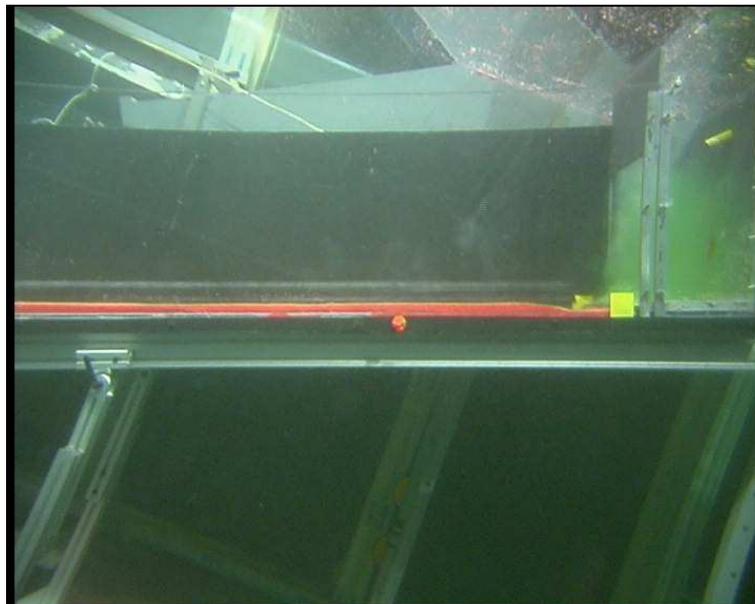


FIGURE 3.23 – Image typique à partir de laquelle on détecte la hauteur de lit

- on réduit la zone d'étude pour ne conserver que la zone de dépôt de particules,
- on atténue les ombres dues aux différentes conditions d'éclairage. Les images sont ainsi plus homogènes.
- Sur chacune des trois couleurs (Rouge - Vert - Bleu) de l'image, on effectue un rehaussement des contours en remplaçant la fonction bidimensionnelle  $f(i, j)$ , pour  $(i, j)$  décrivant l'ensemble des pixels de l'image par  $g(i, j) = f(i, j) - \lambda f''(i, j)$  avec  $\lambda$  fixé. La double dérivation est obtenue par deux convolutions successives par le noyau de Sobel  $S$

ne tenant compte que des variations verticales

$$S = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix}$$

$$F'' = (F \otimes S) \otimes S$$

Nous avons choisi  $\lambda = 3$  pour le bon fonctionnement de l'algorithme sur nos images. En regroupant les trois couleurs, nous obtenons une nouvelle image couleur.

- Cette image est alors transformée en niveaux de gris puis seuillée. Deux zones noires apparaissent sur les côtés des images. Elles servent à masquer des effets de bords apparus lors de la double convolution par le noyau de Sobel.
- Sur l'image seuillée, nous repérons la composante connexe la plus longue et d'aire assez grande. C'est la ligne recherchée.
- Cette ligne est amincie pour ne faire qu'un pixel d'épaisseur ("skeletonise").
- On demande à l'utilisateur si le traitement lui convient. Si oui, la ligne est conservée ; sinon, elle est retraitée grâce à des ajustements manuels.

### Traitement des données ainsi obtenues

Nous obtenons ainsi le bilan érosion-sédimentation de chaque bouffée, en chaque point du lit de particules. La précision de ces mesures est très médiocre. En effet, les prises de vue sont effectuées de loin, si bien qu'un pixel correspond à une taille de  $2\text{ mm}$  en réalité. Nous mesurons donc des hauteurs comprises entre  $0$  et  $2\text{ cm}$  avec une précision de  $2\text{ mm}$  (cette erreur peut vite correspondre à  $50\%$  voire  $100\%$  de la hauteur mesurée !).

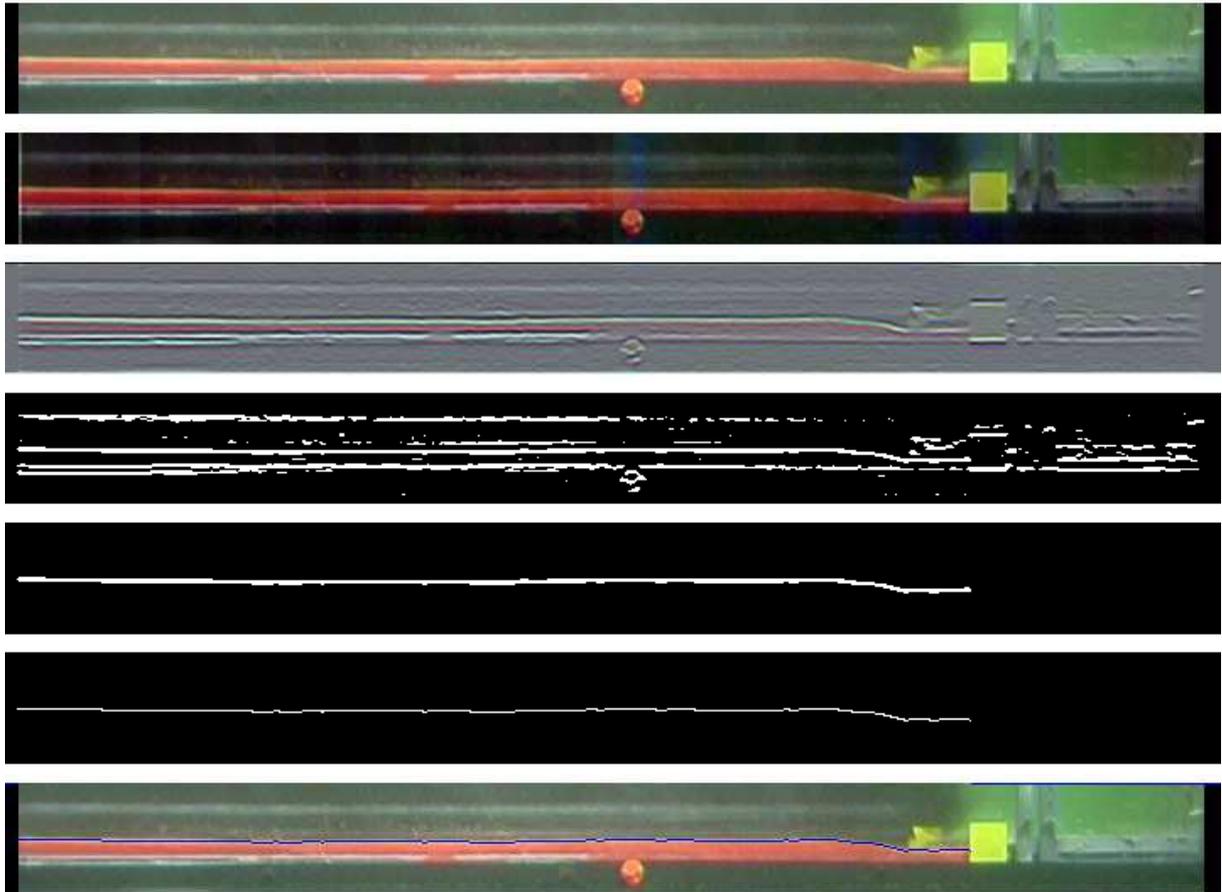


FIGURE 3.24 – Détails des étapes du traitement d’images permettant d’obtenir la forme du lit de particules de haut en bas : image originale, après atténuation des ombres, après rehaussement des contours, après seuillage, après détection de la ligne, après amincissement et enfin, résultat soumis à l’utilisateur.

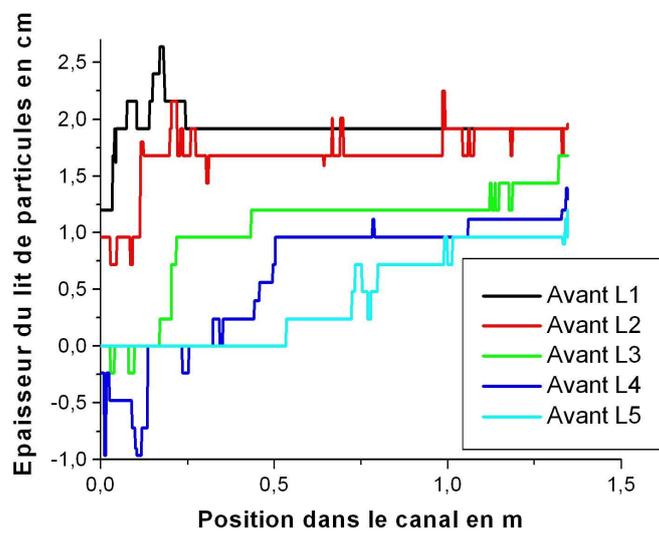


FIGURE 3.25 – Représentation de l'évolution de la forme du lit de particules soumis au passage de bouffées successives

## 3.4 Ordres de grandeur et retour sur les critères de similitude

### 3.4.1 Facteurs de forme de la bouffée

Les traitements présentés ci-dessus permettent d'isoler et de mesurer les bouffées. Nous allons le faire ici et ainsi calculer des ordres de grandeur de facteur de forme de la bouffée associés à l'hypothèse d'autosimilarité de la bouffée (cf. chapitre 2). Pour cela, reprenons le résultat du traitement d'image qui permet de faire ressortir la bouffée, l'image 3.19

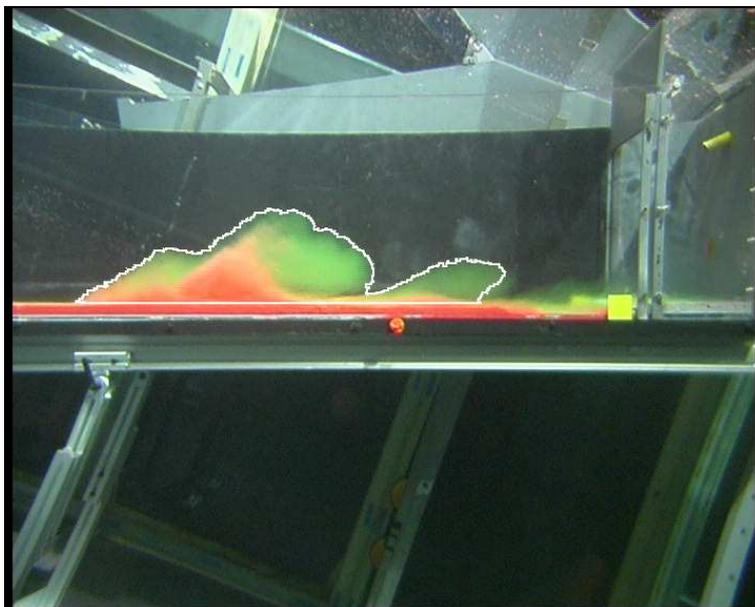


FIGURE 3.26 – Résultat de détection de la bouffée.

Sur cette image, en excluant la queue de bouffée (rouleau situé à l'arrière du rouleau principal) nous pouvons estimer aisément la hauteur, la longueur ainsi que l'aire de la bouffée. En considérant, que la bouffée est de densité uniforme nous pouvons déterminer son centre de gravité et donc estimer la distance  $x_f - x_g$ . Ainsi nous obtenons :

$$\begin{aligned}k_1 &= \frac{H}{\sqrt{A}} \simeq 0.8 \\k_2 &= \frac{x_f - x_g}{\sqrt{A}} \simeq 1.4 \\ \kappa &= \frac{x_f - x_g}{H} \simeq 1.5 \\ &\quad \frac{L}{\sqrt{A}} \simeq 2.2\end{aligned}$$

### 3.4.2 Estimation des ordres de grandeur

Nous possédons maintenant, grâce aux mesures décrites ci-dessus, des estimations des grandeurs explicatives du phénomène étudié entrant en compte dans l'analyse dimensionnelle présentée en début de chapitre. Nous obtenons ainsi le tableau 3.3.

Grandeurs	Écoulements naturels (avalanches)	Écoulements en laboratoire (bouffées)
$U$ en $m.s^{-1}$	60	0,3
$u_*$ en $m.s^{-1}$	1,56	0,015
$v_s$ en $m.s^{-1}$	1	0,014
$\nu$ en $m^2.s^{-1}$	$1,7.10^{-5}$	$1.10^{-6}$
$\rho_a$	0,001	1
$\rho$	0,005	1,025
$\rho_p$	0,9	1,19
$g$ en $m.s^{-2}$	9,81	9,81
$H$ en $m$	60	0,2

TABLE 3.3 – Estimation des grandeurs explicatives

Certaines de ces grandeurs s'obtiennent par l'observation ( $H$ ,  $U$ ,  $\rho_a$  et  $\rho_p$ ) ou dans des tables ( $\nu$ ,  $g$ ). Pour les autres, les méthodes d'estimation méritent d'être explicitées :

- l'estimation de  $\rho$  se fait dans le cas des avalanches réelles en reprenant l'ordre de grandeur proposé par Scheiwiller et al. [SHH87].

Dans le cas des bouffées de densité, nous avons observé, pour un volume initial  $V_0 = 4 L$  d'une bouffée d'eau salée  $\rho_0 = 1,2$  s'écoulant sur un lit non érodable, une aire transverse  $A$  de l'ordre de  $0,1 m^2$ . Ainsi, par conservation de la flottaison de la bouffée :

$$\rho = \rho_a + \frac{(\rho_0 - \rho_a)V_0}{0.3A} = 1,025.$$

- L'estimation de  $v_s$ , vitesse limite de chute libre d'une particule, s'obtient en compensant parfaitement la force de traînée  $F_T = \frac{1}{2}C_X S_p \rho_a v_s^2$  par le poids de la particule  $P = g\Delta\rho_p V_p$  où  $C_X$  est le coefficient de traînée de la particule,  $S_p$  sa surface frontale et  $V_p$  son volume. Ainsi :

$$v_s^2 = \frac{2\Delta\rho_p V_p g}{\rho_a C_X S_p}. \quad (3.9)$$

Pour effectuer ce calcul nous effectuons l'hypothèse que les particules sont sphériques ce qui entraîne  $\frac{V_p}{S_p} = \frac{2}{3}D$  avec  $D$  leur taille caractéristique. On a  $D_{PMMMA} = 0,47 mm$  et  $D_{neige} = 0,4 mm$  en considérant que les particules de neige constituant l'aérosol sont de type " grains fins ". Le coefficient de traînée  $C_X$  s'obtient en fonction du nombre de

Reynolds particulière  $Re_p = \frac{v_s D}{\nu}$ . La relation entre  $C_X$  et  $Re_p$  est donnée sur la courbe figure 3.27.

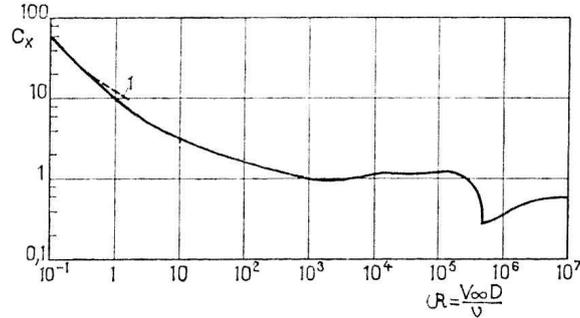


FIGURE 3.27 – Coefficient de traînée d’une particule sphérique en fonction du nombre de Reynolds particulière

Remarquons que  $v_s$  dépend de  $C_X$  au travers de la formule (3.9) et que  $C_X$  dépend de  $Re_p$  donc de  $v_s$  au travers de la courbe de la figure 3.27. Il est donc nécessaire de procéder par itérations lors de l’évaluation de  $v_s$ .

- L’estimation de  $u_*$  est beaucoup plus complexe. En effet, il est impossible de la mesurer expérimentalement du fait du caractère non permanent de l’écoulement. Bailly et Comte-Bellot [BCB03] proposent dans leur livre une relation estimant le rapport  $\frac{u_*}{U_{debitante}}$  en fonction du nombre de Reynolds dans une conduite circulaire (cf figure 3.28). Cela ne correspond pas du tout à notre problème, mais nous avons tout de même pris cette fonction comme référence pour l’estimation de  $u_*$ , à défaut d’autre possibilités d’évaluation. Nous estimons ainsi, dans le cadre des avalanches réelles,  $\frac{u_*}{U} = 2.6\%$  et, dans le cadre des bouffées expérimentales  $\frac{u_*}{U} = 5\%$ . Remarquons que malgré la méthode nous retrouvons une valeur cohérente avec l’ordre de grandeur de 5% à 10% communément admis pour ce type d’écoulements.

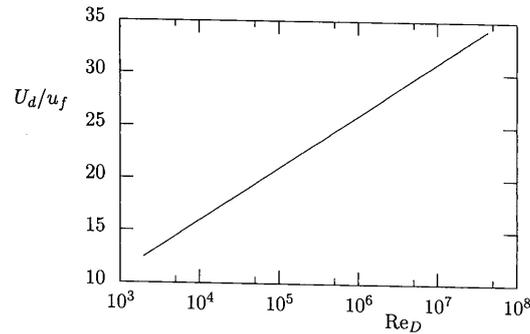


FIGURE 3.28 – Rapport entre la vitesse débitante  $U_d$  et la vitesse de frottement  $u_*$  (notée sur le graphique  $u_f$ ), pour une conduite circulaire en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement (tirée de [BCB03])

### 3.4.3 Estimation des critères de similitude

L'estimation des critères de similitude, issus de l'analyse dimensionnelle, est possible à partir des estimations des grandeurs explicatives présentées précédemment. Elle est présentée dans le tableau 3.4.

Critère de similitude	Écoulements naturels (avalanches)	Écoulements en laboratoire (bouffées)
$Fr_d$	1,24	1,35
$\frac{u_*}{v_s}$	1,6	1.1
$\frac{u_*}{U}$	0,03	0,05
$Re$	$2 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^4$
$B$	4	0,025
$\frac{\Delta \rho_p}{\Delta \rho}$	225	8

TABLE 3.4 – Estimation des critères de similitude

Nous pouvons remarquer que seuls trois des critères de similitude proposés sont conservés : le nombre de Froude  $Fr_d$  et les rapports  $\frac{u_*}{v_s}$  et  $\frac{u_*}{U}$ . Ainsi, le nombre de Reynolds  $Re$ , le nombre de Boussinesq  $B$  et le rapport  $\frac{\Delta \rho_p}{\Delta \rho}$  ne sont pas conservés lors du passage de la réalité à la simulation en laboratoire.

Les deux nombres de Reynolds sont très grands ( $Re > 10^4$ ) : les deux écoulements sont donc très turbulents.

Le non respect du nombre de Boussinesq et du rapport  $\frac{\Delta \rho_p}{\Delta \rho}$  constitue un défaut majeur de cette modélisation expérimentale. Ils n'influencent pas qualitativement les phénomènes, mais d'après Rastello et Hopfinger [RH04], ils influencent beaucoup les résultats quantitatifs tels que les taux de croissance de la bouffée.

Au regard de ces estimations de critères de similitude, il apparaît que notre modélisation expérimentale des avalanches de neige en aérosol reproduit qualitativement les phénomènes physiques mis en oeuvre lors des écoulements de neige. Cependant, elle ne permet aucunement de faire des études quantitatives dans le but d'une transposition directe à la réalité. Ce n'est, en effet, pas le but de cette modélisation puisque l'objectif poursuivi ici est d'étudier le phénomène de reprise.

La transposition à la réalité est prévue au travers d'un modèle numérique. Ce modèle sera basé sur des lois issues des modélisations des avalanches (équations globales de la dynamique des fluides ou équations simplifiées du type de celles présentées aux chapitres 2 et 6) et d'autres issues de résultats expérimentaux. Il sera ensuite validé par confrontation avec, d'une part, les résultats expérimentaux obtenus en laboratoire et, d'autre part, avec les mesures effectuées in-situ sur des avalanches de neige réelles. On contourne ainsi le non respect des critères de similitude par le biais de la modélisation numérique tout en s'assurant que les processus physiques mis en jeu sont les mêmes : forte turbulence, lit granulaire, écoulement de gravité ...). La modélisation numérique permet, au sein d'un même modèle, de faire varier de façon significative les critères de similitudes non conservés et permet, de cette façon, de modéliser aussi bien les expériences de laboratoire que les phénomènes naturels.

## Chapitre 4

# Évolution de la bouffée au cours de son écoulement, influence du lit d'écoulement et des conditions initiales dans le cas sans reprise

Le chapitre précédent décrit le dispositif expérimental permettant de réaliser des bouffées de densité et de mesurer leur dynamique en écoulement. Il décrit aussi l'ensemble des bouffées qui ont été réalisées dans les différentes configurations de lit d'écoulement et de volume initial de bouffée.

Toutes les bouffées ont été réalisées dans ce que nous avons appelé au chapitre 3 le second canal. Ce canal présente une pente uniforme de  $20^\circ$ . Les bouffées s'y écoulant sont considérées bidimensionnelles, c'est-à-dire invariantes selon la dimension transverse du canal. Nous ne dépouillerons dans ce travail que les données concernant la partie amont du canal c'est à dire entre  $50\text{ cm.}$  et  $1\text{ m.}$  de longueur ; cela correspond aux images prises par la caméra située le plus en amont du canal.

Nous nous proposons d'analyser les évolutions de ces bouffées au cours de leur écoulement et de faire ressortir l'influence des conditions initiales (volume de la bouffée) et de la configuration du canal (lit d'écoulement) sur la dynamique d'écoulement. L'analyse des bouffées réalisées sur fond érodable ( $PMMA - E$ ) n'entre pas dans ce cadre ; elle sera réalisée dans le chapitre 5.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le traitement d'image fournit les évolutions de la hauteur  $H$  de la bouffée et de la vitesse de front  $U_f$  en fonction de la position du front  $x_f$ , pour chacune des bouffées. Nous verrons dans un premier temps que ces évolutions peuvent être représentées par un taux de croissance en hauteur de la bouffée et en une vitesse de front

moyenne. Nous étudierons ensuite l'influence des conditions expérimentales sur ce taux de croissance en hauteur et cette vitesse de front.

## **4.1 Évolution de la bouffée au cours de son écoulement ; résultats expérimentaux**

Les résultats présentés dans la première partie de ce chapitre sont les traitements permettant de synthétiser les résultats portés par l'ensemble des données expérimentales (environ 800 bouffées ont été analysées). Deux grandeurs caractéristiques de la dynamique d'écoulement des bouffées sont étudiées : le taux de croissance en hauteur et la vitesse de front d'une bouffée.

Pour plus de clarté de l'exposé, nous nous cantonnerons, dans cette partie, à l'analyse des bouffées réalisées sur le lit d'écoulement lisse ( $Li$ ), celui constitué de papier abrasif ( $P60$ ) et celui constitué de particules de PMMA collées ( $PMMA - NE$ ). Par la suite, dans les parties suivantes, les résultats tiendront compte de toutes les bouffées réalisées sur l'ensemble des rugosités différentes.

### **4.1.1 Évolution de la vitesse de front en fonction de la position du front**

Le traitement, présenté au chapitre précédent, fournit pour chaque bouffée l'évolution de la vitesse de front en fonction de la position du front. Les figures 4.1 et 4.2 présentent des exemples de courbes ainsi obtenues dans les différentes conditions de lit, pour un volume initial de bouffée correspondant à une énergie potentielle de l'ordre de  $4.7 J$ . Le 0 de la position du front correspond au point de départ de la bouffée, situé au niveau de la vanne guillotine du canal.

Nous pouvons remarquer une légère décroissance systématique de la vitesse de front au cours de l'écoulement, plus ou moins marquée selon le type du lit d'écoulement. Toutefois, la variabilité des mesures de vitesses entre lâchers réalisés dans les mêmes configurations expérimentales est du même ordre que cette décroissance. Ainsi, pour étudier l'influence de la configuration expérimentale sur la dynamique des bouffées, nous retiendrons, pour chaque groupe de bouffées, une vitesse moyenne sur toute la zone d'étude et sur l'ensemble des bouffées réalisées dans les mêmes conditions.

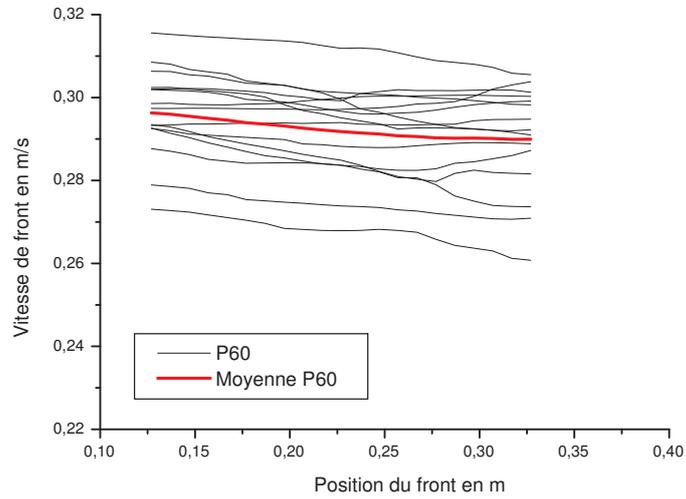


FIGURE 4.1 – Évolution de la vitesse de front des bouffées en fonction de la position du front.  
Énergie potentielle libérée :  $4.7 J$  ; lit d'écoulement :  $P60$

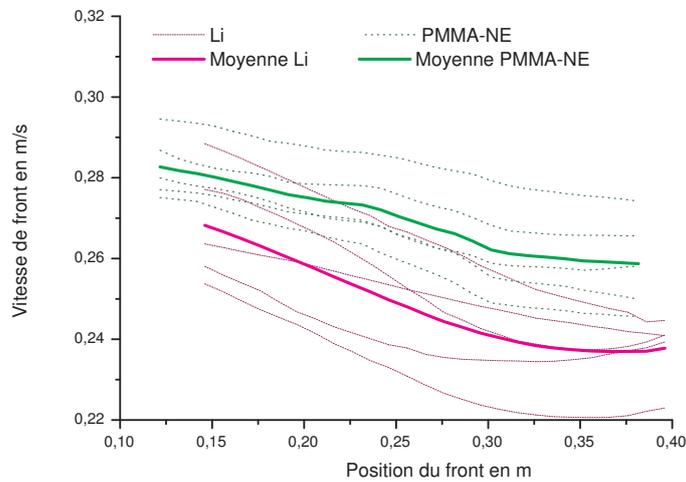


FIGURE 4.2 – Évolution de la vitesse de front des bouffées en fonction de la position du front.  
Énergie potentielle libérée :  $4.7 J$  ; lit d'écoulement :  $Li, PMMA - NE$

Nous avons donc choisi d'estimer pour chaque configuration expérimentale (nature de lit, taille de bouffée) une vitesse de front moyenne. La figure 4.3 présente l'influence des conditions expérimentales sur cette vitesse de front moyenne.

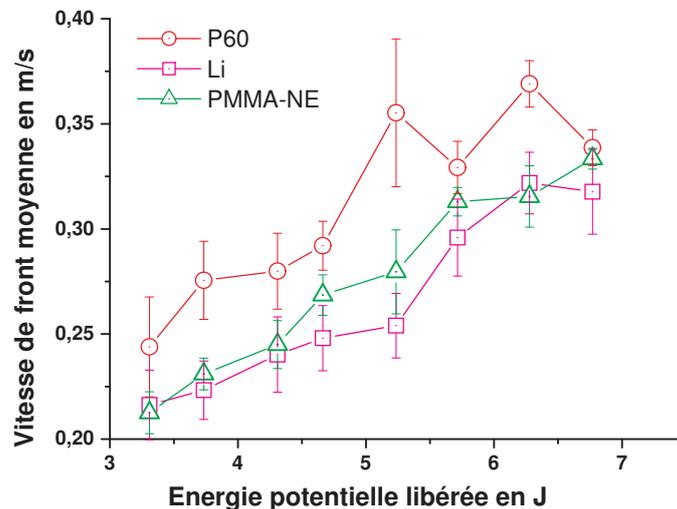


FIGURE 4.3 – Influence des conditions initiales sur la vitesse de front

Remarquons tout d'abord que, pour chaque configuration de lit, la vitesse de front augmente sensiblement avec l'énergie libérée lors de l'écoulement (taille initiale de la bouffée). Le taux de croissance de la vitesse de front en fonction de l'énergie libérée semble indépendant de la configuration du lit sur lequel s'écoule la bouffée et vaut dans notre configuration de pente ( $20^\circ$ ) environ  $0.03 \text{ m.s}^{-1}/\text{J}$ .

Remarquons aussi que, la rugosité semble influencer la vitesse de front : les courbes sont globalement rangées dans l'ordre suivant : *Li*, *PMMA – NE* puis, au dessus, *P60*. Un sol rugueux a donc tendance à accélérer une bouffée par rapport à un sol lisse. Cette influence reste toutefois modérée. Ainsi, pour des volumes initiaux identiques et des configurations de lit différentes, les vitesses de front mesurées sont du même ordre : l'écart relatif mesuré pour différentes configurations de lit est inférieur à 20%, sauf pour une énergie potentielle libérée de l'ordre de  $5.4 \text{ J}$ . pour laquelle il est de l'ordre de 30%. Ces écarts sont à considérer en tenant compte des erreurs relatives de mesure de l'ordre de 10%.

#### 4.1.2 Évolution de la hauteur en fonction de la position du front

Le traitement présenté au chapitre précédent fournit l'évolution de la hauteur de la bouffée en fonction de la position de son front. Les figures 4.4 et 4.5 montrent, dans deux configurations

différentes de lit, la forme de ces courbes pour un volume initial de bouffée correspondant à une énergie potentielle libérée de l'ordre de  $4.7 J$ .

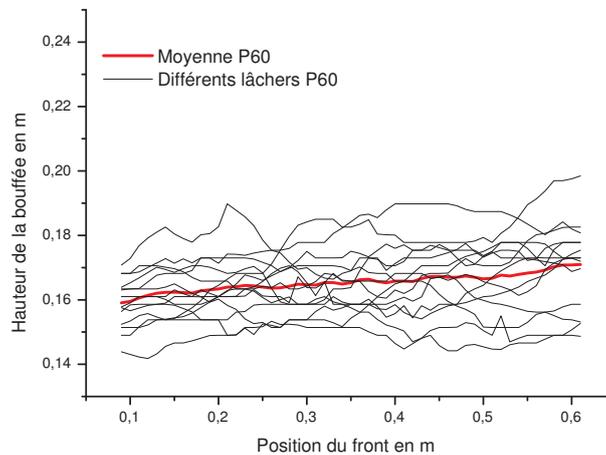


FIGURE 4.4 – Évolution de la hauteur des bouffées en fonction de la position du front. Énergie potentielle libérée :  $4.7 J$  ; lit d'écoulement : *P60*

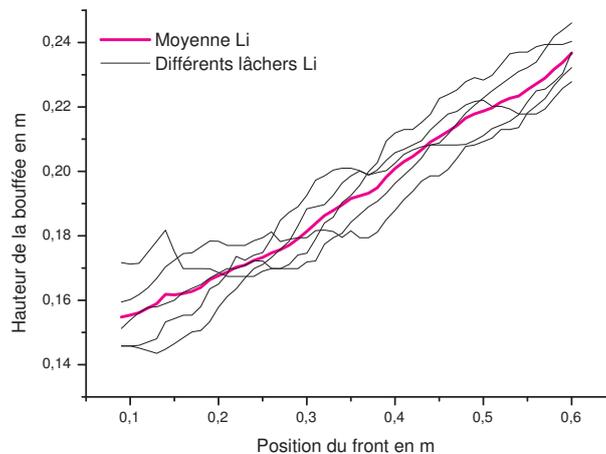


FIGURE 4.5 – Évolution de la hauteur des bouffées en fonction de la position du front. Énergie potentielle libérée :  $4.7 J$  ; lit d'écoulement : *Li*

Remarquons tout d'abord que la variabilité dans une configuration expérimentale donnée est assez importante. Il est donc préférable, pour faire ressortir la tendance, d'effectuer de multiples lâchers dans chaque configuration expérimentale fixée et de moyenniser les résultats ensuite.

Dans toutes les configurations, nous retrouvons une tendance linéaire entre la hauteur de la bouffée et la position du front. Ceci est en accord avec la modélisation KSB, présentée par

Ancey [Anc04] par exemple (cf.chapitre 2). En effet, il propose de modéliser la croissance de la bouffée par l'équation (2.17) :

$$\frac{dA}{dt} = EU\sqrt{A}$$

avec un taux d'incorporation  $E$  dépendant du nombre de Richardson  $Ri$ .

En utilisant le fait que  $U = \frac{dx}{dt}$  dans l'équation de croissance de la bouffée, nous obtenons :

$$\frac{dA}{dx} = E\sqrt{A}$$

avec  $E$  sensiblement constant.

$H$  est proportionnel à  $\sqrt{A}$ . Ce coefficient de proportionnalité est noté  $k_1$ , et  $k_1 \sim 0.8$  d'après l'analyse des ordres de grandeurs présentée au chapitre 3. Nous obtenons alors :

$$dH = \frac{k_1}{2} \frac{dA}{\sqrt{A}} = \frac{k_1}{2} E dx \quad (4.1)$$

D'après cette modélisation, l'évolution de  $H$  dépend donc linéairement de la position.

Nous avons ici fait l'amalgame entre la dérivation par rapport à la position du centre de gravité (que nous retrouvons dans la mise en équation) et la dérivation par rapport à la position du front (que nous retrouvons dans les mesures expérimentales). Il se justifie car en utilisant l'hypothèse d'auto-similarité  $H$  s'écrit :

$$H = \kappa(x_f - x)$$

avec  $\kappa$  une constante de forme de la bouffée de l'ordre de 1.5 ordre de grandeur issu du chapitre 3.

Ainsi,

$$\frac{dx_f}{dx} = 1 + \frac{1}{\kappa} \frac{dH}{dx}$$

Nous avons vu que la modélisation (ci-dessus) et nous verrons par la suite que les résultats expérimentaux révèlent que  $\frac{dH}{dx} \ll 1$ . Donc  $\frac{dx_f}{dx} \sim 1$ . Faire l'amalgame entre la dérivation par rapport à la position du centre de gravité et la dérivation par rapport à la position du front est donc justifié.

Nous avons donc choisi de nous intéresser au taux de croissance en hauteur et donc plus concrètement aux pentes des droites, qui, aux vues de la figure 4.6, semblent dépendre de la nature du lit. Chaque courbe de cette figure est associée à une configuration expérimentale don-

née (lit d'écoulement, volume initial correspondant à une énergie potentielle de  $4.7 J$  libérée lors de l'écoulement). Chaque courbe est obtenue par moyenne, en chaque point d'abscisse du front, des hauteurs, en ce même point, de toutes les bouffées réalisées dans la configuration expérimentale donnée.

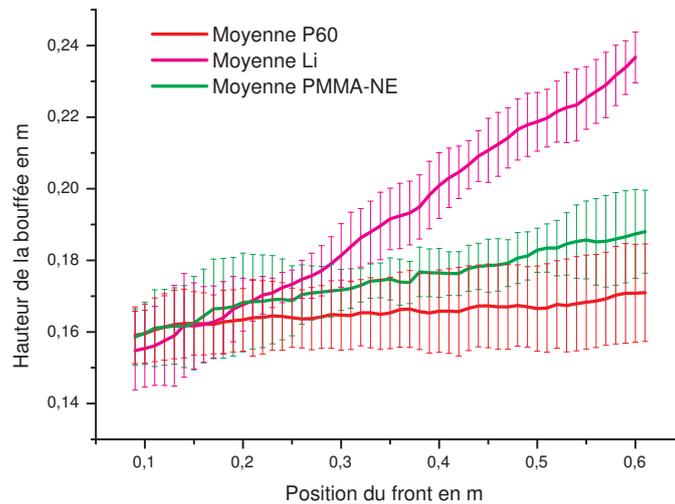


FIGURE 4.6 – Évolution de la hauteur des bouffées en fonction de la position du front dans différentes configurations de lit d'écoulement. Énergie potentielle libérée :  $4.7 J$

La figure 4.7 indique, dans chaque configuration de lit, l'évolution du taux de croissance en hauteur des bouffées ( $\frac{dH}{dx_f}$ ) en fonction de leur volume initial. Ces taux de croissance sont mesurés par interpolations linéaires des courbes moyennes de l'évolution de la hauteur en fonction de la position du front dans une configuration expérimentale donnée (courbes de la figure 4.6).

Nous retrouvons ici l'observation de Beghin ([BHB81]) : le taux de croissance en hauteur de la bouffée est sensiblement indépendant de la taille initiale de cette bouffée.

Remarquons aussi que sur une pente fixée (toutes les campagnes ont été menées sur une pente voisine de  $20^\circ$ ) la configuration du lit influence grandement ce taux de croissance. Nous obtenons un rapport supérieur à 3 entre les taux moyens extrêmes mesurés (cf. tableau 4.1). Une analyse plus poussée de ces résultats sera présentée dans la seconde partie de ce chapitre, en y intégrant les données issues des bouffées réalisées sur les lits constitués de billes de verre collées et de tubes de PVC collés.

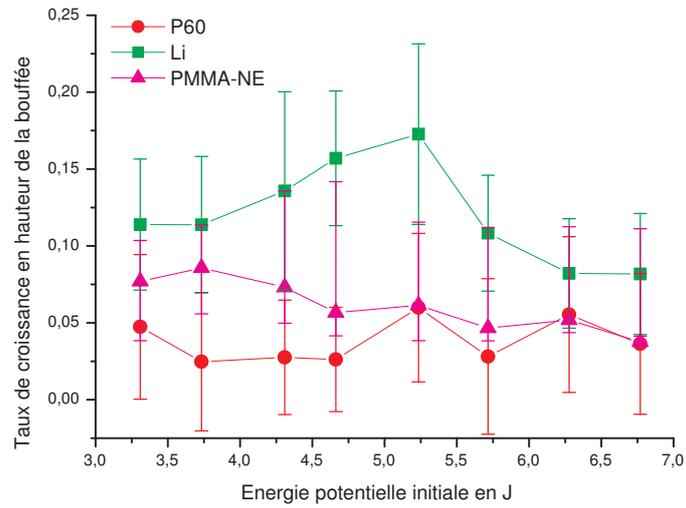


FIGURE 4.7 – Taux de croissance en hauteur des bouffées en fonction de la taille initiale de la bouffée pour différents lits d'écoulement

Type de lit d'écoulement	Li	P60	PMMA-NE
Taux de croissance en hauteur moyen	0.12	0.04	0.06

TABLE 4.1 – Taux de croissance en hauteur moyen suivant les configurations de lit

## 4.2 Influence de la rugosité d'un lit d'écoulement non-érodable

### 4.2.1 Définition de la rugosité du lit d'écoulement

Une surface rugueuse homogène présente deux caractéristiques distinctes : le type de grains constituant la rugosité d'une part (forme, taille, matière) et leur répartition spatiale (compacité, nombre de grains par unité de surface), d'autre part.

Par exemple, les utilisateurs de papier abrasif caractérisent sa rugosité par la répartition spatiale : son " grain " ; c'est-à-dire le nombre moyen de grains abrasifs par  $cm^2$ . Un papier de verre 120 contient en moyenne 120 grains de silice par  $cm^2$ . Il faut noter que pour les papiers abrasifs, le type de grains étant fixé (silice), la compacité étant sensiblement la même pour toutes les tailles, le nombre de grains au  $cm^2$  est donc inversement proportionnel au carré de leur taille.

En revanche, les personnes utilisant la notion de couche limite turbulente parlent, eux, de hauteur de rugosité de la paroi : elle s'obtient à partir de la loi de vitesse moyenne de l'écoulement au voisinage de la paroi rugueuse dans la sous-couche visqueuse :

$$\overline{U}(y) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right)$$

où  $u_*$  est la vitesse de frottement,  $K$  la constante de Von-Karman ( $K \simeq 0.41$ ) et  $z_0$  la hauteur de rugosité. Par exemple, d'après Bagnolds [Bag41] pour un plan recouvert de billes sphériques de diamètre  $d$ , de façon compacte,  $z_0 \simeq \frac{d}{30}$ .

Pour notre étude, nous conserverons uniquement une taille caractéristique  $d$  des particules constituant la rugosité indépendamment de leur forme et de leur type.

Pour estimer la rugosité  $d_{P60}$  du lit rugueux (P60) non-érodable réalisé grâce à du papier abrasif de " grain " 60, nous avons pris comme taille de rugosité le diamètre de billes sphériques qui, agencées de façon compacte permettent d'obtenir une répartition spatiale de 60 billes par  $cm^2$ .

La compacité maximale  $c_{max}$  d'un pavage plan par des disques s'obtient en considérant le triangle équilatéral représenté sur la figure 4.8. Notons  $r$  le rayon des disques. Le triangle équilatéral qui apparaît est de côté  $2r$ , et de surface  $r^2\sqrt{3}$ . Il contient au global un demi disque (trois sixièmes), soit une surface de  $\frac{\pi r^2}{2}$ . Ainsi,

$$\begin{aligned} c_{max} &= \frac{\frac{\pi r^2}{2}}{r^2\sqrt{3}} \\ &= \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \\ &\simeq 0.91. \end{aligned}$$

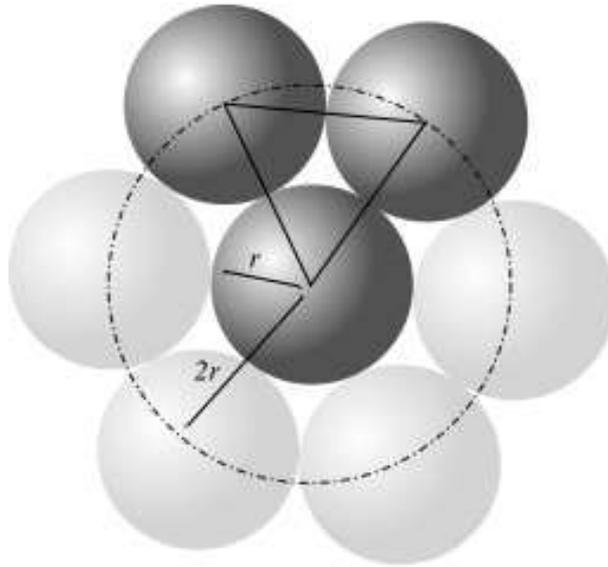


FIGURE 4.8 – Pavage compact d’un plan par des disques

Ainsi, dans notre cas,

$$60 \frac{\pi d_{P60}^2}{4} = c_{max} * 1 \text{ cm}^2$$

donc,

$$d_{P60} = \sqrt{\frac{4 c_{max} * 1 \text{ cm}^2}{\pi * 60}}$$

$$\simeq 1.4 \text{ mm.}$$

Le fond lisse réalisé à partir d’une plaque de PVC lisse présente tout de même quelques défauts, nous avons estimé sa rugosité de l’ordre de  $0.01 \text{ mm}$ .

Ainsi, pour résumer, les tailles de rugosité retenues pour caractériser les différents lits utilisés expérimentalement sont présentées dans le tableau 4.2 ; les diamètres des billes de verre utilisées sont :  $10 \text{ mm}$ ,  $4 \text{ mm}$ ,  $2 \text{ mm}$ ,  $1.1 \text{ mm}$ ,  $0.5 \text{ mm}$ ,  $0.2 \text{ mm}$ , et  $0.1 \text{ mm}$ .

Type de lit	Li	P60	PMMA-NE	Billes de verre	tube de PVC
Rugosité en $mm$	0.01	1.4	0.47	diamètre des billes	10

TABLE 4.2 – Taille de rugosité associée à chacun des lits d’écoulement

## 4.2.2 Influence sur la vitesse de front de la bouffée

Nous avons retenu au paragraphe 4.1.1, une vitesse moyenne sur la zone d'étude pour caractériser la vitesse de front d'une bouffée. Nous disposons donc, par moyenne sur l'ensemble des bouffées réalisées dans les mêmes conditions, d'une vitesse de front moyenne pour chaque configuration d'écoulement (type de rugosité du lit, taille initiale de la bouffée). La figure 4.9 représente l'ensemble de ces vitesses.

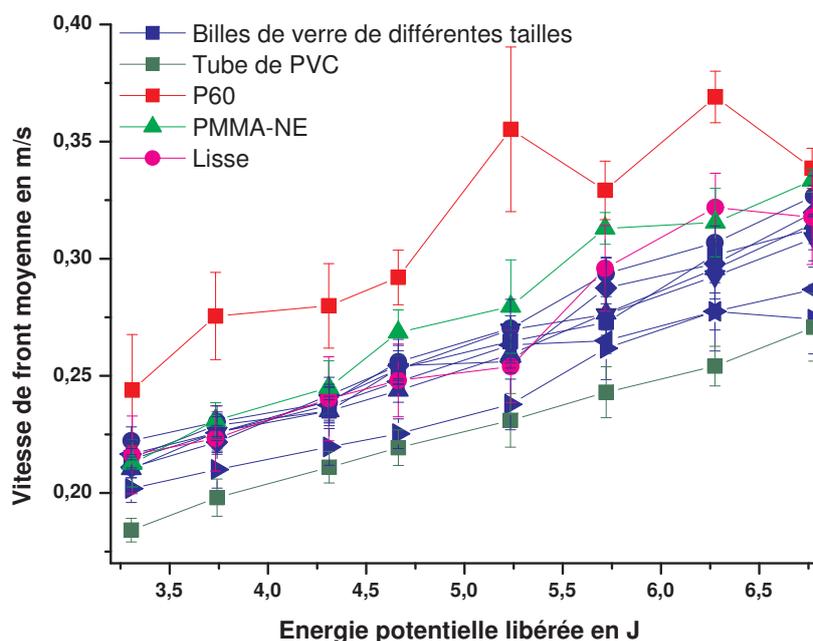


FIGURE 4.9 – Vitesse de front moyenne en fonction de la configuration d'écoulement

Nous retrouvons ici l'influence de l'énergie potentielle qui, pour toutes les configurations de lit, est la même : la vitesse de front moyenne augmente avec l'énergie potentielle libérée au cours de l'écoulement. Nous mesurons ce taux de croissance  $T_{U_f}$  de l'ordre de  $0,03 \text{ m.s}^{-1}/J$  avec un écart entre les différentes configurations de rugosité de l'ordre de 5%. Cette considération implique que l'impact de la rugosité sur la vitesse de front est indépendante de la taille de la bouffée dans la gamme de nos expériences. Pour évaluer cet impact, nous avons tracé, figure 4.10, la vitesse de front des bouffées à laquelle on a retranché l'influence due à la taille de la bouffée. Cette vitesse désinfluencée de la taille de la bouffée correspond à l'ordonnée à l'origine des droites présentées figure 4.9. Elle sera notée  $U_{Rug} = U_f - T_{U_f} \cdot E_p$ .

L'influence de la rugosité sur la vitesse de front est alors plus facilement quantifiable. Les

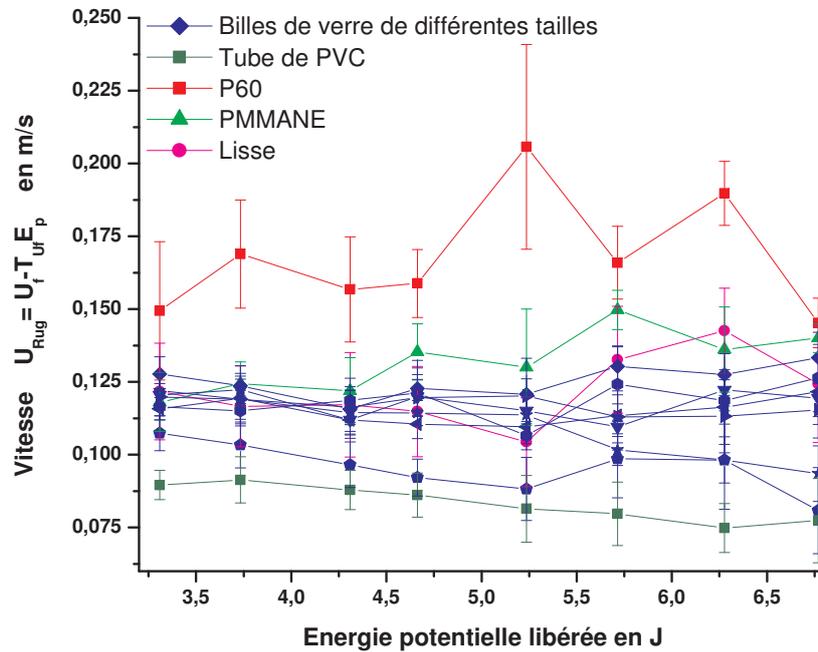


FIGURE 4.10 – Vitesse de front moyenne désinfluencée de l’effet de la taille initiale de la bouffée en fonction de la configuration d’écoulement

courbes associées aux différentes configurations de lit sont à peu près plates. Nous avons donc choisi de moyenner ces courbes. Nous obtenons ainsi une explication de la vitesse de front d’une bouffée réalisée dans une configuration de rugosité  $Rug$  et libérant au cours de son écoulement une énergie potentielle  $Ep$  par :

$$U_F(Rug, E_P) = U_{Rug}(Rug) + T_{U_f}.E_p \quad (4.2)$$

où  $T_{U_f} \simeq 0.03 \text{ m.s}^{-1}/\text{J}$  et  $U_{Rug}$  est présentée figure 4.12. L’erreur réalisée lors de cette l’explication par la formule (4.2) est présentée figure 4.11. On y remarque qu’elle est du même ordre de grandeur que l’erreur de mesure, c’est-à-dire  $0.04 \text{ m.s}^{-1}$  soit 10% à 15% de la vitesse mesurée.

La figure 4.12 présente les résultats des estimations des vitesses  $U_{Rug}$  pour les différentes rugosités utilisées. Il apparaît que la rugosité influence la vitesse de front : dans la configuration  $P60$ , la vitesse  $U_{Rug}$  est de l’ordre de  $0,17 \text{ m.s}^{-1}$  alors que, dans la configuration ”tubes de PVC”, elle est de l’ordre de  $0.08 \text{ m.s}^{-1}$ . Il y a donc un facteur 2 entre les vitesses correspondant à ces deux configurations. Pour ce qui est des vitesses de front réelles, une telle

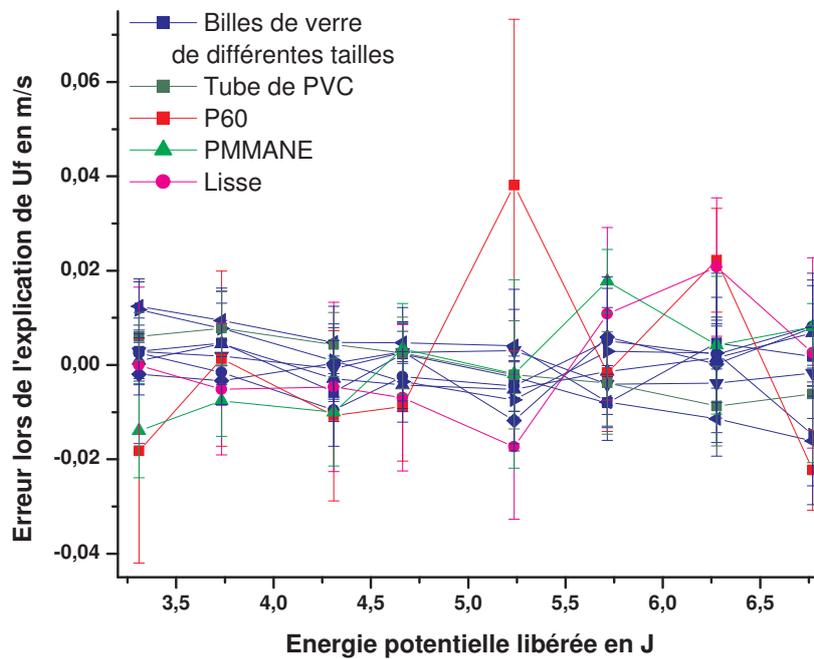


FIGURE 4.11 – Erreur lors de l'explication de  $U_f$  par la formule 4.2

différence sur  $U_{Rug}$  engendre des vitesses, dans la configuration "tubes de PVC", 30% à 50% supérieures à celles obtenues dans la configuration P60.

Il apparaît aussi que la caractérisation de la rugosité que nous avons menée ici ne semble pas appropriée pour qualifier l'influence du lit d'écoulement sur la vitesse de front de la bouffée. En effet, les lits d'écoulement constitués de billes de diamètres parcourant quasiment deux ordres de grandeur (nous excluons de cette analyse les billes de diamètre 10 mm) présentent des vitesses  $U_{Rug}$  très voisines. A l'inverse, le lit de type P60 dont la taille de rugosité se situe dans la gamme de taille de ces billes présente une vitesse  $U_{Rug}$  bien supérieure.

Il est intéressant de noter que, pour l'ensemble des lits d'écoulement constitués de billes, on observe une stabilité de la vitesse  $U_{Rug}$  pour les petites tailles de billes (de 0.1 mm à 2 mm), puis une diminution de cette vitesse pour les deux tailles de billes les plus grandes (4 mm et 10 mm).

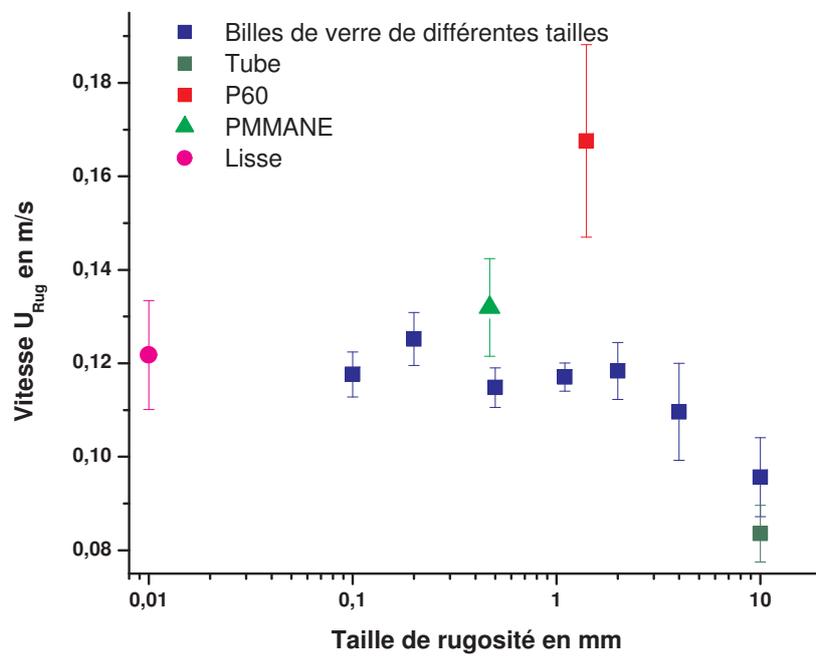


FIGURE 4.12 – Influence de la rugosité sur la vitesse de front : fonction  $U_{Rug}$

### 4.2.3 Influence sur le taux de croissance en hauteur de la bouffée

Nous avons vu au paragraphe 4.1.2 que, conformément aux résultats expérimentaux et à l'analyse bibliographique, l'évolution de la hauteur de la bouffée au cours de son écoulement peut être caractérisée par son taux de croissance en hauteur. La figure 4.13 expose les taux moyens que nous avons mesurés expérimentalement dans l'ensemble des conditions expérimentales que nous avons explorées.

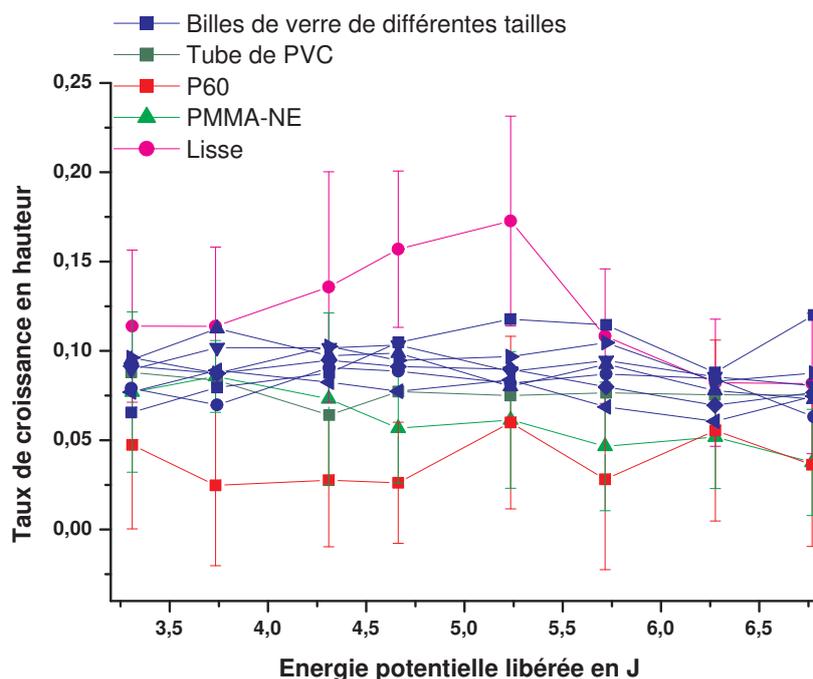


FIGURE 4.13 – Taux de croissance en hauteur moyen en fonction de la configuration d'écoulement

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le taux de croissance en hauteur semble indépendant de la taille initiale de la bouffée. Nous avons donc choisi de moyenniser sur l'ensemble des tailles initiales de bouffées ; nous obtenons ainsi la figure 4.14.

Les résultats présentés sur cette figure montrent que la rugosité influence le taux de croissance en hauteur : dans la configuration *P60*, il est de l'ordre de 0,04 alors que dans la configuration "*Lisse*" il est de l'ordre de 0,12, soit un facteur 3.

Ici aussi, la caractérisation de la rugosité par la taille ne semble pas appropriée pour qualifier l'influence du lit d'écoulement sur le taux de croissance. En effet, les lits d'écoulement constitués de billes de diamètres parcourant deux ordres de grandeur présentent des taux de

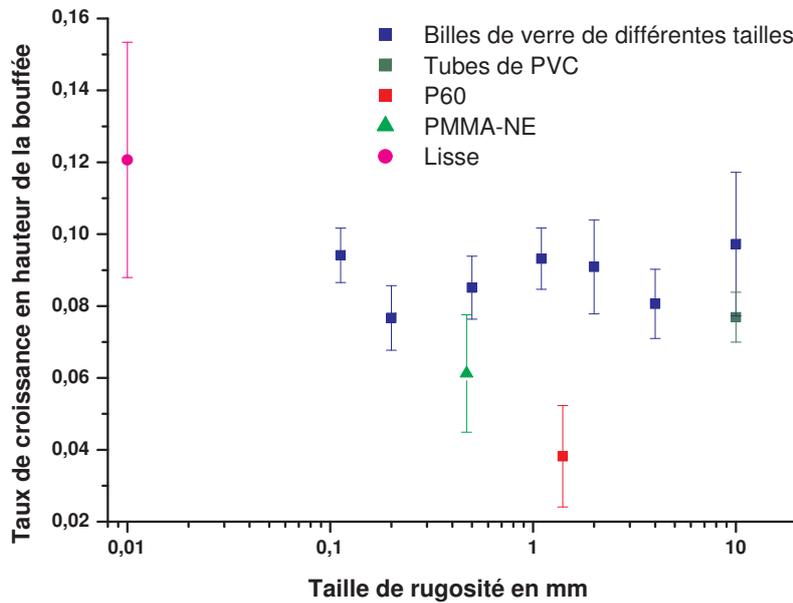


FIGURE 4.14 – Taux de croissance en hauteur moyen en fonction de la taille de rugosité du lit d'écoulement

croissance très voisins. A l'inverse, le lit de type *P60*, dont la taille de rugosité se situe dans la gamme de taille parcourue par les billes, présente un taux de croissance bien inférieur.

Dans notre cas expérimental, nous avons vu que les vitesses d'écoulement sont sensiblement constantes pour une bouffée donnée, de l'ordre de  $0.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  (figure 4.9) pour des hauteurs de bouffées variant entre  $0.15 \text{ m}$ . et  $0.25 \text{ m}$  (figures 4.4 et 4.5). Comme nous l'avons vu en fin de chapitre 3 la densité de la bouffée en écoulement est de l'ordre de 1.02.

Ainsi,  $Ri$  varie entre 0.7 et 1.15, ce qui entraîne selon la formulation Ancey [Anc04] une variation du taux de croissance  $E$  entre 0.46 et 0.18.

Nous pouvons relier cela aux mesures expérimentales présentées ci-dessus au travers de l'équation 4.1 reliant  $\frac{dH}{dx}$  et  $E$ . Ainsi en prenant  $k_1 = 0.8$  (facteur de forme de bouffée estimé au chapitre 3), nous obtenons en utilisant la formulation Ancey [Anc04] :

$$\frac{dH}{dx} = \frac{k_1}{2} E$$

$$0.07 < \frac{dH}{dx} < 0.19$$

Nous retrouvons bien ici l'ordre de grandeur présenté sur la figure 4.14.

#### 4.2.4 Discussion

Nous avons vu au cours de ce chapitre que définir la notion de rugosité de façon simple et rapidement mesurable n'est pas aisée. En effet, nous avons choisi de différencier les rugosités par leurs tailles ; mais les figures 4.12 et 4.14 montrent bien que ce paramètre n'est pas suffisant pour quantifier l'impact de la rugosité vis-à-vis de notre problématique.

La notion de rugosité apparaît souvent comme dépendante du phénomène observé : les personnes travaillant sur les notions de couche limite turbulente définissent, comme nous l'avons vu, la rugosité au travers de la loi de vitesse dans la sous-couche visqueuse, tandis que les hydrauliciens définissent la rugosité de façon empirique au travers de coefficients tel que le coefficient de Chézy ou celui de Manning-Strickler dont les valeurs empiriques proviennent de l'observation d'écoulements.

De notre côté, nous n'avons pas poussé plus avant dans la caractérisation de la rugosité. Pour les discussions qui vont suivre, nous utiliserons une notion empirique de la rugosité liée au touché des différents lits : le lit *P60* constitué de papier abrasif est le lit le plus rugueux, vient ensuite le lit *PMMA – NE* puis enfin sans trop de distinction les lits constitués de billes de verre, de tubes de PVC et le lit lisse.

Pour étudier l'effet de la rugosité du lit d'écoulement sur la dynamique de la bouffée, il est intéressant d'analyser les figures 4.12 et 4.14 en gardant à l'esprit la classification des rugosités proposée au paragraphe précédent. Il apparaît tout d'abord que la rugosité influence aussi bien la vitesse de front de la bouffée que son taux de croissance :

- Plus le sol est rugueux, plus la vitesse de front de la bouffée sera importante. Cela peut paraître paradoxal si l'on assimile la rugosité du sol à un frottement et donc à une dissipation d'énergie. Toutefois, l'interaction entre la bouffée turbulente et son lit d'écoulement est bien plus complexe. Elle s'apparente plus à une interaction de type couche limite turbulente qu'à l'interaction d'un écoulement laminaire et d'une paroi rugueuse.
- Plus le sol est rugueux, moins le taux de croissance est important, c'est à dire que la bouffée s'écoulant sur un lit lisse grossit plus vite qu'une bouffée s'écoulant sur un lit rugueux.



## Chapitre 5

# Interactions entre le lit d'écoulement érodable et la bouffée de densité

Nous avons détaillé, au chapitre précédent, l'influence de la rugosité du lit d'écoulement et des conditions initiales sur la dynamique d'une bouffée de gravité. Ce chapitre ci est consacré à l'étude des interactions entre une bouffée de gravité et son lit d'écoulement érodable. Dans un premier temps, à l'image de ce qui a été fait au chapitre 4, nous analyserons, l'influence de l'érodabilité du lit sur la dynamique d'écoulement de la bouffée. Dans un second temps nous traiterons de l'effet du passage d'une bouffée sur un lit érodable de particules autrement dit l'érosion par une bouffée de gravité. Cette analyse se basera sur les résultats issus du traitement d'images présentés au paragraphe 3.3.2. Ce traitement permet de mesurer la topographie bidimensionnelle du lit de particules avant et après des lâchers successifs. Une analyse bibliographique permettra ensuite de confronter nos résultats expérimentaux aux modélisations de l'érosion proposées pour ce type d'écoulements. Elle sera ensuite étendue aux domaines disciplinaires voisins que sont l'hydrologie et le transport de neige par le vent, afin de mieux appréhender les enjeux physiques sous-jacents à la notion de chargement en particules d'un écoulement. Cette étude des interactions entre l'écoulement et le lit érodable débouchera au chapitre 6 à la proposition d'une loi d'érosion qui sera intégrée à notre modélisation numérique de l'écoulement des bouffées de gravité.

### 5.1 Rappel des conditions expérimentales

Sans revenir sur les détails de réalisation des écoulements, décrits au chapitre 3, il est intéressant de rappeler ici les conditions expérimentales ayant permis l'obtention des résultats analysés dans ce chapitre.

Pour étudier l'interaction entre le lit de particules et la bouffée, nous avons suivi le mode

opérateur suivant : après avoir réalisé un lit homogène de particules de PMMA de 2 cm d'épaisseur, on fixe la taille initiale des bouffées. Ensuite, on réalise successivement plusieurs écoulements de bouffées de cette taille ci. Pour chaque écoulement, on prend soin de mesurer, par traitement d'images, la dynamique d'écoulement de la bouffée et la topographie du lit de particules. Ces écoulements sont réalisés jusqu'à érosion totale du lit. Des écoulements sur un lit constitué de particules de PMMA collées, déjà analysés au chapitre 4, servent de base de comparaison concernant la dynamique d'écoulement des bouffées sur un lit non-érodable, de même rugosité.

## **5.2 Influence de l'érodabilité du lit sur la dynamique d'écoulement de la bouffée ; résultats expérimentaux**

Pour étudier l'influence de l'érodabilité du lit d'écoulement sur la dynamique d'une bouffée de densité, nous avons mené des expériences similaires à celles dépouillées au chapitre 4. Des bouffées identiques initialement se sont écoulées sur, d'une part, un lit constitué de particules de PMMA collées sur le fond du canal (donc non mobilisable) et, d'autre part, sur un lit constitué de particules de PMMA similaires mais simplement posées sur le fond du canal (donc érodables). Les méthodes de mesures mises en œuvre sont celles utilisées au chapitre 4. On résume la dynamique d'écoulement d'une bouffée à l'aide de deux grandeurs : le taux de croissance en hauteur moyen sur la zone d'étude et la vitesse de front moyenne sur la zone d'étude.

Les figures 5.1 et 5.2 présentent l'évolution de ces deux grandeurs en fonction de la taille initiale de la bouffée et des caractéristiques du lit d'écoulement.

Sur la figure 5.1, il apparaît que l'érodabilité du lit augmente le taux de croissance en hauteur de la bouffée d'environ 30%. De plus, il semblerait que ce phénomène soit plus marqué pour les grosses bouffées que pour les plus petites. Toutefois, l'analyse des barres d'erreur associées à ces résultats impose la retenue quant à une telle conclusion. Nous retiendrons donc qu'une bouffée s'écoulant sur un sol érodable grossit plus vite qu'une bouffée s'écoulant sur un lit de même rugosité mais non mobilisable. Dans le même ordre d'idée, la figure 5.2 fait ressortir le fait suivant : l'apparition de l'érosion accroît la vitesse de front moyenne de la bouffée d'environ 10%. L'incorporation de particules au sein de la bouffée a donc tendance à augmenter sa dynamique d'écoulement. Cela recoupe les résultats expérimentaux présentés par Rastello et al. [RH04] qui dans des conditions expérimentales similaires mais différentes (angle de pente, constitution de la bouffée initiale, type de particules reprises) retrouvent la même tendance avec le même ordre de grandeur de 10% d'augmentation de la vitesse de front.

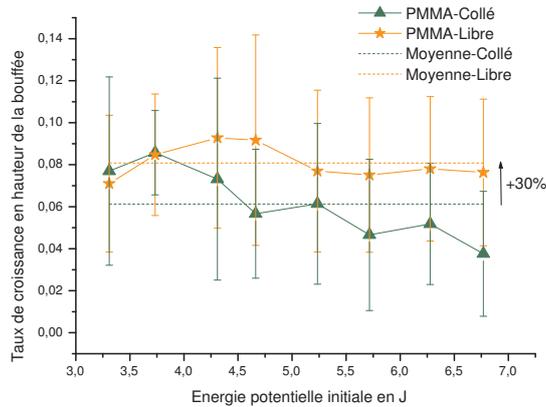


FIGURE 5.1 – Taux de croissance en hauteur de la bouffée en fonction de sa taille initiale et du lit d'écoulement

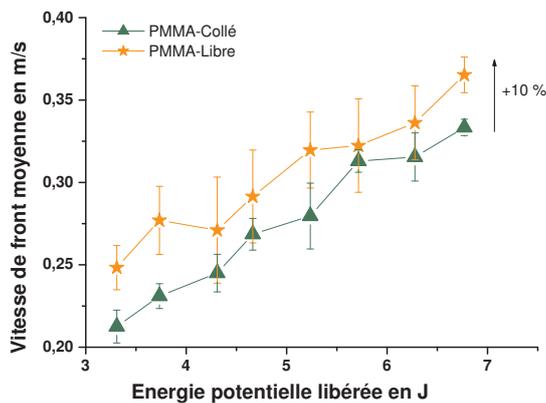


FIGURE 5.2 – Vitesse de front en fonction de la taille initiale de la bouffée et du lit d'écoulement

### 5.3 Érosion du lit de particules au passage des bouffées ; résultats expérimentaux

Nous nous proposons ici de présenter l'influence du passage d'une bouffée sur un lit de particules érodables. Pour cela, nous avons vu au chapitre 3 qu'il est possible d'estimer l'épaisseur du lit de particules, par traitement d'images. Ainsi, il est possible de quantifier l'influence de la bouffée sur le lit d'écoulement et surtout de spatialiser l'érosion, c'est-à-dire de localiser les parties du lit d'écoulement ayant été les plus érodées.

### 5.3.1 Approche qualitative visuelle

Pour commencer, étudions visuellement les images de lit de particules avant chacune des cinq bouffées, de taille maximale, réalisées successivement sur le même lit d'écoulement. La figure 5.3 reprend ces images. L'écoulement a lieu de la droite vers la gauche, les photos ayant été ramenées à l'horizontal pour faciliter le traitement.

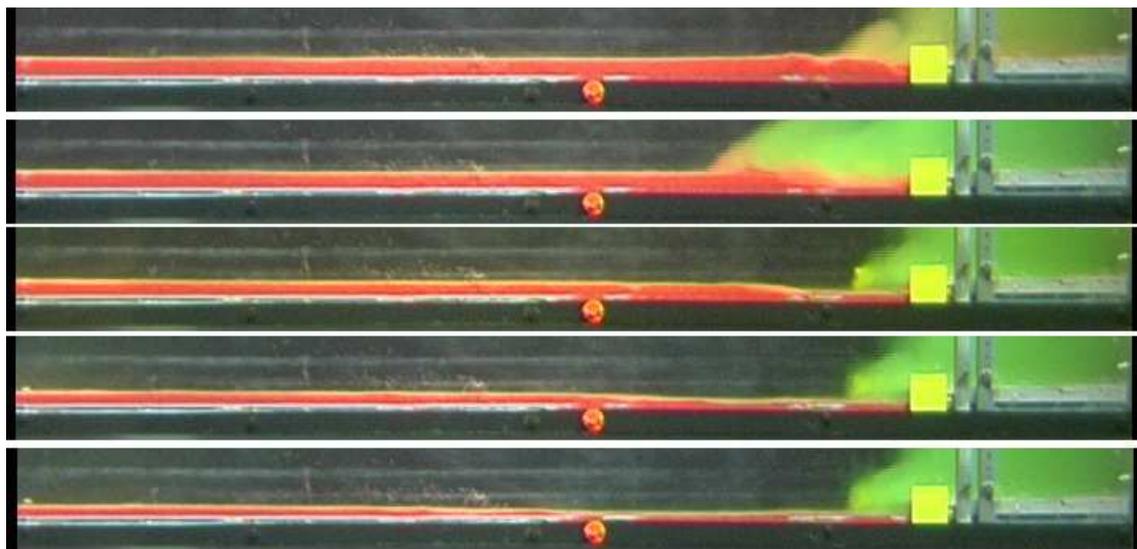


FIGURE 5.3 – État du lit de particules avant chacune de cinq bouffées écoulées successivement sur le même lit, en haut : l'état initial du lit avant le passage de la première bouffée ; en bas : avant le passage de la cinquième.

Cette succession de clichés nous montre que l'érosion n'est pas uniforme sur l'ensemble du lit : sur la partie amont, l'érosion est plus marquée (creusement de cette partie) ; plus en aval, l'érosion semble moindre et régulière.

### 5.3.2 Approche quantitative

Pour quantifier ces observations, l'épaisseur du lit est mesurée par traitement d'image, avant et après le passage de chaque bouffée (cf. chapitre 3). Il est donc possible, en chaque point du lit de particules, d'estimer l'épaisseur du lit en fonction du nombre de bouffées déjà écoulées. Pour plus de clarté dans la présentation des résultats, nous avons choisi dix points de mesure disposés régulièrement le long du canal. Leur localisation est présentée sur la figure 5.4 ; le premier point,  $C1$ , est le point amont, situé à  $24\text{ cm}$  du lieu du lâcher, les points suivants sont répartis régulièrement, tous les  $12\text{ cm}$ . en aval dans l'axe du canal. Le point  $C10$  est le point de mesure aval. Par la suite nous définirons aussi le point  $C0$ , point de mesure virtuel situé à

12 cm du lieu du lâcher. Les valeurs proposées en ce point sont interpolées à partir des valeurs réellement mesurées aux autres points.

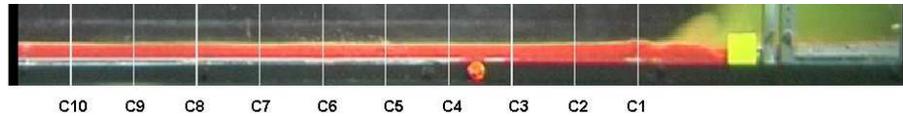


FIGURE 5.4 – Position des points de mesure retenus

La figure 5.5 illustre, en chacun des points de mesure, l'évolution de l'épaisseur du lit en fonction du nombre de lâchers écoulés, pour les différentes conditions initiales de bouffées. Au regard de ces graphiques, il ressort le fait suivant : plus la taille de la bouffée est grande, plus son pouvoir érosif est fort et cela au niveau de tous les points de mesure. Ainsi, par exemple au point de mesure  $C1$ , les grosses bouffées ( $E_p = 6, 7 J.$ ) érodent le lit en deux lâchers, alors qu'il faut, au même point, sept lâchers de petite taille ( $E_p = 3, 4 J.$ ) pour obtenir le même résultat. Le pouvoir érosif des bouffées dépend donc fortement de leur taille.

Pour comparer les courbes obtenues en un point de mesure, pour les différentes configurations de bouffées, il est nécessaire de prendre en compte, sur l'axe des abscisses, la taille des bouffées qui s'écoulent. Pour cela, nous avons choisi de considérer l'épaisseur du lit au point de mesure en fonction de l'énergie potentielle libérée lors des lâchers déjà écoulés. Nous obtenons ainsi les courbes présentées figure 5.6.

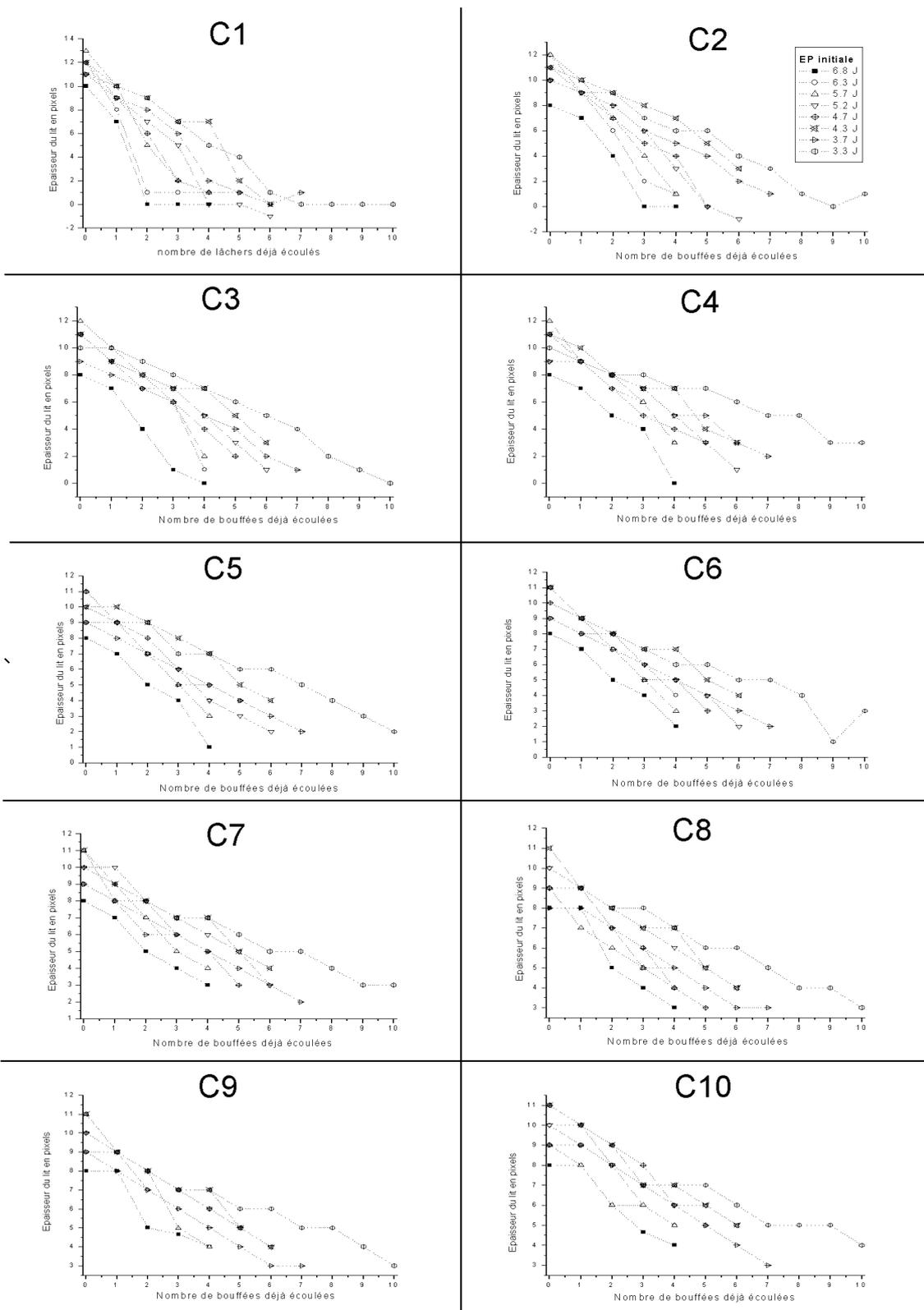


FIGURE 5.5 – Évolution de l'épaisseur du lit en fonction du nombre de bouffées déjà écoulées pour différentes conditions initiales de bouffées

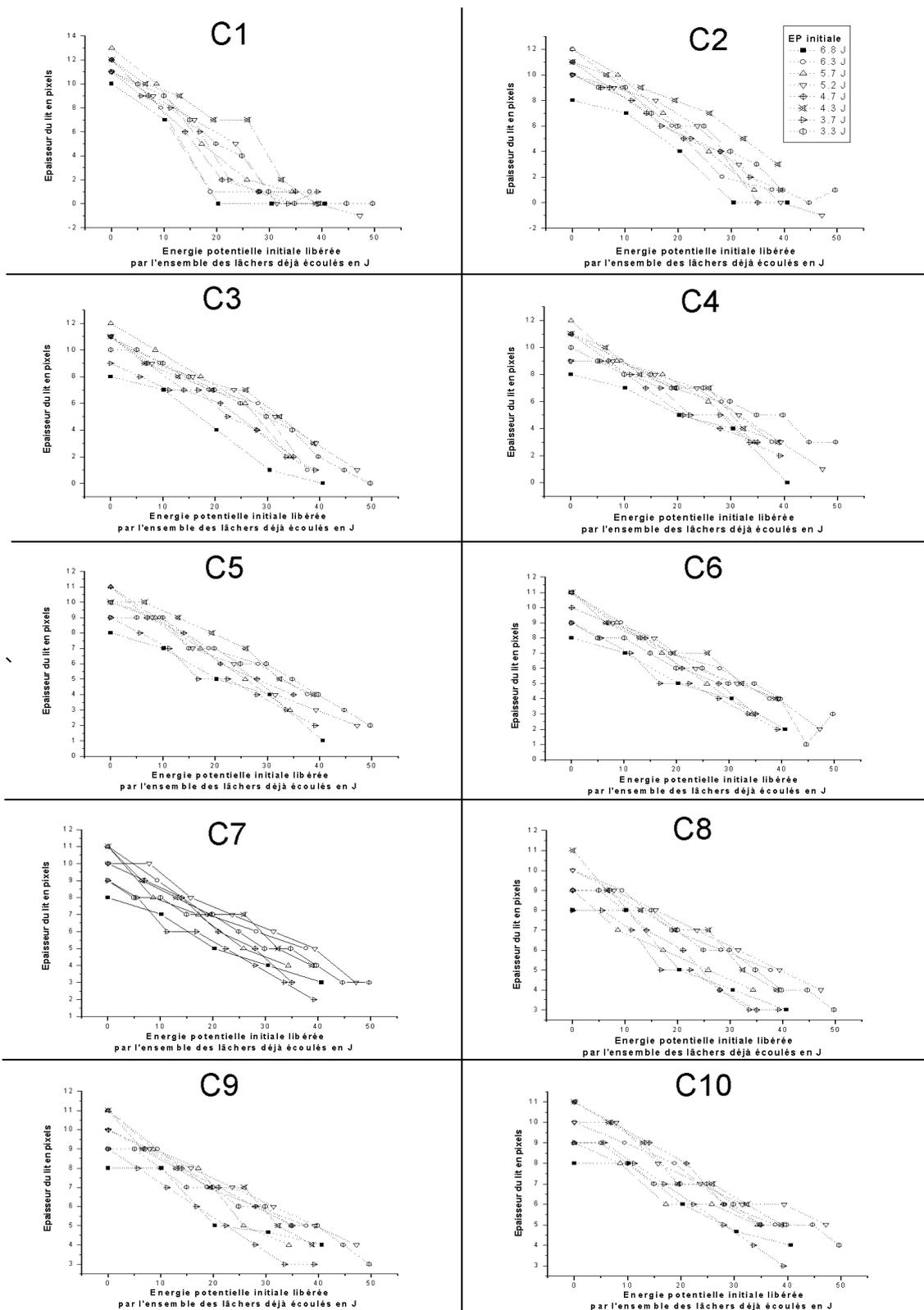


FIGURE 5.6 – Évolution de l'épaisseur du lit en fonction de l'énergie potentielle initiale libérée par l'ensemble des bouffées déjà écoulées

Sur chacun des graphiques présentés figure 5.6, les courbes ont tendance à se superposer, elles ne sont plus, comme sur les graphiques de la figure 5.5, bien distinctes et étagées selon l'énergie potentielle initiale des bouffées. Dans notre configuration expérimentale, l'érosion en un point dépend donc uniquement de l'énergie potentielle qui a été libérée lors des écoulements précédents. Nous avons alors choisi de moyenniser les différentes courbes pour obtenir les tendances d'érosion en chaque point de mesure. Nous obtenons ainsi, pour chaque énergie potentielle libérée par les bouffées déjà écoulées, une forme de lit de particules.

Nous pouvons maintenant représenter l'épaisseur du lit comme une surface, notée  $S_0$ , dépendant, d'une part, de l'abscisse dans le canal et, d'autre part, de l'énergie potentielle libérée par les bouffées déjà écoulées, d'autre part. La figure 5.7 illustre cette vision de la surface  $S_0$ . Nous pouvons aussi représenter les projections de cette surface sur chacun des plans la limitant. Ainsi, sur le premier plan vertical,  $F1$ , sont représentées les topographies de lit observées pour différentes énergies potentielles libérées lors du, ou des, écoulements. Sur le second plan vertical,  $F2$ , sont indiquées les évolutions de l'épaisseur du lit en fonction de l'énergie potentielle libérée par les lâchers, aux différents points de mesure. Enfin, sur le plan horizontal  $F3$ , nous obtenons une carte des lignes d'iso-épaisseurs de lit de particules.

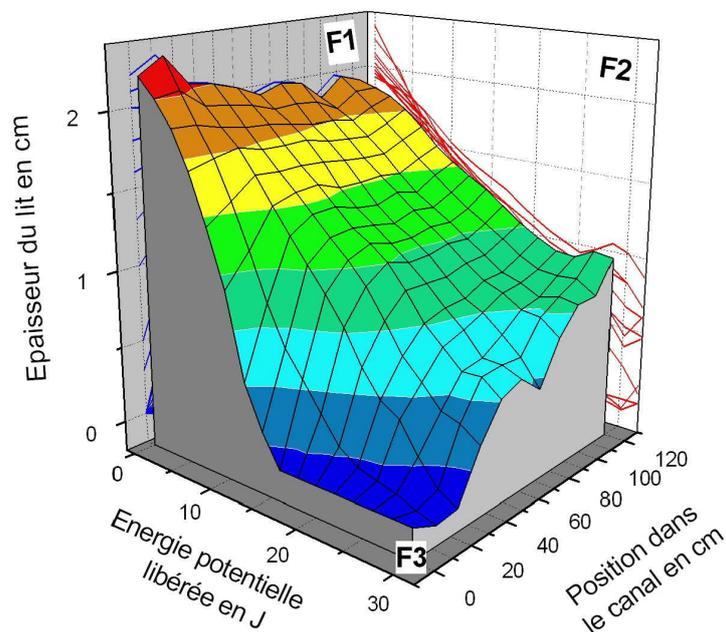


FIGURE 5.7 – Évolution de l'épaisseur du lit en fonction de la position et des bouffées déjà écoulées, surface  $S_0$

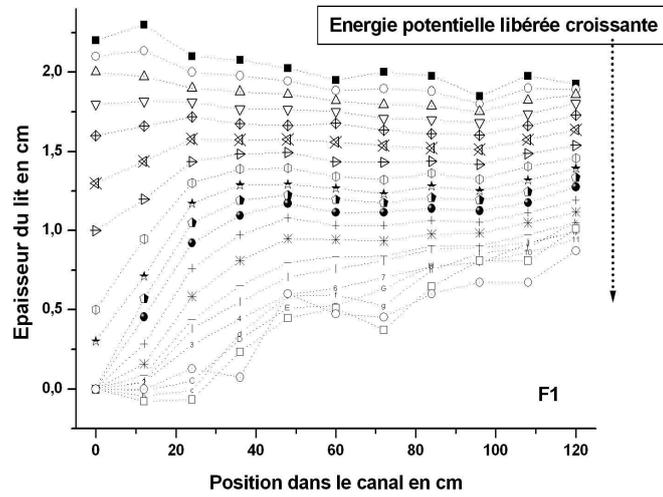


FIGURE 5.8 – Projection de la surface  $S_0$  sur le plan  $F_1$

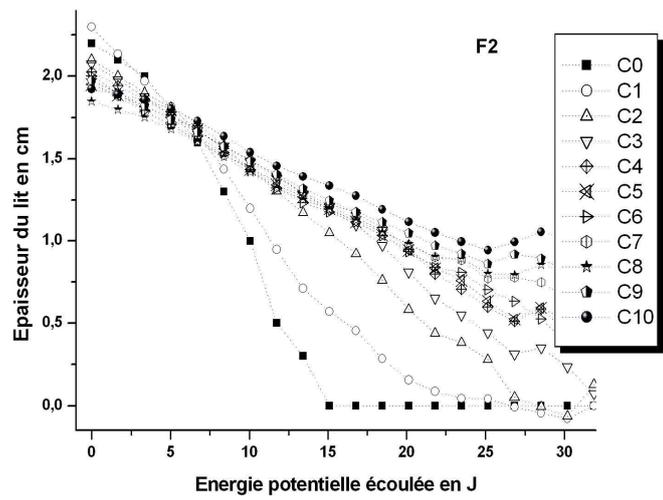


FIGURE 5.9 – Projection de la surface  $S_0$  sur le plan  $F_2$

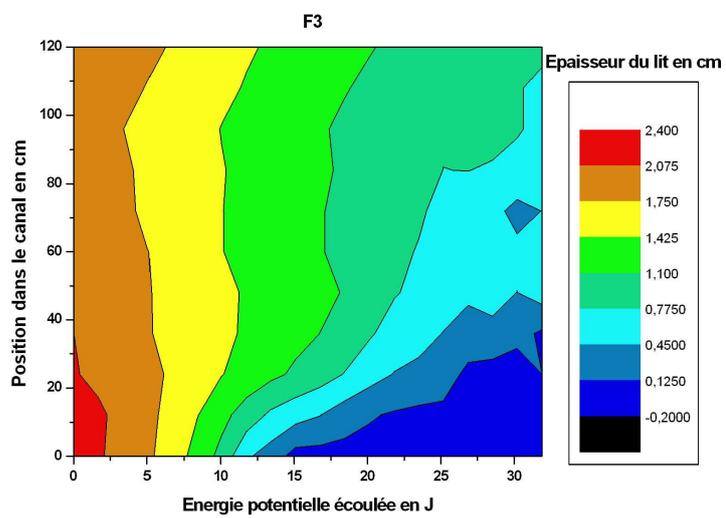


FIGURE 5.10 – Projection de la surface  $S_0$  sur le plan  $F_3$

Ces différentes représentations des données expérimentales permettent d'approcher le phénomène de l'érosion sous différents points de vue. Au préalable, rappelons que l'erreur associée à ces mesures est très importante : de l'ordre de  $2\text{ mm}$  pour des épaisseurs mesurées variant entre  $0\text{ cm}$  et  $3\text{ cm}$ .

Sur la figure 5.7, ainsi que sur celles représentant les projections sur les plans  $F1$  et  $F3$ , il apparaît un creusement préférentiel de la partie amont du lit. Au cours de son écoulement, une bouffée n'érode donc pas le lit de façon uniforme : elle érode plus la partie amont que la partie aval du lit de particules.

L'analyse de la projection sur le plan  $F2$  conforte cette observation. En effet, les courbes représentatives des points de mesure disposés régulièrement dans l'axe de l'écoulement sont étagées : chaque courbe représentant les mesures réalisées en un point donné est en dessous de toutes celles représentant les mesures en un point de mesure situé plus en aval.

Sur cette figure 5.9, les courbes représentatives des points de mesure  $C6$  à  $C10$  sont quasi superposées. Ces courbes sont proches d'une courbe de référence d'équation :

$$\text{épaisseur en cm} = 2 - 0.05 Ep.$$

où l'épaisseur s'exprime en  $cm$ . et l'énergie potentielle en  $J$ . De cette courbe s'échappent successivement les courbes représentant les points de mesure  $C0$ , puis  $C1, \dots$ . Cela est présenté sur la figure 5.11,

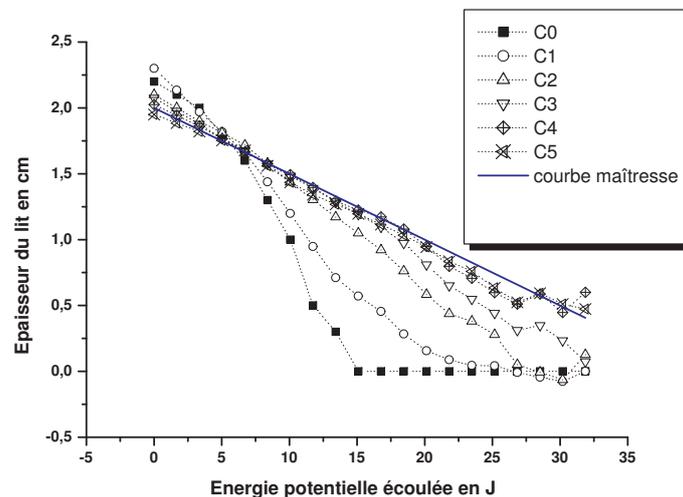


FIGURE 5.11 – Projection de la surface  $S0$  sur la face  $F2$

Ces constatations amènent à visualiser la pente des courbes représentées sur la figure 5.11.

Elles caractérisent l'intensité de l'érosion au point caractéristique de la courbe, exprimée en  $cm/J$ . La figure 5.12 représente l'évolution aux différents points caractéristiques de cette intensité de l'érosion, les points  $C6$  à  $C10$  ayant été remplacés par la courbe maîtresse de référence.

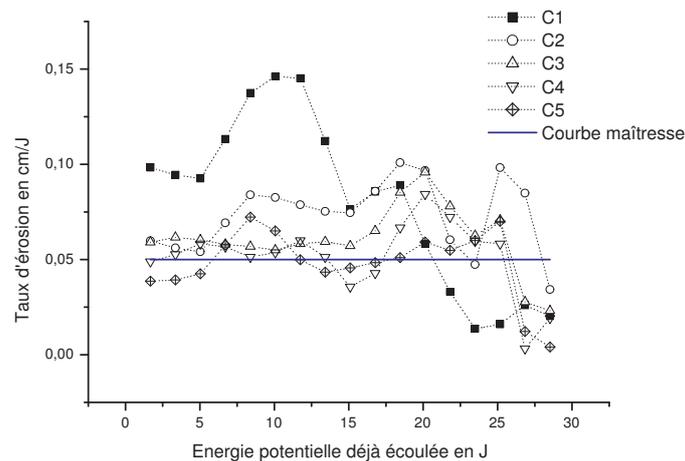


FIGURE 5.12 – Intensité de l'érosion aux différents points du lit

Nous retrouvons ici la constatation précédente : au fur et à mesure que des bouffées s'écoulent, l'érosion en un point donné se situe au voisinage de la courbe maîtresse de référence avant de s'en échapper. C'est-à-dire que, au niveau de la bouffée, l'érosion en amont du lit érodable est plus violente (chargement de la bouffée en particules) que l'érosion en aval (entretien du chargement). De plus, remarquons que les intensités maximales associées à chacune des courbes sont de moins en moins importantes : en  $C1$ , elle est de l'ordre de  $0.15\text{ cm}/J$ , en  $C2$ , de  $0.10\text{ cm}/J$ , en  $C3$ , de  $0.10\text{ cm}/J$ , en  $C4$ , de  $0.08\text{ cm}/J$  puis en  $C5$ , de  $0.06\text{ cm}/J$  pour ensuite ne plus ressortir de la courbe maîtresse référence.

Nous pouvons donc conclure que, au cours de son écoulement, la bouffée érode violemment la partie amont du lit avec un taux d'érosion de l'ordre de  $0.1\text{ cm}/J$  (chargement en particules). Ensuite, en aval, l'érosion est moindre et régulière avec un taux d'érosion de l'ordre de  $0.05\text{ cm}/J$  (entretien du chargement en particules).

Les résultats présentés ici nous ont permis, malgré leur faible précision, de faire ressortir différentes caractéristiques de l'érosion par une bouffée, au cours de son écoulement :

- Plus la bouffée est importante, plus l'érosion qu'elle engendre est conséquente (cf. figure 5.5). Une corrélation existe aussi entre la taille de la bouffée et sa vitesse (cf. chapitre 4). Nous pouvons donc en déduire que, dans notre configuration expérimentale, l'érosion

engendrée par une bouffée est d'autant plus conséquente que la vitesse de la bouffée est importante.

- L'érosion engendrée par une bouffée au cours de son écoulement (peu de variation de vitesse) présente une certaine hétérogénéité. En amont du lit, l'érosion est violente (chargement en particules), ensuite, plus en aval, elle est uniforme et moindre.

Pour décrire l'érosion engendrée par une bouffée, il semble donc nécessaire de prendre en compte les deux grandeurs descriptives de la bouffée que sont sa vitesse, d'une part, et sa concentration en particules, d'autre part. Autant l'influence de la vitesse est quelque chose de communément admis pour décrire l'érosion, autant la rétroaction de la concentration en particules d'une bouffée sur l'érosion n'a, à notre connaissance, jamais été prise en compte lors de la modélisation de l'érosion engendrée par une bouffée de gravité.

Une analyse bibliographique fera l'objet du paragraphe suivant. Nous y détaillerons les limites des approches qui ont été proposées pour modéliser cette érosion. Pour essayer de mieux comprendre la physique de nos résultats, nous prospecterons, ensuite, dans les domaines voisins que sont l'hydrologie et le transport de neige par le vent où l'influence sur l'érosion de la concentration en particules dans l'écoulement a déjà été mise en évidence.

## **5.4 Analyse bibliographique de la modélisation de l'érosion de particules granulaires par un écoulement fluide**

### **5.4.1 Modélisation d'une hauteur d'érosion constante proposée par Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77]**

Cette modélisation se base sur l'observation d'avalanches de neige en aérosol. Elle prend appui sur la constatation que l'épaisseur de neige reprise par l'avalanche au cours de son écoulement est sensiblement constante. La formulation du terme de reprise est donc la suivante :

$$\varphi = C_l \beta h_p U_f$$

avec  $h_p$  l'épaisseur de particules mobilisables en  $m$ ,  $C_l$  la concentration volumique en particules du lit,  $U_f$  la vitesse de front de la bouffée en  $m/s$  et  $\beta$  la proportion, constante au cours de l'écoulement, du lit de particules qui est érodée.

Cette modélisation semble bien appréhender l'érosion régulière que nous avons mis en évidence expérimentalement sur la partie aval du lit de particules. Toutefois, elle ne prend en compte ni l'influence de la vitesse sur l'épaisseur érodée (ici  $\beta h_p$ ), ni celle de la rétroaction de la concentration en particules dans l'écoulement sur le pouvoir érosif de la bouffée. Elle semble

ainsi adaptée pour estimer, en première approche, des volumes de particules reprises lors d'un long écoulement dans des conditions homogènes sans pouvoir appréhender plus finement les phénomènes transitoires d'échange de particules entre la bouffée et le lit d'écoulement.

**Remarque :**

Cette modélisation, qui décrit le pouvoir érosif comme une hauteur érodée constante, ne tient pas compte de la vitesse de la bouffée. Pourtant, la formulation de  $\varphi$  dépend linéairement du terme  $U_f$ . Pour s'assurer qu'une modélisation de l'épaisseur érodée dépend effectivement de la vitesse  $U$ , il faut donc s'assurer que le terme  $\frac{\varphi}{U}$  dépend de  $U$ .

#### **5.4.2 Modélisation développée pour les courants de gravité - Eames et al. [EHGD01]**

Eames et al. assimilent, dans leur article [EHGD01], les avalanches de neige en aérosol à des courants de gravité. Pour modéliser le flux de particules intégrant le courant, ils font l'hypothèse que le flux vertical de particules (érosion) est proportionnel au flux horizontal de particules.

Cette hypothèse ne correspond pas avec nos résultats expérimentaux, car, comme nous l'avons vu, l'érosion est plus marquée en amont du lit et moindre sur la partie aval, alors que la bouffée est initialement non chargée en particules, puis se charge lors de son écoulement. Le transport solide par la bouffée est donc plus important en aval qu'en amont. Il nous est donc impossible de transcrire une telle modélisation de l'érosion à une modélisation des avalanches en aérosol de type bouffée de gravité.

#### **5.4.3 Modélisation complète des échanges solides entre la bouffée et le lit de particules - Akiyama et Fukushima [AF85]**

Dans leur article [AF85], Akiyama et Fukushima abordent les échanges solides entre la bouffée et son lit d'écoulement comme une compétition entre deux vecteurs de matière qui s'opposent : l'érosion qui charge la bouffée en particules et la sédimentation qui à l'inverse dépose des particules de la bouffée au lit d'écoulement. Ils décrivent le terme d'échange  $\varphi$  par :

$$\varphi = v_s(e_s - c_b \cos \alpha)$$

où  $e_s v_s$  est le terme d'érosion et  $c_b \cos \alpha v_s$  le terme de sédimentation.

Le terme d'érosion  $e_s v_s$  est modélisé empiriquement par :

$$e_s = \begin{cases} 0 & \text{si } Z < Z_c \\ 3 \cdot 10^{-12} Z^{10} \left(1 - \frac{Z_c}{Z}\right) & \text{si } Z_c \leq Z < Z_m \\ 0,3 & \text{si } Z_m \leq Z \end{cases}$$

avec  $Z_c = 5$ ,  $Z_m = 13,2$  et  $Z = \frac{u_*}{v_s} \sqrt{\frac{d}{\nu} \sqrt{Rgd}}$  avec  $R = \frac{\rho_p}{\rho_a} - 1$ .

Le terme de sédimentation  $c_b \cos \alpha v_s$  dépend principalement de la concentration volumique en particules au niveau de l'interface entre la bouffée et le lit d'écoulement :

$$c_b = c \left( 1 + 31,5 \left( \frac{u_*}{v_s} \right)^{-0,46} \right)$$

avec  $c$  la concentration volumique en particule moyenne dans la bouffée.

Cette modélisation est intéressante dans le sens où elle sépare deux phénomènes distincts : l'érosion et la sédimentation. Nous n'avons pas les moyens de discuter plus avant la modélisation de l'érosion, si ce n'est que nous pouvons remarquer qu'elle tient compte d'une vitesse locale au travers de la vitesse turbulente  $u_*$ , mais qu'elle ne tient pas compte directement de la concentration en particules dans l'écoulement. Pour ce qui est de la formulation du terme de sédimentation, notons qu'elle tient compte de la vitesse et de la charge en particules au niveau de l'interface.

En reprenant les ordres de grandeur caractéristiques des écoulements réalisés au cours de ce travail (cf.3.4.2), les lois proposées ci-dessus ne correspondent pas à ce que nous avons observé lors des écoulements. En effet, avec :

$$\begin{aligned} R &= 0.2 \\ \frac{u_*}{v_s} &= 0.8 \\ \nu &= 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ d &= 0.47 \text{ mm} \\ g &= 9.81 \text{ ms}^{-2} \end{aligned}$$

Il vient

$$Z = 3 < Z_c = 5$$

Il ne devrait donc pas y avoir d'érosion dans notre configuration expérimentale !

Rappelons toutefois que notre estimation de  $u_*$  n'est pas très robuste (cf. chapitre 3). Nous pourrions aussi avoir estimé  $\frac{u_*}{v_s}$  de l'ordre de 1.6 en prenant  $\frac{u_*}{U} = 10\%$ . Ainsi  $Z = 6$  la reprise peu avoir lieu. Dans ce cas, on obtiendrait à l'aide de la formulation de  $\varphi$  :  $\varphi = 4.10^{-7}$ , c'est à dire une épaisseur de lit reprise de l'ordre de  $\frac{\varphi}{UC_1} = 2 \cdot 10^{-3} mm$  ! C'est bien moins que nous avons observer. Pour retrouver un ordre de grandeur d'épaisseur de  $2 mm$  il faudrait choisir  $\frac{u_*}{U} \sim 20\%$  !

Nous n'avons retenu ce modèle pour notre modélisation car, en plus de ne pas correspondre, en l'état, à nos ordres de grandeur, il nécessite l'utilisation de multiples paramètres à déterminer empiriquement ( $Z_c$  ou  $Z_m$  par exemple) et oblige à expliciter, à chaque pas de temps, la turbulence au sein de la bouffée.

#### 5.4.4 Différentes approches hydrologiques des lois de chargement

Le but n'est pas ici de faire une analyse exhaustive des modélisations utilisées en hydrologie et en hydraulique pour expliquer le transport de sédiments par les écoulements, mais, plutôt, de présenter quelques démarches qui peuvent nous faire avancer vis-à-vis du questionnement que nous avons ici. Dans un premier temps, nous étudierons l'approche proposée par Alexandre dans sa thèse [Ale97], puis nous exposerons une portion de l'analyse bibliographique permettant d'aborder les régimes transitoires de chargement d'un écoulement, analyse synthétisée par Hérouin dans sa thèse [Her98].

##### Établissement de la problématique

Alexandre [Ale97] considère un écoulement uniforme au dessus d'un lit uniforme donné. Cet écoulement induit un transport solide permanent, à concentration en particules dans l'écoulement notée  $C_{stable}$ , pour lequel le flux d'échange entre le lit et l'écoulement est nul. Si, pour une raison quelconque, la concentration en particules  $C$  devient supérieure à  $C_{stable}$ , alors il va y avoir du dépôt :  $\varphi < 0$ . Si, à l'inverse, la concentration en particules dans l'écoulement devient inférieure à  $C_{stable}$  et que le lit d'écoulement est mobilisable, alors il va y avoir érosion :  $\varphi > 0$ . Cette analyse met en évidence l'influence de sa concentration en particules sur le pouvoir érosif d'un écoulement. La fonction d'échange  $\varphi$  apparaît donc, toutes choses égales par ailleurs, comme un fonction décroissante de la concentration au sein de l'écoulement, s'annulant pour une concentration d'équilibre  $C_{stable}$ , cf. figure 5.13.

Remarquons que  $C_{stable}$  est une fonction croissante de la vitesse. En effet, si sa vitesse augmente, l'écoulement peut transporter plus de fraction solide, donc  $C_{stable}$  augmente.

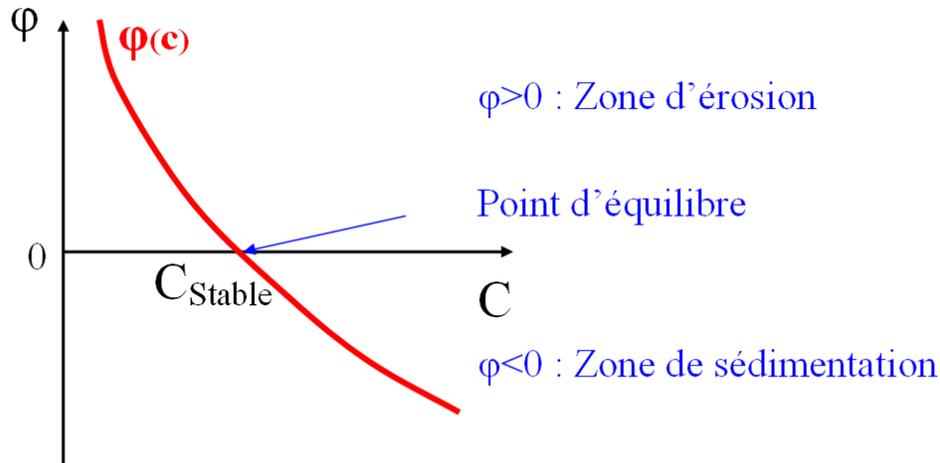


FIGURE 5.13 – Comportement de la capacité de transport autour du point d'équilibre avec un écoulement d'entrée stationnaire - d'après [Ale97]

### Loi de chargement sous contrainte, régime transitoire vers $C_{stable}$

En hydrologie, les lois de chargement sont souvent modélisées par des lois de type exponentielle (Daubert et Lebreton[DL67], Phillips et Sutherland [PA85] ou Jain[Jai92] par exemple). Ce type d'approche est synthétisée par Hérouin dans sa thèse ([Her98]).

Une loi de chargement décrit l'évolution du transport solide en fonction de la position lors du chargement de l'écoulement. Considérons un écoulement de transport solide, noté  $q_s$ , ayant une capacité de transport solide, notée  $q_s^*$  avec  $q_s < q_s^*$ . Il aborde une section sur laquelle le lit présente assez de matériau mobilisable pour ne pas limiter le chargement de l'écoulement.

La loi de chargement exponentielle est régit par l'équation différentielle :

$$\frac{dq_s}{dx} = \frac{q_s^* - q_s}{X_c}$$

où  $\vec{x}$  est la direction principale de l'écoulement et  $X_c$  la distance caractéristique de chargement dépendant principalement du type de lit pour un écoulement donné. La figure 5.14 illustre cette loi de chargement.

Pour notre problématique, cette formulation est intéressante car elle permet d'explicitier le flux de particules solides en tout point de l'espace, en fonction d'un paramètre  $X_c$ , dépendant du couple (Écoulement, Particules érodables) :

$$\varphi = \frac{dq_s}{dx} = \frac{q_s^* - q_s}{X_c}$$

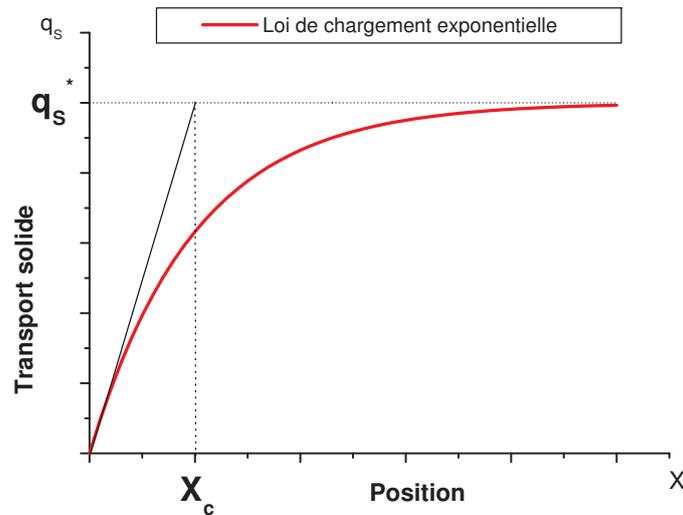


FIGURE 5.14 – Loi de chargement exponentielle, évolution du transport solide en fonction de la position

### 5.4.5 Modèle de transport de neige par le vent proposé par Naaim et al. [NNBM98]

La problématique transport de neige par le vent est sensiblement similaire à celle qui nous préoccupe ici. En effet, nous cherchons à modéliser les échanges solides entre un lit de particules mobilisables et un écoulement fluide turbulent au dessus de ce lit. C'est pourquoi nous analysons ici la modélisation proposée par Naaim et al. pour le transport de neige par le vent.

Pour étudier la loi de chargement d'un écoulement d'air au dessus d'un lit de particules, Naaim et al. ont une approche spatiale du phénomène : ils considèrent un mouvement de fluide établi, initialement non chargé, qui, ensuite, s'écoule au dessus d'un lit mobilisable (cf. figure 5.15).

En chaque position, l'enjeu est alors de déterminer la concentration moyenne en particules dans chaque tranche d'écoulement. Pour cela, ils proposent la modélisation détaillée ci-dessous. Cette modélisation a ensuite été validée expérimentalement grâce à des résultats issus d'expériences réalisées en soufflerie.

Dans cette modélisation, l'hypothèse est faite que l'arrachement des particules de neige se fait essentiellement par entraînement aérodynamique. Le flux de particules est alors fonction de la différence entre la contrainte turbulente ambiante et une contrainte seuil modélisée au travers

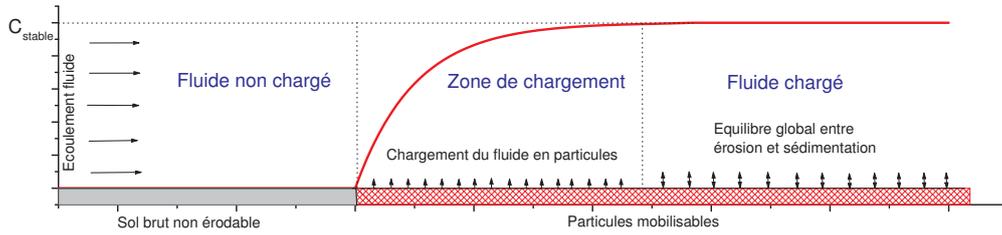


FIGURE 5.15 – Présentation de la problématique Naaim et al.

de la vitesse turbulente seuil  $u_{*,\text{seuil-erosion}}$  :

$$\varphi = K(u_*^2 - u_{*,\text{seuil-erosion}}^2)$$

où  $K$  est une constante homogène à un temps dépendant principalement de la forme des particules et de la densité du fluide porteur,  $u_*$  la vitesse de frottement turbulent et  $u_{*,\text{seuil-erosion}}$  la vitesse de frottement turbulent à partir de laquelle des particules sont érodées.

L'originalité de ce modèle vient de la formulation de la vitesse turbulente ambiante comme dépendante de la concentration en particules dans le fluide. Pour cela, ils s'appuient sur les conclusions de Kind [Kin75] qui considère que la contrainte au niveau du sol doit être égale à la contrainte de frottement seuil pour un régime stabilisé afin qu'il y ait auto-régulation. Ainsi,  $u_*$  s'exprime par :

$$u_* = (u_{*,\text{seuil-erosion}} - u_{*,e}) \left( \frac{C}{C_{\text{stable}}} \right)^2 + u_{*,e}$$

où  $u_{*,e}$  est la vitesse turbulente du fluide non chargé, c'est-à-dire la vitesse turbulente qu'aurait le fluide si il s'écoulait sur un lit non mobilisable.

Nous retrouvons ici une analyse semblable à celle proposée par les hydrologues (paragraphe précédent). Elle consiste à modéliser le flux de particules érodées comme proportionnel à l'écart entre la contrainte ambiante et une contrainte seuil. La modélisation proposée ici n'est pas une loi de chargement exponentielle car l'équation qui régit le chargement s'écrit dans un cadre où la section et la vitesse d'entrée sont constantes :

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dx} \propto \varphi &= K(u_*^2 - u_{*,\text{seuil-erosion}}^2) \\ &= a \frac{C^4}{C_{\text{stable}}^4} + b \frac{C^2}{C_{\text{stable}}^2} + d \end{aligned}$$

où  $a, b$  et  $d$  sont des constantes.

Ce type d'équation différentielle donne une loi de chargement présentée figure 5.16. Pour information, elle est comparée à une loi exponentielle de même pente initiale, et de même asymptote finale.

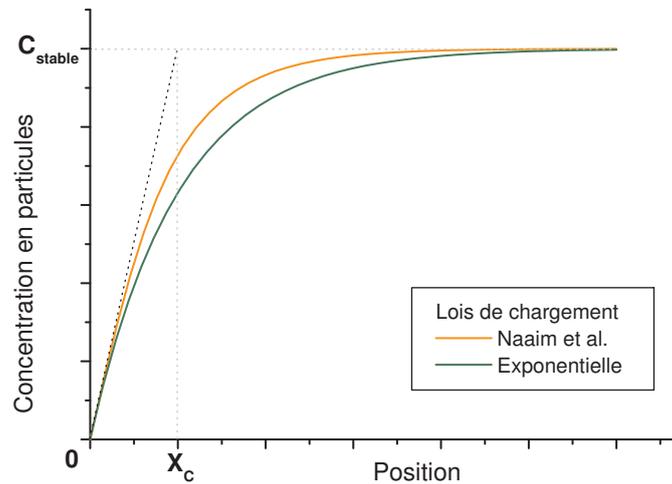


FIGURE 5.16 – Forme de la loi de chargement comparée à la forme d'une loi de chargement exponentielle

#### 5.4.6 Analyse de ces différents modèles au regard de nos résultats expérimentaux - Proposition de modélisation

Au regard de ces différentes approches de l'érosion d'un lit de particules par un écoulement, nous allons essayer de présenter ici une approche physique qui nous aidera, au chapitre suivant, dans la modélisation numérique de cette problématique.

Pour cela, nous nous baserons sur l'hypothèse d'arrachement aérodynamique. Elle consiste à considérer le flux de particules entre le lit et l'écoulement comme proportionnel à la différence entre la contrainte turbulente et la contrainte seuil. Nous avons choisi d'intégrer une notion d'hystérésis dans ce phénomène en distinguant deux contraintes seuil au travers de deux vitesses turbulentes seuil : une concernant le seuil d'érosion, c'est-à-dire la contrainte seuil à partir de laquelle le premier grain est mis en suspension, et une concernant le seuil de sédimentation, c'est-à-dire la contrainte seuil en dessous de laquelle tous les grains finiront par sédimenter. Nous avons choisi d'intégrer dans nos formulation la concentration en particules du domaine devant céder des particules. Cela se conçoit bien : si le fluide a tendance à éroder

mais que le sol ne dispose par de particules ou peu de particules, le flux sera limité ; de même si le fluide a tendance à déposer des particules, il en déposera d'autant plus qu'il en contient.

Ainsi, le flux d'érosion s'écrit :

$$\varphi_e = \lambda_1 C_l (u_*^2 - u_{*,\text{seuil-erosion}}^2) \quad \text{si } u_*^2 - u_{*,\text{seuil-erosion}}^2 > 0$$

avec  $\lambda_1$  une constante homogène à un temps et  $C_l$  la concentration du lit en particules mobilisables.

Le flux de sédimentation s'écrit :

$$\varphi_s = \lambda_2 C (u_*^2 - u_{*,\text{seuil-sedimentation}}^2) \quad \text{si } u_*^2 - u_{*,\text{seuil-sedimentation}}^2 < 0$$

avec une autre constante  $\lambda_2$  homogène à un temps.

La fonction d'échange solide  $\varphi$  entre la bouffée et le lit d'écoulement s'écrit donc :

$$\varphi = \begin{cases} \lambda_1 C_l (u_*^2 - u_{*,\text{seuil-erosion}}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,\text{seuil-erosion}}^2 > 0 \\ \lambda_2 C (u_*^2 - u_{*,\text{seuil-sedimentation}}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,\text{seuil-sedimentation}}^2 < 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.1)$$

Comme dans le cas de la modélisation Naaim et al. [NNBM98], pour finaliser cette modélisation, il nous reste, à proposer une formulation de la fonction  $u_* = f(C, u_{*,e})$ . Elle permet de rendre compte de l'atténuation de la contrainte turbulente par la présence de particules en suspension. Cette fonction doit vérifier les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} f : [0; C_{max}[ \times \mathbb{R}_+ &\longrightarrow \mathbb{R}_+ \\ (C, u_{*,e}) &\longmapsto f(C, u_{*,e}) \end{aligned}$$

avec

$$\begin{cases} f(C, u_{*,e}) \geq 0 & \forall (C, u_{*,e}) \in [0; C_{max}[ \times \mathbb{R}_+ \\ f(0, u_{*,e}) = u_{*,e} & \forall u_{*,e} \in \mathbb{R}_+ \\ \frac{\partial f}{\partial C}(C, u_{*,e}) \leq 0 & \forall (C, u_{*,e}) \in [0; C_{max}[ \times \mathbb{R}_+ \\ \frac{\partial f}{\partial u_{*,e}}(C, u_{*,e}) \geq 0 & \forall (C, u_{*,e}) \in [0; C_{max}[ \times \mathbb{R}_+ \end{cases} \quad (5.2)$$

La concentration  $C_{max}$  est la concentration maximale admissible dans l'écoulement c'est à dire la concentration au dessus de laquelle les collisions entre particules deviennent prépondérantes sur la turbulence.

Ces conditions sont la transcription mathématique respective des faits suivants :

- la vitesse turbulente  $u_*$  est positive ou nulle,
- la vitesse turbulente n'est pas influencée s'il n'y a pas de particules en suspension,

- plus il y a de particules en suspension, plus la vitesse turbulente est atténuée,
- plus la vitesse turbulente d'entrée est élevée, plus la vitesse turbulente est importante.

La formulation  $f(C, u_{*,e}) = (u_{*,\text{seuil-erosion}} - u_{*,e}) \left( \frac{C}{C_{\text{stable}}} \right)^2 + u_{*,e}$ , proposée par Naaim et al. [NNBM98], ne sera pas retenue ici car elle ne vérifie pas la quatrième condition sur l'ensemble du domaine. En effet,  $\frac{\partial f}{\partial u_{*,e}}(C, u_{*,e}) = 1 - \left( \frac{C}{C_{\text{stable}}} \right)^2 < 0$  pour  $C \in ]C_{\text{stable}}; C_{\text{max}}[$ . Autrement dit, la loi proposée par Naaim et al. ne considère que la zone de chargement pour laquelle  $C \leq C_{\text{stable}}$  et non la zone de sédimentation pour laquelle la concentration est supérieure à la concentration d'équilibre.

Pour respecter les conditions (5.2), nous proposons ici la formulation :

$$u_* = f(C, u_{*,e}) = u_{*,e} \left( 1 - \frac{C}{C_{\text{max}}} \right)^a \quad (5.3)$$

avec  $a > 0$  une constante à déterminer empiriquement.

Ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{ll} f(C, u_{*,e}) \geq 0 & \forall (C, u_{*,e}) \in [0; C_{\text{max}}[ \times \mathbb{R}_+ \\ f(0, u_{*,e}) = u_{*,e} & \forall u_{*,e} \in \mathbb{R}_+ \\ \frac{\partial f}{\partial C}(C, u_{*,e}) = -\frac{a u_{*,e}}{C_{\text{max}}} \left( 1 - \frac{C}{C_{\text{max}}} \right)^{a-1} \leq 0 & \forall (C, u_{*,e}) \in [0; C_{\text{max}}[ \times \mathbb{R}_+ \\ \frac{\partial f}{\partial u_{*,e}}(C, u_{*,e}) = \left( 1 - \frac{C}{C_{\text{max}}} \right)^a > 0 & \forall (C, u_{*,e}) \in [0; C_{\text{max}}[ \times \mathbb{R}_+ \end{array} \right.$$

En chargement, à  $u_{*,e}$  fixée nous obtenons une estimation de  $C_{\text{stable}}(u_{*,e})$  fournie par  $u_{*,\text{seuil}} = f(C_{\text{stable}}(u_{*,e}), u_{*,e})$  c'est-à-dire la concentration pour laquelle la vitesse turbulente  $u_* = f(C_{\text{stable}}, u_{*,e}) = u_{*,\text{seuil-erosion}}$ . Soit :

$$C_{\text{stable}}(u_{*,e}) = \begin{cases} C_{\text{max}} \left( 1 - \left( \frac{u_{*,\text{seuil-erosion}}}{u_{*,e}} \right)^{\frac{1}{a}} \right) & \text{si } u_{*,e} > u_{*,\text{seuil-erosion}} \\ 0 & \text{si } u_{*,e} \leq u_{*,\text{seuil-erosion}} \end{cases} \quad (5.4)$$

Cette concentration correspond à la concentration limite obtenue en chargement à  $u_{*,e}$  constante, c'est-à-dire la concentration asymptotique de l'écoulement. Les profils de chargements obtenus par cette loi sont comparés figure 5.17 aux lois que nous avons présentées précédemment au sein de ce chapitre : la loi exponentielle et la formulation proposée par Naaim [NNBM98]. Nous pouvons remarquer que la loi exponentielle est un cas particulier de la formulation proposée ici pour  $a = 0.5$ . Différentes valeurs de  $a$  permettent d'encadrer la loi de chargement proposée par Naaim. Remarquons que le profil de chargement obtenu pour  $a = 0.3$  est très proche du profil de chargement obtenu par la loi proposée par Naaim.

La figure 5.18 représente le flux de particules  $\varphi$  dans le plan  $(u_{*,e}, C)$ . La figure 5.19 reprend la même figure avec un code couleur différent :

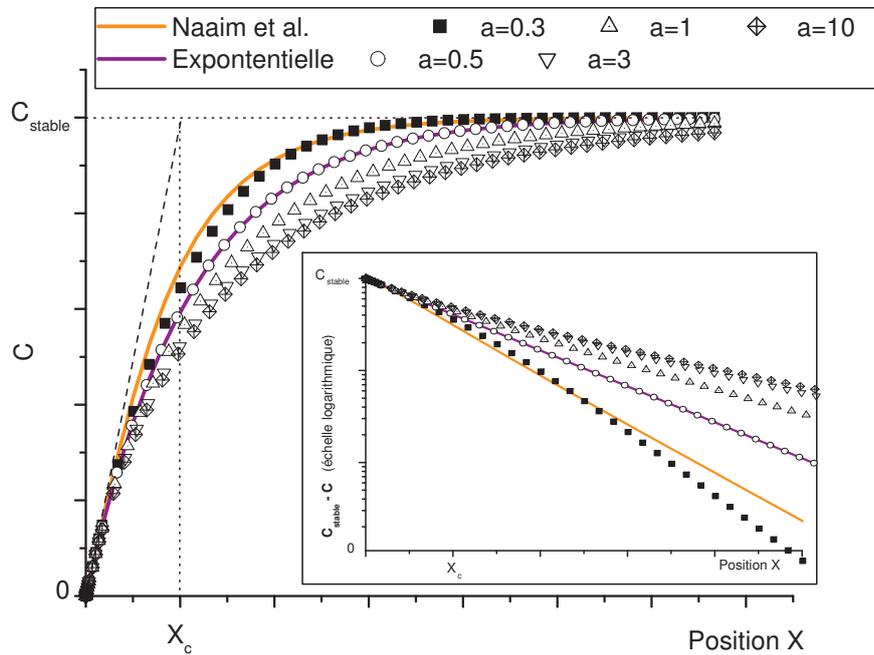


FIGURE 5.17 – Lois de chargement pour différentes valeurs du paramètre  $a$  comparées à celle proposée par Naaim et al. et à une loi de chargement exponentielle. Le paramètre  $K$  de la loi Naaim ainsi que le produit  $\lambda C_l$  sont fixés à 1

- la région de couleur verte est la région dans laquelle le chargement du fluide est inférieur à sa capacité de transport. Il y a érosion si le lit le permet.
- la région de couleur rouge est la région dans laquelle le fluide est plus chargé que sa capacité de transport : il y a sédimentation. Au sein de cette région, la zone pour laquelle  $u_{*,e} < u_{*,seuil}$  est une zone particulière. En effet, si le fluide n'est pas chargé initialement, l'érosion ne pouvant avoir lieu, la concentration  $C$  restera nulle ; si le fluide est déjà chargé, les particules auront tendance à sédimenter. L'écoulement n'y est pas en capacité de maintenir les particules en suspension.
- la région de couleur jaune est la région dans laquelle la fluide a atteint un équilibre vis-à-vis de sa capacité de chargement. Les échanges solides seront globalement nuls, la concentration n'évoluera pas.

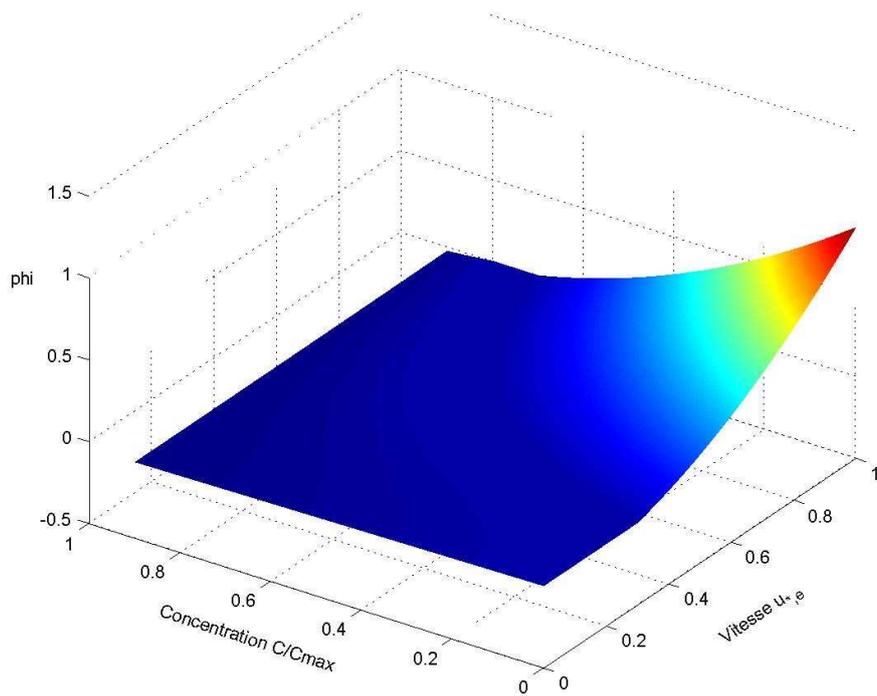


FIGURE 5.18 – Représentation du flux de particules  $\varphi$  en fonction de  $(C, u_{*,e})$

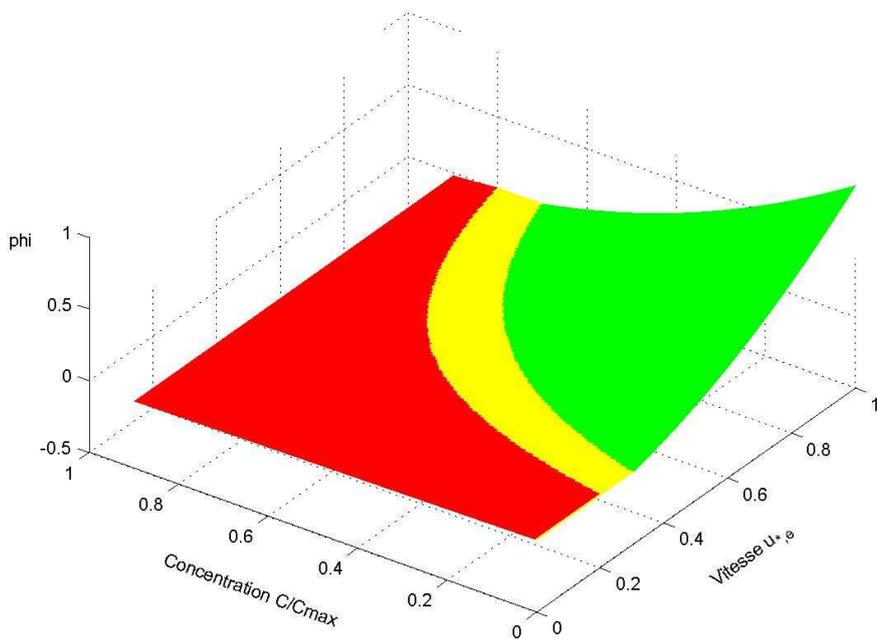


FIGURE 5.19 – Représentation du flux de particules  $\varphi$  en fonction de  $(C, u_{*,e})$ ; la partie verte correspond à la zone d'érosion, la rouge à la sédimentation et la jaune à la zone de stabilité.

Notons que cette analyse se base sur un type de lit de particules donné. La zone de l'espace caractérisant un flux nul est donc très dépendant de ce lit.

Cette proposition de modélisation de l'érosion conserve bien les différentes caractéristiques que nous avons mis en évidence expérimentalement. En effet, au début de l'écoulement, la bouffée a une concentration faible et une vitesse suffisante pour éroder. Elle se charge donc brutalement en particules dès que possible, c'est-à-dire en amont du lit. Ensuite, le déficit en particules dans la bouffée vient du fait que, au cours de son écoulement, la bouffée incorpore du fluide ambiant ; pour maintenir sa concentration proche de l'équilibre, elle érode le lit de façon moins intensive qu'en amont du lit.

Nous avons vu que l'épaisseur érodée par une bouffée est d'autant plus conséquente que la taille de la bouffée est importante. D'autre part, nous avons vu figure sur la 5.2 que les grosses bouffées s'écoulent plus rapidement que les plus petites. L'épaisseur érodée est donc d'autant plus grande que la bouffée est rapide. D'autre part, l'étude de la modélisation de la reprise proposée par Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77] nous a montré que l'épaisseur reprise s'exprime par le rapport  $\frac{\varphi}{C_1 U}$ . L'expression du rapport  $\frac{\varphi}{U}$  doit donc dépendre de façon croissante de  $U$ . La modélisation du flux  $\varphi$ , proposée ci-dessus, étant globalement dépendante de  $U^2$ , nous la conserverons dans la suite de ce travail.



# Chapitre 6

## Modélisation numérique

### 6.1 Socle de la modélisation numérique retenue pour les bouffées de gravité

#### 6.1.1 Mise en équation

La modélisation qui a été retenue ici est la modélisation de type KSB, préconisée par Turnbull et al. [TMA07] avec une modification de la modélisation du terme d'échange de masse avec le lit d'écoulement. Elle repose sur les hypothèses suivantes :

- autosimilarité de la bouffée au cours de son écoulement,
- prise en compte de la reprise et de la sédimentation au travers du flux volumique de particules  $\varphi$  traversant l'interface sol/bouffée. Si  $\varphi > 0$  il y a reprise, si  $\varphi < 0$  il y a sédimentation, si  $\varphi = 0$  il y a équilibre.

Dans ce cadre, les trois équations constituant le modèle s'écrivent :

Équation de croissance de la bouffée

$$\frac{dA}{dt} = E U \sqrt{A} + \varphi \quad (6.1)$$

Équation de conservation de la masse

$$\frac{d\rho A}{dt} = \rho_a E U \sqrt{A} + \rho_p \varphi \quad (6.2)$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{d(\rho + k_v \rho_a) A U}{dt} = \Delta \rho g A \sin \alpha \quad (6.3)$$

Ce modèle peut aussi s'écrire de la façon suivante, en utilisant la formulation 6.4 pour obtenir 6.5 et (6.4,6.5) pour obtenir 6.6 :

$$\frac{dA}{dt} = EU\sqrt{A} + \varphi \quad (6.4)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{A} \left( EU\sqrt{A}(\rho_a - \rho) + \varphi(\rho_p - \rho) \right) \quad (6.5)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{A(\rho + k_v\rho_a)} \left( \Delta\rho g A \sin \alpha - U \left( EU\sqrt{A}(1 + k_v)\rho_a + \varphi(\rho_p + k_v\rho_a) \right) \right) \quad (6.6)$$

$$\frac{dx}{dt} = U \quad (6.7)$$

avec  $\rho_a, \rho_p, g, k_v, \alpha, E$  et  $\varphi$  des fonctions de  $(A, U, \rho, x, t)$  à expliciter.

**Analyse des termes des équations (6.5) et (6.6).** Les termes du membre de droite de l'équation (6.5) représentent respectivement la diminution de densité moyenne de la bouffée par incorporation de fluide ambiant et l'augmentation de densité (si  $\varphi > 0$ ) par reprise de particules (si  $\varphi < 0$  le second terme représente une perte de densité moyenne par sédimentation des particules). Ceux du membre de droite de l'équation (6.6) représentent respectivement l'accélération due à l'action de la gravité, le ralentissement dû d'une part à l'incorporation de fluide ambiant et d'autre part à la reprise de particules (si  $\varphi > 0$ ; si  $\varphi < 0$  ce terme devient un terme d'accélération par sédimentation des particules).

### Simplification du modèle

Pour modéliser une topographie naturelle, on peut la décomposer en une succession de tronçons de pente constante pour peu que les ruptures de pente soit douces, c'est-à-dire en termes mathématiques, en considérant le profil curviligne bidimensionnel suivi par l'avalanche  $\zeta = f(\eta)$  (avec  $\zeta$  l'altitude et  $\eta$  la projection du profil sur un axe horizontal), si le rayon de courbure  $(1 + f')^{3/2}/f''$  est grand devant la taille caractéristique de l'avalanche. Dans le cas contraire, le comportement d'une bouffée de gravité au passage d'une ruptures de pente est à analyser plus finement.

Nous utiliserons pour  $E$  la formulation Ancy [Anc04] en fonction du nombre de Richardson  $Ri$ , donc fonction de  $(A, \rho, U)$ . La formulation classique de  $Ri$  (2.21) fait intervenir la hauteur  $H$  de la bouffée et non son aire transverse  $A$ . Dans notre modélisation nous utiliserons, en plus, le coefficient de forme  $k_1 = \frac{H}{\sqrt{A}}$  pour y remédier.

Dans ce travail, nous nous contenterons d'étudier l'écoulement d'une bouffée de gravité sur un lit de pente constante, de rugosité apparente constante. Seul le caractère érodable du lit dépendra de la position de la bouffée. Ainsi nous considérerons  $\rho_a, \rho_p, g, k_v, \alpha$  et  $k_1$  constants.

Ce modèle pour être fermé nécessite l'explicitation de  $\varphi$  comme une fonction des paramètres caractérisant la bouffée  $(A, \rho, U, x, t)$  et ceux caractérisant le manteau neigeux  $(\rho_p, x, t)$ . Une telle description est discutée au paragraphe 6.3.

### 6.1.2 Résolution numérique, première analyse

Dans un premier temps, pour se donner un idée globale et surtout asymptotique de ce modèle nous modéliserons la reprise de la façon préconisée par Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77] :

$$\varphi = C_l \beta h_p U_f$$

avec  $e = \beta h_p$  la hauteur constante reprise par la bouffée. Nous avons vu au chapitre 4 qu'en première approche, nous pouvons faire l'amalgame entre la dérivation par rapport à la position et la dérivation par rapport à la position du front. Ainsi, nous choisissons ici dans un premier temps, de modéliser la reprise par

$$\varphi = C_l \beta h_p U$$

Le système différentiel posé au paragraphe précédent accompagné de conditions initiales est alors résoluble numériquement à l'aide, par exemple, d'une méthode de Runge-Kutta. Une telle résolution a été implémentée sur le logiciel Matlab à l'aide du solveur `ode45`. Une analyse rapide de quelques résultats dans des cas simples est présentée ci-dessous.

#### Paramètres du modèle, conditions initiales

Nous considérons ici une bouffée qui à l'instant initial démarre de l'origine des axes avec une vitesse nulle. Ainsi les conditions initiales s'écrivent :

$$\begin{cases} x(t=0) = 0 \\ U(t=0) = 0 \\ \rho(t=0) = \rho_0 \\ A(t=0) = A_0 \end{cases} \quad (6.8)$$

Pour estimer les paramètres, nous avons choisi de modéliser une bouffée de gravité telle que celles qui ont été réalisées expérimentalement au cours de ce travail (cf. Chap 3). Les valeurs retenues pour les paramètres du modèle sont explicitées dans le tableau suivant :

Nous considérons, dans un premier temps, que lors de son écoulement la bouffée de densité reprend une épaisseur constante de particules (modèle de reprise Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77] repris dans la plupart des modèles KSB). Pour cela trois configurations de reprise constante ont été simulées : pas de reprise  $C_l \beta h_p = 0$ , reprise modérée  $C_l \beta h_p = 5 \text{ mm}$  et reprise forte  $C_l \beta h_p = 10 \text{ mm}$ .

Paramètres	Valeur	Méthode d'estimation
$k_v$	0.5	Bibliographie [BHB81]
$\alpha$	20°	Conditions expérimentales
$g$	9.81 $m.s^{-2}$	
$\rho_a$	1	
$\rho_p$	1.19	
$V_0$	4 litres	
$A_0$	0.037	Observations expérimentales
$k_1$	0.8	
$\rho_0$	1.07	Conservation de la flottabilité à partir de $V_0$ , $\rho_a$ et $A_0$
$C_l\beta h_p$	constante comprise entre 0 $mm$ et 10 $mm$	Modèle de reprise Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77]

TABLE 6.1 – Paramètres choisis pour l'étude du modèle analytique

### Résultats préliminaires : évolution de la bouffées au cours de son écoulement

Les graphiques présentés ci-dessous permettent de mieux appréhender la dynamique d'une bouffée de gravité au cours de son écoulement, d'une part et, d'autre part, l'influence de la reprise sur cette dynamique. Pour chacune des caractéristiques de la bouffée, différents graphiques seront proposés : un graphique permettant de se rendre compte du comportement global de la bouffée lors de l'écoulement sur une distance caractéristique de notre expérience (2.5  $m$ ) puis des graphiques permettant de mieux comprendre le comportement asymptotique des bouffées.

### Évolution de la taille de la bouffée

Évolution globale : La bouffée a tendance à grossir tout au long de son écoulement. Cette croissance est due principalement à l'incorporation de fluide ambiant et dans une moindre mesure à la reprise de particules. Remarquons que les bouffées reprenant des particules ont tendance à ces positions à être plus grosses que celles n'en reprenant pas.

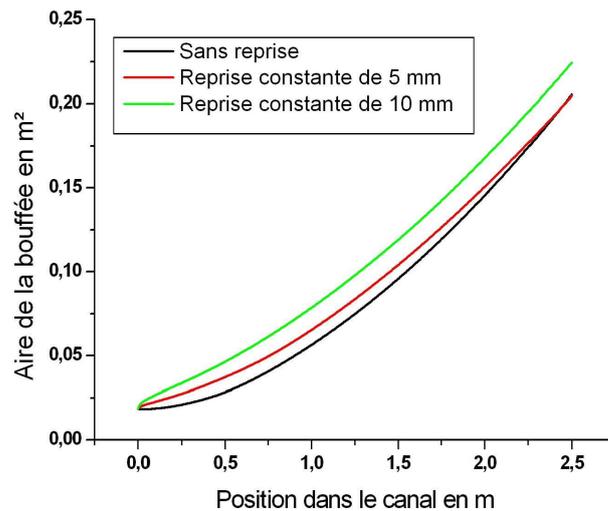


FIGURE 6.1 – Évolution de l'aire de la bouffée en fonction de sa position.

Comportement asymptotique : La tendance relevée à petite échelle s'inverse asymptotiquement : la bouffée ne reprenant pas de particules devient plus grosse que celles en reprenant. Remarquons aussi sur le graphique en échelles logarithmiques que la croissance de toutes les bouffées semble polynomiale d'ordre avoisinant  $3/2$ .

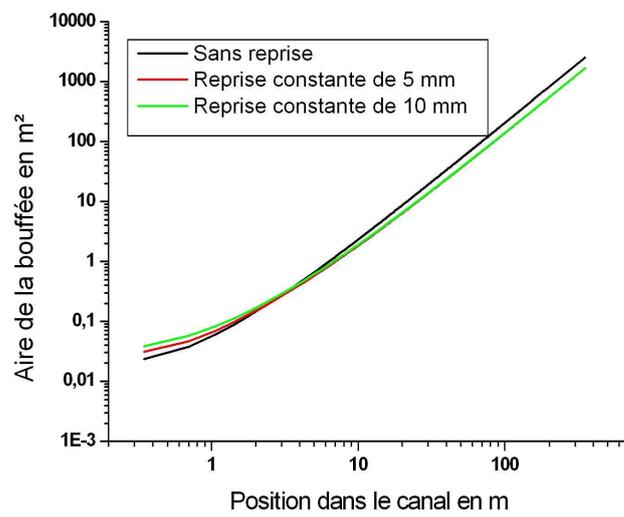


FIGURE 6.2 – Évolution asymptotique en échelle logarithmique de l’aire de la bouffée en fonction de sa position.

### Évolution de la densité de la bouffée

Évolution globale : L'évolution de la densité de la bouffée est gouvernée par deux phénomènes : l'incorporation de particules qui a tendance à augmenter la densité et l'incorporation de fluide ambiant qui a tendance à l'amoindrir. Il apparaît que, à part dans la phase initiale, le phénomène d'incorporation de fluide ambiant est prépondérant si bien que l'on observe une lente décroissance de la densité de la bouffée. Remarquons que logiquement les courbes s'étagent : plus la reprise est importante, plus la densité de la bouffée est importante.

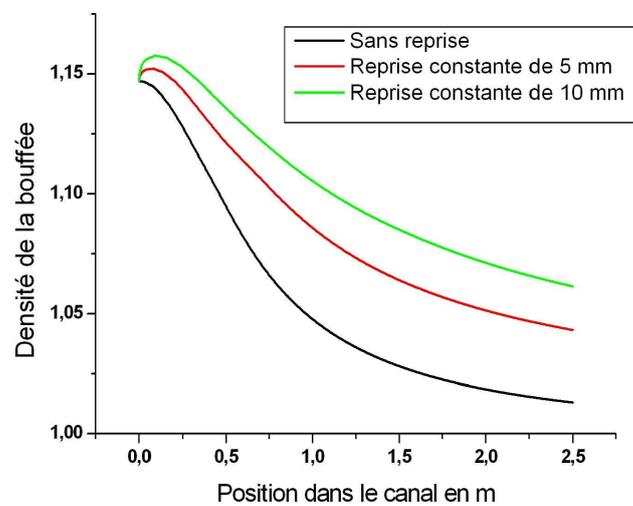


FIGURE 6.3 – Évolution de la densité de la bouffée en fonction de sa position.

Comportement asymptotique : La reprise n'arrive pas à endiguer une rapide décroissance de la densité de la bouffée vers la densité du fluide ambiant.

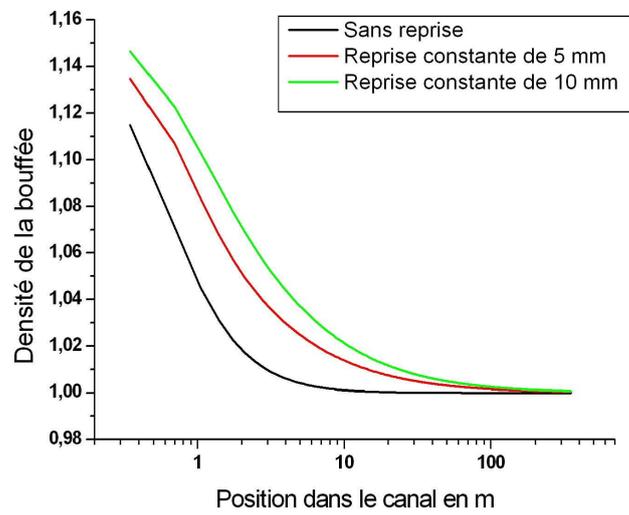


FIGURE 6.4 – Évolution asymptotique en échelle logarithmique de la densité de la bouffée en fonction de sa position.

### Évolution de la vitesse moyenne de la bouffée

Évolution globale : La bouffée subit d'abord une forte accélération indépendante de la présence de reprise, ensuite la vitesse se stabilise ou décroît lentement en fonction de si la bouffée reprend ou non des particules.

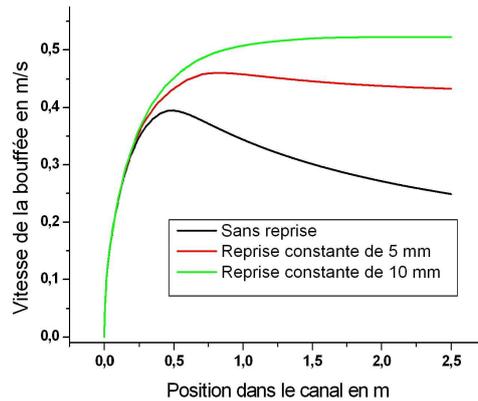


FIGURE 6.5 – Évolution de la vitesse de la bouffée en fonction de sa position.

Comportement asymptotique : Deux résultats sont marquants : la décroissance asymptotique de la vitesse d'une bouffée ne reprenant pas de particules et l'existence d'une vitesse limite vers laquelle tend une bouffée reprenant des particules, par valeurs inférieures ou par valeurs supérieures suivant l'ampleur de la reprise.

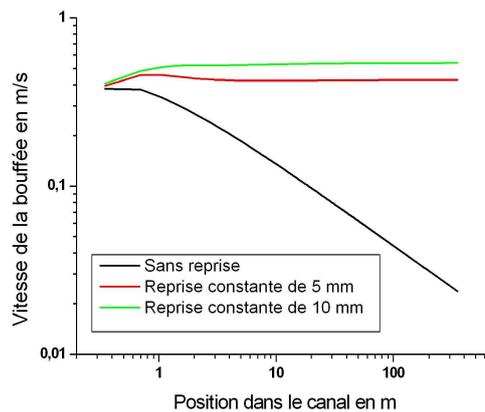


FIGURE 6.6 – Évolution asymptotique en échelle logarithmique de la vitesse de la bouffée en fonction de sa position.

Nous retrouvons ici les conclusions proposées par Hopfinger et Tochon-Danguy [HTD77] : la vitesse d'une bouffée sans reprise décroît comme l'inverse de la racine carrée de la po-

sition ; la vitesse limite d'une bouffée reprenant des particules est proportionnelle à la racine carrée de l'épaisseur reprise (cf.6.7 et 6.8).

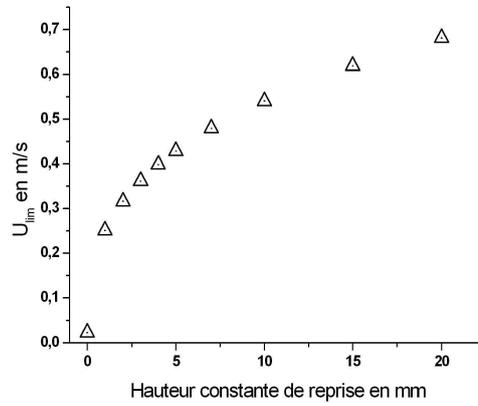


FIGURE 6.7 – Variation de la vitesse limite en fonction de l'épaisseur de particules reprises.

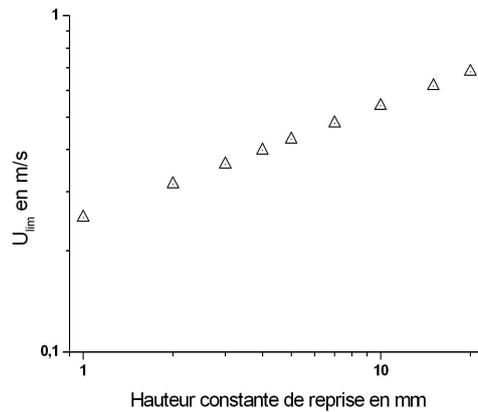


FIGURE 6.8 – Variation de la vitesse limite en fonction de l'épaisseur de particules reprises en échelles logarithmiques.

## 6.2 Confrontation de ce modèle aux résultats expérimentaux hors reprise, détermination de paramètres permettant de reproduire numériquement les résultats expérimentaux

Une modélisation de l'écoulement des bouffées de gravité a, d'une part, été choisi au paragraphe 6.1.1. D'autre part, de multiples expérimentations ont été menées dans le cadre de ce travail. L'objet de cette section est de voir dans quelle mesure la modélisation proposée s'adapte aux résultats expérimentaux. Cette étude s'effectuera en deux temps : on détaillera les paramètres du modèle à évaluer pour pouvoir établir une comparaison et la méthode mise en place les caler puis on présentera les résultats des différents calages, paramètre par paramètre.

### 6.2.1 Paramètres du modèle, méthode de calage du modèle numérique, stratégie d'optimisation

Le chapitre 5 a montré la difficulté de modéliser les échanges de matériaux entre la bouffée et son lit d'écoulement. Dans cette partie, nous ne nous intéresserons qu'aux écoulements ayant été réalisés sur un lit non érodable. Le flux  $\varphi$  de la modélisation numérique a donc, pour l'instant, été bloquée à 0. Pour ce qui est du traitement des échanges de matière entre la bouffée et son lit d'écoulement, il en sera question dans la section suivante.

Deux types de paramètres sont à évaluer lors de ce calage :

- les paramètres intrinsèques au modèle,
- les paramètres permettant de lier les sorties du modèle aux grandeurs réellement observées.

Concernant les paramètres intrinsèques à la modélisation, il faut recenser la densité du fluide ambiant  $\rho_a$ , l'accélération de la pesanteur  $g$ , la pente d'écoulement  $\alpha$ , le coefficient de forme  $k_1$ , le terme de masse ajoutée  $k_v$  et la densité des particules  $\rho_p$ . Dans notre cas, certains de ces paramètres sont constants sur l'ensemble des écoulements ; ainsi  $\rho_a = 1$ ,  $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$ ,  $\alpha = 20^\circ$  et  $\rho_p = 1.19$ . Il ne reste donc que deux paramètres qui dépendent, à priori, de la forme de la bouffée :  $k_1$  et  $k_v$ .

A ces derniers viennent s'ajouter les conditions initiales de bouffées  $A_0$  et  $\rho_0$ . Toutefois, connaissant le volume  $V_0$  d'eau salée de densité 1.2 ayant servi à générer la bouffée,  $A_0$  et  $\rho_0$  sont liés par la conservation de la flottabilité de la bouffée :

$$(\rho_0 - \rho_a)A_0 = (1.2 - \rho_a)\frac{V_0}{0,3} \quad (6.9)$$

vu que la largeur du canal mesure  $0.3 \text{ m}$ .

La valeur de  $\rho_0$  se déduisant de  $A_0$ , nous ne chercherons qu'à caler  $A_0$ .

Pour ce qui est des paramètres permettant de comparer les sorties modèles aux observations expérimentales, il faut constater que le modèle numérique fournit l'évolution de la position du centre de gravité et celle de l'aire transverse de la bouffée, alors que les observations des bouffées expérimentales fournissent la position du front et la hauteur de la bouffée en fonction du temps. Le coefficient de forme  $k_1$ , qui relie la hauteur de la bouffée à son aire transverse, est déjà pris en compte ; le coefficient de forme  $k_2 = \frac{X_f - X_g}{\sqrt{A}}$ , qui lie la distance du centre de gravité au front par rapport à la surface transverse de la bouffée est aussi à considérer comme un paramètre pour faire correspondre expérience et modélisation. C'est deux paramètres sont des grandeurs que nous avons estimées à partir d'une image de bouffée au chapitre 3. Nous avons trouvé  $k_1 = 0.8$  et  $k_2 = 1.4$ . Ces valeurs seront fixées par la suite.

Lors de la modélisation numérique nous considérons que la bouffée démarre étant déjà telle qu'elle sera lors de son écoulement (hypothèse d'autosimilarité). Lors des expériences, les bouffées démarrent dans le réservoir amont du canal et sont libérées par l'action de la vanne guillotine. Les conditions de démarrage sont très différentes il est donc nécessaire de prendre en considération dans la modélisation numérique une grandeur, que nous noterons  $Dx$  de décalage spatial entre les origines d'espace des modélisations numériques et expérimentales. D'autre part il n'y a pas, non plus, synchronisation temporelle. Une grandeur  $Dt$  décrivant ce décalage temporel est donc considérée.

Ainsi, 4 paramètres sont à caler pour chaque écoulement réalisé expérimentalement.

Pour identifier ces quatre valeurs, le choix de la stratégie d'optimisation est importante. Nous avons choisi la méthode consistant à déterminer, lâcher par lâcher, le vecteur de paramètres optimal. Nous analyserons ensuite, paramètre par paramètre, les tendances et moyennes des résultats ainsi obtenus.

Nous chercherons donc, pour chaque écoulement expérimental, un vecteur de paramètres :  $(k_v, A_0, Dt, Dx)$  minimisant la distance entre valeurs observées et valeurs modélisées.

Cette notion de distance est difficilement appréhendable ici car deux grandeurs entrent en jeu : la position  $X_f$  et la hauteur de la bouffée  $H$ . Les valeurs prises par ces grandeurs sont positives et du même ordre de grandeur numérique. La somme des résidus associées à  $H$  et  $X_f$  donne donc le même poids à ces deux grandeurs. C'est donc une minimisation de la somme des résidus de calage de  $H$  et de  $x_f$  qui a été retenue.

## 6.2.2 Résultats de calage

Les conditions expérimentales dans lesquelles sont réalisées les bouffées présentent deux champs de différences :

- L'énergie potentielle libérée par la bouffée lors de son écoulement,

– la rugosité constituant le lit d'écoulement.

Pour les paramètres  $k_v$  et  $A_0$  nous présenterons deux graphiques illustrant la variabilité du paramètre en question vis à vis de chacun de ces champs de différence. Pour ce qui est de l'abscisse des graphiques présentant la variabilité du paramètre en fonction de la rugosité du lit, nous avons choisi de présenter les rugosités dans l'ordre suivant :  $Li$ , PMMA non érodable noté  $PMMA$ ,  $P60$ , *Tube de PVC* (noté  $T10$ ) puis les billes de taille  $10\text{ mm}$ ,  $4\text{ mm}$ ,  $2\text{ mm}$ ,  $1.1\text{ mm}$ ,  $0.5\text{ mm}$ ,  $0.2\text{ mm}$  et  $0.1\text{ mm}$ . Elles seront respectivement notés :  $B10$ ,  $B4$ ,  $B2$ ,  $B1.1$ ,  $B0.5$ ,  $B0.2$  et  $B0.1$ .

Pour ce qui est des grandeurs  $Dt$  et  $Dx$ , ce ne sont que des grandeurs d'ajustement qui dépendent de la réalisation de chaque écoulement et qui n'ont aucune raison de présenter de dépendance aux champs de différence présentés ci-dessus. Pour ces deux grandeurs, nous ne présenterons donc pas d'analyse des résultats obtenus lors du calage.

### Paramètre $k_v$

Le paramètre  $k_v$ , paramètre de masse ajoutée, décrit la quantité de fluide ambiant mise en mouvement autour de la bouffée. Les figures 6.9 et 6.10 montrent que mis à part dans la configuration de lit composé de tubes de PVC (*T10*),  $k_v$  est sensiblement égal à 3 et ne dépend pas franchement des conditions expérimentales.

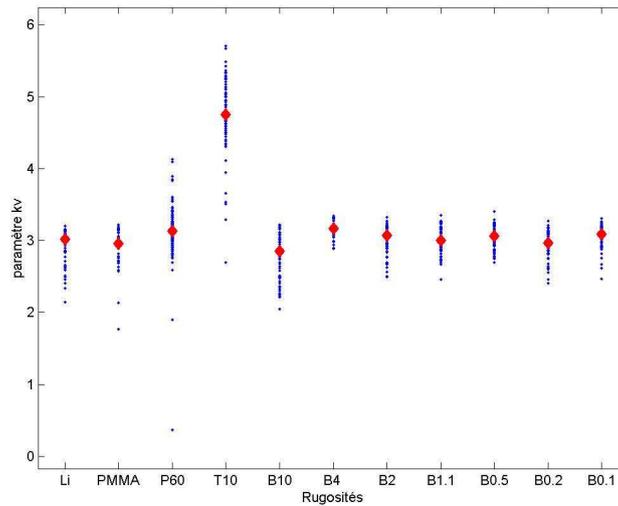


FIGURE 6.9 – Variation de  $k_v$  en fonction de la rugosité du lit

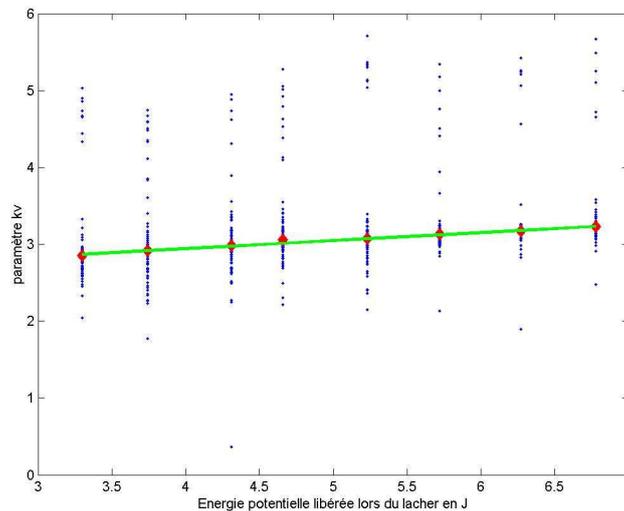


FIGURE 6.10 – Variation de  $k_v$  en fonction du volume initial de la bouffée

## Paramètre $A_0$

Le paramètre  $A_0$  décrit la taille initiale de la bouffée. Il est lié à la densité initiale de la bouffée  $\rho_0$  et au volume  $V_0$  injecté dans le canal par la conservation de la flottabilité décrite par l'équation (6.9). Il décrit donc principalement le phénomène de dilution observé lors de l'incorporation du fluide lourd ( $\rho = 1, 2$ ) au sein du fluide ambiant.

Les figures 6.11 et 6.12 montrent que, ce paramètre ne dépend pas de la rugosité du lit mais bien du volume initial. Logiquement,  $A_0$  croît légèrement en fonction de l'énergie potentielle initiale de la bouffée selon l'équation :

$$A_0 = 0.0247 + 0.024 * E_p p$$

avec  $E_p$  l'énergie potentielle initiale de la bouffée. Cette modélisation sous forme de fonction affine avec une ordonnée à l'origine du même ordre que le terme dépendant de l'énergie potentielle initiale est troublante car, en considérant que la dilution du fluide lourd lors de l'incorporation est constante la modélisation devrait aboutir à une fonction simplement linéaire. Toutefois, nous ne pouvons pousser cette analyse jusqu'à un tel point car la mise en mouvement n'est pas traitée convenablement dans le modèle numérique : on considère la forme de la bouffée déjà en place. Elle n'est pas non plus modélisée expérimentalement : la bouffée est obtenue par un lâcher instantané d'un volume de fluide lourd.

Par la suite nous retiendrons la valeur moyenne de  $A_0$  :  $0.037 m^2$ .

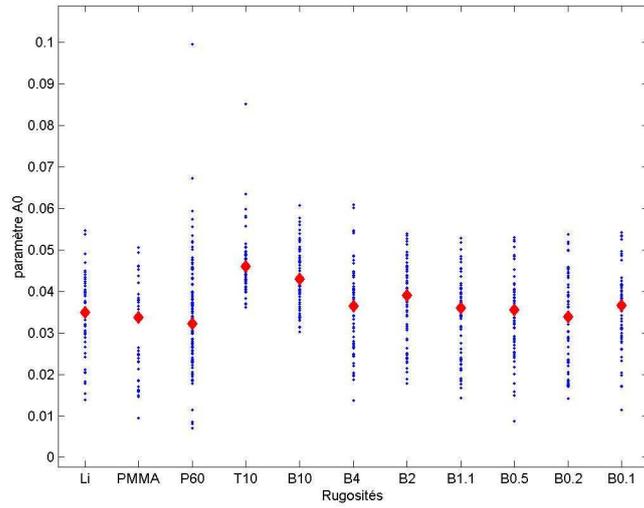


FIGURE 6.11 – Variation de  $A_0$  en fonction de la rugosité du lit

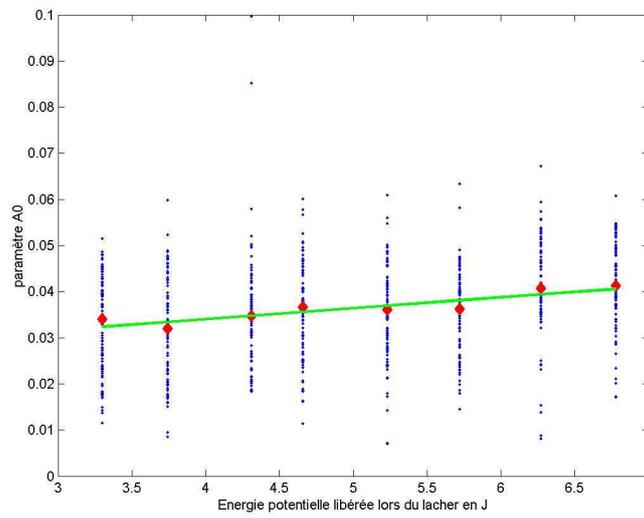


FIGURE 6.12 – Variation de  $A_0$  en fonction du volume initial de la bouffée

### Écart entre les bouffées modélisées et les bouffées observées

Les figures 6.13 et 6.14 représentent dans une configuration expérimentale l'évolution de la hauteur  $H$  et de la position du front  $X_f$ . Les données en bleu représentent les résultats expérimentaux, celles en rouge sont les données issues de la modélisation numérique à partir de paramètres obtenus précédemment. On remarque globalement une bonne concordance entre ces données, aussi bien sur la hauteur  $H$  que sur la position du front  $X_f$ . L'écart entre observation et modélisation est du même ordre que la dispersion observée sur l'ensemble des bouffées réalisées dans une même configuration expérimentale. Nous pouvons aussi remarquer, et cela se généralise sur l'ensemble des configurations expérimentales, que la dynamique d'évolution de ces grandeurs n'est pas respectée. Globalement les pentes moyennes des données observées sont moins fortes que celles simulées numériquement.

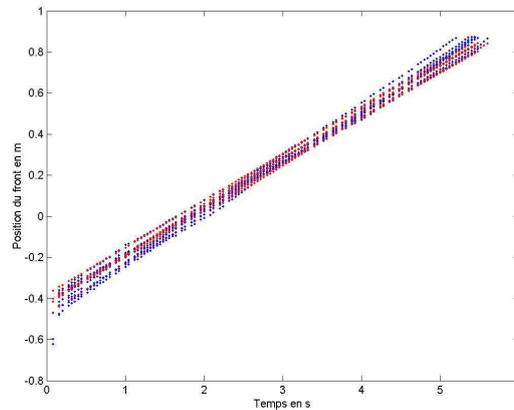


FIGURE 6.13 – Évolution de la position du front en fonction du temps. Configuration expérimentale : rugosité billes de 10 mm. volume initial de 3.12 L. En bleu les données obtenues expérimentalement, en rouge celles calculées numériquement.

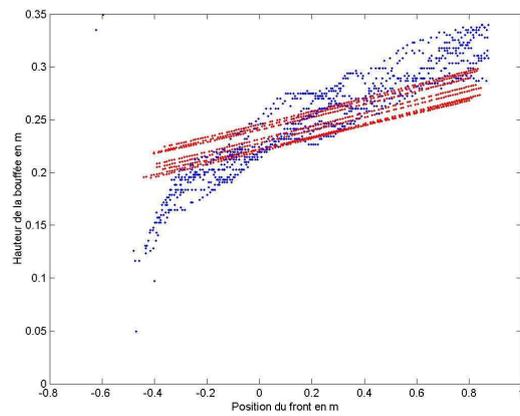


FIGURE 6.14 – Évolution de la hauteur de la bouffée en fonction de la position du front. Configuration expérimentale : rugosité billes de 10 mm. volume initial de 3.12 L. En bleu les données obtenues expérimentalement, en rouge celles calculées numériquement.

## Bilan

Nous avons présenté ici une explication des données observées expérimentalement au travers du modèle numérique présenté en début de chapitre. Nous avons choisi lors de cette explication de fixer les paramètres de forme  $k_1$  et  $k_2$  à des valeurs mesurées sur une bouffée au chapitre 3. Les résultats obtenus fournissent une bonne explication des données observées. Toutefois, ils ne semblent pas modéliser correctement la dynamique d'évolution des grandeurs  $H$  et  $X_f$ . Cela peut venir d'une mauvaise prise en compte des facteurs de forme  $k_1$  et  $k_2$  pour les différentes bouffées. Les figures 6.15 et 6.16 présentent les résultats que nous aurions obtenus si, lors du calage, nous avions laissé libres ces paramètres de forme.

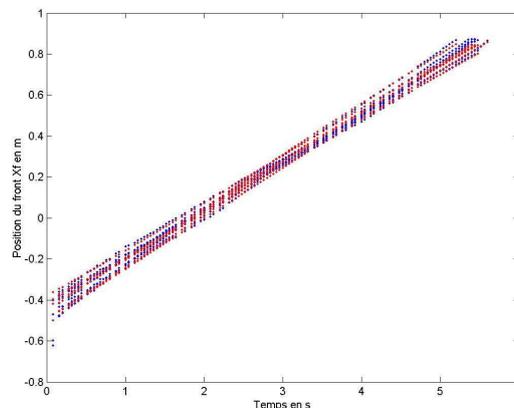


FIGURE 6.15 – Évolution de la position du front en fonction du temps. Même configuration expérimentale que la figure 6.13 pour un calage laissant libres les facteurs de forme de la bouffée  $k_1$  et  $k_2$ .

Les résultats obtenus sont bien meilleurs en terme de tendance d'évolution de  $H$  et  $X_f$ . Toutefois ce gain ne s'obtient au détriment des valeurs de  $k_1$  et  $k_2$  qui perdent alors leur sens physique lors du calage. En effet,  $k_1$  a tendance à se caler aux alentours de 1.15 tandis que  $k_2$  se cale aux alentours de 0.02 !

Ce problème de calage vient sûrement du fait que les données que nous observons se situent en sortie de zone de lâcher si bien qu'il est possible que, sur les premiers points de mesure, la bouffée n'ait pas encore complètement acquis sa forme et sa dynamique telles que celles décrites par le modèle conceptuel traduit par le modèle numérique. Pour bien faire, il faudrait affiner le traitement des images pour mesurer les facteurs de forme de chacune d'elle et pouvoir ainsi localiser la zone à partir de laquelle l'hypothèse d'autosimilarité est vérifiée. Ensuite, on pourrait lancer l'explication par le modèle numérique sur la zone située en aval, en bloquant les facteurs de forme à ceux mesurés pour la bouffée.

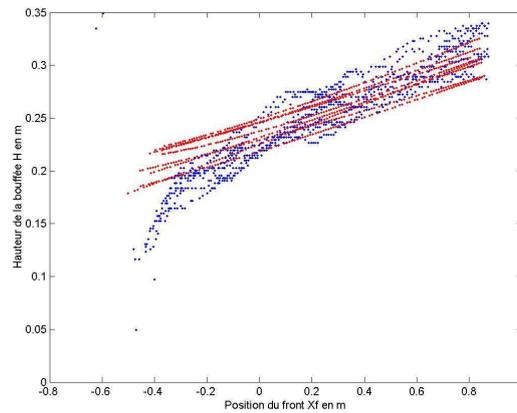


FIGURE 6.16 – Évolution de la hauteur de la bouffée en fonction de la position du front. Même configuration expérimentale que la figure 6.14 pour un calage laissant libres les facteurs de forme de la bouffée  $k_1$  et  $k_2$ .

Ici, dans le cadre de ce travail, nous avons choisi de placer notre zone d'étude aussi haut car nous étudions aussi l'interaction avec le lit de particules, interaction qui se produit, comme nous l'avons vu au chapitre 5 principalement sur la partie amont du lit. Pour la suite de ce travail, nous laisserons ces considérations de côté et nous admettrons que le jeu de paramètres moyens obtenu par le calage présenté ici fournit une bouffée du même ordre de grandeur que les bouffées réalisées expérimentalement. Nous utiliserons donc les paramètres :

$$\begin{aligned}
 k_1 &= 0,8 \\
 k_v &= 3 \\
 A_0 &= 0.037 \text{ m}^2 \\
 k_2 &= 1.4
 \end{aligned}$$

## 6.3 Modélisation des échanges entre la bouffée et son lit d'écoulement

### Modélisation retenue

Au chapitre 5, à l'issue d'une analyse bibliographique, nous avons proposé une formulation de loi d'échange qui respecte les considérations physiques concernant les échanges solides entre la bouffée et son lit d'écoulement.

Ainsi, nous avons retenu la formulation suivante pour le flux  $\varphi$  :

$$\varphi = \begin{cases} \lambda_1 C_l (u_*^2 - u_{*,seuil-erosion}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,seuil-erosion}^2 > 0 \\ \lambda_2 C (u_*^2 - u_{*,seuil-sedimentation}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,seuil-sedimentation}^2 < 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.10)$$

avec  $u_*$  déterminée par :

$$u_* = u_{*,e} \left(1 - \frac{C}{C_{max}}\right)^a$$

où  $a$  est une constante positive à déterminer empiriquement et  $C_{max}$  la concentration maximale en particules admissible dans l'écoulement pour qu'il conserve son comportement physique.

N'ayant pas les moyens de déterminer  $a$ , nous avons choisi, pour la suite de notre analyse, de retenir  $a = 0.3$ , ce qui se rapproche le plus de la formulation Naaïm [NNBM98] qui elle a été validée sur des expériences de chargement en particules réalisées en soufflerie (cf. figure 5.17).

### Localisation des échanges solides

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré la bouffée comme une entité ponctuelle, concentrée en son centre de gravité, et ce afin de faciliter la modélisation. À présent, lors de l'étude de l'érosion, il devient incontournable de s'intéresser à la localisation des échanges solides, c'est-à-dire savoir en quel point du lit sont érodées ou déposées les particules concernées par l'échange. La meilleure solution pour cela serait de posséder, à chaque instant, d'une évaluation de  $u_*$  et de  $C$  en chaque point de l'interface bouffée/lit et, ainsi, de connaître, en chaque point, le flux solide élémentaire. Cette évaluation est, pour nous, impossible car nous avons choisi de traiter la bouffée dans son ensemble et de ne pas l'aborder comme un milieu continu (pour une telle analyse, nous conseillons au lecteur de se reporter au travail de Étienne ([É05])).

L'approche globale a donc du être adaptée pour réussir à spatialiser les échanges solides. Pour cela, nous avons choisi de conserver une approche globale du besoin d'échange, que nous

noterons  $\varphi_b$ , avec :

$$\varphi_b = \begin{cases} \lambda_1 C_l (u_*^2 - u_{*,seuil-erosion}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,seuil-erosion}^2 > 0 \\ \lambda_2 C (u_*^2 - u_{*,seuil-sedimentation}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,seuil-sedimentation}^2 < 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.11)$$

Ce besoin d'échange est alors comparé à la disponibilité du lit. Dans le cas de la sédimentation ( $\varphi_b < 0$ ), on a alors  $\varphi = \varphi_b$ . Sinon, la bouffée souhaite éroder le lit ; il est nécessaire de déterminer si ce lit est capable, ou non, de fournir des particules.

En s'appuyant sur l'hypothèse d'autosimilarité de la bouffée, nous suggérons que la répartition de l'érosion sur la longueur de la bouffée est toujours modélisée par la même fonction de répartition  $\Phi_{erosion}$  répartie sur la longueur  $L$  de la bouffée et de poids total 1. Cette fonction est donc définie de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \Phi_{erosion} : [0; 1] &\longrightarrow \mathbb{R} \\ x &\longmapsto \Phi_{erosion}(x) \end{aligned}$$

avec

$$\int_0^1 \Phi_{erosion}(u) du = 1.$$

Pour utiliser la fonction  $\Phi_{erosion}$ , il est nécessaire de multiplier par  $1/L$  et d'effectuer le changement de variable :

$$\zeta(x) = \frac{x - x_f + L}{L}.$$

Ainsi, le produit  $\frac{1}{L} \times \varphi_b \times \Phi_{erosion}(\zeta(x))$  fournit, en chaque point  $x$  du lit, le besoin en érosion de la bouffée.

Ce besoin en érosion est alors analysé en chaque point du lit : si localement le lit présente des particules à éroder, alors il y a érosion en ce point, sinon il n'y a pas érosion. Nous obtenons ainsi, en chaque point du lit, l'érosion effective  $\varphi_e$ . Il suffit alors de sommer  $\varphi_e$  sur l'ensemble du lit de particules pour estimer l'érosion effective globale  $\varphi$  à un instant donné.

De la même façon, pour savoir où se déposent les particules lors de la sédimentation, il est nécessaire de s'appuyer sur une fonction de répartition  $\Phi_{sedimentation}$  vérifiant :

$$\begin{aligned} \Phi_{sedimentation} : [0; 1] &\longrightarrow \mathbb{R} \\ x &\longmapsto \Phi_{sedimentation}(x) \end{aligned}$$

avec

$$\int_0^1 \Phi_{sedimentation}(u) du = 1.$$

Pour résumer mathématiquement la gestion des échanges à l'instant  $t$ , on définit la fonction de besoin d'échange global  $\varphi_b$  par :

$$\varphi_b(t) = \begin{cases} \lambda_1 C_l (u_*^2 - u_{*,seuil-erosion}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,seuil-erosion}^2 > 0 \\ \lambda_2 C (u_*^2 - u_{*,seuil-sedimentation}^2) & \text{si } u_*^2 - u_{*,seuil-sedimentation}^2 < 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (6.12)$$

- Si  $\varphi_b = 0$ , alors il n'y a pas d'échange,  $\varphi = 0$  et le lit n'est pas modifié.
- Si  $\varphi_b < 0$ , alors il y a sédimentation. On définit la fonction d'échange effectif local :

$$\varphi_e(x, t) = \frac{1}{L(t)} \varphi_b(t) \Phi_{sedimentation}(\zeta(x, t)).$$

La fonction d'échange globale est :

$$\varphi(t) = \varphi_b(t).$$

La variation d'épaisseur du lit est ici due, en chaque point  $x$  du lit, au flux local de particules  $-\varphi_e(x, t)$ .

- Si  $\varphi_b > 0$ , alors la bouffée cherche à éroder. On définit la fonction d'échange effectif local :

$$\varphi_e(x, t) = \frac{1}{L(t)} \delta(x, t) \varphi_b(t) \Phi_{erosion}(\zeta(x, t))$$

avec  $\delta(x, t) = 1$  si le lit présente des particules érodables au point  $x$  à l'instant  $t$  et  $\delta(x, t) = 0$  sinon.

On fait ici l'hypothèse que la compacité du lit  $C_l$  est uniforme sur l'ensemble du lit et que seule la disponibilité en particules évolue. On pourrait, plutôt que d'intégrer le terme  $C_l$  globalement sur la bouffée, l'intégrer localement dans le terme  $\delta(x, t)$ .

La fonction d'échange globale est alors :

$$\varphi(t) = \int_{x_f - L(t)}^{x_f} \varphi_e(u, t) du.$$

La variation d'épaisseur du lit est ici due, en chaque point  $x$  du lit, au flux de particules  $-\varphi_e(x, t)$ .

Le changement de variable utilisé ci-dessus est :

$$\zeta(x, t) = \frac{x - x_f(t) + L(t)}{L(t)}.$$

## 6.4 Intégration de la modélisation de la reprise dans la modélisation numérique globale, confrontation aux résultats expérimentaux

Les paragraphes 6.1.1 et 6.3 nous fournissent une modélisation de l'évolution conjointe de la bouffée et de la forme du lit de particules au cours du temps. Cette modélisation prend la forme classique d'une équation différentielle :

$$\frac{dX}{dt} = f(X, t).$$

avec  $X(t) = (A(t), U(t), \rho(t), x(t), \Lambda_t)$ . Il est intéressant de préciser que la fonction  $\Lambda_t$  décrit l'épaisseur du lit de particules à l'instant  $t$ . Ainsi,  $\Lambda_t(x)$  est l'épaisseur du lit de particules au point d'abscisse  $x$  à l'instant  $t$ . La concentration  $C(t)$  moyenne en particule dans la bouffée s'obtient à chaque instant à partir de la densité  $\rho$  et de la taille  $A$  de la bouffée par la considération de densité suivante :

$$\Delta\rho A = \Delta\rho_0 A_0 + \Delta\rho_p (C A - C_0 A_0)$$

Associée à des conditions initiales, ce genre d'équation différentielle peut être intégrée à l'aide d'un solveur numérique pour fournir une évolution au cours de l'écoulement de la bouffée, c'est à dire de tous les paramètres décrits par  $X(t)$ . Nous allons voir ci-dessous comment nous avons choisi d'implémenter ce système différentiel et quel résultat cela donne en terme de profil d'érosion.

### 6.4.1 Choix de programmation

#### Estimation des paramètres de modélisation

L'essentiel de la programmation de cette partie s'est portée sur le phénomène d'échange solide. Pour ce qui est des paramètres influençant la dynamique, nous avons repris les résultats issus de la section 6.2 :  $k_1 = 0.8$ ,  $k_v = 3$ ,  $A_0 = 0.037$ ,  $k_2 = 1.4$ . Dans la formulation de la reprise, nous avons besoin d'estimer la longueur  $L$  de la bouffée. Nous avons donc fixé le facteur de forme  $\frac{L}{\sqrt{A}} = 2.2$  (valeur mesurée au chapitre 3).

Concernant les paramètres caractéristiques de la reprise, nous avons choisi :

- $C_{max} = 0.05$  pour ressentir l'effet de la concentration sur le pouvoir érosif de la bouffée lors des écoulements,
- $a = 0.3$  pour se rapprocher des résultats expérimentaux de Naaim [NNBM98],
- $u_{*,seuil-erosion} = 7 \text{ mm.s}^{-1}$ ,

- $u_{*,\text{seuil-sedimentation}} = 5 \text{ mm.s}^{-1}$ ,
- $\frac{u_*}{U} = 0.05$ ,
- $\lambda_1 = \lambda_2 = 60 \text{ s}$ .
- $C_l = 0.6$

L'épaisseur du lit a été modélisé tous les millimètres sur une longueur de 3 m.

### Choix des fonctions de répartition de l'érosion et de la sédimentation :

Pour choisir les fonctions de répartition des flux solides, nous avons considéré une bouffée réalisée expérimentalement au dessus d'un lit érodable. Une image issue de son écoulement est présentée figure 6.17.

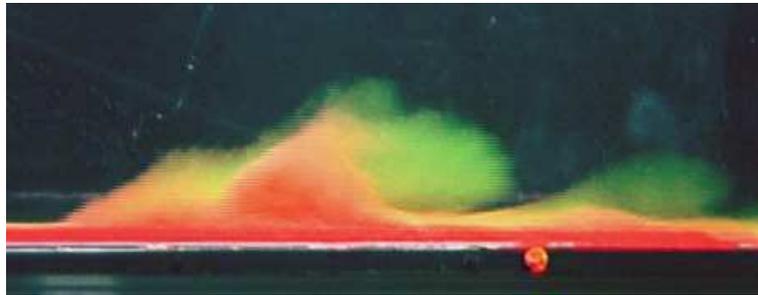


FIGURE 6.17 – Bouffée observée

Nous pouvons d'abord remarquer que le tourbillon principal constituant la bouffée est précédé d'une zone dans laquelle le lit de particules est déstabilisé, sans être massivement érodé. Le point d'interface entre ces deux zones se situe environ au tiers de la longueur de la bouffée. C'est en ce point que l'érosion est maximale. Nous avons donc choisi comme fonction de répartition de l'érosion une fonction continue, positive sur  $[0, 1]$  présentant son maximum au point d'abscisse  $1/3$ .

Pour la fonction de répartition de la sédimentation, nous avons remarqué, figure 6.17, que la zone constituée par le dernier tiers de la bouffée est la zone de retour du tourbillon principal. Nous avons donc fait l'hypothèse d'une sédimentation uniforme dans cette zone.

La forme des fonctions de répartition retenues sont présentées figure 6.18.

### Solveur numérique :

La résolution numérique a été programmé par la méthode d'Euler. Elle nous a permis de simuler conjointement l'évolution du lit de particules ainsi que la dynamique des bouffées. L'analyse de la dynamique des bouffées n'est pas l'objet ici ; la section suivante présente les formes de lit obtenues lors de simulations numériques.

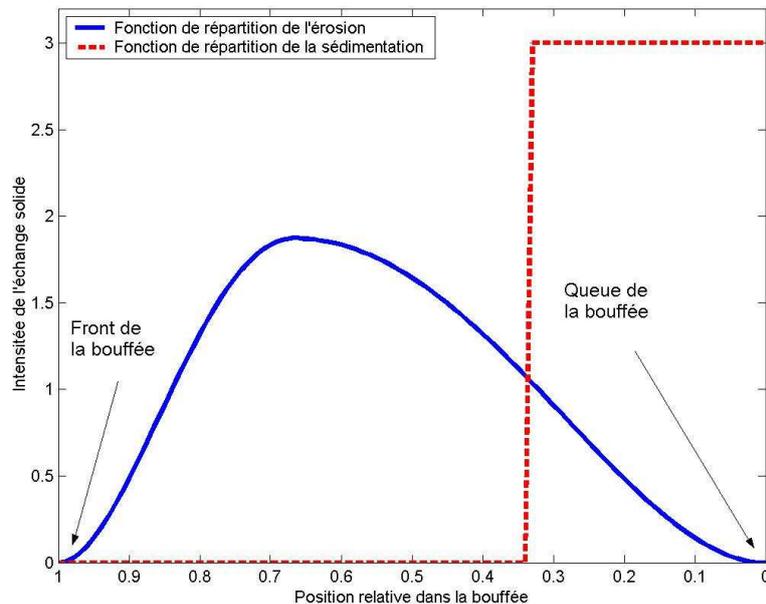


FIGURE 6.18 – Fonctions de répartition retenues

### 6.4.2 Reproduction de forme de lit érodé

Nous avons, grâce au modèle numérique mis en place tout au long de ce chapitre, simulé un écoulement du type de ceux réalisés expérimentalement.

La figure 6.19 présente les formes successives de lit modélisées après érosion par une succession de bouffées. Le point origine des d'abscisses correspond au point de départ du centre de gravité des bouffées. Nous retrouvons ici les mêmes formes de lit de particules que celles observées expérimentalement (cf. figure 3.25 ou figure 5.3). Le lit résultant du passage d'une bouffée présente une partie amont très érodée puis, à l'aval, une longue zone où l'érosion est plus faible et quasi-uniforme.

La figure 6.20 montre l'influence d'une zone non-érodable sur le profil de lit résultant du passage de bouffées. Cette figure est à analyser en comparaison de la figure 6.19. On se rend compte que le comportement de la bouffée loin en aval de la zone non-érodable est inchangé ; par contre, juste en aval de la zone non-érodable, le creusement est plus marqué : après la sixième bouffée, le lit a été totalement érodé sur plus de 10 cm alors que, dans le cas où l'érosion est partout possible, le lit ne présente pas de zone totalement érodée après la sixième bouffée.

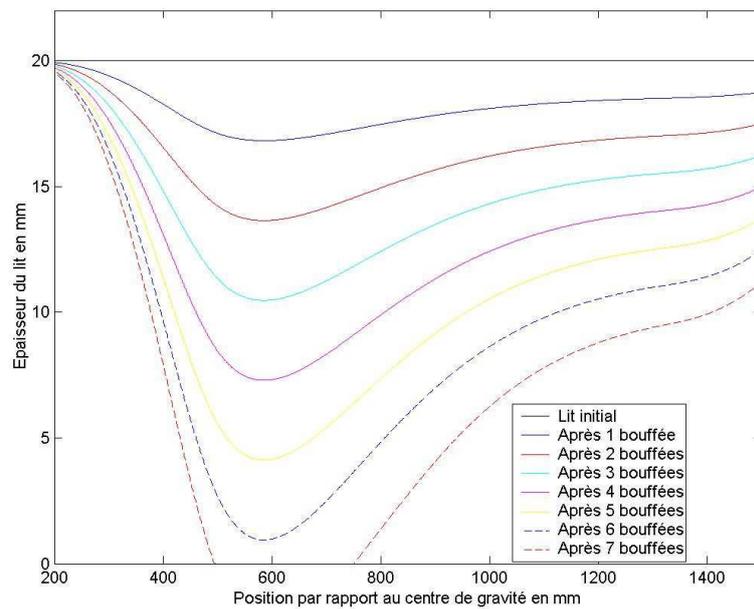


FIGURE 6.19 – Formes de lit obtenues numériquement.

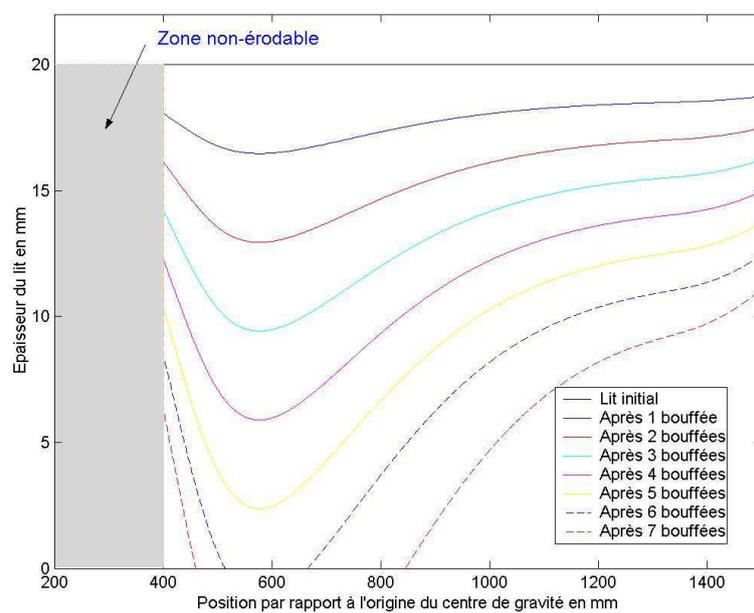


FIGURE 6.20 – Formes de lit obtenues numériquement avec un lit non-érodable sur la partie amont puis érodable ensuite.

## 6.5 Bilan

Nous avons, au cours de ce chapitre, mis en place un modèle numérique qui permet de modéliser aussi bien l'évolution de la bouffée au cours de son écoulement que son interaction avec le lit de particules et donc les modifications structurelles de ce lit. Pour ce qui est de la dynamique de la bouffée, ce modèle s'appuie sur la modélisation de type KSB proposée par Turnbull [TMA07]. En utilisant les considérations élaborées pour expliquer le chargement des écoulements hydrauliques ou de type transport de neige par le vent, nous avons mis en place un modèle d'échange solide entre la bouffée et son lit d'écoulement. Il a été adjoint au modèle de dynamique de bouffée.

Les résultats fournis par ce modèle ont été comparés aux résultats obtenus expérimentalement lors des expériences décrites aux chapitres précédents. Le modèle correspond globalement aux observations expérimentales, aussi bien en dynamique de bouffée qu'en forme de lit. Le travail a été mené ici de manière globale sur une grande quantité d'observations. Nous avons vu que le calage de modèle obtenu n'est pas satisfaisant lorsque l'on se penche sur le détail de chaque bouffée car la dynamique d'évolution est mal représentée. Le travail mériterait donc d'être poursuivi par une analyse plus fine, bouffée par bouffée, pour déterminer les facteurs de forme du lâcher ainsi que la zone d'étude à partir de laquelle l'écoulement de la bouffée correspond au modèle conceptuel de bouffée autosimilaire. Pour ce qui est du modèle d'érosion, nous n'avons présenté ici qu'une approche qualitative. Une étude plus approfondie et plus précise des formes de lit devrait permettre de caler au mieux les paramètres de modélisation et ainsi de critiquer les formulations mathématiques présentées ici.

# Conclusion

Le sujet principal de cette thèse était de mieux appréhender les interactions entre une avalanche de neige en aérosol et le milieu situé juste en dessous d'elle. Ce sujet a été abordé selon deux points de vue : une modélisation expérimentale de bouffées de gravité ainsi que le développement d'un modèle numérique d'écoulement d'une bouffée de gravité intégrant une modélisation des échanges solides.

Pour ce qui est de la modélisation expérimentale, le principal résultat de ce travail est la mise en place, en laboratoire, d'un dispositif expérimental et d'un mode opératoire permettant de simuler la reprise de particules. Plusieurs résultats sont issus du dépouillement des expériences réalisées sur ce dispositif, comme la mise en évidence de deux grandeurs caractérisant la dynamique des bouffées en écoulement dans notre zone d'étude : la vitesse de front moyenne ainsi que le taux de croissance en hauteur de la bouffée. Cela nous a permis de qualifier l'influence de la rugosité du lit sur la dynamique d'écoulement. Cette dernière analyse s'est tout de même heurtée au fait que nous n'avons pas réussi à quantifier la notion de rugosité ; nous n'en avons utilisé qu'une qualification empirique. Nous avons mis en exergue l'accroissement de la dynamique de la bouffée par le caractère érodable du lit d'écoulement. Enfin, grâce à l'étude du lit avant et après le passage de chaque bouffée, nous avons pu mieux comprendre l'influence de la concentration en particules au sein de la bouffée sur son pouvoir érosif. Au cours de cette analyse, nous avons été gênés par la qualité des mesures et leur étendue spatiale. Il nous paraît important de consolider ces résultats en étendant la zone de mesure et en améliorant leur qualité. Pour cela, il faut d'abord choisir la grandeur que l'on souhaite étudier : la dynamique de la bouffée ou la topographie du lit. Ensuite, il faut s'équiper d'un matériel de prise de vue adapté et développer des traitements d'images dédiés. Au chapitre 5, nous avons qualitativement mis en évidence l'influence de la concentration en particules dans la bouffée sur son pouvoir érosif. Pour quantifier cette influence, il nous semblerait judicieux de réaliser des bouffées de taille et de densité initiale identiques mais possédant une concentration initiale en particules différente ; et cela, afin d'étudier les différences induites sur la dynamique des bouffées et sur leur pouvoir érosif. Pour les réaliser, nous suggérons de se servir conjointement de deux méthodes pour créer la densité initiale des bouffées de gravité expérimentales : l'ajout

de sel, comme nous avons pu le faire ici, ou bien la mise en suspension de particules dans la bouffée. La comparaison de ces bouffées devrait ainsi permettre d'affiner la modélisation de l'atténuation de la turbulence proposée dans ce travail.

Pour ce qui est de la modélisation numérique de la bouffée, nous en avons développé une globale en s'appuyant sur une analyse bibliographique. Au modèle de type KSB proposé par Turnbull et al. [TMA07], nous avons ajouté une modélisation de la reprise intégrant l'influence de la concentration sur le pouvoir érosif. Pour mettre en place cette modélisation, nous nous sommes appuyés sur des considérations partagées dans les domaines du transport solide en hydrologie et du transport de neige par le vent. Notre modèle de reprise repose sur l'hypothèse que l'arrachement des particules de neige se fait essentiellement par entraînement aérodynamique. Ainsi, le terme moteur de l'érosion est proportionnel au carré de la vitesse turbulente de l'écoulement  $u_*$ . Le terme de frein à ce phénomène est alors décrit de la même façon au travers d'une vitesse turbulente seuil :  $u_{*,\text{seuil-erosion}}$ . La formulation de la sédimentation est similaire avec une vitesse seuil  $u_{*,\text{seuil-sedimentation}}$ . L'intérêt de cette modélisation vient de la prise en compte de l'atténuation de la turbulence liée à la présence de particules au sein de la bouffée. Nous avons proposé une formulation analytique de cette atténuation valable aussi bien lors de la phase de chargement du fluide que lors de la phase de sédimentation pour peu que les caractéristiques physiques de l'écoulement restent celles d'une suspension diphasique diluée. Pour intégrer cette modélisation de la reprise dans le modèle numérique, nous avons analysé la localisation de la reprise à l'aide d'images obtenues expérimentalement. Nous avons écarté la modélisation couramment utilisée d'une reprise localisée au niveau du front pour proposer deux fonctions de spatialisation de l'érosion et de la sédimentation. Ces fonctions mériteraient d'être affinées par l'étude détaillée des champs de vitesse, de concentration et de densité au sein de la bouffée. Ces études sont envisageables par fluorescence induite par laser pour le champ de densité (on pourra s'inspirer du travail de Guyez [Guy06]) et par des méthodes de suivi de particules de type PIV pour les champs de vitesse et de concentration.

Le modèle numérique ainsi constitué nous a permis de reproduire globalement la dynamique des bouffées expérimentales malgré quelques soucis de calage. La topographie du lit érodable est aussi correctement reproduite au travers de ce modèle numérique. Après cette validation du modèle numérique sur des expériences de laboratoire, il serait intéressant de le confronter à de réelles avalanches de neige en aérosol.

Pour finir, nous avons vu, lors de l'analyse bibliographique, que l'écoulement d'une avalanche de neige en aérosol est bien connu. Toutefois, sa genèse reste, quant à elle, peu étudiée. Il semblerait que la partie aérosol d'une avalanche puisse prendre naissance sur la partie supérieure d'une avalanche de neige dense, là où l'air, ayant une forte vitesse relative, finit par mettre en suspension des particules. Le nuage en résultant acquiert ensuite une dynamique propre : l'avalanche de neige en aérosol. Pour approfondir cette piste, il serait intéressant de

réaliser, dans la cuve, des avalanches denses de particules de PMMA sur des pentes assez fortes pour voir si un écoulement de type aérosol s'initie.

# Bibliographie

- [AF85] J. Akiyama and Y Fukushima. *Entrainement of noncohesive bed sediment into suspension*. 1985.
- [Ale97] P. Alexandre. *Modélisation numérique de l'évolution du lit des torrents*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 1997.
- [Anc03] C. Ancey. Influence of particle entrainment from bed on the powder-snow avalanche dynamics. *Research report 2*, November 2003 2003.
- [Anc04] C. Ancey. Powder snow avalanches : Approximation as non-boussinesq clouds with a richardson number-dependent entrainment function. *Journal of Geophysical Research*, 109, 2004.
- [Bag41] R.A Bagnolds. *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. 1941.
- [BCB03] C. Bailly and G. Comte-Bellot. *Turbulence*. 2003.
- [Beg79] P. Beghin. *Étude des Bouffées Bidimensionnelles de Densité en Écoulement sur Pente avec Application aux Avalanches de Neige Poudreuse*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1979.
- [BHB81] P. Beghin, E. J. Hopfinger, and R. E. Britter. Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries. *J. FLUID MECH.*, 107 , Jun.1981 :407–422, 1981.
- [BNBO04] A. Bouchet, M. Naaim, H. Bellot, and F. Ousset. Experimental study of dense snow avalanches : Velocity profiles in steady and fully developed flows. *Annals of Glaciology*, 38 :30–35, 2004.
- [BO91] P. Beghin and X. Olagne. Experimental and theoretical study of the dynamics of powder snow avalanches. *Cold Regions Science and Technology*, 19 :317–326, 1991.
- [DGA01] F. Dufour, U. Gruber, and W. Ammann. Avalanches : études effectuées dans la vallée de la sionne en 1999. *les Alpes*, 2 :9–15, 2001.

- [DGBA00] F. Dufour, U. Gruber, P. Bartelt, and W. Ammann. Overview of the 1999 measurements at the slf test-site vallée de la sionne. *ISSW 2000. International Snow Science Workshop*, pages 527–534, 2000.
- [DL67] A. Daubert and J.C. Lebreton. Etude expérimentale et sur modèle mathématique de quelques aspects des processus d'érosion des lits alluvionnaires en régime permanent et non permanent. *12ème congrès de l'International Association for Hydraulic Research : Affouillements locaux du lit à l'aval des ouvrages hydrauliques.*, 3 :26–37, 1967.
- [É05] Jocelyn Étienne. *Simulation numérique d'écoulements gravitaires à forte différences de densité. Application aux avalanches.* PhD thesis, Institut National Polytechnique, Grenoble, 2005.
- [EHGD01] I. Eames, A. J. Hogg, S. Gething, and S. B. Dalziel. Resuspension by saline and particle-driven gravity currents. *Journal of Geophysical Research C : Oceans*, 106(C7) :14095–14111, 2001.
- [Fer91] H. J. S. Fernando. Turbulent mixing in stratified fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1) :455–493, 1991.
- [FNNB04] T. Faug, M. Naaim, and F. Naaim-Bouvet. Experimental and numerical study of granular flow and fence interaction. *Annals of Glaciology*, 38 :135–138, 2004.
- [FP90] Y. Fukushima and G. Parker. Numerical simulation of powder-snow avalanches. *Journal of Glaciology*, 36(123) :229–237, 1990.
- [GB00] U. Gruber and P. Bartelt. Study of the 1999 avalanches in the obergoms valley, switzerland, with respect to avalanche hazard mapping. *A Merging of Theory and Practice, Int. Snow Science Workshop, Big Sky, Montana, U.S.A., October 1st-6th*, pages 495–500, 2000.
- [GI04] P. Gauer and D. Issler. Possible erosion mechanisms in snow avalanches. *Annals of Glaciology*, 38 :384–392, 2004.
- [Guy06] E. Guyez. *Mélange d'interface de densité en écoulement de Taylor-Couette.* PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2006.
- [Her98] É Herouin. *Capacité de transport de sédiments dans les cours d'eau en régime non-uniforme.* PhD thesis, Université de Lyon 1, 1998.
- [HTD77] E. J. Hopfinger and J. C. Tochon-Danguy. A model study of powder-snow avalanches. *J. Glaciol*, 19(81) :343–356, 1977.
- [Hue98] P. Huerre. *Mécanique des fluides.* 1998.

- [ILD04] R.M. Iverson, M. Logan, and R.P. Denlinger. Granular avalanches across irregular three-dimensional terrain : 2. experimental tests. *Journal of Geophysical Research*, 109 :F01015, 2004.
- [Jai92] S.C. Jain. Note on lag in bedload discharge. *Journal of Hydraulic Engineering*, 118(6) :904–917, 1992.
- [Kin75] R.J. Kind. A critical examination of the requirement for model simulation of wind-induced erosion/deposition phenomena. *Atmos. Environ.*, 10 :219–227, 1975.
- [KS77] A. G. Kulikovskiy and Y. I. Sveshoikova. Model dlja rascheta dvikhija pilevoi snezhnoi lavini (a model for computing powdered snow avalanches motion). *Mat. Glatsiologicheskikh Issledovanii*, 31 :74–80, 1977.
- [MPM48] E. Meyer-Peter and R. Muller. Formulas for bed-load transport. *Int. Assoc. Hydraulic Research*, 1948.
- [MS83] D. M. McClung and P. A. Schaerer. Determinations of avalanche dynamics friction coefficients from measured speeds. *Annals of Glaciology*, 4 :170–173, 1983.
- [Mét10] MétéoFrance. *Guide avalanche*. MétéoFrance, 2009/2010.
- [NG98] M. Naaim and I. Gurer. Two-phase numerical model of powder avalanche theory and application. *Natural Hazards*, 17(2) :129–145, 1998.
- [NMKI93] K. Nishimura, N. Maeno, K. Kawada, and K. Izumi. Structures of snow cloud in dry-snow avalanches. *Annals of Glaciology*, 18 :173–178, 1993.
- [NNBM98] M. Naaim, F. Naaim-Bouvet, and H. Martinez. Numerical simulation of drifting snow : erosion and deposition models. *Annals of Glaciology*, 26 :191–196, 1998.
- [NSKL95] K. Nishimura, F. Sandersen, K. Kristensen, and K. Lied. Measurements of powder snow avalanche- nature. *Surveys in Geophysics*, 16(5-6) :649–660, 1995.
- [NTK89] H Norem, K Tronstad, and K. Kristensen. The ryggfonn project : Avalanche data from the 1983-1989 winters. *Norwegian Geotechnical Institute*, Reports 58120-6, 7, 8, 10, 11,13 and 15, 1985-1989.
- [PA85] B.C. Phillips and Sutherland A.J. Numerical modelling of spatial and temporal lag effects in bed load sediment transport. *21ème Congrès de l'International Association for Hydraulic Research*, pages 572–576, 1985.
- [PFP86] G. Parker, Y. Fukushima, and H. M. Pantin. Self-accelerating turbidity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 171 :145–181, 1986.
- [PVTF92] W.H. Press, W.T. Vetterling, S.A. Teukolsky, and B.P. Flannery. *Numerical recipes in C the art of scientific computing*. 1992.

- [Ras02] Marie Rastello. *Étude de la dynamique des avalanches de neige en aerosol*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, Grenoble, 2002.
- [RCB<sup>+</sup>07] P. G. Rognon, F. Chevoir, H. Bellot, F. Ousset, M. Naaim, and P. Coussot. Rheology of dense snow flows. *J. Rheol*, 2007.
- [RH04] M. Rastello and E. J. Hopfinger. Sediment-entraining suspension clouds : A model of powder-snow avalanches. *Journal of Fluid Mechanics*, (509) :181–206, 2004.
- [SF01] E. J. Strang and H. J. S. Fernando. Entrainment and mixing in stratified shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 428 :349–386, 2001.
- [SHH87] T Scheiwiller, K. Hutter, and F. Hermann. Dynamics of powder snow avalanches. *Annales Geophysicae*, 5B(6) :569–588, 1987.
- [SMB07] B. Sovilla, S. Margreth, and P. Bartelt. On snow entrainment in avalanche dynamics calculations. *Cold Regions Science and Technology*, 47(1-2 SPEC. ISS.) :69–79, 2007.
- [Sov04] B. Sovilla. *Field experiments and numerical modelling of mass entrainment and deposition processes in snow avalanches*. PhD thesis, Swiss federal institute of Technology, Zurich, 2004.
- [TBLBR08] E Thibert, D Baroudi, A Limam, and P. Berthet-Rambaud. Avalanche impact pressure on an instrumented structure. *Cold Regions Science and Technology*, 2008.
- [TMA07] B. Turnbull, J. N. McElwaine, and C. Ancey. Kulikovskiy - sveshnikova - beghin model of power snow avalanches : Development and application. *Journal of Geophysical Research F : Earth Surface*, 112(1), 2007.
- [TR08] E Thibert and X Ravannat. Un site d'étude et de déclenchement d'avalanches : le col du lautaret. *Neige et avalanches*, 120-121, 2007-2008.
- [Tur86] J. S. Turner. Turbulent entrainment : the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 173 :431–471, 1986.
- [UNE81] UNESCO. *Avalanche atlas*. 1981.
- [Voe55] A. Voellmy. Uber die zerstörungskraft von lawinen. *Schweizerische Bauzeitung*, 73(12) :159–162, 1955.





## **Étude expérimentale de l'interaction entre un écoulement de gravité et son lit d'écoulement, application aux avalanches de neige en aérosol**

Naaïm et Gurer (1998) proposent une modélisation des avalanches de neige par le modèle dit "à deux couches". L'avalanche y est décrite comme la superposition de deux couches : proche du sol une couche où l'écoulement est collisionnel, au dessus une couche au sein de laquelle l'écoulement est diphasique et turbulent. Ces deux couches ont chacune une dynamique propre distincte ; des échanges de masse et de quantité de mouvement ont lieu dans la zone d'interface séparant les deux couches. Le travail présenté ici propose une étude de cette interface vue comme lit d'écoulement de la couche supérieure. Pour cela, une modélisation expérimentale par bouffée de densité saline s'écoulant dans un canal noyé a été mise en place. Les mesures ont été réalisées par prise et analyse d'images. Cela a permis d'étudier l'influence du lit d'écoulement sur la dynamique de la bouffée et de localiser l'érosion qu'elle engendre appelée reprise. Ces résultats ont été confrontés à une large analyse bibliographique et à une analyse conceptuelle du phénomène de reprise. Une formulation analytique de la reprise prenant en compte une atténuation de la turbulence, par le fait de la présence de particules en suspension dans l'écoulement, a alors été proposée. Elle a été intégrée à une modélisation numérique reproduisant correctement les résultats observés expérimentalement.

## **An experimental study of the interaction between gravity flow and its flow bed ; application to powder snow avalanches**

In 1998, Naaïm and Gurer proposed the "two-layers" model for snow avalanches. The avalanche is described as a superposition of two layers. Near the ground is a basal layer in which the flow is collisional. This layer is overlaid by an upper layer - a turbulent two-phase flow. Each layer has its own dynamics. Mass and momentum transfers take place in the interface zone separating the two layers. This study presents an analysis of this interface, viewed as the bottom of the two-phase flow of the upper layer. A modeling with saline density cloud flowing in an immersed canal has been carried out. Measurements have been performed using image processing. Influence of the flow bed structure on the flow dynamics and erosion locates have also been studied. These results have been compared with the bibliographic data and a conceptual analysis of the erosion phenomenon. An analytical formulation of erosion has been proposed. It considers an attenuation of turbulence due to the presence of suspended particles in the flow. This has been integrated in a numerical modeling, putting in evidence the link with experimental results.