



**HAL**  
open science

# Etude de la dynamique des avalanches de neige en aerosol

Marie Rastello

► **To cite this version:**

Marie Rastello. Etude de la dynamique des avalanches de neige en aerosol. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. Français. NNT: . tel-00002797

**HAL Id: tel-00002797**

**<https://theses.hal.science/tel-00002797>**

Submitted on 5 May 2003

**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.

Centre d'Etude du Machinisme Agricole du Génie Rural et Forestier  
et  
Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

# Thèse

*présentée par*

**Marie CLEMENT RASTELLO**

*pour obtenir le grade de*

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER**

**Spécialité : Géophysique**

## **Etude de la dynamique des avalanches de neige en aérosol**

**Date de soutenance : 27 septembre 2002**

Composition du jury :

M. Yves Gagne	Président
M. François Charru	Rapporteur
M. Pierre Saramito	Rapporteur
M. François Dufour	Examineur
M. Christophe Ancey	Co-directeur de thèse
M. Emil Hopfinger	Directeur de thèse







## Remerciements

Tout d'abord je tiens à remercier les membres du jury d'avoir accepté d'en faire partie, quitte pour certains à se déplacer de loin, et de m'avoir fait profiter de leurs remarques tout à fait intéressantes et instructives. Je souhaite aussi profiter de ces "remerciements" pour avoir une pensée pour Philippe Revol l'un de mes deux directeurs de thèse qui a disparu fin 1999. Mes remerciements les plus sincères vont aussi à mon autre directeur de thèse, Emil Hopfinger, pour son aide précieuse, ses encouragements ainsi que tout la connaissance de la mécanique des fluides qu'il a mis à ma disposition malgré son emploi du temps très chargé. Le fait d'avoir pu le côtoyer et échanger avec lui a été pour moi une source de beaucoup d'enseignements et je l'en remercie ici vivement.

D'un point de vue professionnel et de soutien Daniel Brito, Hervé Michallet ainsi que l'ensemble des gens de l'équipe "Houle" du LEGI m'ont été d'une grande aide, peut-être même plus que ce qu'ils ne s'en doutent, je les remercie pour cela et espère pouvoir à l'avenir travailler à nouveau avec eux. D'un point de vue "logistique" je tiens à remercier Fred, Hervé et Christian pour leur aide irremplaçable, Alexi, Jean-Luc, Florence, Thierry et Philippe pour leurs coups de mains divers. Pour ce qui concerne la relecture de ma thèse mes remerciements vont particulièrement à Fabrice, Gérard et Hélène qui ont chacun fourni une énergie considérable pour essayer de m'aider à améliorer le manuscrit. Des remerciements sont aussi tout à fait justifiés pour mes "répétiteurs" de soutenance : Hermann, Fabrice, Alexi, Jean-Luc, Maurice, Bernard et Jean-François qui m'ont aidé à améliorer ma soutenance. Que ce soit pour la relecture de la thèse ou pour la préparation de la soutenance, mes remerciements vont aussi vers Emil Hopfinger qui a consacré beaucoup de temps à relire trois fois dans son intégralité la thèse et qui a finalement au total entendu quatre fois la soutenance...

Mes très sincères remerciements vont aussi à François Dufour pour nous avoir chaleureusement accueillis l'"obus" et moi-même sur le site expérimental de la vallée de la Sionne. J'espère que nous pourrons à l'avenir continuer notre "collaboration informelle" avec cette fois à la clé peut-être des résultats...

Pour finir je tiens à remercier vivement l'ensemble de mes amis et de ma famille qui m'ont tous été chacun à leur manière d'une très grande aide à tous points de vues avec une mention toute particulière pour Fabrice, Hélène, Gérard, Florine et la PLP team.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Caractéristiques des avalanches</b>	<b>11</b>
1.1	Les différents types d'avalanches de neige . . . . .	11
1.1.1	Avalanches de neige récente . . . . .	11
1.1.2	Avalanches de plaque dure . . . . .	12
1.1.3	Avalanches de neige humide . . . . .	12
1.2	Les avalanches de neige en aérosol . . . . .	12
1.2.1	Le peu que l'on en sait... . . . . .	14
1.2.2	... et l'étendue de ce que l'on ne sait pas - Exemples . . . . .	15
1.3	Structure de l'étude . . . . .	17
<b>2</b>	<b>État de l'art de la modélisation</b>	<b>19</b>
2.1	Modélisation de type <i>courant de gravité</i> . . . . .	20
2.1.1	Le modèle de Voellmy . . . . .	21
2.1.2	Le modèle de Tochon-Danguy et Hopfinger . . . . .	22
2.1.3	Le modèle de Parker, Fukushima et Pantin . . . . .	24
2.2	Descriptions de type <i>bouffée de gravité</i> . . . . .	29
2.2.1	Le modèle de Hopfinger et Tochon-Danguy . . . . .	30
2.2.2	Le modèle de Beghin, Hopfinger et Britter . . . . .	31
2.2.3	Le modèle de Fukushima et Parker . . . . .	34
2.3	Maintien des particules en suspension . . . . .	36
2.3.1	Les différents critères analytiques . . . . .	37
2.3.2	Les travaux de Stacey et Bowen . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Développements théoriques</b>	<b>41</b>
3.1	Modélisation de type courant . . . . .	41
3.1.1	Intégration du modèle à trois équations dans le cas Boussinesq . . . . .	41
3.1.2	Développement d'un modèle à quatre équations dans le contexte non Boussinesq . . . . .	44
3.1.3	Étude de l'équation d'énergie cinétique . . . . .	46
3.2	Modélisation de type bouffée . . . . .	49
3.2.1	Choix des équations régissant la modélisation . . . . .	49
3.2.2	Étude de l'équation d'énergie cinétique . . . . .	50
3.2.3	Solution analytique du modèle de bouffée . . . . .	52
3.3	Abandon du modèle de <i>courant de gravité</i> . . . . .	56



3.3.1	Principe de fonctionnement d'un <i>courant</i>	56
3.3.2	Application aux avalanches	56
<b>4</b>	<b>Expressions simplifiées et étude paramétrique</b>	<b>59</b>
4.1	Valeurs des paramètres caractéristiques	59
4.2	Les expressions simplifiées et leurs caractéristiques	60
4.2.1	Dans le cas <i>sans reprise</i>	60
4.2.2	Dans le cas avec reprise	63
4.3	Étude de sensibilité	74
4.3.1	Dans le cas <i>sans reprise</i>	74
4.3.2	Dans le cas avec reprise	80
4.4	Conclusion	81
<b>5</b>	<b>Étude en laboratoire des bouffées</b>	<b>83</b>
5.1	Objectifs de l'étude	83
5.2	Présentation du cadre expérimental	84
5.2.1	Le canal et ses différentes configurations	84
5.2.2	Les matériaux employés	86
5.2.3	Les techniques de mesure	89
5.3	Mesure des paramètres géométriques	95
5.3.1	Mesure de $L/H$ , de $A/HL$ et de $P/\sqrt{HL}$	97
5.3.2	Mesure du taux de croissance $dH/dx_f$	100
5.3.3	Mesure des taux de croissance volumique $E_f$ et $E$	101
5.3.4	Bilan	103
5.4	Influence de la reprise sur la vitesse de front	103
5.4.1	Comparaison modèle/expérience (sans entraînement)	104
5.4.2	Vitesse des bouffées avec et sans reprise	108
5.4.3	Comparaison avec la modélisation	111
5.4.4	Synthèse	113
5.5	Étude qualitative du phénomène de reprise	113
5.5.1	Étude expérimentale	114
5.5.2	Modélisation qualitative	120
5.5.3	Perspectives du modèle	123
5.6	Bilan de l'étude expérimentale	123
<b>6</b>	<b>Application aux avalanches</b>	<b>125</b>
6.1	Caractéristiques de l'avalanche étudiée	125
6.1.1	Le site expérimental	125
6.1.2	L'avalanche du 25 février 1999	126
6.2	Comparaison avec le modèle de bouffée	127
6.3	Prise en compte des effets inertiels	131
6.3.1	Modification des paramètres géométriques	131
6.3.2	Comparaison avec le modèle de bouffée	133
6.4	Confrontation des bouffées et des avalanches	133
6.4.1	Choix d'une écriture adimensionnelle	134

6.4.2	Comparaison des résultats	135
6.5	Conclusion	137
<b>A</b>	<b>Modèle de courant à quatre équations</b>	<b>143</b>
A.1	Cadre de l'étude	143
A.2	Équations gouvernant l'écoulement	145
A.3	Conservation de la masse pour l'air	145
A.4	Conservation de la masse pour les particules	146
A.5	Conservation de la quantité de mouvement moyenne	146
A.6	Conservation de l'énergie pour l'écoulement moyen	147
A.7	Conservation de l'énergie pour l'écoulement turbulent	147
A.8	Les équations intégrées	149
<b>B</b>	<b>Construction d'un réseau de vortex</b>	<b>151</b>
<b>C</b>	<b>Étude expérimentale de terrain</b>	<b>153</b>
C.1	But de l'étude	153
C.2	Présentation du dispositif	154
C.3	Présentation succincte de la modélisation	156
C.4	Synthèse et perspectives	157
<b>D</b>	<b>Article <i>Annals of Glaciology</i> 2001</b>	<b>159</b>



# Notations

Soit  $x$  une variable<sup>1</sup> on appelle :

- $\tilde{x}$  la valeur de la variable pour l'écoulement total instantané ;
- $x$  la valeur de la variable pour l'écoulement moyen ;
- $x'$  la valeur de la variable pour l'écoulement turbulent ;
- $X$  la valeur de la variable moyennée sur la hauteur.

Les variables communément utilisées sont :

$\rho_p$	densité des particules
$\rho$	densité effective (fluide + particules)
$\rho_a$	densité du fluide ambiant
$R = \frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a}$	densité relative des particules
$\rho_N$	densité du manteau neigeux ou de la couche de particules
$\rho_0$	densité initiale de l'avalanche ou de la bouffée
$\Delta\rho$	différence de densité entre l'écoulement et le fluide ambiant
$c$	concentration volumique en particules
$c_b$	concentration volumique en particules au niveau du sol
$k_v$	coefficient de masse ajoutée
$u$	vitesse parallèle à la pente
$w$	vitesse normale à la pente
$u_f$	vitesse du front
$u_c$	vitesse de l'interface
$w_e$	vitesse d'entraînement du fluide ambiant
$v_s$	vitesse de sédimentation des particules
$k$	énergie cinétique turbulente
$\epsilon$	dissipation turbulente

---

<sup>1</sup>Dans le cas de la densité, la valeur de la densité pour l'écoulement moyen sera noté  $\varrho$ , celle moyennée sur la hauteur  $\rho$ .

$h$	hauteur du corps du courant
$H$	hauteur de la tête du courant, de la bouffée ou de l'avalanche
$h_N$	épaisseur du manteau neigeux, épaisseur de la couche de particules
$L$	longueur de l'avalanche ou de la bouffée
$C$	périmètre supérieur de l'avalanche ou de la bouffée
$P$	périmètre supérieur de l'avalanche ou de la bouffée / pression
$A$	volume bidimensionnel de l'avalanche ou de la bouffée
$A_0$	volume bidimensionnel initial de l'avalanche ou de la bouffée
$x$	abscisse (dans la direction de l'écoulement) / position du centre de gravité de l'avalanche ou de la bouffée
$z$	ordonnée (normale à la pente)
$x_f$	position du front de l'avalanche ou de la bouffée
$\theta$	angle de la pente
$g$	accélération gravitationnelle
$\nu$	viscosité cinématique du fluide ambiant
$E$	coefficient d'entraînement de fluide ambiant
$E_B$	coefficient d'entraînement de fluide ambiant en régime de Boussinesq
$E_{NB}$	coefficient d'entraînement de fluide ambiant en régime non Boussinesq
$C_d$	coefficient de frottement de l'écoulement au sol
$e_s$	coefficient d'entraînement des particules
$d$	diamètre des particules
$\tau_s$	contrainte de frottement en surface
$\tau_b$	contrainte de frottement au niveau du sol
$F_{zb}$	flux turbulent de particules au niveau du sol
$\beta$	pourcentage de l'épaisseur du manteau neigeux ou de la couche de particules entraîné par l'écoulement

# Chapitre 1

## Caractéristiques des avalanches

Le but de cette partie est d'une part de décrire les caractéristiques des avalanches de neige de manière générale et d'autre part de faire ressortir la particularité des avalanches de neige en aérosol (encore appelées avalanches de neige poudreuse) pour mettre en évidence en quoi ces dernières sont différentes des autres.

### 1.1 Les différents types d'avalanches de neige

La définition donnée par le dictionnaire **Larousse** pour le terme avalanche est : *masse de neige qui se détache et dévale sur le versant d'une montagne*. Cette définition couvre un éventail très large de phénomènes tous appelés « avalanches de neige » mais qui sont très différents les uns des autres tant du point de vue de leur aspect que des phénomènes physiques qui les gouvernent. Parmi les nombreuses classifications qui existent l'une d'elle présente trois classes :

- les avalanches de neige récente ;
- les avalanches de plaque dure ;
- les avalanches de neige humide.

Bien évidemment ces classes ne sont pas disjointes les unes des autres. Une avalanche peut au départ faire partie d'une classe, puis au cours de son écoulement muter vers un comportement qui correspond à une autre classe. Par exemple, une avalanche de plaque dure peut évoluer, si elle descend suffisamment longtemps, vers une avalanche de neige récente. Une autre configuration qui peut survenir, entre autres au printemps, est qu'une avalanche de neige récente, se transforme au cours de son écoulement en avalanche de neige humide.

Il est bon de garder cet aspect en mémoire. Pour plus de clarté nous présentons ici les trois classes séparément, sans se pencher sur ce qui se passe lors des éventuelles transitions d'une classe vers l'autre.

#### 1.1.1 Les avalanches de neige récente

Ce type d'avalanche survient à n'importe quel moment de la journée, pendant ou après une importante chute de neige. Parmi elles on peut distinguer les « avalanches coulantes » (ou « denses ») des « avalanches en aérosol ». Il est à noter que des phénomènes intermédiaires comportant à la fois une partie dense et une partie en aérosol peuvent également se produire. *Les avalanches denses*



Photo 1.1: - Exemple de début d'avalanche de type dense (photo F. Valla)

sont un écoulement de neige relativement concentré. L'ordre de grandeur de la densité moyenne de l'écoulement est environ de  $100 \text{ kg/m}^3$  à  $200 \text{ kg/m}^3$ , celui de la vitesse est de  $10 \text{ m/s}$  à  $40 \text{ m/s}$ . Durant l'écoulement les grains (ou agglomérats de grains) sont en contact quasi-permanent les uns avec les autres. Les modélisations du phénomène prennent en compte les frottements ainsi que les collisions entre grains. Certaines descriptions traitent ces avalanches comme des milieux granulaires.

### 1.1.2 Les avalanches de plaque dure

Ces avalanches se produisent généralement lorsque le manteau neigeux a été exposé à l'action du vent. La neige est alors dure et compacte, sa densité est de l'ordre de  $200 \text{ kg/m}^3$  à  $400 \text{ kg/m}^3$ . L'écoulement est souvent un glissement de la couche supérieure sur une couche inférieure encore en place. En général, ces avalanches sont constituées de blocs de taille variable qui s'entrechoquent, se brisent... au cours de l'écoulement. La vitesse est habituellement plus faible que pour les avalanches de neige récente.

### 1.1.3 Les avalanches de neige humide

Les avalanches dites de neige humide concernent les cas où la neige possède un fort taux d'eau liquide. Dans ces avalanches l'eau joue un rôle de lubrifiant entre les différentes couches de neige et abaisse la cohésion de la neige. L'ordre de grandeur de la densité de la neige est de  $400 \text{ kg/m}^3$  à  $500 \text{ kg/m}^3$ . Ces avalanches, lorsqu'elles s'écoulent, présentent globalement les caractéristiques d'un fluide. Elles comportent souvent en leur sein des boules et/ou des blocs.

## 1.2 Les avalanches de neige en aérosol

Certaines avalanches appelées avalanches mixtes peuvent être un mélange des deux types d'avalanches de neige récente (cf paragraphe (1.1.1)). Dans ce cas là sous la partie en aérosol



Photo 1.2: - *Exemple de rupture du manteau neigeux pouvant donner lieu à une avalanche de plaque dure (photo F. Valla)*

---



Photo 1.3: - *Exemple d'avalanche de neige humide avec formation de boules (photo O. Marco)*

---



(dont nous allons voir les caractéristiques ci-après) est dissimulée une partie dense. Les deux avalanches interagissent alors l'une avec l'autre. Dans toute notre étude (théorique et expérimentale) nous ne nous intéresserons pas à ces avalanches mixtes, nous concentrerons notre étude sur les avalanches que l'on peut qualifier de « purement en aérosol ».

### 1.2.1 Le peu que l'on en sait...

Les termes fréquemment utilisés pour nommer ce type d'avalanches sont « avalanche de neige poudreuse », « avalanche (de) poudreuse », « avalanche en aérosol » ou « avalanche aérosol ». En effet dans la majorité des cas ces avalanches surviennent lorsque le manteau neigeux est constitué de neige récente, fraîche et peu transformée par le vent ou la température, de cette caractéristique provient le nom « avalanche de (neige) poudreuse ». Les appellations faisant référence au mot « aérosol » sont une conséquence du fait que lors de leur écoulement ces avalanches se présentent sous la forme d'une suspension de particules dans l'air. La dénomination « avalanche de neige en aérosol » a été retenue pour être utilisée dans toute cette thèse, car elle nous a semblé être celle qui donne la meilleure intuition de ce qu'est le phénomène étudié.

Ces avalanches ont des caractéristiques bien particulières, et sont très différentes des autres types d'avalanches. En effet si les autres avalanches ont des concentrations volumiques en particules de neige fortes, ce n'est pas le cas des avalanches de neige en aérosol. Ces dernières ont une concentration volumique en particules faible (les particules occupent un volume de l'ordre de 1 % du volume total de l'avalanche). Ainsi les avalanches de neige en aérosol se présentent sous la forme d'un mélange biphasique très turbulent d'air et de particules, dans lequel toutes les particules de neige sont en suspension. La valeur de la concentration volumique en particules étant très faible et comme, de plus, l'écoulement est très turbulent il est possible de montrer [DEA], que dans les avalanches de neige en aérosol les collisions entre particules sont un phénomène négligeable. Le phénomène important est donc la dynamique de ce nuage de suspension de particules qui, étant plus dense que l'air ambiant, dévale à grande vitesse la pente. L'aspect extérieur est bien celui d'un gros nuage de neige comme le montre la photographie (1.4).

Les données concernant les avalanches de neige en aérosol sont peu nombreuses et très souvent



Photo 1.4: - Exemple d'avalanche de neige en aérosol (photo C. Vion)

---

seulement qualitatives. Cela est dû au fait qu'il est très difficile d'étudier ces avalanches directement sur le terrain. En effet d'une part il est à l'heure actuelle impossible de prévoir le moment exact d'un déclenchement naturel d'avalanche. D'autre part les déclenchements artificiels sont en général hasardeux et onéreux (on peut rapidement arriver à un coût de 5 000 euros par déclenchement) du fait de toute la logistique nécessaire à leur réalisation (hélicoptère, personnel, explosif..). Sur un site expérimental il est possible d'obtenir, les « bonnes années », environ cinq déclenchements « réussis » c'est-à-dire pour lesquels l'avalanche est *a priori* exploitable. Les « bonnes années » sont très rares, ainsi par exemple le temps de retour d'une avalanche comme celle déclenchée le 25 février 1999 à la vallée de la Sionne [17], avalanche étudiée en détail dans le chapitre (6), a été estimé à une centaine d'années. Par ailleurs les avalanches de neige en aérosol sont des phénomènes très rapides (leur vitesse peut être de l'ordre de 100 m/s) et très puissants. Une des conséquences est que la majorité des capteurs ne peuvent pas être utilisés pour effectuer les mesures car ils ne résisteraient pas à l'écoulement. Il est même fréquent que les capteurs prévus pour les mesures soient totalement détruits après la première avalanche, ou après quelques-unes. Néanmoins les ordres de grandeur des données externes mesurées sont les suivants [17]<sup>1</sup> :

Hauteur	$H$	50 m à 100 m
Longueur	$L$	500 m à 800 m
Vitesse du front	$U_f$	50 m/s à 100 m/s

Les données internes estimées et non mesurées sont [40]<sup>2</sup> :

Concentration volumique en particules	$C$	0,5 % à 1 %
Masse volumique	$\rho$	5 kg/m <sup>3</sup> à 10 kg/m <sup>3</sup>
Vitesse interne (localement)	$U$	40 % $\times U_f$
Vitesse de sédimentation des particules	$V_s$	0,25 m/s à 1 m/s

### 1.2.2 ... et l'étendue de ce que l'on ne sait pas - Exemples

Comme il vient d'être mentionné, actuellement un des plus gros manque en matière d'étude des avalanches en général et d'étude des avalanches de neige en aérosol en particulier concerne les données expérimentales de terrain. En effet la communauté scientifique, travaillant dans le domaine, n'ayant à sa disposition que très peu de données, il est très difficile pour l'ensemble des équipes de confronter leurs théories et résultats d'expériences avec la réalité des avalanches de neige en aérosol. Une conséquence directe en est que certains phénomènes se produisant à l'intérieur des avalanches de neige en aérosol restent encore obscurs. Ces points mal compris permettent de prendre la mesure des avancées nombreuses qu'il reste à faire dans le domaine et motivent ainsi des études telles que celle-ci. Deux exemples sont présentés ci-dessous pour illustrer cette constatation.

Le premier de ces deux exemples concerne l'entraînement de particules par l'avalanche. Le moteur de l'avalanche est son poids. Il lui permet de descendre gravitairement la pente. Ce poids est dû à la présence de particules en suspension dans l'avalanche. Cependant durant l'écoulement de l'avalanche, deux phénomènes font décroître sa masse volumique. Tout d'abord le volume

<sup>1</sup>Les longueurs et hauteurs proviennent d'une communication privée de F. Dufour (SLF)

<sup>2</sup>La masse volumique  $\rho$  est reliée à la concentration volumique  $C$  par  $\rho = \rho_p C + \rho_a(1 - C)$

de l'avalanche augmentant au cours de l'écoulement (car elle incorpore de l'air en son sein) sa concentration volumique en particules diminue (et donc sa masse volumique aussi). Par ailleurs les particules ayant elles-mêmes un poids propre, elles ont tendance à sédimenter au cours de l'écoulement, certaines d'entre elles finissent par se déposer au sol, l'avalanche perd ainsi des particules au fur et à mesure de son avancée, ce qui diminue sa masse. Pour que l'avalanche puisse continuer à avoir une dynamique il faut que pendant l'écoulement, elle se recharge en particules au détriment du manteau neigeux. c'est le seul moyen pour elle de palier à la diminution de masse volumique induite par les deux phénomènes précédemment cités. Ce phénomène d'entraînement de particules du manteau neigeux par l'avalanche pendant son écoulement est souvent appelé *phénomène de reprise*<sup>3</sup>. Comme il sera mis en évidence au fil de la thèse ce phénomène, actuellement très mal connu, est prépondérant dans le fonctionnement des avalanches. Il est resté jusqu'alors très peu exploré. Il a commencé à être récemment abordé dans le cadre des avalanches denses [43].

Le deuxième exemple se rapporte à l'évaluation des grandeurs instantanées à l'intérieur de l'avalanche. Il est fondé sur une « constatation expérimentale ». En février 1999 une dent en béton armé d'un système paravalanche situé au-dessus de Tacconnaz (Haute-Savoie) a été endommagée par une avalanche (cf photographie (1.5)). Les calculs de résistance du béton armé qui ont été faits



Photo 1.5: - Dent déflectrice endommagée - Tacconnaz (Haute-Savoie) (photo C. Ancy)

à cette occasion [10] indiquent que pour endommager une telle dent il est nécessaire d'avoir au sein de l'écoulement des pressions dont l'ordre de grandeur est de 250 kPa à 450 kPa. Si l'on veut essayer d'expliquer cet événement à partir des données connues, la solution la plus simple est de calculer la pression dynamique de l'avalanche au niveau du front. Pour une avalanche type de densité  $\rho = 10 \text{ kg/m}^3$  et de vitesse  $U_f = 100 \text{ m/s}$ , on obtient :

$$P \approx \frac{1}{2} \rho U_f^2 \approx 50 \text{ kPa} \quad (1.1)$$

<sup>3</sup>Ce terme sera utilisé quelques fois au cours de la thèse à la place du groupe de mots « entraînement de particules » (par souci de simplification des phrases), bien qu'il soit ambigu. En effet la *reprise* concerne un entraînement de neige (resp. de particules) faisant initialement parti du manteau neigeux (resp. du lit de particules) et non pas seulement le ré-entraînement de particules qui ont pu être amenées à sédimenter au cours de l'écoulement.

Cette pression est 5 à 10 fois inférieure à la pression de rupture estimée pour la dent de béton. Cette pression dynamique au niveau du front n'est donc pas suffisante pour endommager un tel volume de béton armé. Cependant il est tout à fait possible que d'autres phénomènes soient à l'origine de cette destruction. Différentes hypothèses pour expliquer la présence de fortes pressions au sein d'une avalanche ont été formulées par Hopfinger et Tochon-Danguy [26]. Elles permettent dans le cas présent d'envisager les phénomènes suivants :

- Il est possible qu'au sein de l'avalanche la vitesse ait pu être localement supérieure à la vitesse du front. Un tel phénomène a été mesuré par radar par Dufour et al. [17] dans l'avalanche déclenchée le 25 février 1999 sur le site expérimental de la vallée de la Sionne (Suisse). Leurs mesures ont mis en évidence des vitesses allant jusqu'à  $1,4U_f$  à l'intérieur de l'avalanche. Une telle augmentation de vitesse conduirait dans l'exemple type choisi à  $P \approx 100$  kPa ;
- La densité de  $10 \text{ kg/m}^3$  est une densité moyenne supposée dans un cas type. Il est fortement probable que la densité au sein de l'avalanche soit sensiblement variable entre le fond de l'avalanche (proche du sol) et le haut (proche de l'interface avec l'air). Ainsi on peut supposer que vers le fond l'avalanche a une densité 2 à 3 fois supérieure à la densité moyenne. Cette caractéristique couplée à la précédente conduit à une pression dynamique interne :  $P \approx 250$  kPa. On arrive alors au bas de l'intervalle de pression de rupture fourni pour la dent en béton de Taconnaz ;
- Il est aussi tout à fait envisageable qu'un terme instationnaire ( $mdU/dt$ ) ou que des effets de compressibilité au sein de l'avalanche soient eux aussi à l'origine de cette rupture ou viennent se coupler aux précédents.

Ces calculs d'ordre de grandeurs permettent ainsi de confirmer qu'une avalanche de neige en aérosol de grande ampleur peut être capable de créer les dégâts observés dans le dispositif paravalanche de Taconnaz. Cependant le manque de données expérimentales telles que par exemple des profils de densité, de vitesse et de pression au sein des avalanches, nous empêche de pouvoir comprendre quel phénomène, qui n'avait pas eu lieu lors des précédentes avalanches survenues sur ce site, a été ce jour là à l'origine de ces dommages.

Ces deux exemples mettent en évidence le fait que même si certains modèles semblent décrire grossièrement les caractéristiques externes (hauteur, longueur, vitesse de front) des avalanches de neige en aérosol on est, à l'heure actuelle, bien loin de comprendre tous les phénomènes qui se produisent à l'intérieur d'une avalanche de neige en aérosol. Il est donc nécessaire d'orienter les efforts entre autres, soit vers la mesure directe sur le terrain (ce qui est loin d'être simple), soit vers la compréhension phénoménologique de ce qui se passe au sein d'une avalanche de neige en aérosol, à l'aide des expériences en laboratoire et des modèles théoriques.

### 1.3 Structure de l'étude

L'étude que nous avons menée a eu pour objectif d'essayer de mieux comprendre la dynamique des avalanches de neige en aérosol, pour pouvoir la modéliser de la manière la plus réaliste possible. Pour cela il était nécessaire d'arriver à mettre en évidence dans quel contexte tel ou tel paramètre a une influence sur la dynamique de l'avalanche et de quelle manière. Ainsi d'un point de vue théorique, nous nous sommes intéressés à des modèles dits intégrés pour lesquels nous

avons essayé d'apporter une contribution à la mise en place des équations, à leur résolution analytique, ainsi qu'à la définition de leur contexte d'utilisation. Les expériences en laboratoire ont eu pour objectif d'affiner la connaissance des différents paramètres d'entrée (du modèle retenu) ayant une importance dans l'évolution des avalanches de neige en aérosol. L'ensemble de ces éléments nous a permis d'améliorer la vraisemblance du modèle auquel nous nous sommes intéressés, pour le rendre plus proche de la réalité des avalanches de neige en aérosol. La dernière étape a été de tester la validité du modèle en le confrontant aux données expérimentales d'une avalanche. Ces différents aspects sont développés comme suit dans les différents chapitres de ce document.

Dans le chapitre (2) sont présentées les deux types de descriptions des avalanches de neige en aérosol utilisant des équations intégrées. Il s'agit d'une part des modèles de type courant de gravité et d'autre part des modèles de type bouffée de gravité. Pour chacune de ces descriptions un résumé chronologique des contributions antérieures est proposé. Pour clore ce chapitre consacré à la bibliographie existante, la dernière partie concerne les études existantes des phénomènes de maintien des particules en suspension au sein d'un écoulement. Dans le chapitre (3) figurent les études théoriques que nous avons mené pour l'ensemble des deux modèles. Ainsi dans chacun des cas nous discutons et établissons, le cas échéant, les équations nécessaires à la modélisation. Une fois les équations établies dans le cadre d'étude des avalanches de neige en aérosol, une intégration analytique est proposée pour chacun des modèles. Pour clore ce chapitre une étude de l'ordre de grandeur des différents termes intervenant dans la description de type courant de gravité est menée. Elle permet de montrer que les courants de gravité ne peuvent pas fournir une description correcte des avalanches de neige en aérosol. Le chapitre (4) concerne alors une étude plus détaillée du modèle de bouffée et entre autres de sa sensibilité aux différents paramètres d'entrée tels que le volume initial et la densité initiale de l'avalanche, son taux de croissance en volume ainsi que la quantité de neige qu'elle entraîne au cours de son écoulement. Une fois cet ensemble théorique présenté, viennent ensuite les apports fournis au modèle par l'expérience. Ainsi le chapitre (5) décrit la modélisation en laboratoire des avalanches de neige en aérosol par des bouffées de gravité. Une partie des expériences a concerné la mesure du taux de croissance des bouffées de gravité et de sa variation en fonction de différents paramètres tels que la pente, le régime d'écoulement... Cette étude est venue en complément d'expériences déjà réalisées par d'autres auteurs. La seconde partie des expériences réalisées s'est intéressée à l'entraînement de particules par une bouffée de gravité, phénomène prépondérant dans la dynamique de cette dernière et peu étudié jusqu'alors. Le dernier chapitre (chapitre (6)) confronte les résultats du modèle précédemment développé aux résultats connus d'une avalanche dans le but de tester la validité du modèle. Il propose de plus une méthode permettant de comparer en représentation adimensionnelle les résultats expérimentaux obtenus sur des bouffées de gravité en laboratoire aux résultats issus des avalanches de neige en aérosol. Ce type de représentation permet un transfert et une comparaison des résultats entre les deux configurations d'écoulement. Cela fournit ainsi un moyen d'utiliser pour l'étude des avalanches de neige en aérosol ce qui a pu être mesuré ou mis en évidence sur des bouffées de gravité en laboratoire. La première annexe présente le développement de certains calculs concernant les courants de gravité qui n'ont pas été développés entièrement dans le chapitre (3). La seconde annexe vient en complément du chapitre (5). Les deux dernières annexes décrivent une étude qui a été faite pour essayer de déterminer la taille des particules de neige au sein d'une avalanche de neige en aérosol.

## Chapitre 2

# État de l'art de la modélisation

Les avalanches de neige en aérosol sont des phénomènes de suspensions très turbulentes. L'ordre de grandeur du nombre de Reynolds est

$$Re \approx 10^8 \dots 10^9$$

Les descriptions (et simulations) directes de l'écoulement à l'échelle locale sont donc très difficiles à mener. En conséquence, nous avons préféré centrer notre étude sur les modélisations bi-dimensionnelles du phénomène, intégrées dans la direction perpendiculaire à l'écoulement ou en volume. En effet, ces descriptions sont source de nombreux renseignements instructifs malgré les simplifications du phénomène qui leur sont inhérentes. En outre, elles permettent une confrontation aisée des trois types de résultats que l'on peut avoir (analytique/numérique, modélisation physique et résultats de terrain). Nos efforts d'investigation ayant été concentrés sur ces descriptions intégrées nous ne décrivons ici que ces dernières. Il ne s'agit bien sûr que d'un volet de l'étude des avalanches de neige en aérosol. Les descriptions de type local étudiées par une partie de la communauté apportent aussi leur lot de contributions sur la compréhension et la prévision des phénomènes [31, 32, 24].

Ce chapitre est constitué de trois parties distinctes. Dans les deux premières, nous présentons consécutivement l'état de l'art de la modélisation dans le contexte des *courants*<sup>1</sup> *de gravité*<sup>2</sup> puis dans le contexte des *bouffées*<sup>3</sup> *de gravité*. La troisième partie concerne les avancées actuelles en matière de maintien en suspension des particules dans un *courant de turbidité* (courant de gravité dont la masse volumique est due à une suspension de particules et non à un fluide lourd). En effet il s'agit d'un aspect important spécifique aux écoulements dont le moteur est une suspension de particules. Ces résultats existants nous seront utiles, entre autres pour comprendre les éventuelles différences ou ressemblances que nous avons pu obtenir expérimentalement entre des écoulements d'eau salée et des écoulements de suspension de sciure (cf chapitre (5)).

---

<sup>1</sup>Un *courant* est un écoulement composé d'un front, d'un corps et d'une queue (cf figure (2.1)). Le corps est très long et constitue la seule partie dynamiquement active de l'écoulement. L'étude qui en est faite est eulérienne sur une section perpendiculaire à la pente.

<sup>2</sup>Un écoulement *de gravité* correspond à un fluide évoluant sous l'action principale de son poids ; lorsque le fluide est monophasique de densité variable, on parle d'écoulement *de densité* ; lorsque le fluide est une suspension de particules on parle d'écoulement *de turbidité*.

<sup>3</sup>Une *bouffée* est un volume fini s'écoulant sur la pente. Elle est étudiée de manière globale en description lagrangienne.

Les caractéristiques suivantes sont présentes dans l'ensemble des modèles d'avalanche décrits ci-après :

- le fluide ambiant (l'air) de densité  $\rho_a$  est supposé calme, non stratifié et infiniment profond ;
- l'angle de la pente  $\theta$  est constant ;
- le volume occupé par les particules de neige dans l'avalanche est négligé devant le volume de l'air inclus dans l'avalanche. Cette approximation est raisonnable car la concentration volumique en particules est très faible (de l'ordre de 1 %).

## 2.1 Modélisation de type *courant de gravité*

Les courants de gravité que nous traitons ici sont des courants s'écoulant sur des pentes fortes. Les courants de gravité sur sol horizontal ou faiblement inclinés ont reçu beaucoup d'attention et de nombreuses références existent à ce sujet. Parmi elles il est possible de citer [41, 9, 38, 11, 28, 22]. Un certain nombre d'étude de tels courants de gravité sur sol peu incliné ont eu pour but d'être applicable aux écoulements pyroclastiques (écoulements de suspensions de cendres faisant suite à l'explosion d'un volcan) parmi lesquelles [27]. Les études de *courant de gravité* appliqués aux avalanches de neige en aérosol dont nous avons connaissance concernent, comme indiqué sur la figure (2.1), des écoulements bidimensionnels sur pente constante. Dans ces modèles, il est supposé (cf figure (2.1)), que l'avalanche est constituée d'un corps et d'un front ainsi que d'une queue dont on ne tient pas compte. L'essentiel de la description concerne le corps. Ce dernier est traité d'un point de vue biphasique dans les équations de conservation de la masse, et d'un point de vue monophasique relativement à la quantité de mouvement. En effet l'ensemble fluide porteur + particules est traité comme une seule entité dans l'évolution de la quantité de mouvement.

Il est supposé, qu'à l'intérieur du corps, le comportement de l'écoulement est *affine*, pour différentes variables comme la vitesse ou la densité. Par exemple, dire que le courant a un comportement affine pour la vitesse signifie qu'à toutes les abscisses du corps, la vitesse a la même *forme* de profil. Mathématiquement cela s'exprime sous la forme :

$$u(x, z, t) = U(x, t) \times \xi_u(z/h(x, t))$$

$\xi_u$  est appelé *le facteur de forme de la vitesse* et  $h(x, t)$  est la hauteur du courant au point d'abscisse  $x$ , au temps  $t$ . L'expression du facteur de forme, ou la valeur de son intégrale sur la hauteur, est systématiquement fixée. Une fois cette expression choisie, les équations de Navier et Stokes sont intégrées sur la hauteur et perpendiculairement au sol. Cela permet alors d'obtenir un système d'équations dont les variables ne dépendent plus que de  $x$  et de  $t$ .

Dans ce qui suit nous présentons par ordre chronologique les grandes lignes des trois principaux modèles qui ont été développés pour les *courants de gravité*. Pour ce faire, nous avons utilisé les articles publiés par les différents auteurs [46, 45, 26, 36, 5, 7, 20] pour décrire leur modélisation, ainsi que les articles de synthèse écrits par Hopfinger en 1983 [25] et par Hutter en 1996 [29].

La dénomination *courant* se rapporte par définition à l'écoulement dans son ensemble (front + corps + queue). Par extension elle sera aussi utilisée pour parler de la cellule fluide générique, évoluant avec le corps de l'écoulement, pour laquelle sont écrites et développées les équations.

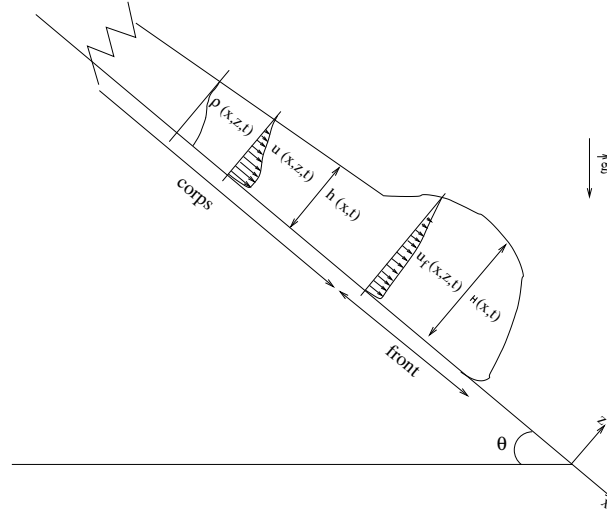


FIG. 2.1: Description de type courant de gravité

### 2.1.1 Le modèle de Voellmy

Le premier modèle de type *courant de gravité* appliqué aux avalanches a été développé par Voellmy en 1955 [46]. Il s'agit d'un modèle inspiré de l'hydraulique fluviale. Il comporte les caractéristiques suivantes :

- le courant n'interagit pas avec la couche neigeuse déposée au sol ;
- toute microstructure à l'intérieur du courant est ignorée. Concrètement cela signifie que la vitesse  $U$  et la densité  $\rho$  sont *uniformes* à l'intérieur du corps du courant, elles ne dépendent pas de la position du point considéré. Ainsi la totalité du corps du courant à une densité  $\rho$  et se déplace avec une vitesse  $U$  ;
- la hauteur  $h$  de l'écoulement est constante en temps et en espace. La conséquence directe de cette hypothèse est que la densité, indépendante des variables d'espace, reste aussi constante au cours du temps.

On a ainsi un déplacement en bloc du courant. A ce stade tout porterait à croire qu'il ne s'agit que de l'étude du mouvement d'un solide sur un plan incliné. En fait, Voellmy a tenu compte du caractère turbulent de l'avalanche en ajoutant un terme dissipatif dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (équation (2.1)). Il exprime ainsi que le frottement turbulent à la base de l'écoulement occasionne une perte de quantité de mouvement pour le courant. Comme  $h$  et  $\rho$  sont constantes, les équations de conservation de la masse sont d'ores et déjà vérifiées. L'équation de conservation de la quantité de mouvement est exprimée comme suit :

$$\rho h \frac{dU}{dt} = (\rho - \rho_a)gh \sin \theta - \mu(\rho - \rho_a)gh \cos \theta - \frac{\rho g U^2}{\zeta} \quad (2.1)$$

Cette équation est établie pour une portion de fluide de longueur 1 et de hauteur  $h$ , avec  $\rho_a$  la densité de l'air,  $\theta$  l'angle de la pente,  $\mu$  le coefficient de frottement coulombien et  $\zeta$  l'inverse du coefficient de frottement turbulent. Dans le membre de droite, le premier terme est dû au poids du courant, le second est un terme frictionnel entre le courant et le manteau neigeux, le troisième correspond à la perte de quantité de mouvement du courant due au frottement turbulent.



La vitesse  $U$  du corps du courant est obtenue par intégration de l'équation (2.1). Pour déterminer l'expression de la vitesse du front du courant  $U_f$ , Voellmy a fait l'hypothèse que la pression est hydrostatique à l'intérieur du front du courant. Ensuite en écrivant, à la base de l'interface entre le front du courant et l'air, l'égalité entre la pression hydrostatique à l'intérieur du courant et la pression dynamique de stagnation de l'air ambiant, la relation suivante est obtenue :

$$(\rho_f - \rho_a)gH = \frac{\rho_a U_f^2}{2} \quad (2.2)$$

Le modèle fournit ainsi une évolution pour les vitesses  $U$  et  $U_f$ . Le fait d'avoir une vitesse différente  $U$  pour le corps du courant et  $U_f$  pour le front peut sembler étonnant. En effet si les hauteurs  $h$  du corps et  $H$  du front du courant sont supposées constantes le seul moyen d'obtenir deux vitesses différentes est que la longueur du front diminue au cours de l'écoulement. Une autre possibilité est sinon de supposer que la hauteur  $H$  du front du courant est, elle, variable.

Si ce modèle a posé des bases pour l'élaboration des modèles suivants, il ne peut être utilisé en tant que tel pour l'étude des avalanches de neige en aérosol. En effet, étant trop simpliste, il est rapidement mis en défaut entre autres lorsqu'on le compare aux observations de terrain [29]. Un des exemples de cette mise en défaut est que dans le modèle de Voellmy la hauteur est supposée constante pour l'avalanche. Cela se révèle ne pas être du tout le cas pour les avalanches. En effet les observations indiquent, qu'une avalanche ayant une hauteur de 1 m lors de son déclenchement peut par la suite atteindre une hauteur de l'ordre de 50 m à 100 m.

### 2.1.2 Le modèle de Tochon-Danguy et Hopfinger

Le modèle Tochon-Danguy et Hopfinger [45, 26] tient compte de la conservation de la quantité de mouvement, de la conservation de la masse pour l'air et de la conservation de la masse pour les particules de neige. Les quatre principales hypothèses sont les suivantes :

- l'approximation de *couche limite* est utilisée ;
- la pression est supposée *hydrostatique* à l'intérieur du courant ;
- l'*incorporation d'air* dans le courant est prise en compte ;
- l'*entraînement de particules* du manteau neigeux par le courant est aussi prise en compte dans la mise en équation. Par contre elle est négligée lors de la résolution ;
- la possibilité pour les particules de se *déposer* au sol, au cours de l'avancée du courant, à cause de leur poids propre n'est pas envisagée.

Ces hypothèses conduisent aux équations suivantes pour l'écoulement moyen<sup>4</sup> :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial \varrho u}{\partial x} + \frac{\partial \varrho w}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \varrho u}{\partial t} + \frac{\partial \varrho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \varrho u w}{\partial z} = (\varrho - \rho_a)g \sin \theta + g \cos \theta \frac{d \int_z^{+\infty} ((\varrho - \rho_a)z') dz'}{dx} - \frac{\partial \overline{\varrho u' w'}}{\partial z} \quad (2.5)$$

<sup>4</sup>Ici  $\varrho$  est la valeur de la densité pour l'écoulement moyen et  $\rho$  est la valeur de la densité moyennée sur la hauteur.

Nous avons repris le développement de ces équations dans l'annexe (1). La première équation (équation (2.3)) traduit la conservation de la masse pour l'air (incompressible). L'équation (2.4) concerne la conservation de la masse pour les particules de neige. La troisième équation (équation (2.5)) exprime la conservation de la quantité de mouvement pour le mélange air + particules. Dans cette dernière équation  $u'$  et  $w'$  correspondent aux fluctuations turbulentes des vitesses. En effet la décomposition de Reynolds ( $\tilde{u} = u + u'$  et  $\tilde{w} = w + w'$ ) a été effectuée lors du développement de ces équations. L'intégration des trois équations suivant  $z$  entre 0 et l'infini, conduit *dans le cas stationnaire* aux équations suivantes (la signification des différents termes est fournie plus loin) :

$$\frac{dhU}{dx} = w_e \quad (2.6)$$

$$\frac{d(\rho - \rho_a)hU}{dx} = \Delta\rho_s w_s \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{d(\xi_3(\rho - \rho_a)hU^2 + \rho_a hU^2)}{dx} &= (\rho - \rho_a)\xi_2 g \sin \theta h + \overline{\rho u' w'}_{z=0} \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{d(\xi_1(\rho - \rho_a)g \cos \theta h^2)}{dx} \end{aligned} \quad (2.8)$$

$\rho$  et  $U$  représentent respectivement la densité et la vitesse du courant moyennées sur la hauteur, au point d'abscisse  $x$ .  $\xi_i$  sont des facteurs de forme. Ils sont sans dimension.  $w_e$  est la vitesse d'entraînement (ou encore d'incorporation) de l'air par le courant.  $w_s$  correspond à la vitesse d'entrée des particules de neige dans le courant. Elle sera supposée nulle par la suite lors de la résolution. Les différentes grandeurs moyennées ainsi que les facteurs de forme sont définis par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} Uh &= \int_0^{+\infty} u dz \\ U^2 h &= \int_0^{+\infty} u^2 dz \\ (\rho - \rho_a)hU &= \int_0^{+\infty} (\varrho - \rho_a)u dz \\ \xi_3(\rho - \rho_a)hU^2 + \rho_a hU^2 &= \int_0^{+\infty} \varrho u^2 dz \\ \xi_2(\rho - \rho_a)h &= \int_0^{+\infty} (\varrho - \rho_a) dz \\ \xi_1(\rho - \rho_a)h^2 &= \int_0^{+\infty} 2(\varrho - \rho_a)z dz \end{aligned}$$

L'équation (2.6) concerne l'entraînement d'air par le courant. C'est elle qui régit le taux de croissance du courant au cours de son écoulement. L'équation (2.7) indique que, conformément aux hypothèses, le courant ne peut pas perdre de particules durant son écoulement (à moins d'autoriser que  $w_s$  soit négative). Par contre, il peut entraîner des particules en son sein (via la vitesse

d'entraînement  $w_s$ ). L'équation (2.8) régit l'évolution de la quantité de mouvement moyenne de l'écoulement. Le membre de gauche est celui de la variation de la quantité de mouvement. Le premier terme du second membre est l'expression du poids du courant. Il constitue l'élément moteur de l'écoulement. Le deuxième terme exprime la force appliquée à l'élément de fluide considéré par la variation longitudinale à l'intérieur du courant de la pression hydrostatique. Le dernier terme de cette équation concerne la perte de quantité de mouvement par le courant qu'induit le frottement turbulent à la base de l'écoulement.

Les variables adimensionnelles  $E$ ,  $e_s$  et  $C_d$  ont été définies comme suit :  $E$  est le rapport entre la vitesse d'entraînement de l'air par le courant et la vitesse du courant :

$$w_e = EU$$

$e_s$  est le rapport entre la vitesse d'entraînement des particules à l'intérieur du courant et la vitesse du courant :

$$w_s = e_s U$$

Le frottement du courant avec le sol est classiquement proportionnel au carré de la vitesse (formulation de type frottement de Chézy) :

$$\overline{\rho u'w'}_{z=0} = -C_d \rho_{z=0} U^2$$

Différentes expressions de  $E$  provenant de formulations empiriques établies par Ellison et Turner [19] sont proposées. Le coefficient  $e_s$  n'a par contre pas été étudié : cela serait nécessaire, pour prendre en compte le phénomène d'entraînement de particules dans la résolution analytique ou numérique. Cette détermination doit sûrement passer par une étude expérimentale du phénomène d'entraînement de particules par un courant de gravité sur forte pente.

L'ensemble de ces équations permet de déterminer les variations de la hauteur  $h$ , de la densité  $\rho$  et de la vitesse  $U$ . Une étude dimensionnelle a été menée pour relier la vitesse de front  $U_f$  à la vitesse du corps du courant  $U$ . Ce modèle a le grand avantage de ne pas utiliser l'approximation de Boussinesq. En effet cette approximation part du principe que la densité de l'écoulement est proche de celle du fluide ambiant. La densité de l'écoulement est alors maintenue constante dans les termes d'inertie de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. La variation de la densité n'intervient plus que dans le terme de poids. Cette approximation qui simplifie beaucoup les équations finales est très utilisée, à juste titre, dans l'étude des courants sous-marins. Dans le cadre des avalanches de neige en aérosol, pour lesquelles la densité de l'écoulement est dix fois supérieure à la densité du fluide ambiant, cette approximation ne peut plus s'appliquer de manière justifiée. De plus, ce modèle est le premier à prendre en compte l'entraînement d'air et de sédiments par un courant de gravité dans le contexte des avalanches de neige en aérosol. Cependant, le coefficient d'entraînement des particules par le courant  $e_s$  reste à déterminer. Par ailleurs la sédimentation possible des particules n'est pas prise en compte.

### 2.1.3 Le modèle de Parker, Fukushima et Pantin

Le modèle de Parker, Fukushima et Pantin [36] a été écrit et implémenté numériquement pour des courants sous-marins et non pour des avalanches de neige. Cependant un certain nombre des

idées utilisées dans ce modèle peuvent être réutilisées dans l'étude des courants appliquée aux avalanches de neige en aérosol. C'est pour cette raison que nous présentons ici ses caractéristiques.

Les différentes hypothèses utilisées dans le modèle sont les suivantes :

- l'environnement extérieur a une *profondeur infinie et n'est pas stratifié*. Ces hypothèses peuvent être restrictives dans le cas présent d'un courant descendant au fond de l'océan. Pour les avalanches de neige en aérosol ces hypothèses seront forcément vérifiées en première approximation puisque le fluide environnant est l'air. Elles sont supposées implicitement, en général, dans tous les modèles qui sont consacrés aux avalanches de neige en aérosol et en particulier dans tous les modèles qui sont décrits dans ce document ;
- l'angle de la *pente est très faible* ;
- l'approximation de *Boussinesq* est utilisée ;
- l'approximation de *couche limite* est utilisée ;
- des hypothèses de simplification sont utilisées dans le calcul des facteurs de forme des profils de vitesse, de densité et d'énergie cinétique turbulente. Une forme de fonction rectangle (top-hat) leur a été affectée. Cela s'exprime sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \xi_i = 1 & \text{si } 0 \leq z \leq h \\ \xi_i = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Le même type d'équations locales que dans le modèle précédent sont utilisées. A ce niveau là les principales différences résident en deux points : contrairement au modèle d'Hopfinger et Tochon-Danguy, les auteurs ont ici utilisé l'approximation de Boussinesq ; leur modèle prend en compte en revanche l'entraînement et la sédimentation des particules, ce qui n'était pas le cas dans le modèle précédent. L'ensemble de ces hypothèses conduisent pour l'écoulement total instantané aux équations locales suivantes :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial \tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{c}(\tilde{u}_i - v_s \delta_{i3})}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + R \tilde{c} g_i \quad (2.11)$$

Ces équations sont écrites en utilisant les principes de notation d'Einstein explicités dans l'annexe (1).  $v_s$  est la vitesse de sédimentation des particules,  $\rho_a$  la densité de l'eau,  $\nu$  sa viscosité cinématique et  $\tilde{c}$  la concentration volumique en particules. Elle est reliée à la densité totale de l'écoulement par la formule suivante :

$$\tilde{\rho} = \tilde{c} \rho_p + (1 - \tilde{c}) \rho_a$$

avec  $\rho_p$  la densité des particules en suspension. D'autre part  $R$  est un facteur adimensionnel défini par

$$R = \frac{\rho_p}{\rho_a} - 1$$

Ces trois équations sont ensuite développées à l'aide de la décomposition de Reynolds, combinées et moyennées. Quatre équations régissant l'écoulement moyen en découlent : deux équations de

conservation de la masse, une de conservation de la quantité de mouvement, et une de conservation de l'énergie cinétique turbulente. L'écoulement est supposé autosimilaire. Cela permet donc de récrire les quatre équations en faisant intervenir les facteurs de forme. Ces derniers étant par hypothèse des fonctions rectangle, l'intégration des équations concernant l'écoulement moyen peut être faite sans trop de difficultés. Ainsi les quatre équations sont intégrées entre 0 et  $+\infty$ .

**La conservation de la masse pour l'eau** devient :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = w_e - \frac{\partial U h}{\partial x} \quad (2.12)$$

avec

$$w_e = EU$$

l'entraînement d'eau par le courant et où  $\partial h/\partial t$  est la vitesse (normale à la pente) de l'interface courant/fluide ambiant. Le coefficient d'entraînement  $E$  est exprimé par la formule suivante :

$$E = \frac{0,00153}{0,0204 + Ri}$$

avec  $Ri$  le nombre de Richardson « global » du courant (écrit à partir des grandeurs intégrées) :

$$Ri = \frac{RCgh}{U^2}$$

Parker et al. [36] n'indiquent pas l'origine de cette expression mais ils proposent les remarques suivantes la concernant :

- l'expression de l'entraînement de fluide ambiant, comme formulé ci-dessus, implique d'une part que  $E$  tend vers 0,075 lorsque  $Ri$  tend vers 0. Il s'agit d'une valeur de  $E$  appropriée pour les écoulements non stratifiés ;
- d'autre part lorsque  $Ri \gg 0,0204$  la formulation de  $E$  se simplifie en celle établie par Ega-shira [18]. Cette dernière a été établie à partir de nombreux résultats d'expériences portant sur des courants de gravité.

L'équation (2.12) de conservation de la masse pour le fluide ambiant est tout à fait semblable à celle obtenue dans le modèle précédent. La seule différence est que l'écoulement n'est pas supposé stationnaire.

**La conservation de la masse pour les particules** donne :

$$\frac{\partial Ch}{\partial t} + \frac{\partial CUh}{\partial x} = F_{zb} - c_b v_s \quad (2.13)$$

avec

$$F_{zb} = e_s v_s$$

$v_s$  est la vitesse de sédimentation des particules considérée comme constante.  $e_s$  est un coefficient adimensionnel d'entraînement des particules par le courant. Son expression est tirée des travaux de Akiyama et Fukushima [1]. Pour établir leur relation donnant  $e_s$  en fonction des différents paramètres ces derniers ont utilisé des données expérimentales tirées d'écoulements à surface libre de suspensions en rivière. L'expression de  $e_s$  obtenue est la suivante :

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

où

$$\begin{cases} Z_c = 5 \\ Z_m = 13,2 \\ Z = \sqrt{\frac{d}{\nu} \sqrt{Rgd} \left(\frac{u_*}{v_s}\right)^2} \end{cases}$$

avec  $d$  le diamètre des particules.  $u_*$  est reliée à la contrainte de frottement turbulent exercée par le courant au niveau du sol par la relation classique :

$$u_*^2 = -\overline{u'w'}_{z=b} = C_d U^2 = \alpha K \quad (2.14)$$

$c_b$  est la concentration volumique en particules au niveau du sol. L'expression de  $c_b$  choisie par les auteurs est :

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

Là encore il a été fait appel à des données provenant d'écoulements de suspension à surface libre. Ce recours est dû au manque de données expérimentales provenant de courants de turbidité. Cette expression a ainsi été établie par Parker [35]. Ultérieurement, Garcia [21] a vérifié sur un jeu de trois expériences en laboratoire sur des courants de turbidité qu'une telle loi pour la concentration volumique au niveau du sol ( $c_b$ ) pouvait convenir.

L'équation (2.13) de conservation de la masse en particules a la particularité (qui n'apparaît pas dans l'étude des courants de densité) de faire intervenir un terme source ( $e_s v_s$ ) et un terme puits ( $-c_b v_s$ ) pour la conservation de la masse en particules. Le premier exprime l'augmentation de la concentration volumique par entraînement de particules par le courant, le deuxième correspond à la diminution de la concentration volumique due à la sédimentation de particules sur le sol. La présence de ces deux termes permet de prendre en compte le fait que la masse du courant peut soit augmenter, soit diminuer suivant que le courant entraîne des particules en son sein ou qu'il en perd. Cette particularité fait partie des caractéristiques qui différencient les courants de turbidité (suspension de particules) des courants de densité (fluide lourd).

**L'équation de conservation de la quantité de mouvement** devient :

$$\frac{\partial U h}{\partial t} + \frac{\partial U^2 h}{\partial x} = -u_*^2 + RChg \sin \theta - \frac{Rg}{2} \frac{\partial Ch^2}{\partial x} \quad (2.15)$$

Cette équation est l'équation instationnaire de conservation de la quantité de mouvement pour le fluide eau + particules. Elle est analogue, en un peu plus simple, à celle du modèle de Hopfinger et Tochon-Danguy. Cela est dû d'une part à l'utilisation de l'approximation de Boussinesq. D'autre part le fait que le sol sur lequel s'effectue l'écoulement soit très peu incliné contribue aussi à simplifier cette équation.

La dernière équation est celle de **conservation de l'énergie cinétique turbulente** ( $K$ ), elle s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial Kh}{\partial t} + \frac{\partial UKh}{\partial x} = Uu_*^2 + \frac{1}{2}U^3E - \epsilon_0 h - RgChv_s - \frac{RgChEU}{2} - \frac{Rgh}{2}v_s(e_s - c_b) \quad (2.16)$$

avec

$$\epsilon_0 h = \int_0^{+\infty} (\epsilon dz)$$

la dissipation d'énergie cinétique due à la viscosité. Dans le membre de droite de l'équation (2.16) les deux premiers termes sont les termes de production d'énergie cinétique turbulente due au cisaillement. Le premier provient du frottement du courant sur le sol. Le deuxième est dû à l'entraînement de fluide ambiant par le courant. Les troisième, quatrième et cinquième termes sont de type dissipatif. Le troisième exprime la dissipation visqueuse d'énergie par les petites échelles turbulentes. Le quatrième correspond à la perte d'énergie due au travail qu'il est nécessaire de fournir pour maintenir une suspension en l'état. En effet à cause de leur poids propre les particules ont tendance à sédimenter. Le courant doit donc fournir de l'énergie pour les maintenir en suspension. Le cinquième terme est une perte d'énergie due à l'entraînement d'eau. En effet le fluide ambiant étant au repos, le courant est obligé de fournir de l'énergie pour accélérer à la même vitesse que lui l'eau qu'il entraîne. Le dernier terme peut être soit dissipatif, soit productif. Il exprime le fait que de l'énergie est nécessaire pour accélérer les particules entraînées par le courant. Il tient aussi compte du fait qu'en contrepartie, le courant gagne de l'énergie lorsqu'il perd des particules par sédimentation. En effet cela diminue le nombre de particules à maintenir en suspension. Ainsi cette équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente prend en compte de nombreux phénomènes. Elle va également se révéler être potentiellement importante dans l'étude des avalanches considérées comme des *courants de turbidité* qui interagissent avec la couche de particules déposée au sol.

La vocation première de ce modèle n'était pas de décrire les avalanches de neige en aérosol, mais cette description apporte des éléments intéressants qui peuvent être réadaptés au cas qui nous concerne. En particulier, l'analyse qui montre que l'utilisation de l'équation de conservation de l'énergie cinétique est nécessaire dans certains cas d'écoulements de courants de turbidité, est intéressante à transférer aux avalanches. En effet il a ainsi été montré que lorsque l'énergie requise pour maintenir les particules en suspension est trop importante pour le courant, ce dernier n'est plus capable de conserver la suspension de particules en l'état. Les particules sédimenter alors au sol causant une perte de masse et à terme la mort du courant de turbidité. Par ailleurs une loi d'érosion expérimentale (via l'expression du coefficient  $e_s$ ) a été proposée. Cependant cette expression a été établie pour des suspensions en rivière, c'est à dire dans le contexte d'une couche limite turbulente et il est tout à fait possible que ce coefficient  $e_s$  ne soit pas le même dans le cas des avalanches de neige en aérosol. Il est dommage que, bien que ce modèle ait été développé dans un cadre instationnaire, son utilisation numérique ait été faite dans le cadre stationnaire. Le problème très important de l'instationnarité de ce type de phénomènes n'a donc été que partiellement abordé, et mériterait une plus ample investigation. Par ailleurs la vitesse de front n'a pas été estimée.

Ainsi il nous a semblé nécessaire de présenter ce modèle, car même si il ne peut pas s'appliquer directement aux avalanches de neige en aérosol, il met en avant les implications et les contraintes liées à l'entraînement de particules par un courant, domaine qui n'avait jusqu'à ce jour pas encore été exploré dans le cadre des avalanches de neige en aérosol.

Les trois modèles que nous avons présentés ici successivement ont chacun apporté une contribution importante à l'étude des avalanches modélisées comme des *courants de gravité*. Le modèle de Voellmy en a posé les fondements mais s'est rapidement révélé trop simpliste. Il a alors été amélioré et affiné par les études dans un cadre non Boussinesq d'Hopfinger et Tochon-Danguy. Ce-

pendant les avalanches de neige en aérosol sont des écoulements de turbidité, et cette particularité importante n'a pas été abordée par ces derniers. A ce niveau là, l'étude détaillée des phénomènes induits par l'entraînement et la présence de particules dans le courant faite par Parker, Fukushima et Pantin, dans le cadre des courants sous-marins, ouvre une nouvelle voie d'investigation du phénomène dans le contexte des avalanches de neige en aérosol. Dans le chapitre (3) nous allons tâcher d'utiliser au mieux ces différentes avancées pour pouvoir apporter notre contribution à l'étude. Il reste cependant une question ouverte et qui n'a pas été traitée jusqu'alors qui est de savoir si les avalanches de neige en aérosol peuvent effectivement être décrites comme des courants de turbidité ou plutôt comme bouffées de turbidité. Nous tâcherons de répondre à cette question, à l'aide des données expérimentales de l'avalanche du 25 février 1999 sur le site de la vallée de la Sionne, à la fin de ce même chapitre (3).

## 2.2 Descriptions de type *bouffée de gravité*

L'approche du phénomène par une description à l'aide de *bouffées* est différente de celle de type *courant* que l'on vient de voir précédemment. La plus grosse différence qui en résulte est que pour les *courants*, la modélisation s'intéresse à une portion de fluide du corps de l'avalanche, pour laquelle sont écrites les équations d'évolution. Dans cette configuration de *courant de gravité*, la tête du courant est considérée comme dynamiquement passive, son évolution lui étant imposée par la dynamique du corps du courant qui l'alimente. Dans le contexte des *bouffées de gravité*, la modélisation s'intéresse directement à la totalité de l'avalanche. Comme illustré sur la figure (2.2), l'avalanche est considérée comme une seule entité qui est dynamiquement active dans son intégralité. Ainsi par exemple, les forces appliquées qui sont prises en considération sont les forces

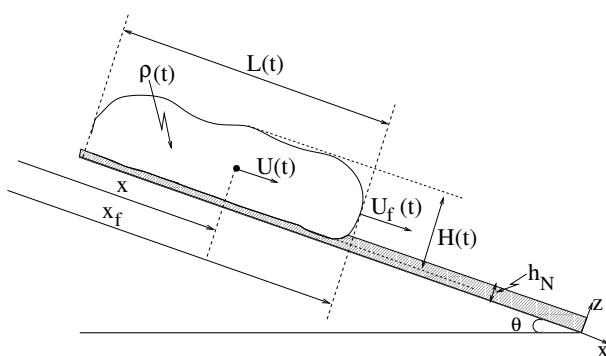


FIG. 2.2: Description de type bouffée

appliquées à la totalité de l'avalanche. Les variables utilisées dans ces modèles sont ainsi systématiquement des variables intégrées sur le volume de la bouffée et qui ne dépendent donc plus que du temps.

Pour pouvoir mener à bien leurs études, les différents auteurs ont tous fait l'hypothèse que la bouffée a une forme qui reste *affine* au cours de son écoulement. Ainsi par exemple, le rapport entre la hauteur de la bouffée et sa longueur reste constant. Il en est de même du rapport entre le volume de la bouffée et le carré de la hauteur. La forme de la bouffée n'étant pas fixée a priori, un certain



nombre de paramètres ayant trait à la géométrie de la bouffée sont déterminés expérimentalement dans chacun des modèles.

Tout comme pour les *courants de gravité*, la description chronologique qui suit a été préparée avec l'aide, entre autres, des articles de synthèse écrits par Hopfinger [25] et par Hutter [29].

### 2.2.1 Le modèle de Hopfinger et Tochon-Danguy

Le modèle bidimensionnel proposé par Hopfinger et Tochon-Danguy [26] est déduit des observations et d'une analyse dimensionnelle. Il fournit des équations asymptotiques dans le cas où la bouffée n'entraîne pas de neige ainsi que dans le cas où elle en entraîne. *La sédimentation* des particules due à leur poids propre n'est pas prise en compte.

L'expression donnant la vitesse de front de la bouffée provient de l'analyse dimensionnelle. Les paramètres entrant en jeu sont  $\Delta\rho$  la différence de densité entre la bouffée et le fluide ambiant,  $\rho_a$  la densité du fluide ambiant,  $A$  le volume bidimensionnel de la bouffée,  $S = \sin\theta$  la pente et  $g$  l'accélération gravitationnelle. Cela permet d'aboutir à l'expression suivante pour la vitesse du front :

$$U_f = C_1 \sqrt{\frac{\Delta\rho g S \sqrt{A}}{\rho_a}} \quad (2.17)$$

La conservation de la masse en particules pour la bouffée fournit l'expression suivante :

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = \Delta\rho_N \beta h_N U_f \quad (2.18)$$

avec  $\rho_N$  la densité de la neige du manteau neigeux,  $h_N$  l'épaisseur du manteau neigeux et  $\beta$  le pourcentage de la hauteur du manteau neigeux qui est entraînée par la bouffée. Lorsqu'il n'y a pas de neige entraînée ( $h_N = 0$  ou  $\beta = 0$ ) l'équation (2.18) exprime le fait que la masse en particules est constante au sein de l'écoulement puisque la sédimentation des particules n'est pas prise en compte dans ce modèle. La formulation proposée pour l'entraînement de neige, correspond au mécanisme suivant : pendant un temps  $dt$ , la bouffée avance d'une longueur  $dx = U_f dt$ , et entraîne un volume de neige de taille  $dx \times \beta h_N$ . Cela revient à dire qu'au fur et à mesure que la bouffée avance elle prélève en bloc une partie de la couche neigeuse sur laquelle elle vient juste d'arriver, comme l'illustre la figure (2.3). Ce type de modélisation de l'entraînement de neige par la bouffée est le plus simple que l'on puisse envisager. Il est fort probable que l'entraînement de neige ne se passe pas aussi simplement. Cependant, à l'époque où a été développé le modèle, tout comme à l'heure actuelle, la manière dont s'effectue ce phénomène n'était et n'est toujours pas connue.

Les équations (2.19) et (2.20) suivantes concernent la croissance du volume de la bouffée. La première des deux est tirée d'observations expérimentales. En effet, il a été observé en laboratoire, que la hauteur de la bouffée croît linéairement avec la position de la bouffée. La deuxième découle de l'hypothèse d'affinité :

$$H = \xi_h(\theta)x \quad (2.19)$$

$$A = \xi_a(\theta)H^2 \quad (2.20)$$

avec  $\xi_h(\theta)$  et  $\xi_a(\theta)$  des facteurs de forme sans dimension.

A partir de ce système à quatre équations, une expression asymptotique de chacune des variables  $H$ ,  $A$ ,  $\Delta\rho$  et  $U_f$  est déduite. L'expression obtenue pour  $U_f$  indique que :

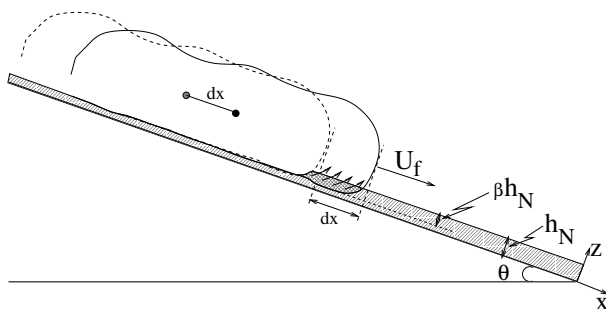


FIG. 2.3: Illustration du mécanisme d'entraînement de particules de neige par la bouffée, présupposé par le modèle de Hopfinger et Tochon-Danguy

- quand il n'y a pas d'entraînement de particules  $U_f$  décroît asymptotiquement en  $\frac{1}{\sqrt{x}}$  ;
- quand il y a un entraînement de particules,  $U_f$  devient asymptotiquement constante. La constante est proportionnelle à  $\sqrt{h_N}$ .

L'expression asymptotique dans le cas sans entraînement de particules a été validée expérimentalement en laboratoire par les auteurs. Par contre, il n'a pas été fait d'expériences avec entraînement de particules.

La majeure partie des caractéristiques physiques des *bouffées* prises en compte dans les modèles actuels étaient déjà présentes dans celui d'Hopfinger et Tochon-Danguy. En contrepartie l'inconvénient du modèle est qu'il ne fournit que des solutions asymptotiques pour  $\Delta\rho$  et pour  $U_f$ . En effet il est impossible de savoir à l'aide de ce modèle à quelle distance du départ de la bouffée la solution peut s'appliquer. Nous aurons l'occasion de nous pencher sur ce problème dans le chapitre (4) que nous avons consacré à l'étude plus détaillée du modèle de *bouffée*. Nous verrons ainsi que dans le cas sans entraînement de particules, la solution asymptotique du modèle de Hopfinger et Tochon-Danguy régit assez rapidement l'écoulement. Par contre dans le cas d'un écoulement avec entraînement de particules, la solution asymptotique n'est applicable que très tard. Il apparaît d'ailleurs que la grande majorité des avalanches entraînant de la neige n'atteignent jamais le stade où elles seraient régies par cette loi asymptotique.

### 2.2.2 Le modèle de Beghin, Hopfinger et Britter

Les résultats publiés par Beghin, Hopfinger et Britter [7] correspondent à un modèle bidimensionnel décrit par ailleurs dans la thèse de Beghin [5]. Le but de ce modèle est différent de celui du modèle d'Hopfinger et Tochon-Danguy. La configuration de l'étude est plus simple : l'entraînement de neige n'est pas pris en compte. En contrepartie les équations obtenues sont plus générales et ne concernent pas uniquement la forme asymptotique des variables.

Les approximations du modèle sont que :

- l'approximation de Boussinesq est utilisée, il est donc supposé que  $\Delta\rho/\rho_a \ll 1$  ;
- il n'est pas tenu compte de l'entraînement de neige par la bouffée ;
- la possibilité pour les particules de se déposer au sol pendant l'écoulement du fait de la *sédimentation*, n'est pas considérée ;
- la *contrainte de frottements* entre la bouffée et le sol n'est pas prise en considération dans

l'équation de conservation de la quantité de mouvement.  
Deux hypothèses de similarité sont faites. Il est considéré que :

$$\frac{L}{H} = \text{cste}(\theta) \quad (2.21)$$

$$\frac{A}{LH} = \text{cste}(\theta) \quad (2.22)$$

avec  $L$  la longueur de la bouffée,  $H$  sa hauteur et  $A$  son volume.

Trois équations sont utilisées pour décrire le comportement de la bouffée. Il s'agit de :

- l'équation d'accroissement du volume de la bouffée en fonction du temps ;
- la conservation de la flottaison du fluide lourd ;
- l'équation d'évolution de la quantité de mouvement.

**La croissance de la bouffée** au cours du temps a été exprimée comme suit :

$$\frac{dA}{dt} = E(\theta)U\sqrt{HL} \quad (2.23)$$

avec  $E$  le coefficient d'entraînement de l'air ambiant et  $U$  la vitesse du centre de gravité de la bouffée. La conservation de la masse pour l'air exprime le fait que lorsque pendant un laps de temps  $dt$ , alors que la bouffée avance d'une longueur  $dx = U \times dt$ , le volume de la bouffée augmente proportionnellement au contour externe de la bouffée. Cela peut sembler logique puisque le contour externe de la bouffée correspond à l'interface entre la bouffée et le fluide ambiant. C'est donc au travers de ce dernier que se fait l'entraînement de fluide ambiant.

Puisqu'il n'y pas d'échange entre la bouffée et le manteau neigeux, la **flottaison** de la bouffée est constante :

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = 0 \quad (2.24)$$

Enfin pour finir, **l'évolution de la quantité de mouvement** s'exprime comme suit :

$$\frac{d((1 + k_v)\rho_a)AU}{dt} = \Delta\rho Ag \sin \theta \quad (2.25)$$

En effet les contraintes de frottement entre la bouffée et le sol ne sont pas prises en compte. Il ne reste donc dans le membre de droite que le terme dû au poids corrigé de la poussée d'Archimède. Dans le membre de gauche  $k_v\rho_a$  correspond à un terme de masse ajoutée. Il prend en compte le fait que pour déplacer en bloc la bouffée, il faut aussi mettre en mouvement le fluide ambiant autour [23].

Une croissance en longueur de la bouffée est envisagée, deux vitesses différentes sont donc considérées : la vitesse du centre de gravité de la bouffée ( $U$ ) d'une part et la vitesse du front de la bouffée ( $U_f$ ) d'autre part. Les deux sont reliées, via la loi d'évolution de la longueur de l'écoulement. Les valeurs des paramètres ajustables (entraînement de fluide ambiant  $E$  et facteurs de forme), ont été choisies grâce aux résultats expérimentaux. Il s'agit d'expériences réalisées par les auteurs avec des écoulements d'eau salée dans un canal immergé dans de l'eau pure.

L'inconvénient majeur de ce modèle est qu'il ne traite pas le cas où la bouffée entraîne des particules du manteau neigeux. Il s'agit comme on le verra dans les chapitres suivants, d'un phénomène prépondérant pour la dynamique des avalanches de neige en aérosol.

Les auteurs ont résolu analytiquement ce système d'équations (qui concerne un écoulement de type Boussinesq). La solution obtenue pour la vitesse est :

$$U^2 = \frac{1}{(x_0 + x)^4} \left( (U_0^2 x_0^4 - \frac{2}{3} C x_0^3) + \frac{2}{3} C (x_0 + x)^3 \right) \quad (2.26)$$

où  $-x_0 = -2\sqrt{A_0}/E$  est la position de l'origine virtuelle de l'écoulement, c'est-à-dire l'abscisse virtuelle (en amont du début de l'écoulement) où la hauteur, la longueur et le volume bidimensionnel seraient nuls (cf figure (2.4)). L'origine de  $x$  est prise au niveau de la vanne.  $U_0$  correspond à la vitesse initiale en  $x = 0$  et

$$C = \frac{4}{1 + k_v} \frac{g \Delta \rho_0 A_0}{\rho_a E^2} \sin \theta$$

Les résultats du modèle obtenus pour la vitesse  $U$  concordent bien à une translation près avec les

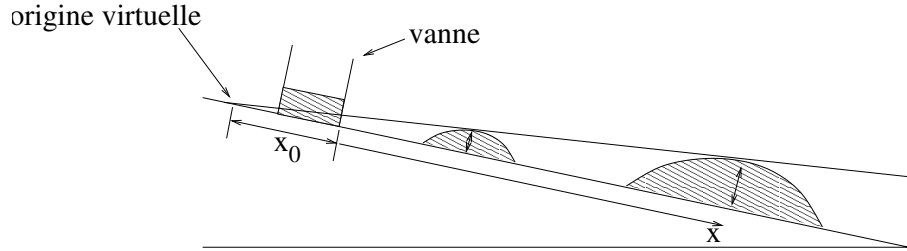


FIG. 2.4: Présentation du mode de définition de l'origine virtuelle  $x_0$  et de l'abscisse courante  $x$ .

valeurs obtenues à l'aide des expériences en laboratoire [7]. En effet le sens de variation des vitesses expérimentales et issue du modèle est le même, mais les courbes sont décalées verticalement l'une par rapport à l'autre. Beghin et al. indiquent qu'une modification (une annulation) de la valeur du coefficient de masse ajoutée ( $k_v$ ) permet de superposer les courbes entre elles. Par ailleurs, l'expression asymptotique que l'on peut déduire de la formule (2.26) donnant la vitesse  $U$ , varie en  $\frac{1}{\sqrt{x}}$ . Il s'agit de la même loi de variation que celle obtenue par Hopfinger et Tochon-Danguy. Ulérieurement Scheiwiller et Hutter [39] ont aussi résolu un tel système d'équations en régime totalement non Boussinesq. Ce régime correspond au cas où  $\rho \gg \rho_a$  et l'équation de conservation de la quantité de mouvement devient :

$$\frac{d\rho AU}{dt} = \Delta \rho Ag \sin \theta \quad (2.27)$$

Des expressions des variations de  $\rho$ ,  $A$  et  $U$ , en fonction du temps ont ainsi été établies.

A partir des équations différentielles établies par Beghin et al. et des données expérimentales de Beghin et al. sur les taux de croissance, un modèle numérique a été développé au Cemagref [8]. Ce modèle nommé **AVAER** résout numériquement le système d'équations différentielles proposé par Beghin et al, après que l'équation de conservation de la quantité de mouvement ait été modifiée pour pouvoir être appliquée au cas non Boussinesq en tenant compte des forces de frottement :

$$\frac{d(\rho + k_v \rho_a) AU}{dt} = \Delta \rho Ag \sin \theta - C_d \rho U^2 L \quad (2.28)$$

Une version de ce modèle prenant en compte l'entraînement possible de neige par l'avalanche suppose un entraînement de neige du type de celui proposé par Hopfinger et Tochon-Danguy. Une expansion tridimensionnelle de l'avalanche est aussi envisagée dans ce modèle, la largeur de l'avalanche croissant linéairement avec la position. Ce modèle est à l'heure actuelle encore utilisé par les experts du *Cemagref* lorsqu'ils étudient des écoulements d'avalanche de neige en aérosol possibles ou survenus sur un site avalancheux. Nous verrons par la suite (au cours du chapitre (6)) que le taux de croissance en hauteur de l'avalanche est surestimé dans ce modèle, ce qui a des conséquences sur les résultats du modèle en termes de hauteur, de densité et de vitesse de l'avalanche. La pression au sein de l'avalanche étant estimée dans ce modèle via le produit  $\rho U^2$ , cette dernière est aussi influencée par la surestimation du taux de croissance en hauteur de l'avalanche.

### 2.2.3 Le modèle de Fukushima et Parker

Le modèle de Fukushima et Parker [20] est une généralisation du modèle précédent. Les phénomènes suivants sont pris en compte :

- la masse en particules n'est pas supposée constante : les possibilités de dépôt et d'entraînement de particules sont considérées ;
- une équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente est ajoutée aux trois premières équations ; un modèle de fermeture est utilisé ;
- les frottements entre la bouffée et le sol et entre la bouffée et le fluide ambiant sont pris en compte ;
- l'approximation de Boussinesq n'est pas utilisée.

Comme dans les autres modèles des hypothèses de similarité sont faites. Les relations suivantes sont supposées :

$$P = \xi_p(\theta)H \quad (2.29)$$

$$L = \xi_l(\theta)H \quad (2.30)$$

$$A = \xi_A(\theta)H^2 \quad (2.31)$$

avec  $P$  le contour supérieur de la bouffée, c'est à dire la longueur de l'interface entre la bouffée et le milieu ambiant. Quatre équations sont utilisées pour décrire l'écoulement moyen de la bouffée :

- l'équation d'accroissement du volume de la bouffée (équation (2.32)) ;
- la conservation de la masse en particules (équation (2.33)) ;
- l'évolution de la quantité de mouvement (équation (2.34)) ;
- la conservation de l'énergie cinétique turbulente (équation (2.35)).

Les mêmes notations que dans le modèle précédent sont utilisées pour les variables  $A$ ,  $\rho$ ,  $U$ ,  $E$ ,  $L$  et  $H$ . Les variables adimensionnelles  $R$ ,  $e_s$  et  $c_b$  ont les mêmes caractéristiques et la même expression analytique que dans le modèle de courant de Parker, Fukushima et Pantin (cf paragraphe 2.1.3).  $\rho_b = c_b\rho_p + (1 - c_b)\rho_a$  est la densité au niveau du sol.  $v_s$  est la vitesse de chute des particules.  $\tau_s$  (respectivement  $\tau_b$ ) correspond au frottement de la bouffée avec le fluide ambiant (respectivement avec le sol).  $K$  est l'énergie cinétique turbulente de la bouffée et  $\epsilon$  son taux de dissipation.  $C$  est la concentration volumique en particules.  $\xi_\Phi H$  correspond à l'ordonnée du centre

de gravité de la bouffée.

**Le taux d'entraînement de fluide ambiant** est supposé proportionnel à la surface extérieure de la bouffée :

$$\frac{dA}{dt} = E(\theta)UP \quad (2.32)$$

**L'équation de conservation de la masse en particules** tient compte de l'entraînement et du dépôt de particules par la bouffée :

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = (\rho_p - \rho_a)Lv_s(e_s - c_b \cos \theta) \quad (2.33)$$

La formulation des phénomènes d'entraînement et de dépôt est identique, de par la définition de  $e_s$  et de  $c_b$ , à celle proposée par Parker et al. dans le cas des *courants de gravité*. On peut d'ailleurs se poser la question de savoir s'il est bien réaliste de supposer que l'entraînement se fait de la même manière dans un courant et dans une bouffée. En effet ces deux écoulements ne présentent pas les mêmes caractéristiques de structure interne, une bouffée ne pouvant pas être vue comme une couche limite turbulente établie.

L'équation suivante exprime **l'évolution de la quantité de mouvement** :

$$\frac{d(\rho + k_v\rho_a)AU}{dt} = \Delta\rho Ag \sin \theta - \tau_s P - \tau_b L \quad (2.34)$$

Les forces en présence sont le poids de la bouffée ainsi que les frottements de la bouffée sur le sol et avec l'air ambiant. L'expression de ces frottements n'étant pas connue, la formule classique :

$$\begin{cases} \tau_b = \rho_b u_*^2 = \alpha \rho_b K \\ \tau_s = \rho_s u_*^2 = \alpha \rho_s K \end{cases}$$

est utilisée dans les deux cas. Par défaut, pour les deux types de frottement, la valeur de  $\alpha$  est fixée à 0, 1. Il est possible de s'interroger sur la validité de l'ordre de grandeur du terme de frottement entre la bouffée et le fluide ambiant ( $\tau_s$ ). En effet, l'interface est le lieu d'une instabilité de type Kelvin-Helmoltz qui est à l'origine de l'entraînement de fluide ambiant par la bouffée. Du fait de ce mélange entre les deux fluides (le fluide de la bouffée et le fluide ambiant), le gradient de vitesse perpendiculairement à la pente est faible au niveau de l'interface (contrairement à celui qui est présent au niveau du sol). La contrainte de frottement ( $\tau_s$ ) qui en découle est donc elle aussi faible et est nécessairement beaucoup plus petite que la contrainte de frottement au niveau du sol ( $\tau_b$ ). Ainsi le choix d'une même valeur  $\alpha$  pour les deux contraintes de frottement ne nous semble pas très approprié pour décrire les deux types de frottement dont l'ordre de grandeur n'est pas le même. La contrainte au niveau de l'interface ( $\tau_s$ ) est vraisemblablement négligeable en première approximation. En effet, elle s'avère être nettement plus faible que la contrainte au niveau du sol dont nous verrons lors du chapitre suivant qu'elle n'a qu'une influence faible sur le comportement de la bouffée.

La dernière équation exprime la **conservation de l'énergie cinétique turbulente** :

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho + k_v \rho_a)AK}{dt} = & U(\tau_s P + \tau_b L) + \frac{1}{2} \rho_a U^2 ((1 + k_v) EUP + Rv_s (e_s - c_b \cos \theta) L) - \epsilon \\ & - \rho_a Rg C v_s A - \rho Rg \cos \theta \xi_\Phi H \left( \frac{1}{2} CEUP + v_s L (e_s - c_b \cos \theta) \right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Elle a été écrite pour modéliser les avalanches de neige en aérosol et n'utilise donc pas l'approximation de Boussinesq (contrairement au développement de Parker et al. dans le cas des *courants de gravité*). Il s'agit d'un point fort de ce modèle. L'équation présente des analogies de termes avec celle développée dans le cas des *courants de gravité* par Parker et al. En effet les mêmes phénomènes physiques y sont représentés dans les deux cas. Ainsi le premier terme du membre de droite concerne la création d'énergie turbulente par les frottements supérieurs (avec le fluide ambiant) et inférieurs (avec le manteau neigeux). Le terme suivant, constitué de deux parties, correspond à un gain d'énergie turbulente issu de la perte d'énergie de l'écoulement moyen. Cette perte d'énergie de l'écoulement moyen est liée à l'accélération du fluide nouvellement entraîné (première partie) et des particules incorporées (deuxième partie). La seconde partie est purement non Boussinesq, dans le cas Boussinesq les particules n'ont aucune influence d'un point de vue inertiel. Les termes restants sont des termes de perte d'énergie cinétique turbulente :  $\epsilon$  correspond à la dissipation due à la viscosité ; les quatrième et cinquième termes proviennent du besoin d'utiliser de l'énergie pour assurer le fonctionnement de la suspension. Ils sont analogues à ceux rencontrés dans la modélisation de type courant.

Ce modèle est de loin le plus complet des trois. Il prend beaucoup plus de phénomènes physiques en compte que les autres (l'entraînement de particules, la sédimentation, la variation de l'énergie cinétique turbulente, les frottements divers...). Cependant, un bon nombre de paramètres se voient pour l'instant affecter plus ou moins arbitrairement une fonction d'évolution ou une valeur dans l'attente d'être ajustés et validés par des mesures expérimentales. Ces paramètres font, de plus, référence à des phénomènes peu connus ou difficiles à mesurer. Ainsi, ce modèle est très complet mais contient beaucoup d'incertitudes sur les paramètres. En conséquence, il n'est, en l'état actuel, pas forcément plus fiable qu'un modèle moins poussé.

Nous verrons au Paragraphe (3.2.2) que ce modèle permet cependant une étude qualitative intéressante de l'influence des différents termes sur le comportement de la bouffée.

## 2.3 Maintien des particules en suspension

Un aspect propre aux courants ou bouffées de turbidité est la nécessité de maintenir les particules en suspension. En effet, les particules ayant un poids propre, elles ont tendance à sédimenter durant l'écoulement. Ainsi pour maintenir les particules en suspension, l'écoulement doit dépenser de l'énergie pour s'opposer à leur dépôt vers le sol. Cet aspect n'est pas du tout pris en compte lorsque l'on travaille avec des modèles à trois équations comme par exemple [46, 45, 26, 5, 7]. En effet seul un modèle utilisant l'équation de conservation de l'énergie cinétique (ou un modèle traitant séparément les deux phases du point de vue de la quantité de mouvement) peut prendre en compte cet aspect des suspensions de particules. La conséquence en est que les modèles à trois équations supposent intrinsèquement que la vitesse de sédimentation des particules est très faible

devant la vitesse turbulente et qu'ainsi en première approximation l'écoulement ne dépense pas d'énergie pour maintenir les particules en suspension. Dans le cadre des courants de turbidité, différents auteurs ont cherché à mettre en place des critères permettant de dire si oui ou non tel ou tel courant est viable ou s'il va rapidement s'éteindre par dépôt de ses particules, car l'énergie nécessaire au maintien en suspension des particules est trop importante. Dans ce qui suit nous présentons tout d'abord les différents critères obtenus analytiquement par Bagnold [3], Parker et al. [36] et Pantin [33]. Nous décrivons ensuite les résultats de Stacey et Bowen [44] obtenus numériquement. Ces derniers fournissent un critère de maintien des particules en suspension et discutent l'influence du rapport  $v_s/U$  (vitesse de sédimentation des particules sur vitesse de l'écoulement) sur les formes des différents profils (de concentration, de vitesse...) à l'intérieur du courant ainsi que sur le coefficient d'entraînement de fluide ambiant.

### 2.3.1 Les différents critères analytiques

L'étude analytique menée par Bagnold [3] puis reprise par Parker et al. [36] pour établir un critère de maintien en suspension des particules provient d'un raisonnement sur l'équation de conservation de l'énergie cinétique. Les auteurs considèrent ainsi un courant qu'ils supposent en équilibre et dont l'entraînement de fluide ambiant et de particules est négligeable.

Pour **Parker et al.**, l'équation de conservation de l'énergie totale (équation (A.35)) *sur pente faible* se réduit à :

$$\rho_a \epsilon_0 h = \Delta \rho U h g \sin \theta - \Delta \rho g h v_s \quad (2.36)$$

Cela impose comme condition nécessaire pour que le courant puisse se maintenir en équilibre que

$$\Delta \rho U h g \sin \theta > \Delta \rho g h v_s \quad (2.37)$$

Cette dernière équation peut se récrire sous la forme suivante :

$$\frac{v_s}{U \sin \theta} < 1 \quad (2.38)$$

Le raisonnement de **Bagnold** concerne *une pente quelconque* et fournit le critère :

$$\frac{v_s \cos \theta}{U \sin \theta} < 1 \quad (2.39)$$

**Pantin** [33] a par la suite repris et modifié l'étude de Bagnold. Il a alors obtenu le critère suivant :

$$\frac{v_s \cos \theta}{U \sin \theta} < e \quad (2.40)$$

Le paramètre  $e$  permet de prendre en compte le fait que l'énergie dépensée par le courant pour maintenir les particules en suspension ne correspond pas à l'intégralité de l'énergie dépensée par le courant, mais seulement à une portion de celle-ci. En effet, le courant dépense aussi de l'énergie d'une part par dissipation visqueuse et d'autre part pour entraîner dans son mouvement du fluide ambiant et des particules. En utilisant les résultats antérieurs de Bagnold [4], Pantin a affecté une valeur de 0.01 au coefficient  $e$ .



### 2.3.2 Les travaux de Stacey et Bowen

D'autres auteurs [42, 34] ayant émis l'hypothèse que les critères du type précédent étaient obtenus de manière un peu trop *ad hoc*, Stacey et Bowen [44] ont choisi de réaliser une étude plus complète du problème. Leur approche est basée sur l'utilisation d'un modèle numérique et d'un critère d'arrêt du courant. Dans leur étude les profils verticaux de densité, de vitesse... sont en particuliers pris en compte en tant que profil pouvant varier au cours du temps. Leur modèle ne traitant pas les écoulements collisionnels, l'hypothèse a été faite que le courant de turbidité pouvait être considéré comme éteint lorsque les particules avaient sédimenté de manière à se retrouver sous la forme d'une couche dense en écoulement et qu'il n'y avait donc plus de suspension à proprement parler. Le critère qu'ils obtiennent à l'aide de cette étude est :

$$\frac{v_s \cos \theta}{U \sin \theta} < e(\theta, z_0) \quad (2.41)$$

où  $z_0$  est la rugosité du sol. Cependant la dépendance en  $z_0$  est relativement faible. Pour une rugosité de 1 cm et pour un angle  $\theta$  dont la tangente varie entre 0,01 et 0,36, Stacey et Bowen ont trouvé que  $e$  variait entre 0,01 et 0,1. *Pour des pentes faibles*, ces résultats concordent avec ceux des expériences conduites par Middleton [30] : en effet, pour des courants de turbidité s'écoulant en laboratoire sur des pentes allant jusqu'à 3 %, Middleton a trouvé comme critère  $v_s/U \ll 0,02$ .

Ainsi, connaissant les variations de  $e$ , Stacey et Bowen ont pu confirmer que pour un courant de turbidité les paramètres jouant en faveur d'un maintien en suspension des particules sont :

- une vitesse de sédimentation ( $v_s$ ) faible ;
- une vitesse du courant ( $U$ ) importante ;
- une pente ( $\tan \theta$ ) forte.

Cette étude permet donc d'obtenir un coefficient  $e$  dont il est possible d'exprimer numériquement la variation en fonction du rapport  $v_s/U$  et de la rugosité. Cependant elle ne fournit pas d'expression analytique de la dépendance de  $e$ . Par ailleurs il est à noter que les valeurs de  $e$  obtenues par Stacey et Bowen sont nettement plus faible que la valeur 1 du critère établi en premier lieu par Bagnold.

En plus de cette étude d'un critère de maintien des particules en suspension, Stacey et Bowen ont tracé des profils verticaux (de vitesse, de concentration, ...) en fonction de l'avancée de l'écoulement. La comparaison de ces différents profils suivant la valeur du rapport  $v_s/U$  conduit aux conclusions suivantes :

- [O1] le profil de concentration dépend de la valeur du rapport  $v_s/U$ . En effet, on retrouve logiquement une densité plus importante vers le fond du courant et moindre vers le haut lorsque le rapport  $v_s/U$  a une valeur non nulle que lorsque cette dernière est nulle ;
- [O2] les autres profils (profil de vitesse, de contrainte turbulente, de nombre de Richardson de gradient) sont très peu modifiés tant que l'on reste, bien évidemment, en dessous (du point de vue de  $v_s/U$ ) du seuil de maintien en suspension.

Une des conséquences importantes de [O2] est que le coefficient d'entraînement de fluide ambiant ( $E$ ) n'est pratiquement pas affecté par la variation de  $v_s/U$ . Ainsi dans la limite où le critère de maintien en suspension est vérifié, le modèle réalisé par Stacey et Bowen tend à montrer que la dynamique de l'écoulement n'est quasiment pas affectée par la vitesse de sédimentation des

particules. La croissance en hauteur reste entre autre la même. Dans ces conditions l'utilisation d'un modèle à trois équations est alors justifié (cf chapitre 3.1.3).



# Chapitre 3

## Développements théoriques et solutions analytiques générales

Dans ce chapitre nous présentons les développements théoriques que nous avons réalisés. Dans un premier temps, nous exposons ceux qui sont en rapport avec la description des avalanches par courant de gravité. Nous nous intéressons ensuite aux descriptions par bouffée de gravité.

### 3.1 Modélisation de type courant

#### 3.1.1 Intégration du modèle à trois équations dans le cas Boussinesq

Nous proposons une solution analytique asymptotique pour le modèle de courant de densité à trois équations, dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. Cette solution risque de ne pas pouvoir s'appliquer telle quelle aux avalanches réelles. En effet il est possible que les effets de type non Boussinesq (effets inertiels) soient prépondérants au moins dans certaines phases de l'écoulement. Néanmoins elle présente l'intérêt d'être analytique. Elle permet ainsi de mieux mettre en évidence l'influence des différents paramètres autres que ceux de type non Boussinesq. De plus sa confrontation avec les données du terrain ou avec des résolutions numériques de modèles dans le cadre non Boussinesq peut être instructive. En effet cela peut faire ressortir les phases où le caractère non Boussinesq de l'écoulement est influant et celles où il ne l'est pas. C'est pour ces différentes raisons que cette solution nous a paru digne d'intérêt.

Le modèle développé ici est inspiré de celui d'Hopfinger et Tochon-Danguy [45] qui n'utilise pas l'approximation de Boussinesq mais ne fournit pas d'équation au coefficient d'entraînement. Nos hypothèses, pour pouvoir intégrer analytiquement les équations, sont les suivantes :

- l'approximation de Boussinesq a été utilisée ;
- il est tenu compte de l'entraînement de particules par le courant, de la même manière que ce qui a été proposé par Parker, Fukushima et Pantin. Pour mener à bien la résolution, nous supposons que  $e_s$  est constant. Cela correspond à une avalanche qui entraîne beaucoup de neige. En effet dans la formulation du coefficient  $e_s$  proposé par Parker, Fukushima et Pantin, il existe un entraînement maximal. Pour cet entraînement maximal  $e_s$  a une valeur constante qui correspond à une saturation de l'entraînement ;

- la possibilité de sédimentation des particules de l’avalanche au cours de l’écoulement a été négligée ;
- il n’a pas été tenu compte des frottements du courant sur le sol ;
- la résolution est proposée dans le cas stationnaire ;
- la pente sur laquelle s’écoule le courant est a priori quelconque.

Sous ces hypothèses le modèle à trois équations s’exprime comme suit :

$$\frac{dhU}{dx} = EU \quad (3.1)$$

$$\frac{d\Delta\rho hU}{dx} = \rho_p e_s v_s \quad (3.2)$$

$$\frac{d\rho_a hU^2}{dx} = \Delta\rho g \sin \theta h - \frac{g \cos \theta}{2} \frac{d\Delta\rho h^2}{dx} \quad (3.3)$$

La solution est recherchée sous une forme polynomiale pour les différentes variables. Ainsi nous supposons que les variables  $U$ ,  $h$  et  $\Delta\rho$  peuvent s’écrire sous la forme :

$$U = A \times x^a \quad (3.4)$$

$$h = B \times x^b \quad (3.5)$$

$$\Delta\rho = D \times x^d \quad (3.6)$$

Pour simplifier les notations posons :

$$\alpha = \frac{g \sin \theta}{\rho_a}$$

$$\beta = \frac{g \cos \theta}{2\rho_a}$$

$$\gamma = \rho_p e_s v_s$$

Les équations se récrivent alors sous la forme :

$$\frac{dhU}{dx} = EU \quad (3.7)$$

$$\frac{d\Delta\rho hU}{dx} = \gamma \quad (3.8)$$

$$\frac{dhU^2}{dx} = \alpha\Delta\rho h - \beta \frac{d\Delta\rho h^2}{dx} \quad (3.9)$$

En substituant les expressions ((3.4) et (3.5)) pré-supposées pour  $U$  et  $h$  dans l’équation (3.7) les deux relations suivantes sont obtenues :

$$B = \frac{3E}{4}$$

$$b = 1$$

L'équation (3.8) permet d'établir les relations :

$$D = \frac{4\gamma}{3EA}$$

$$a + d = 0$$

Enfin à l'aide de l'équation (3.9) nous trouvons que :

$$2a = 1 + d$$

En utilisant cette relation et la relation précédente nous déduisons que :

$$a = \frac{1}{3}$$

et

$$d = -\frac{1}{3}$$

En substituant une dernière fois les variables dans l'équation (3.9), et en utilisant la relation entre  $D$  et  $A$ , il est possible de déterminer l'expression de  $A$  :

$$A^3 = \gamma \left( \frac{4\alpha}{5E} - \beta \right)$$

Ainsi la solution peut s'écrire sous la forme :

$$U = \left( \frac{g\rho_p e_s v_s}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{4 \sin \theta}{5E} - \frac{\cos \theta}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \times x^{\frac{1}{3}} \quad (3.10)$$

$$h = \frac{3E}{4} \times x \quad (3.11)$$

$$\Delta\rho = \frac{4(\rho_p e_s v_s)^{\frac{2}{3}}}{3E \left( \frac{g}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{4 \sin \theta}{5E} - \frac{\cos \theta}{2} \right)^{\frac{1}{3}}} \times x^{\frac{-1}{3}} \quad (3.12)$$

Il s'agit d'une solution asymptotique dans le sens où il s'agit d'une solution particulière du système pour une hauteur et une vitesse initiales nulles, et pour une densité initiale infinie. Ainsi cette solution ne peut servir à prévoir l'écoulement qu'à partir du moment où ce dernier n'est plus influencé ni par ses conditions initiales, ni par une éventuelle alimentation continue du courant par l'arrière, mais seulement par les particules et le fluide ambiant qui sont entraînés au cours de l'écoulement. Pour pouvoir prévoir les autres phases de l'écoulement une solution plus complète (tenant compte des conditions initiales et du débit d'alimentation continue du courant) serait nécessaire.

### 3.1.2 Développement d'un modèle à quatre équations dans le contexte non Boussinesq

Comme nous avons pu le voir dans la partie (2.1), le modèle développé pour les avalanches de neige en aérosol par Tochon-Danguy et Hopfinger a les caractéristiques suivantes :

- il est de type non Boussinesq ;
- il n'utilise que trois équations.

Le développement fait par Parker, Fukushima et Pantin est celui d'un modèle

- à quatre équations ;
- écrit dans un cadre Boussinesq sur pente faible.

Nous proposons ici un modèle à quatre équations dans un contexte non Boussinesq. Pour ce faire nous nous sommes inspirés des modèles existants : les trois premières équations de notre modèle proviennent du développement fait par Tochon-Danguy et Hopfinger. Nous y avons ajouté la possibilité pour l'avalanche d'entraîner ou de déposer des particules. Pour simplifier, nous avons supposé comme Parker, Pantin et Fukushima que les facteurs de forme sont des fonctions portes (top-hat approximation) :

$$\begin{cases} \xi_i = 1 & \text{si } 0 \leq z \leq h \\ \xi_i = 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Le développement nous permet d'obtenir les trois équations suivantes<sup>1</sup> :

$$\frac{dhU}{dx} = w_e \quad (3.13)$$

$$\frac{d(\rho - \rho_a)hU}{dx} = \rho_p F_{zb} - \rho_p C_b V_{sz} \quad (3.14)$$

$$\frac{d(\rho U^2)}{dx} = (\rho - \rho_a)g \sin \theta h - \frac{1}{2} \frac{d((\rho - \rho_a)g \cos \theta h^2)}{dx} - \rho \tau_{xzb} \quad (3.15)$$

Les équations (3.13) et (3.14) sont les équations de conservation de la masse pour l'écoulement moyen, respectivement pour l'air et pour les particules. Dans l'équation (3.15), le premier terme du membre de droite correspond à la force motrice due au poids. Le deuxième se rapporte à l'influence sur la quantité de mouvement de la variation de pression dans la direction de la pente à l'intérieur du courant. Le troisième exprime la perte de quantité de mouvement due au frottement turbulent de l'avalanche sur le fond.

Pour établir l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente, nous procédons en trois étapes. Dans un premier temps, nous formulons cette équation pour un écoulement de type Boussinesq sur forte pente, en nous inspirant des calculs de Parker, Fukushima et Pantin [36]. Ensuite, nous analysons les différents termes par analogie avec l'équation d'énergie cinétique établie dans un contexte de bouffée par Fukushima et Parker[20]. Cette analogie montre qu'il nous faut ajouter un terme de production d'énergie turbulente lié à l'entraînement de particules. Ainsi et finalement, nous reprenons le développement initial en y introduisant le terme correspondant.

<sup>1</sup>Les calculs complets permettant d'établir les équations (3.13), (3.14) et (3.15) sont présentés dans l'annexe (A).

Ainsi l'équation initiale obtenue dans le contexte Boussinesq pour l'évolution de l'énergie cinétique turbulente est<sup>2</sup> :

$$\begin{aligned} \rho_a \frac{dUKh}{dx} = & \rho_a U \tau_{xzb} + \rho_a \frac{U^2 w_e}{2} - \rho_a \epsilon_0 h - (\rho - \rho_a) g \sin \theta h v_{sz} \\ & - \frac{(\rho - \rho_a) g \sin \theta h w_e}{2} - \frac{\rho_p g \sin \theta h}{2} (-C_b V_{sz} + F_{zb}) \end{aligned} \quad (3.16)$$

**Cette équation est incomplète d'un point de vue non Boussinesq.** En effet, étant donné que dans la configuration de Boussinesq,  $\rho = \rho_p c + \rho_a (1 - c)$  devient  $\rho_a$  dans les termes d'inertie, il semble fort probable qu'il manque des termes concernant les particules de neige dans l'équation d'énergie cinétique. De plus, dans l'équation (3.16) nous avons deux termes provenant de l'entraînement de fluide ambiant et un seul provenant de l'entraînement de particules. Parmi les termes liés à l'entraînement de fluide ambiant, l'un ( $\rho_a U \tau_{xzb}$ ) est un terme de production d'énergie, l'autre ( $-\rho_p g \sin \theta \frac{C_b h w_e}{2}$ ) de dissipation d'énergie. Le terme dissipatif a son symétrique provenant de l'entraînement de particules. Il s'agit de ( $-\frac{\rho_p g \sin \theta h}{2} (-C_b V_{sz} + F_{zb})$ ). Le terme de production n'a pas de symétrique. Par ailleurs, il est possible d'établir une correspondance entre les termes ayant la même signification physique dans :

- l'équation d'évolution de l'énergie cinétique obtenue dans le cas présent ;
- l'équation d'énergie cinétique du modèle non Boussinesq de bouffée développé par Fukushima et Parker.

Cette mise en correspondance des termes des deux équations d'énergie cinétique montre elle aussi l'absence d'un terme de production d'énergie turbulente dû aux particules.

Ainsi et finalement, **nous cherchons l'expression analytique de ce terme** pour compléter notre description Boussinesq de l'énergie cinétique en description non Boussinesq. *Nous nous plaçons dans le cas particulier où les frottements au sol et la sédimentation des particules sont négligés.* Le développement de l'équation (3.16), par ailleurs inspiré des calculs menés par Fukushima et Parker, part de l'égalité suivante :

$$\Delta E_{cturbulente} + \Delta E_{cmoyenne} + \Delta E_p = -(\text{dissipation visqueuse} + \text{travail de maintien de la suspension}) \times \Delta t$$

Le terme correspondant à celui qui nous manque provient de la variation de l'énergie cinétique moyenne dont le calcul en non Boussinesq fournit :

$$\frac{d\rho U^3 h}{dx} = (\rho - \rho_a) U h g \cos \theta - \frac{g \sin \theta U}{2} \frac{d(\rho - \rho_a) h^2}{dx} - \frac{U^2}{2} (\rho_p F_{zb} + \rho_a w_e)$$

Le seul terme purement non Boussinesq de cette équation est celui qui manque à notre équation d'énergie cinétique turbulente. Il s'agit de  $\frac{U^2}{2} \rho_p F_{zb}$ . Le modèle à quatre équations dans lequel *on néglige les frottements au sol et la sédimentation des particules dans un contexte non Boussinesq* se résume alors aux quatre équations suivantes :

$$\frac{dhU}{dx} = w_e \quad (3.17)$$

<sup>2</sup>Le développement complet du calcul se trouve en annexe (1).



$$\frac{d(\rho - \rho_a)hU}{dx} = \rho_p F_{zb} \quad (3.18)$$

$$\frac{d(\rho h U^2)}{dx} = (\rho - \rho_a)g \sin \theta h - \frac{1}{2} \frac{d((\rho - \rho_a)g \cos \theta h^2)}{dx} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho U K h}{dx} = & \rho_a \frac{U^2 w_e}{2} + \frac{U^2}{2} \rho_p F_{zb} - \rho_a \epsilon_0 h - (\rho - \rho_a)g \sin \theta h v_{sz} \\ & - \frac{(\rho - \rho_a)g \sin \theta h w_e}{2} - \frac{\rho_p g \sin \theta h}{2} F_{zb} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Pour assurer la fermeture du modèle, il faut affecter des expressions aux fonctions  $F_{zb}$  et  $w_e$  qui modélisent l'entraînement de particules et de fluide ambiant par l'écoulement. Pour l'entraînement de fluide ambiant, nous utilisons la formule établie expérimentalement (dans le contexte de Boussinesq) par Ellison et Turner en 1959 [19] :

$$E = 9.5 \times 10^{-4}(\theta + 5)$$

Pour l'entraînement de particules ( $F_{zb} = e_s v_s$ ), la formulation choisie est celle proposée par Parker, Fukushima et Pantin :

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

où

$$\begin{cases} Z_c = 5 \\ Z_m = 13,2 \\ Z = \sqrt{\frac{d}{\nu} \sqrt{Rg d} (\frac{u_*}{v_s})^2} \end{cases}$$

où  $u_*$  est reliée à la contrainte de frottement turbulent au niveau du sol par :

$$u_*^2 = -\overline{u'w'}_{z=b} = C_d U^2 = \alpha K \quad (3.21)$$

et où  $C_d$  est de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $3 \times 10^{-3}$ .

### 3.1.3 Étude de l'équation d'énergie cinétique

L'équation d'énergie cinétique alourdit beaucoup l'utilisation du modèle. En effet l'équation est conséquente et nécessite en plus l'utilisation d'un modèle de fermeture. Cependant elle prend en compte le fait que maintenir des particules en suspension coûte de l'énergie au courant. Un modèle à trois équations (sans équation d'énergie cinétique) ne contient pas cette information. En effet cela est dû au fait que l'équation de conservation de la quantité de mouvement suppose qu'il n'y a qu'un fluide de densité  $\rho$  en présence et ne prend donc pas en compte que les deux phases (fluide porteur et particules) peuvent avoir une vitesse différente. Cette différence de vitesse est justement due à la vitesse de sédimentation des particules. Dans le cas des courants de turbidité

sous-marins Parker, Fukushima et Pantin ont montré qu'une prise en compte de cette dépense d'énergie, via l'équation de conservation de l'énergie cinétique était obligatoire, pour ne pas arriver à une configuration irréaliste de violation de la loi de conservation de l'énergie cinétique. Cette violation de la conservation de l'énergie cinétique par un modèle à trois équations peut entre autres conduire à ce que le modèle à trois équations prévoit que le courant de turbidité continue à évoluer tel que pourrait le faire un courant de densité alors que du fait de la sédimentation des particules ce courant doit en fait s'éteindre par dépôt des particules sur le sol.

Nous étudions ici si pour les avalanches de neige en aérosol décrites en tant que courants de gravité cette équation est aussi nécessaire. Le principe est décrit ci-après. L'équation de conservation de l'énergie cinétique peut se récrire sous la forme suivante :

$$\frac{d\rho U K h}{dx} = P_{fa} + P_p - \rho_a \epsilon_0 h - D_{fa} - D_p - D_s \quad (3.22)$$

avec

$$\begin{aligned} P_{fa} &= \rho_a \frac{U^2 w_e}{2} \\ P_p &= \frac{U^2}{2} \rho_p F_{zb} \\ D_{fa} &= \frac{(\rho - \rho_a) g \sin \theta h w_e}{2} \\ D_p &= \frac{\rho_p g \sin \theta h}{2} F_{zb} \\ D_s &= (\rho - \rho_a) g \sin \theta h v_{sz} \end{aligned}$$

$P_{fa}$  et  $P_p$  sont les termes de production d'énergie dus respectivement à l'entraînement de fluide ambiant et de particules.  $D_{fa}$  et  $D_p$  sont les termes de dépense d'énergie que le courant est obligé de fournir pour pouvoir accélérer à sa propre vitesse le fluide ambiant et les particules qu'il entraîne.  $D_s$  est le terme de dépense d'énergie du courant pour maintenir les particules en suspension et ainsi éviter qu'elles se déposent.  $\rho_a \epsilon_0 h$  traduit la dissipation visqueuse de l'énergie.

Pour voir s'il est possible de ne pas tenir compte de l'équation de conservation de l'énergie cinétique il est nécessaire de comparer l'ordre de grandeur du terme de dissipation de l'énergie dû au maintien en suspension des particules aux trois autres termes dissipatifs. En effet les autres phénomènes (liés à l'entraînement de particules et à l'entraînement de fluide ambiant ainsi qu'à la dissipation visqueuse) sont déjà intrinsèquement pris en compte dans les autres équations. Ainsi si le rapport  $D_s / (D_{fa} + D_p + \rho_a \epsilon_0 h)$  s'avère être petit, il sera alors possible de se passer de l'équation de conservation de l'énergie cinétique car cela voudra dire que la dissipation dû au maintien des particules en suspension est négligeable devant celle due aux phénomènes d'entraînement et de viscosité. Pour évaluer l'ordre de grandeur de ce rapport nous prenons le cas d'une avalanche dont les caractéristiques sont les suivantes :  $U = 100$  m/s,  $\rho = 10$  kg/m<sup>3</sup>,  $\theta = 25^\circ$ ,  $E = 0,0285$  (d'après Ellison et Turner [19]),  $v_s = 1$  m/s,  $\rho_p = 900$  kg/m<sup>3</sup>. A l'aide de ces ordres de grandeur nous avons tracé sur la figure (3.1) les variations en fonction de  $e_s$  de

$$\frac{D_s}{D_{fa} + D_p} = \frac{2\Delta\rho v_s}{\rho_p e_s \frac{v_s}{U} + \Delta\rho E}$$

qui est supérieur à

$$\frac{D_s}{D_{fa} + D_p + \rho_a \epsilon_0 h}$$

Cette variation permet de conclure au fait que plus le courant de turbidité (appliqué aux avalanches

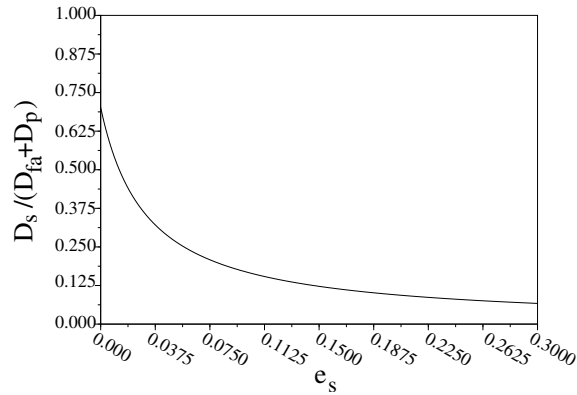


FIG. 3.1: Variation de  $D_s / (D_{fa} + D_p)$  en fonction du coefficient adimensionnel d'entraînement  $e_s$  dans le contexte des courants de turbidité appliqué aux avalanches de neige en aérosol.

de neige en aérosol) entraîne des particules, plus le rapport  $D_s / (D_{fa} + D_p)$  diminue. Les deux paramètres qui jouent en faveur d'une valeur faible de ce rapport sont que

- d'une part la vitesse de l'écoulement est grande devant la vitesse de sédimentation des particules ( $v_s / U \approx 0,01$ ). Cette caractéristique implique que le courant dissipe plus d'énergie en entraînant du fluide ambiant à sa propre vitesse qu'en maintenant les particules en suspension ;
- d'autre part les particules étant lourdes ( $\rho_p \gg \rho_a$ ), dès que l'entraînement de particules a lieu, la consommation d'énergie qui lui est associée devient elle aussi rapidement plus importante que celle nécessitée par le maintien en suspension des particules.

Ainsi la conclusion de cette étude est que dès qu'un courant de turbidité, dans le contexte des avalanches, entraîne des particules en nombre suffisant ( $e_s > 0,05$ ), le terme de dissipation issu du maintien en suspension des particules par le courant devient faible devant les autres termes dissipatifs et il est alors possible de travailler avec un modèle à trois équations (ne prenant pas en compte l'équation de conservation de l'énergie cinétique). Par contre si l'on venait à s'intéresser à un courant de turbidité n'entraînant pas ou que peu de particules, il pourrait éventuellement être nécessaire d'utiliser un modèle à quatre équations. Nous verrons par la suite que les avalanches de neige en aérosol pour avoir une vitesse suffisante doivent entraîner beaucoup de neige pendant leur écoulement. Ainsi il est possible de conclure que pour une avalanche naissante ou entraînant peu de particules, traitée en tant que courant de turbidité il est peut-être nécessaire d'utiliser un modèle à quatre équations. Pour toutes les autres (celles qui entraînent beaucoup de particules c'est à dire celles qui sont dignes d'intérêt) un modèle à trois équations peut suffire.

## 3.2 Modélisation de type bouffée

Dans cette partie nous présentons les avancées analytiques que nous avons apporté à la modélisation de type bouffée. Dans un premier temps nous exposons les équations sur lesquelles notre choix s'est porté. Nous regardons ensuite s'il est possible de se passer ou non de l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente. Pour finir, nous proposons une résolution analytique des équations du modèle à trois équations.

### 3.2.1 Choix des équations régissant la modélisation

Dans la partie (2.2), nous avons passé en revue les différents modèles existants qui décrivent le comportement de type bouffée. Nous avons cherché à voir les points forts et les points faibles de chacun d'entre eux. Nous allons maintenant fixer les équations sur lesquelles nous comptons fonder notre réflexion. En effet la revue bibliographique des trois modèles nous a permis de voir qu'un modèle trop simpliste ne donne pas de résultats réellement exploitables. Nous avons aussi pu observer qu'un modèle trop détaillé dans lequel de nombreux paramètres sont très mal connus n'est pas forcément meilleur. Notre but dans le choix de nos équations a donc été de prendre en compte les phénomènes qui semblent être importants et de laisser de côté ceux qui ne nous semblent pas essentiels. En effet nous avons souhaité minimiser le nombre de paramètres mal connus dans le modèle.

Ainsi, parce que nous sommes persuadés que l'entraînement de particules est un phénomène essentiel dans le fonctionnement des avalanches de neige en aérosol, nous l'avons fait figurer dans les équations. Par contre, nous avons négligé la sédimentation des particules durant l'écoulement. En effet nous avons considéré que lorsqu'une avalanche entraîne beaucoup de particules de neige, la quantité de neige qu'elle perd par sédimentation peut être négligée en première approximation. Pour la modélisation de l'entraînement de neige par l'avalanche nous avons choisi la modélisation la plus simple du phénomène. Il s'agit de la même que celle choisie par Hopfinger et Tochon-Danguy. En effet, notre conviction est que, pour l'instant, le mécanisme d'entraînement de neige par une bouffée n'est pas encore compris. Une modélisation compliquée du phénomène n'apporterait donc, selon nous, rien de plus actuellement. Par ailleurs il ne nous semble pas qu'il y ait de raison *a priori* pour que le phénomène se déroule de la même manière que dans les courants de gravité, comme le supposent Fukushima et Parker. Nous avons donc choisi de ne pas utiliser la formulation qu'ils proposent pour l'entraînement de particules.

Les équations que nous avons retenu pour notre modélisation sont les suivantes :

- pour la conservation de la masse en air :

$$\frac{dA}{dt} = E(\theta)U\sqrt{A} \quad (3.23)$$

- pour la conservation de la masse en particules :

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = \beta\Delta\rho_N h_N U \quad (3.24)$$

- pour l'évolution de la quantité de mouvement :

$$\frac{d(\rho + k_v\rho_a)AU}{dt} = \Delta\rho Ag \sin \theta - C_d\rho LU^2 \quad (3.25)$$

– pour l'évolution de l'énergie cinétique turbulente :

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho + k_v \rho_a)AK}{dt} = & \frac{1}{2} \rho_a U^3 (1 + k_v) E \sqrt{A} + \frac{1}{2} U^3 \beta \Delta \rho_N h_N - \epsilon - \Delta \rho g v_s A \\ & - \frac{1}{2} \Delta \rho g \cos \theta_{\xi \Phi} h E U \sqrt{A} - g \cos \theta_{\xi \Phi} h \beta \Delta \rho_N h_N U \end{aligned} \quad (3.26)$$

Ces équations permettent de déterminer le volume bidimensionnel de la bouffée ( $A$ ), sa masse volumique ( $\Delta \rho$ ), la vitesse de son centre de gravité ( $U$ ) et son énergie cinétique turbulente ( $K$ ). La résolution permet d'exprimer ces grandeurs en fonction de  $x$ , position du centre de gravité de la bouffée. Les positions et vitesses du front de la bouffée en sont déduites grâce aux relations suivantes :

$$x_f = x + \frac{L}{2} \quad (3.27)$$

et

$$U_f = U \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{dL}{dx} \right) \quad (3.28)$$

où  $dL/dx$  est déterminé expérimentalement.

### 3.2.2 Étude de l'équation d'énergie cinétique

Comme dans le cas des courants, l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente, est une équation lourde en elle-même et qui impose l'utilisation d'un modèle de fermeture pour exprimer la dissipation visqueuse  $\epsilon$ . De la même manière le maintien en suspension des particules est une caractéristique prise en compte dans l'équation de conservation de l'énergie cinétique alors qu'elle ne l'est pas dans les trois autres équations du modèle. Le même raisonnement que pour les courants de turbidité est mené ci-après pour voir si il est possible de n'utiliser qu'un modèle à trois équations dans le cadre des bouffées de turbidité.

L'équation de conservation de l'énergie cinétique peut se récrire sous la forme :

$$\frac{d(\rho + k_v \rho_a)AK}{dt} = P_{fa} + P_p - \epsilon - D_{fa} - D_p - D_s \quad (3.29)$$

où

$$P_{fa} = \frac{1}{2} \rho_a U^3 (1 + k_v) E \sqrt{A}$$

$$P_p = \frac{1}{2} U^3 \beta \Delta \rho_N h_N$$

sont respectivement les termes sources d'énergie dus à l'entraînement de fluide ambiant et de particules.

$$D_{fa} = \frac{1}{2} \Delta \rho g \cos \theta_{\xi \Phi} h E U \sqrt{A}$$

$$D_p = g \cos \theta_{\xi \Phi} h \beta \Delta \rho_N h_N U$$

correspondent à la dissipation d'énergie due à l'entraînement de fluide ambiant ainsi qu'à l'entraînement de particules.

$$D_s = \Delta \rho g v_s A$$

est le terme de dissipation d'énergie lié au maintien des particules en suspension.  $\epsilon$  est le terme de dissipation visqueuse de l'énergie. Le rapport des termes dissipatifs  $D_s/(D_{fa} + D_p)$  devient dans cette configuration :

$$\frac{D_s}{D_{fa} + D_p} = \frac{2\Delta\rho v_s A}{\Delta\rho \cos\theta \xi_\Phi h E U \sqrt{A} + 2 \cos\theta \xi_\Phi h \beta \Delta\rho_N h_N U}$$

Il est ici encore supérieur au rapport  $D_s/(D_{fa} + D_p + \epsilon)$  qui prend en compte l'ensemble des termes dissipatifs. Pour évaluer l'ordre de grandeur du rapport  $D_s/(D_{fa} + D_p)$  nous prenons le cas d'une avalanche dont les caractéristiques sont les suivantes :  $U = 100$  m/s,  $h = 50$  m,  $\rho = 10$  kg/m<sup>3</sup>,  $\theta = 25^\circ$ ,  $E = 0,2$  (cette valeur sera justifiée ultérieurement),  $A = 5000$  m<sup>2</sup>,  $\xi_\Phi = 0,5$ ,  $v_s = 1$  m/s,  $\rho_N = 150$  kg/m<sup>3</sup>,  $h_N = 1$  m. A l'aide de ces ordres de grandeur nous avons tracé sur la figure (3.2) les variations de

$$\frac{D_s}{D_{fa} + D_p} = \frac{2\Delta\rho v_s A}{\Delta\rho \cos\theta \xi_\Phi h E U \sqrt{A} + 2 \cos\theta \xi_\Phi h \beta \Delta\rho_N h_N U}$$

en fonction de  $\beta$ .  $\beta$  est le pourcentage de l'épaisseur du manteau neigeux entraîné par l'avalanche, sa plage de variation est donc logiquement l'intervalle  $[0; 1]$ . Comme dans le cas des courants de

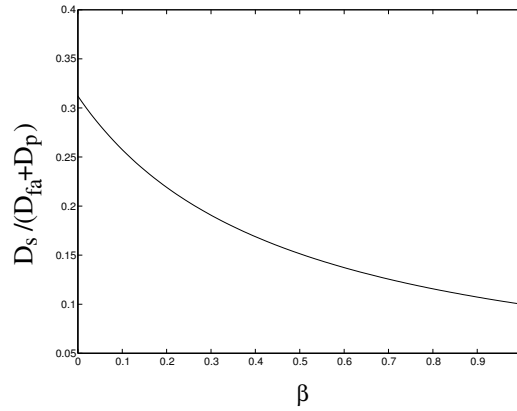


FIG. 3.2: Variation de  $D_s/(D_{fa} + D_p)$  en fonction du pourcentage de l'épaisseur du manteau neigeux entraîné ( $\beta$ ) dans le contexte des bouffées de turbidité appliqué aux avalanches de neige en aérosol.

turbidité la constatation que l'on peut tirer de cette étude est qu'à partir du moment où l'avalanche en tant que bouffée de turbidité entraîne dans son écoulement suffisamment de particules (ici pour  $\beta > 0,25$ ) il est possible de ne pas tenir compte de l'équation d'énergie cinétique et de n'utiliser alors qu'un modèle à trois équations. En effet pour de forts entraînements de particules la dissipation d'énergie liée à l'entraînement de particules devient suffisamment importante pour que l'on puisse négliger celle liée au maintien en suspension des particules. Par contre de la même manière pour des avalanches naissantes ou entraînant peu de particules décrites par des bouffées de turbidité il serait peut-être nécessaire d'utiliser un modèle à quatre équations.

### 3.2.3 Solution analytique du modèle de bouffée

La modélisation des bouffées avec trois équations se résume donc :

– pour la conservation de la masse en air :

$$\frac{dA}{dt} = E(\theta) U \sqrt{A} \quad (3.30)$$

– pour la conservation de la masse en particules :

$$\frac{d\Delta\rho A}{dt} = \beta\Delta\rho_N h_N U \quad (3.31)$$

– pour l'évolution de la quantité de mouvement :

$$\frac{d(\rho + k_v\rho_a) AU}{dt} = \Delta\rho Ag \sin \theta \quad (3.32)$$

Pour permettre la résolution analytique, nous avons négligé dans cette dernière équation le terme de frottement de l'avalanche avec le sol. En effet dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement intervient le poids ( $\Delta\rho g \sin \theta$ ) ainsi que la force de frottement entre l'avalanche et le sol ( $\tau_b L \approx \rho C_d U^2 L$ ). Le rapport de la force de frottement divisée par la force due au poids a comme ordre de grandeur  $10^{-2}$  à  $10^{-1}$  suivant que l'on prend une valeur de  $10^{-3}$  ou de  $10^{-2}$  pour le coefficient de frottement ( $C_d$ ). Ces ordres de grandeur sont obtenus pour une avalanche de vitesse ( $U$ ) 100 m/s, de densité ( $\rho$ ) 10 kg/m<sup>3</sup>, de volume bidimensionnel ( $A$ )  $5 \times 10^4$  m<sup>2</sup> et de longueur ( $L$ ) 500 m. Nous avons donc opté pour la solution d'alléger les équations en négligeant la force de frottement, ce qui permet la résolution analytique suivante et de tenir compte des frottements (phénomènes secondaires) le cas échéant via une résolution numérique des équations différentielles.

Les trois équations peuvent être transformées en utilisant le fait que  $U = dx/dt$ , pour obtenir :

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dx} &= E(\theta) \sqrt{A} \\ \frac{d\Delta\rho A}{dx} &= \beta\Delta\rho_N h_N \\ U \frac{d(\rho + k_v\rho_a) AU}{dx} &= \Delta\rho Ag \sin \theta \end{aligned}$$

Les deux premières équations s'intègrent rapidement en :

$$A = \left( \sqrt{A_0} + \frac{E(x - x_0)}{2} \right)^2 \quad (3.33)$$

et

$$\Delta\rho A = (\Delta\rho_0 A_0 - \beta\Delta\rho_N h_N x_0) + \beta\Delta\rho_N h_N x \quad (3.34)$$

Nous reportons ensuite les expressions de  $A$  et de  $\Delta\rho A$  dans la troisième équation et nous obtenons :

$$\left( (k_v + 1) \rho_a \left( A_0 + \frac{E^2 x_0^2}{4} - E \sqrt{A_0} x_0 \right) + \Delta\rho_0 A_0 - \beta\Delta\rho_N h_N x_0 \right) U \frac{dU}{dx} +$$

$$\begin{aligned} & \left( \beta \Delta \rho_N h_N + (k_v + 1) \rho_a \left( E \sqrt{A_0} - \frac{x_0 E^2}{2} \right) \right) U \frac{dUx}{dx} + \left( (k_v + 1) \rho_a \frac{E^2}{4} \right) U \frac{dUx^2}{dx} \\ & = (\Delta \rho_0 A_0 - \beta \Delta \rho_N h_N x_0) g \sin \theta + \beta \Delta \rho_N h_N x g \sin \theta \end{aligned}$$

Pour simplifier l'écriture de cette équation nous posons :

$$\begin{aligned} B &= \beta \Delta \rho_N h_N + (1 + k_v) \rho_a \left( E \sqrt{A_0} - \frac{x_0 E^2}{2} \right) \\ M &= (1 + k_v) \rho_a \left( \sqrt{A_0} - \frac{E x_0}{2} \right)^2 + \Delta \rho_0 A_0 - \beta \Delta \rho_N h_N x_0 \\ N &= (1 + k_v) \rho_a \frac{E^2}{4} \\ K &= (\Delta \rho_0 A_0 - \beta \Delta \rho_N h_N x_0) g \sin \theta \\ L &= \beta \Delta \rho_N h_N g \sin \theta \end{aligned}$$

Cela permet de récrire cette équation sous la forme :

$$U \left( \frac{d((M + Bx + Nx^2)U)}{dx} \right) = K + Lx \quad (3.35)$$

Dans l'équation (3.35) nous effectuons un changement de variable. En posant

$$V = (M + Bx + Nx^2)U \quad (3.36)$$

nous pouvons récrire l'équation (3.35) sous la forme :

$$V \frac{d(V)}{dx} = (K + Lx) (M + Bx + Nx^2)$$

Son intégration permet d'arriver à l'expression suivante pour  $U$  :

$$U = \frac{\sqrt{f(x) + V_0^2 - f(x_0)}}{M + Bx + Nx^2} \quad (3.37)$$

avec

$$f(x) = 2KMx + (KB + LM)x^2 + \frac{2}{3}(KN + LB)x^3 + \frac{1}{2}LNx^4 \quad (3.38)$$

et

$$V_0 = (M + Bx_0 + Nx_0^2)U(x = x_0)$$

Les trois équations (3.33), (3.34) et (3.38) fournissent l'évolution de  $A$ ,  $\Delta \rho$  et  $U$  en fonction de la position. Dans tout ce qui suit nous nous intéresserons toujours au cas où l'avalanche est partie de  $x = 0$  avec une vitesse nulle. Cela nous permet de simplifier les équations précédentes en remplaçant  $x_0$  et  $U_0$  par 0. Nous obtenons alors les expressions suivantes :

$$A = \left( \sqrt{A_0} + \frac{Ex}{2} \right)^2 \quad (3.39)$$



$$\Delta\rho A = \Delta\rho_0 A_0 + \beta\Delta\rho_N h_N x \quad (3.40)$$

$$U = \frac{\sqrt{2KMx + (KB + LM)x^2 + \frac{2}{3}(KN + LB)x^3 + \frac{1}{2}LNx^4}}{M + Bx + Nx^2} \quad (3.41)$$

avec

$$B = \beta\Delta\rho_N h_N + (1 + k_v) \rho_a E \sqrt{A_0}$$

$$M = (1 + k_v) \rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0$$

$$N = (1 + k_v) \rho_a \frac{E^2}{4}$$

$$K = \Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta$$

$$L = \beta\Delta\rho_N h_N g \sin \theta$$

Une solution similaire a été obtenue par Beghin et Brugnot [6]. La formulation de la vitesse  $U$  dans une configuration sans entraînement de particules peut être comparée à celle obtenue par Beghin et al. [7] (dans le contexte de Boussinesq). Ainsi dans notre cas, lorsque  $\beta = 0$  on a :

$$U = \frac{\sqrt{2KMx + KBx^2 + \frac{2}{3}KNx^3}}{M + Bx + Nx^2} \quad (3.42)$$

avec

$$B = (1 + k_v) \rho_a E \sqrt{A_0}$$

$$M = (1 + k_v) \rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0$$

$$N = (1 + k_v) \rho_a \frac{E^2}{4}$$

$$K = \Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta$$

Cette formule peut être réécrite à l'aide des constantes  $x_0 = 2\sqrt{A_0}/E$  et  $C = 4g\Delta\rho_0 A_0 \sin \theta / ((1 + k_v)\rho_a E^2)$  définies par Beghin et al. On obtient alors :

$$U = \frac{\sqrt{2C \left( x_0^2 + \frac{4\Delta\rho_0 A_0}{(1+k_v)\rho_a E^2} \right) x + 2Cx_0 x^2 + \frac{2}{3}Cx^3}}{\left( x_0^2 + \frac{4\Delta\rho_0 A_0}{(1+k_v)\rho_a E^2} \right) + 2x_0 x + x^2} \quad (3.43)$$

alors que l'expression de la vitesse de Beghin et al. est :

$$U = \frac{\sqrt{2Cx_0^2 x + 2Cx_0 x^2 + \frac{2}{3}Cx^3}}{x_0^2 + 2x_0 x + x^2} \quad (3.44)$$

Comme il sera montré dans le chapitre suivant les deux termes qui sont modifiés par le caractère non Boussinesq de l'écoulement sont des termes qui ont une influence principalement sur la première phase de l'écoulement. En prenant des valeurs caractéristiques d'une avalanche ( $A_0 = 200 \text{ m}^2$ ,

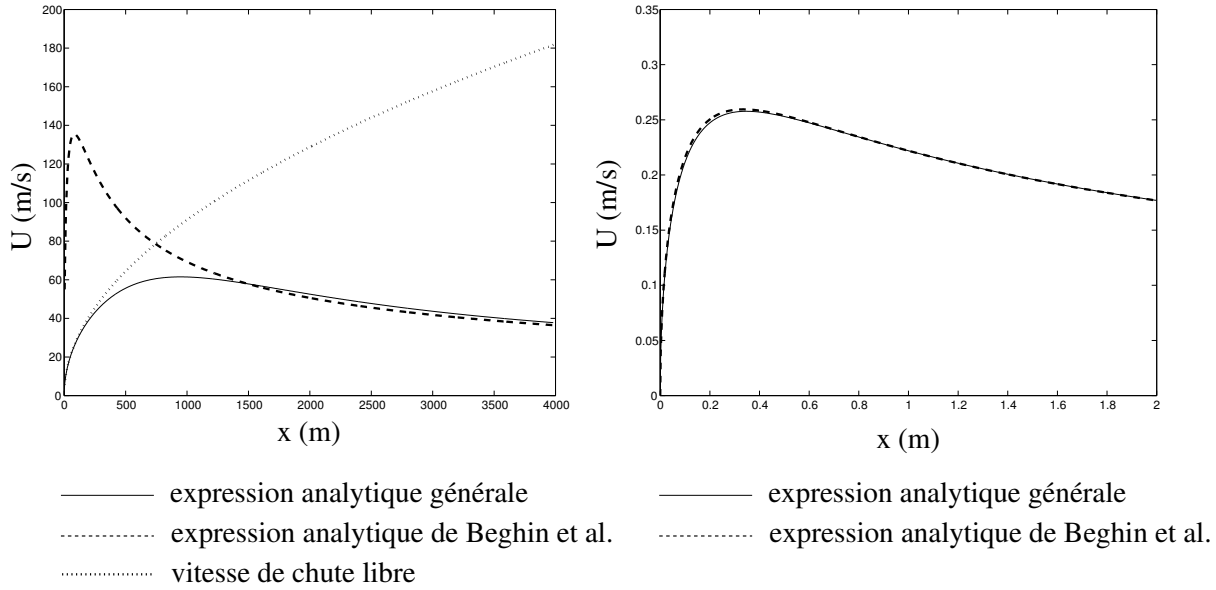


FIG. 3.3: Comparaison des vitesses fournies d'une part par l'expression analytique établie par Beghin et al. (configuration Boussinesq) et d'autre part par l'expression analytique établie ci-avant. La figure de gauche présente la comparaison appliquée au cas d'une avalanche et la figure de droite celle appliquée au cas d'une bouffée de laboratoire.

$\Delta\rho_0 = 150 \text{ kg/m}^3$ ,  $E = 0,2$ ,  $\theta = 25^\circ$ ,  $k_v = 0,5$  et  $\rho_a = 1 \text{ kg/m}^3$ ) et d'une bouffée de laboratoire ( $A_0 = 0,013 \text{ m}^2$ ,  $\Delta\rho_0 = 100 \text{ kg/m}^3$ ,  $E = 0,4$ ,  $\theta = 35^\circ$ ,  $k_v = 0,5$  et  $\rho_a = 1000 \text{ kg/m}^3$ ) qui seront discutées ultérieurement, il est possible de comparer graphiquement dans chacun des cas les deux expressions de vitesse (cf figure (3.3)). Cette comparaison permet de mettre en évidence que la zone d'influence des effets non Boussinesq sur la vitesse de l'écoulement correspond bien au début de l'écoulement. L'effet est logiquement très faible dans le cas des bouffées de laboratoire, puisque  $\Delta\rho_0$  est de l'ordre de  $100 \text{ kg/m}^3$  alors que  $\rho_a = 1000 \text{ kg/m}^3$ . Par contre dans le cas des avalanches l'effet sur la première phase de l'écoulement est très important. Cette différence vient du fait que le modèle en régime de Boussinesq tend à accélérer une masse  $(1 + k_v)\rho_a \approx 1 \text{ kg/m}^3$ , alors qu'en réalité, la masse qu'il est nécessaire d'accélérer est  $\rho + k_v\rho_a \approx 150 \text{ kg/m}^3$ . Ainsi dans la première phase d'écoulement, le modèle en régime de Boussinesq ne tient pas compte de la quantité de mouvement nécessaire pour arriver à accélérer l'ensemble de la masse. La conséquence en est que l'accélération s'avère plus aisée et que la vitesse atteint des valeurs beaucoup plus grandes que celles fournies par le modèle en non Boussinesq et que celles que peut réellement atteindre l'écoulement. En effet, les valeurs de vitesse que fournit le modèle en régime de Boussinesq au début de l'écoulement ne sont pas réalistes car elles sont supérieures à la vitesse qu'aurait l'avalanche si elle tombait en chute libre (cf figure (3.3)), ce qui n'est pas possible. Dans la seconde phase de l'écoulement, l'avalanche est beaucoup plus diluée (cf chapitre (6)), ce qui fait que  $\Delta\rho$  est moins éloigné de  $\rho_a$  et les deux modèles tendent à indiquer pratiquement la même vitesse pour l'écoulement. Ainsi, il n'y a que dans la phase lointaine de l'écoulement que le modèle de Beghin et al. peut s'appliquer à l'écoulement des avalanches.

### 3.3 Abandon du modèle de *courant de gravité*

#### 3.3.1 Principe de fonctionnement d'un *courant*

Dans un *courant de gravité* le front et la queue du courant sont supposés passifs, seul le corps est vraiment dynamiquement actif. Pour ce qui concerne le front cela est dû au fait que la vitesse est plus importante dans le corps du courant que dans le front. En effet cette caractéristique induit que le front du courant est alimenté en fluide lourd par le corps du courant (cf premier schéma de la figure (3.4)). Ainsi au fur et à mesure de l'écoulement le corps fournit de la matière au front

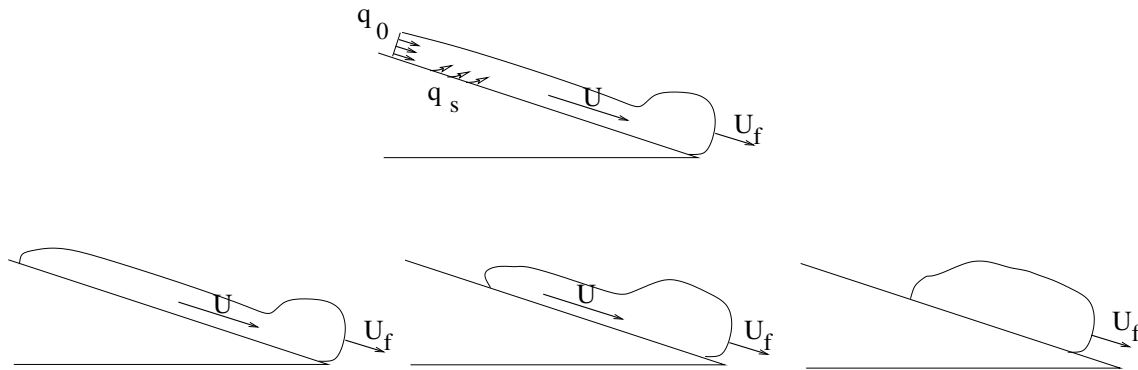


FIG. 3.4: Principe de fonctionnement d'un courant de gravité (haut) et évolution possible d'un courant de gravité s'il n'est pas alimenté (bas).

lui permettant de cette façon d'exister. Pour que cette dynamique puisse fonctionner de manière durable il est nécessaire que le corps du courant soit alimenté d'une manière ou d'une autre. En effet, la vitesse étant plus importante à l'intérieur du corps que dans le front du courant, si le corps du courant n'est pas alimenté en fluide lourd ou en particules, il va finir par disparaître en entrant peu à peu entièrement dans le front (cf schémas du bas de la figure (3.4)). Deux sources d'alimentation sont possibles pour les *courants de gravité* (cf schéma du haut de la figure (3.4)) :

- la première ( $q_0$ ) correspond à une alimentation continue par l'arrière. Pour les courants sous-marins cette alimentation continue peut par exemple être un flux de sédiments arrivant par l'embouchure d'un fleuve et alimentant en permanence (ou sur une longue durée) le courant de turbidité qui s'écoule en aval ;
- la seconde ( $q_s$ ) est une alimentation du courant par entraînement de sédiments. Ainsi au fur et à mesure de son écoulement le corps du courant entraîne des particules qui viennent s'intégrer à sa dynamique lui permettant d'augmenter sa masse, moteur de sa dynamique.

#### 3.3.2 Application aux avalanches

Dans le but d'appliquer éventuellement les résultats d'une modélisation de type *courant de gravité* aux avalanches, nous avons regardé si cette représentation pouvait les décrire de manière durable. Pour cela nous avons supposé qu'initialement une avalanche de neige en aérosol est un courant de turbidité (avec un corps, un front et une queue). L'étude présentée ci-après prouve

qu'au fur et à mesure de son écoulement l'avalanche va évoluer d'un comportement de courant de gravité vers un comportement de bouffée de gravité. Il est ainsi montré que quelque soit sa dynamique initiale (bouffée ou courant), une avalanche de neige en aérosol finit toujours par avoir un comportement de bouffée de gravité. En effet :

- le déclenchement d'une avalanche correspond à la mise en mouvement d'un volume fini de neige, qui se met à s'écouler le long de la pente. Il n'existe donc pas de source continue de neige alimentant le corps du courant par l'arrière. On a ainsi de manière évidente pour les avalanches décrites en tant que *courant de gravité* :  $q_0 = 0$  ;
- 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 érodée par le front du courant. La conséquence directe en est que le flux  $q_s$  de particules alimentant le corps du courant est lui aussi nul. Pour estimer le flux  $q_{sf}$  de particules entraînées par le front et  $q_s$  par le corps du courant, nous avons utilisé la formule d'érosion de particules par un courant de gravité proposée, dans le contexte des courants sous-marins, par Parker et al. [36]. Les valeurs caractéristiques suivantes sont supposées :  $d = 100 \mu\text{m}$ ,  $v_s = 1 \text{ m/s}$ ,  $\rho_p = 900 \text{ kg/m}^3$ ,  $C_d = 5 \times 10^{-3}$  et  $U = 100 \text{ m/s}$ . La valeur de la vitesse ( $U$ ) correspond à celle d'une avalanche de grande ampleur. De ces valeurs celle de  $Z$  et du coefficient d'entraînement sont déduites :  $Z \approx 21$  et  $e_s = 0,3$ . La masse de neige entraînée par le front, de longueur  $L_f$ , est reliée à  $e_s$  par la relation :

$$\rho_N \beta h_N U = q_{sf} L_f = \rho_p e_s v_s L_f \quad (3.45)$$

Cette relation peut se récrire :

$$L_f = \frac{\rho_N \beta h_N U}{\rho_p e_s v_s} \quad (3.46)$$

Cette dernière égalité montre qu'au bout d'environ 50 m d'écoulement, c'est à dire bien avant que le front ait fini de passer, l'intégralité des un mètres de manteau neigeux a été érodé et emporté par le front de l'avalanche. Ainsi il ne reste plus de neige à éroder par le corps du courant, ce qui conduit à un flux de particules  $q_s$  nul pour le corps du courant.

Le corps du courant n'est donc pas alimenté. Par conséquent, le corps du courant ne peut pas avoir d'influence durable sur le front du courant. Une possibilité est donc que peu à peu il pénètre à l'intérieur du front comme expliqué ci-avant. Une autre possibilité tout à fait probable est que alors que le corps du courant s'épuise à l'alimenter, le front muni de sa dynamique propre voit sa vitesse augmenter peu à peu pour finir par avoir une vitesse supérieure à celle du corps. Dans un tel cas le front se détache alors du corps et se retrouve donc avec un fonctionnement de type bouffée de gravité. Le corps se transforme en résidu condamné à suivre le front sans ne plus jouer de rôle vraiment moteur.

Ainsi, que la fin du courant survienne par entrée du corps du courant dans le front ou par suivi passif du corps du courant derrière le front dynamiquement actif, une avalanche dont la dynamique initiale serait celle d'un courant de gravité est vouée à devenir une bouffée de gravité. Par ailleurs les observations visuelles que l'on peut faire des avalanches de neige en aérosol confirment l'hypothèse que celles ci ont plus une dynamique de bouffée de gravité qu'une dynamique de courant de gravité. En effet « l'avant » de l'avalanche apparaît comme très actif et ce sur un volume donné. Derrière cette partie active suivent bien évidemment des reliquats d'avalanche mais qui ne semblent pas réellement prendre part à la dynamique de l'écoulement. Pour ces différentes raisons

il nous a semblé cohérent de conclure que les avalanches de neige en aérosol ne peuvent pas avoir un écoulement durable sous la forme d'un courant de gravité et que quelque soit leur configuration de départ toutes les avalanches de neige en aérosol finissent par avoir une dynamique de bouffée de gravité. Nous avons ainsi abandonné la modélisation des avalanches par courant de gravité pour focaliser notre étude sur celles des bouffées de gravité.

# Chapitre 4

## Expressions simplifiées et étude paramétrique

Dans ce chapitre, une étude détaillée du modèle de bouffée développé dans la partie (3.2.3) est menée. Ce modèle utilise en entrée 3 ou 5 paramètres, suivant que l'écoulement entraîne des particules du fond ou non. Les cinq paramètres sont :

- le volume bidimensionnel initial de la bouffée  $A_0$  ;
- la différence de densité initiale entre la bouffée et le fluide ambiant  $\Delta\rho_0$  ;
- le coefficient d'entraînement du fluide ambiant par la bouffée  $E$  ;
- l'épaisseur de la couche de particules entraînée par l'avalanche le long de son parcours  $\beta h_N$  ;
- la différence de densité entre la couche de particules entraînée par la bouffée et le fluide ambiant  $\Delta\rho_N$ .

Il nous semble nécessaire de regarder plus en détail l'influence des différents paramètres sur le comportement de la bouffée. L'étude est menée simultanément pour des bouffées de laboratoire et pour des avalanches de neige en aérosol (décrites par un modèle de type bouffée de gravité). Nous étudions à la fois les configurations où la bouffée (resp. l'avalanche) entraîne des particules et celles où elle n'en entraîne pas. Tout d'abord dans chacun des cas nous nous intéressons aux zones où le comportement de la bouffée (resp. de l'avalanche) peut s'écrire de manière approchée sous une forme plus simple que la formulation complète, ainsi qu'à la signification de cette écriture simplifiée<sup>1</sup>. Ensuite et pour finir nous étudions plus ou moins quantitativement suivant les cas la sensibilité du modèle aux différents paramètres.

### 4.1 Valeurs des paramètres caractéristiques

Nous présentons ici les valeurs des différents paramètres que nous allons utiliser pour mettre en place les expressions simplifiées ainsi que pour mener l'étude de sensibilité. Les valeurs considérées sont caractéristiques du type d'écoulement étudié. Pour étudier l'influence de l'entraînement de particules sur la dynamique du phénomène nous avons détaillé trois types d'écoulements dans les deux cas (cas des bouffées et cas des avalanches) :

---

<sup>1</sup>Les expressions simplifiées seront toujours des rapports de deux puissances de  $x$

- les écoulements qui ont une reprise<sup>2</sup> que nous appelons *très faible* (*rtfa*) ;
- les écoulements qui ont une reprise que l'on peut qualifier de *faible* (*rfa*) ;
- enfin les écoulements pour lesquels on parle de *reprise forte* (*rfo*).

Les valeurs des différents paramètres choisies pour l'avalanche de manière générale sont :

$k_v$	$\rho_a$	$\Delta\rho_0$	$A_0$	$\theta$	$E$
0,5	1 kg/m <sup>3</sup>	150 kg/m <sup>3</sup>	200 m <sup>2</sup>	25°	0,2

Les valeurs caractéristiques de l'entraînement de particules sont :

$\Delta\rho_N$	$\beta h_{Nrtfa}$	$\beta h_{Nrfa}$	$\beta h_{Nrfo}$
150 kg/m <sup>3</sup>	1 cm	10 cm	1,5 m

Ces valeurs (sauf  $\beta h_{Nrtfa}$  et  $\beta h_{Nrfa}$ ) sont inspirées de l'avalanche de la vallée de la Sionne [17] que nous étudierons dans le chapitre (6).

Les valeurs utilisées pour les bouffées de laboratoire de manière générale sont :

$k_v$	$\rho_a$	$\Delta\rho_0$	$A_0$	$\theta$	$E$
0,5	1000 kg/m <sup>3</sup>	100 kg/m <sup>3</sup>	0,013 m <sup>2</sup>	35°	0,4

Les valeurs caractéristiques de l'entraînement de particules sont :

$\Delta\rho_N$	$\beta h_{Nrtfa}$	$\beta h_{Nrfa}$	$\beta h_{Nrfo}$
1500 kg/m <sup>3</sup>	0,5 mm	2 mm	2 cm

Ces valeurs correspondent à des cas typiques de bouffées d'eau salée que nous avons réalisées en laboratoire. Les caractéristiques des particules correspondent à des billes de verre. Le chapitre suivant présentant les résultats expérimentaux de laboratoire justifiera plus amplement les valeurs choisies.

## 4.2 Les expressions simplifiées et leurs caractéristiques

### 4.2.1 Dans le cas *sans reprise*

#### 4.2.1.1 Pour une avalanche

Pour les avalanches deux zones ont été isolées pour lesquelles l'expression analytique de  $U$  peut être simplifiée en un rapport de deux puissances de  $x$ .

Pour  $x \ll \sqrt{M/N} \approx 1400$  m, le numérateur et le dénominateur de l'expression analytique de  $U$  présentent chacun un terme prépondérant. Au numérateur le terme le plus important est  $2KMx$ .

<sup>2</sup>Comme indiqué dans le premier chapitre, l'appellation *reprise* est largement utilisée dans la communauté étudiant les avalanches pour parler de l'entraînement de particules par l'écoulement. Cette dénomination peut porter à confusion car elle peut faire croire qu'il s'agit des particules de l'avalanche qui se sont déposées au sol qui sont « reprises » par l'avalanche. L'appellation majoritairement employée dans ce document est *entraînement de particules*. Cependant parfois l'emploi du terme *reprise* permet d'alléger nettement les phrases. Dans ces cas là le mot *reprise* est alors substitué au terme *entraînement de particules*.

Au dénominateur le terme qui l'emporte est  $M$ . Ainsi dans la zone  $x \ll \sqrt{M/N} \approx 1400$  m, la vitesse de l'écoulement peut être approchée par l'expression simplifiée suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{2g \sin \theta x} \quad (4.1)$$

Dans cette zone, la vitesse  $U$  peut donc être approchée par une expression variant en  $\sqrt{x}$ . Cette expression  $\sqrt{2g \sin \theta x}$  est en fait celle correspondant à la vitesse d'un objet de masse constante en chute libre. Ainsi, dans toute la première phase de l'écoulement, là où l'entraînement d'air n'a pas encore d'influence sur la vitesse de l'avalanche, l'avalanche a, du point de vue de la vitesse, un comportement d'objet en chute libre.

Le fait de pouvoir négliger les autres termes devant  $2KMx$  au numérateur et devant  $M$  au dénominateur, revient au même que si l'on avait résolu l'équation différentielle donnant la vitesse  $U$  en prenant une valeur nulle pour l'entraînement de fluide ambiant  $E$ . Ceci permet de conclure que, dans le régime considéré, la vitesse est gouvernée par les conditions initiales de masse et de volume de l'avalanche. L'augmentation du volume de l'avalanche due à l'entraînement de fluide ambiant lié au coefficient  $E$  n'influe pas sur le comportement de la vitesse  $U$  dans cette zone. On peut donc qualifier la zone de **zone régie uniquement par les conditions initiales** de l'écoulement.

Le deuxième régime que nous avons pu isoler pour lequel l'expression de la vitesse peut être simplifiée correspond à la zone où  $x \gg \sqrt{3M/N} \approx 2500$  m. Dans cette zone le terme prépondérant au numérateur est  $2KNx^3/3$ . Au dénominateur,  $Nx^2$  est beaucoup plus grand que les deux autres termes. La vitesse  $U$  de l'écoulement peut alors être simplifiée et ainsi s'écrire sous la forme :

$$U = \sqrt{\frac{2K}{3Nx}} = \sqrt{\frac{8\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta}{3(1+k_v)\rho_a E^2 x}} \quad (4.2)$$

Dans cette zone la vitesse de l'écoulement  $U$  varie donc en  $\sqrt{1/x}$ .

Dans le cas présent l'approximation revient au même que si l'on avait pris d'une part  $A_0$  nul et d'autre part  $\Delta\rho_0 A_0$  non nul pour résoudre l'équation différentielle donnant  $U$ . Ainsi d'un point de vue volumique, le volume initial ne joue plus de rôle dans la dynamique de l'écoulement. Le relais a été pris par le terme de croissance volumique. D'un point de vue massique, étant donné que l'écoulement se fait *sans entraînement de particules*, il est normal que le terme de masse initiale  $\Delta\rho_0 A_0$  intervienne encore, puisqu'il s'agit de la masse relative de l'avalanche durant toute la phase d'écoulement. On peut alors qualifier ce régime de **régime gouverné par la masse de l'avalanche et par son taux de croissance volumique**.

Les deux expressions simplifiées de  $U$  ainsi obtenues sont des approximations de l'expression totale. Sur la figure (4.1) sont tracées les courbes des deux expressions simplifiées et de la vitesse  $U$ . Il est à noter que les expressions simplifiées approchent bien la vitesse  $U$  dans leur zone respective, et qu'elles peuvent ainsi être utilisées quand cela est nécessaire à la place de l'expression totale de la vitesse  $U$ . Leur bonne adéquation avec l'expression générale de  $U$  permet aussi de pouvoir mettre en avant deux régimes particuliers par lesquels passe la vitesse de l'avalanche :

- en début de course l'avalanche a un régime gouverné uniquement par les conditions initiales ;
- lors de la fin de l'écoulement la vitesse de l'avalanche est régie par la masse de l'avalanche et par son taux de croissance volumique.



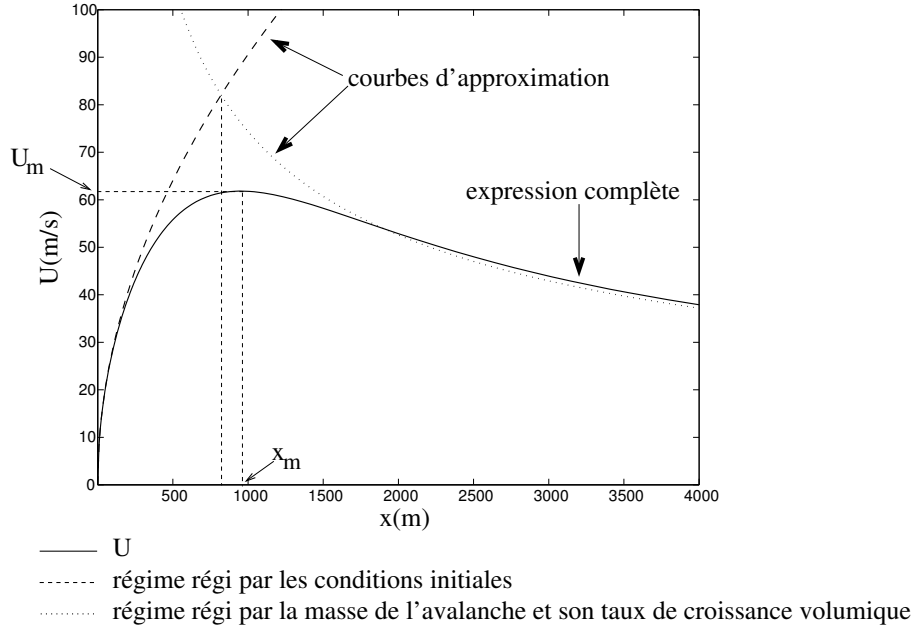


FIG. 4.1: Représentation de la vitesse  $U$  et de ses deux courbes d'approximation pour une avalanche dans le contexte sans entraînement de particules

Par ailleurs une expression approchée de la position ( $x_m$ ) du maximum de la vitesse de l'avalanche ainsi qu'une expression du maximum de la vitesse ( $U_m$ ) peuvent être obtenues. En effet la première courbe d'approximation étant croissante et la seconde décroissante, la position du maximum de la vitesse ( $x_m$ ) peut être approchée par la valeur de la position d'intersection des deux courbes d'approximation (cf figure (4.1)). L'expression approchée de  $x_m$  est donc obtenue pour  $x$  tel que :

$$\sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2K}{3Nx}} \quad (4.3)$$

d'où l'on peut déduire :

$$x_m \approx \sqrt{\frac{M}{3N}} = \sqrt{\frac{4((1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0)}{3(1+k_v)\rho_a E^2}} \approx \sqrt{\frac{4\Delta\rho_0 A_0}{3(1+k_v)\rho_a E^2}} \approx 800 \text{ m}$$

En substituant  $x_m$  dans la fonction donnant  $U$  une expression approchée de  $U_m$  peut être obtenue. Son expression n'est cependant pas très simple.

#### 4.2.1.2 Pour une bouffée de laboratoire

Nous avons effectué le même type d'étude pour la bouffée de laboratoire *sans entraînement de particules*. Les deux mêmes régimes que pour l'avalanche ont été isolés. Les conclusions quant aux caractéristiques des régimes suivis par la bouffée seront donc les mêmes que celles précédemment exprimées pour les avalanches. Ainsi les deux expressions simplifiées sont :

Pour  $x \ll M/B \approx 0,3$  m la vitesse peut être approchée par :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a}} \quad (4.4)$$

Il s'agit du régime **régi uniquement par les conditions initiales** de l'écoulement. Comme dans le cas des avalanches, l'expression donnant la vitesse dans cette phase est en fait une expression de chute libre. La seule différence avec le cas précédent est que la gravité  $g$  est remplacée par la gravité réduite  $g\Delta\rho_0/(1+k_v)\rho_a$ . En effet contrairement au cas des avalanches, la poussée d'Archimède  $-\rho_a A_0 g \sin \theta$  et la masse ajoutée  $k_v \rho_a$  ont dans le cas des bouffées de laboratoire (i.e. dans le contexte de Boussinesq) de l'importance. En effet comme  $\rho \approx \rho_a$ , d'une part la poussée d'Archimède a le même ordre de grandeur que le poids et d'autre part la mise en mouvement du fluide ambiant lors du déplacement de la bouffée demande à cette dernière une dépense non négligeable de quantité de mouvement.

Pour  $x \gg 3B/2N \approx 1,7$  m l'expression simplifiée est la suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2K}{3Nx}} = \sqrt{\frac{8\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta}{3(1+k_v)\rho_a E^2 x}} \quad (4.5)$$

Cette zone correspond à la zone où **l'écoulement est gouverné par la masse de la bouffée et par son taux de croissance volumique**.

Comme précédemment nous avons aussi regardé la bonne adéquation des expressions simplifiées avec la courbe générale donnant  $U$ . Cette comparaison est présentée sur la figure (4.2). Là encore les expressions simplifiées fournissent une bonne approximation de la vitesse  $U$  et permettent de définir deux régimes pour le comportement de la vitesse. En revanche, nous n'avons pas pu simplifier l'expression donnant  $U$  dans la partie "centrale" de la courbe ni dans le cas présent des bouffées de laboratoire, ni dans le cas précédent des avalanches. L'expression de la position du maximum de vitesse ( $x_m$ ) peut être obtenue de la même manière que dans le cas des avalanches à l'aide de la position de l'intersection des deux courbes d'approximation (cf figure (4.2)). L'expression de  $x_m$  obtenue est alors :

$$x_m \approx \sqrt{\frac{M}{3N}} = \sqrt{\frac{4((1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0)}{3(1+k_v)\rho_a E^2}} \approx \frac{2}{E} \sqrt{\frac{A_0}{3}} \approx 0,3 \text{ m}$$

## 4.2.2 Dans le cas avec reprise

### 4.2.2.1 Pour une avalanche ayant une reprise très faible

Pour une avalanche, la configuration "*reprise très faible*" n'apporte pratiquement aucune modification au comportement de la vitesse  $U$  pour des distances raisonnables. En effet, les deux mêmes comportements que dans le cas *sans entraînement de particules* apparaissent. On a pour  $x \ll \sqrt{M/N} \approx 1400$  m la même expression analytique simplifiée approchée pour la vitesse que dans le cas *sans entraînement de particules* :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{2g \sin \theta x} \quad (4.6)$$

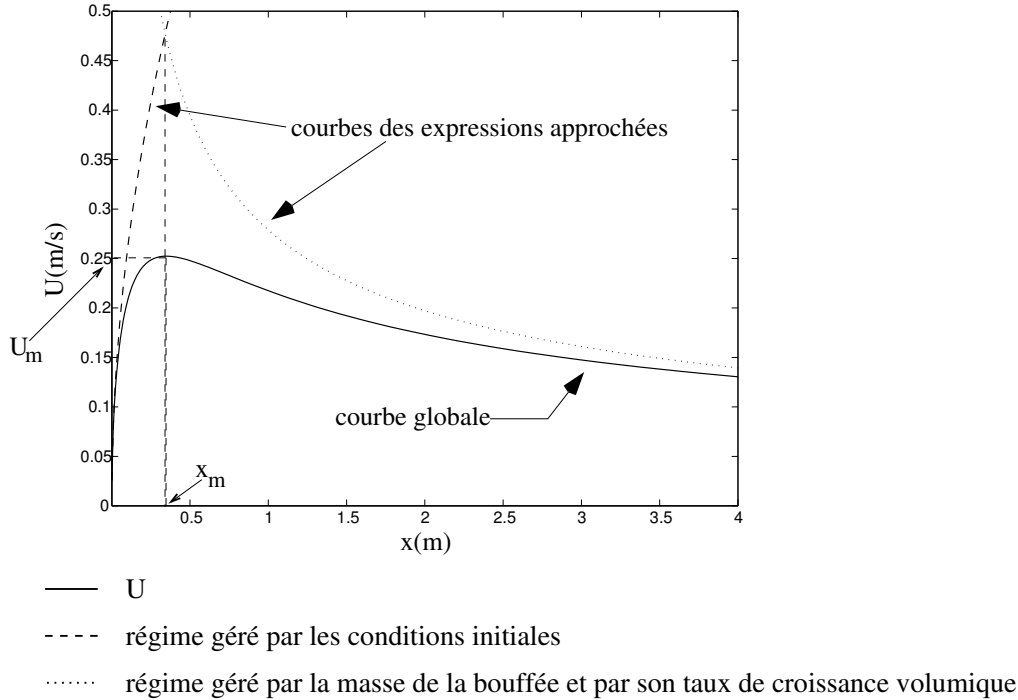


FIG. 4.2: Représentation de la vitesse  $U$  et de ses deux courbes limites pour une bouffée de laboratoire dans le contexte sans entraînement de particules

Il s'agit du régime **régi uniquement par les conditions initiales** de l'écoulement.

Par ailleurs dans la zone où  $x \gg \sqrt{3M/N} \approx 2500$  m et  $x \ll 4K/3L \approx 27000$  m, la vitesse de l'avalanche correspond à la deuxième expression simplifiée déjà vue dans la configuration *sans entraînement de particules* :

$$U = \sqrt{\frac{2K}{3Nx}} = \sqrt{\frac{8\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta}{3(1+k_v)\rho_a E^2 x}} \quad (4.7)$$

Cette zone correspond à la zone où **l'écoulement est gouverné par la masse de l'avalanche et par son taux de croissance volumique**.

Ainsi dans la configuration d'un écoulement avec une *reprise très faible*, pour voir apparaître une influence « notable » de l'entraînement de particules sur le comportement de la vitesse de l'avalanche, il faudrait que l'avalanche puisse parcourir des distances supérieures à 27 km. On peut donc conclure que, sur des distances raisonnables, une reprise de neige *très faible* (ici 1 cm de neige sur toute la longueur de l'écoulement) n'influence pas de manière significative la dynamique de l'avalanche. Ce résultat est illustré par la figure (4.3).

#### 4.2.2.2 Pour une bouffée de laboratoire ayant une *reprise très faible*

Pour les bouffées de laboratoire, l'entraînement de particules même *très faible* influence la vitesse de l'écoulement beaucoup plus rapidement que pour les avalanches. En effet nous avons pu

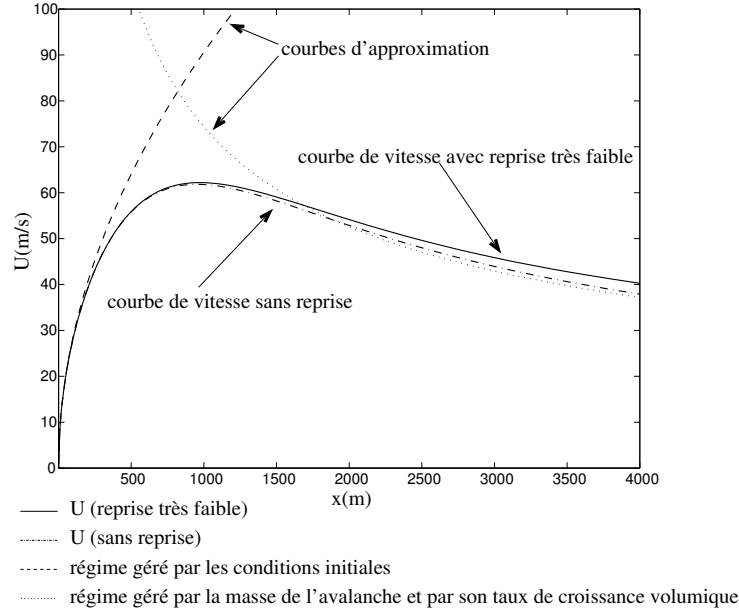


FIG. 4.3: Représentation de la vitesse  $U$  et de ses deux courbes approchées pour une avalanche avec une reprise très faible. La courbe donnant la vitesse  $U$ , dans le cas sans entraînement de particules, a aussi été tracée pour permettre la comparaison entre les deux phénomènes (sans reprise et avec reprise très faible)

établir deux expressions simplifiées, dont la deuxième est influencée par l'entraînement de particules et ce à des distances du point de départ de l'écoulement de la bouffée qui restent raisonnables.

La première expression simplifiée correspond à la zone où  $x \ll M/B \approx 0,3$  m. Dans cette zone la vitesse est soumise au même régime que celui qui gère le début de l'évolution des bouffées qui s'écoulent *sans entraînement de particules*. Il s'agit du régime pour lequel la vitesse de la bouffée est **régié uniquement par les conditions initiales** de l'écoulement. L'expression approchée est donc :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a}} \quad (4.8)$$

La deuxième expression simplifiée est pour  $x \gg 4K/3L \approx 2.3$  m. Elle s'écrit sous la forme :

$$U = \sqrt{\frac{L}{2N}} = \sqrt{\frac{2\rho_N \beta h_N g \sin \theta}{(1+k_v)\rho_a E^2}} \quad (4.9)$$

L'expression de  $U$  correspondant à cette expression simplifiée est la même que celle que l'on obtiendrait en résolvant l'équation différentielle donnant  $U$  avec

- $A_0 = 0$
- $\Delta\rho_0 A_0 = 0$
- $(1+k_v)\rho_a + \Delta\rho \approx (1+k_v)\rho_a$

Les deux premières égalités reviennent à ne plus considérer les conditions initiales ni de volume ni de masse. Ainsi la masse et le volume qui ont un rôle dans ce régime là sont ceux qui ont été entraînés pendant l'écoulement. La troisième égalité signifie que l'avalanche est suffisamment diluée pour que l'on puisse lui appliquer l'approximation de Boussinesq. Il est donc possible de conclure que le régime correspondant à cette expression simplifiée est géré par **le fluide ambiant et les particules entraînés par l'écoulement**. L'adéquation de ces deux expressions simplifiées avec la vitesse de l'écoulement dans le cas d'une bouffée de laboratoire est résumée sur la figure (4.4).

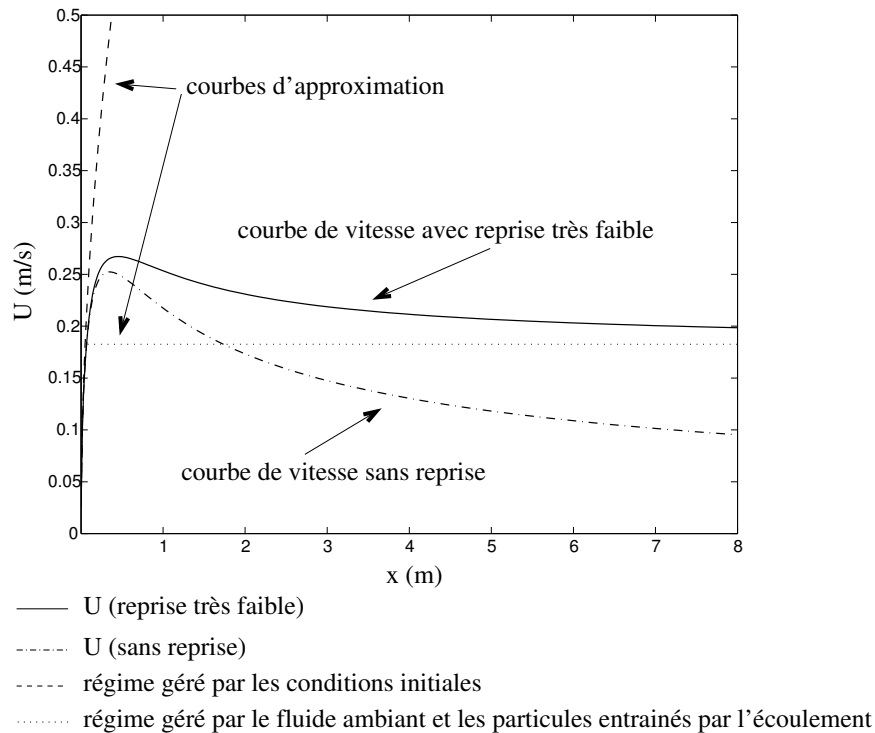


FIG. 4.4: Représentation de la vitesse  $U$  et de ses deux expressions simplifiées pour une bouffée de laboratoire avec un entraînement de particules très faible. La courbe donnant la vitesse  $U$ , dans le cas sans entraînement de particules, a aussi été tracée pour permettre la comparaison entre les deux phénomènes (sans reprise et avec reprise très faible)

On a ainsi pour le cas de la *reprise très faible* deux phénomènes différents suivant que l'étude porte sur une avalanche ou sur une bouffée de laboratoire. Dans le cas de l'avalanche une *reprise très faible* n'influence pas de manière significative l'écoulement. Dans le cas d'une bouffée de laboratoire, l'influence de l'entraînement *très faible* de particules se fait ressentir à des distances raisonnables du point de lâché de la bouffée. Cela est dû au fait que même, si la reprise semble *très faible* pour chacun des cas, le rapport de la masse initiale sur la masse entraînée n'est pas du même ordre de grandeur dans les deux cas. En effet on a pour l'avalanche :

$$\frac{\Delta\rho_0\sqrt{A_0}}{\Delta\rho_N\beta h_N} \approx 10^3$$

et pour la bouffée en laboratoire :

$$\frac{\Delta\rho_0\sqrt{A_0}}{\Delta\rho_N\beta h_N} \approx 10$$

Cela provient du fait que les bouffées en laboratoire sont produites dans un contexte Boussinesq avec des volumes assez faibles alors que les avalanches ont un comportement de type non Boussinesq. Ainsi une reprise même *très faible* apporte rapidement à une bouffée de laboratoire une masse relative suffisante pour pouvoir influencer son comportement. Par contre, dans le cas de l'avalanche, la masse de neige entraînée par une *reprise très faible* est largement insuffisante. En effet elle est trop faible devant la masse totale de l'avalanche, pour avoir une influence notable sur la vitesse de l'avalanche.

En conclusion l'expression "*reprise très faible*" conduit pour une bouffée de laboratoire et pour une avalanche de neige en aérosol à des phénomènes différents lors de la phase décroissante de la vitesse de l'écoulement. Dans le premier cas la reprise même *très faible* influence, pour un écoulement sur des distances « raisonnables », la vitesse de l'écoulement alors que dans le deuxième elle ne l'influence pas.

#### 4.2.2.3 Pour une avalanche ayant une *reprise faible*

Nous allons procéder à une double étude comme précédemment pour le cas où la *reprise est faible*. Pour l'avalanche on isole les deux expressions simplifiées dont la description suit.

La première phase reste inchangée, la vitesse est toujours **régié uniquement par les conditions initiales** dans la même zone que pour les deux cas précédents. En effet on a pour  $x \ll \sqrt{M/N} \approx 1400$  m, la même expression analytique simplifiée pour la vitesse que dans le cas *sans reprise* ou avec *reprise très faible* :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{2g \sin \theta x} \quad (4.10)$$

Dans cette zone de début d'avalanche l'entraînement de neige n'influence pas du tout la vitesse de l'avalanche, car la masse de neige entraînée reste encore bien inférieure à ce qui a été mobilisé au départ.

Néanmoins l'influence de la masse de neige entraînée par l'avalanche se fait ressentir bien plus tôt que dans le cas d'une *reprise très faible*. Ainsi son incidence sur le comportement de la vitesse se fait ressentir dès que  $x \approx 1000$  m. L'expression simplifiée qui en découle concerne une position de l'avalanche  $x \gg 4K/3L \approx 2700$  m. Elle correspond à un régime **géré par le fluide ambiant et les particules entraînés par l'écoulement**. Elle s'écrit sous la forme :

$$U = \sqrt{\frac{L}{2N}} = \sqrt{\frac{2\rho_N\beta h_N g \sin \theta}{(1+k_v)\rho_a E^2}} \quad (4.11)$$

La zone d'influence de cette expression simplifiée concerne encore des positions lointaines du point de déclenchement de l'avalanche. Cependant il s'agit de longueurs de parcours éventuellement envisageables pour une grosse avalanche (qui aurait un long parcours). Sur la figure (4.5) sont présentées la courbe de vitesse de l'avalanche *avec reprise faible* ainsi que celles des deux expressions simplifiées. Pour permettre de comparer les différents comportements la courbe de vitesse de

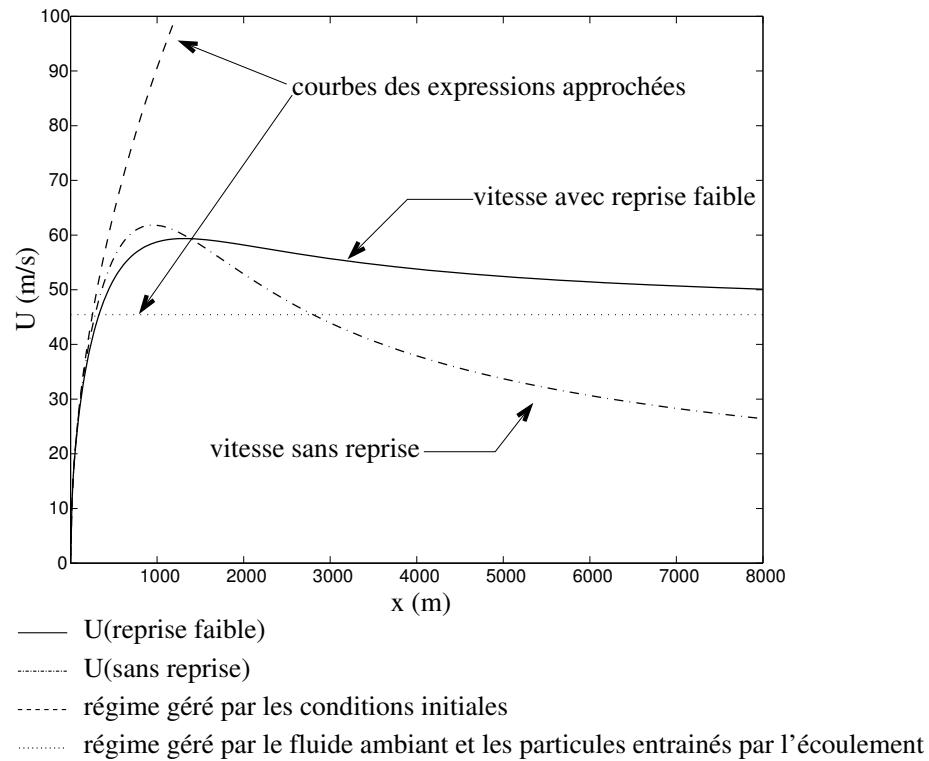


FIG. 4.5: Représentation de la vitesse  $U$  et de ses deux courbes approchées pour une avalanche de neige avec une reprise faible. La courbe donnant la vitesse  $U$  dans le cas sans reprise a aussi été tracée pour permettre la comparaison entre les deux phénomènes (sans reprise et avec reprise faible)

l'avalanche *sans reprise* a aussi été tracée. Au vu de la figure (4.5), il semble cohérent de considérer  $\sqrt{L/2N}$  comme une vitesse caractéristique de l'écoulement. En effet, même si l'avalanche ne rejoint cette vitesse asymptotique qu'assez tardivement, sa vitesse devient de l'ordre de grandeur de  $\sqrt{L/2N}$  dès que les cinq cent premiers mètres ont été parcourus. Ainsi il est raisonnable de dire qu'une vitesse caractéristique ( $U_{car}$ ) de l'écoulement dans cette configuration est :

$$U_{car} = \sqrt{\frac{L}{2N}} = \sqrt{\frac{2\rho_N\beta h_N g \sin \theta}{(1+k_v)\rho_a E^2}} \quad (4.12)$$

Cette vitesse caractéristique varie en  $\sqrt{\beta h_N}$ . On retrouve ainsi un résultat obtenu par Hopfinger [25]. En effet dans cet article l'auteur a tracé sur un même graphique en représentation logarithmique les vitesses caractéristiques estimées sur le terrain pour différentes avalanches en fonction de l'épaisseur de manteau neigeux entraîné par l'écoulement. La droite qui peut être ajustée sur l'ensemble des points indique une variation de la vitesse caractéristique de l'avalanche en  $\sqrt{\beta h_N}$ . Cependant cette adéquation intéressante entre la vitesse caractéristique que l'on peut extraire de notre modèle et la variation en  $\sqrt{\beta h_N}$  proposée par Hopfinger ne s'avère exister que dans le cas d'une avalanche avec *reprise faible*. Dans les cas de *reprise très faible* ou de *reprise forte* un tel rapprochement entre les deux résultats ne semble pas possible.

#### 4.2.2.4 Pour une bouffée de laboratoire ayant une *reprise faible*

La même configuration que pour l'avalanche avec *reprise faible* régit le comportement de la vitesse de la bouffée de laboratoire avec *reprise faible*. En effet les deux mêmes expressions simplifiées peuvent être déduites pour décrire le comportement de la vitesse.

Ainsi on a pour  $x \ll M/B \approx 0,3$  m, l'expression simplifiée suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a}} \quad (4.13)$$

Il s'agit du régime pour lequel la vitesse de la bouffée est **régié uniquement par les conditions initiales** de l'écoulement.

Pour  $x \gg 4B/3N \approx 1,6$  m, l'expression analytique approchée est :

$$U = \sqrt{\frac{L}{2N}} = \sqrt{\frac{2\rho_N\beta h_N g \sin \theta}{(1+k_v)\rho_a E^2}} \quad (4.14)$$

Ce régime est celui pour lequel la vitesse est **gérée par le fluide ambiant et les particules entraînés par l'écoulement**.

Les différentes courbes concernant cette configuration sont tracées sur la figure (4.6). A titre de comparaison la courbe de vitesse dans le cas *sans reprise* a aussi été tracée. Comme pour le cas de la *reprise très faible*, on peut constater que la *reprise faible* de particules influence plus la bouffée de laboratoire que l'avalanche de neige. En effet, alors que pour l'avalanche, on a une décroissance de la vitesse avant la stabilisation vers une valeur constante, l'entraînement de particules induit pour la bouffée de laboratoire une croissance avant la stabilisation. La raison de cette différence



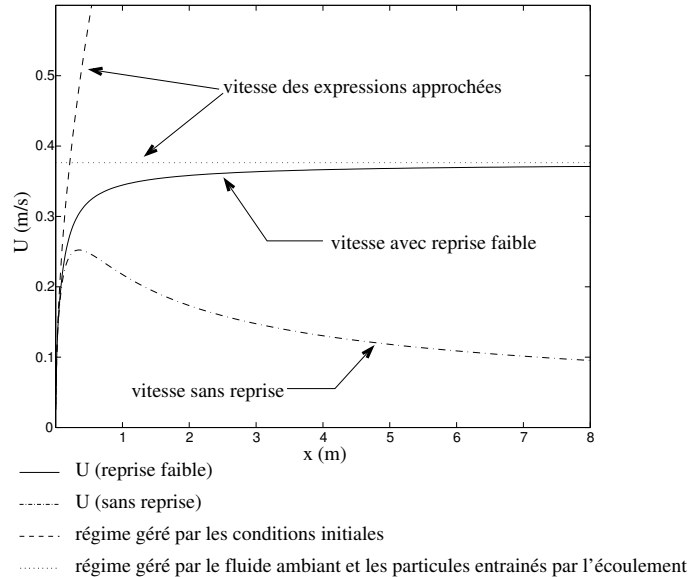


FIG. 4.6: Représentation de la vitesse  $U$  et de ses deux courbes approchées pour une bouffée de laboratoire avec une reprise faible. La courbe donnant la vitesse  $U$  dans le cas sans reprise a aussi été tracée pour permettre la comparaison entre les deux phénomènes (sans reprise et avec reprise faible)

de comportement est la même que précédemment, elle provient la différence d'ordre de grandeur du rapport de masse  $\Delta\rho_0\sqrt{A_0}/\Delta\rho_N\beta h_N$  pour les avalanches avec une *reprise faible* et pour les bouffées de laboratoire ayant aussi une *reprise qualifiée de faible*.

Les conclusions que l'on peut tirer de l'étude de la *reprise faible* pour le modèle de bouffée sont les suivantes. Pour les deux types d'écoulements, la masse de particules entraînées pour une *reprise faible* n'a pas d'incidence sur la première phase de l'écoulement. En revanche, par la suite, son influence sur l'évolution de la vitesse se fait assez rapidement sentir. La diminution de la vitesse dans la deuxième phase pour l'avalanche est très vite moins importante dans le cas présent que dans le cas *sans reprise*. La vitesse finit ensuite par atteindre la valeur constante de  $\sqrt{L/2N}$ . Pour la bouffée de laboratoire, l'influence de la *reprise faible* de particules conduit même à une augmentation de vitesse, qui est ensuite suivie par la stabilisation finale. La *reprise faible* de particules correspond donc pour les deux avalanches à une configuration où la vitesse de l'avalanche est progressivement de plus en plus influencée par la reprise de particules. Ce dernier phénomène finit par s'équilibrer avec l'entraînement de fluide ambiant pour conduire à une vitesse constante pour l'avalanche.

#### 4.2.2.5 Pour une *reprise forte*

Lorsque l'on a une *reprise forte* les expressions simplifiées ont les caractéristiques suivantes. La zone, où l'avalanche (resp. la bouffée) n'est **régie uniquement que par les conditions initiales**, réduit logiquement de taille par rapport aux cas précédents. En effet très rapidement la vitesse de

l'avalanche (resp. de la bouffée) se trouve influencée par la masse de neige (resp. de particules) entraînée. Ainsi pour l'avalanche on a pour  $x \ll M/B \approx 130$  m, l'expression simplifiée suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{2g \sin \theta x} \quad (4.15)$$

Pour la bouffée de laboratoire on a pour  $x \ll 2K/L \approx 0,1$  m l'expression analytique approchée suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2Kx}{M}} = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}} \approx \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 g \sin \theta x}{(1+k_v)\rho_a}} \quad (4.16)$$

La zone de validité de ces expressions simplifiées concerne donc des périodes très restreintes voire presque inexistantes de la dynamique de l'avalanche (resp. de la bouffée) avec *reprise forte*.

Par ailleurs lors du passage de la *reprise très faible* à la *reprise faible* nous avons vu diminuer la valeur seuil de  $x$  permettant d'atteindre la deuxième expression simplifiée. En effet pour des reprises de particules *assez faibles*, plus on entraîne de particules, plus l'influence de la masse des particules entraînées se fait ressentir tôt. Ainsi la position du seuil à partir duquel l'effet de l'entraînement de particules sur la vitesse arrive à compenser celui de l'entraînement de fluide ambiant diminue de plus en plus au fur et à mesure que la quantité de particules entraînée par l'avalanche (resp. par la bouffée) augmente. En revanche, lorsque la quantité de particules entraînées est augmentée jusqu'à avoir une *reprise forte* un nouveau régime apparaît avant le régime d'équilibre. Il s'agit d'une phase pendant laquelle l'effet de l'entraînement de fluide ambiant sur la vitesse n'arrive pas encore à compenser l'effet dû à l'augmentation de masse provenant de l'entraînement de particules. Cette apparition a pour conséquence directe de repousser vers des positions plus lointaines la valeur du seuil à partir duquel les deux phénomènes se compensent. Ainsi le régime pour lequel la vitesse est gouvernée par **le fluide ambiant et les particules entraînés par l'écoulement** et a pour expression simplifiée :

$$U = \sqrt{\frac{L}{2N}} = \sqrt{\frac{2\rho_N \beta h_N g \sin \theta}{(1+k_v)\rho_a E^2}} \quad (4.17)$$

n'apparaît que pour  $x \gg 4B/3N \approx 20000$  m pour une avalanche et pour  $x \gg 4B/3N \approx 2.2$  m pour une bouffée de laboratoire. En conséquence pour une avalanche ce régime n'est jamais atteint. Pour une bouffée de laboratoire, il faudrait un canal suffisamment long pour pouvoir atteindre ce régime. La raison pour laquelle l'expression simplifiée d'équilibre entre les deux phénomènes intervient pour des distances presque raisonnables pour la bouffée de laboratoire et pour des très grandes distances pour l'avalanche provient de la différence de caractère (Boussinesq/non Boussinesq) des écoulements. En effet, l'avalanche a un écoulement de type non Boussinesq. Ainsi l'air qu'elle entraîne durant son écoulement est bien moins lourd qu'elle. L'entraînement de fluide ambiant nécessite un transfert de quantité de mouvement de l'écoulement vers le fluide ambiant. Dans le cas de l'avalanche la grande différence de densité entre l'écoulement et le fluide ambiant fait que l'avalanche ne dépense pas beaucoup de quantité de mouvement pour en fournir au fluide ambiant. Dans le cas des bouffées de laboratoire, l'écoulement est de type Boussinesq : la différence de densité entre l'écoulement et le fluide ambiant est faible. Ceci a pour conséquence que la bouffée a besoin de dépenser beaucoup de quantité de mouvement pour arriver à accélérer à sa propre vitesse le fluide ambiant. Ainsi le phénomène d'entraînement de fluide ambiant a plus d'importance

relativement dans le cas d'une bouffée de laboratoire et vient concurrencer plus tôt le phénomène d'entraînement de particules.

Entre les zones d'influence de ces deux expressions simplifiées il est possible d'isoler, principalement dans le cas des avalanches, une troisième zone ayant une expression simplifiée de la vitesse. Elle correspond à une phase où la vitesse est **gérée par l'entraînement de particules**. En effet on obtient, pour l'avalanche (resp. pour la bouffée), dans cette zone l'expression simplifiée que l'on obtiendrait en résolvant l'équation différentielle donnant  $U$  avec

- $A_0 = 0$
- $\Delta\rho_0 A_0 = 0$
- $E = 0$

L'écoulement ne dépend dans cette région d'aucune condition initiale ni de masse ni de volume, ni par ailleurs de l'entraînement de fluide ambiant par l'avalanche.

Dans cette zone l'expression simplifiée pour la vitesse de l'avalanche s'exprime sous la forme :

$$U = \sqrt{\frac{2Lx}{3B}} \approx \sqrt{\frac{2g \sin \theta x}{3}} \quad (4.18)$$

Dans l'exemple de *reprise forte* que nous avons choisi ici, la zone d'existence de ce régime géré par l'entraînement de particules est pratiquement réduite à néant. En effet il s'agit de la zone pour laquelle  $200\text{m} \approx \sqrt{3KM/B} \ll x \ll B/N \approx 15000\text{ m}$ . Il est possible de constater cela sur la figure (4.7) sur laquelle il est difficile de distinguer une zone d'adéquation de la vitesse de l'écoulement avec la vitesse fournie par l'expression approchée. Pour que ce régime puisse réellement dominer à lui tout seul l'écoulement pendant une certaine phase il serait nécessaire que l'avalanche ait une reprise encore plus importante. Cependant la présence éventuelle de ce régime est tout de même intéressante à noter car cela signifie que dans un contexte de *reprise forte* l'entraînement de particules joue un rôle extrêmement important dans la dynamique de l'avalanche.

L'écoulement de la bouffée de laboratoire est un écoulement de type Boussinesq pour lequel les densités de l'avalanche, des particules entraînées et du fluide ambiant sont du même ordre de grandeur. Cela implique que le régime intermédiaire n'est pas géré d'une manière aussi marquée que pour l'avalanche, par le seul entraînement des particules. En effet, certaines autres composantes liées au fluide ambiant interviennent aussi. Cependant, on peut tout de même encore considérer que le régime est **majoritairement régi par l'entraînement des particules**. L'expression simplifiée donnant  $U$  dans cette zone ( $0.3\text{m} \approx 3M/2B \ll x \ll B/N \approx 1.6\text{ m}$ ) est alors :

$$U = \sqrt{\frac{2Lx}{3B}} = \sqrt{\frac{2\rho_N \beta h_N g \sin \theta x}{3(\rho_N \beta h_N + (1 + k_v)\rho_a E \sqrt{A_0})}} \quad (4.19)$$

Tout comme dans le cas des avalanches ce régime n'est pas vraiment existant en tant que phénomène unique dans la configuration étudiée. Cependant il permet là encore de mettre en évidence l'importance du phénomène d'entraînement sur l'évolution de la vitesse de la bouffée.

Les figures (4.7) et (4.8) présentent, respectivement pour une avalanche et pour une bouffée de laboratoire, les courbes de vitesse pour un écoulement *sans reprise* et pour un écoulement avec *reprise forte* ainsi que celles des trois expressions simplifiées dans le contexte d'une *reprise forte*.

Elles confirment que dans la configuration d'une *reprise forte*, il est plus difficile d'obtenir des

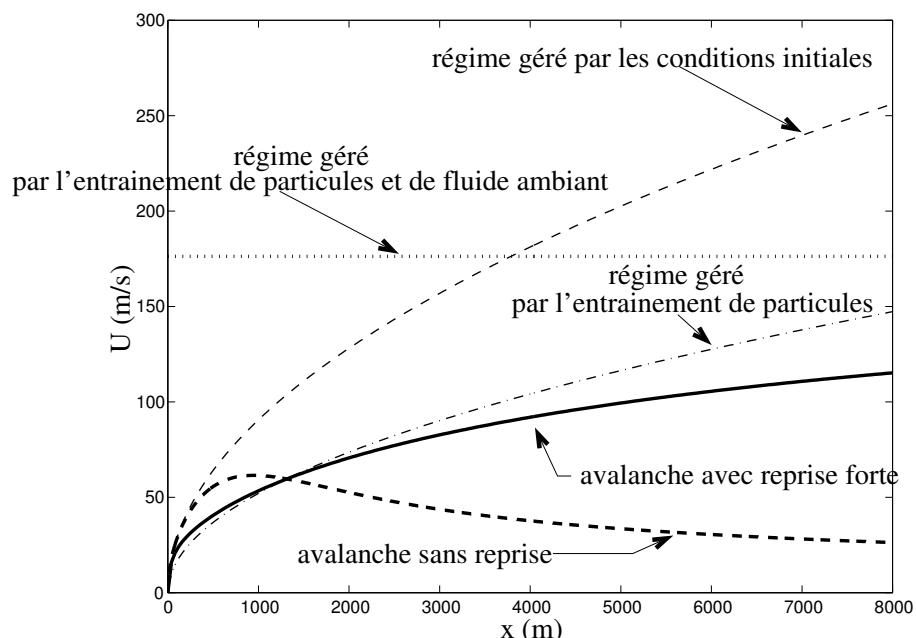


FIG. 4.7: Représentation de la vitesse  $U$  et des trois expressions simplifiées pour une avalanche avec une reprise forte. La courbe donnant la vitesse  $U$  dans le cas sans reprise a aussi été tracée pour permettre la comparaison entre les deux phénomènes.

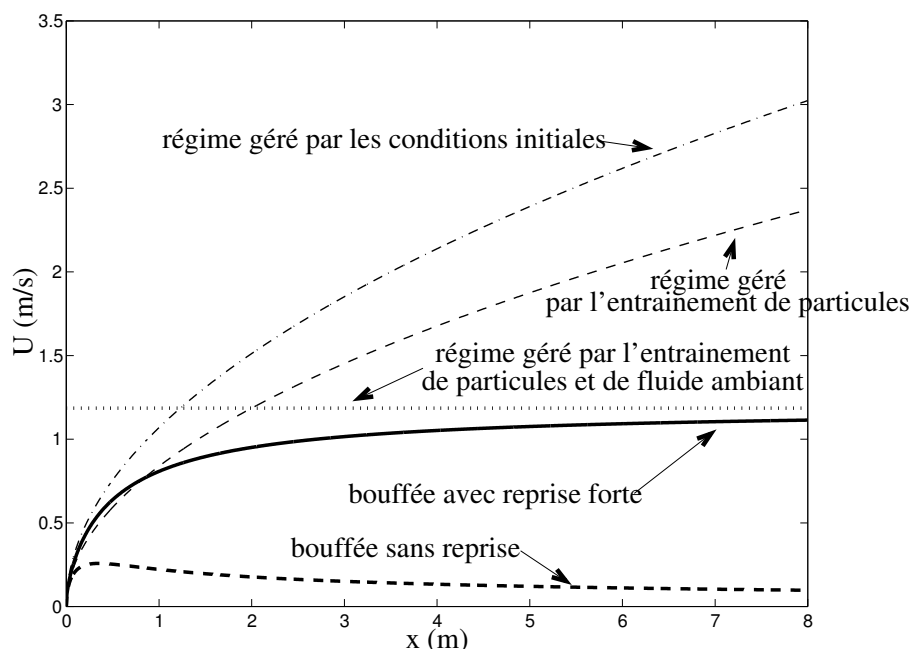


FIG. 4.8: Représentation de la vitesse  $U$  et des trois expressions simplifiées pour une bouffée de laboratoire avec une reprise forte. La courbe donnant la vitesse  $U$  dans le cas sans reprise a aussi été tracée pour permettre la comparaison entre les deux phénomènes.

zones bien marquées dans lesquelles un phénomène est vraiment prépondérant à lui tout seul. Ainsi dans ce contexte, les expressions analytiques simplifiées ne permettent pas de remplacer localement l'expression de la vitesse par une expression plus simple découlant d'un régime donné. Par contre, elles permettent de mettre en évidence au cours de l'évolution de l'écoulement quels sont les phénomènes qui ont une importance et quels sont ceux qui sont secondaires.

L'étude des différentes expressions simplifiées dans les différentes configurations de reprise nous a permis d'identifier les différentes phases de l'écoulement ainsi que leurs caractéristiques. De plus, dans les zones où l'on a adéquation entre la vitesse de l'avalanche et la vitesse donnée par une des expressions simplifiées, nous disposons alors pour cette région d'une expression analytique simplifiée de la vitesse. Cette expression, riche en enseignement du point de vue de la physique de l'écoulement, va aussi être utile dans la partie suivante lors de l'étude de sensibilité du modèle de bouffée.

### 4.3 Étude de sensibilité

Après avoir étudié les zones d'influence des différents phénomènes physiques sur la vitesse d'écoulement des bouffées de laboratoire et des avalanches, nous allons maintenant porter notre attention sur une étude de sensibilité de la vitesse des avalanches (resp. des bouffées). En effet il est intéressant de regarder quelle influence a la variation des différents paramètres sur l'évolution de la vitesse de l'écoulement. Nous nous aiderons pour cela des expressions simplifiées précédemment définies.

L'étude de sensibilité est menée séparément pour les quatre paramètres suivants :

- $A_0$  le volume bidimensionnel initial de l'avalanche,
- $\Delta\rho_0$  la différence de densité initiale entre l'avalanche et le fluide ambiant,
- $E$  le coefficient d'entraînement de fluide ambiant,
- $\rho_N\beta h_N$  la quantité de neige entraînée par l'avalanche.

Pour chacun d'entre eux, l'étude regarde comment se comporte la courbe d'évolution de la vitesse lorsque l'on augmente et que l'on diminue la valeur du paramètre considéré de 20 %, de 40 %, de 60 % et de 80 % par rapport à la valeur de référence. Dans chaque cas les paramètres n'étant pas le sujet de l'étude de sensibilité se voient affecter leur valeur de référence. L'ensemble des valeurs de référence utilisées sont celles qui figurent dans les tableaux de valeurs caractéristiques du début du chapitre. L'analyse comporte une partie qualitative, couplée avec une autre plus quantitative faisant intervenir les expressions simplifiées établies précédemment.

#### 4.3.1 Dans le cas sans reprise

##### 4.3.1.1 Pour une avalanche

Sur les figures (4.9), (4.10) et (4.11) sont représentées les trois études de sensibilité pour une avalanche. On constate que la vitesse semble inchangée dans la phase initiale par les variations des paramètres. Il s'agit de la zone dont on a vu qu'elle est "gérée par les conditions initiales" et

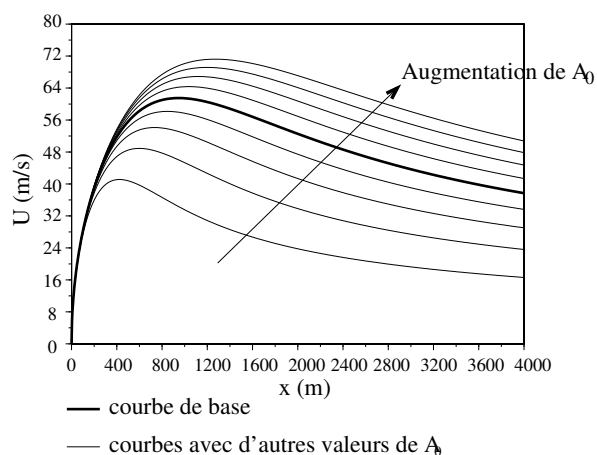


FIG. 4.9: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre de volume initial  $A_0$  pour une avalanche dans le contexte sans reprise. Les valeurs utilisées pour  $A_0$  sont  $A_{0ref} = 200 \text{ m}^2$ , ainsi que  $360 \text{ m}^2$ ,  $320 \text{ m}^2$ ,  $280 \text{ m}^2$ ,  $240 \text{ m}^2$ ,  $160 \text{ m}^2$ ,  $120 \text{ m}^2$ ,  $80 \text{ m}^2$ ,  $40 \text{ m}^2$ .

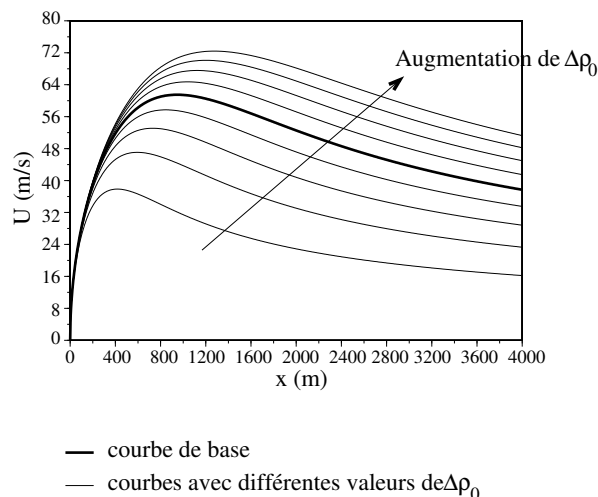


FIG. 4.10: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre de différence de densité initiale  $\Delta\rho_0$  pour une avalanche dans le contexte sans reprise. Les valeurs utilisées pour  $\Delta\rho_0$  sont  $\Delta\rho_{0ref} = 150 \text{ kg/m}^3$ , ainsi que  $270 \text{ kg/m}^3$ ,  $240 \text{ kg/m}^3$ ,  $210 \text{ kg/m}^3$ ,  $180 \text{ kg/m}^3$ ,  $120 \text{ kg/m}^3$ ,  $90 \text{ kg/m}^3$ ,  $60 \text{ kg/m}^3$ ,  $30 \text{ kg/m}^3$ .

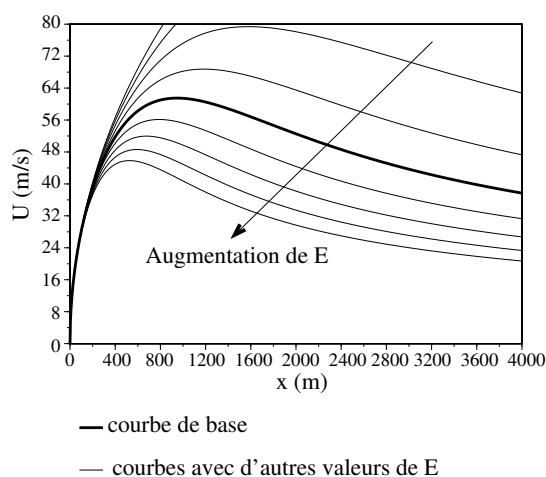


FIG. 4.11: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre d'entraînement de fluide ambiant  $E$  pour une avalanche dans le contexte sans reprise. Les valeurs utilisées pour  $E$  sont  $E_{ref} = 0,2$ , ainsi que  $0,36$ ,  $0,32$ ,  $0,28$ ,  $0,24$ ,  $0,16$ ,  $0,12$ ,  $0,08$ ,  $0,04$ .

pour laquelle la vitesse a une expression de vitesse de chute libre. En effet l'expression simplifiée correspondant à cette zone, pour  $U$ , est la suivante :

$$U = \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 g x \sin \theta}{\Delta\rho_0 + (1 + k_v)\rho_a}} \approx \sqrt{2gx \sin \theta} \quad (4.20)$$

Aucun des trois paramètres n'intervient dans l'expression simplifiée pour une avalanche de neige. De plus la figure (4.1) indique que, dans la zone considérée, l'expression simplifiée et la courbe globale coïncident bien. On a ainsi une confirmation que, dans la première phase de l'écoulement pour une avalanche *sans reprise*, la vitesse  $U$  n'est pas influencée par le choix des différents paramètres  $E$ ,  $A_0$  et  $\Delta\rho_0$ .

En revanche, on observe que dans sa deuxième phase l'avalanche qui n'entraîne pas de neige est soumise à l'influence des trois paramètres. La variation de la vitesse avec les paramètres  $A_0$  et  $\Delta\rho_0$  semble à première vue être la même. Dans cette seconde zone, l'expression simplifiée et la courbe globale coïncident bien (cf figure (4.1)). L'expression simplifiée peut donc nous renseigner sur l'influence des trois paramètres sur la vitesse  $U$ . Elle donne pour  $U$  :

$$U \approx \sqrt{\frac{8\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta}{3(1 + k_v)\rho_a E^2 x}} \quad (4.21)$$

L'analyse de cette expression analytique permet de déduire les deux conclusions suivantes :

- La variation induite par  $\Delta\rho_0$  et  $A_0$  est bien la même, en effet  $U$  varie en  $\sqrt{\Delta\rho_0 A_0}$  ;
- La variation de  $U$  avec  $E$  est en  $1/E$ .

Ainsi dans cette seconde zone, il est nécessaire pour déterminer correctement  $U$  de fournir en entrée des valeurs assez précises pour les trois paramètres. Cependant, pour ce qui concerne  $\Delta\rho_0$  et  $A_0$ , chacun des deux paramètres n'a pas forcément besoin d'être décrit très précisément individuellement. En effet ce qui importe est la bonne détermination de la masse initiale ( $\Delta\rho_0 A_0$ ). Par ailleurs la valeur et la position ( $x_m$ ) du maximum de vitesse ( $U_m$ ) est aussi modifiée par la variation des paramètres. Cette sensibilité de  $x_m$  aux différents paramètres est confirmée par l'expression approchée qui a été établie pour  $x_m$  :

$$x_m \approx \frac{2}{E} \sqrt{\frac{\Delta\rho_0 A_0}{3(1 + k_v)\rho_a}}$$

Ainsi la position  $x_m$  du maximum de la vitesse varie en  $\sqrt{\Delta\rho_0 A_0}$  pour ce qui concerne les données initiales, et en  $1/E$  pour l'entraînement de fluide ambiant. Par ailleurs il est possible de noter que  $U_m$  ( $U_m$  correspond à la valeur maximale de  $U$ ) varie dans le même sens que  $x_m$  lorsque l'on fait varier les paramètres. Ainsi  $U_m$  augmente lorsque  $\Delta\rho_0$  et  $A_0$  augmentent et diminue lorsque  $E$  augmente. Ces deux sens de variation (de  $x_m$  et de  $U_m$ ) sont logiques. En effet,

- l'augmentation de la densité initiale ou du volume initial de l'avalanche induit une augmentation de la masse (initiale) de l'avalanche. Cette masse a un effet moteur sur l'écoulement. Son augmentation tend donc à augmenter la vitesse. Ainsi il est normal que la vitesse maximale  $U_m$  soit augmentée par l'accroissement de ces deux paramètres. Par ailleurs l'augmentation de la masse retarde logiquement le moment où l'entraînement de fluide ambiant commence à avoir une influence notable. Par conséquent,  $x_m$  augmente lorsque  $A_0$  ou  $\Delta\rho_0$  augmente ;

- l'augmentation de  $E$  induit un accroissement de l'influence de l'entraînement de fluide ambiant. Ce phénomène tendant à faire diminuer la vitesse de l'écoulement, l'augmentation de  $E$  conduit nécessairement à une diminution de  $U_m$ . Par ailleurs l'augmentation de  $E$  a aussi pour conséquence le fait que l'influence de l'entraînement de fluide ambiant apparaît de manière plus précoce. Ainsi  $x_m$  diminue lorsque  $E$  augmente.

Enfin la valeur seuil ( $\sqrt{M/N}$ ) qui permet de définir les extrémités des deux zones (pour  $x \ll \sqrt{M/N}$  le régime est régi par la première expression simplifiée, et pour  $x \gg \sqrt{3M/N}$  il est géré par la deuxième) dépend des paramètres comme suit :

$$\sqrt{\frac{M}{N}} = \sqrt{\frac{4(\Delta\rho_0 + (1 + k_v)\rho_a)A_0}{(1 + k_v)\rho_a E^2}} \approx \frac{2}{E} \sqrt{\frac{\Delta\rho_0 A_0}{(1 + k_v)\rho_a}}$$

On a ainsi une variation de cette valeur seuil en  $\sqrt{\Delta\rho_0 A_0}/E$ . Ceci explique le changement de la forme de la courbe observé sur la figure (4.11), lorsque  $E$  décroît. En effet, au fur et à mesure que  $E$  décroît la valeur de l'ordre de grandeur de  $x$  pour lequel le régime est régi par la deuxième expression simplifiée s'amplifie rapidement jusqu'à sortir de notre cadre d'étude.

La conclusion de cette étude de sensibilité pour une avalanche, nous permet de dire qu'il n'y a que dans la première phase de l'écoulement que l'avalanche est relativement indépendante des paramètres choisis pour la modéliser. Dès que l'on s'éloigne de la position d'origine de l'avalanche, l'évaluation correcte de la vitesse nécessite une bonne détermination des trois paramètres d'entrée.

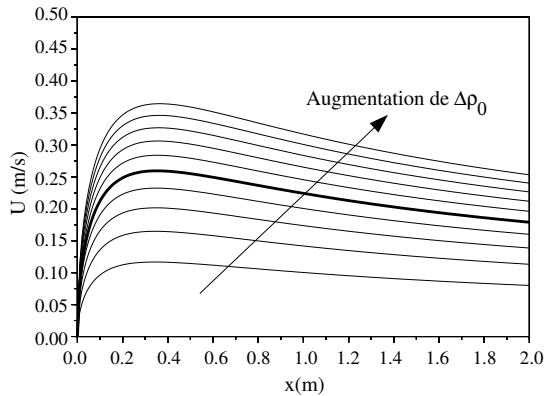
#### 4.3.1.2 Pour une bouffée de laboratoire

Sur les figures (4.12), (4.13) et (4.14) sont représentées les trois études de sensibilité pour une bouffée de laboratoire. Tout comme dans le cas des avalanches, la zone où les différents paramètres ont la plus grande influence est la zone des abscisses les plus grandes. Cependant, il est à noter que dans la première phase de l'écoulement de la bouffée, le comportement de la vitesse  $U$  par rapport aux variations du paramètre de densité initiale  $\Delta\rho_0$  n'est pas similaire à celui que l'on observe pour les avalanches. En effet, si  $E$  et  $A_0$  semblent, une fois encore, ne pas avoir d'influence sur le comportement de la vitesse  $U$  dans la première phase de l'écoulement de la bouffée (cf figures (4.13) et (4.14)), en revanche les variations de la différence de densité initiale  $\Delta\rho_0$  modifient le comportement de la vitesse de la bouffée (cf figure (4.12)). La figure (4.2) indique que la vitesse de la bouffée est bien approchée dans la première phase par l'expression simplifiée. Nous utilisons donc à nouveau l'expression simplifiée correspondante pour comprendre l'influence des différents paramètres sur la vitesse  $U$ . Dans la première phase de l'écoulement l'expression simplifiée s'exprime par :

$$U \approx \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 g \sin \theta x}{\Delta\rho_0 + (1 + k_v)\rho_a}} \approx \sqrt{\frac{2\Delta\rho_0 g \sin \theta x}{(1 + k_v)\rho_a}}$$

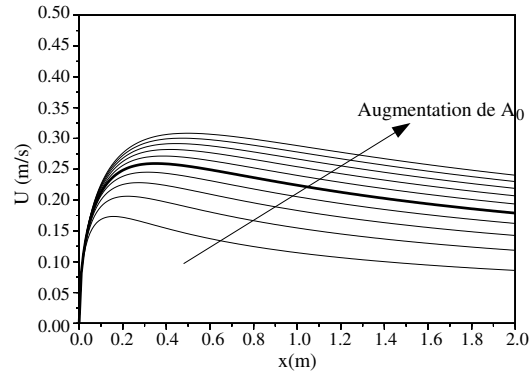
Elle permet ainsi de conclure qu'il est normal que  $E$  et  $A_0$  ne jouent pas de rôle contrairement à  $\Delta\rho_0$  dans la valeur de  $U$  pour la première phase de l'écoulement. Le fait que  $\Delta\rho_0$  ait une influence provient de ce que la bouffée de laboratoire a un comportement de type Boussinesq et qu'ainsi





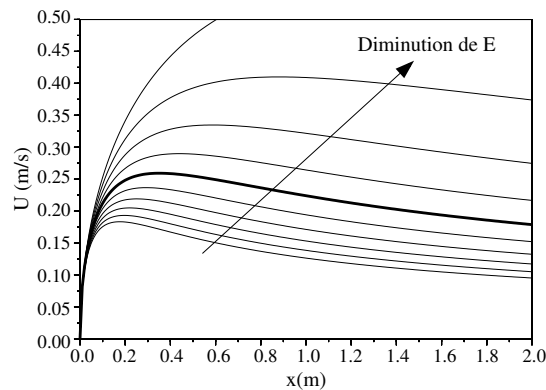
— courbe de base      — courbes avec différents  $\Delta\rho_0$

FIG. 4.12: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre de différence de densité initiale  $\Delta\rho_0$  pour une bouffée de laboratoire dans le contexte sans reprise. Les valeurs utilisées pour  $\Delta\rho_0$  sont  $\Delta\rho_{0ref} = 100 \text{ kg/m}^3$ , ainsi que  $200 \text{ kg/m}^3$ ,  $180 \text{ kg/m}^3$ ,  $160 \text{ kg/m}^3$ ,  $140 \text{ kg/m}^3$ ,  $120 \text{ kg/m}^3$ ,  $80 \text{ kg/m}^3$ ,  $60 \text{ kg/m}^3$ ,  $40 \text{ kg/m}^3$ ,  $20 \text{ kg/m}^3$ .



— courbe de base      — courbes avec différents  $A_0$

FIG. 4.13: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre de volume initial  $A_0$  pour une bouffée de laboratoire dans le contexte sans reprise. Les valeurs utilisées pour  $A_0$  sont  $A_{0ref} = 0,013 \text{ m}^2$ , ainsi que  $0,027 \text{ m}^2$ ,  $0,024 \text{ m}^2$ ,  $0,021 \text{ m}^2$ ,  $0,019 \text{ m}^2$ ,  $0,016 \text{ m}^2$ ,  $0,011 \text{ m}^2$ ,  $0,008 \text{ m}^2$ ,  $0,005 \text{ m}^2$ ,  $0,003 \text{ m}^2$ .



— courbe de base      — courbes avec différents  $E$

FIG. 4.14: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre d'entraînement d'air  $E$  pour une bouffée de laboratoire dans le contexte sans reprise. Les valeurs utilisées pour  $E$  sont  $E_{ref} = 0,4$ , ainsi que  $0,8$ ,  $0,72$ ,  $0,64$ ,  $0,56$ ,  $0,48$ ,  $0,32$ ,  $0,24$ ,  $0,16$ ,  $0,08$ .

$\Delta\rho_0 \ll \rho_a$ . Ainsi la différence de comportement de  $U$  avec  $\Delta\rho_0$  dans la première phase de l'écoulement entre le cas d'une avalanche et le cas d'une bouffée de laboratoire est due au fait que l'une a un comportement de type non Boussinesq quand l'autre a un comportement de type Boussinesq.

La zone sous influence de la première expression simplifiée est l'ensemble des  $x$  tels que :

$$x \ll \frac{M}{B} = \left(1 + \frac{\Delta\rho_0}{(1+k_v)\rho_a}\right) \frac{\sqrt{A_0}}{E} \approx \frac{\sqrt{A_0}}{E}$$

Ainsi seuls  $E$  et  $A_0$  influent de manière notable sur la taille de la première zone de l'écoulement. Comme dans le cas de l'avalanche,  $A_0$  en augmentant, tend logiquement à étendre la taille de la zone sous influence des conditions initiales.  $E$  en augmentant, accroît l'influence de l'entraînement de fluide ambiant et induit ainsi une diminution de la zone dans laquelle l'entraînement de fluide ambiant n'intervient pas.

Le comportement de  $U$  dans la deuxième zone de l'écoulement avec les trois paramètres  $E$ ,  $\Delta\rho_0$  et  $A_0$  est, à un facteur près, le même que pour l'avalanche. En effet l'expression simplifiée, est la même analytiquement que pour l'avalanche. Il s'agit de :

$$U \approx \sqrt{\frac{8\Delta\rho_0 A_0 g \sin \theta}{3(1+k_v)\rho_a E^2 x}} \quad (4.22)$$

Nous ne reviendrons donc pas sur la variation de  $U$  dans cette zone puisque nous l'avons déjà étudiée en détail pour l'avalanche. Il est cependant nécessaire de noter que l'étendue de la zone n'est pas la même dans les deux cas. En effet le seuil à partir duquel la vitesse est régie par la deuxième expression simplifiée est pour la bouffée de laboratoire :

$$x \gg \frac{3B}{2N} = \frac{6\sqrt{A_0}}{E} \quad (4.23)$$

Une fois encore, ce seuil n'est géré que par les variations de  $A_0$  et de  $E$  et il est indépendant de celles de  $\Delta\rho_0$ . L'augmentation de  $A_0$  pousse à retarder le début de la zone où les conditions initiales n'ont plus d'influence,  $E$  agit en sens contraire car son augmentation accroît l'influence de l'entraînement de fluide ambiant.

En conclusion la sensibilité de la vitesse  $U$  aux différents paramètres  $E$ ,  $\Delta\rho_0$  et  $A_0$  est assez similaire pour les deux types d'écoulement (avalanche et bouffée de laboratoire) dans leur deuxième phase. Les principales différences résident dans le comportement de  $U$  dans la première zone et dans l'étendue respective des différentes zones. Dans les deux cas  $A_0$  et  $E$  jouent le même rôle pour les avalanches et pour les bouffées de laboratoire. En revanche,  $\Delta\rho_0$  n'a pas du tout la même influence sur les deux phénomènes. En effet pour une avalanche la vitesse dans la première phase de l'écoulement n'est pas influencée par la différence de densité initiale  $\Delta\rho_0$ , par contre l'étendue des zones l'est. Pour la bouffée de laboratoire c'est exactement le contraire. Ainsi dans la première phase la vitesse de la bouffée varie en  $\sqrt{\Delta\rho_0}$  alors que dans le cas de l'avalanche elle est insensible à la variation de  $\Delta\rho_0$ . L'étendue des zones qui varie en  $\sqrt{A_0}/E$  ne dépend pas de  $\Delta\rho_0$  dans le cas des bouffées. Ces différences de comportement entre les deux types d'écoulement, relatives au paramètre  $\Delta\rho_0$ , sont entièrement dues au fait que l'un des écoulements est de type non Boussinesq et l'autre est de type Boussinesq.

### 4.3.2 Dans le cas avec reprise

L'étude de sensibilité qui suit est focalisée sur les expressions simplifiées qui n'ont pas déjà été étudiées pour le cas des avalanches (resp. des bouffées) *sans reprise*. Comme pour le cas *sans reprise* il est bien entendu que cette étude est partielle car certaines zones ne sont pas décrites par des expressions simplifiées. Cependant cela permet d'avoir une idée au moins qualitative de la dépendance de la vitesse des différentes avalanches par rapport aux différents paramètres d'entrée. Dans le cas d'une *reprise forte* les expressions simplifiées restant assez éloignées de la réalité de la vitesse de l'écoulement, une étude qualitative de sensibilité similaire aux précédentes est aussi proposée (par variation des valeurs des paramètres).

#### 4.3.2.1 Dans le cas où la reprise est *très faible* ou *faible*

Comme il a été vu précédemment la vitesse d'une avalanche avec une *reprise très faible* ne diffère pratiquement pas de celle d'une l'avalanche *sans reprise*. La sensibilité en fonction des différents paramètres est donc la même. Une bouffée de laboratoire avec *reprise très faible* se différencie de celle *sans reprise* dans sa deuxième phase. Elle tend vers l'expression simplifiée :

$$U = \sqrt{\frac{L}{2N}} = \sqrt{\frac{2\rho_N\beta h_N g \sin \theta}{(1 + k_v)\rho_a E^2}} \quad (4.24)$$

Ces résultats sont aussi valables pour les deux types d'écoulements avec une *reprise faible*. Ainsi dans leur deuxième phase tous ces écoulements ont une sensibilité de la vitesse avec les différents paramètres en  $\sqrt{\rho_N\beta h_N}$  et en  $1/E$ . Les conditions initiales n'ont logiquement aucune influence sur la vitesse dans cette seconde zone.

#### 4.3.2.2 Dans le cas où la reprise est *forte*

Pour une *reprise forte*, une nouvelle expression simplifiée intermédiaire est apparue lors de l'étude précédente. Il s'agit de :

$$U = \sqrt{\frac{2Lx}{3B}} = \sqrt{\frac{2\rho_N\beta h_N g \sin \theta x}{3(\rho_N\beta h_N + (1 + k_v)\rho_a E\sqrt{A_0})}} \quad (4.25)$$

Cette expression simplifiée correspond à la vitesse  $U$  dans une zone médiane comprise entre les deux expressions simplifiées extrêmes pour lesquelles l'étude de sensibilité a déjà été menée. Pour une avalanche, son comportement non Boussinesq permet de simplifier l'expression de  $U$  en :

$$U = \sqrt{\frac{2Lx}{3B}} = \sqrt{\frac{2g \sin \theta x}{3}} \quad (4.26)$$

On voit donc que dans la zone médiane pour une avalanche ayant une *reprise forte*, l'expression simplifiée correspondante n'est influencée de manière notable par aucun des paramètres d'entrée du modèle. Une bouffée de laboratoire ayant un comportement de type Boussinesq aucune simplification de l'expression simplifiée n'est possible. La vitesse  $U$  a pour expression une fraction

faisant intervenir  $\rho_N \beta h_N$ ,  $E$  et  $\sqrt{A_0}$ . Par contre dans cette zone l'expression simplifiée de la bouffée de laboratoire ne dépend pas non plus de la différence de densité initiale  $\Delta\rho_0$ . Une étude plus qualitative mais plus centrée directement sur la sensibilité réelle de la vitesse de l'avalanche aux différents paramètres  $A_0$ ,  $\Delta\rho_0$  et  $E$  est proposée sur les figures (4.15), (4.16) et (4.17). L'obser-

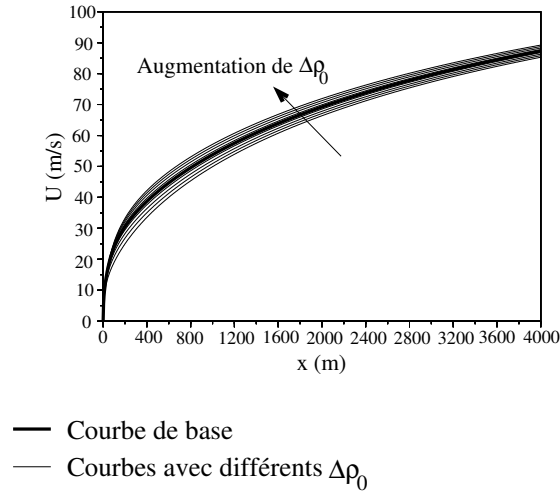


FIG. 4.15: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre de différence de densité initiale  $\Delta\rho_0$  pour une avalanche dans le contexte d'une forte reprise. Les valeurs utilisées pour  $\Delta\rho_0$  sont  $\Delta\rho_{0ref} = 150 \text{ kg/m}^3$ , ainsi que  $270 \text{ kg/m}^3$ ,  $240 \text{ kg/m}^3$ ,  $210 \text{ kg/m}^3$ ,  $180 \text{ kg/m}^3$ ,  $120 \text{ kg/m}^3$ ,  $90 \text{ kg/m}^3$ ,  $60 \text{ kg/m}^3$ ,  $30 \text{ kg/m}^3$ .

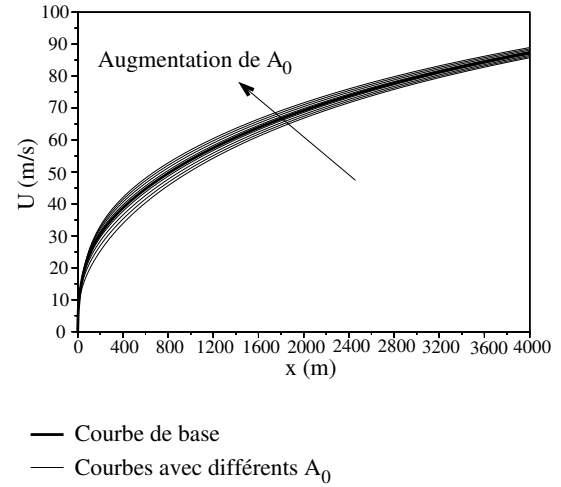


FIG. 4.16: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre de volume initial  $A_0$  pour une avalanche dans le contexte d'une forte reprise. Les valeurs utilisées pour  $A_0$  sont  $A_{0ref} = 200 \text{ m}^2$ , ainsi que  $360 \text{ m}^2$ ,  $320 \text{ m}^2$ ,  $280 \text{ m}^2$ ,  $240 \text{ m}^2$ ,  $160 \text{ m}^2$ ,  $120 \text{ m}^2$ ,  $80 \text{ m}^2$ ,  $40 \text{ m}^2$ .

vation de ces trois figures confirme le fait que dans un cas de *forte reprise* les données initiales ne jouent pratiquement aucun rôle dans l'évolution de la vitesse au fur et à mesure de l'écoulement. Ainsi les seules sensibilités de la vitesse dans ce contexte sont les sensibilités aux paramètres  $E$  et  $\Delta\rho_N \beta h_N$ . Ces deux sensibilités sont quant à elles dignes d'intérêt.

## 4.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de voir, un peu plus en détail, les différents comportements possibles que recèle l'expression analytique donnant la vitesse de l'avalanche (resp. de la bouffée). Nous avons ainsi pu isoler les régimes suivants pour les avalanches (resp. les bouffées) n'entraînant pas de particules :

- la première partie de l'écoulement de l'avalanche est une zone régie uniquement par les conditions initiales de l'avalanche  $A_0$  et  $\Delta\rho_0$ . Le comportement de la vitesse est un comportement de type chute libre d'un corps de masse constante ;
- la dernière partie de l'écoulement correspond à un régime gouverné par la masse de l'avalanche  $\Delta\rho_0 A_0$  et par son taux de croissance volumique  $E$ , mais plus du tout par le volume

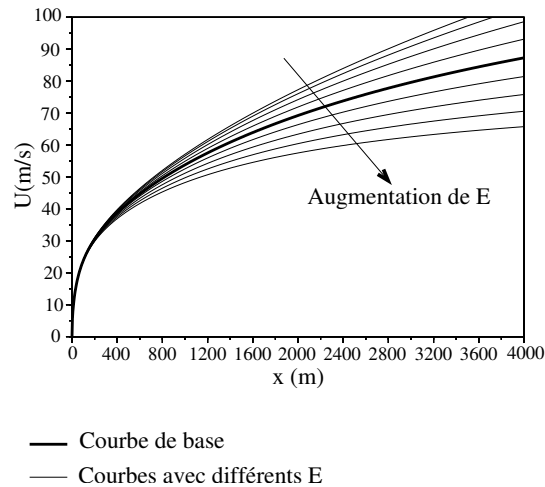


FIG. 4.17: Sensibilité de la vitesse  $U$  au paramètre d'entraînement de fluide ambiant  $E$  pour une avalanche dans le contexte d'une forte reprise. Les valeurs utilisées pour  $E$  sont  $E_{ref} = 0, 2$ , ainsi que  $0, 36, 0, 32, 0, 28, 0, 24, 0, 16, 0, 12, 0, 08, 0, 04$ .

initial  $A_0$ .

Pour les avalanches entraînant des particules les régimes de comportement suivants sont apparus en plus de ceux précédemment cités :

- A terme les avalanches entraînant des particules finissent toujours par rejoindre plus ou moins vite un régime où leur vitesse ne dépend plus que de l'entraînement de fluide ambiant d'une part et des particules d'autre part ;
- Les avalanches ayant une *forte reprise* de particules passent par un régime intermédiaire pour lequel leur vitesse est gérée par l'entraînement de particules et par l'entraînement de fluide ambiant sans qu'il y ait d'équilibre entre les deux phénomènes. Dans cette zone l'entraînement de particules est le phénomène dont l'influence est majoritaire.

L'étude a aussi mis en évidence que, principalement pour le début des écoulements, le fait que les avalanches soient de type non Boussinesq alors que les bouffées de laboratoire sont de type Boussinesq induit des différences de comportement de l'avalanche, notamment pour ce qui concerne l'influence du paramètre de différence de densité  $\Delta\rho_0$ .

Enfin l'étude de sensibilité a montré que la sensibilité de la vitesse de l'avalanche (resp. de la bouffée) aux différents paramètres d'entrée du modèle était beaucoup plus importante dans la deuxième phase de l'écoulement que dans la première. Ainsi une description de la première phase de l'écoulement peut se faire sans trop d'erreur avec des valeurs "approchées" des paramètres. En revanche la deuxième phase de l'avalanche (resp. de la bouffée) étant beaucoup plus sensible à la variation des paramètres, la détermination précise de la vitesse passe nécessairement par une détermination précise des paramètres d'entrée du modèle. Dans le cas particulier des écoulements avec une *forte reprise* les deux paramètres qui se révèlent avoir véritablement une importance sont l'entraînement de particules ainsi que l'entraînement de fluide ambiant. Les grandeurs initiales ne sont dans ce cas là source de pratiquement aucune variation pour la vitesse  $U$ .

# Chapitre 5

## Étude expérimentale en laboratoire des bouffées

### 5.1 Objectifs de l'étude

L'étude du chapitre précédent a montré que les paramètres importants pour l'évolution de la vitesse d'une bouffée sont le taux d'entraînement du fluide ambiant  $E$  et la masse de particules entraînée par l'écoulement par unité de longueur ( $\beta\rho_N h_N$ ). Nous avons donc choisi de nous intéresser à ces deux paramètres d'un point de vue expérimental en laboratoire et ce pour affiner la connaissance que l'on en a.

Les motivations et objectifs de l'étude expérimentale du taux d'entraînement de fluide ambiant  $E$  par l'écoulement sont les suivants. Les études expérimentales antérieures dédiées à l'écoulement des avalanches (c'est-à-dire s'intéressant à des écoulements sur forte pente) [5, 7] ont permis d'établir des lois de variation du taux de croissance en hauteur d'une bouffée ( $dH/dx_f$ ) en fonction de l'angle de la pente  $\theta$  (les taux de croissance  $dH/dx_f$  et  $E$  sont reliés via un rapport de facteurs de forme). Ces études ont été réalisées dans le contexte d'écoulements de bouffées d'eau salée *en régime lointain*<sup>1</sup>.

- Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, durant la plus grande partie de leur écoulement, les avalanches ont une vitesse qui augmente au cours du temps. Un des buts de l'étude a été de vérifier si les lois établies pour la croissance de la bouffée dans la *phase lointaine* s'appliquent encore dans la *phase proche* ou si il est nécessaire d'établir de nouvelles lois de variation. Pour cela des expériences ont été réalisées à l'aide de bouffées d'eau salée s'écoulant *en régime proche* ;
- Les expériences antérieures qui ont permis d'obtenir les lois de variation du taux de croissance en hauteur  $dH/dx_f$  en fonction de  $\theta$  ont été réalisées avec des écoulements de bouffées d'eau salée. Les avalanches n'étant pas des fluides monophasiques, mais des suspensions de particules, nous avons voulu étudier si le fait que l'écoulement soit celui d'une bouffée de turbidité et non celui d'une bouffée de densité avait un impact sur son taux de croissance.

---

<sup>1</sup>Par écoulements *en régime lointain*, est exprimé le fait qu'il s'agit de bouffées dont la vitesse varie en  $x^{-1/2}$ , c'est à dire d'écoulements dont la vitesse est gouvernée par la masse de la bouffée et par son taux de croissance volumique (cf chapitre (4)). La dénomination écoulement *en régime proche* concerne des écoulements pour lesquels la vitesse dans la configuration *sans reprise de particules* est dans la zone proche du maximum de vitesse.

Pour cela nous avons étudié des écoulements de bouffées de turbidité réalisées à l'aide de suspensions de particules de sciure.

La deuxième partie de l'étude expérimentale a concerné d'une part l'étude de l'influence de l'entraînement de particules sur la vitesse de la bouffée et d'autre part une étude phénoménologique visant à comprendre le fonctionnement des mécanismes d'entraînement des particules au sein de la bouffée. L'influence de l'entraînement de particules sur la vitesse de la bouffée a été étudiée à l'aide d'écoulements de suspensions de sciure s'écoulant sur un lit de sciure mobilisable ainsi qu'à l'aide d'écoulements de bouffées d'eau salée s'écoulant sur un lit de billes de verre mobilisable. Dans les deux cas la vitesse de la bouffée a été mesurée dans un contexte sans entraînement de particules, puis dans un contexte avec entraînement de particules en vue d'une comparaison. L'étude phénoménologique des mécanismes d'entraînement de particules a été réalisée à partir de films des expériences de bouffées d'eau salée entraînant des particules.

Dans un premier temps le cadre expérimental ainsi que les méthodes d'acquisition et de traitement de données sont présentés. Les différents résultats des expériences visant à répondre aux objectifs fixés sont ensuite exposés.

## 5.2 Présentation du cadre expérimental

Dans cette partie sont présentés successivement :

- le dispositif expérimental et ses différentes configurations ;
- les matériaux utilisés pour réaliser des bouffées de densité ou de turbidité ainsi que pour créer la couche de particules à éroder ;
- les techniques de mesures utilisées ainsi que le traitement des données associé.

### 5.2.1 Le canal et ses différentes configurations

Le dispositif utilisé pour les expériences est un canal immergé dans une cuve contenant 20 m<sup>3</sup> d'eau douce (cf figure (5.1)). Le canal est en plexiglas, il mesure 2 m de long, 30 cm de large et

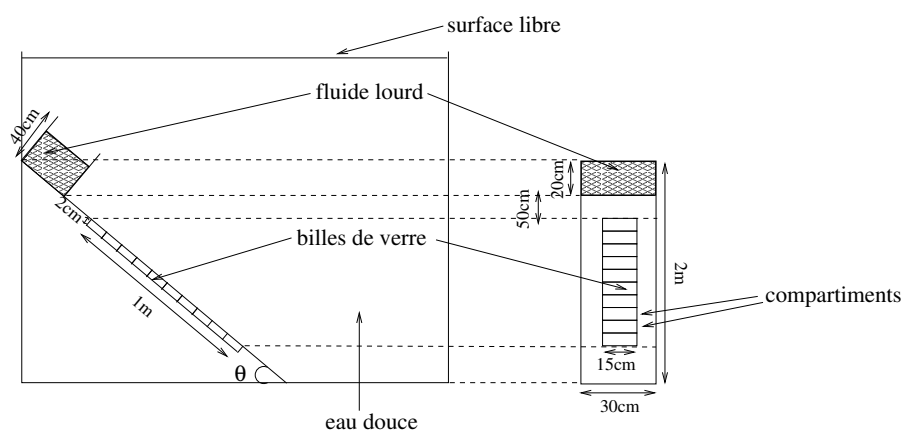


FIG. 5.1: Le dispositif expérimental

40 cm de haut. Son inclinaison peut être choisie dans une plage variant environ de  $0^\circ$  à  $50^\circ$ . En tête de canal se situe un réservoir parallélépipédique de taille  $0,2\text{ m} \times 0,3\text{ m} \times 0,2\text{ m}$ . Le fluide lourd (eau salée ou particules) est stocké dans ce réservoir avant d'être libéré dans le canal rempli d'eau douce. Le lâcher se fait à l'aide d'une vanne guillotine soulevée manuellement au temps  $t = 0$ . Lorsque le fluide lourd est une suspension de sciure, le volume stocké dans le réservoir est agité avant l'ouverture de la vanne et ce pour mettre les particules de sciure en suspension uniforme. L'agitation est faite à l'intérieur du réservoir de stockage à l'aide d'une grille rectangulaire déplacée de haut en bas et de bas en haut trois fois d'affilée. Cette agitation permet de mettre toutes les particules de sciure en suspension. Après un court moment d'attente la vanne est ensuite ouverte. Pour les bouffées d'eau salée, aucune agitation préalable n'est nécessaire. Le volume d'eau salée est libéré tel quel dans le canal.

Suivant le type d'expériences réalisées (bouffées d'eau salée ou bouffées de sciure en suspension) le fond du canal ne présente pas le même aspect.

- Pour les expériences avec des bouffées de sciure, *sans entraînement de particules*, le fond du canal a été choisi rugueux, avec une rugosité faite à l'aide de particules de sciure collées. Les mêmes expériences *avec entraînement de particules* se sont déroulées après que l'on a déposé au préalable une couche de particules de sciure d'environ 1 mm à 2 mm sur le fond rugueux du canal ;

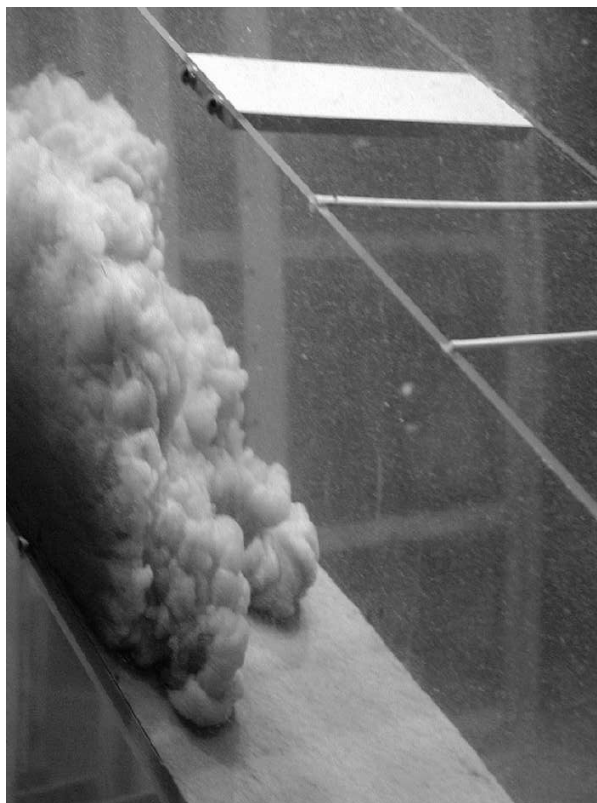


FIG. 5.2: *Bouffée de sciure s'écoulant dans le canal incliné à  $45^\circ$  dans une configuration avec entraînement de particules (i.e.) le fond du canal a été recouvert au préalable d'une couche de sciure de 1 mm à 2 mm d'épaisseur.*



- Les expériences avec des bouffées d'eau salée *sans entraînement de particules* ont été réalisées avec un fond lisse pour le canal. Enfin pour les expériences avec des bouffées d'eau salée entraînant des billes de verre, le dispositif a été un petit peu modifié. Le canal a été percé en son centre pour que l'on puisse y insérer un bac compartimenté rempli de billes de verre (cf figure (5.1)). Les dimensions de ce bac sont : 2 cm de profondeur, 1 m de longueur et 15 cm de largeur.

### 5.2.2 Les matériaux employés

Le choix des matériaux utilisés s'est révélé crucial tout au long des expériences. C'est pour cela que sont présentés ici les caractéristiques des matériaux choisis (à l'exception de l'eau salée utilisée pour réaliser des bouffées monophasiques) ainsi que pourquoi nous les avons choisis et pourquoi d'autres ayant attiré notre attention ont finalement été laissés de côté.

Le premier objectif a été de parvenir à réaliser des suspensions de particules. Les premiers matériaux utilisés étaient de type sable ou billes de verre. Ces matériaux se sont rapidement révélés être trop lourds. Par conséquent il n'était pas possible de les maintenir en suspension. Nous avons donc cherché un matériau plus léger. Notre choix s'est finalement porté sur la sciure d'épicéa. En effet cette dernière a la particularité une fois mouillée d'être légèrement plus lourde que l'eau ( $\rho_p \simeq 1060 \text{ kg/m}^3$ ). En revanche, l'inconvénient majeur de la sciure utilisée est qu'elle est peu calibrée et que les particules ne sont pas sphériques. Ces dernières se présentent plutôt comme des « épines » (cf figure (5.3)). Nous avons déterminé les caractéristiques physiques de la sciure ayant une importance pour notre étude à savoir la taille des particules, leur masse volumique une fois mouillées et leur vitesse de sédimentation dans l'eau. La *distribution de taille* a été déterminée à l'aide d'un microscope assisté par ordinateur. Sur la figure (5.4) sont représentées la longueur et la largeur de trois cent particules environ. La masse volumique des particules de sciure mouillée a été



FIG. 5.3: Échantillon de particules de sciure vu au microscope.

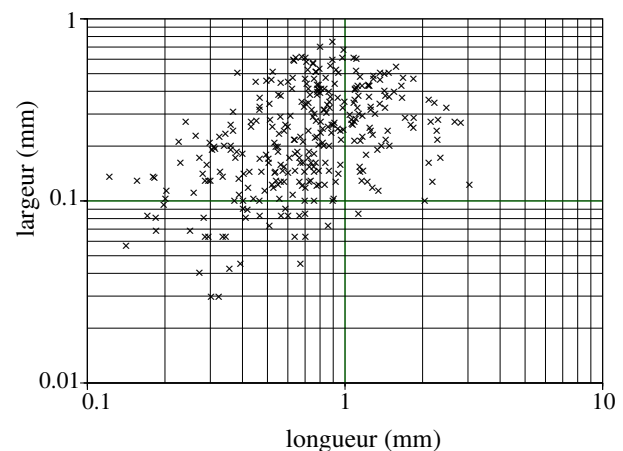


FIG. 5.4: Distribution de taille de 300 particules environ.

déterminée par pesée. Pour cela, une suspension de particules de sciure mouillée a tout d'abord été pesée ( $M_{p+e}$ ). Le même volume d'eau que la précédente suspension a ensuite été pesé ( $M_e$ ). Enfin le volume d'eau résultant de la filtration de la suspension initiale a lui aussi fait l'objet d'une pesée

( $M_{ef}$ ). A l'aide de ces trois grandeurs il est possible d'obtenir la masse volumique des particules de sciure mouillée :

$$\rho_p = \rho_a \times \frac{M_{p+e} - M_{ef}}{M_e - M_{ef}} \quad (5.1)$$

avec  $\rho_a$  la densité de l'eau. L'expérience a été répétée une dizaine de fois. Cela a fourni pour les particules de sciure une masse volumique

$$\rho_p = 1060 \text{ kg/m}^3$$

avec un écart type de  $9 \text{ kg/m}^3$ . L'incertitude correspondant aux différentes mesures réalisées a été estimée. Elle conduit à une erreur absolue sur la densité ( $\rho_p$ ) des particules de  $\pm 20 \text{ kg/m}^3$ . La masse volumique des particules de sciure permet de déterminer la masse volumique initiale des suspensions de sciure réalisées, moyennant la connaissance de la masse de sciure utilisée pour chacune des expériences et du volume du réservoir de stockage ( $0,2 \times 0,3 \times 0,2 \text{ m}^3$ ). Il a ainsi été possible d'établir que les bouffées de sciure réalisées ont une masse volumique initiale ( $\rho_0$ ) de  $1003 \text{ kg/m}^3 \pm 1,5 \text{ kg/m}^3$ .

La vitesse de sédimentation des particules a été mesurée directement en visualisant par film la chute de particules de sciure mouillée dans un grand volume d'eau. La sédimentation d'une centaine de particules a été observée. De ces mesures une vitesse moyenne de sédimentation des particules de sciure ( $v_s$ ) a été déterminée :

$$v_s \approx 8 \text{ mm/s}$$

Lors de la réalisation des expériences de bouffées *avec entraînement de particules*, un nouveau problème s'est présenté. En effet ces expériences ont été menées sur des pentes fortement inclinées ( $30^\circ$  et  $45^\circ$ ), et il est très difficile d'arriver à faire tenir une couche épaisse de particules sur de telles pentes. Ainsi les premières expériences ont été faites avec un lit peu épais de sciure (1 mm à 2 mm). Systématiquement l'intégralité du lit était érodée par le passage de la bouffée. Différents moyens permettant d'obtenir un lit de particules plus épais ont alors été explorés.

Tout d'abord nous avons étudié la possibilité de faire un lit à base de particules de limaille de fer que l'on maintiendrait à l'aide d'un aimant, ce dernier devant être enlevé juste avant le début de l'écoulement pour ne pas ajouter de force magnétique sur les particules. Cette « technique » s'est révélée infructueuse. En effet la limaille de fer ayant une masse volumique importante il convenait de choisir des particules fines pour éviter que leur poids n'empêche leur mise en suspension par l'écoulement. Les particules ont alors été choisies avec une taille de  $10 \mu\text{m}$ . L'aimantation rémanente des particules de limaille de fer ainsi que surtout leur faible taille a fourni au lit de limaille une cohésion très importante. Ainsi il a été tout à fait impossible d'éroder le lit par quelque moyen que ce soit même après avoir retiré l'aimant.

Une autre idée a été de prendre un fluide dont la rhéologie change lors de la présence d'une contrainte extérieure. Nous avons ainsi envisagé d'utiliser de la bentonite [2]. Il s'agit d'un matériau qui se « liquéfie » lorsqu'une contrainte suffisante lui est appliquée. La valeur de la contrainte-seuil est fortement dépendante du pourcentage d'eau dans le mélange (eau+bentonite) ainsi que du temps de repos du mélange. Il est rapidement apparu que dans le contexte de notre expérience, il ne serait pas possible d'utiliser un tel fluide. En effet la relation contrainte/pourcentage d'eau est très sensible. Notre expérience se révèle être trop grande et trop « lourde » d'utilisation pour pouvoir doser précisément le pourcentage d'eau dans le mélange pour obtenir le phénomène désiré.

Cette deuxième piste ayant été abandonnée pour cause de « non-faisabilité » dans notre contexte, les recherches se sont orientées vers une troisième solution qui fut la solution finale. Un bac de 1 m de long, de 15 cm de large et de 2 cm de profondeur a été inséré dans le canal. Ce bac a été positionné de manière à être à peu près centré sur le milieu du canal. Initialement nous pensions le remplir tel quel de billes de verre, mais il n'est pas possible de maintenir un tel lit avec une pente du canal de 30° environ. Le bac a donc été segmenté en casiers de 10 cm de long ne communiquant pas les uns avec les autres. Cela a ainsi permis d'obtenir un équilibre précaire pour la couche de billes de verre, qui a ensuite été soumise à une érosion partielle due à l'écoulement de bouffées d'eau salée. Du fait de la densité relativement importante du verre (2500 kg/m<sup>3</sup>), les particules ont dû être choisies de petite taille. Des billes de verre de taille moyenne 90 μm ont ainsi été utilisées. La figure (5.5) indique leur répartition granulométrique. Ces billes de verre ainsi que la figure (5.5) ont été gracieusement fournies par H. Toniolo de l'université de Minneapolis. La vitesse de sédimentation moyenne des billes de verre (diamètre 2a = 90 μm) est :

$$v_s = \frac{2\Delta\rho_p g a^2}{9\mu} \simeq 6 \text{ mm/s}$$

Le principal inconvénient de ces particules s'est révélé être, là encore, leur cohésion. En effet une

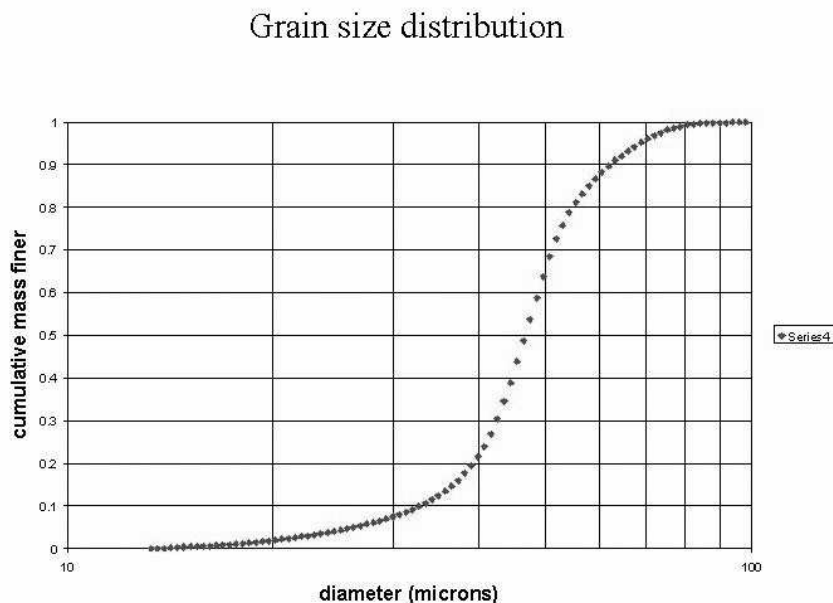


FIG. 5.5: Distribution granulométrique des billes de verre utilisées dans les expériences. (Mesure et Schéma H. Toniolo)

fois mouillée et immergée dans l'eau la couche de particules acquiert une cohésion très importante en quelques minutes. Cette cohésion peut être momentanément réduite en remuant la couche. Il a ainsi été nécessaire d'agiter délicatement, sans déstabiliser l'équilibre précaire en place, un à un tous les casiers avant de lâcher la bouffée pour momentanément diminuer la cohésion de la couche

et qu'ainsi les billes de verre soient mobilisables par la bouffée. Cette technique est très délicate à mettre en oeuvre mais nous a somme toute permis d'obtenir des résultats.

### 5.2.3 Les techniques de mesure et de traitement

#### 5.2.3.1 Pour la mesure des paramètres géométriques

Le but des mesures était de déterminer l'évolution des paramètres géométriques des bouffées au fur et à mesure de leur écoulement. Pour cela, pour chacune des expériences un film de l'écoulement en vue de côté a été réalisé. Les films furent ensuite convertis en séquences d'images. L'objectif était alors de pouvoir mesurer sur chacune des images la hauteur  $H$  de la bouffée, sa longueur  $L$ , son volume bidimensionnel  $A$  et son périmètre supérieur  $P$  (longueur de l'interface entre la bouffée et le fluide ambiant). Nous avons donc écrit un programme de traitement d'image permettant d'accéder à ces différentes grandeurs, en voici le principe :

#### Programme de traitement d'image

Le programme que nous avons développé permet un traitement interactif des images à l'aide de la souris. Ainsi la mesure de hauteur et de longueur a été faite en mesurant directement sur l'image, la hauteur et la longueur de la bouffée (cf figure (5.6)). En effet l'utilisateur peut tracer des traits en surimpression sur l'image, le programme lui indiquant en sortie la longueur du trait dessiné. La mesure du volume bidimensionnel ainsi que du périmètre de la bouffée a nécessité

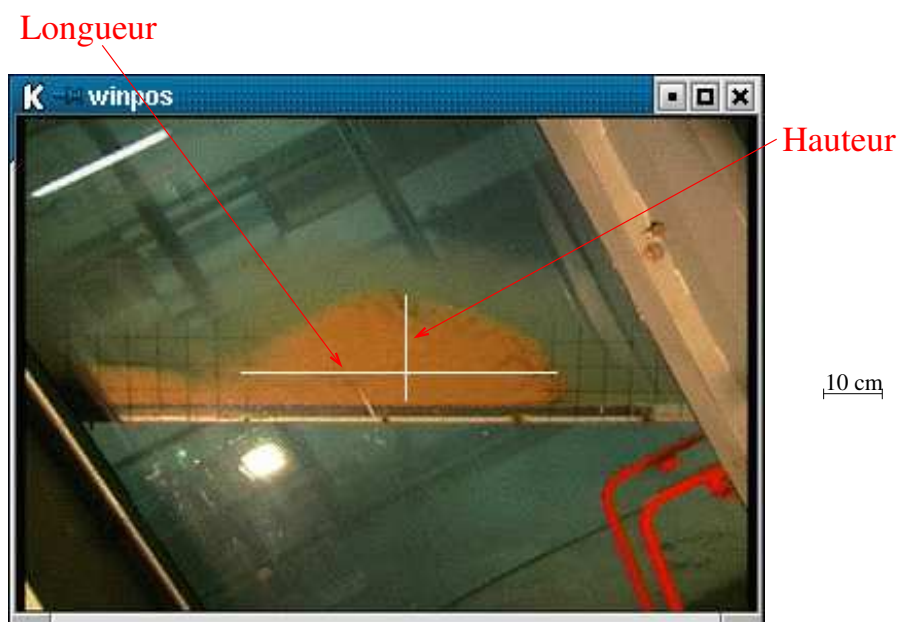


FIG. 5.6: Mesure de la hauteur et de la longueur d'une bouffée directement sur l'image par tracé de traits indiquant ces deux grandeurs. Cette image est celle d'une bouffée de sciure s'écoulant sur une pente de  $32^\circ$ .

un traitement un peu plus développé. En effet la principale difficulté a été d'arriver à définir au

programme de manière précise l'entité « bouffée » pour ensuite lui permettre de calculer le volume bidimensionnel et la longueur du périmètre supérieur de cette dernière. La procédure suivie est la suivante.

Le programme développé travaille sur des fichiers au format bitmap. Il s'agit de fichiers dont l'extension est *.ppm* lorsqu'ils sont en couleurs. L'inconvénient majeur de ce type de fichiers est qu'ils sont très volumineux. Cependant il s'agit d'une conséquence directe de leur avantage qui est que chaque pixel est codé d'une manière très simple pour l'utilisateur. En effet les fichiers se présentent sous la forme suivante :

```
P2
360 240
255
10 142 35 24 111 56 35 78 67 ...
```

La première ligne, sur laquelle figure ici *P2*, indique au logiciel d'affichage de l'image le type (couleur, noir et blanc, niveaux de gris...) du fichier bitmap. Les deux nombres de la ligne suivante correspondent à la taille de l'image. Le premier indique le nombre de colonnes et le deuxième le nombre de lignes. Le nombre figurant sur la troisième ligne est compris entre 0 et 255. Il indique sur combien de valeurs seront codées chacune des couleurs. La série de nombres qui vient après correspond au codage de couleur pour chaque pixel. A chaque pixel correspondent trois nombres. Le premier code le rouge, le deuxième code le vert et le troisième le bleu. On a ainsi une série de  $3 \times (\text{nombre de lignes}) \times (\text{nombre de colonnes})$  nombres tous compris ici entre 0 et 255 qui permettent de connaître les couleurs de tous les pixels de l'image. Le triplet 0 0 0 correspond au noir, 255 255 255 au blanc.

Comme mentionné précédemment, l'utilisation du programme est interactive à l'aide de la souris. L'utilisateur clique en un point de l'image. Les coordonnées de ce point autant d'un point de vue localisation géométrique que de couleur sont mises en mémoire. Le programme recherche alors tous les points qui sont connexes au point initial et dont la couleur est à une distance en couleur inférieure à  $10^3$  du point initial. Cette dernière condition correspond à :

$$(\text{pixel}_v - \text{pixelorigine}_v)^2 + (\text{pixel}_r - \text{pixelorigine}_r)^2 + (\text{pixel}_b - \text{pixelorigine}_b)^2 < 10^3 ?$$

L'algorithme utilisé pour réaliser la recherche des points connexes est un algorithme basé sur un principe récursif simple de parcours de graphe où chaque sommet possède quatre voisins [15]. En superposition de l'image initiale s'affiche alors en blanc le contour de la zone obtenue. En appuyant sur la touche + l'utilisateur peut augmenter la distance en couleur de « 1 en 1 », autant qu'il le veut ainsi la distance en couleur autorisée passe ensuite à  $11^3$  puis à  $12^3$ ... Des retours en arrière sont aussi possibles à l'aide de la touche -. A chaque étape le programme affiche l'enveloppe de la zone obtenue comme illustré sur la figure (5.7). A tout moment l'utilisateur peut cliquer en un autre point et le processus est recommencé à partir du nouveau point choisi. Certaines parties obtenues à l'aide de l'enveloppe connexe peuvent ne pas faire partie de la bouffée. Par exemple les particules qui suivent la bouffée en glissant derrière elles n'en font pas partie mais ont été prises en compte dans le zonage de la figure (5.7). L'utilisateur peut alors décider d'enlever certaines zones. Ainsi, en maintenant enfoncé le bouton de la souris, il est possible de tracer des « limites de zones » au travers desquelles l'enveloppe connexe n'est pas autorisée à passer. Cela permet de séparer les zones qui correspondent à la bouffée de celles qui n'en font pas partie. Cette étape est

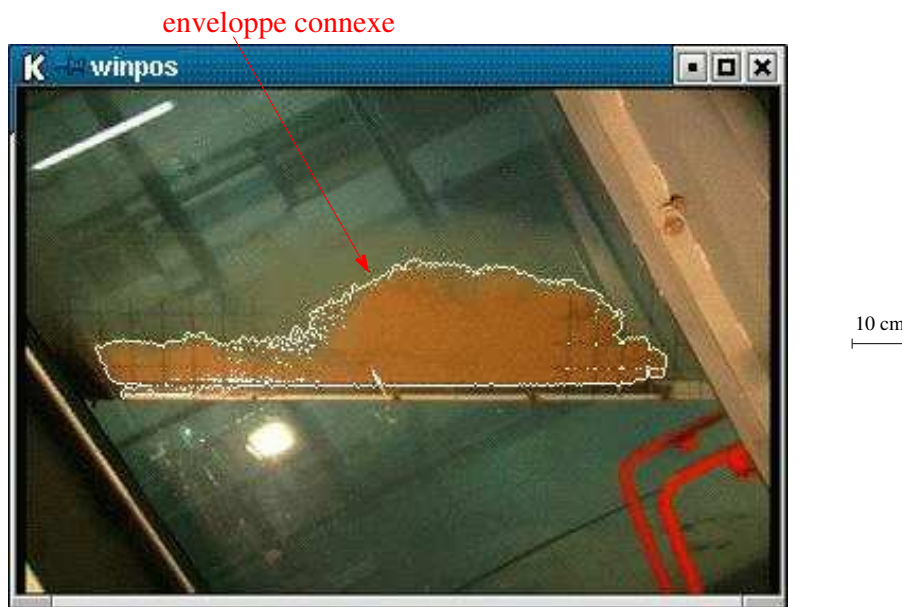


FIG. 5.7: Bouffée de sciure s'écoulant sur une pente de  $32^\circ$ . L'enveloppe obtenue à l'aide du programme est superposée en blanc sur l'image à chaque étape de l'exécution.

illustrée sur la figure (5.8).

Une fois la zone voulue délimitée, l'utilisateur peut choisir de faire afficher le contour convexe supérieur de l'enveloppe connexe obtenue (cf figure (5.9)). L'algorithme utilisé pour réaliser la recherche du contour convexe est l'algorithme de Graham [37]. Tout au long de l'exécution du programme les indications suivantes apparaissent à chaque étape dans la console où a été exécuté le programme :

```
(256 119)/(360 240)(R, G, B) = (153, 89, 26)
peritotal = 318.74
surfacetotal = 5943
perireduit = 221.73
distance = 11
peritotal = 330.12
surfacetotal = 6173
perireduit = 207.93
distance = 12...
```

La première ligne correspond aux coordonnées du point initial choisi. En effet (256 119) est la position du point en nombre de pixels par colonne et par ligne. (360 240) correspond au nombre de colonnes et de lignes de l'image. « distance » indique à quelle distance en couleur le programme est en train de rechercher des points connexes au point initial. « surface<sub>total</sub> » donne la valeur en pixels au carré du volume bidimensionnel, tandis que « peri<sub>reduit</sub> » correspond à la longueur en pixels du contour supérieur de la bouffée. Une dernière fonctionnalité permet d'obtenir la distance

en pixels entre le front de la bouffée et le bord gauche de l'image, pour déterminer la position du front de la bouffée. Il s'agit du même procédé que celui permettant de mesurer la hauteur  $H$  et la longueur  $L$ .

### **Traitement des données**

Une fois l'ensemble des valeurs de  $x_f$ ,  $L$ ,  $H$ ,  $A$  et  $P$  obtenues nous les avons utilisées pour déterminer pour chaque type d'expérience (bouffées d'eau salée et bouffées de sciure pour différents angles de pente) les grandeurs géométriques telles que par exemple le rapport  $L/H$  et les grandeurs de croissance telles que par exemple  $dH/dx_f$ . Ce traitement a consisté en le calcul pour chaque écoulement

- de valeurs moyennes pour les grandeurs ( $L/H$ ,  $A/HL$  et  $P/\sqrt{HL}$ ) dont la valeur est *a priori* constante ;
- de régressions linéaires pour les grandeurs ( $H$  et  $\sqrt{A}$ ) variant linéairement avec la position du front  $x_f$ .

Nous verrons par la suite au cas par cas les différents résultats qui ont été obtenus à partir de ce traitement.

### **5.2.3.2 Pour la mesure des vitesses**

Pour la mesure de vitesse de front des bouffées les protocoles d'acquisition des données et de traitement ont été différents suivant qu'il s'est agi d'écoulements de bouffées d'eau salée ou d'écoulements de suspensions de particules.

#### **Mesure et traitement des vitesses pour les bouffées de sciure**

Tous les écoulements de bouffées de sciure ont été filmés en vue de dessus. Des tiges fines de PVC avaient été fixées au préalable tous les dix centimètres sur le dessus du canal. Ainsi à l'aide d'une table vidéo les temps de passage du front de la bouffée au niveau de chacune des barres (*i.e.*) tous les dix centimètres) ont pu être relevés. L'expérience a été répétée plusieurs fois pour chaque inclinaison du canal. Dans chacun des cas l'origine des temps a été prise au passage de la première barre, c'est-à-dire 40 cm après la vanne. Pour chaque inclinaison, en chaque point de mesure, la moyenne des temps de passage obtenus lors des différentes expériences a été calculée. A partir de ce temps moyen de passage, une vitesse de front moyenne est calculée en chacun des points. Sur les figures (5.10) et (5.11) sont représentées toutes les courbes de vitesse de front issues des expériences ainsi que la courbe de vitesse moyenne (calculée comme indiqué précédemment à partir du temps moyen de passage) pour des inclinaisons de pente respectivement de  $45^\circ$  et de  $30^\circ$ . Les vitesses de front sont données en fonction de la position du front de la bouffée.

#### **Mesure et de traitement des vitesses pour les bouffées d'eau salée**

La vitesse du front des bouffées d'eau salée aurait pu être déterminée selon le même procédé que celle des bouffées de sciure. Cependant, la méthode détaillée ci-après a été choisie car elle semblait permettre *a priori* un traitement plus rapide des données. Par ailleurs, dans un esprit de comparaison des résultats du laboratoire avec les données de terrain pour les avalanches, cette méthode permet d'avoir un type de prise de mesure plus proche (que celle effectuée pour les bouffées de sciure) des prises de mesures effectuées par des radars. La vitesse du front pour les



FIG. 5.8: Bouffée de sciure s'écoulant sur une pente de  $32^\circ$ . Des délimitations de zones ont été ajoutées pour restreindre la zone d'intérêt.



FIG. 5.9: Bouffée de sciure s'écoulant sur une pente de  $32^\circ$ . Contour convexe supérieur obtenu à l'aide du programme.

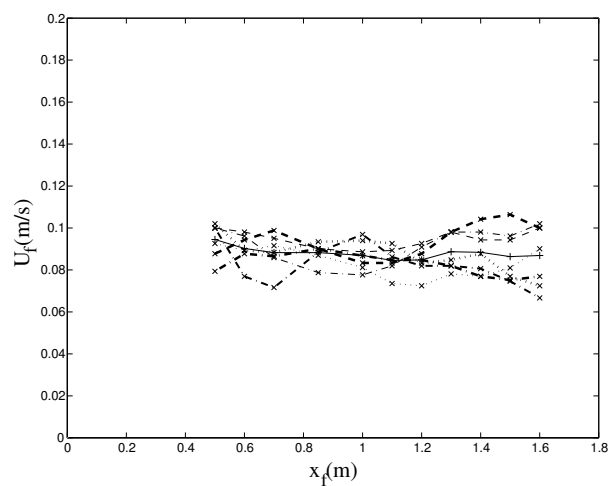


FIG. 5.10: Pour une pente de  $45^\circ$  les vitesses de front des différentes expériences avec des bouffées de sciure sont représentées en traits interrompus. La courbe en trait plein est la courbe de vitesse moyenne obtenue à partir du temps moyen de passage.

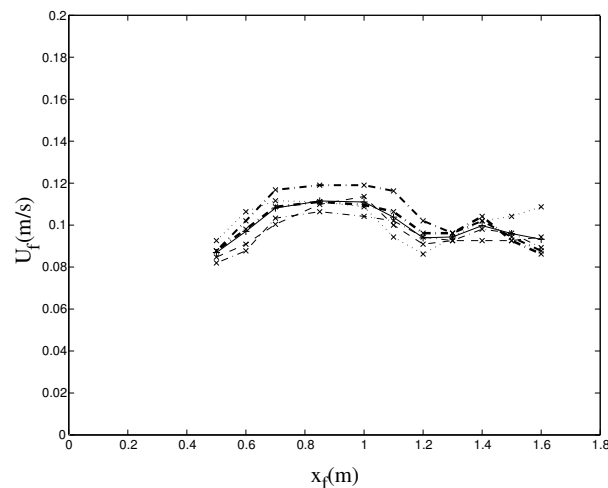


FIG. 5.11: Pour une pente de  $30^\circ$  les vitesses de front des différentes expériences avec des bouffées de sciure sont représentées en traits interrompus. La courbe en trait plein est la courbe de vitesse moyenne obtenue à partir du temps moyen de passage.



bouffées d'eau salée a ainsi été déterminée par une méthode de conductivité. Le principe repose sur le fait que l'eau salée conduit beaucoup mieux l'électricité que l'eau douce. A cet effet, des couples d'électrodes en carbone ont été disposés tous les 5 cm, le long du canal comme le montre l'image (5.12). Chaque couple de sondes est relié à un circuit électrique différent. Chacun des

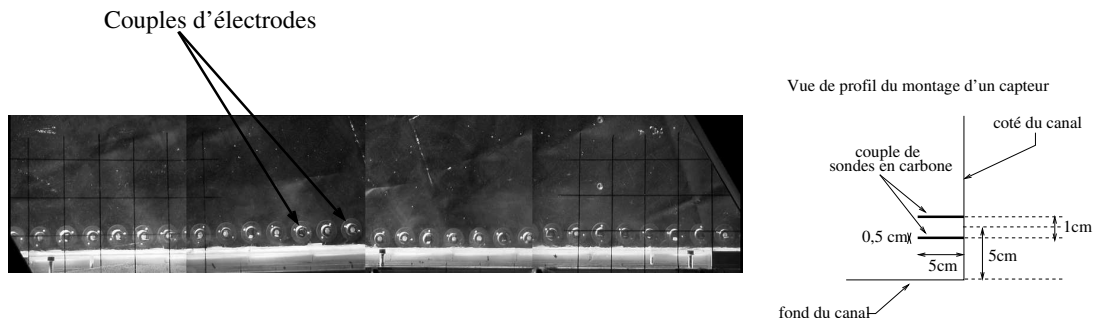


FIG. 5.12: Présentation des couples de sondes en carbone. Ces couples ont été disposés tous les 5 cm le long du canal.

circuits permet de mesurer l'intensité du courant qui traverse les sondes. Initialement le courant est faible puisque l'eau douce est peu conductrice. Au passage du front de la bouffée un saut de l'intensité a lieu. Il est dû à la présence soudaine d'ions en plus grand nombre au voisinage des électrodes. Le programme d'acquisition développé sous LabView par H. Bellot permet d'enregistrer pour chaque sonde le temps auquel le saut d'intensité a eu lieu. Le temps  $t = 0$  correspond au passage du front devant le premier couple de sondes situé 35 cm après la vanne du réservoir. Un des avantages de cette méthode par rapport à la précédente est aussi que l'on a directement, après que l'expérience a eu lieu, un tableau de nombres correspondant aux temps de passage du front au niveau des différentes électrodes. Par contre un inconvénient de la méthode est que les capteurs étant fixés sur le bord gauche du canal, l'enregistrement des temps de passage n'est pas optimal lorsque le front se décolle temporairement du bord gauche comme illustré sur la figure (5.13). Il s'est révélé nécessaire de remédier à ce problème. En effet, comme dans le cas des bouffées de sciure, nous avons calculé la moyenne des temps de passage à partir des temps de passage obtenus lors des différentes expériences. La moyenne des valeurs a été calculée sur une dizaine d'expériences, la conséquence en est que les valeurs erronées des temps de passage, induites par le décollement et le recollement du front, entachent fortement d'erreur la valeur de la moyenne. Le principe du post-traitement choisi pour traiter chaque expérience séparément est décrit ci-après. Il est basé sur le fait que la vitesse de la bouffée ne varie pas beaucoup au cours de l'écoulement dans le canal.

1. Une valeur moyenne  $v_m$  de la vitesse lors de l'écoulement de la bouffée est supposée ;
2. On accepte pour chaque point un écart à la valeur moyenne de  $\pm 50\%$ . Cela signifie que si la vitesse calculée au point considéré est comprise dans la barre  $v_m \pm 50\%v_m$  le point est conservé, si elle n'est pas comprise dans cet intervalle le point n'est pas pris en compte. Ce dernier cas de figure revient à considérer la courbe en pointillés de la figure (5.13) plutôt que la courbe en trait plein ;
3. La vitesse moyenne est ensuite calculée à partir des valeurs des vitesses en chaque point. Si elle correspond à  $v_m$  le traitement s'arrête, si elle est différente de  $v_m$ , sa valeur est affectée à

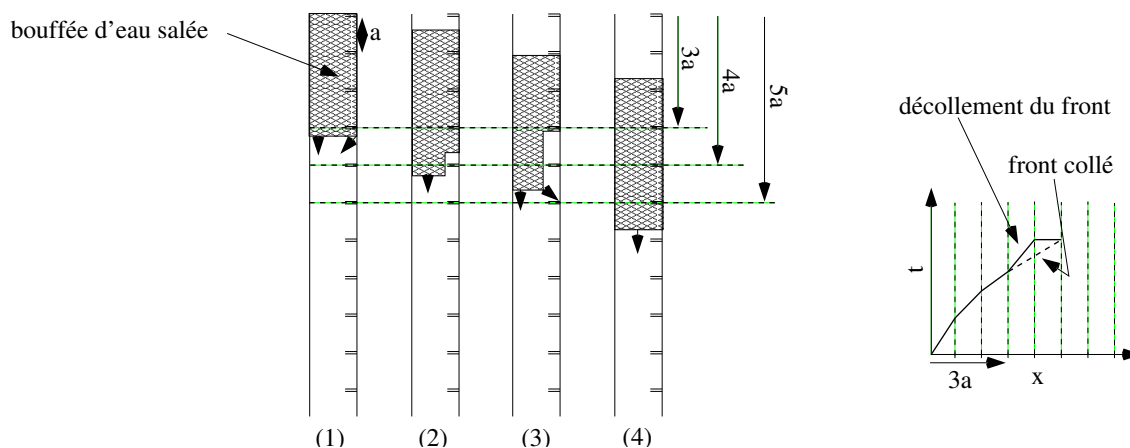


FIG. 5.13: Présentation des problèmes inhérents à l'utilisation des capteurs de conductivité fixés sur le bord gauche du canal

$v_m$ . Le processus est alors recommencé et ce jusqu'à avoir adéquation entre les deux vitesses moyennes.

En chaque point la moyenne des vitesses obtenues pour chaque expérience est effectuée à partir du moment où l'on a plus de cinq valeurs de vitesses. Si en un point il y a moins de cinq valeurs de vitesses émanant de moins de cinq expériences, la moyenne n'est pas calculée, et le point se voit affecter la valeur de la moyenne du point précédent. La dernière étape consiste à effectuer un lissage sur quatre points. Cela donne la vitesse de front qui sera utilisée par la suite. Sur la figure (5.14) sont illustrées les différentes étapes du post-traitement.

### 5.3 Mesure des paramètres géométriques de la bouffée

Les paramètres géométriques, dont en particulier le taux de croissance, sont des caractéristiques importantes du modèle de bouffée. Leurs valeurs leur sont affectées expérimentalement. Beghin et al. [7] ont déterminé la valeur de ces différents paramètres lors de leur étude des écoulements de bouffées d'eau salée *en régime lointain*. Notre étude vient en complément de cette dernière en ce sens que nous avons cherché à voir si les valeurs des paramètres fournies par Beghin et al. s'appliquaient encore au cas

- des écoulements de bouffées d'eau salée *en régime proche* ;
- des écoulements de bouffées de sciure *en régime proche*.

Le fait que les bouffées que nous avons réalisées se situent dans la zone d'écoulement pour laquelle la vitesse de front est proche du maximum de vitesse sera plus amplement vu dans le paragraphe (5.4). La justification de l'intérêt de cette étude est d'une part que les avalanches sont des suspensions de particules et non des fluides monophasiques. D'autre part, il apparaît (cf chapitre (6)) que la majeure partie de la dynamique des avalanches a lieu à vitesse croissante ou à vitesse presque constante et non à vitesse décroissante établie. L'étude présentée ci-après indique donc les résultats que nous avons obtenu, dans les deux configurations d'écoulements *en régime proche* citées ci-avant, pour

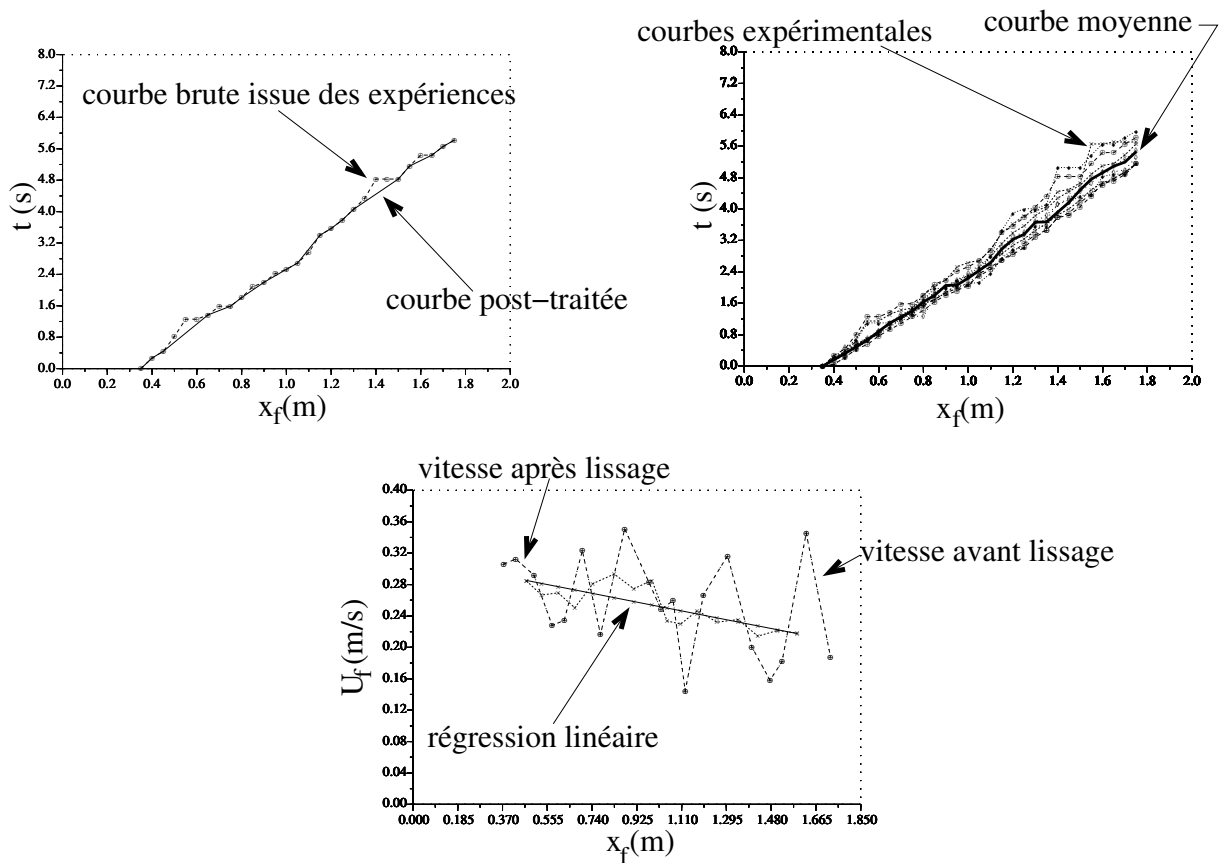


FIG. 5.14: Présentation des différentes étapes du post-traitement. La figure en haut à gauche illustre le post-traitement qui permet de s'affranchir des points erronés dus au décollement du front. La figure en haut à droite montre les différentes courbes expérimentales ( $t$  en fonction de  $x_f$ ) et la courbe moyenne qui en résulte. La figure du bas présente la courbe de vitesse brute après le post-traitement et l'opération de moyenne ainsi que l'évolution de la vitesse après le lissage sur quatre points. La droite correspond à une régression linéaire effectuée sur les points de la courbe lissée.

- les rapports  $L/H$ ,  $A/HL$  et  $P/\sqrt{HL}$  ;
- le taux de croissance en hauteur  $dH/dx_f$  ;
- le taux de croissance volumique  $E$ .

### 5.3.1 Mesure de $L/H$ , de $A/HL$ et de $P/\sqrt{HL}$

A partir des valeurs de  $H$ ,  $L$ ,  $P$  et  $A$  qui ont été obtenues en fonction de  $x_f$  par le traitement pour des bouffées de sciure sur des pentes de  $32^\circ$  et de  $42^\circ$  et pour des bouffées d'eau salée sur des pentes de  $32^\circ$ , les valeurs des rapports  $L/H$ ,  $A/HL$  et  $P/\sqrt{HL}$  ont pu être déterminées pour chacune des expériences.

#### Mesure de $L/H$

Sur la figure (5.15) sont représentées les valeurs moyennes du rapport  $L/H$  (en fonction de  $\theta$ ) obtenues pour chacune des expériences des trois types. L'étude du graphique montre que, pour un angle de  $32^\circ$ , le rapport  $L/H$  est le même pour les bouffées d'eau salée et pour les bouffées de sciure. Sur le graphique la courbe donnant  $L/H$  en fonction de  $\theta$  obtenue par Beghin et al. (dans la configuration d'écoulement *en régime lointain*) a aussi été tracée. Il est possible de noter que si les ordres de grandeur des valeurs sont les mêmes, les valeurs de Beghin et al. sont en dessous des valeurs obtenues dans le cadre de nos expériences. Ainsi lorsque la bouffée s'écoule *en régime proche* le rapport  $L/H$  est légèrement plus grand que lorsqu'elle s'écoule *en régime lointain*. La comparaison avec la courbe obtenue par Britter et Linden [12] est, elle aussi, digne d'intérêt. En effet cette dernière correspond à la variation du rapport  $L/H$  en fonction de l'angle de la pente  $\theta$  pour la tête d'un courant de gravité s'écoulant à vitesse constante. Pour les deux angles pour lesquels nous avons fait des mesures, la courbe de Britter et Linden semble mieux correspondre à nos valeurs que la courbe de Beghin et al.

#### Mesure de $A/HL$

$A/HL$  correspond dans la description de Beghin et al. au facteur de forme  $S_1$ . Si la bouffée avait une forme elliptique ce coefficient vaudrait  $\pi/4$ , si elle avait une forme rectangulaire il vaudrait 1. Dans le cadre de leurs expériences Beghin et al. ont trouvé une valeur de  $S_1$  variant (de manière globalement croissante) entre 0,8 et 0,86 suivant l'angle de la pente considéré. Britter et Linden n'ont pas estimé la valeur de ce paramètre pour leurs têtes de courants de densité. Dans notre cas les valeurs sont en moyenne :

	eau salée, $\theta = 32^\circ$	sciure, $\theta = 32^\circ$	sciure, $\theta = 42^\circ$
$A/HL$	0,78	0,78	0,81

Les remarques suivantes peuvent être faites :

- pour un angle de  $32^\circ$ , le rapport  $A/HL$  est le même pour les bouffées de sciure et pour les bouffées d'eau salée. La présence de particules au sein de la bouffée ne semble donc pas affecter ce facteur géométrique ;
- le rapport  $A/HL$  est du même ordre de grandeur que dans le cas des expériences de Beghin et al., mais se révèle être légèrement plus faible. Cette différence est relativement faible mais contribue, tout comme la différence entre les rapports  $L/H$ , à montrer que la géométrie n'est pas tout à fait la même pour des bouffées s'écoulant *en régime lointain* et pour des bouffées s'écoulant *en régime proche*.

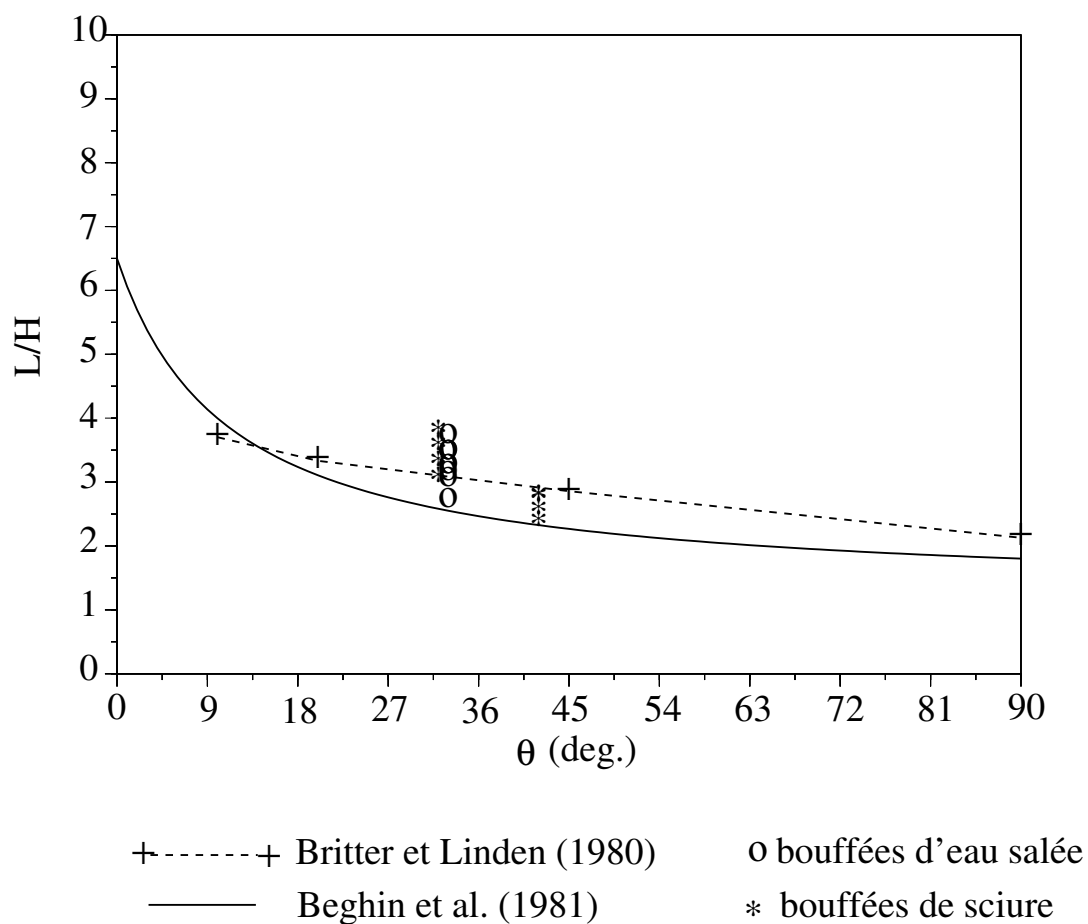


FIG. 5.15: Valeurs de  $L/H$  en fonction de l'angle de la pente ( $\theta$ ). La courbe obtenue par Beghin et al. a été ajoutée sur le graphique. Les résultats expérimentaux de Britten et Linden [12] et la courbe (qui en est déduite) donnant  $L/H$  en fonction de  $\theta$  pour la tête d'un courant de gravité s'écoulant à vitesse constante ont aussi été reportés sur la figure à titre de comparaison.

**Mesure de  $P/\sqrt{HL}$** 

Le rapport  $P/\sqrt{HL}$  est le troisième paramètre géométrique permettant de fixer la forme de la bouffée. Dans l'étude de Beghin et al. il est appelé  $S_2$ . Britter et Linden ne l'ont, lui non plus, pas mesuré. Beghin et al. déduisent sa valeur directement de la valeur de  $k = H/L$  par la relation suivante :

$$S_2 = \frac{\pi}{2^{\frac{2}{3}}} \sqrt{\frac{4k^2+1}{k}}$$

Dans notre cas ce rapport a été calculé à partir des grandeurs mesurées. La comparaison des valeurs de  $S_2$  issues de nos expériences avec celles calculées par Beghin et al. en ressort un peu faussée, puisque dans un cas la valeur de  $S_2$  est mesurée et que dans l'autre cas elle est déduite des valeurs du paramètre  $k$ . Les valeurs du rapport  $P/\sqrt{HL}$ , pour les bouffées s'écoulant *en régime proche* sont en moyenne :

	eau salée, $\theta = 32^\circ$	sciure, $\theta = 32^\circ$	sciure, $\theta = 42^\circ$
$P/\sqrt{HL}$	2,43	2,45	2,39

Par le calcul Beghin et al. ont trouvé, aux angles auxquels nous avons travaillé, des valeurs proches de 2,20. Le même type de conclusions que précédemment ressortent de ces valeurs et de cette comparaison :

- pour un angle de  $32^\circ$ , le rapport  $P/\sqrt{HL}$  est le même pour les bouffées d'eau salée et pour les bouffées de sciure ;
- les résultats obtenus par Beghin et al. sont légèrement différents des résultats issus de nos expériences. Cependant, pour pouvoir vraiment étudier en détail cette différence il aurait été nécessaire que les valeurs de  $S_2$  aient été mesurées dans les deux cas.

La détermination de ces trois facteurs géométriques, permettant de définir la forme de la bouffée, a fait ressortir le fait que la géométrie est légèrement différente pour une bouffée en phase de décélération établie (*i.e.*) *en régime lointain* et pour une bouffée s'écoulant *en régime proche*. Cette différence pourrait sembler suffisamment minime pour être négligée en première approximation. Cependant, nous verrons par la suite que ces différences ont une importance tout à fait notable. En effet, le rapport  $H/L$  et le facteur de forme  $S_1$  interviennent dans la relation qui permet de passer du taux de croissance en hauteur de la bouffée au taux de croissance volumique. Ainsi le fait que  $H/L$  et que  $S_1$  soient plus faibles pour une bouffée s'écoulant *en régime proche* que pour une bouffée s'écoulant *en régime lointain* va influencer sur la valeur du taux de croissance volumique  $E$ . Ceci se révèle avoir une importance car comme il a été vu dans le chapitre (4), la vitesse de la bouffée est très sensible à la valeur de  $E$ .

Par ailleurs, la comparaison entre les valeurs du rapport  $L/H$  obtenu dans nos expériences de bouffées s'écoulant *en régime proche* et les résultats de Beghin et al. et de Britter et Linden est aussi source de renseignements. Il apparaît ainsi que les résultats de nos expériences sont mieux ajustés à la loi de Britter et Linden (établie pour des têtes de courants de gravité allant à vitesse constante) que par la loi de Beghin et al.

Enfin, le troisième fait important qui ressort de cette étude est que d'un point de vue géométrique, les bouffées de sciure et les bouffées d'eau salée se comportent en première approximation de la même manière.

### 5.3.2 Mesure du taux de croissance $dH/dx_f$

Le taux de croissance en hauteur de la bouffée (ou de la tête du courant de gravité) a été mesuré dans l'ensemble des trois études. Cela permet donc une comparaison des trois types de résultats (cf figure (5.16)). Pour ce qui concerne la croissance en hauteur des bouffées s'écoulant *en régime*

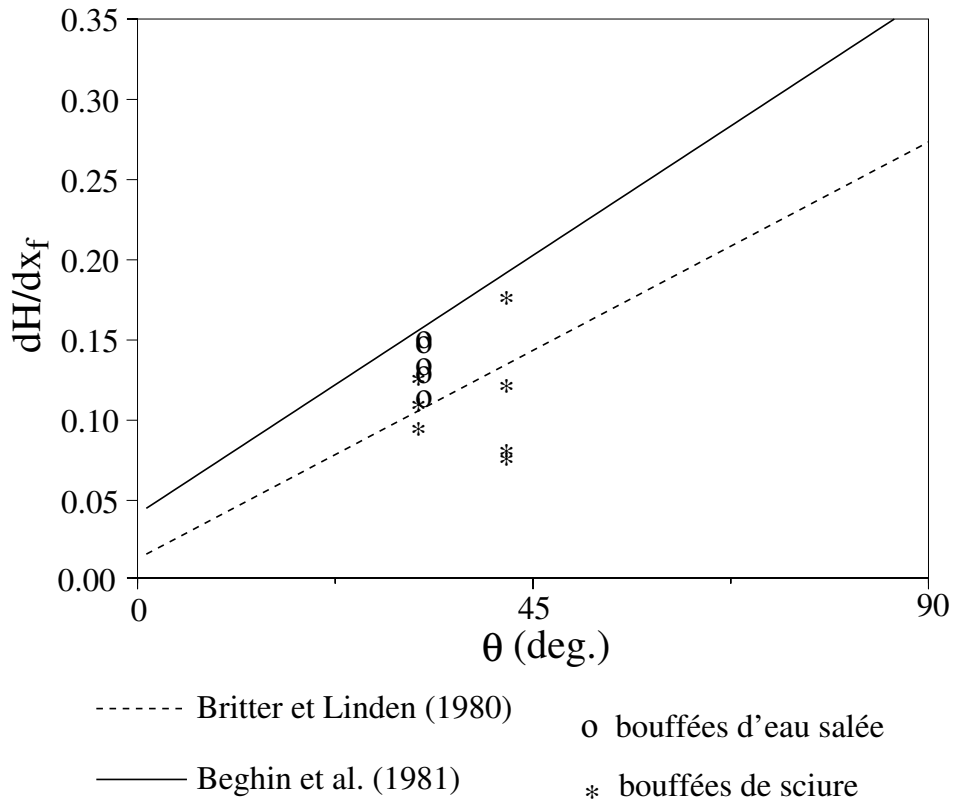


FIG. 5.16: Taux de croissance en hauteur ( $dH/dx_f$ ) des bouffées de sciure ainsi que des bouffées d'eau salée s'écoulant en régime proche. A titre de comparaison la courbe obtenue par Beghin et al. pour des bouffées s'écoulant en régime lointain a été tracée. La courbe de croissance en hauteur de la tête d'un courant de gravité s'écoulant à vitesse constante obtenue par Britter et Linden est aussi représentée.

*proche* les conclusions que l'on peut tirer de la figure (5.16) sont du même type que celles qui ont déjà pu être exprimées entre autres lors de l'étude du rapport  $L/H$  :

Sur une pente de  $32^\circ$ , les écoulements de bouffées de sciure et de bouffées d'eau salée *en régime proche* ont le même taux de croissance en hauteur. La présence des particules n'influe donc pas sur la croissance de la bouffée. Cette constatation peut être rapprochée des résultats des travaux antérieurs sur le maintien des particules en suspensions présentés lors du chapitre (2). En effet dans une configuration de courant de gravité Stacey et Bowen [44] ont montré que tant que le seuil de sédimentation de la suspension n'était pas atteint, le taux d'entraînement de fluide ambiant ainsi

que la variation de hauteur de l'écoulement n'étaient pratiquement pas influencés par la présence de particules. Leur modèle fournit ainsi le même taux de croissance en hauteur pour un courant de turbidité que pour un courant de densité tant que le rapport  $v_s/U$  est inférieur au seuil au delà duquel la suspension ne peut plus rester en équilibre. Il peut sembler cohérent que le même phénomène se passe dans le cas des bouffées de gravité. Le critère de maintien de la suspension en l'état établi par Stacey et Bowen conduit pour les pentes les plus fortes qui ont été testées à :

$$\frac{v_s \cos \theta}{U \sin \theta} \leq 0,1 \quad (5.2)$$

Dans notre cas de bouffées de turbidité, pour une pente de  $32^\circ$ , la vitesse du front de la bouffée est de l'ordre de 10 cm/s. La vitesse de sédimentation est en moyenne  $v_s \approx 8$  mm/s. Cela donne :

$$\frac{v_s \cos \theta}{U \sin \theta} \approx 0,3 \quad (5.3)$$

La valeur est un peu supérieure à la valeur maximale obtenue par Stacey et Bowen. Cependant, d'une part, cette valeur seuil a été établie dans le cadre de courants de turbidité et non de bouffées, une différence de la valeur seuil pourrait ainsi être envisageable. D'autre part la valeur du seuil est croissante avec la pente et la valeur de 0,1 a été établie pour une pente de  $20^\circ$  environ. Il est donc possible que les bouffées de sciure dont nous avons étudié l'écoulement sur des pentes de  $32^\circ$  et de  $42^\circ$  ne soient pas loin du seuil critique, tout en restant encore dans la configuration où la présence des particules n'influence pas le taux de croissance de l'écoulement. Par ailleurs, la valeur de 8 mm/s est une valeur de vitesse moyenne de sédimentation des particules et la granulométrie des particules est assez étendue. Il est aussi envisageable que le caractère polyphasique de la suspension joue en faveur du maintien de l'écoulement. En effet l'écoulement possède à la fois de grosses et de petites particules. Ces dernières ont une vitesse de sédimentation respectant le critère de maintien en suspension et vont donc permettre à la suspension d'exister bien qu'en valeur moyenne le rapport  $v_s \cos \theta / U \sin \theta$  soit proche du seuil d'effondrement de la suspension.

Du point de vue de la modélisation du phénomène, la courbe de Britter et Linden semble encore une fois être mieux ajustée aux résultats des expériences de bouffées s'écoulant *en régime proche* que la courbe de Beghin et al. Par la suite lorsque la bouffée (resp. l'avalanche) aura une vitesse croissante ou constante, nous utiliserons donc la loi fournie par Britter et Linden pour modéliser le phénomène de croissance en hauteur de la bouffée :

$$\frac{dH}{dx_f} = 0,012 + 0,0029 \times \theta \quad (5.4)$$

et non celle de Beghin et al. qui surestime la croissance en hauteur de la bouffée :

$$\frac{dH}{dx_f} = 0,04 + 0,0036 \times \theta \quad (5.5)$$

### 5.3.3 Mesure des taux de croissance volumique $E_f$ et $E$

Dans le cadre de nos expériences, la mesure du volume bidimensionnel  $A$  au cours de l'écoulement a aussi permis de déterminer expérimentalement la valeur des taux de croissance volumique



$E_f$  et  $E$ . En effet  $E$  intervient dans l'équation de conservation de la masse du fluide ambiant :

$$\frac{dA}{dx} = E\sqrt{A} \quad (5.6)$$

où  $x$  est la position du centre de gravité de la bouffée. Cependant, si  $A$  a bien été déterminé tout au long de l'écoulement, la position qui a été mesurée est celle du front ( $x_f$ ) et non pas celle du centre de gravité ( $x$ ). Or

$$x_f = x + \frac{L}{2} \quad (5.7)$$

d'où

$$\frac{dA}{dx_f} = E\left(1 - \frac{1}{2} \frac{dL}{dx_f}\right)\sqrt{A} = E_f\sqrt{A} \quad (5.8)$$

$L$  variant linéairement avec  $x_f$  [7],  $dL/dx_f$  est constant et  $E_f$  peut donc se déduire de la relation :

$$\sqrt{A} = \frac{E_f}{2}x_f + cste \quad (5.9)$$

L'étude de la régression linéaire de  $\sqrt{A}$  en fonction de  $x_f$  a permis d'obtenir pour  $E_f$  les résultats présentés sur la figure(5.17). Cette mesure est surtout intéressante par le fait qu'elle permet d'ob-

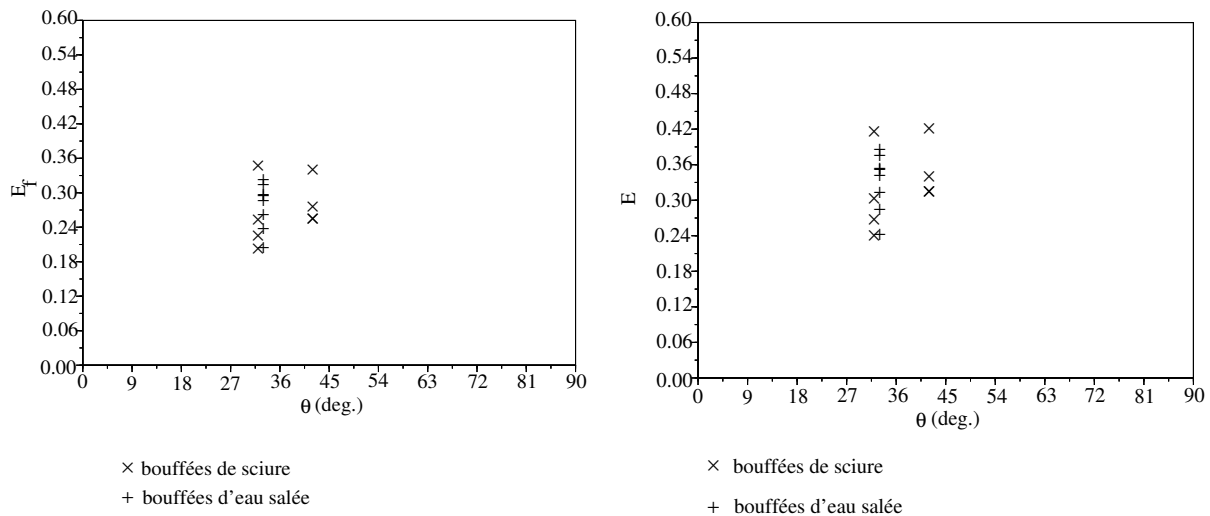


FIG. 5.17: Valeurs de  $E_f$  en fonction de  $\theta$  pour des bouffées d'eau salée et pour des bouffées de sciure s'écoulant en régime proche (figure de gauche). Valeurs de  $E$  en fonction de  $\theta$  pour des bouffées d'eau salée et pour des bouffées de sciure s'écoulant en régime proche (figure de droite).

tenir une valeur de  $E$  (paramètre auquel la vitesse de l'écoulement est sensible (cf chapitre (4)) via la relation :

$$E = \frac{E_f}{\left(1 - \frac{1}{2} \frac{dL}{dx_f}\right)} \quad (5.10)$$

$dL/dx_f$  est obtenu à partir de la relation :

$$\frac{dL}{dx_f} = k \frac{dH}{dx_f} \quad (5.11)$$

Les valeurs de  $dH/dx_f$  et de  $k$  utilisées sont celles fournies par les courbes de Britter et Linden. Les valeurs de  $E$  obtenues sont indiquées sur la figure (5.17). Ces valeurs de  $E$  vont être très utiles par la suite lors de l'application du modèle de bouffée aux bouffées de laboratoire ainsi qu'aux avalanches. L'étude de la figure (5.17) indique logiquement que comme les autres paramètres géométriques le paramètre  $E$  n'est pas influencé par le fait que la bouffée soit une bouffée de sciure plutôt qu'une bouffée d'eau salée.

### 5.3.4 Bilan

L'étude précédente des paramètres géométriques des bouffées d'eau salée et de sciure s'écoulant *en régime proche* a mis en évidence les deux points suivants :

- le fait que la bouffée soit une suspension de particules de sciure et non une bouffée d'eau salée n'influence pas en première approximation les paramètres géométriques de cette dernière. Cette caractéristique va dans le même sens que les résultats numériques de Stacey et Bowen obtenus pour un courant de gravité. Il semblerait donc que tant que le seuil d'extinction (pour  $v_s/U$ ) du courant (resp. de la bouffée) n'est pas atteint, la présence de particules n'influe pas sur les paramètres géométriques de l'écoulement ;
- les bouffées (telles que celles que nous avons étudiées) s'écoulant *en régime proche* sont mieux décrites du point de vue des paramètres géométriques par des résultats de tête de courant de gravité s'écoulant à vitesse constante que par des résultats de bouffées de gravité s'écoulant *en régime lointain*. Par la suite nous utiliserons les lois fournies par Britter et Linden lorsque nous étudierons des écoulements qui accélèrent ou qui ont une vitesse constante.

Par ailleurs, les valeurs obtenues pour le coefficient de taux d'entraînement  $E$  vont être utiles lors de la comparaison du modèle de bouffée aux résultats de laboratoire ou aux résultats de l'avalanche du 25 février 1999 à la vallée de la Sionne. En effet le paramètre  $E$  est un élément essentiel du modèle de bouffée de gravité.

## 5.4 Influence de la reprise sur la vitesse de front

Un autre aspect important dans le contexte des avalanches est l'influence de l'entraînement de particules sur la vitesse du front. En effet le chapitre (4) a montré que la vitesse de l'écoulement était sensible au paramètre d'entraînement de particules. Par ailleurs nous verrons dans le chapitre (6) que les grandes avalanches entraînent beaucoup de particules lors de leur écoulement. C'est pour ces raisons que notre étude expérimentale a aussi concerné l'entraînement de particules par la bouffée et ses effets sur la vitesse de front de l'écoulement. L'étude a été menée à la fois pour des bouffées de sciure entraînant des particules de sciure et pour des bouffées d'eau salée entraînant des billes de verre. Sa présentation est scindée en trois parties. Dans un premier temps une comparaison est faite entre les vitesses fournies par le modèle de bouffée et les vitesses des

bouffées de gravité (eau salée et suspension de sciure) s'écoulant sans entraînement de particules. Le but de cette première partie est de fournir avant toute chose l'état d'adéquation entre les résultats d'expériences sans entraînement de particules et le modèle de bouffée. Par la suite, une comparaison entre les vitesses de front obtenues expérimentalement pour des bouffées entraînant des particules avec celles obtenues pour les mêmes bouffées n'en entraînant pas est présentée. Pour finir la comparaison des résultats que fournit le modèle de bouffée dans un contexte d'entraînement de particules aux résultats expérimentaux dans ce même contexte est proposée.

### 5.4.1 Comparaison modèle/expérience (sans entraînement de particules)

Les expériences ont permis d'obtenir des résultats de vitesse du front de la bouffée en fonction de la position du front pour :

- des bouffées d'eau salée pour une pente de  $32^\circ$  et pour des densités initiales de  $1050 \text{ kg/m}^3$ ,  $1095 \text{ kg/m}^3$  et  $1200 \text{ kg/m}^3$ . Le volume initial d'eau salée a systématiquement été de 4 Litres ;
- des bouffées de sciure de densité initiale  $1004 \text{ kg/m}^3$  pour des pentes de  $30^\circ$  et de  $45^\circ$ . Les bouffées de sciure subissant une agitation avant d'être lâchées, le volume initial est celui du réservoir.

La comparaison avec les résultats issus du modèle se traduit en termes de comparaison de vitesses de front en fonction de la position du front. L'expression analytique, solution du modèle, exprime la vitesse du centre de gravité de la bouffée en fonction de la position de ce même centre de gravité. Il est donc nécessaire d'en déduire les grandeurs concernant l'écoulement du front de la bouffée. Les résultats concernant les paramètres géométriques de la bouffée ayant fourni des valeurs de  $dH/dx_f$  et de  $k$ , il est possible de déduire  $x_f$  et  $U_f$  des relations suivantes :

$$x_f = x + \frac{L}{2} = x + \frac{H}{2k} \quad (5.12)$$

et

$$U_f = U \left( 1 + \frac{1}{2k} \frac{dH}{dx} \right) \quad (5.13)$$

où  $U$  est donné par l'expression analytique établie dans le chapitre (3). L'expression de  $U$  est non seulement dépendante du paramètre  $E$  déterminé précédemment, mais aussi des conditions initiales  $x_0$ ,  $U_0$ ,  $A_0$  et  $\Delta\rho_0$ . La comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats du modèle ne se révèle pas être très aisée et ce, en partie à cause du choix des conditions initiales. En effet, de part le fait que l'écoulement commence par un lâcher du fluide lourd initialement immobile dans le réservoir, différents choix de conditions initiales peuvent être envisagés (cf figure (5.18)). En prenant l'origine des abscisses au niveau de la vanne, les différents choix d'origine possibles peuvent se formuler de la manière suivante :

1. une possibilité est de supposer que initialement  $U = 0$  lorsque  $x = -L_0/2 = -\sqrt{A_0/4kS_1}$  (c'est-à-dire lorsque  $x_f = 0$ ). Cette solution revient à considérer qu'en première approximation, à l'ouverture de la vanne, la bouffée a déjà sa forme établie et, partant de sa vitesse nulle, se met à accélérer ;
2. il est aussi possible de considérer que dans un premier temps, le volume rectangulaire qu'est la bouffée s'effondre à l'ouverture de la vanne et qu'elle ne prend sa forme de bouffée qu'une fois cet effondrement réalisé. Dans ce cas là, on a par exemple  $U = 0$  pour  $x = 0$  ;

3. une troisième hypothèse revient à considérer qu'initialement l'écoulement de la bouffée n'est pas régi par le modèle. La conséquence en est que le comportement de l'expression analytique de  $U$  ne décrit le comportement de la bouffée qu'à partir d'une certaine distance de la vanne. Cela peut occasionner une translation (dans un sens ou dans l'autre (cf figure (5.18))) suivant l'axe des  $x$  entre la vraie position de la bouffée depuis la vanne et la position donnant la vitesse de l'écoulement. Si la translation est de  $L_0/2$ , on retrouve la courbe donnée par la deuxième hypothèse ;

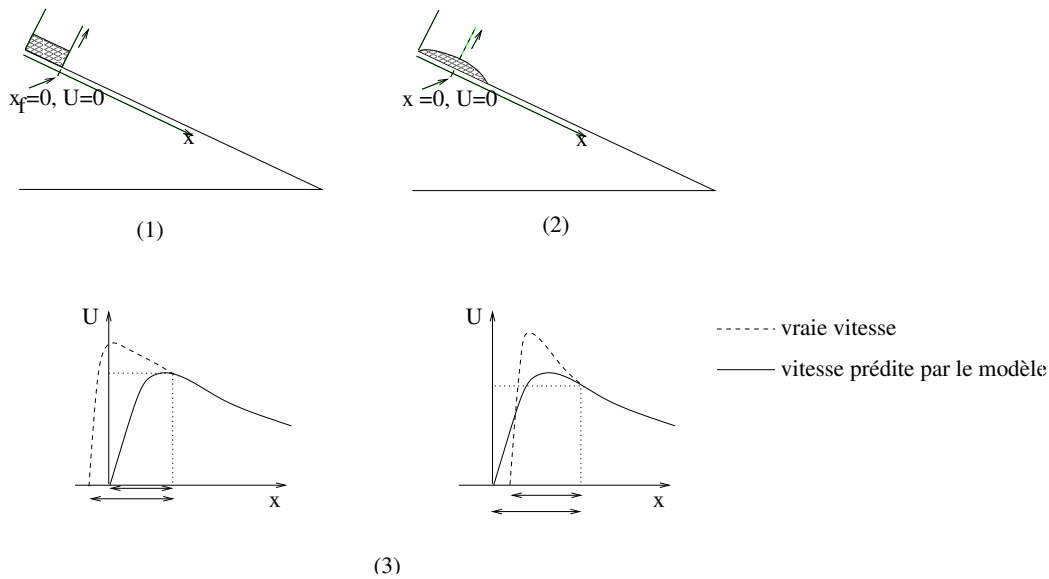


FIG. 5.18: Différentes configurations envisageables pour le choix des conditions initiales de l'écoulement

Ces trois hypothèses reviennent à affecter des conditions initiales différentes suivant les cas dans l'expression analytique donnant  $U$ . Sur de longues distances, le choix de l'une ou l'autre de ces hypothèses se révèle être sans importance sur l'évolution de  $U$  en fonction de  $x$ . En effet à longue distance les conditions initiales n'ont plus d'influence sur l'évolution de la vitesse de la bouffée. En revanche, pour de courtes distances le choix de l'origine a une influence sur la vitesse  $U$ . Cette différence de comportement est encore relativement présente dans le domaine où s'effectue la comparaison entre les résultats des expériences et les résultats du modèle comme en témoignent les figures (5.19), (5.20), (5.21), (5.22) et (5.23). Sur chacune de ces figures il est aussi possible de noter que le modèle indique la bonne variation de  $U_f$  en fonction de  $x_f$ , mais que par contre un décalage vertical est présent. En effet la courbe expérimentale donnant  $U_f$  est pour chacune des figures en moyenne parallèle aux différentes courbes issues du modèle, sans pour autant que la courbe expérimentale soit ajustée sur l'une ou l'autre des courbes du modèle. Un même problème de décalage des courbes de vitesse entre modèle et résultats d'expériences a été noté par Beghin et al. [7]. En plus du choix d'une origine spatiale adéquate, ce décalage pourrait être compensé en prenant une vitesse initiale non nulle. En effet, à l'ouverture de la vanne, le volume de fluide s'effondre et donne une vitesse initiale non nulle à l'écoulement. Sur fond plat cette vitesse est  $U_0 \approx \sqrt{g'h_0}$ . Elle est atteinte en un temps  $t_0 \approx U_0/g'$ . Suivant les cas, la vitesse initiale  $U_0$

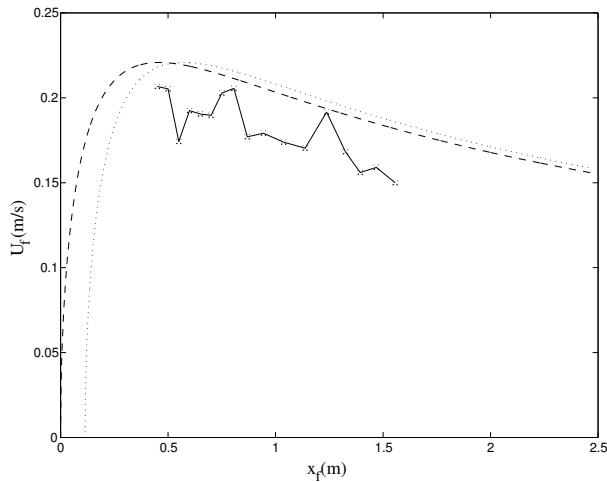


FIG. 5.19: Vitesse d'une bouffée d'eau salée de densité initiale  $1050 \text{ kg/m}^3$  sur une pente de  $32^\circ$ . La comparaison avec les résultats du modèle est proposée pour une bouffée de volume bidimensionnel initial  $A_0 = 0,013 \text{ m}^2$ , de densité initiale  $\rho_0 = 1050 \text{ kg/m}^3$ , de taux d'entraînement de fluide ambiant  $E = 0,35$ . La courbe en tirets correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en pointillés correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2).

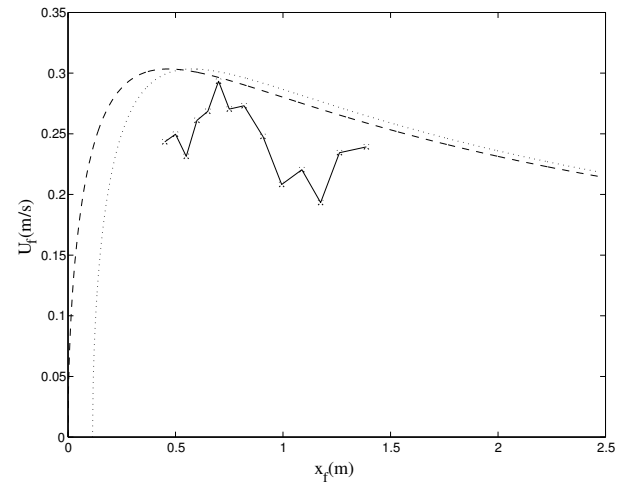


FIG. 5.20: Vitesse d'une bouffée d'eau salée de densité initiale  $1095 \text{ kg/m}^3$  sur une pente de  $32^\circ$ . La comparaison avec les résultats du modèle est proposée pour une bouffée de volume bidimensionnel initial  $A_0 = 0,013 \text{ m}^2$ , de densité initiale  $\rho_0 = 1095 \text{ kg/m}^3$ , de taux d'entraînement de fluide ambiant  $E = 0,35$ . La courbe en tirets correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en pointillés correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2).

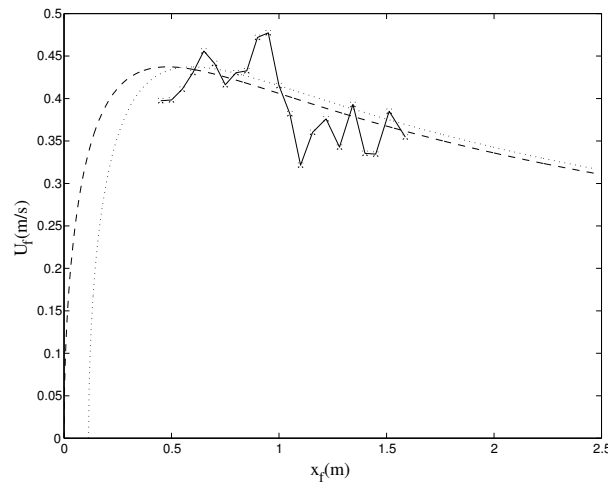


FIG. 5.21: Vitesse d'une bouffée d'eau salée de densité initiale  $1200 \text{ kg/m}^3$  sur une pente de  $32^\circ$ . La comparaison avec les résultats du modèle est proposée pour une bouffée de volume bidimensionnel initial  $A_0 = 0,013 \text{ m}^2$ , de densité initiale  $\rho_0 = 1200 \text{ kg/m}^3$ , de taux d'entraînement de fluide ambiant  $E = 0,35$ . La courbe en tirets correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en pointillés correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2).

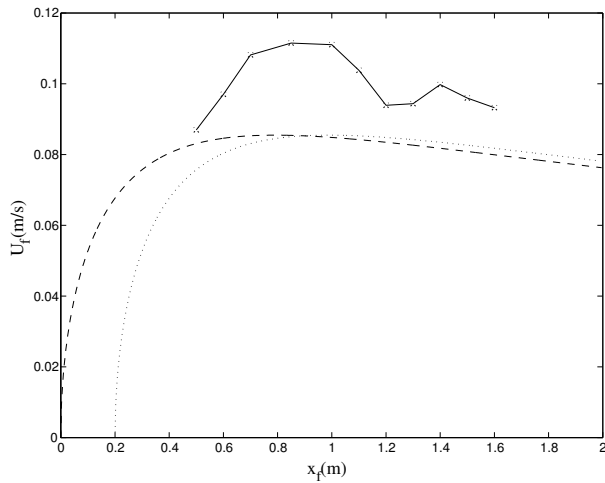


FIG. 5.22: Vitesse d'une bouffée de sciure de densité initiale  $1004 \text{ kg/m}^3$  sur une pente de  $30^\circ$ . La comparaison avec les résultats du modèle est proposée pour une bouffée de volume bidimensionnel initial  $A_0 = 0,2 \times 0,2 \text{ m}^2$ , de densité initiale  $\rho_0 = 1004 \text{ kg/m}^3$ , de taux d'entraînement de fluide ambiant  $E = 0,35$ . La courbe en tirets correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en pointillés correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2).

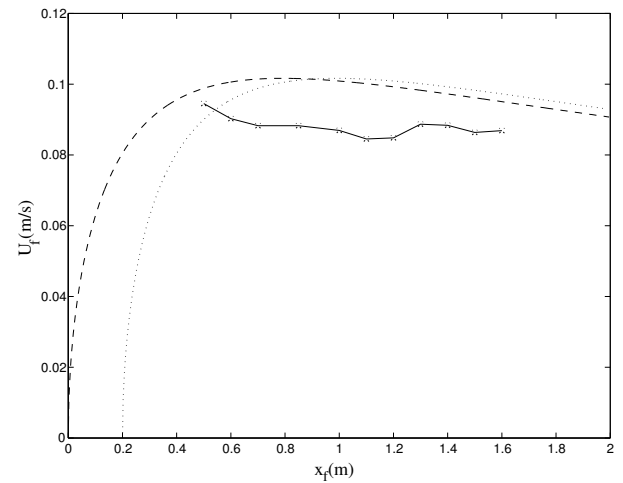


FIG. 5.23: Vitesse d'une bouffée de sciure de densité initiale  $1004 \text{ kg/m}^3$  sur une pente de  $45^\circ$ . La comparaison avec les résultats du modèle est proposée pour une bouffée de volume bidimensionnel initial  $A_0 = 0,2 \times 0,2 \text{ m}^2$ , de densité initiale  $\rho_0 = 1004 \text{ kg/m}^3$ , de taux d'entraînement de fluide ambiant  $E = 0,35$ . La courbe en tirets correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en pointillés correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2).

peut être plus grande ou plus petite que la vitesse maximale  $U_m$  donnée par le modèle. Une autre possibilité consiste en une variation du coefficient de masse ajoutée  $k_v$  que nous avons pris, par défaut, égal à 0,5. Une modification de sa valeur permet aussi d'ajuster résultats du modèle et résultats expérimentaux. Beghin et al. préconisaient eux aussi une variation du coefficient  $k_v$  pour ajuster les résultats du modèle de bouffée aux résultats expérimentaux. Cependant, si dans notre cas l'ajustement se fait plutôt par augmentation de la valeur de  $k_v$ , Beghin et al., en venaient eux à utiliser une valeur du coefficient de masse ajoutée nulle.

Cette étude permet donc de conclure au fait que le modèle de bouffée tel que nous l'avons développé permet de prédire l'évolution de la vitesse moyenne des bouffées de laboratoire sans entraînement de particules à un coefficient multiplicatif près. Il est probable que la présence de ce coefficient multiplicatif soit en partie due à un mauvais choix de la valeur du coefficient de masse ajoutée  $k_v$ , que nous n'avons pas déterminé et aux conditions initiales qui impliquent vraisemblablement une vitesse initiale  $U_0$  non nulle. Le problème lié à la masse ajoutée de l'écoulement sera beaucoup moins important dans le cas des avalanches que dans le cas des bouffées de laboratoire de par le fait que le fluide ambiant (l'air dans ce cas) est beaucoup plus léger que le fluide de l'écoulement. Les problèmes de conditions initiales devraient aussi être *a priori* moindres.

## 5.4.2 Vitesse des bouffées avec et sans reprise

Dans cette partie sont présentés les résultats expérimentaux concernant l'influence sur la vitesse du front des bouffées de l'entraînement de particules par ces mêmes bouffées. Comme il a déjà été dit le protocole des expériences *avec entraînement de particules* est différent suivant qu'il s'agit de bouffées de sciure ou de bouffées d'eau salée.

### 5.4.2.1 Pour les bouffées de sciure

Les bouffées de sciure s'écoulent sur un fond rugueux qui est composé de sciure collée. Lors des expériences *avec entraînement de particules* un lit de sciure de 1 mm à 2 mm d'épaisseur est au préalable déposé sur toute la longueur du canal. Ces particules déposées au sol ont été au préalable teintées en rose pour qu'il soit possible de les distinguer des particules couleur bois de la bouffée. Cela nous a permis de nous assurer dans un premier temps que les particules du lit étaient bien entraînées par la bouffée de particules. Les vitesses de front ont là aussi été déterminées grâce à un film et le post-traitement décrit précédemment a été effectué. Comme pour les expériences *sans entraînement de particules*, les expériences *avec entraînement de particules* ont été menées plusieurs fois chacune pour des pentes respectives de 30° et 45°. Sur les figures (5.24) et (5.25) sont représentées les vitesses de front des bouffées *sans entraînement de particules* et *avec entraînement de particules* pour chacune des deux inclinaisons. Ces deux comparaisons mettent en évidence que l'entraînement de particules accélère globalement les bouffées de sciure *avec entraînement de particules* par rapport aux bouffées de sciure *sans entraînement de particules*. Le phénomène est plus flagrant pour une inclinaison de 45° que pour une inclinaison de 30° pour laquelle il est moins important mais tout de même existant. L'hypothèse qui nous semble la plus probable pour expliquer cette différence d'influence de l'entraînement de particules est que pour un angle de 30° la couche de particules déposée est plus stable donc moins facilement mobilisable que pour un angle de 45°. La conséquence est alors que la bouffée a plus de mal à entraîner les particules dans

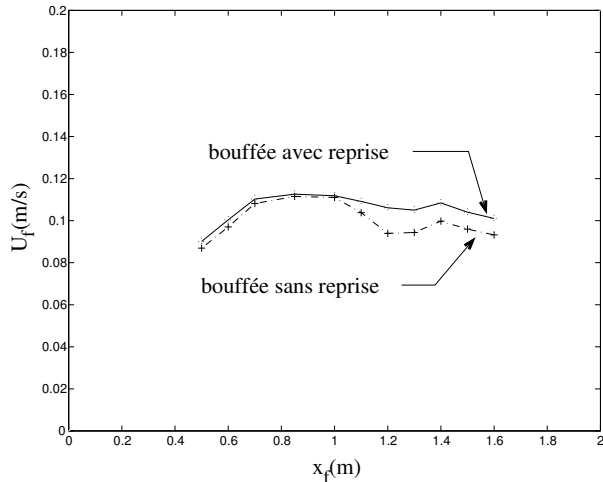


FIG. 5.24: Vitesse des bouffées de sciure sans entraînement de particules et avec entraînement de particules pour une pente de  $30^\circ$

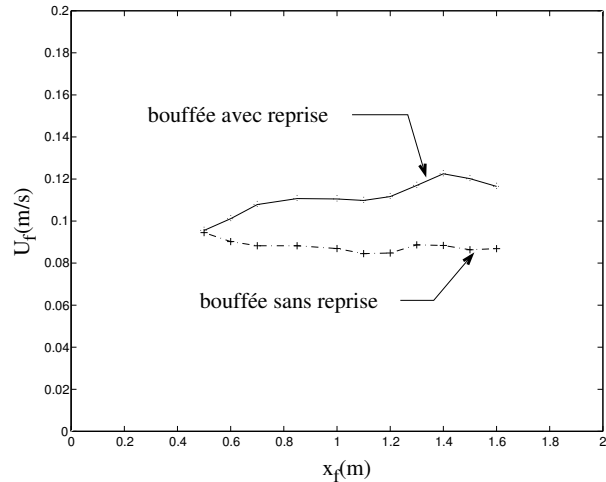


FIG. 5.25: Vitesse des bouffées de sciure sans entraînement de particules et avec entraînement de particules pour une pente de  $45^\circ$

des pentes aux angles plus faibles.

#### 5.4.2.2 Pour les bouffées salines

Pour les bouffées salines, les expériences ont été menées *avec et sans entraînement de particules* pour un angle de pente de  $32^\circ$  et pour des densités initiales de  $1050 \text{ kg/m}^3$ ,  $1095 \text{ kg/m}^3$  et  $1200 \text{ kg/m}^3$ . Pour les expériences *avec entraînement de particules* le bac contenant la couche de billes de verre était inséré dans le canal avant le début de l'expérience. La mesure de la vitesse du front a été faite à l'aide des sondes de conductivité. Le post-traitement a été fait de la même manière que décrit précédemment. Sur les figures (5.26), (5.27) et (5.28) sont représentés les temps de passage du front en fonction de sa position pour les trois types de bouffées *avec et sans entraînement de particules*. Les conclusions que l'on peut tirer de ces trois comparaisons sont les suivantes. Pour des bouffées salines de densité initiale  $1095 \text{ kg/m}^3$ , l'entraînement de particules modifie nettement la vitesse du front de la bouffée. En effet on note que rapidement les temps de passage en chacun des points sont plus faibles pour la bouffée *avec entraînement de particules* que pour la bouffée *sans entraînement de particules*. La vitesse du front de ce type de bouffée est donc comme pour la sciure influencée par l'entraînement de particules. Pour les bouffées de densité initiale  $1050 \text{ kg/m}^3$ , il n'est pas possible de distinguer une différence de temps de passage entre les bouffées *avec ou sans entraînement de particules*. L'explication de ce phénomène semble être que les bouffées de densité initiale  $1050 \text{ kg/m}^3$  n'arrivent pas à entraîner beaucoup de billes de verre et qu'ainsi les billes entraînées sont en nombre trop faible pour accélérer la bouffée. Cela correspond d'ailleurs à ce que l'on voit en observant les bouffées descendre dans le canal : celles qui ont une densité initiale de  $1050 \text{ kg/m}^3$  ne donnent pas l'impression d'entraîner beaucoup de particules, par comparaison avec ce qui est observé pour les autres bouffées. Enfin pour les bouffées ayant une densité initiale de  $1200 \text{ kg/m}^3$ , la distinction entre les deux types de bouffées n'a lieu que vers la fin du canal. En effet pendant toute la première phase de l'écoulement les vitesses des bouffées



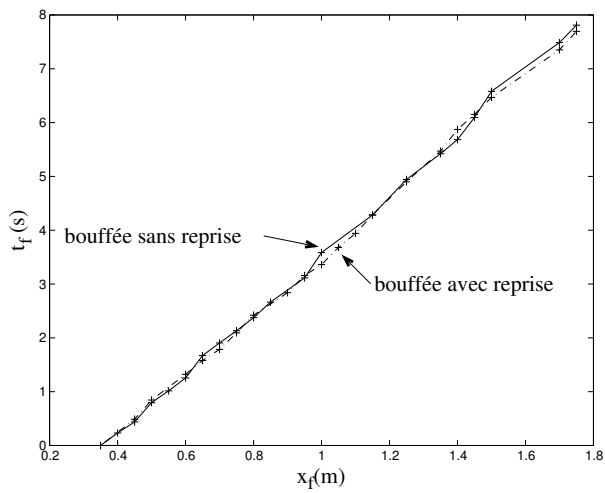


FIG. 5.26: Temps de passage en fonction de la position du front pour des bouffées salines avec et sans entraînement de particules. La densité initiale des bouffées est  $1050 \text{ kg/m}^3$ .

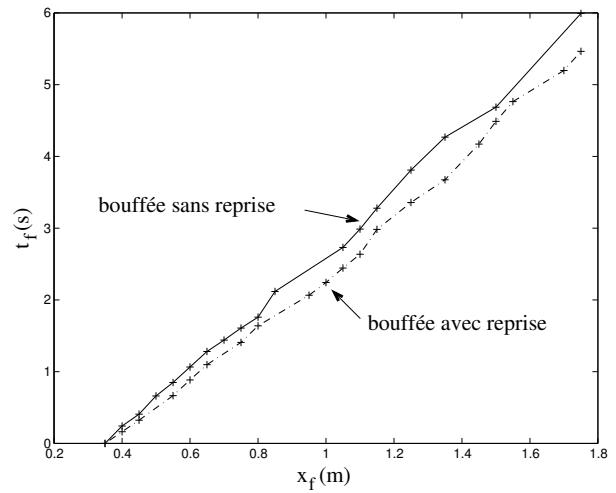


FIG. 5.27: Temps de passage en fonction de la position du front pour des bouffées salines avec et sans entraînement de particules. La densité initiale des bouffées est  $1095 \text{ kg/m}^3$ .

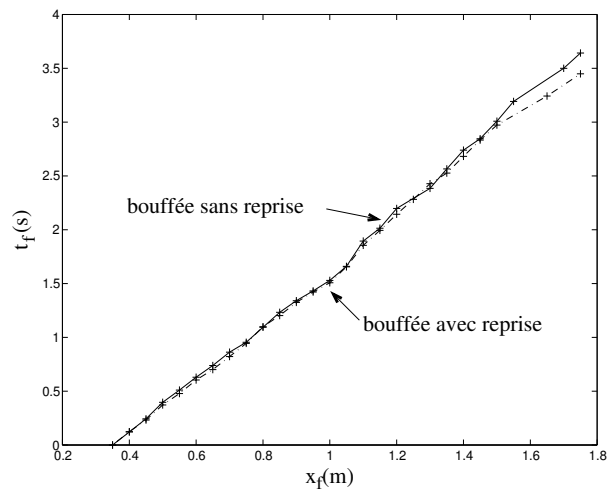


FIG. 5.28: Temps de passage en fonction de la position du front pour des bouffées salines avec et sans entraînement de particules. La densité initiale des bouffées est  $1200 \text{ kg/m}^3$ .

*avec et sans entraînement de particules* suivent la même évolution. Il n'y a qu'à la fin que les fronts des bouffées qui entraînent des particules deviennent plus rapides que les fronts de celles qui n'entraînent pas. L'explication de ce phénomène ne peut pas être la même que pour les bouffées de faible densité. En effet, visuellement, les bouffées de densité  $1200 \text{ kg/m}^3$  sont celles qui entraînent logiquement le plus de particules. N'ayant pas trouvé d'explication directe à ce phénomène, nous avons pensé qu'une réponse pourrait être trouvée à l'aide d'une étude phénoménologique de l'entraînement de particules, c'est à dire en regardant comment s'effectue l'entraînement de particules par la bouffée. C'est ce qui est proposé dans la partie (5.5).

### 5.4.3 Comparaison avec la modélisation

La comparaison des résultats expérimentaux de bouffées d'eau salée ou de sciure avec entraînement de particules avec les résultats de la modélisation se heurte logiquement au même problème de décalage des courbes que ce qui a été rencontré lors de la comparaison pour des bouffées sans entraînement de particules. Les différentes comparaisons ont été menées pour les deux types de bouffées de sciure et pour les bouffées d'eau salée de densité initiale  $1095 \text{ kg/m}^3$ . Dans les trois cas les mêmes paramètres d'entrée que ceux utilisés pour la comparaison des bouffées sans entraînement de particules ont été choisis. Les valeurs concernant l'entraînement des particules y ont été ajoutées. Les résultats des différentes comparaisons sont présentés sur les figures (5.29), (5.30) et (5.31). Les épaisseurs de particules entraînées ont été choisies par ajustement (à une translation près) du modèle. En effet il n'a pas été possible de mesurer de manière précise la quantité de particules qui sont entraînées par la bouffée. Cependant l'estimation visuelle de l'épaisseur de particules emportées lors de l'écoulement des bouffées nous permet de juger de la validité des ordres de grandeur des trois épaisseurs de particules obtenues lors de l'ajustement du modèle. En effet, visuellement, il est apparu que la bouffée de sciure descendant une pente inclinée à  $45^\circ$  entraîne l'intégralité de la couche déposée. Cela correspond bien à la valeur qui permet d'ajuster le modèle (cf figure (5.30)). Les bouffées de sciure s'écoulant dans le canal incliné à  $30^\circ$  semblent avoir plus de mal à entraîner les particules de la couche déposée. Cette caractéristique est bien traduite par la valeur de 0,5 mm de particules entraînées (cf figure (5.29)). Pour ce qui concerne l'entraînement de billes de verre, le lit de particules ayant tendance à très rapidement se compacter, les bouffées ont du mal à l'éroder. Ainsi même dans le meilleur des cas seulement une couche très fine de particules arrive à être entraînée par la bouffée. Cela peut très bien correspondre à une épaisseur de 0,5 mm de particules entraînées, valeur fournie par l'ajustement du modèle. Le coefficient 0,5 qui apparaît dans l'expression de la densité du lit de particules correspond au facteur de compaction du lit de billes de verre. Cette valeur a été indiquée par H. Toniolo qui nous a fourni les billes de verre. Ainsi les valeurs concernant l'entraînement de particules qui permettent d'ajuster le modèle aux valeurs expérimentales semblent toutes cohérentes avec nos observations. Malheureusement n'ayant pu mesurer précisément les épaisseurs de particules entraînées par les bouffées, il ne nous est pas possible d'aller plus loin dans la validation quantitative du modèle. En conclusion à cause des deux problèmes (décalage des courbes et épaisseurs de particules entraînées non mesurées) auxquels nous n'avons pu remédier nous sommes juste en mesure de constater que le modèle pour lequel l'entraînement de particules a été pris en compte semble pouvoir prédire à terme l'évolution de la vitesse des bouffées avec entraînement de particules, sans que nous puissions aller plus loin pour l'instant dans la comparaison. Un meilleur ajustement ultérieur devrait permettre de plus

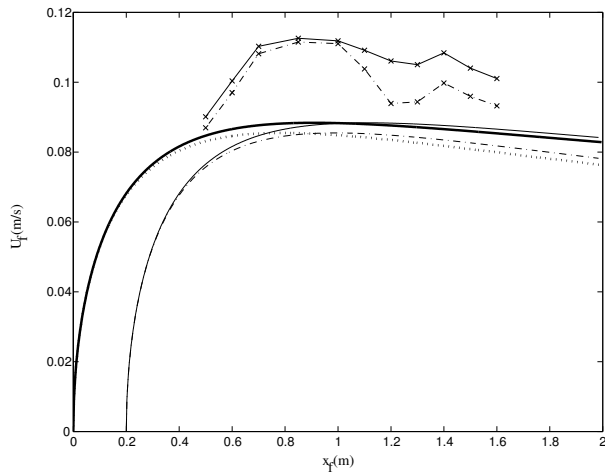


FIG. 5.29: Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats du modèle de bouffée pour une bouffée de sciure sur une pente de  $30^\circ$ . Les paramètres d'entraînement de particules sont :  $\rho_N = 1060 \text{ kg/m}^3$  et  $h_N = 5 \times 10^{-4} \text{ m}$ . La courbe en trait fort correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en trait fin correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2). Les courbes en pointillés et tiretées sont les courbes correspondantes aux courbes en trait fort et plein mais dans le cas sans entraînement de particules.

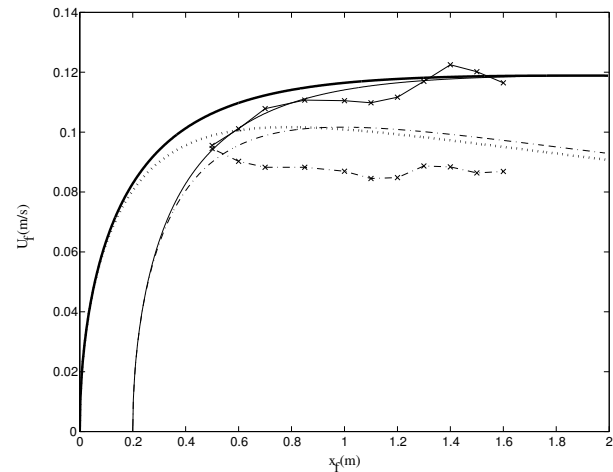


FIG. 5.30: Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats du modèle de bouffée pour une bouffée de sciure sur une pente de  $45^\circ$ . Les paramètres d'entraînement de particules sont :  $\rho_N = 1060 \text{ kg/m}^3$  et  $h_N = 2 \times 10^{-3} \text{ m}$ . La courbe en trait fort correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en trait fin correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2). Les courbes en pointillés et tiretées sont les courbes correspondantes aux courbes en trait fort et plein mais dans le cas sans entraînement de particules.

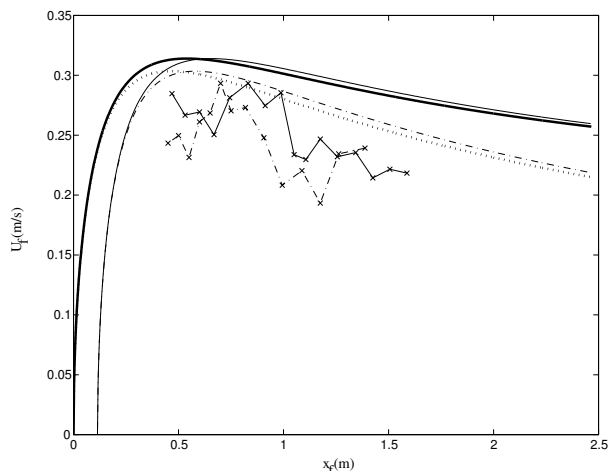


FIG. 5.31: Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats du modèle de bouffée pour une bouffée saline sur une pente de  $32^\circ$ . Les paramètres d'entraînement de particules sont :  $\Delta\rho_N = 1500 \times 0,5 \text{ kg/m}^3$  et  $h_N = 5 \times 10^{-4} \text{ m}$ . La courbe en trait fort correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (1). La courbe en trait fin correspond à l'origine prise selon l'hypothèse (2). Les courbes en pointillés et tiretées sont les courbes correspondantes aux courbes en trait fort et plein mais dans le cas sans entraînement de particules.

amples conclusions.

#### 5.4.4 Synthèse

Les deux principaux aspects qui ressortent de l'étude expérimentale de l'entraînement de particules par les bouffées de gravité sont les suivants :

- Il est possible de réaliser en laboratoire un entraînement de particules qui ait une influence notable sur la vitesse d'écoulement de la bouffée. Pour y parvenir les contraintes concernent le choix du type de bouffée ainsi que du type de particules. Il est nécessaire que la bouffée soit assez rapide pour arriver à entraîner les particules de la couche de particules qui, elles, doivent arriver à rester statiquement en équilibre, tout en étant suffisamment mobilisables pour permettre une érosion ;
- Dans les deux cas (sans entraînement de particules et avec entraînement de particules), le modèle de bouffée paraît prédire convenablement les résultats expérimentaux au décalage des courbes près. En effet, les courbes issues du modèle et des expériences étant parallèles l'évolution de la vitesse est la même à un facteur multiplicatif près.

## 5.5 Étude qualitative du phénomène de reprise

Étant donné le peu d'informations disponibles sur l'entraînement de particules par une avalanche, il nous a semblé intéressant de mener en complément des précédentes études quantitatives une étude phénoménologique du processus. En effet, une bonne compréhension des mécanismes

d'entraînement de particules par une avalanche ou par une bouffée peut se révéler très utile d'une part pour paramétriser précisément le phénomène et d'autre part pour affiner la compréhension des mécanismes internes à l'avalanche. Un des objectifs est entre autres d'essayer d'expliquer plus précisément pourquoi, dans notre configuration, la vitesse des bouffées d'eau salée de densité  $1200 \text{ kg/m}^3$  n'est pratiquement pas modifiée par l'entraînement de billes de verre (sauf vers la fin du canal). Ainsi l'étude porte sur l'observation et la compréhension de la structure interne des bouffées de laboratoire que nous avons réalisées d'une part et de l'entraînement de particules par ces mêmes bouffées d'autre part. Elle est actuellement purement qualitative. En effet il nous a semblé nécessaire, avant d'effectuer d'éventuelles mesures et d'essayer de les interpréter, de comprendre les mécanismes en présence. La première partie de cette étude est expérimentale. Il s'agit de l'observation de la structure interne de la bouffée d'une part et du phénomène d'entraînement de particules d'autre part. La seconde partie propose un modèle simple ayant pour vocation de permettre d'aider à comprendre les différentes observations qui ont pu être faites précédemment.

### 5.5.1 Étude expérimentale

La structure interne et l'entraînement de particules ont déjà auparavant été un peu étudiées en laboratoire. Hopfinger et Tochon-Danguy [26] se sont intéressés à la structure interne de la bouffée. Ils ont mis en évidence expérimentalement la présence au niveau du front de la bouffée de deux vortex tournant en sens inverse l'un de l'autre. Le premier plus petit se trouve tout près du front et tourne de manière à emmener le fluide vers le bas au niveau du front. Le second, plus gros, se trouve juste derrière et tourne en sens inverse.

Des travaux non publiés de Beghin montrent un entraînement passant au dessus du front de la bouffée pour un angle de pente quasiment plat. Ainsi dans ce contexte, le matériau qui est entraîné par la bouffée passe majoritairement par dessus le front de la bouffée pour ensuite y être incorporé par l'instabilité qui est présente à l'interface entre la bouffée et le fluide ambiant.

Nous nous sommes également intéressés visuellement à ces deux aspects : le comportement interne de la bouffée et le mécanisme d'entraînement de particules. L'ensemble des expériences ont été menées pour des bouffées d'eau salée s'écoulant dans le canal incliné à  $32^\circ$ . En effet nous aurions souhaité mener l'étude à la fois pour des bouffées de sciure et pour des bouffées d'eau salée. Malheureusement, les bouffées de sciure étant totalement opaques, il nous a fallu nous contenter, pour ces dernières, d'observations au voisinage du bord du canal, qui est le seul endroit où il est possible de voir quelque chose. Le problème d'une telle étude au voisinage du bord du canal est qu'il y a dans cette zone de nombreux effets de bords. Ces derniers sont apparus comme localement très influents sur la dynamique des phénomènes visualisés. Ce type d'observation non représentative de ce la dynamique interne à la bouffée a donc été abandonné. L'étude a alors été focalisée sur l'observation des bouffées salines. A l'aide d'un système de quatre caméras parallèles nous avons pu filmer les événements.

#### 5.5.1.1 La structure interne de la bouffée

Pour pouvoir visualiser ce qui se passe à l'intérieur des bouffées, quelques particules de sciure colorées en rose et mouillées à l'eau salée ont été ajoutées au volume initial d'eau salée. Elles ont ainsi permis de mieux visualiser les différents tourbillons qui se trouvent à l'intérieur des bouffées.

Chaque bouffée est différente des autres, et nous n'avons pas été en mesure de déterminer complètement la structure interne que peut avoir une bouffée d'eau salée bidimensionnelle descendant un canal incliné à  $32^\circ$ . Cependant au cours des expériences nous avons pu noter, comme Hopfinger et Tochon-Danguy la présence systématique d'au moins deux vortex au sein de la bouffée, comme illustré sur les figures (5.32) et (5.34) Ces deux vortex se sont révélés tourner en sens inverse l'un

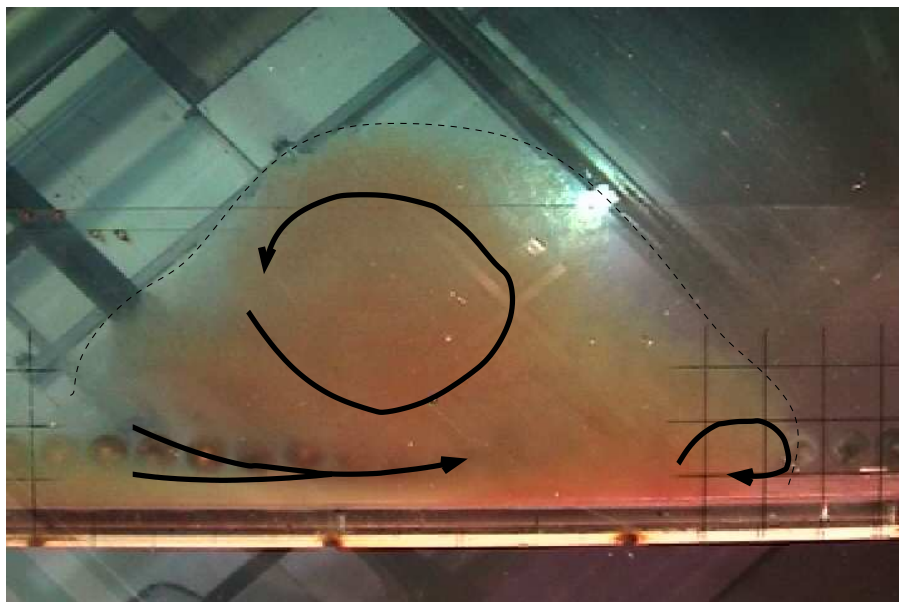


FIG. 5.32: Exemple de bouffée d'eau salée s'écoulant sur une pente de  $32^\circ$ . Quelques particules y ont été ajoutées pour permettre de mieux visualiser la structure interne de la bouffée. Ce cliché permet de voir la présence d'un petit vortex à l'avant de la bouffée et d'un beaucoup plus important tournant en sens inverse à l'arrière de la bouffée. Par ailleurs on note la présence d'un important courant d'eau passant sous le gros vortex et venant se mélanger avec la bouffée dans la zone entre les deux vortex.

par rapport à l'autre et avoir les caractéristiques suivantes :

- l'un, petit, se trouve à l'avant de la bouffée et tourne de manière à ramener le fluide vers l'avant de la bouffée et vers le bas ;
- l'autre, beaucoup plus gros se trouve à l'arrière de la bouffée. Il tourne en sens inverse du précédent. Ce vortex met en rotation du fluide sur la totalité de la hauteur de la bouffée.

Par ailleurs de manière systématique on assiste à une entrée importante d'eau claire prise derrière la bouffée, passant sous le gros vortex et venant se mélanger au fluide de la bouffée au niveau de l'espace entre les deux vortex. La hauteur de ce « courant d'eau » sous le gros tourbillon dépend des bouffées et est variable dans le temps lors de l'évolution d'une même bouffée. Il semble souvent y avoir une sorte d'oscillation du gros vortex qui tantôt laisse passer un large courant d'eau sous lui, tantôt vient appuyer sur ce courant et ainsi augmenter temporairement son débit vers l'avant. A ces trois phénomènes principaux viennent s'ajouter d'autres phénomènes que l'on observe de temps à autre mais pour lesquels nous ne pouvons pas fournir de règle générale. L'ensemble des trois comportements principaux que nous avons pu isoler est résumé sur la figure (5.33).

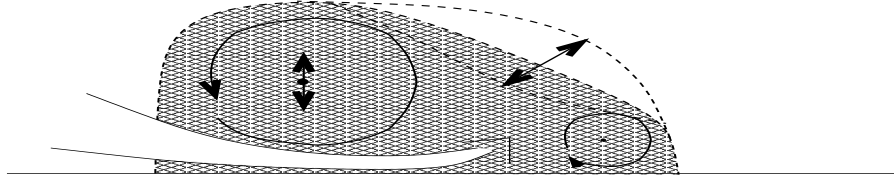


FIG. 5.33: Représentation des trois phénomènes principaux observés : les deux vortex tournant chacun dans un sens et l'entrée d'eau claire par l'arrière de l'écoulement. L'importance de cette dernière est fonction, au cours du temps, de la position (perpendiculairement à la pente) du gros vortex arrière. La position de l'interface à l'avant de la bouffée varie elle aussi dans le temps.

### 5.5.1.2 Le phénomène de reprise

Le fonctionnement du phénomène d'entraînement de particules par les bouffées salines a aussi été visualisé. Le phénomène décrit ici est celui qui a été observé comme étant le phénomène prépondérant d'entraînement de particules pour la configuration dans laquelle les expériences ont été réalisées (expériences d'entraînement de billes de verre par une bouffée d'eau salée pour une pente d'environ  $30^\circ$ ). Il est fort probable que ce phénomène ne soit pas le seul et que certaines particules soient entraînées par des mécanismes annexes. Par ailleurs il est certain que la prépondérance d'un phénomène d'entraînement de particules par rapport aux autres est une caractéristique qui dépend de l'angle de la pente. Ainsi les résultats obtenus dans le cadre de cette étude ne seront pas forcément généralisables directement à l'ensemble des pentes envisageables. Dans la configuration présente, c'est-à-dire pour des bouffées salines s'écoulant sur une pente d'environ  $30^\circ$ , la majeure partie de l'entraînement de particules s'effectue de la même manière que l'entrée d'eau douce mentionnée dans la partie précédente. Ainsi, le phénomène qui alimente majoritairement la bouffée en particules est un flux de billes de verre qui a les caractéristiques suivantes :

- les billes de verre sont mises en mouvement par le passage de la bouffée. Cette mise en mouvement correspond à une mise en glissement des particules sur le fond à une vitesse inférieure à celle de la bouffée. Un courant de billes de verre se crée ainsi à l'arrière de la bouffée ;
- Le vortex arrière de la bouffée accélère une partie de ce courant pour l'emmener jusque sous la bouffée ;
- Les particules sont alors incorporées à l'écoulement. Ceci se fait par étapes successives. En effet comme mentionné ci-avant, les particules pénètrent dans la bouffée par l'arrière, de la même manière que se déroule l'entrée d'eau claire. La majeure partie des particules entrantes se retrouve donc à pénétrer à l'intérieur de la bouffée au niveau de l'entre deux vortex. Ces particules s'incorporent alors dans le front de la bouffée par l'arrière du vortex frontal et investissent le front progressivement jusqu'à atteindre l'interface avant avec l'eau. Sur la longueur du canal cette phase d'entrée des particules dans le front est la phase principalement observée. Lorsque la bouffée se situe vers la bas du canal, il est de plus possible d'observer que les particules commencent à investir aussi l'arrière de la bouffée. Elles parviennent certaines fois même jusqu'au vortex de l'arrière.

Sur la figure (5.35) trois clichés d'une même bouffée sont présentés pour montrer le phénomène tel qu'il se déroule. La partie grise correspond à la bouffée, le courant blanc au flux de billes de



FIG. 5.34: Exemple de bouffée d'eau salée s'écoulant sur une pente de  $32^\circ$ . Quelques particules ont été ajoutées à la bouffée d'eau salée pour permettre de mieux visualiser la structure interne de la bouffée. Les trois images successives correspondent à trois clichés successifs de la même bouffée au cours de son écoulement. Il est de nouveau possible de voir la présence des deux vortex et du courant d'eau claire en dessous de la bouffée. On peut aussi noter la présence de phénomènes temporaires supplémentaires tel que le détachement d'une partie de fluide depuis la partie avant qui migre sur le haut de la bouffée pour venir se mélanger à terme au vortex arrière en écrasant momentanément ce dernier.



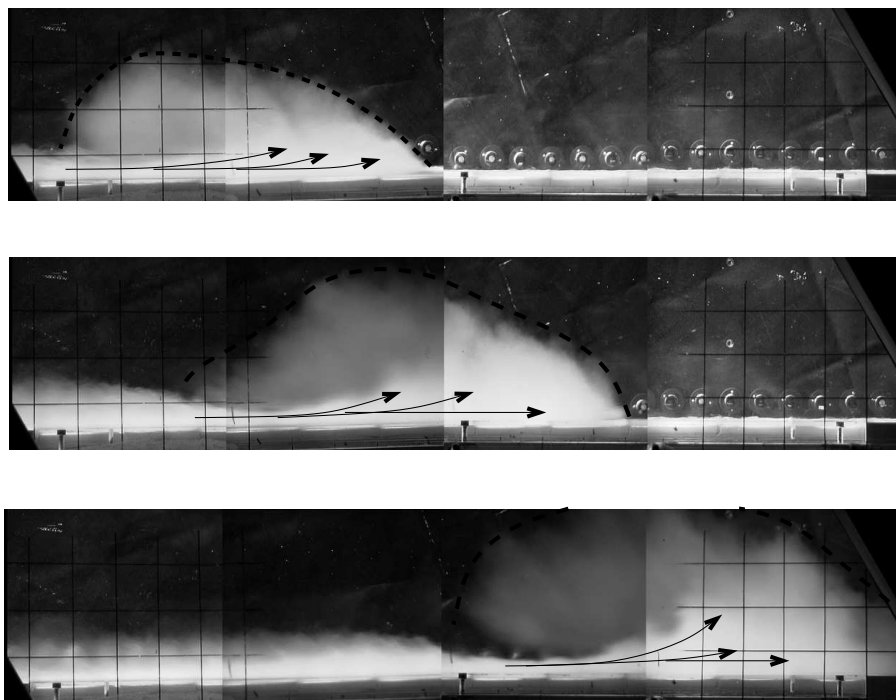


FIG. 5.35: Présentation de trois clichés d'une même bouffée en trois instants différents. La partie grise correspond à la bouffée, le courant blanc au flux de billes de verre. Les flèches noires permettent de montrer ce que l'on observe lorsque l'on observe l'évolution de la bouffée et du courant de billes de verre directement ou sur le film de l'expérience.

verre. Les flèches noires indiquent la dynamique du phénomène, telle qu'on l'observe durant l'expérience. A titre de synthèse les différentes étapes de la dynamique de l'entraînement de particules sont résumées sur la figure (5.36). L'entraînement de particules se passant sur presque toute la

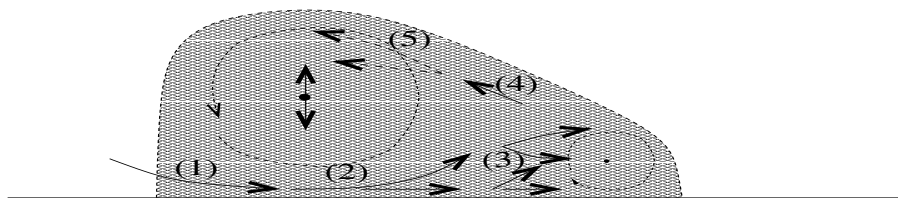


FIG. 5.36: *Fonctionnement du phénomène d'entraînement de particules de verre par les bouffées salines sur une pente de 30° environ. La numérotation indique la succession des étapes telle qu'elle a lieu.*

longueur du canal (le bac de particules descend pratiquement jusqu'en bas du canal), dès qu'une des phases a été amorcée elle continue évidemment jusqu'à la fin du canal. Le passage de la phase trois à la phase quatre semble être un peu plus long que l'amorçage des phases précédentes. De plus si beaucoup de particules sont mises en jeu dans les trois premières phases allant même jusqu'à colorer la bouffée dans les zones concernées, les phases quatre et cinq ne concernent que peu de particules durant les deux mètres d'écoulement dans le canal. En effet, la présence de particules dans ces deux zones n'apparaît que sous la forme d'un voile légèrement opaque dans la couleur du haut et de l'arrière de la bouffée. Par ailleurs selon la densité des bouffées, l'avancée dans les cinq phases (cf figure (5.36)) que compte l'entraînement de particules est différente :

- pour des bouffées peu denses ( $\rho_0 \approx 1050 \text{ kg/m}^3$ ), la mise en glissement d'une partie de la couche de billes de verre est presque inexistante. Ceci doit provenir du fait que la vitesse de la bouffée est trop faible ( $U \approx 0.17 \text{ m/s}$ ) pour appliquer à la couche de particules un cisaillement capable de la déstabiliser. Pour ce type de densité, très peu d'entraînement est observé. Ceci est cohérent avec le fait que la vitesse du front de la bouffée n'est pas modifiée par l'entraînement de particules ;
- pour des bouffées de densité moyenne ( $\rho_0 \approx 1100 \text{ kg/m}^3$ ), la dynamique complète des phases un à trois est aisément observée. Les phases quatre et cinq sont plus ou moins initiées suivant les cas ;
- pour des bouffées de densité élevée ( $\rho_0 \approx 1200 \text{ kg/m}^3$ ), les deux premières phases sont là aussi bien visibles. En revanche, il faut attendre le bas du canal pour que les particules atteignent l'avant du front de la bouffée. Une explication peut être que d'une part la vitesse du front étant importante ( $U \approx 0,35 \text{ m/s}$ ) et d'autre part la couche de particules étant assez cohésive, le temps de réponse de la couche de particules semble être supérieur au temps caractéristique de passage de la bouffée. Ainsi même si la bouffée est capable d'entraîner à terme en son sein plus de particules que les bouffées moins denses, le temps de réponse « lent » de la couche de billes de verre fait que sur la longueur de notre canal l'entraînement des particules n'atteint que la troisième phase. Cette troisième phase n'est totalement achevée qu'en bout de canal. Cette observation fournit une explication au fait, surprenant au premier abord, que la vitesse du front n'est pas influencée (avant le bout du canal) par l'entraînement de particules pour une bouffée de densité initiale  $1200 \text{ kg/m}^3$  alors que d'une part

elle est modifiée lorsqu'il s'agit d'une bouffée de densité initiale  $1100 \text{ kg/m}^3$  et que d'autre part visuellement on observe que beaucoup de particules sont mises en mouvement. Une modélisation détaillée de l'entraînement de particules par une bouffée aurait à tenir compte du rapport entre le temps caractéristique de mise en mouvement de la couche de particules et les temps caractéristiques inhérents aux mouvements de la bouffée. Dans la configuration où l'on souhaiterait réaliser expérimentalement un entraînement fort de particules par des bouffées, il serait nécessaire d'en tenir compte dans le choix des matériaux.

## 5.5.2 Modélisation qualitative du phénomène prépondérant

Une fois les observations menées nous avons cherché à expliquer qualitativement le mécanisme observé pour le phénomène d'entraînement de particules en le reliant à la structure interne de la bouffée mise en évidence. Pour cela nous avons écrit un modèle simple dont les caractéristiques sont les suivantes.

### 5.5.2.1 But du modèle

Comme mentionné précédemment le but du modèle est de voir s'il est possible d'expliquer qualitativement le mécanisme d'entraînement de particules par la bouffée à l'aide des caractéristiques (connues) de la structure interne de la bouffée. L'observation a permis d'exhiber la présence, au sein de la bouffée, de deux vortex contrarotatifs l'un par rapport à l'autre et de puissances différentes. L'idée est donc d'écrire un modèle comportant ces deux vortex dans un volume fini et d'étudier leur influence sur le fluide et sur d'éventuelles particules, pour voir si la structure interne peut permettre d'expliquer le mécanisme d'entraînement de particules observé.

### 5.5.2.2 Principe du modèle

Le système choisi pour l'étude est un système composé de deux vortex à l'intérieur d'une « boîte ». Les deux vortex ont une intensité différente et tournant en sens opposé l'un par rapport à l'autre. Pour simplifier la tâche les vortex sont supposés ponctuels. En effet cela permet d'utiliser l'analogie mécanique des fluides/électromagnétisme pour établir les champs de vitesse autour des vortex [23]. Ainsi pour un vortex dans un plan, sans paroi autour de lui, la répartition des vitesses à l'intérieur du fluide est

$$\vec{v} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \vec{u}_\theta \quad (5.14)$$

avec  $\Gamma$  la force du tourbillon,  $r$  la distance du point considéré au vortex et  $\vec{u}_\theta$  le vecteur angulaire en coordonnées polaires. L'analogie électromagnétique permet aussi de prendre en compte la présence d'une paroi. Pour exprimer cette présence, il suffit d'ajouter un deuxième vortex symétrique du premier par rapport à la paroi et de force  $-\Gamma$ . On obtient ainsi un écoulement en présence d'un tourbillon et d'une paroi comme illustré sur la figure (5.37). L'expression du champs de vitesse est alors :

$$\vec{v} = \frac{\Gamma}{2\pi r_1} \vec{u}_{\theta 1} - \frac{\Gamma}{2\pi r_2} \vec{u}_{\theta 2} \quad (5.15)$$

avec  $r_1$  la distance au premier vortex et  $r_2$  celle au deuxième. Nous avons utilisé ce principe pour mettre deux vortex en présence enfermés dans une boîte représentant le contour de l'avalanche.

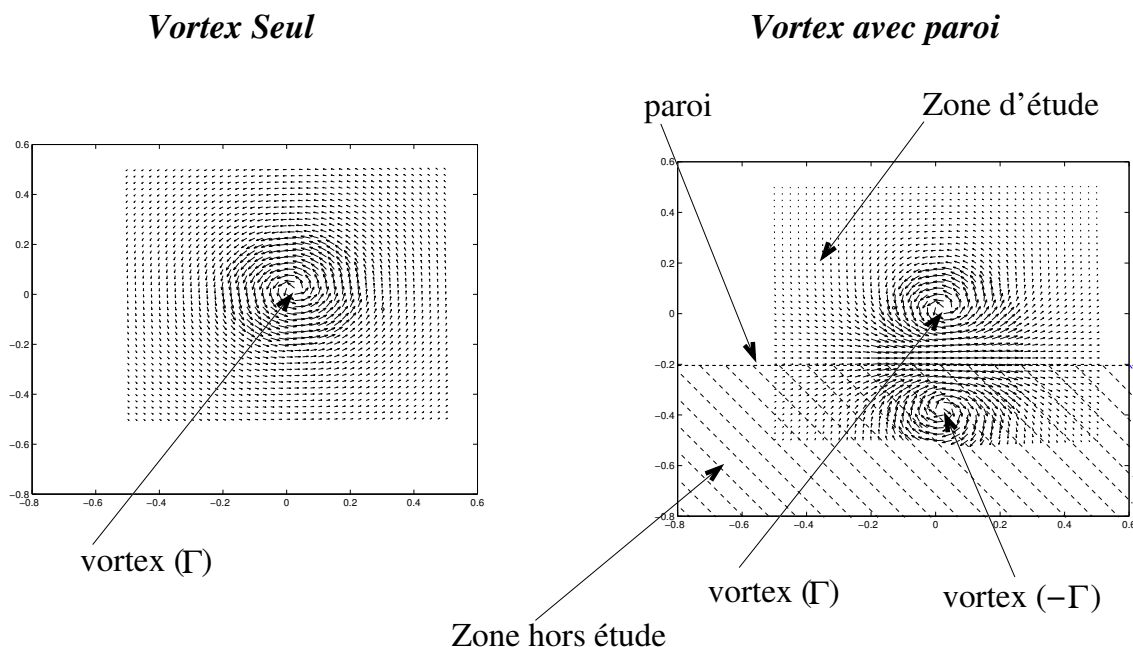


FIG. 5.37: Présentation du champs de vitesse pour le fluide en présence d'un seul vortex (figure de gauche), ainsi que d'un vortex et d'une paroi (figure de droite)

Pour chacun des vortex des symétries par rapport aux quatre parois ont été effectuées. Cela a créé pour chacun des vortex un réseau infini de vortex dont les intensités sont tantôt  $+\Gamma$ , tantôt  $-\Gamma$  suivant le nombre de symétries effectuées (cf figure (5.38)). La méthode de construction du réseau pour un vortex est présenté dans l'annexe (B). Le principe de superposition utilisé en électromagnétisme autorise pour obtenir la vitesse totale de l'écoulement en chaque point à sommer les contributions de vitesse dues aux deux réseaux (provenant de la présence des deux vortex dans la même boîte). La décroissance de la vitesse pour chacun des vortex du réseau est en  $\frac{1}{r}$ . Il est ainsi possible de travailler avec un réseau plus ou moins restreint suivant la précision souhaitée pour la vitesse du fluide. Dans notre cas, nous avons arrêté le réseau au bout de dix itérations. En effectuant ensuite la somme des champs de vitesse fournis par l'ensemble des vortex il est ainsi possible d'obtenir le champ de vitesse créé par la paire de vortex enfermée dans une boîte.

### 5.5.2.3 Résultats du modèle

Sur la figure (5.39) est représenté en noir le champ de vitesses, créé à l'intérieur de la boîte, par deux vortex tournant en sens inverse l'un ayant une force huit fois supérieure à l'autre. Pour une meilleure lisibilité de la figure, les vecteurs dont la norme n'était pas proche de zéro ont été normalisés. Il est possible de noter que la présence des parois est bien prise en compte. En effet la vitesse du fluide au voisinage de chacune des parois est parallèle à la paroi.

Des particules ont par ailleurs été ajoutées en bas à gauche de la boîte et leurs trajectoires ont été suivies dans le but de comprendre ce qui a été observé pour l'entraînement de particules par la bouffée. Pour cela nous avons supposé qu'en un point de l'écoulement une particule a une vitesse ( $\vec{u}_p$ ) égale à celle du fluide ( $\vec{u}_f$ ) (induite par la présence des deux vortex) ajoutée d'une vitesse de

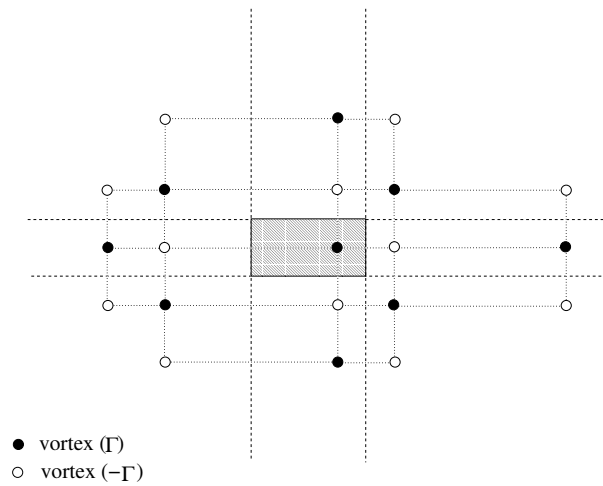


FIG. 5.38: Exemple de début de réseau obtenu en effectuant des symétries par rapport aux quatre parois de la boîte. La boîte correspond au rectangle gris du milieu de la figure.

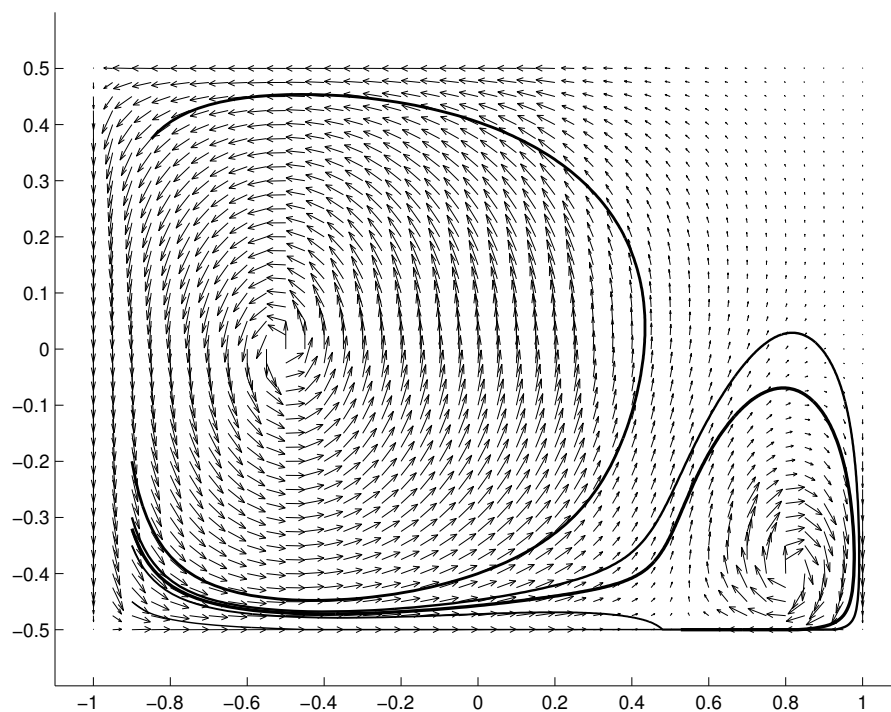


FIG. 5.39: Champs de vitesse à l'intérieur de la boîte et trajectoires des particules. Le champ de vitesse est donné par les petits vecteurs tracés en noir. Les trajectoires des particules sont les courbes noires en surimpression. Toutes les trajectoires ont leur origine en bas à gauche de la figure, soit en bas à l'arrière de la bouffée.

sédimentation ( $\vec{v}_s$ ). Cela revient à considérer des particules qui ont déjà été accélérées à la vitesse de l'écoulement. La différence de vitesse entre les particules et le fluide à leur voisinage est due à la possibilité de sédimentation des particules (à cause de leur poids). Ainsi

$$\vec{u}_p = \vec{u}_f - v_s \vec{z} \quad (5.16)$$

On obtient alors les différentes trajectoires de la figure (5.39). On voit que les particules initialement proches du fond (ce qui est le cas des particules entraînées alors qu'elles glissent sous la bouffée) ont tendance à aller se stocker soit juste derrière le vortex, soit directement dedans. Cela correspond bien à ce qui a été observé dans l'étude phénoménologique de l'entraînement de particules. Des particules un peu plus en hauteur rejoignent le gros tourbillon. Ainsi ce modèle simple à deux vortex permet de relier les phases (1), (2) et (3) (cf figure (5.36)) de l'entraînement de particules à la structure interne de la bouffée.

### 5.5.3 Perspectives du modèle

Il est bien évident que le modèle que nous venons de présenter, de par sa simplicité, ne peut pas permettre de tout expliquer. Il est clair qu'il ne permet pas de :

- prendre en compte une éventuelle différence de vitesse entre la bouffée et les particules entraînées qui glissent dessous ;
- montrer où sont arrachées les particules dans le lit et par quel phénomène ;
- expliquer la présence des vortex et leur stabilité relative l'un par rapport à l'autre.

En revanche, il permet de montrer qu'il existe un lien fort entre la présence des deux tourbillons observés et la manière dont s'effectue le phénomène d'entraînement de particules. En effet les trois premières phases du phénomène de reprise peuvent être expliquées à l'aide du modèle. Les deux phases suivantes doivent *a priori* venir du fait que la réalité étant moins idéale que la modélisation, les particules contenues dans le vortex peuvent peu à peu s'échapper vers l'arrière et être ainsi incorporées au tourbillon arrière.

Ce modèle très simple a permis de montrer que ce qui avait été observé pour l'entraînement de particules était intimement lié aux deux vortex observés lors de l'étude de la structure interne. Il serait maintenant intéressant de perfectionner un peu plus le modèle pour essayer de mettre en évidence d'autres phénomènes liés à la structure interne, ainsi qu'à l'entraînement de particules, comme par exemple la stabilité relative des deux vortex l'un par rapport à l'autre. Pour ce faire des estimations expérimentales entre autres de la force relative des deux vortex sont nécessaires pour que le modèle puisse être réaliste.

## 5.6 Bilan de l'étude expérimentale

L'étude expérimentale précédente a permis de mettre en avant plusieurs aspects.

- En premier lieu elle a permis de déterminer la valeur de différents paramètres géométriques dans le contexte de bouffées s'écoulant *en régime proche*. Les valeurs de ces paramètres se sont révélées correspondre aux lois établies par Britter et Linden dans le cadre de l'étude de la tête d'un courant de gravité s'écoulant avec une vitesse constante. L'adéquation s'est révélée être meilleure qu'avec les lois établies par Beghin et al. pour des bouffées s'écoulant

*en régime lointain*. L'estimation des paramètres géométriques a aussi permis de mesurer le taux d'entraînement de fluide ambiant  $E$ , paramètre d'entrée du modèle de bouffée ;

- La deuxième partie de l'étude a concerné l'entraînement de particules par les bouffées de gravité. D'un point de vue quantitatif, cela a permis de montrer qu'il était possible de réaliser un entraînement de particules par des bouffées de gravité même lorsqu'il s'agit d'écoulements sur de fortes pentes. La comparaison des résultats expérimentaux en terme de vitesse entre le modèle et les expériences semble concluante au décalage des courbes près ;
- L'étude qualitative de l'entraînement de particules a permis de mettre en évidence le phénomène prépondérant pour le cas des bouffées de gravité sur des pentes de  $30^\circ$  environ. Cette étude qu'il est encore possible de pousser en avant ouvre la voie vers une meilleure compréhension de la manière dont s'effectue l'entraînement de particules par les bouffées de gravité. Une bonne compréhension des phénomènes pourrait ainsi aider à les modéliser de manière plus précise.

# Chapitre 6

## Application du modèle de bouffées aux avalanches

Le présent chapitre a une double vocation. Son premier but est de comparer les résultats du modèle de bouffée tel qu'il a pu être développé dans les chapitres précédents aux résultats de terrain pour les avalanches. Le second objectif est de trouver un moyen de comparer les résultats obtenus pour les avalanches dans la nature et les résultats des bouffées de laboratoire. Le seul moyen pour réaliser une telle comparaison est de travailler en représentation adimensionnelle pour pouvoir comparer les phénomènes qui concernent les bouffées sur des distances de 2 m à ceux qui concernent les avalanches sur des distances de 2000 m. Cette comparaison a pour but de mettre en évidence les ressemblances et les différences entre les deux phénomènes et ainsi ce qui peut être transférable directement d'une étude à l'autre. L'étude est menée comme suit. Dans un premier temps les caractéristiques connues de l'avalanche étudiée sont présentées. Ensuite ces caractéristiques sont comparées aux résultats que fournit le modèle de bouffée. Pour finir les résultats des avalanches sont comparés aux bouffées de laboratoire à l'aide d'une représentation adimensionnelle.

### 6.1 Caractéristiques de l'avalanche étudiée

#### 6.1.1 Le site expérimental

Les seules données sur l'évolution de la vitesse et de la hauteur dont nous avons pu disposer pour une avalanche à ce jour proviennent d'une avalanche déclenchée artificiellement le 25 février 1999 sur le site expérimental de la vallée de la Sionne dans le Valais (Suisse) [17]. Ce site est utilisé depuis plusieurs années, par les chercheurs de l'Institut Fédéral pour l'Etude de la Neige et des Avalanches (IFENA), localisé à Davos (Suisse). En un point du versant sur lequel descend l'avalanche, des capteurs permettent d'effectuer des mesures de hauteurs et de pressions au sein de l'avalanche. Sur le versant opposé un bunker abrite du personnel chargé de faire fonctionner l'instrumentation et des radars. Un dispositif vidéo permet d'obtenir, après que les images ont été géoréférencées, l'évolution de la vitesse du front de l'avalanche au cours de son écoulement ainsi que des estimations de sa hauteur et de sa longueur. Les radars utilisés en parallèle du dispositif vidéo permettent de mesurer localement la vitesse du front de l'avalanche ainsi que les vitesses



maximales à l'intérieur de l'avalanche. Enfin les volumes de neige de la zone de déclenchement et de la zone de dépôt sont estimés par photogrammétrie. Le déclenchement est fait artificiellement par dépôt de mines en hélicoptère sur la zone de départ.

### 6.1.2 L'avalanche du 25 février 1999

L'hiver 1999 a été très propice aux grosses avalanches dans les Alpes du nord. En effet, plusieurs dépressions importantes se sont succédées en janvier et février, et ont déposé beaucoup de neige sur les montagnes alpines. Les importantes accumulations de neige ainsi formées ont été la cause de nombreuses catastrophes liées à de très grosses avalanches comme par exemple à Galtür en Autriche et à Evolène en Suisse. En France, dans la vallée de Chamonix, cela a donné lieu, entre autres, à l'avalanche de Montroc qui a rasé des maisons et fait 12 victimes le 9 février, et à l'avalanche de Tacconnaz qui a endommagé une dent en béton du dispositif paravalanche en place (cf chapitre (1)). Le personnel de l'IFENA a profité de cette période pour déclencher trois grosses avalanches successivement les 30 janvier, 10 février et 25 février.

Les données que nous avons concernent la dernière des trois, celle du 25 février. Les mesures qui ont pu être réalisées sont les suivantes [17] :

- L'épaisseur moyenne de la cassure dans la zone de déclenchement était de 2,1 m ;
- La comparaison des volumes des zones de départ et d'arrivée indique qu'un fort entraînement de neige a eu lieu tout au long de l'écoulement de l'avalanche. L'épaisseur de neige entraînée par l'écoulement a été estimée visuellement après le passage de l'avalanche à environ 1 m à 1,5 m ;
- Au niveau du point de la pente qui est instrumenté (à environ 1500 m du point de départ de l'avalanche), la vitesse du front de l'avalanche a été estimée à 280 km/h (80 m/s) et la vitesse interne maximale à 400 km/h (110 m/s), soit une augmentation de 30 % à 40 % par rapport à la vitesse du front ;
- L'inclinaison de la pente, le long de la trajectoire, varie entre 20° et 45°, sur une hauteur d'étude d'environ 1200 m de dénivelée. Cependant le profil de pente reste proche d'une pente moyenne de 25°, comme en témoigne la figure (6.1) ;
- La vitesse du front mesurée le long de la trajectoire est donnée par Dufour et al. [17] en fonction de la position horizontale de ce même front. Nous avons représenté ce résultat sur la figure (6.2). Les barres d'erreur concernant les valeurs des vitesses n'ont pas été reportées sur cette figure. Elles varient entre 5 % et 40 % de la valeur de la vitesse. Les plus grosses incertitudes concernent les vitesses du début de l'écoulement, ce qui peut provenir de deux raisons. D'une part il est logique que les erreurs relatives les plus importantes apparaissent au début de l'écoulement car il s'agit de la zone où les vitesses sont les plus faibles. D'autre part un deuxième facteur doit très probablement jouer : au moment de son déclenchement et dans les instants qui suivent, l'avalanche n'est pas très grande, et se trouve à son point le plus éloigné des observateurs, ce qui fait qu'il est plus difficile de bien la distinguer du manteau neigeux environnant, et donc de faire des mesures de vitesse pertinentes ;
- Les informations concernant la hauteur et la longueur de l'avalanche durant son écoulement ne figurent pas dans l'article de Dufour et al. mais nous ont été communiquées par les auteurs. Ainsi vers la fin de l'écoulement étudié (au voisinage de la zone instrumentée (*i.e.*) au bout de 1500 m environ), l'avalanche atteint des hauteurs de l'ordre de 50 m à 100 m. Sa

longueur a été estimée en ordre de grandeur de 500 m à 800 m ;

- L’avalanche du 25 février 1999 était relativement large. L’ordre de grandeur de sa largeur est environ 350 m. Ainsi la largeur de l’avalanche a été, tout au long de l’écoulement, 3 à 5 fois supérieure à la hauteur de l’avalanche. Par ailleurs la topographie de la pente a fait que par endroits l’avalanche a été canalisée. Ces deux aspects permettent de considérer que l’avalanche a un écoulement bidimensionnel.

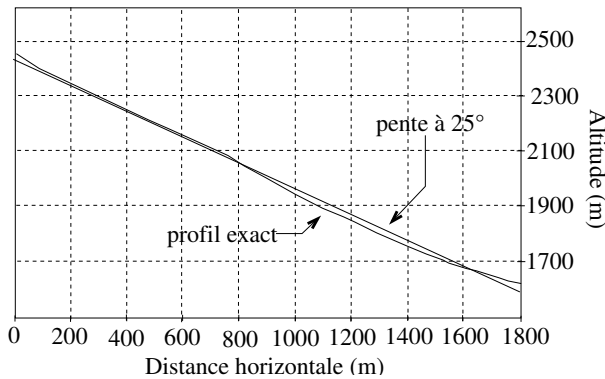


FIG. 6.1: Profil en long de la pente suivant la trajectoire de l’avalanche. Le profil de la pente est obtenu à partir du graphique de Dufour et al. [17]. Nous y avons superposé le profil de pente correspondant à une pente moyenne de  $25^\circ$ .

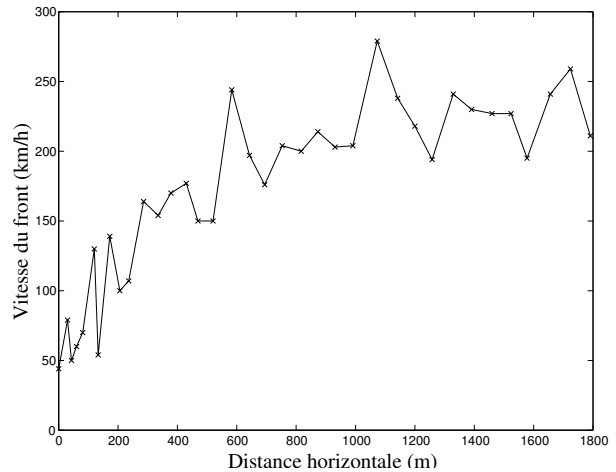


FIG. 6.2: Vitesse du front de l’avalanche en fonction de la position horizontale du front. Les points expérimentaux sont obtenus à partir du graphique de Dufour et al. [17]

## 6.2 Comparaison avec le modèle de bouffée

Dans cette partie nous comparons les résultats des mesures de vitesse de front de l’avalanche du 25 février 1999 à la vallée de la Sionne avec ceux fournis par l’intégration du modèle de bouffée à trois équations que nous avons présentée dans la partie (3.2.3). Les paramètres d’entrée de cette modélisation sont :

- le volume initial bidimensionnel de l’avalanche ( $A_0$ ) ;
- la différence de densité initiale entre l’avalanche et l’air ambiant ( $\Delta\rho_0$ ) ;
- la différence de densité entre le manteau neigeux entraîné par l’avalanche et l’air ambiant ( $\Delta\rho_N$ ) ;
- l’épaisseur de neige entraînée par l’avalanche ( $\beta h_N$ ), avec  $\beta$  le pourcentage de l’épaisseur totale du manteau neigeux  $h_N$  ;
- le coefficient d’entraînement de l’air par l’avalanche ( $E$ ).

Les quatre premiers paramètres sont déduits des données et résultats d’estimation fournis par Dufour et al. Ainsi on suppose que :

- $A_0 = 2 \times 100 = 200 \text{ m}^2$ , en effet l’épaisseur moyenne de la cassure est de 2,1 m, et nous supposons un volume initial mobilisé ayant une longueur de 100 m ;
- $\Delta\rho_0 = 150 \text{ kg/m}^3$ , car la neige était encore assez fraîche bien qu’un peu soufflée ;

- $\Delta\rho_N = 150 \text{ kg/m}^3$ , en effet la neige le long du parcours de l'avalanche devait sûrement être un peu moins soufflée que dans la zone de déclenchement qui elle est proche des crêtes, cependant nous n'avons pas jugé nécessaire d'en tenir compte lors de l'estimation de la différence de densité ;
- $\beta h_N = 1 \text{ m}$ , ce qui correspond à l'épaisseur moyenne du nouveau manteau neigeux récent, dont les observateurs disent qu'il a été complètement emporté par l'avalanche.

Dans un premier temps, nous utilisons pour  $E$  l'expression suivante :

$$E = \frac{2\sqrt{\frac{S_1}{k}} \frac{dH}{dx_f}}{1 - \frac{1}{2k} \frac{dH}{dx_f}} \quad (6.1)$$

où

$$dH/dx_f = 0,085 \quad (6.2)$$

et

$$k = 0,3 \quad (6.3)$$

sont les valeurs extrapolées à partir des résultats de nos expériences en laboratoire (à l'aide des résultats de Britter et Linden) La valeur de  $S_1$  est choisie à 0,8. Ces valeurs imposent pour  $E$  :

$$E = 0,32 \quad (6.4)$$

Toutes ces valeurs caractéristiques permettent de comparer la vitesse de front fournie par notre modélisation avec les valeurs obtenues pour l'avalanche de la vallée de la Sionne. La vitesse du front de l'avalanche donnée par le modèle est représentée en tirets sur la figure (6.3). Comme dans le cas des bouffées de gravité la vitesse et la position du front sont déduites de la vitesse et de la position du centre de gravité que fournit la solution analytique du modèle par les relations suivantes :

$$x_f = x + \frac{L}{2} = x + \frac{H}{2k} \quad (6.5)$$

$$U_f = U\left(1 + \frac{1}{2k} \frac{dH}{dx}\right) \quad (6.6)$$

La comparaison des vitesses de front fournit un résultat très satisfaisant. En effet la courbe en tirets est très bien ajustée sur les données expérimentales. Étant donné les distances parcourues par l'avalanche, très rapidement le choix de l'origine des courbes n'influe plus sur la valeur de la vitesse, c'est pourquoi nous n'avons pas pris la peine ici de prendre en compte cet aspect. Ainsi la position initiale de l'avalanche (celle pour laquelle  $U = 0$ ) a été choisie légèrement négative ( pour  $x = -L_0 = -\sqrt{A_0/S_1 k}$ ) pour permettre au modèle de fournir en  $x_f = 0$  une vitesse non nulle à l'image des données de Dufour et al. pour lesquelles  $U_f \simeq 10 \text{ m/s}$  pour  $x_f = 0$ . Par ailleurs, contrairement au cas des bouffées de laboratoire, il n'y a pas ici de décalage entre les résultats de vitesse de front fournis par le modèle et ceux issus de l'avalanche. Ce résultat va aussi dans le sens de penser que le décalage qui existe dans le cas des bouffées peut vraisemblablement être dû au choix du coefficient de masse ajoutée  $k_v$ , ainsi qu'au choix des conditions initiales. En effet, d'une part le coefficient de masse ajoutée  $k_v$  n'a pas ici d'influence notable du fait que le fluide ambiant entraîné par l'écoulement est de l'air. D'autre part, étant donné les distances sur lesquelles s'écoule

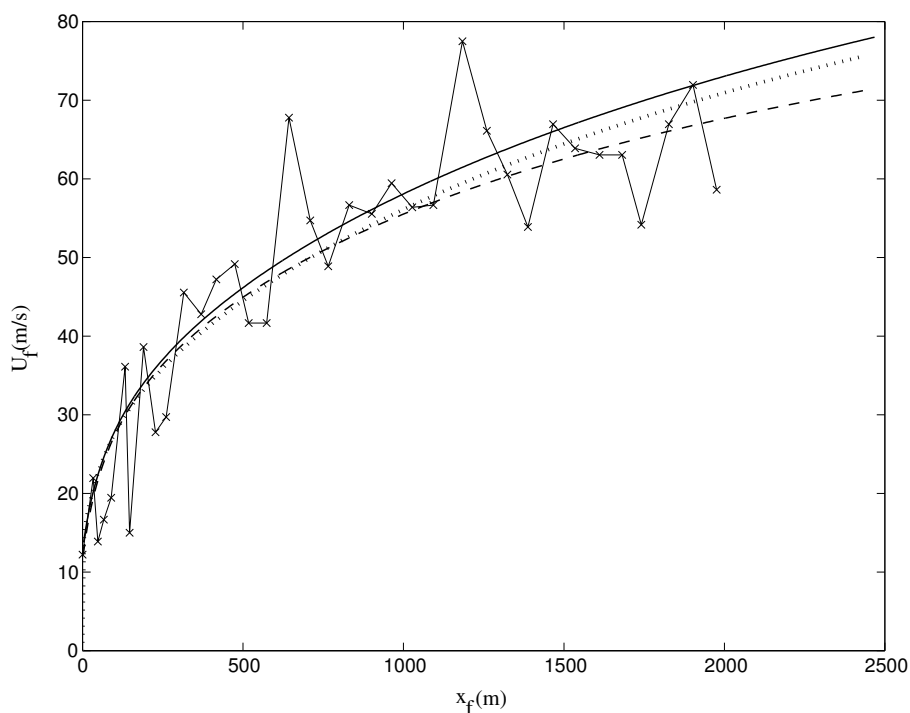


FIG. 6.3: Comparaison entre la vitesse de front de l'avalanche de la vallée de la Sionne et la vitesse de front donnée par le modèle (déduite de la vitesse analytique du centre de gravité). La courbe en tirets correspond à la vitesse de front donnée par le modèle pour  $E = 0,32$ ,  $dH/dx_f = 0,085$ ,  $k = 0,3$  et  $S_1 = 0,8$ . La courbe en trait plein correspond à la vitesse de front donnée par le modèle pour  $E = 0,25$ ,  $dH/dx_f = 0,005$ ,  $k = 0,18$  et  $S_1 = 0,8$ . La courbe en pointillés correspond à la vitesse de front donnée par l'intégration numérique des équations pour  $E = 0,25$ ,  $dH/dx_f = 0,005$ ,  $k = 0,18$  et  $S_1 = 0,8$ ,  $C_d = 5 \times 10^{-3}$ .

l'avalanche et les vitesses auxquelles elle s'écoule, les conditions initiales n'ont rapidement plus d'influence sur l'écoulement.

Cependant il est aussi nécessaire d'étudier la variation des autres paramètres de l'avalanche tels que la hauteur, la longueur ou encore la différence de densité. Les résultats que fournit le modèle en terme de croissance de hauteur et de longueur de l'avalanche au cours de l'écoulement sont présentés en tirets respectivement sur les figures (6.4) et (6.5). Du point de vue de la croissance en longueur, les résultats du modèle sont raisonnablement cohérents avec les données expérimentales. En revanche le modèle prédit des hauteurs beaucoup trop importantes par rapport aux données expérimentales. En effet l'avalanche atteindrait, selon le modèle, des hauteurs de l'ordre de 150 m pour  $x \approx 1600$  m. Ce dernier résultat du modèle ne peut pas convenir. Il découle directement de la valeur du taux de croissance d'une bouffée s'écoulant *en régime proche* dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. Le résultat aurait été pire si le taux de croissance de Beghin et al. pour des bouffées s'écoulant *en régime lointain* avait été utilisé ( $H \approx 200$  m pour  $x \approx 1600$  m). Le problème vient très vraisemblablement d'un effet inertiel sur le taux de croissance. Nous allons ainsi tâcher de prendre en compte dans le paragraphe suivant le fait que l'écoulement de l'avalanche est de type non Boussinesq (i.e. prise en compte des effets inertiels), dans l'évaluation du taux de croissance de l'avalanche, ainsi que des paramètres géométriques, pour voir en quoi ces différents paramètres sont modifiés.

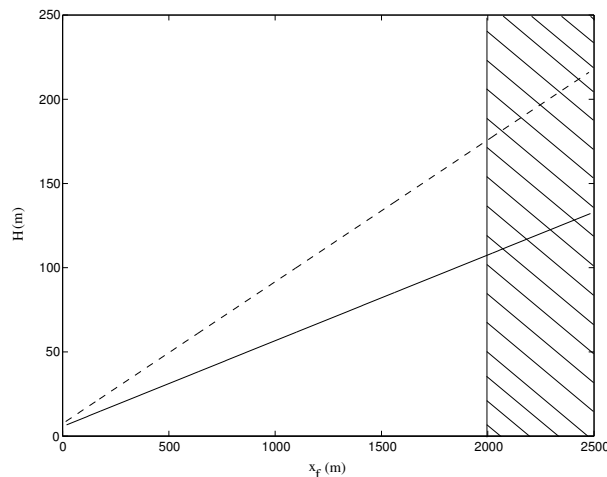


FIG. 6.4: Résultats du modèle en terme de croissance en hauteur de l'avalanche. La courbe en tirets correspond à la hauteur donnée par le modèle pour  $E = 0,32$ ,  $dH/dx_f = 0,085$ ,  $k = 0,3$  et  $S_1 = 0,8$ . La courbe en trait plein correspond à la hauteur donnée par le modèle pour  $E = 0,25$ ,  $dH/dx_f = 0,005$ ,  $k = 0,18$  et  $S_1 = 0,8$ .

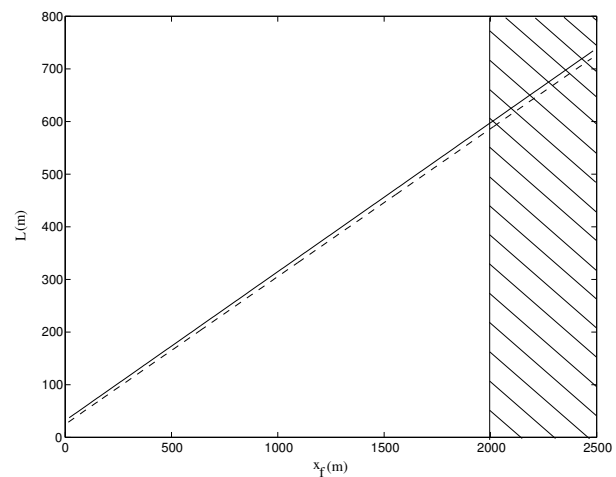


FIG. 6.5: Résultats du modèle en terme de croissance en longueur de l'avalanche. La courbe en tirets correspond à la longueur donnée par le modèle pour  $E = 0,32$ ,  $dH/dx_f = 0,085$ ,  $k = 0,3$  et  $S_1 = 0,8$ . La courbe en trait plein correspond à la longueur donnée par le modèle pour  $E = 0,25$ ,  $dH/dx_f = 0,005$ ,  $k = 0,18$  et  $S_1 = 0,8$ .

## 6.3 Prise en compte des effets inertiels

### 6.3.1 Modification des paramètres géométriques

Le taux de croissance d'une bouffée est directement relié à l'entraînement de fluide ambiant par la bouffée au cours de son écoulement. Ce dernier phénomène est vraisemblablement dépendant de la densité relative des deux fluides l'un par rapport à l'autre. En effet, par exemple, deux fluides de densité proche et de vitesse différente se mélangent au cours de leur écoulement parallèle. Par contre, l'écoulement d'une lame d'eau dans l'air est sujet à une croissance en hauteur de l'écoulement quasi-nulle et ce à cause de la grande différence de densité existant entre les deux fluides. L'étude présentée ci-après a pour but de prendre en compte l'influence de la différence de densité entre les deux fluides sur le taux de croissance en hauteur d'une bouffée de gravité. Elle est inspirée des travaux réalisés sur l'étude des couches de mélange à forte différence de densité [13]. Pour ce faire la bouffée est étudiée dans un référentiel se déplaçant à la vitesse ( $U_c$ ) de l'interface où à lieu une instabilité de type Kelvin-Helmholtz [16]. Dans ce référentiel, le point  $B$  (cf figure (6.6)) est un point d'arrêt. L'égalité des pressions de part et d'autre de l'interface en ce point  $B$  fournit, à

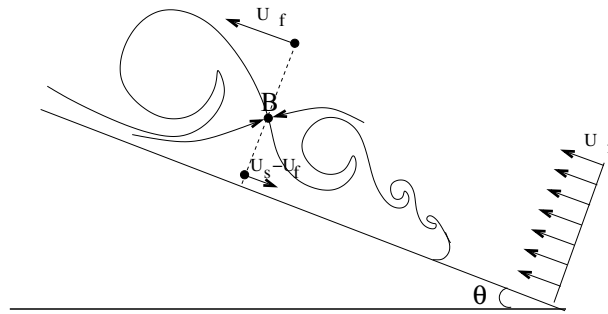


FIG. 6.6: Représentation de l'avalanche dans un référentiel se déplaçant à la vitesse du front de l'avalanche ( $U_f$ ).

l'aide de l'équation de Bernoulli utilisée pour les deux fluides, la relation suivante :

$$\rho_s(U_s - U_c)^2 = \rho_a U_c^2 \quad (6.7)$$

avec  $\rho_s$  la densité locale de la bouffée,  $(U_s - U_c)$  la vitesse de déplacement du fluide à l'intérieur de l'avalanche dans le référentiel se déplaçant avec l'interface et  $(U_c)$  la vitesse de déplacement du fluide ambiant dans ce même référentiel. Cette relation se transforme en :

$$U_c = \frac{U_s}{1 + \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_s}}} \quad (6.8)$$

Le taux temporel de croissance en hauteur de la bouffée est proportionnel à la différence de vitesse entre les deux fluides, d'où :

$$\frac{dH}{dt} = \alpha(\theta) \Delta U \quad (6.9)$$

Son expression spatiale devient alors :

$$\frac{dH}{dx} = \alpha(\theta) \frac{\Delta U}{U_c} \quad (6.10)$$

Dans le contexte de notre étude  $\Delta U = (U_s - U_c) - (-U_c) = U_s$ , d'où l'on obtient :

$$\frac{dH}{dx} = \alpha(\theta) \frac{U_s}{U_c} = \alpha(\theta) \left( 1 + \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_s}} \right) \quad (6.11)$$

Cette relation appliquée au cas Boussinesq fournit :

$$\frac{dH_B}{dx} = 2\alpha(\theta) \quad (6.12)$$

d'où l'on obtient la relation suivante entre les croissances en régime de Boussinesq et en régime non Boussinesq :

$$\frac{dH_{NB}}{dx} = \frac{dH_B}{dx} \frac{1 + \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_s}}}{2} \quad (6.13)$$

L'influence des effets inertiels sur le taux de croissance en longueur de la bouffée est plus difficile à évaluer. L'expansion en longueur de la bouffée est *a priori* reliée à la différence de pression hydrostatique entre la bouffée et le fluide ambiant, car c'est elle qui force l'étalement du fluide de l'avalanche. L'influence d'un fort rapport de densité serait alors plutôt d'augmenter le taux de croissance en longueur de la bouffée plutôt que de le diminuer. N'ayant pas de résultats concernant cette modification du taux de croissance en longueur de la bouffée par les effets inertiels, nous supposons en première approximation que le taux de croissance en longueur reste inchangé entre les configurations en régime de Boussinesq et les configurations en régime non Boussinesq. Ainsi

$$\frac{dL_{NB}}{dx} = \frac{dL_B}{dx} \quad (6.14)$$

A partir de la modification de ces deux taux de croissance, il est possible d'exprimer l'ensemble des paramètres géométriques en régime non Boussinesq en fonction des paramètres géométriques en régime de Boussinesq, à l'exception du facteur de forme  $S_1$ . Par défaut la valeur de  $S_1$  est conservée à 0,8. Les deux autres paramètres géométriques deviennent :

$$k_{NB} = k_B \times \frac{1 + \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_s}}}{2} \quad (6.15)$$

$$E_{NB} = \frac{2\sqrt{\frac{S_1}{k_{NB}}} \frac{dH_{NB}}{dx_f}}{1 - \frac{1}{2k_{NB}} \frac{dH_{NB}}{dx_f}} = \frac{2\sqrt{\frac{S_1 k_{NB}}{k_B}} \frac{dH_B}{dx_f}}{1 - \frac{1}{2k_B} \frac{dH_B}{dx_f}} \quad (6.16)$$

Dans la configuration de l'étude de l'avalanche de la vallée de la Sionne et en prenant pour  $\rho_s$  une valeur de  $20 \text{ kg/m}^3$ , les différents paramètres en régime non Boussinesq se voient affecter les valeurs suivantes :

$$\frac{dH}{dx_f} = 0,05 \quad (6.17)$$

$$k = 0,18 \quad (6.18)$$

$$E = 0,25 \quad (6.19)$$

A l'aide de ces nouveaux paramètres prenant en considération les effets non Boussinesq, il est possible de réeffectuer une comparaison entre les résultats de l'avalanche de la vallée de la Sionne et le modèle de bouffée.

### 6.3.2 Comparaison avec le modèle de bouffée

Sur les figures (6.3), (6.4), (6.5), (6.7) et (6.8) sont présentés (en trait plein) les différents résultats du modèle pour la vitesse de l'avalanche, sa hauteur, sa longueur, sa densité, et son volume bidimensionnel obtenus en utilisant les valeurs (6.17), (6.18) et (6.19) pour les paramètres géométriques. Les résultats de vitesse semblent un peu moins bien ajustés vers la fin sur la courbe expérimentale que lors de l'utilisation du modèle avec les paramètres précédents. Cependant, le modèle proposé ne tient pas compte des frottements entre l'avalanche et le sol, frottements qui, bien que secondaires, contribuent à diminuer la vitesse de l'avalanche, surtout aux fortes vitesses, c'est à dire dans le cas présent vers la fin de l'écoulement. La courbe en pointillés de la figure (6.3) correspond au résultat d'une intégration numérique des équations différentielles dans lesquelles un terme de frottement ( $-C_d \rho L U^2$ ) a été ajouté à l'équation de conservation de la quantité de mouvement. La valeur choisie pour  $C_d$  est  $5 \times 10^{-3}$ . Cette dernière courbe, qui tient compte à la fois des effets d'inertie et des frottements entre l'avalanche et le sol, est bien ajustée sur les données expérimentales.

Les hauteurs de l'avalanche qui sont obtenues avec cette nouvelle utilisation du modèle sont nettement plus conformes aux hauteurs qui ont été estimées pour l'avalanche. En effet on obtient au bout de 2000 m d'écoulement une hauteur de 100 m environ. La longueur est logiquement inchangée. La légère différence entre les deux courbes de longueur provient du fait que la longueur initiale  $L_0$  est estimée à partir de l'expression  $\sqrt{A_0/(S_1 k)}$  et que  $k$  n'a pas la même valeur dans les deux utilisations du modèle. Le volume bidimensionnel et la densité sont eux aussi modifiés dans la nouvelle utilisation du modèle.

En conclusion, le modèle de bouffée muni de paramètres pour lesquels les corrections dues aux effets inertiels ont été appliqués (ainsi que du terme de frottement) prédit bien l'évolution d'une avalanche telle que celle du 25 février 1999 de la vallée de la Sionne.

## 6.4 Confrontation des bouffées de laboratoire et des avalanches

Le dernier objectif de cette étude est de pouvoir comparer directement les résultats concernant les avalanches aux résultats des bouffées de laboratoire. Pour cela il est nécessaire d'effectuer la comparaison dans le cadre d'une représentation adimensionnelle. En effet les grandeurs caractéristiques des bouffées sont  $x \approx 2$  m et  $U \approx 20$  cm/s, alors que pour les avalanches les grandeurs caractéristiques sont  $x \approx 2000$  m et  $U \approx 60$  m/s. Dans ce qui suit nous présentons donc d'abord le choix de la représentation adimensionnelle qui a été fait puis ensuite la comparaison entre les deux phénomènes.



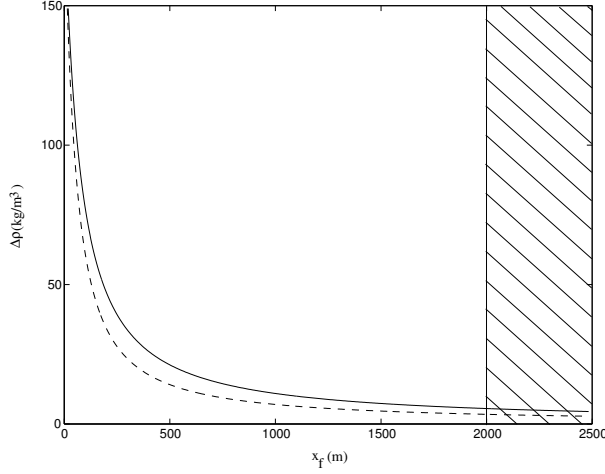


FIG. 6.7: Résultats du modèle en terme d'évolution de la densité de l'avalanche. La courbe en tirets correspond à la densité donnée par le modèle pour  $E = 0,32$ ,  $dH/dx_f = 0,085$ ,  $k = 0,3$  et  $S_1 = 0,8$ . La courbe en trait plein correspond à la densité donnée par le modèle pour  $E = 0,25$ ,  $dH/dx_f = 0,005$ ,  $k = 0,18$  et  $S_1 = 0,8$ .

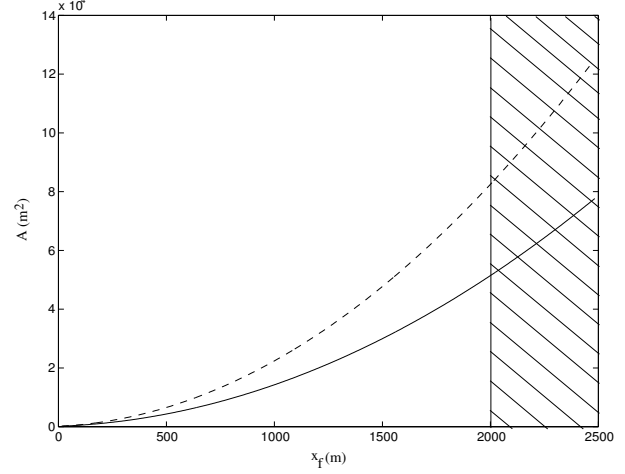


FIG. 6.8: Résultats du modèle en terme d'évolution du volume bidimensionnel de l'avalanche. La courbe en tirets correspond au volume donné par le modèle pour  $E = 0,32$ ,  $dH/dx_f = 0,085$ ,  $k = 0,3$  et  $S_1 = 0,8$ . La courbe en trait plein correspond au volume donné par le modèle pour  $E = 0,25$ ,  $dH/dx_f = 0,005$ ,  $k = 0,18$  et  $S_1 = 0,8$ .

### 6.4.1 Choix d'une écriture adimensionnelle des variables

Le problème principal est de trouver une vitesse caractéristique de l'écoulement pour adimensionnaliser la vitesse de l'écoulement. Le principe d'adimensionalisation que nous proposons est le suivant :

- *Sans entraînement de particules*, la vitesse caractéristique est la valeur maximale de la vitesse ( $U_m$ ). Cette valeur est uniquement fonction des paramètres d'entrée ( $A_0$  et  $\Delta\rho_0$ ) de la bouffée et du taux d'entraînement  $E$ . C'est donc également une vitesse de référence pour une avalanche ou une bouffée *avec entraînement de particules* ;
- L'échelle de longueur caractéristique est la position  $x_m$  du centre de gravité correspondant à la vitesse maximale  $U_m$ . Il a été montré au chapitre (4) que  $x_m$  est donné par :

$$x_m \simeq \frac{2}{E} \sqrt{\frac{(1 + k_v)\rho_a A_0 + \Delta\rho_0 A_0}{3(1 + k_v)\rho_a}} \quad (6.20)$$

De  $x_m$  on déduit  $U_m$  :

$$U_m = \frac{\sqrt{2KMx_m + KBx_m^2 + \frac{2}{3}KNx_m^3}}{M + Bx_m + Nx_m^2} \quad (6.21)$$

La détermination de ces deux grandeurs caractéristiques est représentée sur la figure (6.9).

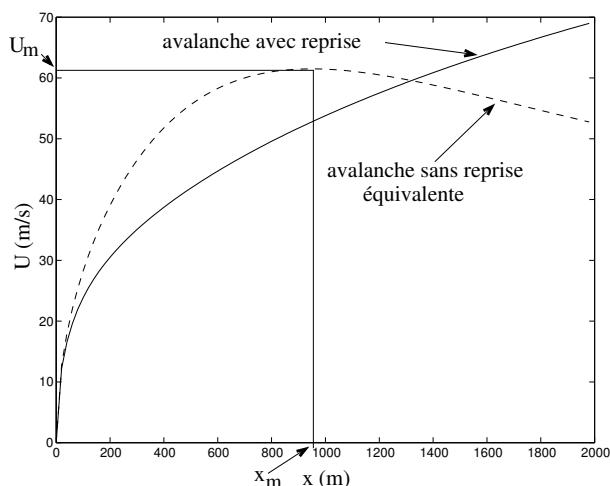


FIG. 6.9: Méthode pour déterminer la vitesse caractéristique  $U_m$  et la distance caractéristique associée  $x_m$ .

## 6.4.2 Comparaison des résultats

A l'aide de ces grandeurs caractéristiques nous pouvons comparer les écoulements d'avalanche et de laboratoire en variables adimensionnelles. Une telle comparaison est proposée sur la figure (6.10). Les valeurs choisies pour l'avalanche modélisée correspondent aux valeurs utilisées pour l'ajustement du modèle avec les résultats de l'avalanche de la vallée de la Sionne. Les valeurs choisies pour la bouffée modélisée correspondent aux valeurs utilisées pour la comparaison du modèle avec les bouffées salines de densité  $1095 \text{ kg/m}^3$  avec entraînement de particules. Les valeurs de  $U_m$  et de  $x_m$  sont :

type d'écoulement	$U_m$	$x_m$
avalanche	61,5 m/s	945 m
bouffée saline	0,26 m/s	0,41 m

La constatation est que les différents écoulements sont maintenant tout à fait comparables. En effet l'adimensionnalisation choisie permet bien de ramener toutes les courbes sur un même graphique et d'étudier les différences de comportement dans chacune des phases de l'écoulement. Nous avons donc avec cette représentation adimensionnelle un vrai moyen de passer des caractéristiques mesurées pour les vitesses des bouffées de laboratoire vers une application directe pour les avalanches.

On note entre autres que dans le cas de l'avalanche comme dans le cas de la bouffée de laboratoire, la modélisation de type bouffée permet d'approcher assez bien le comportement moyen de la vitesse du front (à une translation près pour la bouffée de laboratoire), mais que dans les deux cas les vitesses de front ne suivent pas exactement ces lois, elles oscillent autour du comportement moyen. La prise de mesure de vitesse n'est pas équivalente entre les expériences que nous avons réalisées et l'avalanche de la vallée de la Sionne, il n'est donc pas possible dans notre cas de comparer les oscillations dans l'un et l'autre des cas pour voir si les oscillations sont du même type ou si elles sont différentes. Cependant cette représentation adimensionnelle permet une telle comparaison.

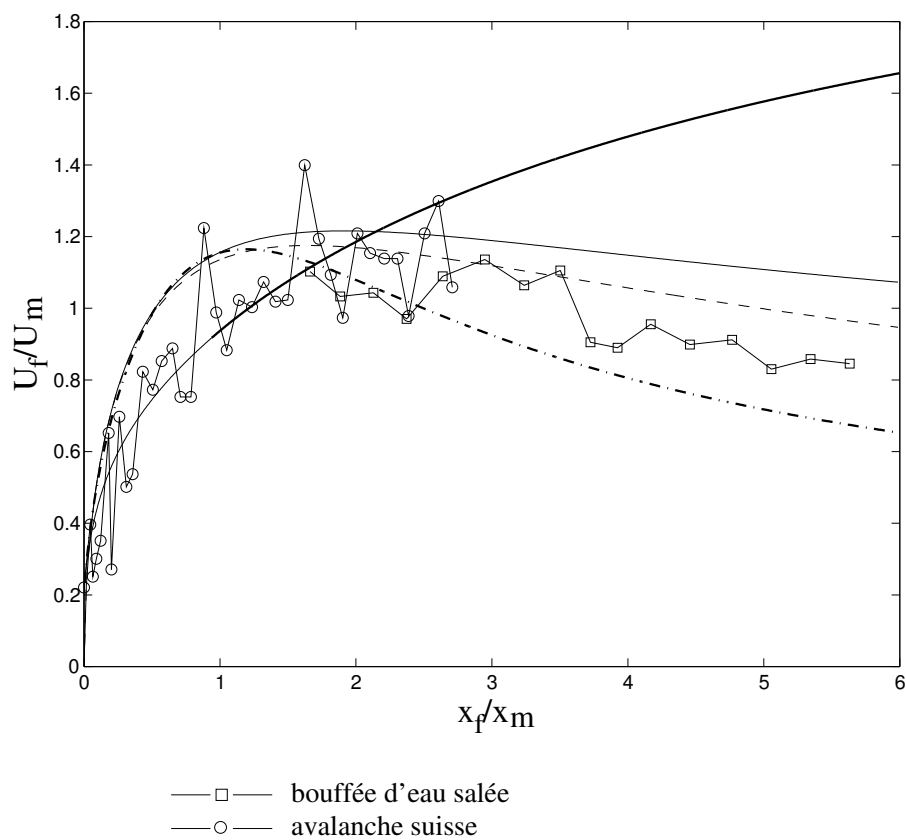


FIG. 6.10: Comparaison en variables adimensionnelles des écoulements réels et de laboratoire. En trait fort figurent les résultats du modèle concernant l'avalanche de la vallée de la Sionne, en trait fin ceux concernant la bouffée de laboratoire. Les courbes en trait plein concernent les écoulements avec entraînement de particules, celles en pointillés les écoulements correspondants sans entraînement de particules.

Par ailleurs il est aussi possible de noter que pour les cas considérés, l'avalanche sans entraînement de particules et la bouffée sans entraînement de particules accélèrent initialement de la même manière, l'aspect Boussinesq/non Boussinesq de l'écoulement n'influe logiquement pas sur cette phase de l'écoulement. Dans la seconde phase la décroissance est ensuite plus rapide pour l'avalanche que pour la bouffée de laboratoire en dépit d'un taux d'entraînement de fluide ambiant plus faible pour l'avalanche ( $E = 0,25$  pour l'avalanche contre  $E = 0,35$  pour la bouffée de laboratoire). Cette caractéristique émane de la différence de comportement Boussinesq/non Boussinesq des écoulements. En effet, le fluide ambiant (l'air) qu'entraîne l'avalanche a une densité bien plus faible que cette dernière, alors que dans le cas des bouffées la densité des deux fluides est proche. Ainsi l'entraînement de fluide ambiant induit une diminution beaucoup plus rapide de la densité dans le cas des avalanches que dans le cas des bouffées. Cette dilution plus rapide se répercute sur la vitesse de l'écoulement qui décroît ainsi plus vite dans le cas des avalanches que dans le cas des bouffées.

En conclusion, l'utilisation de la représentation adimensionnelle permet de comparer directement les résultats obtenus dans le cadre des bouffées de laboratoire à ceux résultant de l'écoulement des avalanches dans la nature et de pouvoir ainsi mettre en évidence les différences et ressemblances entre les deux écoulements.

## 6.5 Conclusion

Les conclusions de ce chapitre sont les suivantes :

- Le modèle de bouffée, modifié par la prise en compte des effets d'inertie permet de prévoir l'évolution des différentes caractéristiques macroscopiques d'une avalanche telle que celle déclenchée le 25 février 1999 à la vallée de la Sionne ;
- La comparaison en représentation adimensionnelle des résultats obtenus d'une part pour les bouffées de laboratoire et d'autre part pour les avalanches permet de mieux comparer les deux types de phénomènes. Elle permet entre autre de faire ressortir les différences inhérentes à la différence de comportement Boussinesq/non Boussinesq des écoulements.



# Conclusion et perspectives

## Conclusion

Le but de cette thèse était d'explorer certains domaines peu étudiés de la dynamique des avalanches de neige en aérosol, comme en particulier l'entraînement de particules par l'avalanche et l'influence du régime d'écoulement sur les paramètres géométriques de l'avalanche. Dans le délai qui nous était imparti à cet effet, nous avons pu mettre en avant différentes caractéristiques.

Une partie du travail a concerné le développement théorique des équations appliquées aux avalanches dans le cas général où elles entraînent dans leur écoulement des particules et du fluide ambiant. Ce développement a été mené à la fois pour une modélisation de type courant de gravité et pour une modélisation de type bouffée de gravité. Ceci a permis d'étudier un peu plus en détail les modèles et entre autres de pointer que dans de nombreux cas il est tout à fait recevable de ne pas tenir compte de l'équation d'énergie dans la modélisation. Nous avons ainsi mis en évidence les critères qu'il est nécessaire de vérifier pour pouvoir décider s'il est possible ou non de négliger cette quatrième équation. Dans le cas où l'on peut se passer de l'équation de conservation de l'énergie nous avons fourni des solutions analytiques pour les différents modèles prenant en compte l'entraînement de particules et de fluide ambiant. Par la suite, l'étude a permis de montrer que la modélisation de type bouffée de gravité était préférable à la modélisation de type courant de gravité pour décrire les avalanches de neige en aérosol. La solution analytique du modèle de bouffée nous a ensuite permis d'effectuer une étude de sensibilité du modèle dans le but de mieux le connaître. Cette étude de sensibilité a permis entre autre de mettre en avant l'importance des paramètres d'entraînement de particules et de fluide ambiant sur la dynamique de l'avalanche.

Le deuxième volet de l'étude a concerné l'étude expérimentale en laboratoire des phénomènes d'entraînement de particules et de croissance de bouffées. Le but de cette étude expérimentale a été d'aider à mieux fixer les paramètres d'entrée du modèle de bouffée pour le rendre plus conforme à la réalité des avalanches.

Nous avons ainsi pu montrer que la présence de particules au sein de la bouffée n'influe pas sur ses paramètres géométriques mais que par contre le régime d'écoulement avait, lui, une influence. Nous avons ainsi pu montrer que la croissance en hauteur de l'écoulement ainsi que le rapport de la hauteur sur la longueur de l'écoulement étaient plus faibles pour un écoulement *en régime proche* que pour un écoulement *en régime lointain*. Par ailleurs une étude prenant en compte les effets inertiels inhérents aux avalanches a permis d'établir des expressions reliant les paramètres géométriques des avalanches dans le contexte non Boussinesq à ceux des bouffées de laboratoire (contexte de Boussinesq).

En ce qui concerne l'entraînement de particules par l'écoulement il a été montré d'une part

que le modèle de bouffée tel qu'il est développé permet tout à fait de tenir compte du phénomène d'entraînement de particules dans la majorité des cas. Pour tenter d'augmenter les connaissances sur l'entraînement de particules nous avons entrepris une étude qualitative du phénomène fondée à la fois sur l'observation de la dynamique du phénomène en laboratoire et sur une modélisation du résultat de ces observations. Cette étude a permis de relier le mécanisme d'entraînement de particules à la structure interne de la bouffée et de montrer comment cette dernière est responsable du mode de déroulement de l'incorporation de particules au sein de la bouffée.

La troisième contribution de l'étude a été d'une part de confronter le modèle de bouffée aux résultats d'une avalanche. La comparaison a fourni des résultats concluants faisant ressortir que le modèle de bouffée muni de ses nouveaux paramètres est à même de prévoir des écoulements du type de l'avalanche déclenchée le 25 février 1999 à la vallée de la Sionne. D'autre part pour faciliter les comparaisons des résultats obtenus en laboratoire avec ceux des avalanches, nous avons proposé une adimensionalisation des variables. Ainsi, à l'aide de cette représentation il est tout à fait possible d'étudier les différences et les ressemblances entre les écoulements de laboratoire et les écoulements d'avalanches et de mettre entre autre en avant le rôle des effets inertiels de l'écoulement des avalanches qui n'apparaissent pas dans les bouffées de laboratoire.

## Perspectives

Les principales perspectives sont de type expérimentale d'une part et numérique d'autre part.

Ainsi d'un point de vue expérimental trois directions peuvent être mises en avant :

- l'une d'elle consiste à réaliser des expériences pour lesquelles les conditions initiales sont mieux contrôlées (par des mesures précises des volumes, densités et vitesses initiales de l'écoulement). Ainsi la compréhension et la détermination précise des phénomènes ayant lieu au tout début de l'écoulement devrait permettre d'ajuster de manière plus précise les résultats du modèle avec ceux des expériences et de pouvoir ainsi aller plus en avant dans les comparaisons entre modèle et expériences ;
- la seconde direction vise à poursuivre les expériences et le traitement des données ayant trait aux paramètres géométriques des bouffées s'écoulant *en régime proche*. Ainsi en effectuant le même type de travail que celui réalisé ici, pour d'autres angles de pente, il sera possible de déterminer directement des lois de variation des différents paramètres géométriques en fonction de l'angle de la pente dans cette configuration. Ces lois permettront ainsi d'avoir un modèle de bouffée plus adapté au régime d'écoulement des avalanches que ce qui a été développé par Beghin et al.
- la troisième direction concerne la poursuite de l'étude expérimentale de l'entraînement de particules par les bouffées de gravité. L'idée est de tâcher de relier encore plus fortement les caractéristiques de l'entraînement de particules à la structure de la bouffée. Ainsi d'une part la visualisation des phénomènes d'entraînement de particules doit être poursuivie et améliorée. D'autre part des mesures de profils de vitesse et de concentration au sein de la bouffée peuvent être envisagées pour pouvoir relier de manière plus quantitative les différents phénomènes. A long terme une étude des caractéristiques de l'entraînement de particules en fonction de l'angle de la pente peut être envisagée.

Les perspectives du point de vue théorique/numérique sont les suivantes :

- la poursuite de la comparaison en variables adimensionnelles des écoulements d’avalanche et de laboratoire doit passer par différentes étapes. D’une part la prise de mesure de vitesse des écoulements de laboratoire doit être faite de manière conforme à celle utilisée pour les avalanches pour que l’on soit en mesure d’effectuer une comparaison plus approfondie de la vitesse des écoulements (et de ses variations autour de la valeur moyenne). D’autre part des avancées analytiques sur les équations en variables adimensionnelles devraient permettre de mieux formaliser et de mieux comprendre les différences et ressemblances de comportement entre les écoulements de type Boussinesq et non Boussinesq. Cette compréhension plus approfondie des ressemblances et différences entre les deux types d’écoulements devrait aussi permettre à terme de pouvoir transférer aux avalanches via la représentation adimensionnelle les résultats obtenus pour des bouffées de laboratoire ;
- une étude numérique à l’échelle locale de l’écoulement des bouffées de laboratoire pourrait se révéler très intéressante. En effet, elle permettrait, couplée aux études de laboratoire, d’aider à comprendre ces dernières. Ainsi une étude couplée (modélisation numérique/ expériences de laboratoire) permettrait d’avancer plus rapidement et plus sûrement en particulier dans les différents domaines pour lesquels nous avons proposé des perspectives expérimentales.





# Annexe A

## Développement du modèle de courant à quatre équations

Le développement des trois premières équations est très proche de celui effectué par Tochon-Danguy et Hopfinger [45]. Cependant étant donné que le développement de l'équation d'énergie est imbriqué dans le développement des trois précédentes équations nous présentons ici pour plus de clarté l'ensemble du développement établissant les équations, dans un contexte non Boussinesq pour l'équation de conservation de la quantité de mouvement et dans un contexte Boussinesq pour l'équation de conservation de l'énergie.

### A.1 Cadre de l'étude

L'écoulement étudié est bidimensionnel comme indiqué sur la figure (A.1). Les deux directions

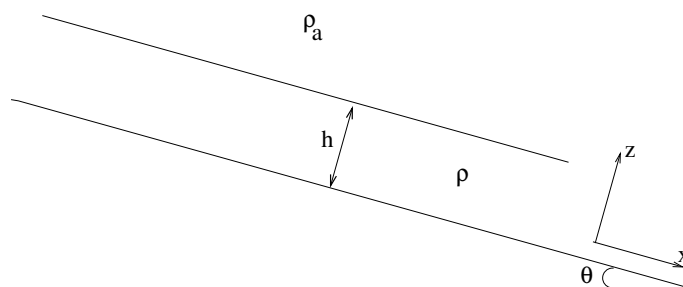


FIG. A.1: Définition des variables

sont données par les vecteurs  $\vec{x}$  et  $\vec{z}$ . Les variables sont les suivantes :

$u$	vitesse dans la direction $x$
$w$	vitesse dans la direction $z$
$v_s$	vitesse de chute des particules
$c$	concentration volumique en particules
$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$	Moyenne de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse
$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}$	Taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique turbulente par unité de masse

Les variables sont parfois appelées  $y_i$ , dans ce cas  $y_1$  correspond à la valeur de  $y$  sur l'axe  $x$  et  $y_2$  correspond à la valeur sur l'axe  $z$ . Les notations d'Einstein sont utilisées c'est à dire que lorsque l'indice  $i$  ou  $j$  est répété (par exemple  $x_i y_i$ ), cela implique que l'on effectue une sommation des termes. Par exemple :  $x_i y_i = x_1 y_1 + x_2 y_2$ .

La suspension est supposée être suffisamment diluée pour que l'on puisse prendre la viscosité de l'air comme viscosité du mélange. La densité du courant s'obtient de la manière suivante :

$$\rho = \rho_a(1 - c) + \rho_p c \quad (\text{A.1})$$

où  $\rho_p$  est la densité des particules de neige.

Parce que  $\rho_p \gg \rho_a$  l'approximation de Boussinesq n'est pas utilisée à part pour l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente.

L'approximation de couche limite est utilisée dans le traitement des équations. Analytiquement cela implique que :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} &\gg \frac{\partial}{\partial x} \\ w &\ll u \\ \tau_{xx} &\ll \tau_{xz} \\ \tau_{zz} &\ll \tau_{xz} \\ \overline{c'u'} &\ll \overline{c'w'} \end{aligned}$$

où les  $\tau_{ij}$  sont les tenseurs de Reynolds. L'écoulement est supposé affine c'est-à-dire que les profils de vitesse, de concentration et d'énergie cinétique turbulente sont les mêmes suivant la direction  $z$  pour différentes positions et à différents instants. Par conséquent :

$$u(x, z, t) = U(x, t)\zeta_u(\eta) \quad (\text{A.2})$$

$$c(x, z, t) = C(x, t)\zeta_c(\eta) \quad (\text{A.3})$$

$$k(x, z, t) = K(x, t)\zeta_k(\eta) \quad (\text{A.4})$$

où

$$\eta = \frac{z}{h(x, t)} \quad (\text{A.5})$$

Il est fait appel à l'approximation "top-hat" pour les profils des différentes variables. Cette approximation suppose que les profils de vitesse, de concentration et d'énergie cinétique turbulente peuvent être approximés par des fonctions rectangle :

$$\zeta_u(\eta) = \zeta_c(\eta) = \zeta_k(\eta) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 \leq \eta \leq 1 \\ 0 & \text{pour } \eta > 1 \end{cases}$$

## A.2 Équations gouvernant l'écoulement

Voici les équations instantanées et stationnaires pour la conservation de la masse pour l'air, ainsi que pour les particules et l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour le mélange air+particules :

Équation de conservation de la masse pour l'air :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.6})$$

Équation de conservation de la masse pour les particules de neige :

$$\frac{\partial \tilde{c}(\tilde{u}_i + v_{si})}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.7})$$

Équation de conservation de la quantité de mouvement pour le mélange air+particules :

$$\tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + (\tilde{\rho} - \tilde{\rho}_a) g_i \quad (\text{A.8})$$

Dans les parties qui suivent nous étudions le développement de ces équations.

## A.3 Conservation de la masse pour l'air

Un développement de Reynolds est effectué suivi d'une opération de moyenne, ce qui donne :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.9})$$

L'intégration de cette équation depuis le sol jusqu'à l'infini permet d'obtenir l'équation intégrée de conservation de la masse pour l'air :

$$\frac{dUh}{dx} = w_e \quad (\text{A.10})$$

avec

$$w_e = EU \quad (\text{A.11})$$

la vitesse d'entraînement de fluide ambiant par le courant.

## A.4 Conservation de la masse pour les particules

Un développement de Reynolds est effectué suivi d'une opération de moyenne, ce qui permet d'obtenir :

$$\frac{\partial cu}{\partial x} + \frac{\partial \overline{c'u'}}{\partial x} + \frac{\partial cw}{\partial z} + \frac{\partial \overline{c'w'}}{\partial z} = -\frac{\partial cv_{sx}}{\partial x} - \frac{\partial cv_{sz}}{\partial z} \quad (\text{A.12})$$

On appelle :

$$F_x = \overline{c'u'} \quad (\text{A.13})$$

$$F_z = \overline{c'w'} \quad (\text{A.14})$$

Puisque  $\frac{\partial}{\partial z} \gg \frac{\partial}{\partial x}$  et  $\overline{c'w'} \gg \overline{c'u'}$  l'équation se simplifie en :

$$\frac{\partial cu}{\partial x} + \frac{\partial cw}{\partial z} = \frac{\partial(-cv_{sz} - F_z)}{\partial z} \quad (\text{A.15})$$

L'intégration de cette équation depuis le sol jusqu'à l'infini permet d'obtenir l'équation intégrée de conservation de la masse pour les particules de neige :

$$\frac{dCUh}{dx} = F_{zb} + c_b v_{sz} \quad (\text{A.16})$$

avec  $F_{zb}$  la valeur de  $F_z$  au fond et  $c_b$  la concentration volumique en particules au niveau du fond.

## A.5 Conservation de la quantité de mouvement moyenne

Tout d'abord on néglige la force due à la viscosité.

Ensuite un développement de Reynolds est effectué. Il est suivi d'une opération de moyenne. On appelle  $\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}$ . L'approximation de couche limite est utilisée pour simplifier les équations. De plus on néglige les corrélations du troisième ordre en  $c'$ . On obtient alors :

$$\rho_p \frac{\partial cu^2}{\partial x} + \rho_p \frac{\partial cuw}{\partial z} + \rho_p \frac{\partial uF_z}{\partial z} - \rho_p \frac{\partial c\tau_{xz}}{\partial z} + \rho_a \frac{\partial u^2}{\partial x} + \rho_a \frac{\partial uw}{\partial z} - \rho_a \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = \rho_p cg_x - \frac{\partial P}{\partial x} \quad (\text{A.17})$$

et

$$\rho_p cg_z = \frac{\partial P}{\partial z} \quad (\text{A.18})$$

On intègre l'équation (A.18) en utilisant l'approximation top-hat et on obtient :

$$P(\eta) = \rho_p g_z Ch(\eta - 1) \quad (\text{A.19})$$

Après intégration l'équation (A.17) conduit à :

$$\frac{d(\rho_p C + \rho_a)U^2 h}{dx} = -(\rho_p c_b + \rho_a)\tau_{xzb} + \rho_p Chg_x + \frac{\rho_p g_z}{2} \frac{dCh^2}{dx} \quad (\text{A.20})$$

où  $\tau_{xzb}$  est la contrainte de cisaillement au sol.

## A.6 Conservation de l'énergie pour l'écoulement moyen

Cette équation va par la suite servir pour le développement de l'équation concernant l'énergie cinétique turbulente. Dans le développement que l'on va faire à cette occasion il sera supposé que le terme de densité du courant  $\rho$  appartenant au terme d'inertie est constant. Pour le différencier des autres termes que l'on considère comme variable nous le noterons  $\rho_0$ . Nous effectuerons déjà cette simplification ici. Le développement est commencé en utilisant l'équation générale de conservation de la quantité de mouvement avec les mêmes hypothèses et approximations que pour le développement de la quantité de mouvement. Cependant après la décomposition de Reynolds et avant l'opération de moyenne, l'équation de l'axe des x est multipliée par u et lui est ajoutée celle de l'axe des z multipliée par w. L'opération de moyenne est ensuite effectuée pour obtenir :

$$\rho_0 u_i \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} + \rho_0 u_i \frac{\partial \overline{u'_j u'_i}}{\partial x_j} = -u_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho_p c u_i g_i \quad (\text{A.21})$$

Cela peut être récrit sous la forme :

$$\rho_0 u_i \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} - \rho_0 u_i \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = -u_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho_p c u_i g_i \quad (\text{A.22})$$

Puisque  $w \ll u$ ,  $\frac{\partial}{\partial z} \gg \frac{\partial}{\partial x}$ ,  $\tau_{xz} \gg \tau_{xx}$ ,  $\tau_{xz} \gg \tau_{zz}$  on obtient :

$$\rho_0 \frac{\partial \frac{u^3}{2}}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial \frac{u^2 w}{2}}{\partial z} = \rho_0 \frac{\partial \tau_{xz} u}{\partial z} - \rho_0 \tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} - u \frac{\partial P}{\partial x} + \rho_p c u g_x \quad (\text{A.23})$$

Cette équation est ensuite intégrée ce qui conduit à :

$$\rho_0 \frac{d \frac{U^3 h}{2}}{dx} = -\rho_0 \int_0^{+\infty} (\tau_{xz} \frac{du}{dz} dz) + \rho_p \frac{g_z U}{2} \frac{dCh^2}{dx} + \rho_p UChg_x \quad (\text{A.24})$$

## A.7 Conservation de l'énergie pour l'écoulement turbulent

Nous supposons donc que la densité  $\rho$  du terme d'inertie est une constante.

Nous effectuons alors le développement de Reynolds, nous ajoutons ensuite l'équation suivant l'axe x multipliée par  $u'$  avec l'équation suivant l'axe z multipliée par  $w'$ . L'opération de moyenne est alors effectuée pour obtenir :

$$\rho_0 \frac{\partial u_j k}{\partial x_j} - \rho_0 \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho_0 \frac{\partial \frac{\overline{u'_j u'_i u'_i}}{2}}{\partial x_j} = -\overline{u'_i \frac{\partial P'}{\partial x_i}} + \mu \frac{\partial \frac{\overline{u'_i \partial u'_i}}{\partial x_j}}{\partial x_j} - \rho \epsilon + \rho_p F_i g_i \quad (\text{A.25})$$

A l'aide de l'approximation de couche limite l'équation se simplifie en :

$$\rho_0 \frac{\partial u k}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial w k}{\partial z} - \rho_0 \tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} + \rho_0 \frac{\partial \frac{\overline{w'(u'^2 + w'^2)}}{2}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{w' P'}}{\partial z} + \mu \frac{\partial \frac{\partial k}{\partial z}}{\partial z} - \rho \epsilon + \rho_p F_z g_z \quad (\text{A.26})$$

Comme pour les conservations précédentes le terme visqueux est négligé, ce qui conduit à :

$$\rho_0 \frac{\partial uk}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial wk}{\partial z} - \rho_0 \tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} + \rho_0 \frac{\partial \frac{w'(u'^2+w'^2)}{2}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{w'P'}}{\partial z} - \rho \epsilon + \rho_p F_z g_z \quad (\text{A.27})$$

L'intégration donne alors :

$$\rho_0 \frac{dUKh}{dx} = \rho_0 \int_0^{+\infty} (\tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} dz) - \rho \epsilon_0 h + \rho_p \int_0^{+\infty} (F_z g_z dz) \quad (\text{A.28})$$

où

$$\epsilon_0 h = \int_0^{+\infty} (\epsilon dz) \quad (\text{A.29})$$

Pour pouvoir avancer dans le développement il est nécessaire d'avoir une expression pour  $F_z$ . Pour cela nous intégrons l'équation de conservation de la masse pour les particules entre  $z$  et  $+\infty$ , nous obtenons :

$$F_z = -cv_{sz} - cw + \int_z^{+\infty} \left( \frac{\partial cu}{\partial x} dz \right) \quad (\text{A.30})$$

Cela soulève alors le problème de la nécessité de connaître  $w$ . Pour cela nous intégrons l'équation de conservation de la masse pour l'air entre 0 et  $z$ , et obtenons :

$$w = -\frac{dUh\eta}{dx} \quad (\text{A.31})$$

Tout ceci conduit à :

$$\int_0^{+\infty} (F_z g_z dz) = g_z \frac{dCUh^2}{2} - v_{sz} g_z Ch - g_z \frac{UCh}{2} \frac{dh}{dx} + g_z \frac{Cw_e h}{2} \quad (\text{A.32})$$

D'où

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{dUKh}{dx} = & \rho_0 \int_0^{+\infty} (\tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} dz) - \rho \epsilon_0 h + \rho_p g_z \frac{dCUh^2}{2} \\ & - \rho_p v_{sz} g_z Ch - \rho_p g_z \frac{UCh}{2} \frac{dh}{dx} + \rho_p g_z \frac{Cw_e h}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

A ce niveau l'équation de conservation de l'énergie cinétique pour l'écoulement moyen est utilisée pour exprimer  $\int_0^{+\infty} (\tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} dz)$  :

$$\rho_0 \int_0^{+\infty} (\tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} dz) = -\rho_0 \frac{dU^3 h}{2} + \rho_p \frac{g_z U}{2} \frac{dCh^2}{dx} + \rho_p UCh g_x \quad (\text{A.34})$$

On obtient alors :

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{dUKh}{dx} + \rho_0 \frac{dU^3 h}{2} = & \rho_p g_z \left( \frac{U}{2} \frac{dCh^2}{dx} + \frac{dCUh^2}{2} - \frac{UCh}{2} \frac{dh}{dx} \right) + \rho_p g_x CUh \\ & - \rho \epsilon_0 h - \rho_p g_z Ch v_{sz} + \rho_p g_z \frac{Cw_e h}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Pour simplifier cette formule on utilise l'équation de conservation de la quantité de mouvement avec  $\rho = \rho_0$  constante devant les termes d'inertie :

$$\rho_0 \frac{dU^2 h}{dx} = -\rho_0 \tau_{xzb} + \rho_p C h g_x + \frac{\rho_p g_z}{2} \frac{dCh^2}{dx} \quad (\text{A.36})$$

Cela permet de récrire l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente de la façon suivante :

$$\rho_0 \frac{dUKh}{dx} = \rho_0 U \tau_{xzb} + \rho_0 \frac{U^2 w_e}{2} + \frac{\rho_p g_z h}{2} (c_b V_{sz} + F_{zb}) - \rho \epsilon_0 h - \rho_p g_z C h v_{sz} + \rho_p g_z \frac{Ch w_e}{2} \quad (\text{A.37})$$

## A.8 Les équations intégrées

Ainsi les équations intégrées sont donc :

$$\frac{dUh}{dx} = w_e \quad (\text{A.38})$$

$$\frac{dCUh}{dx} = F_{zb} + c_b v_{sz} \quad (\text{A.39})$$

$$\frac{d(\rho_p C + \rho_a) U^2 h}{dx} = -(\rho_p c_b + \rho_a) \tau_{xzb} + \rho_p C h g_x + \frac{\rho_p g_z}{2} \frac{dCh^2}{dx} \quad (\text{A.40})$$

$$\rho_0 \frac{dUKh}{dx} = \rho_0 U \tau_{xzb} + \rho_0 \frac{U^2 w_e}{2} + \frac{\rho_p g_z h}{2} (c_b V_{sz} + F_{zb}) - \rho \epsilon_0 h - \rho_p g_z C h v_{sz} + \rho_p g_z \frac{Ch w_e}{2} \quad (\text{A.41})$$





# Annexe B

## Construction d'un réseau de vortex

On cherche, étant donné un rectangle et un point signé positivement ( $O$ ) à l'intérieur de ce rectangle, un réseau de points signés positifs ( $P$ ) et négatifs ( $N$ ) tel que la symétrie de ( $P$ ) par rapport à n'importe quel coté du rectangle vaille ( $N$ ).

Pour cela, on réduit tout d'abord le problème à un problème unidimensionnel : soit un point ( $O$ ) sur l'axe horizontal situé entre deux lignes verticales, on cherche un réseau de points signés positifs ( $P_h$ ) et négatifs ( $N_h$ ) tel que la symétrie de ( $P_h$ ) par rapport à chacune des deux lignes verticales vaille ( $N_h$ ). Sans perte de généralité, on normalise aussi le problème en posant ( $O$ ) à l'origine, et en prenant les deux droites  $D_\beta$  et  $D_\alpha$  aux abscisses  $-\beta$  et  $\alpha$  avec  $\alpha + \beta = 1$ . Ainsi, soient  $p \in (P_h)$  et  $n \in (N_h)$ ;  $p$  et  $n$  sont symétriques par rapport à  $D_\alpha$  si et seulement si  $p - \alpha = -(n - \alpha)$  (i.e.)  $p + n = 2\alpha$ . De même,  $p$  et  $n$  sont symétriques par rapport à  $D_\beta$  si et seulement si  $p + n = -2\beta$ . On a donc le système

$$\begin{cases} (P_h) + (N_h) = 2\alpha \\ (P_h) + (N_h) = -2\beta \\ \alpha + \beta = 1 \\ 0 \in (P_h) \end{cases}$$

Ainsi, en combinant les deux premières équations, on obtient :

$$(P_h) = -2\beta - (N_h) = -2\beta - 2\alpha + (P_h) = (P_h) - 2$$

On a donc

$$2\mathbb{Z} \in (P_h)$$

Posons,  $(P_h) = 2\mathbb{Z}$  et  $(N_h) = (2\alpha + 2\mathbb{Z}) \cup (2\beta + 2\mathbb{Z})$ . Réciproquement, on vérifie aisément que cette solution, par ailleurs minimale, vérifie le système.

Revenons au problème bidimensionnel initial, les symétries étant orthogonales, elles sont donc indépendantes. On obtient ainsi le réseau

$$\begin{cases} (P) = (P_h) \otimes (P_v) \\ = 2 \times (\mathbb{Z} \otimes \mathbb{Z}) = 2\mathbb{Z}^2 \\ (N) = (N_h) \otimes (N_v) \\ = 2 \times ((\alpha_h + \mathbb{Z}) + (\beta_h + \mathbb{Z})) \otimes ((\alpha_v + \mathbb{Z}) + \beta_v + \mathbb{Z}) \\ = 2 \times (\{\alpha_h + \beta_h\} \otimes \{\alpha_v + \beta_v\}) + \mathbb{Z}^2 \end{cases}$$

La mise à l'échelle est immédiate. Notons  $m_h$  et  $m_v$  les coefficients correspondants. Si  $\vec{v}_{p(x',y')}$  est le champs d'un vortex "positif" centré au point  $(x', y')$  et  $\vec{v}_{n(x',y')}$  le champs d'un vortex "négatif", le champs total s'exprime alors sous la forme

$$\vec{v}(x, y) = \sum_{i \in \mathbb{Z}} \sum_{j \in \mathbb{Z}} \left( \vec{v}_{p(2m_x i, 2m_y j)}(x, y) + \sum_{h \in \{\alpha_h, \beta_h\}} \sum_{v \in \{\alpha_v, \beta_v\}} \vec{v}_{n(2m_x(h+i), 2m_y(v+j))}(x, y) \right)$$

# Annexe C

## Étude expérimentale de terrain

Bien que les études en laboratoire et les modélisations aient largement leur rôle à jouer dans l'amélioration de la connaissance des avalanches, il est cependant aussi nécessaire dans certains cas d'effectuer des mesures directement sur les avalanches dans la nature. En effet cela constitue le seul moyen d'avoir accès à certaines caractéristiques de l'avalanche comme, par exemple, toutes celles qui concernent l'état de la neige à l'intérieur des avalanches de neige en aérosol. Malheureusement les études de terrain sur les avalanches de neige en aérosol étant très difficiles à mener il n'est pas facile sur un délai de trois ans d'arriver à obtenir des résultats.

### C.1 But de l'étude

Conscients de toutes les difficultés inhérentes à l'étude des avalanches de neige en aérosol sur le terrain, nous avons décidé, de ne cibler notre étude que sur un point très précis parmi tous ceux qui peuvent être envisagés, pour augmenter nos chances de réussite. Ainsi nous avons choisi de nous focaliser sur la mesure de la taille des particules de neige à l'intérieur d'une avalanche de neige en aérosol. Contrairement à ce que l'on pourrait croire à première vue, il ne s'agit absolument pas d'un paramètre secondaire. En effet comme nous avons pu le voir au cours de la thèse le fait que l'avalanche soit une suspension de particules et non un fluide monophasique peut influencer sur son comportement. La vitesse de chute des particules varie comme le carré de la taille des particules. Ainsi un facteur 10 entre deux tailles de particules envisageables conduit à un facteur 100 pour la vitesse de chute de la particule considérée. Cet aspect est important de deux points de vue. D'une part pour la compréhension phénoménologique d'une avalanche de neige en aérosol et de ses conséquences il est important de connaître la taille des particules qui sont présentes en son sein. D'autre part d'un point de vue plus quantitatif il est essentiel de connaître la taille des particules de neige qui composent l'avalanche de neige en aérosol pour pouvoir choisir le bon type de particules pour la modélisation en laboratoire. En effet pour pouvoir effectuer un transfert des résultats obtenus en laboratoire vers les avalanches de neige en aérosol il est essentiel que les particules des bouffées de laboratoire représentent correctement celles de l'avalanche de neige en aérosol.

L'étude a été planifiée en deux volets. La première est expérimentale sur le terrain. Il s'agit d'essayer de récolter des particules de neige au sein même de l'avalanche pour ensuite mesurer leurs caractéristiques. La deuxième partie correspond à essayer de déterminer théoriquement la

taille des particules de neige au sein de l'avalanche (cf Annexe (D)). L'intérêt de cette double étude est de comparer les résultats des deux approches pour faire progresser l'une et l'autre vers le même but commun qui vise à déterminer au mieux la taille des particules de neige au sein de l'écoulement aérosol.

## C.2 Présentation du dispositif

Notre dispositif a pu être installé sur le site expérimental de la vallée de la Sionne, grâce à l'amabilité des chercheurs de l'IFENA et en particulier grâce à François Dufour responsable du site qui nous a chaleureusement accueilli et nous a fourni l'aide logistique. Le cahier des charges du dispositif était le suivant :

- Pouvoir capturer sans les endommager des particules au sein d'un écoulement pouvant atteindre classiquement des vitesses de l'ordre de 60 m/s ;
- Être mis en état de fonctionnement très rapidement. En effet le dispositif est installé sur le bunker de la vallée de la Sionne, c'est-à-dire au sein du site avalancheux. Il n'est donc pas envisageable d'avoir besoin de plus cinq minutes pour mettre en fonctionnement le dispositif, par égard pour la sécurité des personnes qui s'en occupent ;
- Pouvoir conserver les particules sans qu'elles se métamorphosent sur des durées allant en moyenne de trente minutes à une heure. En effet cela correspond au temps nécessaire pour que le domaine ait fini d'être sécurisé et que les personnes soient autorisées à sortir du bunker ;
- Ne pas coûter trop cher, étant donné qu'il s'agit d'un prototype ayant une probabilité non nulle d'être endommagé par une avalanche.

Forts de ce cahier des charges, nous avons conçu le dispositif présenté sur la Figure (C.1). La photographie (C.2) le présente installé sur le bunker. Ce dispositif met en oeuvre trois principes qui découlent du cahier des charges :

- Il faut tout d'abord un moyen de freiner les particules de neige. Pour cela on procède en deux étapes. La première consiste à freiner l'air qui pénètre dans le dispositif. Pour cela que nous avons placé en tête de dispositif un divergent de rapport  $\frac{1}{400}$  qui permet de ralentir l'air à une vitesse de seulement quelques dizaines de centimètres par seconde. En effet le diamètre du tube du corps du dispositif mesure quarante centimètres, alors que le petit orifice du tube d'entrée a un diamètre de deux centimètres. Pour avoir une circulation d'air nous avons installé un convergent de même rapport à l'autre extrémité du tube. Le rôle de la deuxième étape est de freiner les particules sans les abîmer. Nous avons donc choisi un freinage par frottement. En effet l'air étant pratiquement immobile, les particules vont être ralenties dans leur mouvement par frottement avec l'air à l'intérieur du tube. Pour arriver à freiner les particules de neige jusqu'à des valeurs de vitesse faible il est nécessaire d'avoir un tube assez long. En supposant des tailles de particules de l'ordre de quelques centaines de micromètres [a1] nous avons calculé quelle pouvait être une « bonne » taille de tube pour avoir un freinage suffisant tout en minimisant l'encombrement. Nous avons finalement opté pour une longueur de tube cylindrique de 1 m.

Avant d'aller plus loin dans la conception du dispositif nous avons testé son bon fonctionnement quant au freinage des particules. Nous avons réalisé un prototype en PVC comprenant

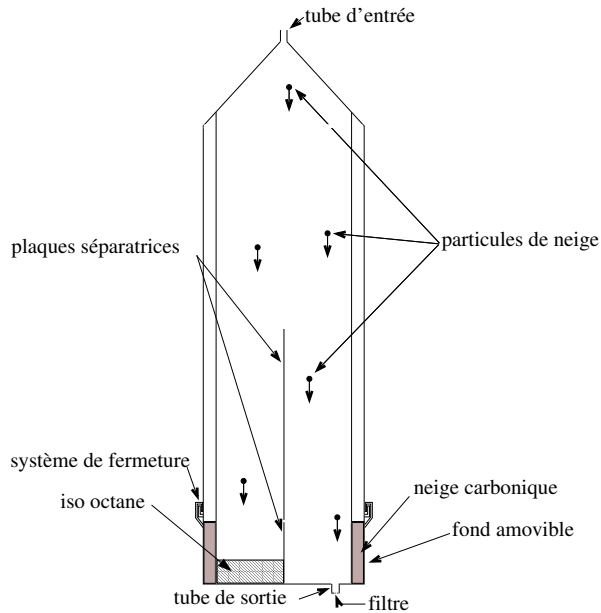


FIG. C.1: Présentation schématisée du dispositif en vue de dessus.



FIG. C.2: Photographie du dispositif en place sur le bunker et du mécanisme du fond amovible.

le tube cylindrique, un divergent en entrée et un convergent en sortie. L'injection dans le tube d'air comprimé chargé en particules de sable de différentes tailles nous a permis de vérifier que l'on avait bien le freinage escompté pour les particules en moins d'un mètre. En effet nous avons pu observer les particules venir se déposer vers le milieu du tube sans aucun choc ;

- La deuxième caractéristique que nous avons eu à mettre en place et que nous avons aussi testée sur le prototype en laboratoire était qu'il fallait éviter que le tube ne se remplisse entièrement de neige. En effet supposons pour l'avalanche une densité moyenne de  $10 \text{ kg/m}^3$  et une longueur de 100 m. On montre facilement que le tube va se remplir entièrement de neige avec pour conséquence directe l'endommagement des particules par tassement de la neige dans le tube. Dans ce cas là il nous serait alors impossible de déterminer les caractéristiques des différentes particules. Nous avons donc mis en place un système permettant qu'au bout de quelque temps, il n'y ait plus ni air, ni particules qui pénètrent à l'intérieur du tube. Pour cela nous avons muni l'orifice de sortie d'un filtre en céramique qui laisse passer uniquement l'air et stocke les particules. Une fois encore le principe a été testé sur notre prototype. Le principe de fonctionnement est le suivant : initialement l'air et les particules entrent à l'intérieur du tube. Les particules ne pouvant pas traverser le filtre elles s'accumulent à son voisinage et finissent par le boucher. Arrive alors le moment où le filtre est suffisamment bouché pour empêcher l'air de sortir. A partir de cet instant aucune circulation d'air dans le tube n'étant plus possible, ni air ni particules ne pénètrent plus à l'intérieur de ce dernier. Ce système nous permet ainsi de n'obtenir dans le tube qu'un nombre limité de particules de neige ;
- La troisième et dernière contrainte est de pouvoir conserver la neige sans qu'elle subisse de métamorphose. Pour cela nous avons utilisé la méthode proposée par Brun et al. [14] qui

consiste à conserver la neige dans de l'iso-octane à une température négative. En effet dans cette configuration la neige ne se transforme pas. Nous avons ainsi prévu un fond amovible pour le dispositif. Dans sa partie externe, nous plaçons de la neige carbonique qui permet de refroidir l'iso-octane placé dans un des compartiments du fond. Ainsi les particules de neige qui viennent se déposer dans l'iso-octane ne subissent plus de métamorphoses.

Le dispositif a été fabriqué en inox, avec un intérieur partiellement en Téflon, pour éviter que les particules de neige ne se collent sur le métal froid. Il a été installé sur le bunker de la vallée de la Sionne. Malheureusement les deux derniers hivers n'ont pas été très propices aux avalanches et aucune avalanche n'a atteint le dispositif. Nous n'avons donc pas pour l'instant de résultats expérimentaux.

### C.3 Présentation succincte de la modélisation

En parallèle de l'étude expérimentale de terrain nous avons mis en place (cf annexe (D)) une modélisation théorique des phénomènes clés dans la sélection de telle ou telle particule pour l'avalanche de neige en aérosol. Le but de ce développement était double. Tout d'abord cela nous a permis d'avoir un ordre d'idée de la taille des particules de neige dans l'avalanche pour concevoir notre dispositif expérimental. Par ailleurs il nous semble que la comparaison à terme des résultats de tailles de particules fournis d'une part par le dispositif et d'autre part par la modélisation devrait se révéler très profitable pour la compréhension des phénomènes entrant en jeu dans la sélection des particules entraînées par l'avalanche de neige en aérosol. Nous ne présentons ici que les idées fondatrices de la modélisation théorique. L'ensemble du travail a fait l'objet d'un article [a1] et est présenté en annexe. Le principe est de s'intéresser à tous les phénomènes qui permettent à une particule de neige se trouvant dans la couche neigeuse d'être mise en suspension, de traverser toute la couche limite inférieure de l'avalanche pour finalement se retrouver à l'intérieur du corps de l'avalanche. Pour cela nous avons étudié :

1. Les tailles caractéristiques des particules présentes dans une couche neigeuse récente ;
2. L'ordre de grandeur de la contrainte de frottement au sol d'une avalanche de neige en aérosol et les tailles des particules pouvant être arrachées par cette contrainte de frottement ;
3. A cause de leur poids les particules ont tendance à sédimenter à l'intérieur de la couche limite de l'avalanche. Nous avons donc regardé sur une couche limite d'ordre de grandeur 1 m qu'étaient les particules qui arrivaient en grand nombre à rejoindre le haut de la couche limite.

Nous sommes ainsi finalement arrivés à la conclusion que les particules dont la présence est la plus probable au sein d'une avalanche de neige en aérosol sont celles qui ont une taille inférieure à 200  $\mu\text{m}$ . Le deuxième résultat intéressant de l'étude est que le phénomène qui sélectionne le plus les particules est la traversée de la couche limite de l'avalanche, les grosses particules sédimentant rapidement au sol du fait de leur poids important.

## C.4 Synthèse et perspectives

Nous n'avons pas pu récolter de données sur le terrain pour pouvoir les confronter avec notre modèle et nous ne pouvons donc pas pour l'instant effectuer de comparaisons entre données expérimentales et modèle théorique. Cependant nous restons convaincus de l'importance de déterminer le plus précisément possible, par quelque moyen que ce soit, la taille des particules présentes dans une avalanche en aérosol. En effet de nombreuses méconnaissances actuelles du phénomène avalancheux sont selon nous entre autre liés à l'ignorance des caractéristiques des particules impliquées dans l'écoulement. De plus la connaissance de la taille des particules est aussi nécessaire pour n'importe quel traitement que l'on peut vouloir faire entre autre de l'interaction particule-turbulence. Il nous semble donc que parmi les mesures nécessaires il faut compter avec la détermination de la taille des particules au sein de l'avalanche d'autant plus que notre dispositif est encore en mode de fonctionnement.





## **Annexe D**

**Article *Annals of Glaciology* 2001 : A study  
on the size of snow particles in powder snow  
avalanches**

# A study on the size of snow particles in powder snow avalanches

Marie CLEMENT-RASTELLO\*

Cemagref, u.r. etna, 2 rue de la papeterie, BP 76,  
38402 Saint Martin d'Hères France

## Abstract

In this work, we study the size of the particles involved in a powder snow avalanche phenomenon. To determine these sizes, we study all the phenomena the particles have to face before arriving in the “body” of the avalanche. We study the boundary layer which is at the bottom of the avalanche. We determine, with the help of experimental data, the range of size of the particles that can be entrained by the avalanche. We then examine the possibility for these particles to reach the top of the boundary layer, and so to take part in the avalanche. Our final result is that the more frequent particles suspended in a powder snow avalanche have a size lower than  $200\mu m$ .

---

\*This work was supported by the Pole Grenoblois sur les Risques Naturels

## 1 Introduction

Powder snow avalanches are very destructive and very ill-known phenomena. In this article we try to study them with a “microscopic” scale point of view. This kind of approach has been recently used on experimental sites where people try to know not only the macroscopic but also the inner properties such as pressure, velocity, etc. of avalanches (see Dent and others (1998), Nishimura and others (1997), Qiu and others (1997)). The purpose of this study is to know a bit better the size of the snow particles that are encountered in a powder snow avalanche. This has a real importance for someone who wants to study the interaction between particles and the turbulence of the flow. Indeed it is important to know the size of the particles that are involved in the avalanche so as to compare it with the characteristic scales of the turbulent flow, to determine the difference of velocity between air and particles. The study presented here is a theoretical study in which we try to find out which sizes of particles are en-

countered more frequently in a powder snow avalanche.

The way we proceed is the following: we study separately each of the mechanisms that are encountered by a snow particle before reaching the body of the avalanche. For each of them, we look at the range of sizes of the concerned particles. At the end we compare the different ranges found in each case so as to find the range that we must consider for a powder snow avalanche. The study is two-dimensional and deals neither with the front part of the avalanche nor with its tail but with its body. A pure powder snow avalanche is studied going its way on the snow cover. The different phenomena that are considered are: the size of the particles in the snow cover, the picking up of the particles from the snow cover by air friction and by collisions, and finally the proportion of each type of particles that manage to reach the top of the boundary layer, which is at the bottom of the avalanche, and so that take part to the body of the avalanche. For this study, we need experimental data. We chose to use the results obtained by Nishimura and others (1997) while making measurements in an effective avalanche.

## 2 The particles of the snow cover

A first range for the size of the particles is given by the particles which are present in the snow cover. This range of size is not a fixed parameter, it depends on many param-

eters such as temperature, wind velocity, etc. during and since the snow fall. Mellor (1964) studied the size of the particles that can be found in snow layers. We use his results concerning recent snow covers. From these we conclude that the size of the more frequent particles is smaller than  $1 - 2 \text{ mm}$ .

## 3 The pick up of the particles from the ground

### 3.1 Mechanisms

A particle on the ground can be set into motion either due to air friction or to the impact of another particle which is projected into the ground.

Here, the aim is to obtain the size of the potentially mobilized snow grains. Let us first look at the collisions. What we show here is that the collisions between particles and the snow cover can increase the range of size with small radius but not really with large radius. Indeed let us first suppose the “best case” of energy transmission. One particle of radius  $a_c$  arrives with a velocity  $u_c$ . If it collides elastically with a particle of the snow cover of radius  $a_l$  it gives all its energy to this particle. In this case the leaving particle will have a velocity

$$u_l = \left(\frac{a_c}{a_l}\right)^{\frac{3}{2}} u_c. \quad (1)$$

One can see that even in this ideal case to have a significant velocity the leaving particle cannot have a size much larger than the incoming one. In reality it seems clear that the transmission of energy is not so perfect

and that we do not have all the energy transferred from one particle to another. So we have

$$u_l \leq \left(\frac{a_c}{a_l}\right)^{\frac{3}{2}} u_c \quad (2)$$

and our previous conclusion remains valid. On the other hand the collision phenomenon does not give any restriction on the lower limit of the sizes of the particles. So when we will compare the results of the picking-up by collisions and of the picking-up by air friction, because of the collisions we will lose the information on the lower limit. For the upper limit the collisions will have no influence. Let us now look at the range we obtain from pick up by air friction.

### 3.2 Threshold velocity for particle pick-up

In order to determine the radius of the particles which are entrained from the snow cover by the friction of the avalanche, we use results that have been established for sediment transport by the wind and that are also used in snow transport by the wind. Here we use the results given by Iversen and White (1982) (see Fig. 1). To collect their data they placed samples of material on a wind tunnel floor and determined optically the threshold friction velocity ( $u_t^*$ ) for each of them. The particles they used were of different kind and had different shapes. From their experimental re-

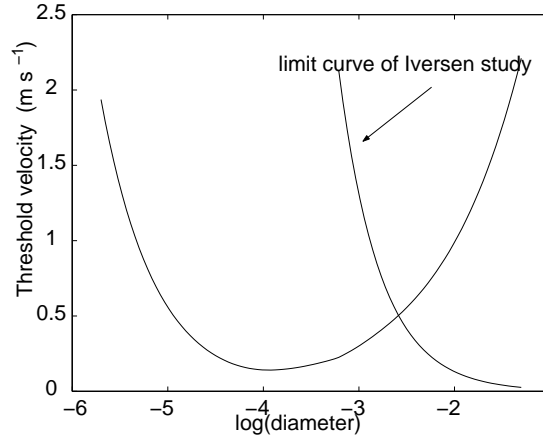


Figure 1: Threshold friction velocity versus diameter of the particles

sults they deduced the following law:

$$A = \begin{cases} 0.129 \sqrt{\frac{1 + \frac{6 \cdot 10^{-7}}{\bar{\rho}_p g d^{2.5}}}{1.928 B^{0.092} - 1}}, & 0.03 \leq B \leq 10 \\ 0.120 \sqrt{1 + \frac{6 \cdot 10^{-7}}{\bar{\rho}_p g d^{2.5}}} \\ (1 - 0.0858 e^{(-0.0617(B-10))}), & 10 \leq B \end{cases} \quad (3)$$

with  $A = u_t^* \sqrt{\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_p g d}}$  and  $B = \frac{u_t^* d}{\nu}$ , where  $d$  is the diameter of a particle,  $A$  is the ratio of the threshold friction velocity to the shallow water velocity of a density current and  $B$  is a Reynolds number.

Iversen and White give a lower limit ( $B = 0.03$ ) but no upper limit for their law. The lower limit is outside the range of our study so does not limit us. Concerning a possible upper limit we plot on the figure the curve which separates the region in which Iversen and

White made measurements and that where they did not make any. They say that for particles larger than  $40 \mu m$  the above empirical law is generally within 5% of the experimental values. For smaller particles it is more difficult to perform the experiments and so the precision is lower. This is of no importance here because due to the collisions, information on the lower limit is lost. As usually done in snow transport studies we use this law here. One restriction would be that in their experiments Iversen and White had no adhesion between the particles, as we can have with snow. We suppose that for powder snow such bounds are not predominant. Another restriction is that the experiments have been performed each time with one given size of particles, so that the different phenomena that can occur when there are both small and large particles are not taken into account. A further major restriction is that Iversen and White's results were established in clean air on a horizontal floor, whereas in our case the air is loaded with particles and the ground can be inclined. From a recent study by Bintanja (1998) it is inferred that the presence of particles modifies some characteristics of the boundary layer. However there are insufficient results that could be taken into account in a modified boundary layer model. So we use a clear air velocity profile essentially for lack of better knowledge.

### 3.3 Determination of the friction velocity in a powder snow avalanche

Now that a relation between the threshold friction velocity and the diameter of the potentially mobilized particles is available, the friction velocity in a powder snow avalanche must be determined. The avalanche studied by Nishimura and others was a "mixed avalanche": there was a dense part and above it a powder snow part. We suppose that the internal structure of the powder snow avalanche is not modified by the presence of the dense avalanche and use the results of the measurements for the pure powder snow. The velocity of the front part of the avalanche was from  $40 m.s^{-1}$  to  $60 m.s^{-1}$ . At a given point, the static pressure was measured and compared to the static pressure measured somewhere outside the influence of the flow. From this the velocity at the measuring point was measured and for the part of the avalanche behind the front a value of  $10 m.s^{-1}$  was found. The point where the measurements were taken was located less than seventy centimeters above the bottom of the powder snow part; this is in the boundary layer of the powder snow avalanche. Let us suppose that the boundary layer is of the order of one meter thick. Later on we will see that the exact value of the size is of no importance. Thus, if  $z \leq 25 cm$  ( $z \leq 0.25\delta$  with  $\delta = 1 m$  the thickness of the boundary layer), the value of the friction velocity can be directly estimated from the logarithmic law which governs the

velocity in this region :

$$u = \frac{u^*}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (4)$$

where  $K = 0.41$  is the von Kàrmàn constant,  $z_0$  the roughness height,  $z_0 = \frac{C_0(u^*)^2}{2g}$ , with  $C_0 = 0.021$  (see Owen (1964) and Rasmussen and Mikkelsen (1991)). There are, theoretic-

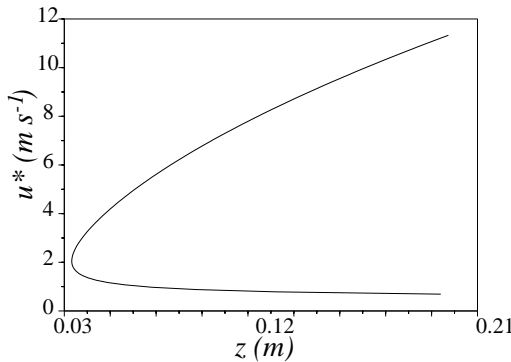


Figure 2: Determination of  $u^*$

cally two possible values for  $u^*$  (see Fig. 2). In comparison with the values of  $u^*$  found in snow transport by wind, with velocities comparable to those of avalanches, it appears that the lower value is the physically relevant value. We deduce from Fig. 2 that in this region  $\max(u^*) \approx 1 \text{ m.s}^{-1}$ .

In the upper region ( $25 \text{ cm} \leq z \leq 70 \text{ cm}$ ) the boundary layer profile relating velocity and height is unknown. If the measurement has been done in this region, then  $u(z \in [0; 0.25]) \leq 10 \text{ m.s}^{-1}$ . So with the formula relating  $u$  and  $u^*$  in the logarithmic region, one necessarily has  $u^* \leq 1 \text{ m.s}^{-1}$ . Thus here again

$$\max(u^*) = 1 \text{ m.s}^{-1}.$$

Let us now suppose that  $\delta \neq 1 \text{ m}$ . With the same reasoning as before one can show that if  $u$  has been measured in the upper region the deduced value of  $u^*$  is lower than it would be if  $u$  had been measured in the logarithmic region. Because in the logarithmic region  $u^*$  is decreasing with  $z$  (see Fig. 2), for any  $\delta$ , for  $z \leq 0.25\delta$  the value of  $\max(u^*)$  remains  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . Thus the size of the boundary layer does not change anything in this estimate.

Two things should be improved in the future : first a better determination of  $u^*$  with more field data, and second to account for the presence of the particles in the boundary layer in the determination of the velocity profile  $u(z)$ .

### 3.4 Size of the entrained particles

We are now able to determine the maximum range of sizes of the particles which can be picked up from the snow cover by air friction : it is  $[5 * 10^{-6} \text{ m}; 10^{-2} \text{ m}]$  (see Fig. 1). To determine these values of the size ( $d$ ) of the particles, formulas given by Iversen and White were used (see section 3.2). The upper value of  $d$  still lies in the domain of validity of their formulas but is outside the region in which they performed the experiments. Because they did not put any upper limitation to their formula and because our range is not far from the range they studied experimentally we think their formula is applicable for the upper value of  $d$ .

The upper limit of this interval is not changed by the collisions of particles with the snow

layer, but the lower limit can be changed by the impacts (see section 3.1). Considering both air friction and collisions, the size of the mobilized particles is therefore  $d \leq 10^{-2} m$ .

## 4 Sedimentation in the boundary layer

We now study the sedimentation of the different particles in the boundary layer. The purpose is to find out which particles “fall” sufficiently slowly to be present at the top of the boundary layer, and so to take part in the avalanche.

### 4.1 Law relating volumetric concentration and height

To find the governing law for the volumetric concentration in the boundary layer, we use the equations of mass conservation for the mean flow of air and the equation of the mean conservation of particles

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\phi} \bar{u}_{pj})}{\partial x_j} = \frac{\partial(D_t \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j})}{\partial x_j} \quad (6)$$

where  $\bar{u}_j$  are the components of the mean velocity of air,  $\bar{u}_{pj}$  the components of the mean velocity of the particles,  $\bar{\phi}$  the mean volumetric concentration, and  $D_t$  the turbulent diffusivity that comes from the turbulent closure model:  $\overline{\phi' u'_{ip}} = -D_t \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j}$ .  $()'$  are turbulent quantities.

We suppose that the mean flow is steady and that the velocity and concentration profiles are independent of  $x$ . With the boundary condition that near the ground  $\bar{u}_z = 0$  ( $\bar{u}_z$  is the velocity perpendicular to the slope), we then have  $\bar{u}_z = 0$  in the whole boundary layer. Boundary layer theories imply that  $D_t = \frac{K u^* z}{\sigma_s}$ , where  $\sigma_s$  is the Schmidt number. The Schmidt number is the ratio  $\sigma_s = \frac{D_t}{\nu_t}$  between the diffusivity of snow particle and the eddy diffusivity of momentum. Some more advanced theories (Bintanja (1998)) take into account that the suspended particles modify the turbulence of the air, so that the diffusive coefficient  $D_t$  is modified :

$$D_t = \frac{K u^* z}{\sigma_s (1 + AR)} \quad (7)$$

$$\text{with } R = \frac{-g(\frac{\rho_p}{\rho} - 1) \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z}}{\sigma_s (\frac{\partial \bar{u}_x}{\partial z})^2} \text{ and } A \approx 5 - 7$$

where  $R$  is the flux “snowdrift” Richardson number,  $\rho_p$  is the density of particles,  $\rho$  is the density of air and  $g$  is the gravitational acceleration. The order of magnitude of the different quantities are the following:

$[\bar{\Phi}] \approx 10^{-2}$ ,  $[z] \approx \delta \approx 1 m$ ,  $[\bar{u}] \approx 50 m.s^{-1}$  and  $[\sigma_s] \approx 0.5 - 1$  (see section 4.2). From this we can deduce that  $[1 + AR] \approx 1$ . So within the precision of our study, this modification need not to be taken into account.

To solve the second differential equation, we suppose that the particle volumetric concentration and its gradient vanish infinitely far from the boundary layer

$$\lim_{z \rightarrow +\infty} \bar{\phi} = 0 \quad \text{and} \quad \lim_{z \rightarrow +\infty} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} = 0 \quad (8)$$



The steadiness of the flow, the independence of the concentration profiles of  $x$  and the fact that  $\bar{u}_z = 0$  imply, using equation (6)

$$\frac{\partial(-\bar{\Phi}v_r \cos(\alpha) + D_t \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z})}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

with  $\alpha$  the angle of the slope and  $v_r = |\vec{u}_p - \vec{u}|$ . From this and with the boundary conditions (see equation 8) we deduce

$$\bar{\phi} = \bar{\phi}_1 \left(\frac{z}{z_1}\right)^{-\gamma} \quad \text{with} \quad \gamma = \frac{v_r \cos(\alpha) \sigma_s}{K u^*}. \quad (10)$$

$\bar{\phi}_1$  is the volumetric concentration at  $z = z_1$ . Let  $z_1$  be the roughness height, so that  $\bar{\phi}_1$  is the volumetric concentration of the particles near the ground, i.e., the volumetric concentration of the mobilized particles.  $v_r$  is a function of the size of the particles, so the variation in the boundary layer of the volumetric concentration will not be the same for different types of particles.

## 4.2 Presence of the particles

To know which particles effectively reach the top of the boundary layer, we study the ratio between the number of particles at the top of the boundary layer and the number of them near the ground; to this end we look at the *repartition* with the radius  $a$  defined as

$$R(a) = \frac{\bar{\phi}}{\bar{\phi}_1} = \left(\frac{z}{z_1}\right)^{-\gamma}. \quad (11)$$

It defines the concentration of particles by which the body of the avalanche is fed from the boundary layer. To find it the relative

velocity  $v_r$  must be determined as a function of  $a$ . We assimilate it with the sedimentation velocity. The sedimentation velocity is obtained from the Lagrangian equilibrium state where the gravity force is balanced by the drag force. From this equilibrium we obtain

$$C_d Re_p^2 = g(\bar{\rho}_p - \bar{\rho}) \frac{32a^3 \bar{\rho}}{3\mu^2}, \quad (12)$$

in which  $C_d$  is the drag coefficient and  $Re_p = \frac{2a\rho v_r}{\mu}$  is the particle Reynolds number. For spherical particles, as we suppose here the snow particles in the flow to be, the drag coefficient can be given as follows, see Niño and Garcia (1994)

$$C_d = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15\sqrt{Re_p} + 0.017Re_p) - \frac{0.208}{1 + \frac{10^4}{\sqrt{Re_p}}}. \quad (13)$$

Another parameter is the Schmidt number ( $\sigma_s$ ) which takes different values in different configurations. Householder and Goldschmidt (1969) found that for particles which are denser than the ambient fluid, the Schmidt number is smaller than 1. Naaim and Martinez (1995) performed wind tunnel experiments with PVC particles and found a Schmidt number of 0.5 to 0.6. We performed calculations both for  $\sigma_s = 1$  and  $\sigma_s = 0.5$ . The last parameter to fix is  $u^*$ . As before, because we look for the larger range of particle sizes, we take  $u^* = 1 \text{ m.s}^{-1}$ . The results are reported in Fig 3. To demonstrate that the dependences on  $\sigma_s$  and on the thickness of the boundary layer are weak we plotted the curves for either  $\sigma_s = 1$  and  $\sigma_s = 0.5$ , and either  $\delta = 50 \text{ cm}$  and  $\delta = 5 \text{ m}$ . In all cases the particles which, in an important number, are

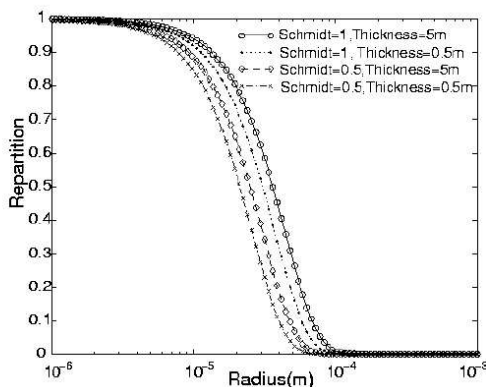


Figure 3: Repartition for  $\sigma_s = 1$ ,  $\sigma_s = 0.5$ ,  $\delta = 50 \text{ cm}$  and  $\delta = 5 \text{ m}$

still present at the top of the boundary layer, have a size smaller than  $2 * 10^{-4} \text{ m}$ .

## 5 Conclusion

The purpose of our study was to estimate the size of the particles which are present in a powder snow avalanche. They correspond to the particles that reach the top of the boundary layer, between the ground and the body of the avalanche. Indeed in this way they can take part in the processes in the body of the avalanche.

We analyzed the different phenomena which occur in this boundary layer and their influence on the size of the particles. Thus, we studied consecutively, the sizes of the particles of the snow cover, the pick-up of particles by the avalanche and the selection which is done between the particles while

going up in the boundary layer. With this analyze, we were able to determine the maximum size of the particles which take part in the dynamics of a powder snow avalanche. These particles are those which have a size smaller than  $200 \mu\text{m}$ . This knowledge will allow to use the results, that have been established in diphasic flow studies, about the interaction between particles and turbulence. It will also help to improve numerical models which use as a parameter the size of the particles of snow. Finally for laboratory experiments, this information is necessary for the choice of particles.

Another step, now, is to capture snow particles during the flow of a powder snow avalanche, and measure their size. This will help to improve our understanding of the processes and our theoretical model.

## References

- R. Bintanja. The Interaction Between Drifting Snow and Atmospheric Turbulence. In *Annals of Glaciology*, volume 26, pages 167–173, 1998.
- J.D. Dent, K.J. Burrell, D.S. Schmidt, M.Y. Louge, E.E. Adams, and T.G. Jazbutis. Density, Velocity and Friction Measurements in a Dry-Snow Avalanche. In *Annals of Glaciology*, volume 26, pages 247–252, 1998.
- M.K. Householder and V.W. Goldschmidt. Turbulent Diffusion and Schmidt Number of Particles. *Journal of the Engineering Mechanics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, 95(6):1345–1367, december 1969.
- J.D. Iversen and B.R. White. Saltation Threshold on Earth, Mars and Venus.

- Sedimentology*, 29:111–119, 1982.
- M. Mellor. Properties of Snow. *Cold Regions Science and Technology*, III(A):1–105, 1964.
- M. Naaïm and H. Martinez. Experimental and Theoretical Determination of Concentration Profiles and Influence of Particle Characteristics in Blowing Snow. *Surveys in Geophysics*, 16:695–710, 1995.
- K. Nishimura and Y. Ito. Velocity Distribution in Snow Avalanches. *Journal of Geophysical Research*, 102(B12):27,297–27,303, December 1997.
- Y. Niño and M. García. Gravel Saltation 2. Modeling. *Water Resources Research*, 30(6):1915–1924, June 1994.
- P.R. Owen. Saltation of Uniform Grains in Air. *Journal of Fluid Mechanics*, 20(2):225–242, 1964.
- J. Qiu, J. Xu, F. Jiang, O. Abe, A. Sato, Y. Nohguchi, and T. Nakamura. Study of Avalanches in the Tianshan Mountains, Xianjiang, China. In *Snow Engineering: Recent Advances*, pages 85–90, 1997.
- K.R. Rasmussen and H.E. Mikkelsen. Wind Tunnel Observations of Aeolian Transport Rates. *Acta Mechanica*, 1:135–144, 1991(supplement).

# Bibliographie

- [1] J. Akiyama and Y. Fukushima. Entrainment of noncohesive bed sediment into suspension. External Memo., No. 175, St. Anthony Falls Hydraulic Laboratory, University of Minnesota, Minneapolis, USA, 1985.
- [2] N.J. Alderman, G.H. Meeten, and J.D. Sherwood. Vane rheometry of bentonite gels. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 39 :291–310, 1991.
- [3] R.A. Bagnold. Auto-suspension of transported sediment ; turbidity currents. *Proceedings of the Royal Society of London*, A(265) :315–319, 1962.
- [4] R.A. Bagnold. An approach to the sediment transport problem from general physics. *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 422-I :37pp, 1966.
- [5] P. Beghin. *Etude des Bouffées Bidimensionnelles de Densité en Ecoulement sur Pente avec Application aux Avalanches de Neige Poudreuse*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, Mai 1979.
- [6] P. Beghin and G. Brugnot. Contribution of theoretical and experimental results to powder snow avalanche dynamics. *Cold Regions Science and Technology*, 8 :67–73, 1983.
- [7] P. Beghin, E.J. Hopfinger, and R.E. Britter. Gravitational convection from instantaneous sources on inclined boundaries. *Journal of Fluid Mechanics*, 107 :407–422, 1981.
- [8] 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.
- [9] B. Benjamin. Gravity currents and related phenomena. *Journal of Fluid Mechanics*, 31 :209–248, 1968.
- [10] P. Berthet-Rambaud. Ouvrages en béton soumis aux avalanches : comparatif de deux outils de calculs. Rapport DEA-Université Joseph Fourier-Grenoble I, Septembre 2001.
- [11] R.T. Bonnecaze, H.E. Huppert, and J.R. Lister. Particle-driven gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 250 :339–369, 1993.
- [12] R.E. Britter and P.F. Linden. The motion of the front of a gravity current travelling down an incline. *Journal of Fluid Mechanics*, 99(3) :531–543, 1980.
- [13] G.L. Brown and A. Roshko. Density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 23(4) :775–816, 1974.
- [14] E. Brun and E. Pahaut. An efficient method for a delayed and accurate characterization of snow grains from natural snowpacks. *Journal of Glaciology*, 37(127) :420–422, 1991.
- [15] T.H. Cormen, C.E. Leiserson, and R.L. Rivest. *Introduction to Algorithms*. The MIT Press, 1990.

- [16] P.E. Dimotakis. Two dimensional shear layer entrainment. *AIAA*, 24 :1791–1796, 1986.
- [17] F. Dufour, U. Gruber, and W. Ammann. Avalanches : études effectuées dans la vallée de la sionne en 1999. *Les Alpes*, 2 :9–15, 2001.
- [18] S. Egashira. *Basic research on the flow and mechanism of mixing of density-stratified fields*. PhD thesis, Kyoto University, 1980.
- [19] T.H. Ellison and J.S. Turner. Turbulent entrainment in stratified flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 6 :423–448, 1959.
- [20] Y. Fukushima and G. Parker. Numerical simulation of powder-snow avalanches. *Journal of Glaciology*, 36(123) :229–237, 1990.
- [21] M.H. Garcia. Experimental study of turbidity currents. Master's thesis, Department of civil and mineral engineering, University of Minnesota, USA, 1985.
- [22] C. Gladstone and A.W. Woods. On the application of box models to particle-driven gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 416 :187–195, 2000.
- [23] E. Guyon, J.-P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique Physique*. Paris intereditions Editions du CNRS, 1991.
- [24] F. Hermann, D. Issler, and S. Keller. Numerical simulations of powder-snow avalanches and laboratory experiments on turbidity currents. In *Proceedings of the 'Pierre Beghin' international workshop on rapid gravitational mass movements*, pages 137–144. Cemagref editions, 1993.
- [25] E.-J. Hopfinger. Snow avalanche motion and related phenomena. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15 :47–76, 1983.
- [26] E.J. Hopfinger and J.-C. Tochon-Danguy. A model study of powder snow avalanches. *Journal of Glaciology*, 19(81) :343–356, 1977.
- [27] H.E. Huppert and W.B. Dade. Natural disasters : explosive volcanic eruptions and gigantic landslides. *Theoretical and computational fluid dynamics*, 10 :201–212, 1998.
- [28] H.E. Huppert and J.E. Simpson. The slumping of gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 99 :785–799, 1980.
- [29] K. Hutter. Avalanche dynamics. In *Hydrology of Disasters*, pages 317–393, 1996.
- [30] G.V. Middleton. Small-scale models of turbidity currents and the criterion for autosuspension. *J. Sediment. Petrol.*, 36 :202–208, 1966.
- [31] M. Naaim. Modélisation numérique des avalanches aérosols. *La Houille Blanche*, 5/6 :56–62, 1995.
- [32] M. Naaim. Habilitation à diriger les recherches, 1998.
- [33] H.M. Pantin. Interaction between velocity and effective density in turbidity flow : Phase-plane analysis, with criteria for auto-suspension. *Mar. Geol.*, 31 :59–99, 1979.
- [34] C. Paola and J.B. Southard. Autosuspension and the energetics of two-phase flows : Reply to comments on 'experimental test of auto-suspension by j.b. southard and m.e. mackintosh'. *Earth surface processes landforms*, 8 :273–279, 1983.
- [35] G. Parker. Conditions for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents. *Mar. Geol.*, 46 :307–327, 1982.

- [36] G. Parker, Y. Fukushima, and H.M. Pantin. Self-accelerating turbidity currents. *Journal of Fluid Mechanics*, 171 :145–181, 1986.
- [37] F.P. Preparata and M.L. Shamos. *Computational geometry - An introduction*. Springer, 1985.
- [38] J.W. Rottman and J.E. Simpson. Gravity currents produced by instantaneous releases of a heavy fluid in a rectangular channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 135 :95–110, 1983.
- [39] T. Scheiwiller and K. Hutter. Lawinendynamik : Übersicht über experimente und theoretische modelle von flie ? - und staublawinen. Laboratory of Hydraulics, Hydrology and Glaciology, Report No. 58, ETH Zürich, Switzerland, 1982.
- [40] T. Scheiwiller, K. Hutter, and F. Hermann. Dynamics of powder snow avalanches. *Annales Geophysicae*, 5B(6) :569–588, 1987.
- [41] J. E. Simpson. *Gravity currents. In the environment and the laboratory*. Ellis Horwood, 1987.
- [42] J. B. Southard and M. E. Mackintosh. Experimental test of auto-suspension. *Earth Surface Processes Landforms*, 6 :103–111, 1981.
- [43] B. Sovilla, F. Somavilla, and A. Tomaselli. Measurements of mass balance in dense snow avalanche events. In *Annals of Glaciology*, volume 32, 2001.
- [44] M. W. Stacey and A. J. Bowen. The vertical structure of turbidity currents and a necessary condition for self-maintenance. *Journal of geophysical research*, 93(C4) :3543–3553, April, 15 1988.
- [45] J.C. Tochon-Danguy and E.J. Hopfinger. Simulation of the dynamics of powder snow avalanches. In *Proceedings of the Grindelwald Symposium*, volume 114, pages 369–380, 1975.
- [46] A. Voellmy. Über die zerstörungskraft von lawinen. *Schweizerische Bauzeitung*, 73(12) :159–162, 1955.



# Bibliographie personnelle

- [DEA] M. Clément. Une avalanche aérosol comme écoulement turbulent diphasique : Etude préalable à une simulation dans l'air. Rapport DEA-Université Joseph Fourier-Grenoble I-Ecole Normale Supérieure de Lyon, Juin 1999.
- [a1] M. Clément-Rastello. A study on the size of snow particles in powder snow avalanches. In *Annals of Glaciology*, volume 32, 2001.
- [a2] M. Rastello, C. Ancey, F. Ousset, R. Magnard and E. Hopfinger. An experimental study of particle-driven gravity currents on steep slopes with entrainment of particles. In *Natural Hazards and Earth System Sciences*, volume 2, 2002.







Les avalanches de neige en aérosol sont des bouffées de suspensions diluées de particules, très turbulentes qui descendent, de par leur poids, sur des pentes fortement inclinées. La motivation de la présente recherche était d'une part, d'améliorer notre connaissance de l'entraînement de neige du manteau neigeux par l'avalanche et d'autre part de développer un modèle théorique amélioré de la dynamique des avalanches. Le modèle théorique présenté dans cette thèse prend en compte les effets dus à la forte différence de densité entre l'avalanche et l'extérieur et démontre l'importance de l'entraînement de neige sur la vitesse de l'avalanche. Le modèle est en accord avec des mesures récentes de la vitesse de front d'une avalanche. Les paramètres du modèle (forme et croissance des bouffées) ont été déterminés à partir des expériences d'écoulements de laboratoire (d'eau salée ou de suspensions) dans un régime proche de celui des avalanches. Une extrapolation théorique de ces paramètres (obtenus en régime de Boussinesq) aux bouffées de forte densité (avalanches) est proposée. Les expériences de laboratoire avec des bouffées entraînant des particules indiquent l'influence que l'entraînement de particules a sur la vitesse de l'avalanche. Une représentation en variables adimensionnelles des vitesses des avalanches et des bouffées de laboratoire montre clairement les ressemblances et différences entre les deux types d'écoulements.

Mots clés : avalanche, aérosol, neige poudreuse, courant de gravité, bouffée de gravité, forte pente, non Boussinesq, entraînement de particules.

Powder snow avalanches are highly turbulent, dilute suspensions clouds moving down steep slopes due to their buoyancy. The motivation for the present research was, on the one hand, to improve our knowledge of the effect of snow entrainment, by the avalanche, from the snow layer and, on the other hand, to develop an improved theoretical model of avalanche dynamics. The theoretical model presented in this thesis includes large density difference effects and demonstrates the importance of snow entrainment on the avalanche velocity. The model is in good agreement with recent measurements of the front velocity of an avalanche. The parameters in the model, such as the shape and spatial growth rate of the clouds, were determined from laboratory experiments, conducted with saline and suspension clouds, in a flow regime close to that of avalanches. A theoretical extrapolation of these parameters (obtained in the Boussinesq limit) to large density difference clouds (avalanches) is proposed. Laboratory experiments with sediment entraining clouds indicate the trend sediment entrainment has on the avalanche velocity. A presentation in terms of dimensionless variables of avalanche velocities and that of laboratory clouds shows clearly the similarities and differences between the two.

Key words : avalanche, powder snow, gravity current, buoyant cloud, steep slope, non Boussinesq, particle entrainment.