



HAL
open science

Transport éolien de la neige : Processus physiques et modélisations

F. Naaim-Bouvet, M. Naaim

► **To cite this version:**

F. Naaim-Bouvet, M. Naaim. Transport éolien de la neige : Processus physiques et modélisations. Cemagref Editions, pp.392, 2002, Coll. Etudes du Cemagref, série Equipements pour l'eau et l'environnement, n° 25, 2-85362-562-1. hal-02580604

HAL Id: hal-02580604

<https://hal.inrae.fr/hal-02580604v1>

Submitted on 21 Jul 2023

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.

ETUDES

*équipements pour l'eau
et l'environnement*

25

PUB 00010413

Transport éolien de la neige

Processus physiques et modélisations

Florence Naaim-Bouvet, Mohamed Naaim



EMA
EEE₃₄

Cemagref
EDITIONS

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE
UNIVERSITY OF GRENOBLE
UNIVERSITY OF GRENOBLE

Transport éolien de la neige

Processus physiques et modélisations

Florence Naaim-Bouvet, Mohamed Naaim

Cemagref
UR Érosion torrentielle, neige et avalanches
Groupement de Grenoble
Domaine universitaire – 2, rue de la Papeterie
BP 76 – 38402 Saint-Martin-D'Hères Cedex
Tél. 04 76 76 27 27 – Fax 04 76 51 38 03

Photo de couverture – Traces de pas en relief dans la neige : structure éolienne liée à l'érosion du manteau neigeux (Bruno Jamet, Cemagref)

Transport éolien de la neige – Processus physiques et modélisations, Florence Naaim-Bouvet, Mohamed Naaim © Cemagref 2002, 1^{re} édition. ISBN 2-85362-562-1, ISSN 1258-276X. Dépôt légal 3^e trimestre 2002. Collection *Études* du Cemagref, série *Équipements pour l'eau et l'environnement* n° 25, dirigée par François Lacroix, chef du département. Impression et façonnage : Ateliers Cemagref, BP 44, 92163 Antony Cedex. Vente par correspondance : Publi-Trans, ZI Marinière 2, 91080 Bondoufle ; tél. 01 69 10 85 85. Diffusion aux libraires : TEC et DOC, 14 rue de Provigny, 94236 Cachan Cedex, tél. 01 47 40 67 00. **Prix : 40 € TTC**

Le Cemagref, institut de recherche pour l'ingénierie de l'agriculture et de l'environnement, est un établissement public sous la tutelle des ministères chargés de la Recherche et de l'Agriculture.

Ses équipes conçoivent des méthodes et des outils pour l'action publique en faveur de l'agriculture et de l'environnement. Leur maîtrise des sciences et techniques de l'ingénieur contribue à la mutation des activités liées à l'agriculture, à l'agro-alimentaire et à l'environnement.

La recherche du Cemagref concerne les **eaux continentales**, ainsi que les **milieux terrestres** et plus particulièrement leur occupation par **l'agriculture** et la **forêt**. Elle a pour objectif d'élaborer des méthodes et des outils d'une part de **gestion intégrée** des milieux, d'autre part de conception et d'exploitation **d'équipements**.

Les équipes, qui rassemblent un millier de personnes réparties sur le territoire national, sont organisées en **quatre départements scientifiques** :

- Gestion des milieux aquatiques
- Équipements pour l'eau et l'environnement
- Gestion des territoires
- Équipements agricoles et alimentaires

Les recherches du département *Équipements pour l'eau et l'environnement* s'orientent vers :

- l'ingénierie et la prévention des risques naturels en montagne,
- l'ingénierie et la sécurité des barrages et des ouvrages hydrauliques,
- la maîtrise et la gestion des déchets,
- les techniques et la gestion de l'irrigation et du drainage,
- les techniques et la gestion d'équipements publics pour l'eau et les déchets,
- l'ingénierie des interactions eau-matériaux-ouvrages.

Résumé

Le transport de neige par le vent entraîne la formation de corniches et de plaques, génératrices d'avalanches en haute montagne, et la formation de congères sur les voies de communication en plaine. Il est de ce fait à l'origine de risques naturels qui peuvent engendrer de graves conséquences pour les biens et les personnes.

Un premier ouvrage intitulé « Transport de la neige par le vent : connaissances de base et recommandations » a été édité par le Cemagref en 1992. Il faisait le point sur les règles empiriques permettant de mettre en place une ingénierie de protection contre ce phénomène.

Depuis son édition, de nombreuses recherches ont été entreprises. Elles ont apporté des progrès significatifs dans la compréhension physique des processus et leurs occurrences tant dans l'espace que dans le temps. L'enjeu du présent ouvrage, qui tente de répondre à la question que chaque ingénieur se pose « Où et en combien de temps, se forme une accumulation de neige ? » est de faire la synthèse de ces connaissances et des outils de modélisation récents.

La première partie de cet ouvrage a donc pour objectif d'appréhender la complexité des phénomènes et de tenter de comprendre les mécanismes mis en jeu. Elle traite successivement, de la couche limite, de l'arrachement aérodynamique des particules, des différents modes de transport éoliens et de l'obtention des profils de transport à saturation. Cette partie fait ainsi le point sur les connaissances actuelles dans ce domaine.

La deuxième partie est dédiée aux outils de modélisations physique et numérique. Elle débute par une synthèse des différentes approches réalisées par la communauté scientifique internationale pour se terminer par la présentation de la contribution propre des équipes du Cemagref.

Summary

Blowing snow produces cornices, source of dangerous avalanche starting zones in high mountainous areas, and snowdrifts on the roads in plains. Therefore, it is the cause of natural hazards having serious consequences for goods and people.

A first book entitled « Drifting snow : basic knowledge and recommendations » and edited by Cemagref in 1992, reviewed the empirical rules necessary to set up protection against this phenomenon.

Since this edition, many researches were carried out. Significant progress was achieved in the physical comprehension of the processes involved and their occurrences in the space as well as in the time. This book tries to provide answers to the question each engineer is faced with « For a given meteorological episode and for a given topographic configuration, where does snow accumulate and in how long ? ». So, this work aims at realizing the synthesis of this knowledge and recent modelling tools.

The first part of this work is concerned with the description of the physical mechanisms involved in blowing snow and it deals successively with : the boundary layer, the aerodynamical entrainment of particles, the different types of particles transport and the particles profiles at saturation. A synthesis of the current knowledge in this field is put forward in this part.

The second part covers the physical and numerical modelling. It starts with a synthesis of the different approaches developed by the international scientific community and ends with the presentation of the Cemagref teams own contribution.

Remerciements

Cet ouvrage est la synthèse d'une dizaine d'années de recherches sur le transport de la neige par le vent, menées au sein de l'Unité de Recherche ETNA du Cemagref. Ces travaux ont donné lieu à la soutenance de thèses et d'habilitation à diriger les recherches. A ce titre cet ouvrage a bénéficié de conseils, d'avis et de commentaires de Michel Belorgey (Université du Havre), Jean-Pierre Chollet (LEGI/Université Joseph Fourier Grenoble), Michel Coantic (IMST/Marseille), Kiouchi Nishimura (Université d'Hokkaido), Rémi Pochat (LCPC) et Jean-Paul Schon (TSI/Université de Saint-Etienne) que nous tenons à remercier.

Par ailleurs, les différentes expérimentations menées au laboratoire et in situ n'auraient pu avoir lieu sans la participation active et le soutien des responsables des laboratoires et de l'instrumentation que sont Frédéric Ousset, Christian Eymond-Gris, Martine Roussel, Muriel Lagauzère et Hervé Bellot, et auxquels nous exprimons toute notre reconnaissance.

Hugo Martinez et Jean-Luc Michaux durant leur travail de thèse ont eux aussi contribué à la progression des connaissances tout comme Bertrand Blanquart, Ahmed Bouddour, Jean-Charles Français et Frédéric Sarret, stagiaires au sein de l'Unité de Recherche ETNA.

Nous tenons aussi à remercier chaleureusement Martine Girier et Julienne Baudel pour le travail de relecture et de mise en forme du document.

Les auteurs



Sommaire général

	Page
Introduction	41
1. Transport de la neige par le vent en haute montagne	43
2. Transport de la neige par le vent dans des zones de plateau	44
Chapitre 1 – Théorie de la couche limite	49
1. Couche limite au sol.....	51
2. Équations de Reynolds pour des écoulements cisailés minces et turbulents	52
2.1 Notations	52
2.2 Équations générales	52
2.3 Cas particulier du modèle idéal à flux constant	54
3. Région interne – Région externe – Région de recouvrement.....	54
3.1 Région interne : loi universelle de paroi (paroi lisse, paroi rugueuse)...	55
3.1.1 Paroi lisse.....	55
3.1.2 Paroi rugueuse.....	56
3.2 Couche de recouvrement : sous-couche logarithmique ou inertielle (paroi lisse, paroi rugueuse).....	56
3.2.1 Paroi lisse.....	56
3.2.2 Paroi rugueuse.....	57
3.3 Région externe (loi de vitesse déficitaire).....	59
3.4 Conditions de validité de la loi logarithmique.....	60
3.5 Détermination expérimentale de la contrainte pariétale	60
3.6 Viscosité turbulente pour la sous-couche logarithmique	60
4. La couche limite atmosphérique	60
4.1 Les différents états de la couche limite atmosphérique.....	60
4.2 Vitesse de frottement et longueur de rugosité	62
Chapitre 2 – Arrachement des particules par entraînement aérodynamique	63
1. Du grain de sable au grain de neige	65
1.1 Du cristal au manteau neigeux	65

	Page
1.1.1 Formation.....	65
1.1.2 Les différents cristaux.....	66
1.2 Le manteau neigeux.....	67
2. Évolution du manteau neigeux.....	68
2.1 Le tassement.....	68
2.2 La cohésion.....	69
2.3 La température.....	69
2.4 Les précipitations.....	69
2.5 Le vent.....	70
3. Mise en envol des particules : influence des caractéristiques des particules.....	70
3.1 Notion de vitesse de frottement seuil.....	70
3.2 Cas particulier de la neige.....	73
3.2.1 Approche empirique.....	73
3.2.1.1 <i>Variation de la vitesse-seuil en fonction de la température</i>	73
3.2.1.2 <i>Variation de la vitesse-seuil en fonction de la dureté de la surface</i>	74
3.2.1.3 <i>Variation de la vitesse-seuil en fonction de l'indice de mobilité : l'application Protéon</i>	75
3.2.2 Approche théorique.....	77
3.2.2.1 <i>Cohésion de frittage</i>	77
3.2.2.2 <i>Influence de la cohésion de frittage sur la vitesse de frottement seuil</i>	78
3.3 Conséquences au niveau de la modélisation des processus.....	81
4. Mise en envol des particules : influence de la rugosité.....	81
5. Mise en envol des particules : influence de la turbulence.....	83
5.1 Mise en envol des particules et contrainte de Reynolds.....	83
5.2 Production de la turbulence dans le cas d'une couche limite turbulente lisse.....	85
5.3 Extension au cas d'une couche limite turbulente rugueuse.....	87
5.3.1 Rugosité et lanières à faible vitesse.....	87
5.3.2 Influence des tourbillons de Kelvin-Helmoltz.....	88
Chapitre 3 – Les différents modes de transport éolien.....	91
1. La théorie classique du transport de particules.....	93
1.1 Saltation.....	93
1.1.1 Équation de la trajectoire de saltation.....	94
1.1.1.1 <i>Équation simplifiée</i>	94
1.1.1.2 <i>Équation complète</i>	96

	Page
1.1.2 Caractéristiques de la trajectoire de saltation.....	96
1.1.3 Influence de la turbulence sur la trajectoire de saltation.....	99
1.2 La surface en reptation	100
1.3 Diffusion turbulente	101
2. Les dernières avancées théoriques en matière de transport de particules.....	102
2.1 Saltation : la « fonction splash »	102
2.1.1 Approche expérimentale	102
2.1.1.1 Expériences de Mitha (1986).....	102
2.1.1.2 Expériences de Willets et Rice (1986).....	103
2.1.2 Approche numérique.....	105
2.1.2.1 La démarche	105
2.1.2.2 Les résultats obtenus.....	106
2.1.3 Cas particulier de la neige	108
2.1.3.1 Particules à faible sphéricité	109
2.1.3.2 Particules cohésives	113
2.2 Reptation : vers une nouvelle définition.....	114
2.3 Surface en reptation : glissement du lit de particules	115
2.4 Saltation pure et saltation modifiée.....	115
2.5 Suspension	115
3. Transport de particules dans l'eau.....	117
3.1 Saltation dans l'eau : processus d'éjection des particules.....	117
3.2 Saltation dans l'eau : importance relative de la saltation et de la diffusion turbulente	118
3.3 Saltation dans l'eau : chocs interparticulaires.....	119
Chapitre 4 – Modification de la couche limite en présence de particules.....	121
1. Cas de la diffusion turbulente.....	123
1.1 Approche expérimentale : influence des particules sur la turbulence ...	123
1.2 Approche théorique : influence des particules sur la turbulence	124
1.3 Limite de ces approches	125
2. Cas de la saltation.....	126
2.1 Approche expérimentale : modification de la rugosité.....	126
2.1.1 Utilisation de la loi logarithme	126
2.1.1.1 Cas d'un écoulement stationnaire.....	126
2.1.1.2 Influence de la rugosité initiale.....	126
2.1.1.3 Cas d'un écoulement instationnaire.....	127
2.1.2 Utilisation de la loi logarithme modifiée.....	129
2.1.3 Comparaison des deux formulations	129

	Page
2.2 Approche expérimentale : modification de la vitesse de frottement	129
2.2.1 Augmentation de la vitesse de frottement.....	129
2.2.2 Diminution de la vitesse de frottement.....	130
2.3 Approche théorique.....	132
2.3.1 Détermination des contraintes exercées par le fluide et par les particules	132
2.3.1.1 Formulation proposée par Anderson et Haff.....	132
2.3.1.2 Formulation proposée par Mc Ewan et Willet.....	135
2.3.2 Profils de vitesse de vent obtenus par modélisation numérique	135
2.3.2.1 Résultats obtenus par Anderson et Haff.....	135
2.3.2.2 Résultats obtenus par Mc Ewan et Willet.....	136
3. Cas particulier de la neige : modification de la particule de neige en transport dans la couche de saltation et de diffusion	138
3.1 Modification des caractéristiques de la particule de neige	138
3.1.1 Périmètres (P_g) et surface (S_g) des grains.....	138
3.1.2 Pourcentage de courbure convexe et concave	138
3.1.3 Rapport $P_g^2/4\Pi S_g$	139
3.1.4 Histogramme des convexités.....	139
3.2 Sublimation de la particule de neige.....	139
Chapitre 5 – Profil de concentration et obtention de la saturation	141
1. Saltation	143
1.1 La théorie classique : les différentes expressions du débit de particules à saturation	143
1.1.1 Le sable.....	143
1.1.1.1 Formulation de Bagnold.....	143
1.1.1.2 Autres formulations	144
1.1.2 La neige	145
1.2 Les dernières avancées théoriques : profils de concentration et obtention de la saturation	147
1.2.1 Cas du sable	147
1.2.1.1 Approche numérique.....	147
1.2.1.2 Approche expérimentale	149
1.2.2 Cas de la neige	153
2. Diffusion turbulente	153
2.1 Mise en équations.....	153
2.1.1 Diffusion moléculaire.....	154
2.1.2 Diffusion turbulente	154
2.1.3 Nombre de Schmidt	154
2.2 Profils à saturation	155

	Page
2.3 Vérification expérimentale.....	156
2.3.1 Vérification expérimentale pour des particules solides en soufflerie	156
2.3.2 Vérification expérimentale pour des particules de neige à l'extérieur	157
2.3.2.1 <i>Données de Dingle analysées par Mellor et Fellers</i>	157
2.3.2.2 <i>Retraitement des données de Dingle</i>	158
3. Couplage saltation / diffusion turbulente.....	166
4. Obtention des profils à saturation : longueur de saturation	168
4.1 Cas des particules solides	168
4.2 Cas des particules de neige.....	169
4.3 Importance relative de la saltation et de la diffusion turbulente sur la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation.....	170
4.3.1 Influence du nombre de Schmidt	170
4.3.2 Influence de la vitesse de chute.....	171
4.3.3 Influence de la vitesse de frottement	172
4.3.4 Influence du pas d'espace (diffusion numérique)	172
5. Influence des instabilités éoliennes	174
5.1 Cas des particules solides	174
5.2 Cas des particules de neige.....	174
5.2.1 Étude en soufflerie climatique de l'influence des vents instationnaires.....	175
5.2.1.1 <i>Couche de neige soumise à des accélérations et des décélérations de vent</i>	175
5.2.1.2 <i>Couche de neige soumise à un vent de type sinusoïdal</i>	181
5.2.2 Étude in situ de l'influence des vents instationnaires	182
6. Le dépôt des particules.....	183
6.1 Les mécanismes de dépôt	184
6.2 La vitesse seuil de dépôt	184
6.2.1 Approche expérimentale	184
6.2.2 Approche numérique.....	185
6.2.3 Cas particulier de la neige	185
6.3 Cohésion de frittage et dépôt : cas particulier de la neige.....	187
Chapitre 6 – Modélisation physique du transport éolien de la neige : état de l'art.....	189
1. La notion de critère de similitude	191
1.1 Analyse dimensionnelle et théorème de Vashy-Buckingham.....	191
1.2 Similitude des équations de bilan	192

	Page
2. Modélisation par Kind.....	193
2.1 Modélisation de l'écoulement.....	193
2.1.1 Similitude de Reynolds.....	193
2.1.2 Similitude géométrique.....	194
2.2 Modélisation de la saltation.....	194
2.2.1 Etablissement du régime de saltation.....	194
2.2.2 Trajectoire des particules.....	195
2.3 Débit des particules.....	195
2.4 Coefficient de restitution.....	197
2.5 Modélisation des dépôts.....	197
2.6 Durée des expériences.....	198
2.7 Restrictions envisageables et limites d'application.....	198
2.8 Récapitulatif.....	199
3. Modélisation par Iversen.....	199
3.1 Modélisation de l'écoulement.....	200
3.2 Modélisation de la saltation.....	200
3.2.1 Trajectoire des particules.....	200
3.2.2 Prépondérance de la saltation.....	201
3.3 Restrictions envisageables.....	201
3.4 Modélisation des dépôts.....	202
3.5 Durée des expériences.....	202
3.6. Récapitulatif.....	206
4. Modélisation par David : Application des critères d'Iversen.....	207
4.1 Modélisation de l'écoulement.....	207
4.2 Modélisation de la saltation.....	208
4.2.1 Trajectoire des particules.....	208
4.2.2 Débit des particules.....	208
4.3 Modélisation des dépôts.....	208
4.4 Durée des expériences.....	208
4.5 Restrictions envisageables et limites d'application.....	209
4.6 Récapitulatif.....	210
5. Modélisation par Hertig : application des critères d'Iversen.....	211
5.1 Modélisation de la saltation.....	211
5.2 Coefficient de susceptibilité.....	211
5.3 Récapitulatif.....	212
6. Modélisation par Tabler.....	212
6.1 Modélisation de l'écoulement.....	212
6.1.1 Similitude de Reynolds.....	212
6.1.2 Similitude de Froude.....	212
6.1.3 Similitude géométrique.....	213
6.2 Modélisation de la saltation.....	213

	Page
6.2.1 Trajectoire des particules.....	213
6.2.2 Mode de transport prépondérant	214
6.2.3 Débit des particules.....	214
6.3 Durée des expériences	214
6.4 Récapitulatif	215
7. Modélisation par Anno	215
7.1 Vers l'abandon du nombre de Froude	215
7.1.1 Nombre de Froude basé sur les hauteurs d'obstacles	215
7.1.2 Nombre de Froude basé sur les longueurs d'obstacles	217
7.1.3 Nombre de Froude basé sur les diamètres de particules.....	218
7.2 Introduction du rapport u_0/u_*	218
7.2.1 Justification théorique	218
7.2.2 Justification expérimentale.....	219
7.3 Modélisation des dépôts	220
7.4 Critère de temps.....	220
7.5 Récapitulatif	221
8. Modélisation physique dans l'eau et modélisation physique dans l'air....	222
Chapitre 7 – Modélisation physique du transport éolien de neige	225
1. Les dispositifs expérimentaux.....	227
1.1 Expérimentation à l'échelle 1	227
1.2 Expérimentation à l'échelle réduite	228
1.2.1 Modélisation physique en soufflerie avec des particules sèches.....	229
1.2.1.1 Soufflerie	229
1.2.1.2 Instrumentation périphérique	230
1.2.2 Modélisation physique en soufflerie avec de la neige	232
1.2.2.1 La soufflerie climatique Jules Verne	232
1.2.2.2 Le CES (Cryospheric Environment Simulator)	233
1.2.3 Modélisation physique à l'extérieur avec du sable	235
1.2.4 Modélisation physique à l'extérieur avec de la neige	236
2. Examen critique des critères de similitude.....	237
2.1 Exemple de modélisation physique	238
2.1.1 Résultats issus de la modélisation physique	238
2.1.2 Commentaires.....	240
2.1.2.1 <i>Forme des congères</i>	240
2.1.2.2 <i>Vitesse</i>	241
2.1.2.3 <i>Durée de tempête</i>	241
2.2 Similitude géométrique : porosité et perte de charge	241
2.3 Rugosité aérodynamique en l'absence de saltation	243

	Page
2.4 Rugosité aérodynamique en présence de saltation.....	245
2.4.1 Vers un « nouveau » nombre de Froude	245
2.4.2 Détermination expérimentale de la rugosité aérodynamique en présence de saltation.....	246
2.5 Coefficient de susceptibilité	249
2.6 Nombre de Froude et ses dérivés.....	249
2.6.1. Approche expérimentale	250
2.6.2 Approche théorique.....	251
2.6.2.1 Conservation de C_D	252
2.6.2.2 Conservation de u/u_{τ}	253
2.7 Rapport des vitesses u/u_{τ}	254
2.7.1 Conditions expérimentales.....	254
2.7.2 Vérification expérimentale.....	256
2.7.3 Vitesse de frottement seuil d'arrachement et vitesse de frottement seuil de dépôt	257
2.7.4 Détermination expérimentale de la vitesse de frottement seuil d'arrachement.....	258
2.8 Limites d'utilisation de u/u_{τ}	258
2.9 Paramètre dérivé du débit des particules : critère de temps proposé par Iversen	262
2.9.1 Taux de transport adimensionnalisé.....	262
2.9.2 Vitesse de référence et vitesse de frottement	262
2.9.3 Influence de la longueur de la zone de reprise sur la fonction \mathfrak{J}	262
2.9.4 Validation du paramètre dérivé du débit de particules lorsque la saturation en particules est atteinte	264
2.9.5 Limite d'utilisation du paramètre dérivé du débit de particules lorsque le profil d'équilibre de la congère est atteint	268
2.9.6 Influence de la dispersion de la granulométrie pour les particules modèles	268
2.10 Critère de temps proposé par Anno.....	271
2.10.1 Comparaison théorique entre le critère de temps proposé par Anno et celui proposé par Iversen	271
2.10.2 Comparaison numérique entre le critère de temps proposé par Anno et celui proposé par Iversen.....	273
2.10.2.1 Application du critère de Iversen.....	273
2.10.2.2. Application du critère de Anno.....	275
2.10.2.3 Conclusions.....	275
2.11 Isochronie.....	275
2.12 Influence du profil de concentration sur la dynamique de la formation de la congère.....	276
2.13 Influence des particules sur la forme de la congère	280
3. Conclusions : Intérêts et limites de la simulation physique du transport éolien de la neige.....	281
3.1 Les critères de similitude : une liste qui s'allonge.....	281

	Page
3.1.1 Adimensionnalisation de l'équation de conservation de la masse des particules dans la couche de diffusion turbulente	281
3.1.2 Adimensionnalisation de la longueur de la zone d'ablation nécessaire à l'obtention de la saturation	282
3.2 Compromis envisageables et limites d'utilisation de la simulation physique	282
3.2.1 Vitesse	282
3.2.2 Particules et forme des accumulations	284
3.2.3 Critère de temps	285
3.2.4 Quelques exemples d'utilisation	285
3.3 Vers de nouveaux horizons : les apports possibles de la modélisation numérique	285
 Chapitre 8 – Modélisation numérique du transport éolien de la neige : état de l'art	 287
1. Modèle d'écoulement	289
1.1 Les modèles de turbulence	289
1.1.1 Le concept de viscosité turbulente	290
1.1.2 Modèle de longueur de mélange	291
1.1.3 Modèle à une équation de transport	291
1.1.4 Modèle à deux équations de transport ($k-\epsilon$)	292
1.2 Modèles de turbulence et écoulement à recirculation	293
1.3 Modèles de turbulence et écoulement diphasique	295
1.4 Modèles d'écoulement sur réseaux	296
1.5 Les modèles d'écoulements utilisés dans les modélisations du transport de la neige par le vent	299
2. Modèles d'arrachement de dépôt et de transport des particules	299
2.1 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Iversen	299
2.2 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Liston, Brown et Dent	301
2.3 Limites des approches proposées par Iversen et Liston	303
2.4 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Uematsu et al	304
2.5 Modèle d'arrachement d'après Castelle	305
2.6 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Anderson et Haff	308
2.6.1 Description du modèle	308
2.6.2 A propos d'une utilisation plus générale des concepts développés par Anderson et Haff	312
2.6.3 Utilisation du concept développé par Anderson et Haff pour la modélisation du transport de la neige par le vent	313
2.7 Modèles d'érosion, de transport éolien et de dépôt sur réseaux d'après Masselot	315
2.7.1 Le transport éolien	315

	Page
2.7.2 Le dépôt	316
2.7.3 L'érosion.....	316
2.7.4 Résultats	316
3. Synthèse	317
Chapitre 9 – Le modèle MEMO et son intégration dans une chaîne de modélisations	319
1. Modélisation du vent en topographie complexe : le modèle ARIEL	321
1.1 Modélisation linéarisée.....	321
1.2 Modélisation du vent en topographie complexe : développement d'une nouvelle formulation	322
1.2.1 Equations de base	323
1.2.2 Traitement de la force de Coriolis.....	324
1.2.3 Changement de variables et première simplification	324
1.2.4 Nouvelles formulations des lois de conservation.....	325
1.2.4.1 Conservation de la masse	325
1.2.4.2 Conservation de la quantité de mouvement	325
1.2.4.3 Conservation de l'énergie totale	327
1.2.5 Système d'équations final	329
1.2.6 Adimensionnalisation des équations.....	329
1.3 Simulation de la turbulence atmosphérique.....	331
1.3.1 Modèle de type k- ϵ	332
1.3.2 Modèle de type LES.....	332
1.4 Résolution numérique	333
1.4.1 Maillage du domaine : discrétisation de l'espace et du temps	334
1.4.2 Intégration des équations.....	335
1.4.2.1 Étape de projection	335
1.4.2.2 Étape d'intégration	335
1.4.2.3 Étape de détermination des flux	336
1.4.3 Conditions aux limites	336
1.5 Test du modèle numérique sur des solutions analytiques.....	337
1.6 Comparaison du modèle numérique avec des mesures expérimentales : cas de la colline d'Askervein.....	338
1.6.1 Le site expérimental.....	338
1.6.2 Comparaison modélisation numérique / mesures in situ	340
1.6.2.1 Évolution de la vitesse de surface	340
1.6.2.2 Évolution de la direction de l'écoulement	340
1.6.2.3 Évolution de l'énergie turbulente.....	341
1.7 Conclusions.....	342
2. Modélisation du transport de neige par le vent : le modèle MEMO	343
2.1 Modèle mathématique pour la couche de suspension	343

	Page
2.1.1 Hypothèses et mise en équations.....	343
2.1.2 Prise en compte de la turbulence.....	344
2.1.3 Conditions aux limites.....	346
2.1.4 Nombre de Schmidt.....	347
2.2 Modèle mathématique pour la couche de saltation.....	347
2.3 Modèle mathématique de l'érosion éolienne.....	348
2.4 Modèle mathématique pour le dépôt des particules.....	350
2.5 Évolution de la surface du manteau neigeux.....	351
2.6 Comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux obtenus en soufflerie diphasique.....	352
2.6.1 Comparaison des profils à saturation.....	352
2.6.2 Évolution des profils de concentration vers la saturation.....	353
2.6.3 Influence de la vitesse de chute.....	354
2.6.4 Flux de dépôt.....	355
2.7 Comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux obtenus in situ.....	359
2.7.1 Description du site expérimental.....	359
 3. Intégration des modèles MEMO et ARIEL au sein d'un SIG : OLRIC (Outil de Localisation des Risques de Congères).....	 363
3.1 L'environnement de travail.....	364
3.2 La démarche scientifique.....	364
3.2.1 Fonctionnement à grande échelle : localisation des zones à risques de formation de congères.....	364
3.2.1.1 <i>Données d'entrée géoréférencées</i>	365
3.2.1.2 <i>Critère géographique</i>	366
3.2.1.3 <i>Critère d'intensité du vent</i>	366
3.2.1.4 <i>Critère d'orthogonalité à la route</i>	367
3.2.2 Fonctionnement à petite échelle : détermination de la forme des congères.....	368
3.2.2.1 <i>Données d'entrée géoréférencées</i>	369
3.2.2.2 <i>Visualisation des formes de congères</i>	370
3.2.3 Exemple d'application : l'autoroute A75.....	371
 4. Perspectives.....	 372
 Conclusions.....	 375
 Bibliographie.....	 377



Sommaire des figures

	Page
Figure 1 : principe de formation d'une corniche.....	43
Figure 2 : principe de formation d'une congère.....	45
Figure 3 : extraits du rapport de M. Morard concernant les dispositifs pare-congères.....	47
Figure 4 : développement d'une couche limite.....	51
Figure 5 : orientation des axes.....	52
Figure 6 : profils de vitesse et tensions visqueuse et turbulente dans les régions interne et externe.....	59
Figure 7 : effet de la température et du vent sur la masse volumique de la neige au sol.....	68
Figure 8 : forces exercées sur la particule.....	70
Figure 9 : vitesse de frottement seuil en fonction du diamètre des particules pour du sable dans l'air.....	71
Figure 10 : variation de A en fonction de R^*	72
Figure 11 : variation de \tilde{u}_* en fonction de \tilde{D}_p	73
Figure 12 : variation de la vitesse seuil en fonction de la température.....	74
Figure 13 : relation entre dureté de la surface neigeuse et vitesse seuil.....	75
Figure 14 : variation de la vitesse seuil d'arrachement en fonction de l'indice de mobilité.....	76
Figure 15 : bilan des forces dans le cas des particules sphériques sans cohésion.....	78
Figure 16 : bilan des forces dans le cas des particules avec ponts de glace.....	78
Figure 17 : variation de la contrainte de frottement seuil en fonction du rapport r/R avec $\Upsilon=2,5$ et $\phi = 10$ bars.....	79
Figure 18 : variation de la cohésion normalisée de sphères de glace en fonction de la température.....	80
Figure 19 : variation de la fraction efficace en fonction de λ	82
Figure 20 : fonctions de probabilité de la contrainte de frottement instantanée à la paroi et de la contrainte de frottement seuil pour différents types de matériaux.....	84
Figure 21 : modèle de production de la turbulence près de la paroi d'après Hinze.....	86
Figure 22 : modèle de production de la turbulence près de la paroi d'après Falco.....	86
Figure 23 : phase d'éjection et de balayage.....	87
Figure 24 : influence de la densité de rugosité sur les profils d'intensité de turbulence.....	89
Figure 25 : lâcher des tourbillons.....	89
Figure 26 : saltation.....	94

	Page
Figure 27 : forces agissant sur une particule soumise à l'action du vent...	94
Figure 28 : trajectoire caractéristique de saltation	97
Figure 29 : trajectoire de saltation pour les sables A et B.....	98
Figure 30 : reptation	100
Figure 31 : diffusion turbulente.....	101
Figure 32 : saltation et reptation.....	103
Figure 33 : relation entre la vitesse d'impact et la vitesse de rebond	104
Figure 34 : relation entre la vitesse de rebond et l'angle de rebond	104
Figure 35 : relation entre la perte de vitesse horizontale lors de la collision et le nombre de grains éjectés	104
Figure 36 : relation entre l'angle d'éjection et la vitesse d'éjection du grain éjecté.....	105
Figure 37 : représentation graphique de N_e et N_r pour une vitesse d'impact	107
Figure 38 : représentation graphique de N_s en fonction de la vitesse d'impact	107
Figure 39 : forces en présence lors du délogement d'une particule reliée à une autre par un pont de glace de rayon r	108
Figure 40 : vitesse seuil d'impact (V_{im}) d'une particule de rayon R pour mettre en mouvement une particule similaire reliée à une autre par un pont de glace de rayon r avec $\theta = 10^\circ$	109
Figure 41 : évolution de la quantité de sable transporté en fonction de la vitesse enregistrée à 2,5 cm, 5 cm et 13 cm.....	110
Figure 42 : longueur d'onde du ripple en fonction de la vitesse de référence en entrée de veine.....	111
Figure 43 : amplitude du ripple en fonction de la vitesse de référence en entrée de veine.....	112
Figure 44 : allure du profil de ripple.....	112
Figure 45 : allure du profil de ripple.....	113
Figure 46 : intensité turbulente de l'air en présence de particules de 0,2 mm de diamètre dans une conduite horizontale de 30 mm de diamètre.....	123
Figure 47 : intensité turbulente de l'air en présence de particules de 3,4 mm de diamètre dans une conduite horizontale de 30 mm de diamètre.....	123
Figure 48 : modification de l'intensité turbulente en fonction du rapport D_p/D_e	124
Figure 49 : profil de vent pendant la saltation	127
Figure 50 : réalisation de paliers de vitesse lors des expériences.....	128
Figure 51 : rugosité effective pendant la saltation en fonction de $u^2/2g$	128

	Page
Figure 52 : profils de vitesse mesurés par vélocimétrie laser doppler dans une couche limite turbulente saline comportant différentes quantités d'argile en suspension	131
Figure 53 : force horizontale instantanée exercée par le fluide sur un grain en fonction de son ordonnée	134
Figure 54 : profil de vitesse de vent dans la couche de saltation	136
Figure 55 : profil de vitesse de vent à différents instants t	137
Figure 56 : évolution de la vitesse de frottement au sommet de la couche de saltation	137
Figure 57 : contrainte de frottement initiale et contrainte de frottement du fluide à t=10 s	137
Figure 58 : contrainte de grain et contrainte totale à t=10 s	137
Figure 59 : histogramme des convexités pour de la neige non transportée	139
Figure 60 : histogramme des convexités pour de la neige transportée	139
Figure 61 : q_{sub} en fonction du vent à 10 m pour une vitesse de frottement seuil de 5,5 m/s, une radiation solaire de 120J :m ² s, pour une zone d'emprunt de 500 m et différentes températures et humidité relative à 2 m	140
Figure 62 : densité de la couche de particules en saltation en fonction de la hauteur	144
Figure 63 : principe de la modélisation numérique développée par Anderson	148
Figure 64 : évolution du débit massique de particules en saltation en fonction du temps pour différentes vitesses de frottement pour des grains de sable de $D_p=0,25$ mm et $\rho=2650$ kg/m ³ ...	148
Figure 65 : évolution du nombre de particules en saltation en fonction du temps pour des grains de sable de $D_p=0,25$ mm et $\rho=2650$ kg/m ³	148
Figure 66 : profil du débit massique de particules en saltation pour des grains de sable de $D_p=0,25$ mm et $\rho=2650$ kg/m ³ avec une vitesse de frottement de 0,6 cm/s	149
Figure 67 : schéma de l'expérience	150
Figure 68 : profil en dents de scie	150
Figure 69 : profil de concentration en particules pour une zone d'emprunt de 1 m	151
Figure 70 : profil de concentration en particules pour une zone d'emprunt de 2 m	151
Figure 71 : profil de concentration en particules pour une zone d'emprunt de 3 m	151
Figure 72 : écart de concentration C_s en fonction de la hauteur pour les différentes longueurs de zone d'emprunt	152
Figure 73 : profils expérimentaux à saturation pour différents types de particules de PVC	157

	Page
Figure 74 : concentration massique de la neige en fonction de la hauteur au-dessus du sol pour différentes vitesses de vent à 10 m....	158
Figure 75 : concentration massique de la neige en fonction de la vitesse pour différentes hauteurs au-dessus du sol.....	158
Figure 76 : influence d'une chute de neige pendant un épisode de transport.....	159
Figure 77 : coefficient de corrélation R^2 après application de (139)	160
Figure 78 : coefficient de corrélation R^2 après application de (142)	160
Figure 79 : relation entre les coefficients de corrélation R^2 après application des relations (142) et (145).....	161
Figure 80 : histogramme des fréquences des diamètres des particules de neige transportée pour différentes hauteurs au-dessus du sol.....	162
Figure 81 : exemple de profil de concentration pour $U_{10}=9,6$ m/s.....	163
Figure 82 : variation de la vitesse de chute estimée à partir de la relation (142) en fonction de la vitesse de frottement	163
Figure 83 : variation de la vitesse de chute estimée à partir de la relation (145) en fonction de la vitesse de frottement	163
Figure 84 : variation de la vitesse de chute estimée en fonction des hypothèses utilisées	164
Figure 85 : variation de la concentration à 1 mètre de haut en fonction de la vitesse de frottement pour les données brutes	165
Figure 86 : variation de la concentration à 1 mètre de haut en fonction de la vitesse de frottement pour les données modifiées	165
Figure 87 : couplage saltation/diffusion turbulente.....	166
Figure 88 : quantité de neige transportée par saltation et par diffusion en fonction de la vitesse.....	168
Figure 89 : évolution des profils de concentration en soufflerie pour des particules de PVC.....	169
Figure 90 : évolution du flux de particules de neige en fonction de la longueur de la zone d'ablation.....	169
Figure 91 : influence du nombre de Schmidt	171
Figure 92 : influence de la vitesse de chute.....	171
Figure 93 : influence de la vitesse de chute.....	172
Figure 94 : influence de la vitesse de chute.....	172
Figure 95 : variation temporelle du flux de neige pour une vitesse de vent proche de la vitesse seuil	176
Figure 96 : variation temporelle du flux de neige pour une vitesse de vent largement supérieure à la vitesse seuil.....	177
Figure 97 : flux de particules de neige en fonction de la vitesse du vent pour une accélération progressive suivie par une décélération rapide.....	178
Figure 98 : flux de particules de neige en fonction de la vitesse du vent pour une accélération progressive suivie par une décélération progressive	179

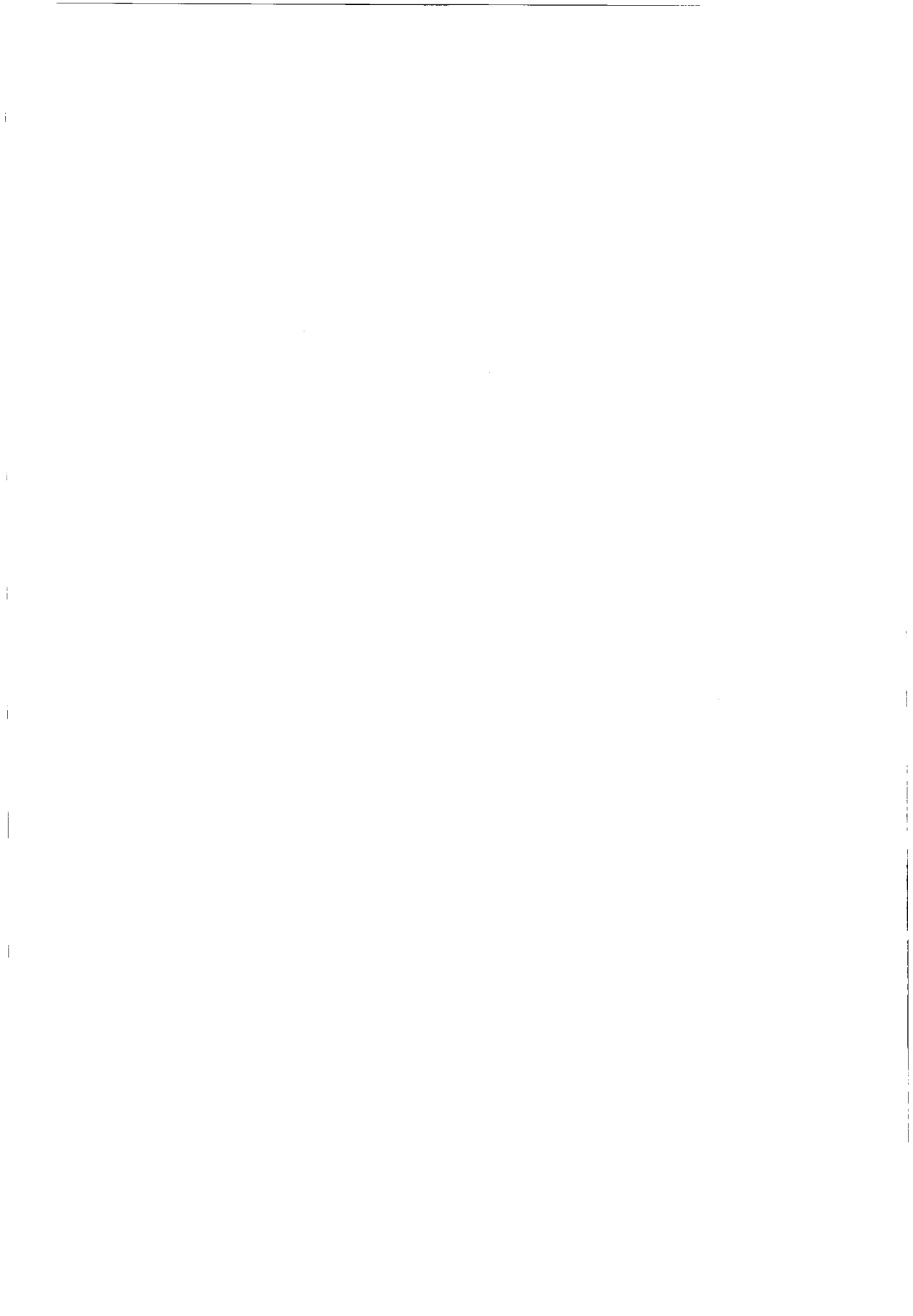
	Page
Figure 99 : flux de particules de neige en fonction de la vitesse du vent pour une accélération rapide suivie par une décélération rapide.....	180
Figure 100 : évolution temporelle du flux de neige pour un vent fluctuant de type sinusoïdal.....	181
Figure 101 : flux de particules de neige en fonction de la vitesse du vent pour un vent de type sinusoïdal et pour un vent avec accélération et décélération rapides.....	181
Figure 102 : coefficient de rafales pour le transport éolien de la neige en fonction du signal de sortie moyen du capteur acoustique	183
Figure 103 : coefficient de rafales de transport éolien de la neige en fonction du coefficient de rafales du vent.....	183
Figure 104 : variation du flux de masse en fonction de la vitesse de frottement.....	185
Figure 105 : variation de la vitesse seuil de dépôt en fonction de la vitesse seuil d'arrachement au Col du Lac Blanc.....	186
Figure 106 : variation de la vitesse seuil de dépôt en fonction de la vitesse seuil d'arrachement à la soufflerie du CSTB.....	186
Figure 107 : surface adimensionnelle de la congère en fonction du temps adimensionnel.....	203
Figure 108 : taux de croissance adimensionnel de l'accumulation en fonction du paramètre de rugosité de saltation	204
Figure 109 : surface adimensionnelle de la congère en fonction du paramètre dérivé du débit de particules	205
Figure 110 : évolution du volume adimensionnel en fonction du paramètre	209
Figure 111 : variation du volume adimensionnel en fonction du paramètre dérivé du débit de particules pour la simulation exacte et la simulation approchée.....	210
Figure 112 : comparaison de congères générées par des barrières de 12 mm et 36 mm.....	216
Figure 113 : (A) Forme des profils de vent générés par l'écran (B) Profils de congères correspondants	216
Figure 114 : influence de la rugosité aérodynamique sur les paramètres caractéristiques des congères D_1 et D_2	217
Figure 115 : plans délimités par les isovalues de vitesses de frottement ..	219
Figure 116 : influence de la vitesse de frottement sur les paramètres de forme de la congère.....	220
Figure 117 : paramètre de la forme de la congère en fonction du volume adimensionnel.....	221
Figure 118 : soufflerie diphasique.....	229
Figure 119 : coupe schématique du dispositif optique.....	231
Figure 120 : chaîne d'acquisition et de traitement d'images.....	231
Figure 121 : soufflerie Jules Verne	232

	Page
Figure 122 : mesures in situ de l'évolution de la forme d'une congère de neige sous le vent d'une barrière à lattes horizontales d'une hauteur de 2 m et d'une garde au sol de 0,4 m.....	240
Figure 123 : profils de congères à saturation obtenues en soufflerie sous le vent d'une barrière à lattes horizontales d'une hauteur de 4 cm et d'une garde au sol de 0,8 cm	240
Figure 124 : profils à saturation de congères de sciure (D60-80) obtenues en soufflerie sous le vent de barrières poreuses de hauteur 4 cm pour une vitesse de frottement de 28 cm/s et une rugosité de 0,015 mm ; la porosité de 35% pour les deux barrières testées a été déterminées par traitement d'images .	243
Figure 125 : influence de la rugosité en l'absence de saltation sur la forme de la congère obtenue en soufflerie sous le vent de barrières pleines, de hauteur 4 cm avec une garde au sol de 8 mm pour une vitesse de frottement de 23,3 cm/s et pour les différentes rugosités	244
Figure 126 : variation de la rugosité aérodynamique z'_0 pendant la saltation en fonction de la vitesse de frottement u^* pour de la neige	247
Figure 127 : exemple de données brutes lors des enregistrements anémométriques à Agadir	247
Figure 128 : variation de la rugosité aérodynamique z'_0 pendant la saltation en fonction de la vitesse de frottement u^* pour le sable à Agadir.....	248
Figure 129 : profils à saturation d'accumulations de sciure obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines de hauteur H variable avec une garde au sol de 0,2 H pour une vitesse de frottement de 23 cm/s et un nombre de Froude $(U_H)^2/gH$ variant de 38 à 87	250
Figure 130 : profils à saturation d'accumulations de sciure obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines de hauteur 4 cm avec une garde au sol de 8 mm pour une même valeur du nombre de Froude $(U_H)^2/gH$ de 90	251
Figure 131 : profils à saturation d'accumulations de sciure obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines de hauteur H variable avec une garde au sol de 0,2H pour une vitesse de frottement de 23 cm/s	256
Figure 132 : profil de congère de neige obtenue à l'extérieur au vent et sous le vent d'une barrière de hauteur 16,5 cm avec une garde au sol de 3,3 cm	259
Figure 133 : profils d'accumulations de sable obtenues à l'extérieur au vent et sous le vent d'une barrière pleine de hauteur 16,5 cm avec une garde au sol de 3,3 cm	260
Figure 134 : variation de la vitesse en fonction de Uref à 4 m de l'entrée de la soufflerie du Cemagref	260

	Page
Figure 135 : évolution en fonction du temps de la surface des accumulations obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines d'une hauteur de 4 cm avec une garde au sol de 8 mm pour différentes longueurs d'ablation et pour une même vitesse en entrée de veine.....	263
Figure 136 : profils de concentration obtenus par traitement d'images pour les mêmes conditions expérimentales que celles présentées dans la figure 123	263
Figure 137 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(\frac{U^2}{gH}\right)^{0,8}$ pour la configuration suivante : Accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H	265
Figure 138 : applications du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma gH}\right)^{0,63}$ pour la configuration suivante : accumulations de sable obtenues in situ au vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H	266
Figure 139 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(1 - \frac{U_0}{U}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma gH}\right)^{0,59}$ pour la configuration suivante : accumulations de sable in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H	266
Figure 140 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma gH}\right) (1 - \exp(-6,2(U/U_t - 1)))$ pour la configuration suivante : accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H.....	267
Figure 141 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma gH}\right) \left(1 - \frac{U_0}{U}\right) \left/ \left(A_1^2 \frac{D_p}{H} \left(\frac{U}{U_0}\right)^2 \right)^{3/7} \right.$ pour la configuration suivante : accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H.....	267
Figure 142 : granulométrie du sable 50-200.....	268
Figure 143 : exemple de variation de la hauteur du dépôt de sable 50-200 en fonction du temps	269
Figure 144 : taux d'ablation du sable 50-200 en fonction du temps correspondant à l'expérience représentée sur la figure 131 ...	269
Figure 145 : simulation numérique de la ségrégation des particules sous l'effet de la vibration	270
Figure 146 : application du critère d'isochronie pour la configuration suivante : accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrières pleines de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H	276

	Page
Figure 147 : définition des paramètres caractéristiques de la congère	277
Figure 148 : évolution des paramètres caractéristiques L_1 et H_1 de l'accumulation de sable (50-200) obtenue en soufflerie sous le vent d'une barrière pleine d'une hauteur de 4 cm avec une garde au sol de 0,8 cm pour différentes longueurs d'ablation	277
Figure 149 : évolution des paramètres caractéristiques L_2 et H_1 de l'accumulation de sable (50-200) obtenue en soufflerie sous le vent d'une barrière pleine d'une hauteur de 4 cm avec une garde au sol de 0,8 cm pour différentes longueurs d'ablation	278
Figure 150 : évolution des paramètres caractéristiques L_1 et H_1	278
Figure 151 : évolution des paramètres caractéristiques L_2 et H_1	279
Figure 152 : évolution de la forme de la congère en fonction du temps.....	280
Figure 153 : variation de la forme des accumulations de sciure obtenues à saturation en soufflerie derrière une barrière pleine de hauteur 4 cm avec une garde au sol de 0,8 cm pour différentes vitesses de frottement	283
Figure 154 : modélisation de la formation de congères de neige au droit d'une barrière de hauteur 13,7 cm et d'une porosité de 50 % sur une faible pente (14°)	284
Figure 155 : règles de collision FHP sur un réseau hexagonal	298
Figure 156 : discrétisation du problème.....	299
Figure 157 : détermination de $q+(i)$	300
Figure 158 : profil de concentration	302
Figure 159 : étude de cas	303
Figure 160 : comparaison des congères calculées et observées.....	304
Figure 161 : comparaison entre le flux de neige calculé par le modèle et le flux mesuré dans l'expérience n° 3 de Takeuchi.....	307
Figure 162 : diagramme schématique des processus utilisés	309
Figure 163 : modélisation de la formation de congères sur un profil routier.....	316
Figure 164 : schéma succinct de l'utilisation de la soufflerie numérique.....	336
Figure 165 : problème posé à chaque condition à la limite	336
Figure 166 : comparaison entre la solution exacte et les deux versions du schéma numérique.....	337
Figure 167 : onde de relief au contact d'une colline simulée par le modèle d'un écoulement atmosphérique en condition thermique stable	338
Figure 168 : schéma approximatif des caractéristiques topographiques correspondant aux observations utilisées pour le test du modèle	339
Figure 169 : topographie du site de la colline d'Askervein et maillage de calcul.....	339
Figure 170 : modifications de la vitesse de l'écoulement induites par la topographie le long de la ligne A	340
Figure 171 : profil de vitesse au sommet de la colline.....	340
Figure 172 : changement d'orientation de l'écoulement induit par la topographie le long de la ligne A	341

	Page
Figure 173 : modifications de l'énergie turbulente de l'écoulement le long de la ligne A	342
Figure 174 : schéma conceptuel du modèle	343
Figure 175 : schéma conceptuel du modèle d'érosion	349
Figure 176 : comparaison entre le modèle numérique et les mesures expérimentales – Evolution verticale de la concentration au point $x=4$ m, pour le matériau A et pour $u^* = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$	352
Figure 177 : comparaison entre le modèle numérique et les mesures expérimentales – Evolution verticale de la concentration au point $x=4$ m, pour le matériau B et pour $u^* = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$	353
Figure 178 : simulation numérique de l'évolution vers la saturation dans la couche de suspension	353
Figure 179 : champ de concentration donné par le modèle numérique pour le matériau A et pour $u^* = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$	354
Figure 180 : champ de concentration donné par le modèle numérique pour le matériau B et pour $u^* = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$	355
Figure 181 : variations de la forme de la congère simulées numériquement pour différentes valeurs de u^*/u_t^*	357
Figure 182 : test numérique des deux modèles de turbulence.....	357
Figure 183 : résultats expérimentaux obtenus en soufflerie et numériquement pour $u^*/u_t^*=1,05$	358
Figure 184 : résultats expérimentaux obtenus en soufflerie et numériquement pour $u^*/u_t^*=1,2$	358
Figure 185 : tension moyenne sur 15 mm et vitesse moyenne du vent sur 15 mn du 26 janvier au 1 ^{er} février 1999.....	362
Figure 186 : tension moyenne sur 15 mn en fonction de la vitesse moyenne du vent sur 15 mn du 26 au 31 janvier 1999.....	362
Figure 187 : modélisation numérique du transport de neige par le vent sur le site de La Muzelle du 26 janvier au 1 ^{er} février 1999.....	363
Figure 188 : localisation de la route	365
Figure 189 : critère géographique	366
Figure 190 : critère d'intensité du vent.....	367
Figure 191 : critère d'orthogonalité à la route	368
Figure 192 : définition des profils en travers par des points géoréférencés	369
Figure 193 : bibliothèque de profils	370
Figure 194 : description synthétique du fonctionnement d'OLRIC	371
Figure 195 : sélection automatique des profils routiers soumis à un risque de formation de congères.....	372
Figure 196 : congères formées après 600 secondes de calcul avec un vent faible, puis avec un vent fort.....	372



Sommaire des tableaux

	Page
Tableau 1 : exemples de valeurs de z_0	62
Tableau 2 : croissance et formation des divers cristaux en fonction de la température.....	66
Tableau 3 : tableau de contingence des comparaisons Protéon / observations de terrain sur 776 cas.....	77
Tableau 4 : force de cohésion mesurée à -5°C	80
Tableau 5 : détermination du coefficient de traînée.....	95
Tableau 6 : pourcentage de courbe concave et convexe.....	138
Tableau 7 : estimation de la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation	176
Tableau 8 : temps de frittage en fonction de la température et du diamètre d'après l'équation de croissance entre les ponts de Hobbs et Mason.....	187
Tableau 9 : caractéristiques des particules employées par Iversen	201
Tableau 10 : caractéristiques des particules.....	239
Tableau 11 : estimation des durées et vitesses réelles de tempête	239
Tableau 12 : estimation de u^* et z_0 (en considérant que la loi logarithmique s'applique sur toute la hauteur de la couche limite).....	255
Tableau 13 : estimation de u^* et z_0 (en considérant que la loi logarithmique s'applique sur la hauteur de la région externe de la couche limite).....	255
Tableau 14 : détermination de la constante pour les expériences de Anno	273
Tableau 15 : détermination de la constante pour les expériences de Anno	274
Tableau 16 : représentation synthétique des caractéristiques des modèles numériques proposés.....	318
Tableau 17 : fonctionnement à grande échelle	364
Tableau 18 : fonctionnement à petite échelle.....	368



Sommaire des photos

	Page
Photo 1 : corniche.....	43
Photo 2 : cassure de plaques et avalanche de plaques.....	44
Photo 3 : zone d'érosion au col du Lac Blanc	44
Photo 4 : déneigement d'une route de montagne	45
Photo 5 : congère générée par un bâtiment.....	46
Photo 6 : risque de formation d'accumulations de sable dans le sud de la France.....	46
Photo 7 : étoile de neige.....	67
Photo 8 : aiguille avec du givre.....	67
Photo 9 : ripples de sable sur la plage d'Agadir	111
Photo 10 : particules de PVC sèches : formation de ripples	114
Photo 11 : particules de PVC humides : suppression de la formation de ripples	114
Photo 12 : diffusion turbulente de la neige	116
Photo 13 : saltation, saltation modifiée et diffusion turbulente	116
Photo 14 : saltation, saltation modifiée et diffusion turbulente de particules solides.....	116
Photo 15 : saltation, saltation modifiée de particules de PVC en soufflerie	117
Photo 16 : formation de ripples lors d'une modélisation physique avec du sable dans la veine liquide du Cemagref	118
Photo 17 : zone d'emprunt après un épisode de transport de sable en soufflerie	153
Photo 18 : dispositif expérimental de Besse-en-Chandesse.....	228
Photo 19 : veine d'étude de la soufflerie diphasique.....	230
Photo 20 : accumulation générée par un modèle réduit de barrière à neige dans la soufflerie diphasique	230
Photo 21 : chaîne de traitement d'images.....	232
Photo 22 : veine thermique instrumentée.....	233
Photo 23 : accumulation générée par un modèle réduit de barrière à neige dans la soufflerie climatique du CSTB.....	233
Photo 24 : veine d'étude du CES	234
Photo 25 : accumulation générale par un modèle réduit de barrière à neige dans la soufflerie du NIED.....	234
Photo 26 : neige dendritique et neige sphérique générées dans la soufflerie climatique du NIED	235
Photo 27 : dispositif expérimental sur la plage d'Agadir.....	235
Photo 28 : accumulation de sable sous le vent des barrières.....	236
Photo 29 : dispositif expérimental à Chicoutimi.....	237

	Page
Photo 30 : accumulation de neige sous le vent des barrières.....	237
Photo 31 : formation de congères sous le vent des barrières à neige.....	261
Photo 32 : le site expérimental du col du Lac Blanc.....	360
Photo 33 : le site expérimental du col du Lac Blanc.....	360
Photo 34 : le capteur acoustique fixé sur une perche à neige bi-couleur ...	361

Notation

Minuscules

a	: longueur de reptation (m)
\bar{a}	: longueur moyenne de reptation (m)
a_i	: accélération de la particule suivant O_i (m/s^2)
a_x	: accélération de la particule suivant O_x (m/s^2)
a_y	: accélération de la particule suivant O_y (m/s^2)
c	: coefficient de proportionalité
c_i	: caractéristique de l'amplitude du ripple
c_r	: caractéristique de la translation du ripple
\bar{d}	: dendriticité
\bar{d}_{ij}	: composante du tenseur des taux de déformation (s^{-1})
d_0	: diamètre de la section d'ouverture de la grille perforée (m)
e	: terme dit d'efficacité de transport
e_r	: coefficient de restitution
f	: fréquence de lâchage des tourbillons
$f_i(x)$: force exercée par le fluide sur une particule suivant O_x (N)
f_d	: flux vertical de dépôt des particules (kg/m^2s)
f_e	: flux vertical de dépôt des particules (kg/m^2s)
f_s	: flux de neige échangé entre la surface du manteau neigeux et la couche de saltation ($kg\ m^2/s$)
gs	: taille de grain
g	: accélération de la pesanteur (m/s^2)
g_i	: composante de l'accélération de la pesanteur suivant O_i (m/s^2)
h	: hauteur du dépôt de particules (m)
h_0	: hauteur de neige au point origine 0 (m)
h_s	: hauteur moyenne des irrégularités de surface (m)
h_s'	: hauteur moyenne des irrégularités de surface pendant la saltation (m)
h^*	: hauteur de l'interface saltation/diffusion turbulente (m)
k	: énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)
k_c	: énergie cinétique turbulente de la phase c (m^2/s^2)
k_r	: $=2 \bullet / \bullet_r$
l_e	: longueur intégrale de turbulence (m)
l_m	: échelle caractéristique de la turbulence (m)
l_p	: échelle de longueur d'équilibre à la paroi (m)
l_{sat}	: longueur nécessaire à l'obtention de la saturation (m)
m_i	: indice de mobilité
$m_{h^* \rightarrow y}$: masse de neige en suspension (kg/m^2) dans une colonne d'air de surface unité situé entre h^* et y
n	: nombre d'éléments rugueux sur la surface considérée

Notation

n_1	: nombre moyen d'éjection de particules à basse énergie (<i>reptation</i>) produit par l'impact d'une particule à haute énergie
p'	: pression statique fluctuante (N/m^2)
\bar{p}	: pression statique moyenne (N/m^2)
p	: pression statique instantanée (N/m^2)
p_e	: pression statique extérieure moyenne de la couche limite (N/m^2)
$p(V_1)$: densité de probabilité de la vitesse d'éjection V_1
q_{sub}	: taux de sublimation dans une colonne d'air s'élevant du manteau neigeux jusqu'au sommet de la couche de diffusion turbulente (kg/m^2s)
q	: débit sortant de particules (kg/ms)
q^+	: débit entrant de particules (kg/ms)
r	: rayon du pont de glace (m)
$r_.$: fraction volumique de la phase •
s	: sphéricité
$s.i$: indice de transport
t_{sat}	: temps de saturation = l_{sat}/U_s (s)
u'	: composante de la vitesse fluctuante suivant Ox (m/s)
u_i'	: composante de la vitesse fluctuante suivant Oi (m/s)
\bar{u}	: composante de la vitesse moyenne suivant Ox (m/s)
\bar{u}_i	: composante de la vitesse moyenne suivant Oi (m/s)
$\bar{u}_{\alpha j}$: composante de la vitesse moyenne de la phase • suivant l'axe Oj (m/s)
u	: composante de la vitesse instantanée suivant Ox (m/s)
u_e	: vitesse extérieure moyenne de la couche limite (m/s)
u_p	: composante de la vitesse moyenne de la particule suivant Ox (m/s)
u_s	: composante horizontale de la vitesse moyenne des particules en saltation (m/s)
u_*	: vitesse de frottement (m/s)
u_*^e	: vitesse de frottement initiale (m/s)
u_*^e	: vitesse de frottement pour une surface érodable (m/s)
u_*^{ne}	: vitesse de frottement pour une surface non-érodable (m/s)
$u_*^{rugueux}$: vitesse de frottement pour une surface rugueuse (m/s)
\tilde{u}_*	: vitesse de frottement adimensionnelle
u_*^t	: vitesse de frottement seuil (m/s)
u_*^{lisse}	: vitesse de frottement seuil pour une surface lisse (m/s)
$u_*^{rugueux}$: vitesse de frottement seuil pour une surface rugueuse (m/s)
$u^+(y)$: vitesse horizontale du grain durant la phase montante de la trajectoire de saltation (m/s)
$u^-(y)$: vitesse horizontale du grain durant la phase descendante de la trajectoire de saltation (m/s)
v'	: composante de la vitesse fluctuante suivant Oy (m/s)
\bar{v}	: composante de la vitesse moyenne suivant Oy (m/s)
v	: composante de la vitesse instantanée suivant Oy (m/s)
v_l	: vitesse turbulente caractéristique

v_p : composante de la vitesse moyenne de la particule suivant Oy (m/s)
 v_s : composante verticale de la vitesse moyenne des particules en saltation (m/s)
 w' : composante de la vitesse fluctuante suivant Oz (m/s)
 \overline{w} : composante de la vitesse moyenne suivant Oz (m/s)
 w : composante de la vitesse instantanée suivant Oz (m/s)
 v_0 : vitesse moyenne de l'écoulement dans la section libre de l'obstacle (m/s)
 (x,y,z) : coordonnées spatiales (m)
 y^* : $=v/u^*$, longueur de frottement (m)
 y^+ : $= (yu^*)/v$, hauteur adimensionnelle
 y_0 : hauteur de référence (m) correspondant à la concentration $\overline{C_0}$
 y_p : hauteur du lit de particules (m)
 z_0 : longueur de rugosité (m)
 z_0' : longueur de rugosité pendant la saltation (m)
 z_0'' : hauteur du point focal des profils de vitesse pendant la saltation (m)
 z_d : hauteur de déplacement (m)

Majuscules

A : surface du dépôt de particules projetée sur le plan horizontal (m²)
 A_e : surface du dépôt de particules projetée sur le plan vertical (m²)
 A_{st} : maître couple moyen d'un élément de surface (m²)
 B : coefficient de proportionnalité
 $\overline{C_0}$: concentration moyenne (kg/m³) de référence à la hauteur y_0
 C : concentration instantanée en particules (kg/m³)
 C' : concentration fluctuante en particules (kg/m³)
 $\overline{C}(y)$: concentration moyenne en particules à la hauteur y (kg/m³)
 C_s : concentration moyenne en particules dans la couche de saltation (kg/m³)
 C_{smax} : concentration maximale en particules dans la couche de saltation (kg/m³)
 $C_{s\ sat}$: concentration moyenne à saturation dans la couche de saltation (kg/m³)
 C_D : coefficient de traînée de la particule
 C_p : chaleur spécifique de l'atmosphère (m²/s² K)
 $C_{1,}, C_{2,}, C_{3,}$: constante de fermeture de l'équation de dissipation pour le modèle $k-\epsilon$
 C_t : constante de modélisation de la viscosité turbulente
 D' : coefficient de diffusion turbulente (m²/s)
 D_p : diamètre des particules (m)
 \tilde{D}_p : diamètre adimensionnel des particules
 D : dureté de surface (kg/cm²)
 D_{ref} : diamètre de référence des particules (0.25 mm)
 E : énergie dissipée par les obstacles (N)
 E_m : flux de masse vertical à l'interface saltation/diffusion turbulente (kg/m²s)
 F : force nécessaire pour séparer une particule neigeuse du manteau (N)
 F_p : force de portance (N)

Notation

F_T	: force de traînée (N)
F_{frit}	: force de frittage (N)
F_H	: force projetée suivant l'horizontale (N)
F_V	: force projetée suivant la verticale (N)
F_{im}	: force d'impact nécessaire à la mise en mouvement d'une particule de glace de rayon R reliée à d'autres particules par un pont de glace de rayon r (N)
$F_i(x)$: force volumique exercée par le fluide sur les particules suivant Ox (N/m^3)
Fr	: $=u^2/gl$, nombre de Froude
H	: taille de l'obstacle (m) ou hauteur de référence (m)
H_s	: hauteur moyenne de la trajectoire de saltation (m)
H_{smax}	: hauteur maximale de la trajectoire de saltation (m)
I_p	: moment d'inertie de la particule (kgm^2)
K	: constante de von Karman
K'	: coefficient de diffusion moléculaire (m^2/s)
K_p'	: coefficient de diffusion des particules en saltation (m^2/s)
K_t	: coefficient de diffusion (<i>turbulente et moléculaire</i>) de la phase • (m^2/s)
L	: longueur de référence (m)
L^*	: longueur de stabilité atmosphérique (<i>introduite par Cermak</i>) (m)
L_s	: longueur de la trajectoire de saltation (m)
L_y	: distance entre les éléments rugueux parallèlement à la direction du vent (m)
L_x	: distance entre les éléments rugueux perpendiculairement à la direction du vent (m)
M	: masse de la particule (kg)
N	: nombre de particules éjectées par unité de temps et de surface
N_{st}	: nombre d'éléments rugueux par unité de surface
N	: nombre de particules
N_r	: nombre de particules qui rebondissent
N_e	: nombre de particules qui sont éjectées
N_s	: somme de N_e et N_r
N_{ej}	: nombre de particules en reptation éjectées par unité de surface et de temps
N_{im}	: nombre d'impacts de particules en saltation par unité de surface et de temps
N_p	: nombre de phases
P	: force de gravité (N)
P_c	: paramètre de courbure
Q	: débit de particules (kg/ms)
Q_s	: débit de particules dans la couche de saltation (kg/ms)
Q_r	: débit de particules en reptation (kg/ms)
Q_{rs}	: $= Q_r + Q_s$ (kg/ms)
Q_t	: débit de particules dans la couche de diffusion turbulente (kg/ms)
Q	: débit de particules dans la couche de saltation et diffusion turbulente (kg/ms)

$Q_{0,3}$: débit de neige transporté entre 0 et 30 cm au dessus du sol (kg/m^2s)

R : rayon de la particule (m)

$\bar{R}(y)$: rayon de la particule de neige (m) à une hauteur y au dessus du sol

R_c : rayon de courbure local des lignes de courants (m)

Ri : nombre de Richardson

R_{ic} : nombre de Richardson de courbure

R_{it} : nombre de Richardson turbulent

R_{ex} : $=(ux)/V$, nombre de Reynolds de la couche limite

R_{e_s} : $=(u \bullet)/V$, nombre de Reynolds de la couche limite

R_{e_n} : $=(u \bullet \bullet)/V$, nombre de Reynolds de la couche limite

R_p : $=(u \bullet D_p)/V$, nombre de Reynolds de la particule

R_N : $=(V_R D_p)/V$, nombre de Reynolds de la particule

S : surface totale au sol (m^2)

S' : surface au sol non couverte d'éléments rugueux (m^2)

S_k : terme source de l'équation de bilan pour l'énergie cinétique k

S_ϵ : terme source de l'équation d'évolution du taux de dissipation ϵ

S_i : terme source ou puit dans l'équation

S_j : terme source de l'équation de convection-diffusion

S_t : $=(fh)/U$, nombre de Strouhal

T : température (\mathcal{K})

T_s : durée de la trajectoire de saltation (s)

U : module du vecteur vitesse (m)

U_∞ : vitesse à l'extérieur de la couche limite (m/s)

U_0 : vitesse d'arrachement seuil des particules en un point de référence (m)

U_H : vitesse d'arrachement seuil des particules à la hauteur H de l'obstacle (m)

U_1 : vitesse moyenne horizontale d'éjection de la particule (m/s)

U_2 : vitesse moyenne horizontale d'impact de la particule (m/s)

U_F : vitesse de chute de la particule (m/s)

U_t : vitesse seuil (m/s)

U_s : moyenne spatiale de la vitesse horizontale des particules dans la couche de saltation (m/s)

U_{11} : vitesse (m/s) à 11 m

U_{10} : vitesse (m/s) à 10 m

U_1 : vitesse (m/s) à 1 m

$U_{0,2}$: vitesse (m/s) à 0,2 m

Notation

V_R	: vitesse moyenne relative de la particule (m/s)
V_1	: vitesse moyenne verticale d'éjection de la particule (m/s)
V_2	: vitesse moyenne verticale d'impact de la particule (m/s)
V_{im}	: vitesse moyenne d'impact de la particule (m/s)
Vo_i	: vitesse d'éjection ou de rebond de la particule (m/s)
dVo	: amplitude de la classe centrée sur Vo_i (m/s)
V_{seuil}	: vitesse seuil d'impact d'une particule de glace de rayon R pour mettre en mouvement une particule identique reliée à d'autres par un pont de glace de rayon r (m/s)
$V_m(t)$: volume matériel du fluide (m^3)
V_0	: volume du dépôt de particules (m^3)
Y	: hauteur d'eau (m)

Minuscules grecques

δ	: contrainte de frittage (N/m^2)
\bullet	: masse volumique apparente des particules (kg/m^3)
\bullet	: épaisseur de la couche limite (m)
\bullet_{ij}	: symbole de Kronecker ($=1$ si $i=j$, $=0$ si $i \neq j$)
\bullet_v	: épaisseur de la sous-couche visqueuse (m)
\bullet_l	: épaisseur de la couche logarithmique (m)
\bullet	: taux de dissipation turbulente (m^2/s^3)
\bullet	: rapport entre la contrainte seuil à la paroi et la force de traînée
\bullet	: échelle de taux de déformation du modèle RNG (s^{-1})
\bullet_0, \bullet	: constantes du modèle RNG
\bullet	: température potentielle ($^{\circ}K$)
\bullet_p	: angle de rotation de la particule (radian)
\bullet	: couple des forces (kgm^2/s^2)
\bullet	: espacement entre les lanières à fortes et faibles vitesses (m)
\bullet_r	: longueur d'onde des ripples (m)
$\bullet+$: $= (\bullet u^*)/v$, espacement adimensionnelle
\bullet	: coefficient de viscosité dynamique (kg/ms)
\bullet_f	: coefficient de viscosité dynamique turbulente (kg/ms)
\bullet_l	: coefficient de viscosité dynamique laminaire (kg/ms)
\bullet_{\bullet}	: coefficient de viscosité dynamique de la phase \bullet (kg/ms)
$\bullet_{\bullet f}$: coefficient de viscosité dynamique turbulente de la phase \bullet (kg/ms)
$\bullet_{\bullet l}$: coefficient de viscosité dynamique laminaire de la phase \bullet (kg/ms)
v	: coefficient de viscosité cinématique (m^2/s)
v_t	: coefficient de viscosité cinématique turbulent (m^2/s)
v_l	: coefficient de viscosité cinématique laminaire (m^2/s)
\bullet	: coefficient de perte de charge
\bullet	: masse volumique du fluide (kg/m^3)
\bullet_{\bullet}	: masse volumique de la phase \bullet (kg/m^3)
\bullet_m	: masse volumique du mélange air + particules (kg/m^3)
\bullet	: masse volumique des particules (kg/m^3)

- \bullet_s : nombre de Schmidt
- \bullet_{\cdot} : écart type par rapport à \bullet (N/m^2)
- \bullet_{th} : écart type par rapport à \bullet_{th} (N/m^2)
- \bullet_{TP} : écart type de la vitesse du fluide pour un mélange diphasique (m/s)
- \bullet_F : écart type de la vitesse du fluide pour un mélange monophasique (m/s)
- \bullet_k : constante du modèle k - \bullet
- \bullet_{\cdot} : constante du modèle k - \bullet
- \bullet : contrainte totale moyenne (N/m^2)
- \bullet_{inst} : contrainte totale instantanée (N/m^2)
- τ_{ij}^{-l} : composante du tenseur des contraintes visqueuses (N/m^2)
- τ_{ij}^{-t} : composante du tenseur des contraintes turbulentes (N/m^2)
- \bullet_e : contrainte moyenne s'appliquant sur les éléments érodables (N/m^2)
- \bullet_{ne} : contrainte moyenne s'appliquant sur les éléments non-érodables (N/m^2)
- $\bullet_{rugueux}$: = $\bullet_e + \bullet_{ne}$, contrainte exercée sur le lit de particules (N/m^2)
- \bullet_{th} : contrainte moyenne de frottement seuil (N/m^2)
- \bullet_{th} : contrainte instantanée de frottement seuil (N/m^2)
- $\bullet_{th\ lisse}$: contrainte moyenne de frottement seuil s'appliquant sur une surface lisse (N/m^2)
- $\bullet_{th\ rugueux}$: contrainte moyenne de frottement seuil s'appliquant sur une surface rugueuse (N/m^2)
- \bullet_g : contrainte de grain (N/m^2)
- \bullet^l : contrainte moléculaire (N/m^2)
- \bullet^t : contrainte turbulente (N/m^2)
- \bullet_p : contrainte pariétale (N/m^2)
- \bullet_o : contrainte du modèle à flux constant (N/m^2)
- \bullet_s : temps de réponse particulaire (s)
- \bullet_F : temps de réponse des grosses structures (s)
- φ : flux de particules (kg/m^2s)
- φ_e : flux d'érosion (kg/m^2s)
- φ_d : flux de dépôt (kg/m^2s)
- \bullet : longueur de la zone d'emprunt (m)

Majuscules grecques

- \bullet_t : pas de temps (m)
- \bullet_{u_a} : variation de la vitesse de l'air (m/s)
- \bullet_{u_g} : variation de la vitesse de la particule (m/s)
- \bullet_{H_m} : perte de charge singulière (kg/m^2)
- \bullet : rapport maximale entre la contrainte moyenne à la paroi et la contrainte instantanée à la paroi
- \bullet_x : pas d'espace (m)

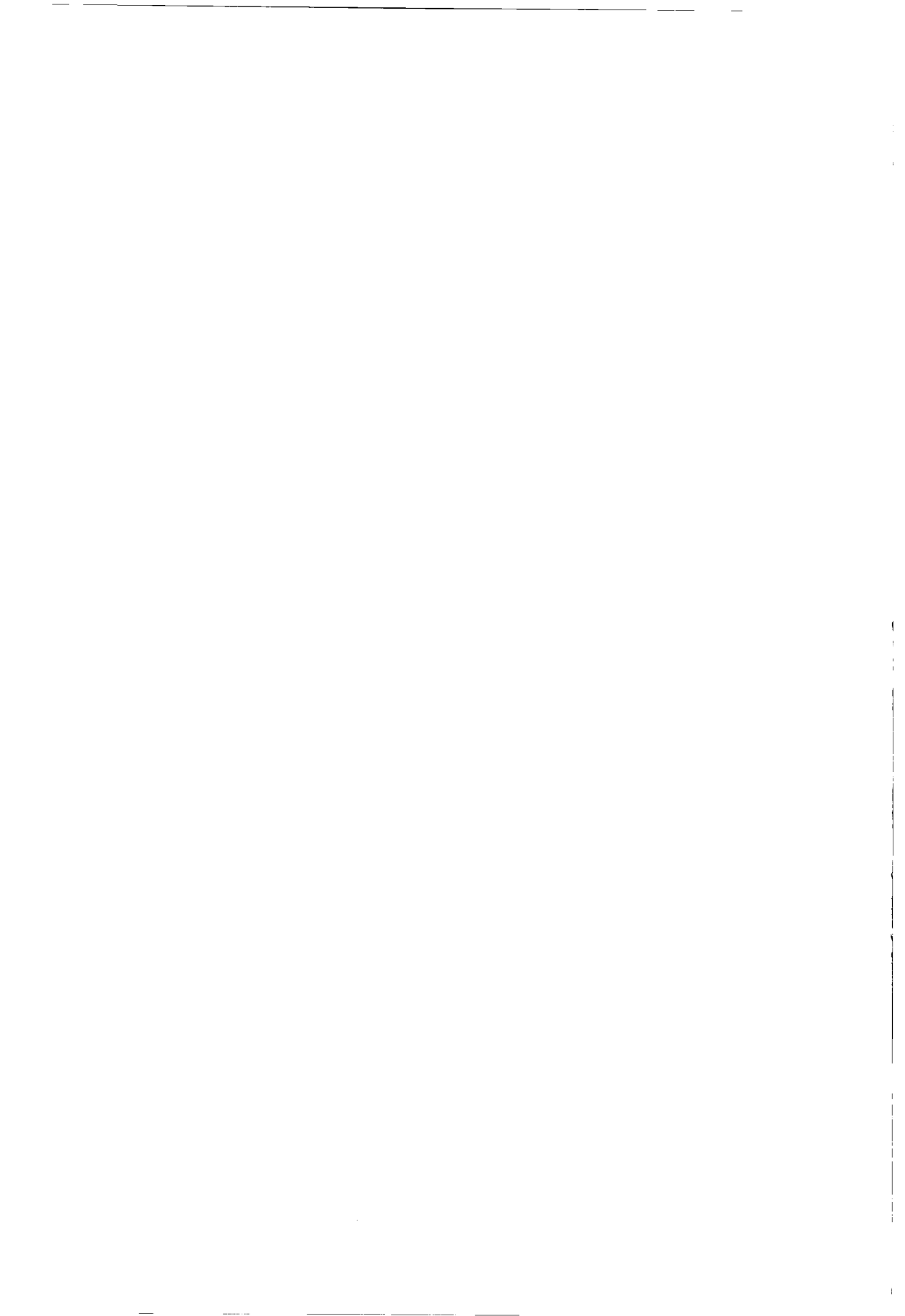
Opérateurs

- $\nabla \bullet$: gradient de \bullet
- $\nabla \cdot \vec{u}$: divergence de \vec{u}
- $\nabla^2 \bullet$: laplacien de \bullet
- d/dt : dérivée matérielle
- $\frac{\partial}{\partial t}$: dérivée par rapport au temps
- $\frac{\partial}{\partial x_i}$: dérivée spatiale

Indices

- $+$: phase montante de la trajectoire de saltation
- $-$: phase descendante de la trajectoire de saltation
- c : associé à la phase continue
- d : associé à la phase disperse
- i : suivant la direction Oi
- O : par rapport à l'horizontale
- m : modèle
- p : prototype
- k : associé à l'énergie cinétique turbulente
- \bullet : associé à la phase \bullet
- \bullet : associé au taux de dissipation

Introduction



Le transport de neige par le vent se manifeste de façons différentes selon le relief rencontré.

On distinguera d'une part le contexte "haute montagne" et d'autre part le contexte "plateau" où les petites irrégularités sont déterminantes.

Pour une direction de vent donnée, le relief est la clé explicative de la répartition de la neige au sol : le vent dégarnit les zones les plus exposées (*crêtes, arêtes...*) et enneige les plus abritées (*combes, ravins...*).

1. Transport de la neige par le vent en haute montagne

Dans un contexte de haute montagne, formation de corniches, plaques à vent et ablation de la neige sur les domaines skiables sont les principaux problèmes rencontrés : en effet, au niveau d'une crête, l'écoulement d'air, comprimé par le relief, s'accélère. Mais sous le vent de la crête, dans la zone tourbillonnaire, il est ralenti et dépose une partie des grains transportés. Ces particules de neige s'accumulent, en formant une corniche (*figure 1 et photographie 1*) ; celle-ci grandit au cours de l'épisode venteux. C'est la cohésion de frittage (*création de ponts de glace entre les particules de neige*) de la neige qui permet la formation de la corniche, qui surplombe l'arête.

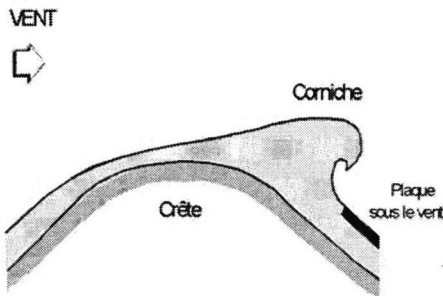
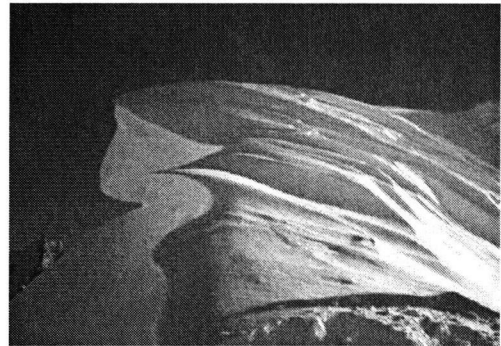


Figure 1 : principe de formation d'une corniche



Photographie 1 : corniche (Cliché F.Valla/Cemagref)

A cette corniche est systématiquement associée plus bas une plaque sous le vent. En effet les grains de neige se déposent aussi dans la pente en aval. Ils se soudent entre eux par frittage en formant une plaque rigide qui ne peut plus évoluer (*figure 1*). Sa rigidité ne lui permet pas de suivre le tassement de la strate inférieure créant ainsi des zones de décollement. La plaque ne tient alors que par ses ancrages latéraux (*rochers...*). Des vents, dont la vitesse varie de 10 à 15 km/h, et soufflant sur de la neige fraîche et sèche, sont à l'origine de plaques à vent dangereuses. La plaque à vent est irrégulière en épaisseur : elle peut par exemple faire 3 m d'épaisseur au milieu d'une combe alors que sur les arêtes, elle n'a que 10 cm d'épaisseur.

La chute éventuelle de la corniche ou le passage d'un randonneur entraîne la plupart du temps la rupture de la plaque sous le vent (*photographie 2*).

Dans les zones où il est accéléré, le vent balayera la neige et la déposera dans les

zones où il est ralenti. Dans les stations de ski, l'hétérogénéité du manteau neigeux se traduit par des pistes ou des arrivées de remontées mécaniques trop peu enneigées (photographie 3) ou au contraire comblées par la neige.



Photographie 2 : cassure de plaques et avalanche de plaques (cliché D.Daolio)



Photographie 3 : zone d'érosion au col du Lac Blanc (Alpe d'Huez) (cliché M. Roussel /Cemagref)

2. Transport de la neige par le vent dans des zones de plateau

Dans un contexte « plateau » où le relief est peu marqué, le transport de la neige par le vent pose surtout des problèmes de circulation routière. Les problèmes les plus courants sont le manque de visibilité et surtout la formation de congères.

Lors d'un épisode de transport, la concentration des particules de neige est très importante dans le premier mètre au dessus du sol entraînant une réduction de visibilité pour l'automobiliste. Puis, lorsque le vent faiblit, il dépose une partie de la neige transportée. Cette variation de vitesse du vent est généralement provoquée par le relief ou par des obstacles. L'accumulation de neige ainsi provoquée est appelée congère (figure 2).

D'importants problèmes de sécurité et déneigement (photographie 4) peuvent alors se poser aux responsables de l'Équipement ou aux gestionnaires de sociétés d'autoroutes.

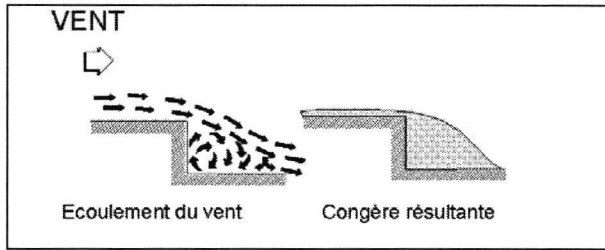


Figure 2 : principe de formation d'une congère

Le principe de formation des congères et des corniches est identique (*la neige soufflée se dépose dans les zones de décollement du fluide*) ; c'est le changement de pente, plus ou moins abrupt, qui fait que corniche ou congère se forment.

Les bâtiments sont des obstacles au transport de la neige par le vent ; ils sont aussi à l'origine de la formation de congères. Citons l'exemple d'un camp en Antarctique, où l'ensemble des congères générées par les constructions ne formait plus qu'une vaste accumulation de neige de 500 mètres sur un kilomètre. Sans faire appel à des cas extrêmes, des bâtiments mal conçus (*orientation, forme*) ou mal protégés (*absence de végétation ou, au contraire, végétation mal implantée*) sont à l'origine de congères qui perturbent leur utilisation (*obstruction des issues, des zones d'accès piétonnes ou routières, parkings inutilisables...*) (photographie 5).



Photographie 4 : déneigement d'une route de montagne
(Cliché C.Charlier/Cemagref)



Photographie 5 : congère générée par un bâtiment (cliché F.Ousset/Cemagref)

Mais la formation d'accumulation n'est pas propre aux régions enneigées. Le même phénomène se produit lors du transport de sable par le vent (*photographie 6*).



Photographie 6 : risque de formation d'accumulations de sable dans le sud de la France (cliché F.Naaim/Cemagref)

La prise en compte de la formation des congères est donc une nécessité pour les différents exploitants du réseau routier. Cette prise de conscience est d'ailleurs fort ancienne puisque les premières recommandations concernant le transport de la neige par le vent ont été publiées dès la fin du siècle dernier (*figure 3*). Elles étaient destinées au personnel des chemins de fer, le problème étant sensible pour de nombreuses lignes, non seulement en France, mais aussi en Allemagne, en Russie et dans les pays scandinaves.

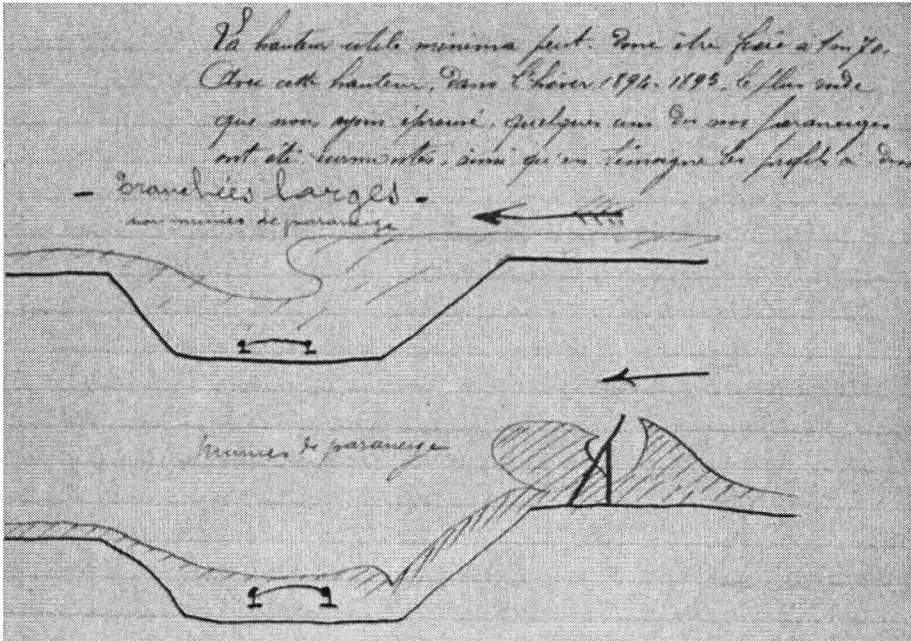


Figure 3 : extraits du rapport de M. Morard (1896) concernant les dispositifs pare-congères

Guidée tout d'abord par la nécessité de résoudre un problème pratique, la recherche dans le domaine du transport éolien de la neige est donc ancienne ; les premières modélisations physiques apparaissent dès les années trente (Finney).

Un siècle plus tard, il semble intéressant de faire le point sur l'état des connaissances, non pas du point de vue de l'ingénierie (il existe à ce sujet un autre ouvrage "Transport de la neige par le vent : connaissances de bases et recommandations", 1992, F. Naaim-Bouvet, G. Brugnot), mais du point de vue de la recherche. Ainsi, on s'intéressera tout d'abord aux processus physiques en jeu, en retraçant chronologiquement les différentes phases du déplacement de la particule de neige lors de son transport éolien, puis aux différentes modélisations visant à reproduire le comportement complexe de ces grains de neige.



Chapitre 1 – Théorie de la couche limite



La théorie du transport de particules fait intervenir de nombreuses notions relatives à la couche limite : écoulement turbulent rugueux, zone logarithmique, longueur de rugosité, hauteur de déplacement, vitesse de frottement, contrainte pariétale.

Il nous semble donc intéressant de présenter de façon détaillée la théorie de la couche limite. Ce chapitre synthétise les connaissances sur ce sujet qui sont par ailleurs détaillées dans deux ouvrages de référence (*J. Cousteix, 1989 et G. De Moor, 1983*).

1. Couche limite au sol

Au contact d'une paroi, la vitesse du fluide est nulle, car il n'y a pas de glissement à la paroi et les particules fluides adhèrent à celui-ci. L'adaptation de l'écoulement à cette condition aux limites se réalise au sein d'une mince couche de fluide appelée couche limite. La vitesse du fluide étant finie à l'extérieur de la couche limite (*approximativement celle d'un écoulement dénué de viscosité*), le gradient de vitesse est donc important à l'intérieur de cette couche limite et les particules fluides subissent un taux de cisaillement élevé. L'écoulement à l'extérieur de la couche limite est dit libre. L'écoulement libre est atteint lorsque la vitesse est égale à 0,99 de sa valeur à l'infini (*définition conventionnelle de la hauteur de la couche limite δ*).

Considérons le cas simple de l'écoulement incompressible le long d'une paroi lisse et plane. À l'amont, la vitesse à l'infini est parallèle à la plaque ; dans l'établissement de la couche limite, trois zones caractéristiques apparaissent le long de la plaque (*figure 4*).

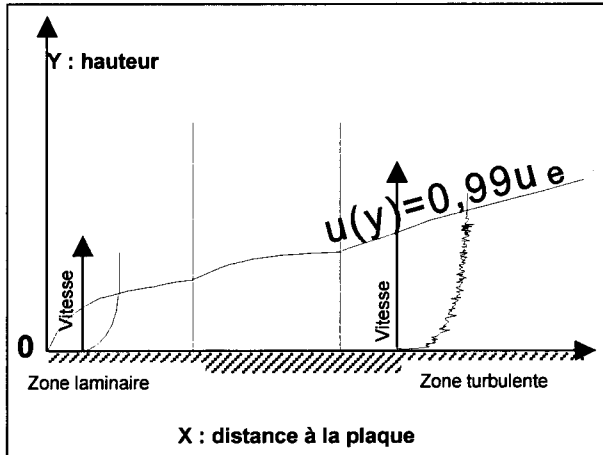


Figure 4 : développement d'une couche limite

- ✓ **Zone laminaire** : près du bord d'attaque, l'écoulement est laminaire et l'épaisseur de la couche limite varie en $(\frac{\nu X}{u_e})^{1/2}$ où u_e est la vitesse de l'écoulement hors de la couche limite
- ✓ **Zone de transition** : il s'agit d'une zone transitoire où l'écoulement passe

progressivement d'une forme laminaire à une forme turbulente.

✓ **Zone turbulente** : assez loin du bord d'attaque, l'écoulement est turbulent et l'épaisseur de la couche limite varie en $(\frac{V}{u_e})^{0,2} \cdot x^{0,8}$

Expérimentalement on montre que la valeur du nombre de Reynolds $Re_x = ux/\nu$ permettant d'obtenir la turbulence est $5 \cdot 10^5$ ce qui conduit à $Re_\delta = u\delta/\nu$ d'environ 3500. On se placera dans le cadre de la couche limite turbulente dans la suite de l'exposé.

2. Équations de Reynolds pour des écoulements cisailés minces turbulents

2.1 Notations

Les notations utilisées dans le texte (figure 5) sont les suivantes :

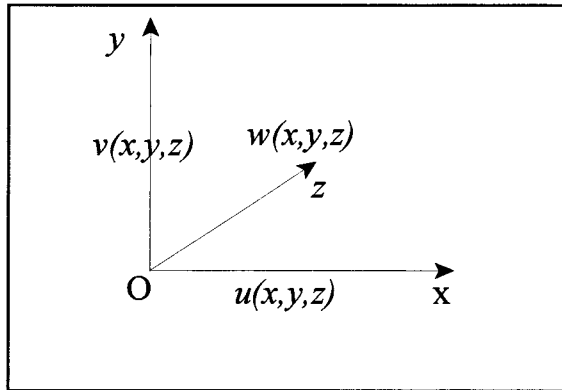


Figure 5 : orientation des axes

avec u projection du vecteur vitesse (m/s) suivant l'axe Ox , v projection du vecteur vitesse (m/s) suivant l'axe Oy et w projection du vecteur vitesse (m/s) suivant l'axe Oz . On applique aux vitesses et à la pression, les décompositions classiques de Reynolds avec les notations suivantes $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $w = \bar{w} + w'$, $p = \bar{p} + p'$.

$\bar{\quad}$ indique qu'il s'agit de la composante moyenne et $'$ indique qu'il s'agit de la composante instantanée.

2.2 Équations générales

Considérons un écoulement permanent et bidimensionnel en moyenne. Dans ce cas vitesse, pression et corrélations des vitesses fluctuantes sont indépendantes de t et z :

$$\bar{w} = 0, \overline{u'w'} \neq 0, \overline{v'w'} \neq 0, \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = 0, \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} = 0$$

Les équations de Reynolds prennent donc la forme simplifiée suivante :

conservation de la quantité de mouvement projetée suivant x :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{u'^2}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'v'}) \quad (1)$$

Conservation de la quantité de mouvement projetée suivant y :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{v'^2}) + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{u'v'}) \quad (2)$$

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

Dans le cas d'une couche limite ($\delta/L \ll 1$, avec δ et L dimensions transversale et longitudinale typiques), l'estimation des ordres de grandeur permet d'aboutir aux équations simplifiées suivantes :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + \rho \overline{u'^2}) + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'v'}) \quad (4)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{v'^2}) \quad (5)$$

En dehors de la couche de cisaillement, les vitesses transverses sont faibles, les fluctuations de vitesse et leur corrélations sont négligeables. La conservation de la quantité de mouvement projetée suivant x et y pour l'écoulement externe permet d'aboutir à :

$$u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_e}{\partial x} \quad (6)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_e}{\partial y} \quad (7)$$

La pression ne dépend pas de y et sa valeur est donc fixée par l'évolution de la vitesse externe u_e :

$$\lim_{y \rightarrow +\infty} p(x, y) = p_e(x) \text{ avec } p_e(x) + \frac{1}{2} \rho u_e^2 = \text{cst} \quad (8)$$

En intégrant (5) de la frontière externe de la couche de cisaillement jusqu'à y, on obtient :

$$p(x, y) = p_e(x) - \rho \overline{v'^2} \quad (9)$$

soit en reportant (9) dans (4) :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'v'}) - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \quad (10)$$

Les deux corrélations $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ sont du même ordre de grandeur et le gradient longitudinal de la différence $\overline{u'^2} - \overline{v'^2}$ est négligeable. On obtient donc le système d'équations suivant :

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\tau^t + \tau^l) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} = 0 \quad (12)$$

2.3 Cas particulier du modèle idéal à flux constant

Considérons une couche limite dont la vitesse moyenne est parallèle à \vec{Ox} ($\overline{v} = 0$), établie ($\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} = 0$), permanente ($\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = 0$), en l'absence de gradient de pression moyenne ($\frac{dp_e}{dx} = 0$).

Moyennant ces hypothèses, on obtient :

$$\tau^l(y) + \tau^t(y) = \rho \nu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} = cst = \tau_0 \quad (13)$$

La somme des contraintes moléculaire et turbulente est constante perpendiculairement à la plaque (figure 6). On parle de **modèle à flux constant** τ_0 (τ_0 désigne la valeur constante de la tension τ moléculaire et turbulente : $\tau_0 = \rho \nu \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} |_{y=0}$)

3 Région interne - Région externe - Région de recouvrement

La difficulté de représenter correctement le profil des vitesses dans toute la couche limite provient du fait que la paroi impose une condition de non glissement. Ainsi il apparaît au moins deux régions distinctes dans la couche limite (figure 6) : l'une loin de la paroi qui est contrôlée par la turbulence et qui porte le nom de **région externe** et l'autre près de la paroi qui est dominée par la viscosité et qui porte de nom de **région interne**. Spatialement l'action de la viscosité est limitée à une très mince zone près de la paroi.

Le profil de vitesses dans la couche limite a donc deux comportements indépendants dans la région interne et dans la région externe ; il existe une région de raccordement appartenant aux deux régions et qui porte le nom de **région logarithmique** du fait de la forme du profil des vitesses.

3.1 Région interne : loi universelle de paroi (*paroi lisse, paroi rugueuse*)

Si la région de paroi est suffisamment faible, on peut faire l'hypothèse du flux constant ce qui suppose que l'épaisseur δ de la couche limite, la vitesse extérieure u_e et le gradient de pression ne jouent aucun rôle sur la structure de l'écoulement près de la paroi (*d'où le nom de loi universelle et de constantes universelles*).

On peut écrire l'équation 13 sous la forme :

$$\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{u'v'} = u_*^2 \quad \text{ou} \quad (\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = u_*^2 \quad (14)$$

avec u_* vitesse de frottement (*m/s*).

ν_t n'est pas connu à priori ; cependant une analyse dimensionnelle permet de résoudre le problème. Les paramètres physiques intervenant dans (14) sont y , u_* et ν que l'on peut substituer par y , u_* et $y_* = \nu/u_*$ où y_* est appelé longueur de frottement.

Les conditions aux limites du problème (*interaction avec la paroi*) introduisent un certain nombre de cas qui sont fonction des irrégularités de la plaque : soit h_s la hauteur moyenne des irrégularités.

Si $h_s \ll y_*$ il est plausible de penser que les longueurs des irrégularités n'interviennent pas dans le problème ; on parle alors d'une paroi dynamiquement lisse.

Si $h_s \gg y_*$ on peut supposer que ces longueurs vont intervenir dans la résolution du problème ; on parle dans ce cas d'une paroi dynamiquement rugueuse.

La réalisation d'une analyse dimensionnelle par application du théorème de π permet d'obtenir :

✓ Dans le cas lisse :
$$\frac{\bar{u}(y)}{u_*} = f_{ul}\left(\frac{y}{y_*}\right) = f_{ul}\left(\frac{y u_*}{\nu}\right) \quad (15)$$

où f_{ul} désigne une fonction universelle.

✓ Dans le cas rugueux :
$$\frac{\bar{u}(y)}{u_*} = f_{ur}\left(\frac{y}{y_*}, \frac{y_*}{h_s}\right) \quad (16)$$

où f_{ur} désigne une fonction universelle.

f_{ur} et f_{ul} sont à déterminer par l'expérience ou par la résolution de (13) à condition de formuler une hypothèse de fermeture.

3.1.1 Paroi lisse

Au niveau de la paroi $\overline{u'v'} = 0$; on peut donc s'attendre pour y suffisamment petit à ce que le flux moléculaire $-\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ domine le flux turbulent $\overline{u'v'}$. On peut définir la couche

visqueuse d'épaisseur δ_v telle que : $|\overline{u'v'}(y)| \leq 0,1 \left| \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$ si $y \leq \delta_v$.

Dans ces conditions (14) devient :

$$\bar{u}(y) = \frac{u_*^2}{\nu} y \quad (17)$$

L'équation (17) est vérifiée si $y/y_* < 5$.

La sous-couche visqueuse est parfois appelée à tort sous couche laminaire.

3.1.2 Paroi rugueuse

Dans le cas d'une paroi rugueuse $y > h_s$. Près de la paroi, il n'est pas possible d'effectuer un raisonnement simple du fait de l'influence des propriétés de la surface sur l'écoulement.

3.2 Couche de recouvrement : sous-couche logarithmique ou inertielle (paroi lisse, paroi rugueuse)

3.2.1 Paroi lisse

À une certaine distance de la paroi c'est au contraire le flux turbulent $\overline{u'v'}$ qui domine le flux moléculaire $-\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$. On peut négliger le flux moléculaire au-dessus d'une certaine

épaisseur de couche limitée δ_l : $|\overline{u'v'}(y)| \geq 0,1 \left| \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$ si $y \geq \delta_l$

Dans ces conditions (14) devient : $\overline{u'v'} = -u_*^2$. On ne peut résoudre cette équation sans

formuler une hypothèse de fermeture. Cependant la loi de variation de \bar{u} et donc $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$

ne dépend plus de ν (u dépend de ν du fait de la condition de vitesse à la base de la sous-couche considérée) et pas encore de δ (hauteur de la couche limite) à condition que $y < \delta$. En effectuant une analyse dimensionnelle et en appliquant le théorème de π on obtient :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{u_*}{Ky} \quad (18)$$

$$\text{c'est-à-dire } \bar{u}(y) = \bar{u}(\delta_l) + \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{y}{\delta_l}\right) \quad (19)$$

où K désigne une constante numérique universelle dite "de Karman" et $\delta_l = \delta_l(u_*, \nu) = \alpha_l y_*$

avec α_l constante numérique universelle à déterminer expérimentalement.

En posant $\alpha_0 = \alpha_l / \exp[K f_u(\frac{\alpha_l}{y_*})]$ et $z_0 = \frac{\alpha_0 \nu}{u_*}$ on obtient :

$$f_u\left(\frac{y}{y_*}\right) = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{y}{\alpha_0 y_*}\right) \text{ soit } \bar{u}(y) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right) \quad (20)$$

On appelle z_0 longueur de rugosité (m).

✓ $\frac{h_s u_*}{\nu} \leq 4$: la paroi est dynamiquement lisse, les aspérités étant immergées dans la couche visqueuse.

$$\bar{u}(y) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right) \text{ si } \frac{y}{y_*} \geq 30 \text{ et } \delta \ll 000 \quad (21)$$

avec $K \approx 0,4$ et $z_0 \approx 0,13 y_*$.

L'expérience montre que la sous-couche visqueuse est présente de $y=0$ à $y \approx 5\nu/u_*$ ($\alpha_v \approx 5$) alors que la sous-couche logarithmique apparaît de $y \approx 30\nu/u_*$ ($\alpha_l \approx 30$) à $y \approx 500\nu/u_*$. Pour $5y_* < z < 30y_*$, l'analyse dimensionnelle ne permet pas d'obtenir de résultats car flux moléculaire et turbulent sont du même ordre de grandeur. Cette région porte le nom de **zone tampon**. Pour des besoins pratiques on peut prolonger les deux lois jusqu'à leur intersection.

3.2.2 Paroi rugueuse

Bien que $y \gg h_s \gg y_*$, on peut supposer que suffisamment loin de la paroi, la viscosité et l'état de surface n'aient plus d'influence sur la variation de la vitesse $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ (cependant

\bar{u} dépend de $\nu, h_1/h_s, h_2/h_s, \dots$ du fait des valeurs de \bar{u} à la base de la couche limite) sans pour autant que δ , hauteur de la couche limite, intervienne ($y \ll \delta$). Par analyse dimensionnelle on obtient donc :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{u_*}{Ky} \quad (22)$$

$$\text{c'est - à - dire } \bar{u}(y) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right) \quad (23)$$

La constante z_0 s'appelle longueur de rugosité. On vérifie expérimentalement que K est le même que dans le cas lisse.

La longueur de rugosité peut dépendre de $\nu, u_*, h_s, h_1, h_2, \dots$

$$z_0 = h_s z_0\left(\frac{y_*}{h_s}, \frac{h_1}{h_2}, \dots\right) \quad (24)$$

Donc d'une façon générale, z_0 dépend de l'écoulement et de l'état de la surface. Cependant si $y \gg h_s$, la longueur de rugosité ne dépend plus que de l'état de surface.

✓ $4 < \frac{h_s u_*}{\nu} \leq 60$: la paroi est dynamiquement légèrement rugueuse, les aspérités dépassant de la couche visqueuse.

$$\bar{u}(y) = \frac{u_*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right) \text{ si } \delta \ll y \ll (h_s, y_*) \quad (25)$$

z_0 dépendant de l'état de surface et de l'écoulement.

✓ $\frac{h_s u^*}{\nu} > 60$: la paroi est dynamiquement complètement rugueuse ; dans ce cas il n'a pas véritablement de sous-couche visqueuse.

$$\bar{u}(y) = \frac{u^*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right) \text{ si } \delta \ll y \ll h_s \quad (26)$$

avec $K \approx 0,4$ et $z_0 \approx \frac{h_s}{30}$

Dans le cas de la paroi complètement rugueuse, on peut prolonger la loi logarithmique jusqu'à $y=h_s$, à condition d'introduire la notion de hauteur de déplacement z_d .

Pour y de l'ordre de h_s , h_s influe sur la variation de vitesse $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ (et non plus seulement

\bar{u}) d'où par analyse dimensionnelle :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{u^*}{Ky} \Phi\left(\frac{h_s}{y}\right) \text{ avec } \Phi(0) = 1 \text{ puisque } \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{u^*}{Ky} \text{ si } y \ll h_s\right) \quad (27)$$

$$z_d = h_s \Phi'(0) \text{ avec } \Phi' = \frac{\partial \Phi}{\partial \frac{h_s}{y}} \quad (28)$$

et en considérant un développement limité d'ordre 1 :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{u^*}{K(y - z_d)} \text{ d'où } \frac{\bar{u}(y)}{u^*} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{y - z_d}{z_0}\right) \quad (29)$$

z_d , appelée hauteur de déplacement, est généralement comprise entre 0 et h_s . Pour

$y \ll h_s$, on peut négliger z_d devant y et on retrouve : $\bar{u}(y) = \frac{u^*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right)$. Dans ce cas

on obtient : $\bar{u}(z_0) = 0$, cependant la loi n'est pas valable en $y=z_0$, z_0 représentant une origine fictive de la loi logarithmique.

La zone inertielle dans laquelle s'applique la loi logarithmique doit être suffisamment éloignée de la paroi pour que la viscosité moléculaire n'agisse pas et suffisamment faible devant δ pour que les caractéristiques de la turbulence extérieure n'interviennent pas : le début de la zone logarithmique est toujours situé à y/δ de l'ordre de 30 ou 40 et la fin de cette région est située à une valeur de y/δ de l'ordre de 0,1.

3.3 Région externe (loi de vitesse déficitaire)

À proximité de l'écoulement libre ($\eta=y/\delta$ proche de 1 c'est-à-dire $y \sim \delta$), la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence ; la viscosité et l'état de surface n'ont plus d'influence sur la vitesse. L'échelle de longueur de la turbulence est donnée par l'épaisseur de la couche limite et l'échelle de vitesse est fournie par la vitesse de frottement. En admettant que l'échelle de temps soit imposée par le cisaillement, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y} = \frac{u^*}{\delta} \Phi'(\frac{y}{\delta}) \tag{30}$$

où Φ' est de l'ordre de l'unité mais n'est pas une fonction universelle. En intégrant la fonction Φ' depuis la frontière de la couche limite (pour $y/\delta=1$ on a $\bar{u} = u_e$), on obtient:

$$\frac{u_e - \bar{u}(y)}{u^*} = \phi(\frac{y}{\delta}) \text{ avec } \phi(1) = 0 \tag{31}$$

appelée loi de vitesse déficitaire ($u_e - \bar{u}(y)$ représente le défaut de vitesse par rapport à la vitesse extérieure).

La couche limite turbulente est constituée d'une couche interne et une couche externe dont les échelles de longueurs y^* et δ sont différentes (figure 6). La zone de raccordement entre ces deux couches est appelée sous couche inertielle. Seuls les effets d'inertie interviennent dans cette zone : ni les effets visqueux, ni les gradients de pression n'ont un rôle important. Son nom lui est donné par analogie avec le domaine inertiel apparaissant dans le spectre d'énergie.

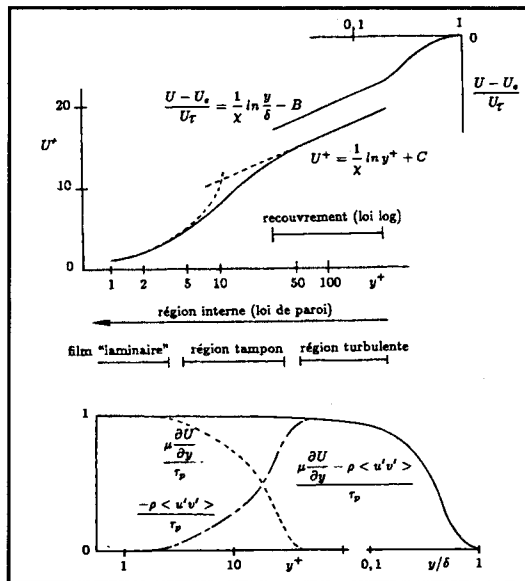


Figure 6 : profils de vitesse (a) et tensions visqueuse et turbulente (b) dans les régions interne et externe (Cousteix, 1989)

3.4 Conditions de validité de la loi logarithmique

Les développements théoriques présentés précédemment établissent l'existence de la loi logarithmique lorsque $R_\delta = u \cdot \delta / \nu$ tend vers l'infini. En fait R_τ doit être supérieur à 300, ce qui correspond pour une plaque plane $R_\delta = u \cdot \delta / \nu$ à supérieur à 6300.

L'universalité de la loi logarithmique est encore une question d'actualité ; mais il semble que cette loi soit vérifiée dans de nombreuses circonstances.

3.5 Détermination expérimentale de la contrainte pariétale τ_p

La contrainte pariétale s'exprime de la façon suivante :

$$\tau_p = \rho \nu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \Big|_{y=0} \quad (32)$$

Il conviendrait donc de mesurer le profil de vitesse de u dans la sous-couche visqueuse pour obtenir la valeur de τ_p . En pratique, il s'avère très délicat de réaliser ces mesures (*variation rapide de la vitesse en fonction de y dans la zone $y/y_0 < 3$*). En revanche, il est beaucoup plus aisé de déterminer le profil des vitesses dans la zone logarithmique. Or, en considérant le modèle de flux constant, on a :

$$\tau_p = \tau_0 = \tau_t(y) = -\rho \overline{u'v'} = \rho u_*^2 \quad (33)$$

La connaissance du profil de vitesse dans la zone logarithmique permet donc de déterminer u_* et τ_p .

3.6 Viscosité turbulente pour la sous-couche logarithmique

Dans le cas de la sous-couche inertielle (*paroi lisse, paroi rugueuse*) l'équation 14 devient $\overline{u'v'} = -u_*^2$ (la viscosité n'intervient pas). Sachant que $-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$, l'expression logarithmique de la loi de paroi dans la sous-couche inertielle conduit à : $\nu_t = k u_* y$.

4. La couche limite atmosphérique

4.1 Les différents états de la couche limite atmosphérique

Au contact de la surface de la terre, l'atmosphère forme une couche limite dite atmosphérique. Au sommet de cette couche, le vent est dit géostrophique. Pour étudier de façon théorique la couche limite atmosphérique, on se place dans des conditions simplificatrices : site homogène, conditions synoptiques stables et homogènes, absence de convection thermique.

On distingue trois états de la couche limite atmosphérique : couche limite atmosphérique stable, couche limite atmosphérique instable et couche limite

atmosphérique neutre.

L'état de la couche limite atmosphérique peut être identifié à partir de la valeur du nombre de Richardson :

$$Ri = \frac{g(\theta_2 - \theta_1)(y_2 - y_1)}{\theta(\overline{u_2 - u_1})^2} \quad (34)$$

avec g accélération de la gravité (m/s^2), y_1 et y_2 hauteur (m) avec $y_2 > y_1$, θ_1 et θ_2 températures potentielles ($^{\circ}K$), $\overline{u_1}$ et $\overline{u_2}$ les vitesses de vent (m/s) respectivement à y_1 et y_2 . La température potentielle est définie comme :

$$\theta = T_y + \frac{gy}{C_p} \quad (35)$$

où T_y est la température de l'atmosphère ($^{\circ}K$) à l'altitude y et C_p est la chaleur spécifique à pression constante de l'atmosphère.

- ✓ $Ri=0$: l'atmosphère est thermiquement neutre.
- ✓ $Ri>0$: l'atmosphère est thermiquement stable.
- ✓ $Ri<0$: l'atmosphère est thermiquement instable.

✓ **la couche limite atmosphérique stable** : dans ce cas la température de surface est inférieure à celle de l'air situé immédiatement au-dessus. Le flux de chaleur est dirigé vers le bas. Les forces de flottabilité tendent à orienter l'écoulement vers le sol. Ainsi les polluants auront tendance à stagner sur leur lieu de production. Ce type de couche limite atmosphérique, complexe et encore mal connu, se rencontre fréquemment durant la nuit.

✓ **la couche limite atmosphérique instable** : dans ce cas la température de surface est supérieure à celle de l'air situé immédiatement au-dessus. Le flux de chaleur est dirigé vers le haut. Il règne donc au sein de la couche limite une turbulence intense (*production thermique de la turbulence*). La couche limite atmosphérique instable qui est relativement bien connue, se rencontre fréquemment dans le courant de la journée.

✓ **la couche limite atmosphérique neutre** : dans ce cas la température de surface est égale à celle de l'air situé immédiatement au dessus. Le flux de chaleur est nul. Le véritable cas neutre (*température potentielle moyenne uniforme sur l'épaisseur de la couche limite, turbulence d'origine dynamique*) est relativement rare dans la nature (*sur la mer où les variations de température de surface sont peu marquées ou en présence d'une couverture nuageuse uniforme ou persistante*).

Le modèle à flux constant (*paragraphe 2.3*) est une bonne approximation des premières dizaines de mètres de l'atmosphère en régime de stratification thermique neutre. Cependant, il est possible aussi d'utiliser les lois établies pour la couche interne sur les premiers mètres des couches limites atmosphériques stables ou instables.

Par ailleurs, l'expérience montre que la théorie bâtie sur l'hypothèse du flux constant reste valable si la variation verticale de τ_0 est inférieur à 20%.

4.2 Vitesse de frottement et longueur de rugosité

Suivant la classification des parois soumises à un écoulement atmosphérique (paragraphe 3.2.2), la surface terrestre peut être considérée comme une paroi complètement rugueuse (u^* de l'ordre de 0.1 à 1 m/s et $\nu = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$). Pour une atmosphère neutre, la vitesse moyenne à l'intérieur de la couche limite varie donc avec l'altitude suivant une loi logarithmique :

$$\bar{u}(y) = \frac{u^*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right) \quad (36)$$

avec $\bar{u}(y)$ vitesse (m/s) à la hauteur y (m),
 u^* vitesse de frottement (m/s),
 z_0 longueur de rugosité (m),
 K constante de von Karman (=0.4).

τ la contrainte moyenne (N/m^2) exercée par le fluide sur la surface du sol est de la forme (paragraphe 2.3) :

$$\tau = \rho u^2$$

avec ρ masse volumique du fluide (kg/m^3).

On trouvera dans le tableau suivant (tableau 1) quelques exemples de valeurs de z_0 :

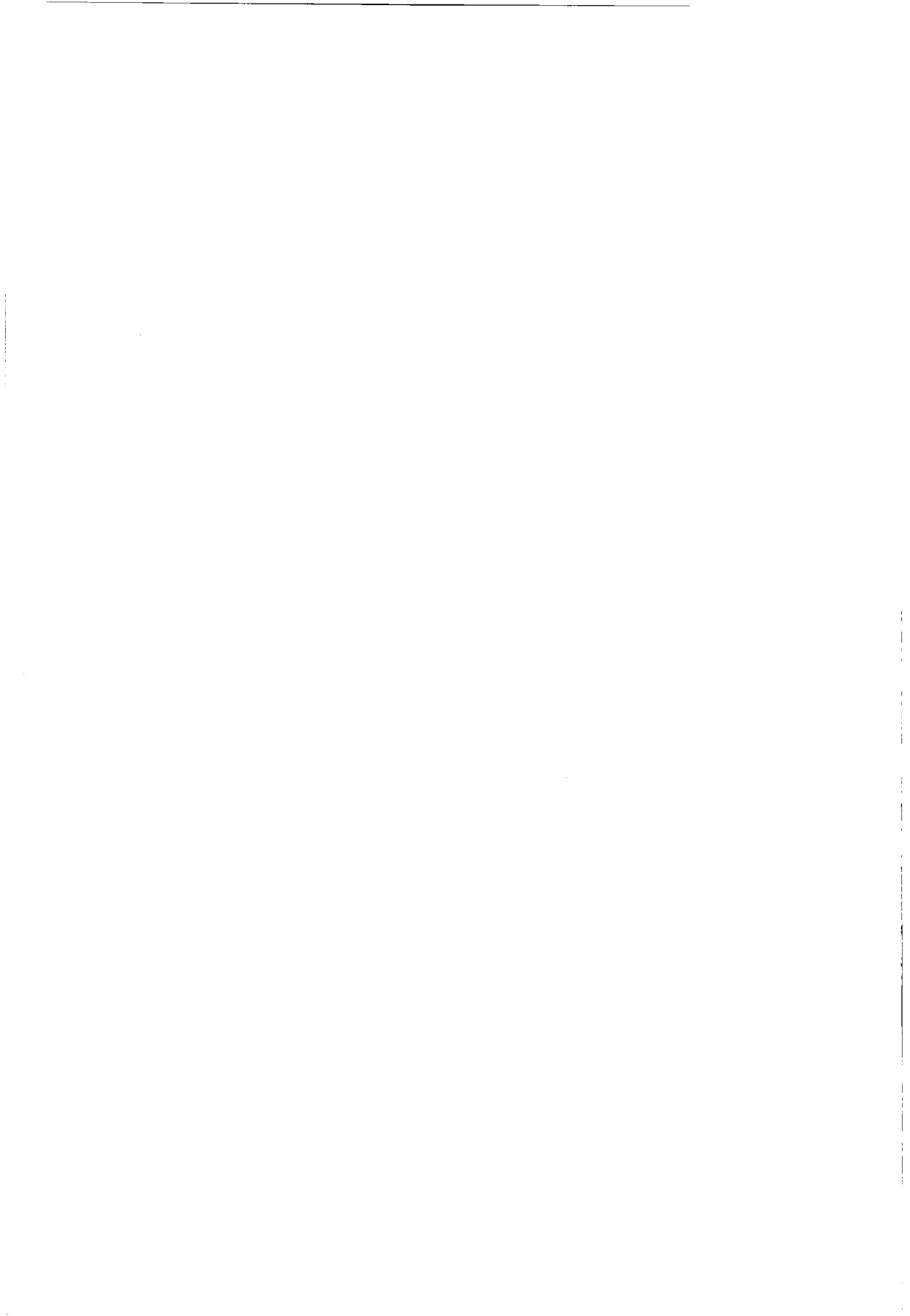
Nature du terrain	z_0 en cm
Glace	10^{-3} à $3 \cdot 10^{-3}$
Sable	10^{-2} à 10^{-1}
Herbe rase	1 à 4
Herbe haute	4 à 10
Forêt	20 à 90
Habitat bas	100 à 200
Ville	100 à 400

Tableau 1 : exemples de valeurs de z_0

Certaines surfaces déformables voient leur rugosité modifiée par la valeur de u^* ; c'est le cas pour les étendues d'herbes hautes et la mer. Pour la mer, on préconise par exemple des lois de la forme :

$$z_0 = b \frac{u^2}{g} \quad (37)$$

Chapitre 2 – Arrachement des particules par entraînement aérodynamique



La première étape d'un épisode de transport éolien, qu'il s'agisse de neige, de sable ou de terres agricoles, est la mise en envol des particules par entraînement aérodynamique. Dans ce cas, les particules sont arrachées du sol sous la seule action du fluide. Etat de surface du manteau neigeux et turbulence de l'écoulement vont intervenir sur le seuil de déclenchement du processus.

1. Du grain de sable au grain de neige

Dans l'ensemble de cet ouvrage sont synthétisés un certain nombre d'articles faisant référence au transport de sable et d'une façon plus générale au transport de particules. Or, que ce soit dans le monde des "nivologues" ou des "géologues", il y a parfois un certain étonnement, voire une certaine réticence à faire référence ou à utiliser les résultats des travaux scientifiques d'une autre discipline. Et pourtant cette vision transversale ne peut que faire avancer la recherche et mérite que l'on s'y arrête quelques instants.

Par rapport au transport de sable, le transport de la neige pose des difficultés supplémentaires ; pour une résolution complète du problème il est nécessaire de prendre en compte les chutes de neige, la fonte de la neige, la forme variable des cristaux en fonction des conditions de formation et des contraintes mécaniques liées au transport même des particules (*on peut même observer une disparition des particules par sublimation*) et la variation de la densité apparente des accumulations du fait du tassement.

Par conséquent, nous considéreront des hypothèses simplificatrices, qui nous ramènent au cas du transport de sable, à savoir : absence de chute de neige, absence de fonte et particules quasi-sphériques non transformées au cours de l'expérience. Dans ce cas la différence significative entre le sable et la neige est la vitesse de chute (*autrement dit le coefficient de traînée de la particule*).

Néanmoins, le problème est loin d'être simple et fait encore actuellement l'objet d'importantes avancées scientifiques, dont il faut tenir compte dans les différentes modélisations.

Cependant, malgré cette hypothèse, le problème du transport de la neige par le vent est spécifique. Les différences essentielles entre transport de neige et transport de sable concernent le comportement de la particule au sol (*seuil d'arrachement, propagation de l'arrachement et tassement des particules*).

Pour mieux saisir la différence entre particules sphériques idéales et particules de neige, il est tout d'abord nécessaire de présenter le cristal de neige.

1.1 Du cristal au manteau neigeux

1.1.1 Formation

Les grands plans d'eau (*océans, grands lacs, mers...*) génèrent par évaporation solaire une grande quantité de vapeur d'eau qui, en s'élevant dans l'atmosphère (*de plus en plus froide*), se refroidit et se condense en microgouttelettes. Ces gouttelettes restent liquides bien en dessous de zéro degré. Ce retard à la congélation appelé "surfusion" peut cesser à la moindre perturbation (*choc, poussière, impureté*).

Dans les nuages, ce sont des particules en suspension, appelées noyaux de

congélation qui rompent l'équilibre et servent de point de départ à la formation du cristal. Toutes les molécules d'eau avoisinantes viennent se condenser sur cette impureté. Ainsi grandit le cristal de neige dont la forme, la taille, les ramifications sont principalement fonction de la température, de la quantité de vapeur d'eau et d'autres facteurs caractéristiques des nuages.

1.1.2 Les différents cristaux

La neige apparaît fréquemment sous forme d'étoiles (*photographie 7*), qui lors de leur chute dans l'atmosphère s'enchevêtrent en flocons. Mais d'autres variétés de cristaux sont plus au moins fréquentes.

Les variations de température et d'humidité rencontrées dans le nuage par le cristal au cours de sa chute déterminent, à partir d'une cristallisation hexagonale, des formes géométriques très différentes (*plus de 3000 espèces de cristaux sont recensées par certaines classifications (tableau 2)*).

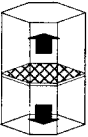


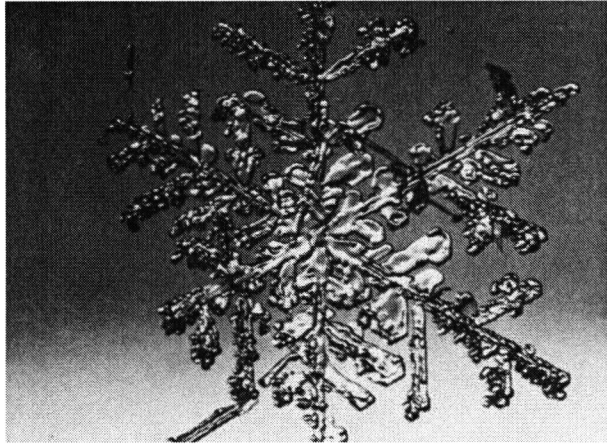
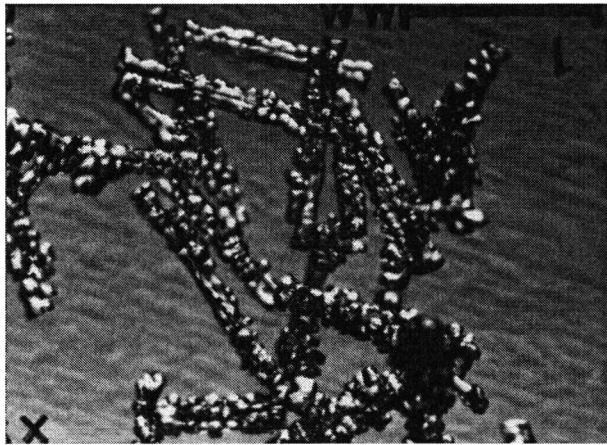
Évolution du cristal		Température de formation
	<p>Croissance sur un plan perpendiculaire :</p> <p>formation de colonnes et d'aiguilles (<i>photographie 8</i>)</p>	<p>de -6° à -10°C</p>
	<p>Croissance sur un plan parallèle :</p> <p>formation de plaquettes</p>	<p>de -10° à -15°C</p>
	<p>Croissance sur les arêtes de l'hexagone :</p> <p>formation d'étoiles (<i>photographie 7</i>)</p>	<p>de -15° à -20°C</p>

Tableau 2 : croissance et formation des divers cristaux en fonction de la température (Rey, 1986)



Photographie 7 : étoile de neige (cliché E.Pahaut/CEN)



Photographie 8 : aiguille avec du givre (cliché E.Pahaut/CEN)

1.2 Le manteau neigeux

Le manteau neigeux est constitué par l'ensemble des couches de neige successives qui recouvrent le sol.

Après sa chute dans l'atmosphère, le cristal de neige perd son individualité et s'intègre à la neige en place. Rapidement la neige se tasse en expulsant de l'air et les cristaux se regroupent pour former des grains de neige. En fonction des conditions météorologiques, le manteau neigeux va évoluer constamment au fil des jours.

Une couche de neige est caractérisée par les paramètres physiques suivants :

- structure (*nature des cristaux, hauteur de la couche*),
- densité (*de 50 kg/m³ pour de la neige froide et sèche à 500 kg/m³ pour de la neige bien tassée*),

- température,
- humidité (*très variable selon le type de neige*),
- résistance (*à la pénétration, au cisaillement*).

2. Évolution du manteau neigeux

La neige accumulée sur le sol est un mélange d'eau sous forme solide (*crystal de glace*), liquide et gazeuse (*vapeur d'eau présente dans l'air autour des particules*). L'équilibre entre ces trois phases est particulièrement sensible aux contraintes mécaniques et thermiques exercées par l'environnement.

En fonction des conditions météorologiques, le manteau neigeux va évoluer constamment au fil des jours.

2.1 Le tassement

La neige est un matériau compressible naturellement (*sous son propre poids*) par expulsion d'air. En une journée, pour de la neige récente, on constate souvent une diminution d'épaisseur de 15 à 20%.

Le tassement subit toutefois un net ralentissement si les températures sont basses (*figure 7*). En cassant les dendrites (*finies branches étoilées des cristaux*), le vent rapproche les cristaux et contribue lui-même au tassement, ce qui conduit progressivement à la stabilisation de la couche de neige.

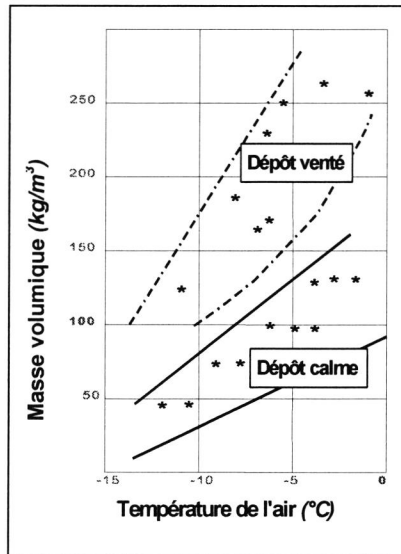


Figure 7 : effet de la température et du vent sur la masse volumique de la neige au sol (CEN, 1986)

2.2 La cohésion

Les cristaux subissent des métamorphoses sous l'action du vent et/ou de la température ; ils perdent leurs structures monocristallines par association entre eux ou par fonte partielle. On observe ainsi plusieurs formes de cohésion au sein de la neige qui conditionnent un transport éolien plus ou moins important.

Cohésion de feutrage : les cristaux étoilés sont souvent liés les uns aux autres par leurs dendrites qui assurent une liaison fragile. Cette cohésion est de courte durée et disparaît avec la métamorphose destructive de la neige fraîche. Elle permet à la neige de rester "accrochée" sur les arbres ou les câbles électriques.

Cohésion de frittage : dans des neiges plus évoluées (*grains fins plus ou moins arrondis*) des "ponts de glace" lient fortement les grains entre eux. La neige qui était poudreuse devient alors cohérente. Lors du transport de neige par le vent, le frittage s'obtient de façon naturelle en quelques minutes. Ce phénomène contribue fortement à la formation de corniches, plaques à vent et congères.

Cohésion capillaire : dans les neiges humides (*température très proche de 0 °C*), chaque grain de neige est entouré d'un film très fin d'eau liquide (*eau interstitielle*) qui unit plusieurs grains.

Cohésion de regel : lorsque le froid pénètre dans une couche de neige humide, la pellicule d'eau regèle, soudant entre eux les grains. La neige résultante résiste à l'enfoncement des pas.

2.3 La température

Il est nécessaire de distinguer l'action de la température de l'air ambiant et de celle du rayonnement solaire.

La température de l'air ambiant, lorsqu'elle est positive, modifie les cristaux allant même jusqu'à les faire fondre. Lorsqu'elle est négative, elle entraîne un emmagasinement de frigidités dans le manteau neigeux.

Le rayonnement solaire, quant à lui, affecte principalement la couche supérieure de la neige en place, en entraînant sa transformation sur les versants les plus exposés (*sud et ouest*).

2.4 Les précipitations

Il faut distinguer l'action de la neige de celle de la pluie. Une nouvelle chute de neige provoque un tassement du manteau neigeux. De l'air est expulsé des couches inférieures et par conséquent la densité augmente. La pluie, elle, imbibe les couches supérieures du manteau, augmentant là encore la densité (*tassement + apport d'eau*). La percolation de l'eau modifie la structure de la neige en diminuant sa résistance. Mais, il se peut aussi que le froid survienne après la pluie gelant l'eau contenue dans les couches supérieures et augmentant la cohésion de surface.

2.5 Le vent

L'action du vent est différente si la neige est transportée pendant sa chute ou reprise au sol. Par contre, dans les deux cas, le vent, par action mécanique, va détruire l'édifice complexe des cristaux qui, rapidement, deviennent de petites particules.

3 Mise en envol des particules : influence des caractéristiques des particules

3.1 Notion de vitesse de frottement seuil

Lorsqu'un flux d'air augmente graduellement, dans un premier temps, les particules ne bougent pas. Puis, il arrive un moment où les particules au sol sont délogées et entraînées par la force exercée par l'air.

En effet, la répartition de la vitesse autour d'une particule au repos sur une surface horizontale est dissymétrique; il y a donc génération d'une force verticale assimilée à une portance. La traînée est faible devant la portance, la condition d'adhérence à la paroi implique une vitesse locale faible. Lorsque la force de frottement est suffisamment importante pour engendrer une force de portance capable de soulever la particule, la particule est délogée et se met en mouvement.

Bagnold a été le premier à définir la condition limite d'envol des particules comme une fonction du diamètre moyen D_p (m), de la masse volumique du matériau σ (kg/m^3) et de la masse volumique du fluide ρ (kg/m^3).

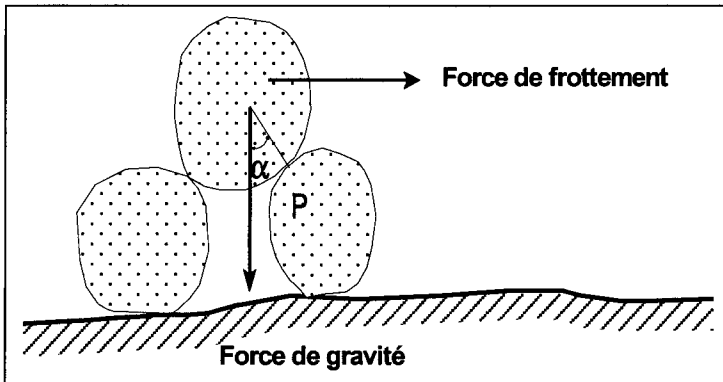


Figure 8 : forces exercées sur la particule (d'après Bagnold, 1941)

Le raisonnement développé est le suivant : deux particules voisines se touchent par un point de contact P . À l'instant où une particule est délogée, elle tourne autour de ce point de contact (*figure 8*). On peut alors calculer le moment des forces de frottement et de gravité autour de ce point, si l'on connaît la valeur de l'angle α . L'emplacement des grains étant aléatoire, une bonne approximation de l'angle α consiste à considérer l'angle de frottement interne.

$$\text{La force de frottement est donnée par : } \beta \rho u^2 D_p^2 \quad (38)$$

$$\text{d'où son moment par rapport à } P : \beta' \rho u^2 D_p^3 \cos \alpha \quad (39)$$

$$\text{La force de gravité est donnée par : } \frac{\pi D_p^3 (\sigma - \rho) g}{6} \quad (40)$$

$$\text{d'où son moment par rapport à } P : \frac{\pi D_p^4 (\sigma - \rho) g \sin \alpha}{12} \quad (41)$$

avec β et β' coefficient de proportionnalité ; ils dépendent de la turbulence, de la surface des grains exposée à la force de frottement et de la hauteur à laquelle s'exerce la force de frottement.

$$\text{L'égalité des moments conduit à : } u_{*t} = A \sqrt{\frac{(\sigma - \rho)}{\rho} g D_p} \quad (42)$$

Pour le sable, Bagnold a montré (*figure 9*) que A était égal à 0,1 si le rapport $R_* = \frac{u_* D_p}{\nu}$ était supérieur à 3,5. ν représente ici la viscosité cinématique du fluide (m^2/s) et R_* est appelé nombre de Reynolds de la particule.

En effet dans la cas d'un écoulement turbulent lisse ($R_* < 3,5$), la vitesse de frottement seuil d'arrachement des particules est d'autant plus forte que le diamètre des particules est petit (*figure 9*). Ceci n'est pas uniquement dû aux forces de cohésion intervenant pour de fines poudres ; la paroi étant dynamiquement lisse, les particules sont dans ce cas noyées dans la sous-couche visqueuse.

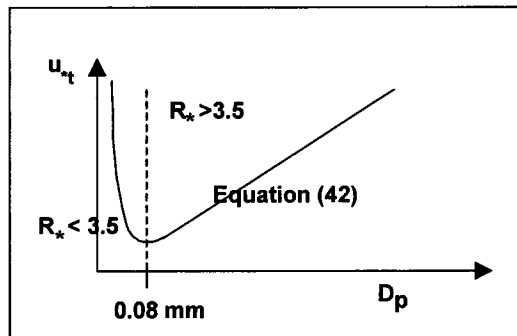


Figure 9 : vitesse de frottement seuil en fonction du diamètre des particules pour du sable dans l'air (d'après Bagnold, 1941)

White (1965) a affiné les résultats de Bagnold en réalisant une étude portant sur des particules dont les diamètres varient de quelques microns à 1.4 mm et dont les masses volumiques sont comprises entre 200 et 11400 kg/m³. Il a pu obtenir la courbe expérimentale suivante (figure 10) :

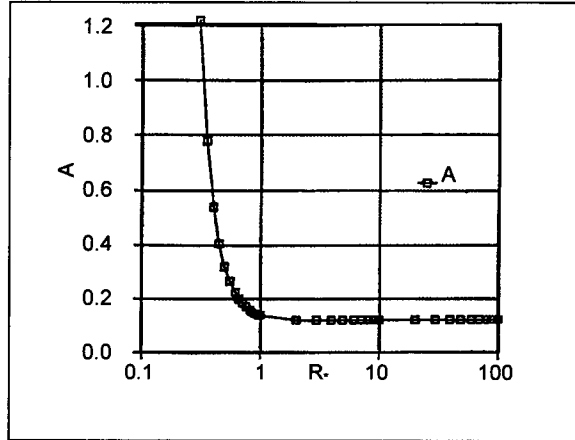


Figure 10 : variation de A en fonction de R. (White, 1965)

Les résultats expérimentaux peuvent être approchés par la courbe :

$$A = 0,02 R^{2,8} + 0,116 \quad (43)$$

Pour R. supérieur à 10, A est quasiment constant et égal à 0,116 ce qui rejoint les premières propositions de Bagnold.

La formulation proposée par White présente cependant un inconvénient : u^* et D_p interviennent dans les termes A et R. d'où la nécessité de procéder par itérations successives. Foucault (1993), en s'inspirant des travaux de Lebreton, a proposé l'adimensionnalisation suivante :

$$\tilde{D}_p = \frac{D_p}{D_{ref}} = \left(\frac{R^*}{A} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (44)$$

avec $D_{ref} = (v^2 / \gamma_p)^{1/3}$ et $\gamma_p = g(\sigma - \rho) / \rho$

$$\tilde{u}^* = \frac{u^*}{u^*_{ref}} = (R^* A^2)^{\frac{1}{3}} \quad (45)$$

avec $u^*_{ref} = (v \gamma_p)^{1/3}$

Moyennant l'adimensionnalisation précédente, la courbe expérimentale de White devient (figure 11) :

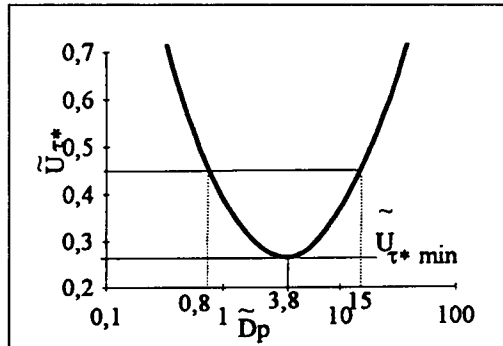


Figure 11 : variation de \tilde{u}_* en fonction de \tilde{D}_p (Foucault, 1993)

3.2 Cas particulier de la neige

Dans le cas de la neige, les forces de cohésion inter-particules (qui dépendent du temps, de la taille des particules, de la température et de l'humidité de l'air) sont généralement plus importantes que la force de gravité.

3.2.1 Approche empirique

3.2.1.1 Variation de la vitesse-seuil en fonction de la température

On rapportera ici les expériences menées par Oura en Antarctique dont le but était de trouver une relation entre température et vitesse-seuil, dans le cas de particules provenant d'une chute de neige sans vent.

En reportant sur un graphique les phénomènes de transport et de non-transport (figure 2), Oura a tenté de déterminer une courbe limite.

Bien que cette dernière ne soit pas très nette, on distingue une décroissance de la vitesse-seuil avec la température pour une plage de 0°C à -7°C suivie d'une stagnation au-dessous de -7°C .

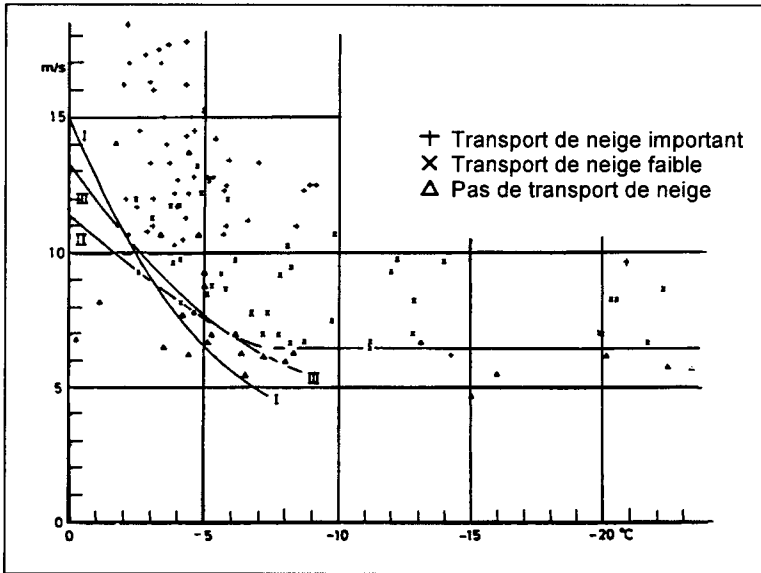


Figure 12 : variation de la vitesse seuil en fonction de la température (Oura, 1968)

En utilisant les relations expérimentales obtenues par Hosler Jensen et Goldshlak, entre les forces de cohésion de la glace et la température, Oura envisage les trois hypothèses suivantes concernant la relation entre la force F appliquée sur les particules neigeuses et la vitesse U du vent :

$$I) F \propto U \quad II) F \propto U^2 \quad III) F \propto C_d U^2$$

avec U vitesse du vent (m/s),

F force nécessaire pour séparer une particule neigeuse du manteau neigeux (N),

C_d coefficient de traînée en fonction de U .

C'est en fonction de ces hypothèses que l'on obtient les courbes I, II et III. En dessous de -7°C les forces de cohésion entre les grains deviennent négligeables et la neige se comporte comme du sable sec. Étant donné le faible échantillonnage, Oura considère ces trois différentes hypothèses toutes plausibles.

Cette étude, pour être complète, devrait aussi prendre en considération l'humidité, la taille, et l'histoire des particules de neige. En effet, si la température est positive avant de descendre en-dessous de -7°C , il y a cohésion de regel et la reprise devient impossible.

3.2.1.2 Variation de la vitesse-seuil en fonction de la dureté de la surface

L'humidité, la température, la taille et l'histoire des particules ont une influence directe sur l'état de la surface neigeuse. Aussi, Kotlyakov a mesuré la dureté de la neige à l'aide d'un pénétromètre à ressort.

La relation obtenue entre la vitesse-seuil U_t (m/s) et la dureté de la surface D (kg/cm²) est du type linéaire (figure 13).

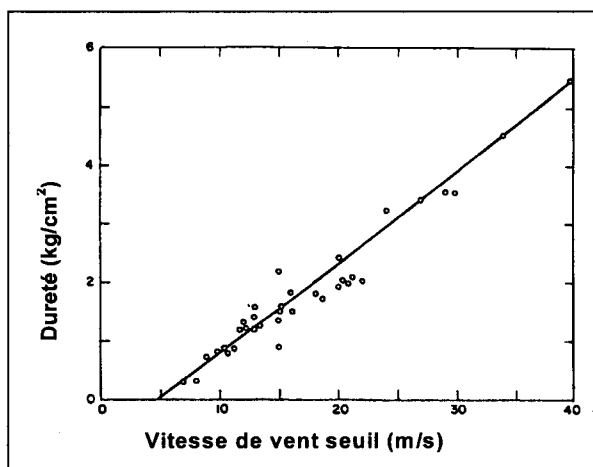


Figure 13 : relation entre dureté de la surface neigeuse et vitesse-seuil (Kotliakov, 1961)

Malheureusement, dans ce cas comme dans la plupart des expériences de ce type (Kobayashi 1972, Narita 1978), les instruments utilisés ne permettaient pas d'appréhender finement la constitution de la neige de surface.

3.2.1.3 Variation de la vitesse-seuil en fonction de l'indice de mobilité : l'application Protéon (Prévision de l'Occurrence du Transport Éolien de la Neige)

Afin de tenir compte de l'influence des forces de cohésion inter particules sur l'occurrence du transport de neige, le Centre d'Etudes de la Neige (Météo France) a développé un modèle déterministe PROTEON (PRévision de l'Occurrence du Transport Éolien de la Neige).

Phase d'apprentissage

Le CEN a mis au point une méthode permettant d'obtenir une caractérisation de la morphologie des cristaux de neige contenus dans des échantillons prélevés sur le terrain (*particules de neige au sol et dans le flux de transport*) tout en enregistrant sur station automatique la vitesse moyenne horaire du vent ayant déclenché le début du transport éolien. La neige à étudier est prélevée dans des flacons d'iso-octane, produit mouillant parfaitement les surfaces de glace et inhibant pendant plusieurs semaines toutes métamorphoses des grains, à condition de maintenir l'échantillon à une température négative. Les échantillons, conservés en chambre froide dès le retour du terrain, sont étudiés ultérieurement : après filtration de l'échantillon, les grains sont observés sous microscope et leur image numérisée. Un logiciel de traitement d'images permet alors de calculer différents paramètres morphologiques.

L'équipe de recherches du CEN a ainsi déterminé un indice de mobilité $m.i.$, fonction

des paramètres suivants :

- ✓ la sphéricité s , variant de 0 à 1 et correspondant au rapport entre la forme arrondie et la forme anguleuse,
- ✓ la dendricité d , variant de 1 pour de la neige fraîche à 0 pour de la neige type grains fins ou faces planes,
- ✓ de la taille des particules (variant de 0,4 mm à 1,5 mm),
- ✓ de l'historique de la couche de neige : une couche de neige ayant subi une phase liquide est considérée comme impossible à éroder, soit parce qu'elle comporte encore de l'eau sous forme liquide, soit parce que cette eau est regelée (*croûte de regel*).

Dans le cas de la neige à dendricité non nulle (*neige fraîche*), on obtient :

$$m.i. = 0,75d - 0,5s + 0,5 \quad (46)$$

Dans le cas de la neige à dendricité nulle (*neige ayant subi des métamorphoses par effet de gradient ou par humidification*), on obtient :

$$m.i. = -0,583gs - 0,833s + 0,833 \quad (47)$$

L'indice de mobilité conjugué à la vitesse moyenne horaire du vent permet de déterminer l'indice de transport $s.i.$

$$s.i. = -2.868 e^{(-0.085 U_{10})} + 1 + m.i. \quad (48)$$

où U_{10} est la vitesse moyenne horaire du vent à 10 mètres de haut.

Une valeur positive de $s.i.$ indique l'occurrence de transport de neige par le vent.

Une valeur négative de $s.i.$ indique l'impossibilité de transport de neige par le vent (*figure 14*).

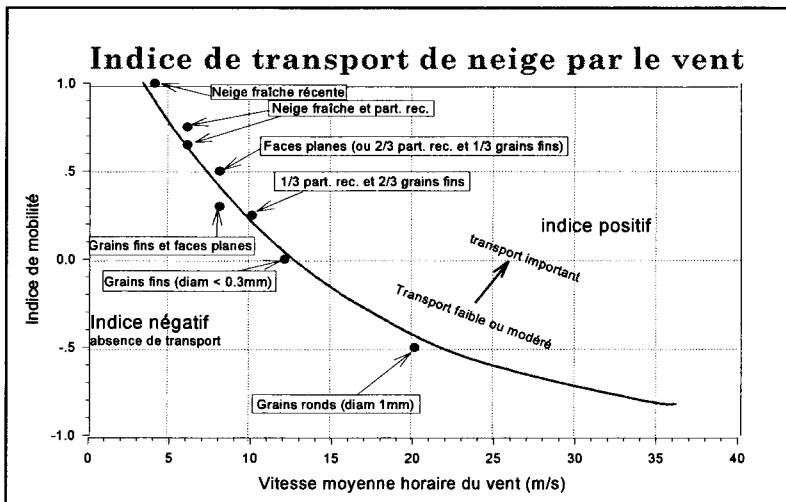


Figure 14 : variation de la vitesse seuil d'arrachement (moyenne horaire) en fonction de l'indice de mobilité (d'après G. Guyomarc'h, L. Merindol, 1995)

On constate ainsi que la vitesse-seuil (vitesse à partir de laquelle les particules sont

arrachées), mesurée à 10 m, peut varier de 4 m/s à plus de 30 m/s en fonction de la qualité de la neige.

Phase de validation du modèle

Sur le site expérimental du col du Lac Blanc (*Alpe d'Huez, 38*), l'indice de transport a été calculé, toutes les six heures sur la saison 92-93, en utilisant comme entrées (*tableau 3*) :

- le vent mesuré,
- la simulation des strates du manteau neigeux par le modèle Crocus

Événements prévus \ Événements observés	Sans transport	Avec transport
Sans transport	75.7%	14%
Avec transport	2.3%	8%

Tableau 3 : tableau de contingence des comparaisons Protéon/observations de terrain sur 776 cas (d'après G. Guyomarc'h, L. Merindol, 1995)

Le tableau précédent peut être lu de la sorte :

- 89,7% des observations de terrain correspondaient à des épisodes sans transport de neige mais 15,6% de ces observations avaient été prédites comme étant des épisodes avec transport de neige,
- 15,6% des observations de terrain correspondaient à des épisodes avec transport de neige mais 22,3% de ces observations avaient été prédites comme étant des épisodes sans transport de neige,

Phase opérationnelle

Cette application a été utilisée en mode opérationnel sur le site du Col du Lac Blanc (*massif des Grandes Rousses - 2 700m*) par le service nivologie du Centre départemental de Météo-France sur l'Isère pendant une saison. Actuellement, des développements sont en cours pour généraliser l'utilisation de Protéon sur l'ensemble des Alpes (*simulations Crocus*).

3.2.2 Approche théorique

3.2.2.1 Cohésion de frittage

Les parties les plus aiguës du cristal ont tendance à se sublimer (*transformation de la glace en vapeur d'eau*). Cette vapeur d'eau disponible va se diffuser puis se condenser (*transformation de la vapeur d'eau en glace*) dans les parties concaves. Il y a donc un "émoussage" progressif des grains qui étaient à l'origine dendritiques ou anguleux. D'autre part au point de contact des grains, des formes concaves apparaissent et sont le lieu de condensation solide conduisant à la formation de ponts de glace.

3.2.2.2 Influence de la cohésion de frittage sur la vitesse de frottement seuil

Schmidt (1980) a étudié de façon théorique l'influence des ponts de glace sur la vitesse-seuil d'arrachement des particules.

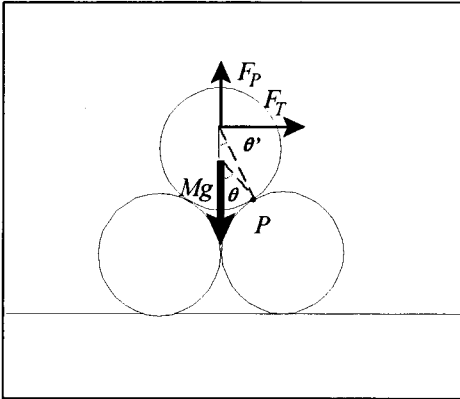


Figure 15 : bilan des forces dans le cas des particules sphériques sans cohésion (d'après (Schmidt, 1980))

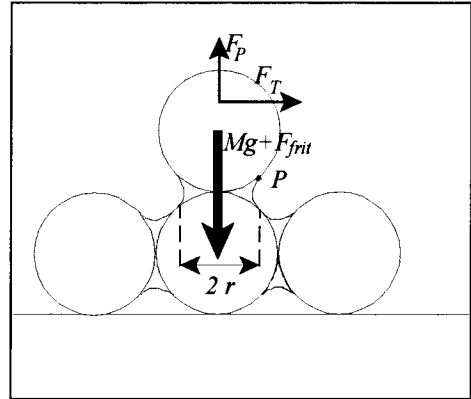


Figure 16 : bilan des forces dans le cas des particules avec ponts de glace (Schmidt, 1980)

À partir de l'analyse réalisée par Chepil (1959) pour des particules solides (analyse qui tenait compte de la portance et de la turbulence) (figure 15), Schmidt introduit la force de cohésion de frittage (N) (figure 16) :

$$F_{frit} = \pi r^2 \phi \quad (49)$$

avec ϕ contrainte de frittage (N/m^2).

F_{frit} est appliquée au centre de gravité de la particule et vient s'ajouter au poids de cette dernière. Le point de contact P (situé à r , r étant le rayon du pont de glace) autour duquel sont calculés les moments des forces lors de l'envol des particules est le point de contact entre la particule et le pont de glace.

Dans le cas des particules sphériques sans cohésion, Chepil (1959) obtient les relations suivantes ($F_p = 0,85 F_T$ (F_p et F_T sont les forces de portance et de traînée correspondant à la décomposition de la force de frottement) $\theta=33^\circ$ et $\theta=24^\circ$) :

$$u_{*t} = \sqrt{\frac{0.66(\tan\theta')\eta}{(1 + 0.85 \tan\theta')Y}} \cdot \sqrt{\frac{(\sigma - \rho)}{\rho} g D_p} \quad (50)$$

$$\text{soit } A = \sqrt{\frac{0.66(\tan\theta')\eta}{(1 + 0.85 \tan\theta')Y}} \quad (51)$$

Y est le rapport maximal entre contrainte moyenne à la paroi et contrainte instantanée à la paroi et η est le rapport entre la contrainte seuil à la paroi et la force de traînée

seuil ($\eta = 0.21$).

Dans le cas de la neige (assimilée à une particule de glace sphérique sans cohésion, $\sigma = 900 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 2.5$, $R = 0.2 \text{ mm}$) les formulations proposées par Chepil aboutissent à une valeur de u_* de 0,24 cm/s.

Dans le cas des particules sphériques avec pont de glace, Schmidt (1980) obtient les relations suivantes :

$$u_{*t} = \sqrt{\frac{(1.33R(\sigma - \rho)g + (\frac{r}{R})^2 \beta)\eta}{Y \cdot \rho(0.85 + \frac{R}{0.7r})}} \quad (52)$$

$$\text{soit } A = \sqrt{\frac{(1.33R(\sigma - \rho)g + (\frac{r}{R})^2 \beta)\eta}{(\sigma - \rho)g2RY(0.85 + \frac{R}{0.7x})}} \quad (53)$$

R est le rayon de la particule sphérique (m) et r est le rayon du pont de glace (m).

La vitesse de frottement seuil estimée à partir de la formule proposée par Schmidt ne doit pas être considérée comme une valeur moyenne. En effet, elle correspond au cas où il n'y a qu'un seul pont de glace; il s'agit donc d'une valeur minimale. Cependant, cette formule permet de prévoir l'évolution (augmentation ou diminution) de la vitesse de frottement seuil, en fonction des paramètres que sont la cohésion (ϕ) et le rapport rayon de courbure de la sphère sur rayon de courbure du pont de glace.

Plus r/R augmente, plus la contrainte de frottement seuil augmente (figure 17) :

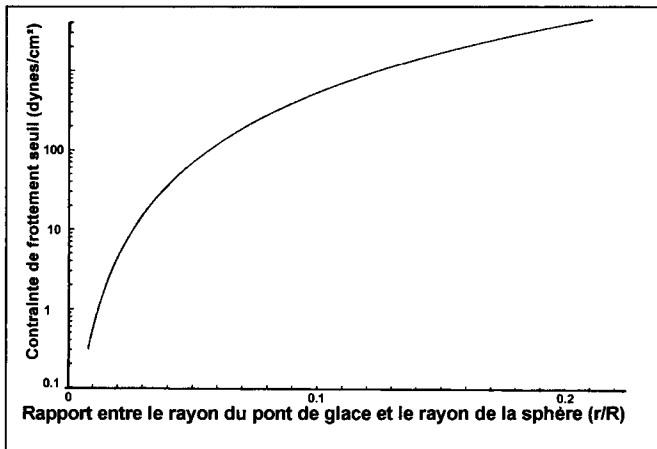


Figure 17 : variation de la contrainte de frottement seuil en fonction du rapport r/R avec $\gamma = 2,5$ et $\phi = 10$ bars (Schmidt, 1980) ($1 \text{ dyn/cm}^2 = 0,1 \text{ N/m}^2$)

✓ r/R est une fonction du temps et de la température.

Hobbs et Mason (1964) proposent la relation suivante :

$$\left(\frac{r}{R}\right)^5 = \frac{B(T)t}{R^3} \quad (54)$$

où $B(T)$ est une fonction de la température. Keeler (1969) a mesuré une croissance de $r/R=0.2$ pour une neige de 2 jours à $r/R=0.25$ 47 jours après la précipitation.

Plus la cohésion de frittage augmente, plus la contrainte de frottement seuil augmente :

✓ La cohésion de frittage est une fonction du diamètre de la sphère (tableau 4)

Rayon de la sphère R (mm)	Force de cohésion : F_p (N)		Références
	Entre deux sphères	Entre une sphère et une surface plane	
0.125		12-54 10^{-5}	Yamada et Oura (1969)
0.25		33-82 10^{-5}	Yamada et Oura (1969)
0.435		65-454 10^{-5}	Yamada et Oura (1969)
0.85	$1.5 \cdot 10^{-5}$		Nakaya et Matsumoto (1954)
1.15	$3.3 \cdot 10^{-5}$		Nakaya et Matsumoto (1954)
1.25		195-300 10^{-5}	Yamada et Oura (1969)
7.37	$158 \cdot 10^{-5}$		Hosler (1957)

Tableau 4 : force de cohésion mesurée à -5°C (Schmidt, 1980)

✓ La cohésion de frittage est une fonction de l'humidité : la surface de contact entre les grains est plus petite pour des humidités faibles ; dans le cas d'une atmosphère sèche, la cohésion atteint une valeur négligeable en dessous de -5°C (Hosler, 1957).

✓ La cohésion de frittage est une fonction de la température (figure 18)

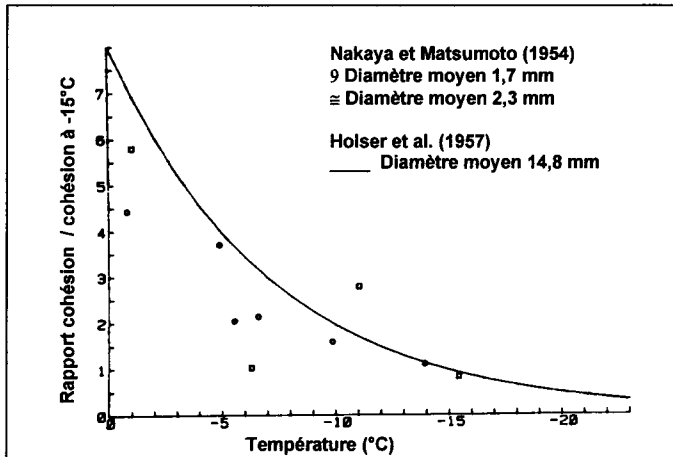


Figure 18 : variation de la cohésion normalisée de sphères de glace (mesurée juste après le contact) en fonction de la température (Schmidt, 1980)

On retiendra donc que dans le cas de la neige, la vitesse de frottement seuil dépend

plus des forces de cohésion interparticulaires que de la taille des particules. Au moment de la chute de neige, la vitesse de frottement seuil est d'autant plus grande que la température est élevée et l'humidité importante. Après la chute de neige, la vitesse de frottement seuil augmente avec le temps ; mais le taux d'accroissement décroît avec le temps et est plus faible pour les basses températures.

3.3 Conséquences au niveau de la modélisation des processus

La formulation la plus simple traduisant l'entraînement aérodynamique consiste à écrire que le nombre de particules éjectées est proportionnel à l'excès de contrainte de frottement :

$$N = \zeta (\tau - \tau_{th}) \quad (55)$$

avec N nombre de particules éjectées par unité de surface et par unité de temps, ζ constante,

τ_{th} contrainte de frottement seuil du fluide (N/m^2),

τ contrainte du fluide au niveau du lit de particules (N/m^2).

Dans sa modélisation numérique pour du sable, Anderson (1991) choisit une valeur de ζ de l'ordre de 10^5 , les grains étant éjectés avec une vitesse leur permettant d'atteindre une hauteur d'environ un diamètre de particules.

4. Mise en envol des particules : influence de la rugosité

Les différentes mesures expérimentales montrent que la vitesse de frottement seuil varie suivant l'état de surface du sol, qui est caractérisé par la rugosité.

Un raisonnement simple permet de l'expliciter.

Dans le cas d'une surface érodable lisse, la force de cisaillement seuil du fluide s'exprime par :

$$\tau_{th \text{ lisse}} = \rho U_{t \text{ lisse}}^2 \quad (56)$$

Dans le cas d'une surface érodable rugueuse (où la rugosité est constituée par des éléments non érodables), on considère d'une façon simplifiée que la contrainte (τ_{rugueux}) exercée par le fluide se répartit entre les éléments érodables (τ_e) et les éléments non érodables ($\tau_{n.e}$).

$$\tau_{\text{rugueux}} = \tau_e + \tau_{n.e} = \rho U_e^2 + \rho U_{n.e}^2 = \rho U_{\text{rugueux}}^2 \quad (57)$$

De façon plus précise, Marshall (1971) montre que :

$$\tau_{\text{rugueux}} = \frac{E}{S} + \frac{S'}{S} \tau_{n.e} \quad (58)$$

avec S surface totale au sol (m^2),
 S' surface au sol non couverte (m^2),
 E énergie dissipée par les obstacles (N/m^2).

Au seuil d'arrachement des particules, la contrainte de frottement seuil mesurée sur le terrain rugueux sera :

$$\tau_{th\ rugueux} = \rho u_{t\ rugueux}^2 = \frac{S'}{S} \rho u_{t\ lisse}^2 + \frac{E}{S} \quad (59)$$

Les vitesses de frottement seuil mesurées sur des surfaces rugueuses ($u_{\tau_{rugueux}}$) seront donc plus élevées que les vitesses de frottement seuil mesurées sur des surfaces lisses ($u_{\tau_{lisse}}$) (Gillette (1980,1982) Iversen et White, 1982).

$$u_{t\ rugueux}(D_p, z_0) = 2 \left(\frac{z_0}{D_p} \right)^{1/5} f(D_p, z_0) \quad (60)$$

En fait, la force de pression exercée sur les obstacles dépend du maître couple des obstacles (A_{st}). C'est pourquoi, il semble intéressant de faire intervenir la densité d'obstacles λ définie par le rapport de la surface des obstacles opposée au vent sur la surface au sol non couverte.

$$\lambda = \frac{n A_{st}}{S'} \quad (61)$$

où n est le nombre d'obstacles et A_{st} le maître couple moyen (m^2).

Marshall (1971) a réalisé en soufflerie des mesures du frottement global et de la pression exercée sur des obstacles (λ variant de 0.0002 à 0.2) ce qui lui permet de montrer que la fraction efficace ($\tau_e/\tau_{rugueux}$) décroît avec l'augmentation de densité d'obstacles (figure 19).

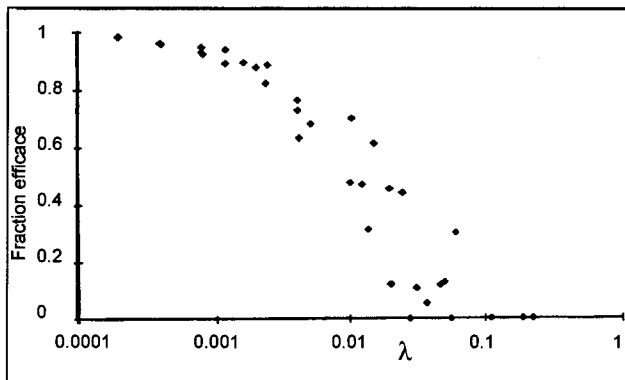


Figure 19 : variation de la fraction efficace en fonction de λ (Marshall, 1971)

Lyles et Allison (1976) propose :

$$u_{*n.e} = u_{*rugueux} \left(1 - \frac{1}{C_r} \right) \quad C_r = 1.638 + 17.04 N_{st} A_{st} - 0.117 \frac{L_y}{L_x} \quad (62)$$

avec L_y distance entre les éléments rugueux parallèlement à la direction du vent (m),
 L_x distance entre les éléments rugueux perpendiculairement à la direction du vent (m),

N_{st} nombre d'éléments rugueux par unité de surface,

A_{st} est le maître couple d'un élément rugueux (m^2).

5. Mise en envol des particules : influence de la turbulence

5.1 Mise en envol des particules et contrainte de Reynolds

L'initiation du mouvement des particules sur un lit granulaire s'effectue en réponse à un pic de la contrainte de Reynolds exercée par le fluide sur le lit de particules. Dès 1970, Grass met en évidence l'influence de la turbulence sur l'instabilité initiale d'un lit de sable dans l'eau.

Grass constate qu'il existe des dispersions dans les résultats des expériences (*Shield, White, Raudkivi*) réalisées en vue d'obtenir la contrainte de cisaillement seuil. La divergence des résultats obtenus peut provenir de la difficulté à définir la limite exacte à partir de laquelle les particules sont arrachées; il n'y a pas mise en mouvement en bloc des particules, d'où la part d'arbitraire dans le choix du point de départ.

Mais les différences observées peuvent provenir aussi de l'influence de la turbulence de l'écoulement considéré ; en effet dans les expériences réalisées, la turbulence n'apparaît qu'à travers la contrainte de cisaillement moyenne à la paroi, ce qui laisse sous-entendre que les conditions aux limites sont identiques dans toutes les expériences ; or ce n'est pas le cas (*expérience de Shield en veine liquide avec un écoulement turbulent bi-dimensionnel complètement développé, expérience de White avec un convergent, expérience de Raudkivi dans des zones de décollement*).

En fait, lorsque la vitesse d'un fluide au-dessus d'un lit de particules sans cohésion augmente suffisamment, les grains commencent à se mettre en mouvement de façon aléatoire et intermittente ; cette instabilité initiale résulte de l'interaction entre deux variables :

- ✓ pour un fluide de viscosité et de densité données, chaque grain constitutif du lit est sensible à une contrainte de cisaillement locale instantanée $\tau_{th\ inst}$ qui, si elle se produit, conduit à la mise en mouvement du grain. Du fait de la forme, du poids et de la position aléatoire des grains sur le lit, ces contraintes de cisaillement locales instantanées critiques ont une certaine fonction de probabilité. τ_{th} est la valeur moyenne de $\tau_{th\ inst}$
- ✓ pour un lit de particules données, la contrainte de cisaillement locale instantanée τ_{inst} a elle aussi une certaine probabilité de distribution, qui est fonction de la contrainte de cisaillement moyenne à la paroi, de la viscosité et la densité du fluide, et des conditions aux limites de l'écoulement. τ est la valeur moyenne de τ_{inst} .

Grass a déterminé expérimentalement :

- la fonction de probabilité des contraintes de cisaillement critiques instantanées pour différents types de sable dans un écoulement d'eau,
- la fonction de probabilité des contraintes de cisaillement pour un écoulement donné (écoulement d'eau turbulent lisse en l'absence de gradient de pression) (figure 20).

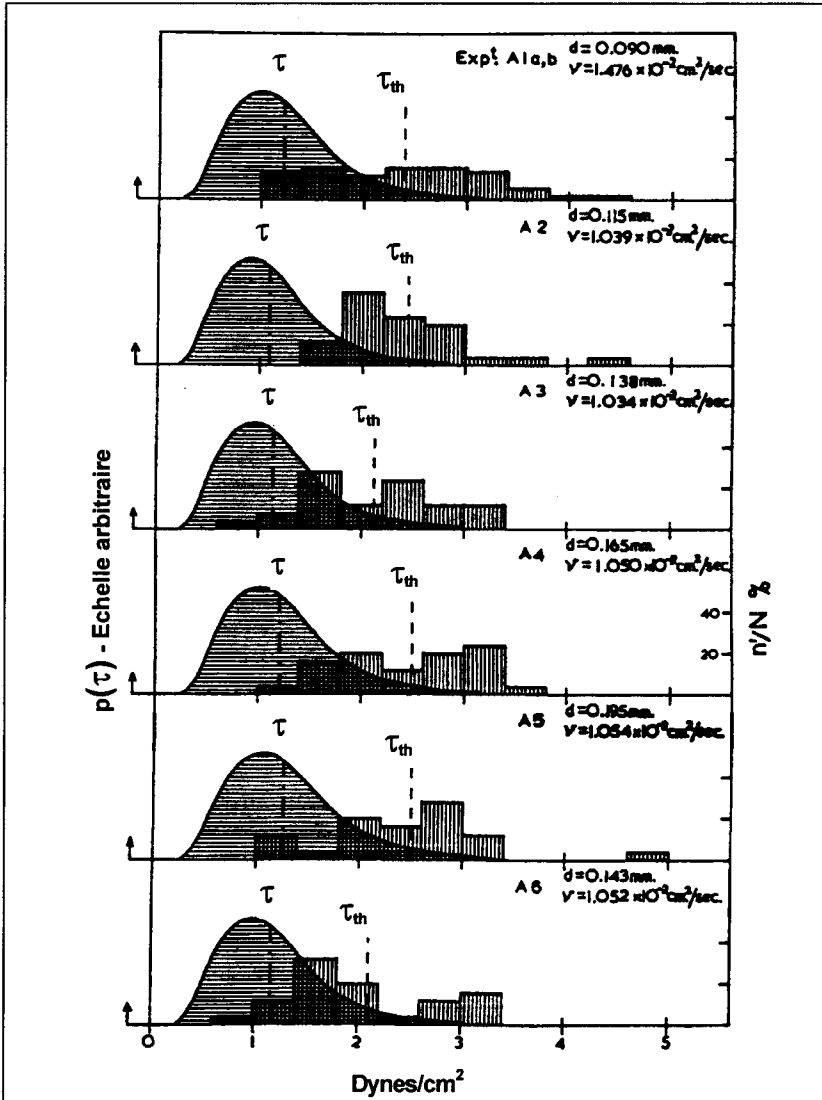


Figure 20 : fonctions de probabilité de la contrainte de frottement instantanée à la paroi et de la contrainte de frottement seuil pour différents types de matériaux (Grass, 1970)

L'un des résultats importants de cette étude a été de confirmer que la variable corrélative dominante était bien la contrainte de cisaillement locale instantanée. Par ailleurs, les résultats expérimentaux ont permis d'établir les relations suivantes :

$$\frac{\sigma_{\tau}}{\tau} \approx 0,4 \quad (63) \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_{\tau_{th}}}{\tau_{th}} \approx 0,3 \quad (64)$$

avec σ_{τ} et $\sigma_{\tau_{th}}$ écarts type.

Ainsi, on peut définir l'intersection des fonctions de densité :

$$\tau + n \sigma_{\tau} = \tau_{th} - n \sigma_{\tau_{th}} \text{ soit } \tau = \frac{\tau_{th}(1 - 0,3n)}{(1 + 0,4n)} \quad (65)$$

avec n facteur de multiplication. La valeur $n=0,625$ permet de retrouver la courbe expérimentale proposée par Shield.

Schmidt (1980) (paragraphe 3.2.2.2) avait aussi introduit la notion de turbulence par l'intermédiaire de Υ , rapport maximal entre contrainte moyenne à la paroi et contrainte instantanée à la paroi.

5.2 Production de la turbulence dans le cas d'une couche limite turbulente lisse

Nous rappelons ici la synthèse des connaissances en la matière effectuée par Cousteix (1989).

Dans une couche limite turbulente lisse, l'écoulement s'organise près de la paroi, en lanières parallèles à la vitesse extérieure, avec en alternance des lanières de faible vitesse et des lanières de plus forte vitesse. L'espacement adimensionnel λ^+ (avec $\lambda^+ = \lambda u_* / \nu$) entre les bandes de faible vitesse est de l'ordre de 100. Leur étendue longitudinale est de l'ordre de $1000 u_* / \nu$. Ces structures sont observées entre $y^+=0$ et $y^+=40$ (avec $y^+ = (y u_*) / \nu$). Les lanières à faible vitesse migrent lentement vers l'extérieur de la couche limite. Près du bord extérieur de la sous-couche visqueuse, on observe un mouvement ascendant plus prononcé : la lanière à faible vitesse oscille. Après quelques-unes de ces oscillations, on observe un brusque éclatement (*burst*). Il semble qu'un *burst* puisse se composer de plusieurs phases d'éjection rapprochées. Par ailleurs, l'éclatement en petites structures se poursuit au fur et à mesure que le fluide à faible vitesse s'éloigne de la paroi. La phase d'éjection et d'éclatement (*burst*) est suivie d'une phase pendant laquelle on observe un flux de fluide à grande vitesse dirigé vers la paroi et balayant la région de proche paroi presque parallèlement à elle-même (*sweep*). C'est l'interface de cette zone avec le fluide plus lent (*lanière à faible vitesse*) qui est instable et qui produit la zone tourbillonnaire (*figure 21*).

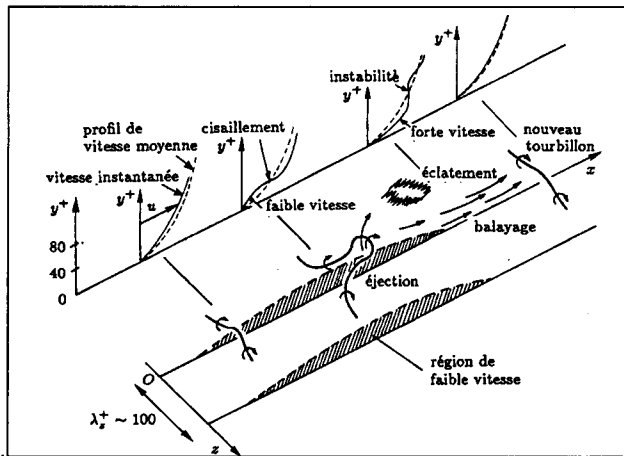


Figure 21 : modèle de production de la turbulence près de la paroi d'après Hinze (Cousteix, 1989)

On distingue aussi dans la couche limite diverses structures tourbillonnaires aux formes variées : tourbillons longitudinaux, en fer à cheval, en épingle à cheveux, en anneau. Ces formes ont été révélées par visualisation ou mesures de corrélation. Falco a proposé un modèle du processus de production de turbulence (figure 22) : la séquence démarre par la formation d'une paire de lanières à faible vitesse entre lesquelles s'établit une poche où se forme un tourbillon très intense. Autour des lanières s'établissent également des tourbillons en épingle à cheveux. Le tourbillon principal entre en interaction avec eux et induit leur soulèvement qui conduit à l'éclatement. Par ailleurs l'interaction entre les régions interne et externe peut donner lieu à la formation d'un tourbillon primaire en épingle à cheveux.

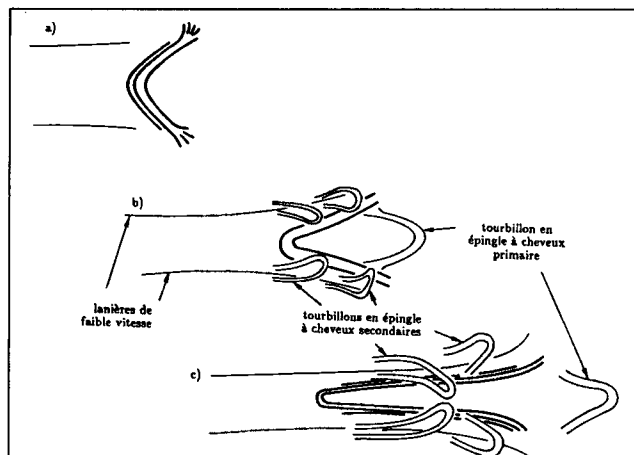


Figure 22 : modèle de production de la turbulence près de la paroi d'après Falco (Cousteix, 1989)

Les phases d'éjection et de balayage contribuent à une production intense des contraintes de Reynolds instantanées $-\rho u'v'$

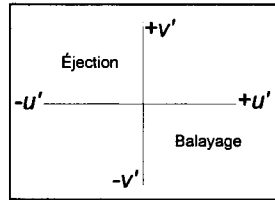


Figure 23 : phase d'éjection et de balayage

Pendant les éjections, la vitesse longitudinale est relativement faible ($u' < 0$) et le mouvement est dirigé vers l'extérieur ($v' > 0$) alors que pendant le balayage (figure 23), la vitesse longitudinale est importante ($u' > 0$) et le mouvement est dirigé vers l'intérieur ($v' < 0$).

Entre ces phases, la corrélation $u'v'$ est positive ; la production est donc négative. D'après Falco, le tourbillon primaire en épingle à cheveux peut produire des contraintes de Reynolds instantanées de fort niveau; mais il est peu fréquent.

5.3 Extension au cas d'une couche limite turbulente rugueuse

Le modèle précédemment décrit nécessite implicitement l'existence d'une sous-couche limite visqueuse dans laquelle les lanières à faible vitesse peuvent prendre naissance et monter vers l'extérieur de la couche limite (cas de la couche limite turbulente lisse). Cependant, on peut se poser la question suivante : le modèle peut-il encore s'appliquer lorsqu'il émerge de la surface des formes ou des grains de rugosité appréciable qui conduisent à une suppression ou une interruption de la sous-couche visqueuse ?

Pour tenter de répondre à la question, Best (1993) a fait une synthèse des connaissances sur la structure de la couche limite à proximité d'une paroi rugueuse.

5.3.1 Rugosité et lanières à faible vitesse

Grâce à la technique des bulles d'hydrogène, Grass (1971) a visualisé la structure de l'écoulement d'eau sur un lit de particules sphériques unimodales dont le diamètre pouvait atteindre 12 mm. Il distingue ainsi deux zones :

- ✓ une zone perturbée située à proximité du lit de particules, zone qui est dominée par les effets de décollement autour des éléments de rugosité,
- ✓ une zone située au-dessus de la première, dans laquelle les perturbations liées à la rugosité sont faiblement marquées et où se forment des lanières à faible vitesse avec $\lambda/h_s = cst$ (où h_s est la hauteur des rugosités).

Cette expérience pourrait donc laisser à penser que la structure en lanières à faible vitesse persiste sur des parois rugueuses.

5.3.2 Influence des tourbillons de Kelvin-Helmoltz

La précédente configuration (*ratio h_g/Y (rugosité sur hauteur d'eau), densité et arrangement des rugosités*) rend difficile l'interprétation des résultats. En effet, les éléments de rugosité qui émergent dans le fluide peuvent générer une série d'instabilités de Kelvin-Helmoltz, le long de la zone de décollement. De plus, l'enroulement de la couche limite autour de la rugosité génère des tourbillons en fer à cheval qui ne sont cependant pas les mêmes que ceux issus de la couche limite turbulente lisse (*Clifford, 1991*).

L'étude de Nowell et Church (1979) sur l'influence des rugosités sur l'écoulement dans un canal est, à ce titre, plus complète. Elle fait apparaître l'existence de trois zones (*figure 24*) :

- ✓ une région interne ($y/Y < 0,1$) dont le comportement dépend de la rugosité des éléments,
- ✓ une région de sillage ($0,1 < y/Y < 0,35$) qui est dominée par le lâchage des tourbillons du pourtour de l'obstacle,
- ✓ une région externe ($y/Y > 0,35$) où l'intensité turbulente décline de façon monotone en direction de la surface libre.

En effet la densité des éléments de rugosité joue un rôle essentiel sur le profil de vitesse et de turbulence. On peut ainsi définir trois classes de densité :

- ✓ les rugosités isolées : c'est dans cette configuration que la turbulence au niveau du lit est la plus importante (*les tourbillons lâchés à partir de la zone de décollement atteignent le sol*),
- ✓ les rugosités avec interaction de sillages : dans ce cas les instabilités de Kelvin-Helmoltz peuvent interagir,
- ✓ les rugosités "lisses" où le développement de la zone de décollement derrière chaque obstacle est limité par la présence de la rugosité suivante.

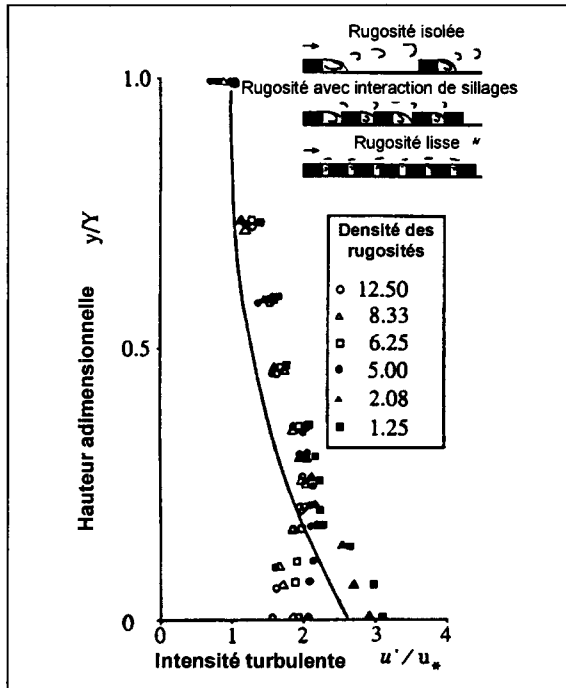


Figure 24 : influence de la densité de rugosité sur les profils d'intensité de turbulence (Nowell et Church, 1979)

À partir de visualisations, Kirkbride (1993) a montré le lâcher des tourbillons et leur advection en direction de la surface libre (figure 25).

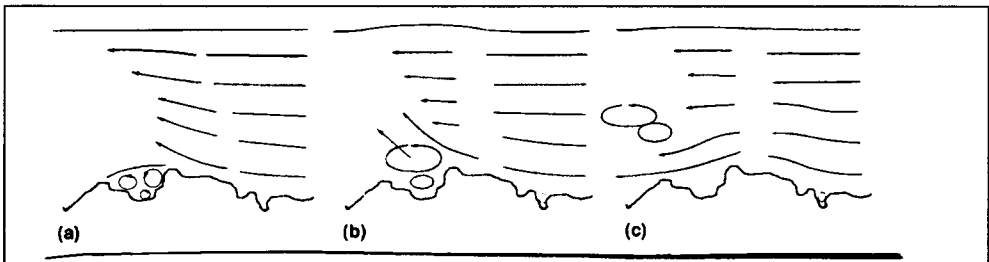


Figure 25 : lâcher des tourbillons (d'après Kirkbride, 1993)

La fréquence f de lâcher peut être reliée aux caractéristiques du flux par l'intermédiaire du nombre de Strouhal S_t :

$$S_t = \frac{(fH)}{U} \tag{66}$$

avec H taille de l'obstacle (m),
 U vitesse moyenne du fluide (m/s).

Le nombre de Strouhal a une valeur caractéristique de 0,2 pour des faibles nombres de Reynolds mais peut atteindre une valeur de 0,4 pour des nombres de Reynolds plus importants. Donc à partir de la fréquence de lâcher des tourbillons, on peut connaître la taille de l'obstacle (Clifford, 1991) :

$$H = \frac{(0,2U)}{f} \quad (67)$$

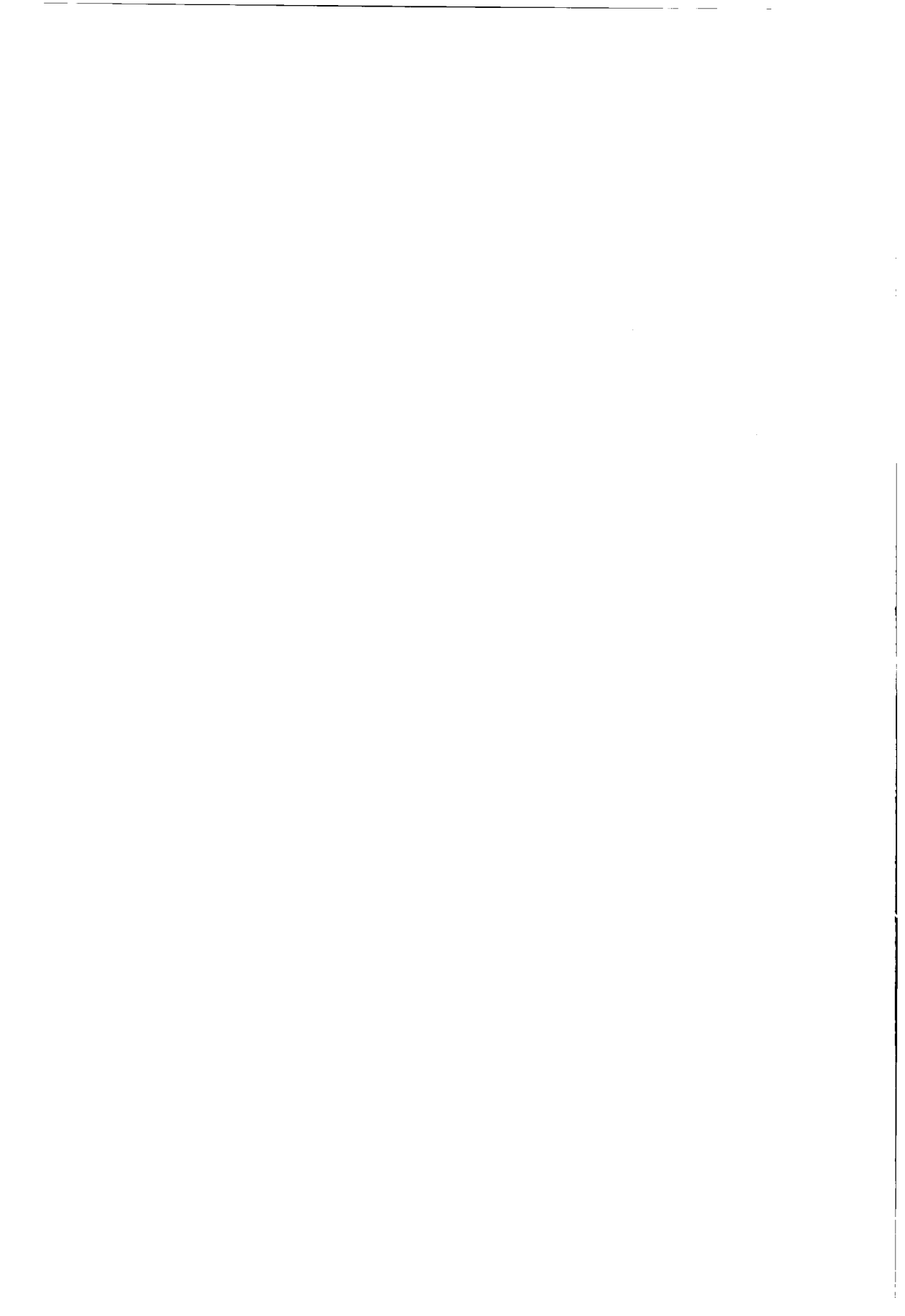
Bien que cette approche soit raisonnable pour des configurations simples, elle devient plus problématique, à partir du moment où les fluctuations de vitesse donnent lieu à une large gamme de tailles de tourbillons en présence d'une large gamme de tailles de grains. Il est donc difficile d'utiliser le nombre de Strouhal pour des écoulements géophysiques.

Par ailleurs, plusieurs études (Müller et Gyr, 1982, 1986) ont montré que le processus de génération de tourbillons derrière des dunes formées sur un lit de particules, était étroitement lié au processus de lâcher de tourbillons dans la zone de décollement. Des visualisations ont permis de montrer que les gros tourbillons qui peuvent atteindre la surface du fluide doivent leur origine aux instabilités aux interfaces des couches de cisaillement et non à la montée des bandes lentes.

Beaucoup d'expérimentateurs ont remarqué que l'arrivée des *bursts* au niveau de la surface du fluide se traduisait par des concentrations de sédiments en suspension plus important. Lapointe (1992) a montré la très étroite relation entre le flux important et périodique de particules en suspension et la signature (figure 21) correspondant aux éjections. Cette signature correspond aux lâchers de tourbillons derrière des dunes (Rood et Hickin, 1989). Cependant, Lapointe ne peut différencier (la signature étant identique) les effets des lâchers des tourbillons des éventuels *bursts* de couche limite. Toutefois, d'après les visualisations derrière des dunes et d'après les études de *bursts* derrière des éléments isolés, l'opinion générale penche en faveur d'un *burst* ayant comme origine des instabilités de Kelvin-Helmoltz derrière des grains de taille suffisante ou diverses formes de rugosité (liée ou non à la déformation du lit de particules). Même si les mécanismes précis de génération ne sont pas les mêmes, la dynamique d'entraînement des particules est similaire pour les écoulements lisses et les écoulements rugueux.

Caractéristiques des grains, rugosité de surface et turbulence de l'écoulement ont une influence sur la vitesse de frottement seuil d'arrachement des particules. Il est vraisemblable que le caractère instationnaire du vent va lui aussi jouer un rôle.

Chapitre 3 – Les différents modes de transport éolien



L'étude du transport éolien de particules (*neige et sable*) fait apparaître trois modes différents de déplacement :

- reptation (*charriage*),
- saltation,
- diffusion turbulente (*suspension*),

C'est Bagnold (1941) qui, le premier (*bien qu'il reprenne à G. Gilbert (1914) la dénomination "saltation"*), a fait clairement apparaître cette classification dans son livre "*The Physics of blown sand and desert dunes*" publié la première fois en 1941 et qui reste un ouvrage de référence comme le montrent ses nombreuses rééditions.

Cependant des avancées importantes ont été effectuées ces dix dernières années grâce au développement des moyens de calcul qui ont permis une approche numérique. Pour le sable, les travaux d'Anderson et Haff ainsi que ceux de Mc Ewan et Willet font référence. Mais les données concernant la neige restent encore incomplètes.

1. La théorie classique du transport de particules

1.1 Saltation

Dans le cas de la saltation (*ou mouvement par saut*), les particules sont éjectées du lit de particules avec une vitesse initiale quasiment verticale pour retomber sous l'action de la gravité avec une vitesse finale approximativement horizontale (*entre 10° et 16° suivant la taille du grain, la hauteur de la trajectoire et la vitesse du vent*) (*figure 26*). Une fois le mécanisme amorcé, il faut distinguer le processus de saltation sur sol dur (*particules au sol non mobilisable*) et sur lit de particules mobilisables.

Lorsqu'un grain en saltation atteint une surface gelée ou un sol constitué de rochers ou de cailloux (*particules non mobilisables*), la particule peut rebondir avec une élasticité presque parfaite et atteindre ainsi une hauteur aussi importante que celle observée lors de la précédente trajectoire de saltation.

Lorsqu'un grain en saltation atteint un lit de particules mobilisables, une partie de l'énergie disponible est utilisée pour éjecter d'autres particules et/ou continuer la saltation. Cependant la majeure partie de l'énergie est dissipée par réarrangement des grains à la surface.

La plupart des observateurs considèrent que l'essentiel du transport par saltation s'effectue entre 0,1 et 1 mètre de hauteur (*photographies 13, 14, 15*).

C'est principalement la saltation (*pure et modifiée*) qui provoque des accumulations locales de neige ou de sable car c'est cette zone d'interface entre le sol et la couche de suspension (*cf paragraphe 1.3*) qui est la plus chargée en particules; par ailleurs, la saltation serait responsable des deux autres modes de transport de particules par le vent (*reptation et suspension*) et serait donc nécessaire pour amorcer l'érosion éolienne.

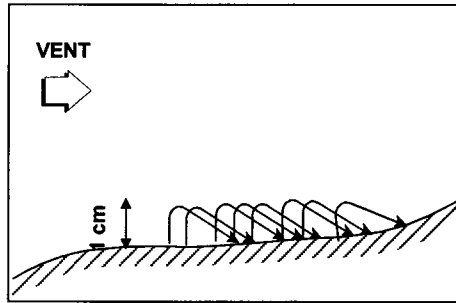


Figure 26 : saltation

1.1.1 Équation de la trajectoire de saltation

1.1.1.1 Équation simplifiée

Nous présentons dans un premier temps l'équation classique de saltation (Hunt et Nalpanis, 1986), utilisée dans les modélisations numériques (Anderson et Haff, McEwan et Willets, 1991). Les forces principales agissant sur une particule soumise à l'action du vent sont (figure 27) :

- le frottement aérodynamique F_T (ou force de traînée, la portance étant négligée) opposée à la vitesse relative de la particule (décomposée en une force F_H horizontale due à l'action du vent et une force F_V verticale due au mouvement ascendant et descendant de la particule),
- la force de gravité P .

Les forces de portance et force de Magnus sont négligées.

La vitesse moyenne de la particule a pour composantes u_p suivant l'axe Ox et v_p suivant l'axe Oy .

La vitesse relative V_R de la particule a pour composantes $u_p - \bar{u}$ suivant l'axe Ox et v_p

suivant l'axe Oy . Sa norme est donc : $\sqrt{(u_p - \bar{u})^2 + v_p^2}$.

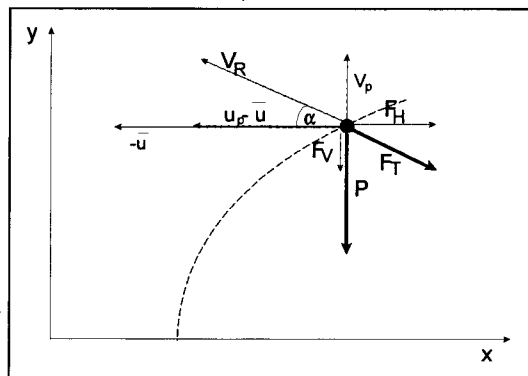


Figure 27 : forces agissant sur une particule soumise à l'action du vent

Les équations du mouvement de la particule sont donc les suivantes :

$$\text{suivant } x : \quad M \frac{du_p}{dt} = F_T \cos \alpha \quad (68)$$

$$\text{suivant } y : \quad M \frac{dv_p}{dt} = -F_T \sin \alpha - P \quad (69)$$

où F_T force de traînée de sens opposé à la vitesse vectorielle \vec{V}_R :

$$F_T = \frac{C_D \rho \pi D_p^2 V_R^2}{8} \quad (70)$$

avec C_D coefficient de traînée et M masse de la particule (kg).

Les équations (68) et (69) deviennent :

$$\text{suivant } x : \quad M \frac{du_p}{dt} = -\frac{C_D \rho \pi D_p^2}{8} V_R (u_p - \bar{u}) \quad (71)$$

$$\text{suivant } y : \quad M \frac{dv_p}{dt} = -\frac{C_D \rho \pi D_p^2}{8} V_R v_p - Mg \quad (72)$$

Toute particule décrivant cette trajectoire suit un mouvement dit de saltation.

Soit R_N le nombre de Reynolds de la particule $R_N = \frac{V_R D_p}{\nu}$ alors les coefficients de traînée sont donnés par les relations suivantes (tableau 5) :

R_N	C_D	R_N	C_D
$R_N < 0,1$	$C_D = \frac{24}{R_N}$	$100 < R_N < 10^3$	$C_D = \frac{98,33}{R_N} - \frac{2778}{R_N^2} + 0,3644$
$0,1 < R_N < 1$	$C_D = \frac{22,27}{R_N} + \frac{0,0903}{R_N^2} + 3,69$	$10^3 < R_N < 5 \cdot 10^3$	$C_D = \frac{148,62}{R_N} + \frac{4,75 \cdot 10^4}{R_N^2} + 0,357$
$1 < R_N < 10$	$C_D = \frac{29,1666}{R_N} - \frac{3,8889}{R_N^2} + 1,222$	$5 \cdot 10^3 < R_N < 10^4$	$C_D = \frac{490,546}{R_N} + \frac{57,87 \cdot 10^4}{R_N^2} + 0,46$
$10 < R_N < 100$	$C_D = \frac{46,5}{R_N} - \frac{116,67}{R_N^2} + 0,6167$	$10^4 < R_N < 5 \cdot 10^4$	$C_D = \frac{1662,5}{R_N} + \frac{5,4167 \cdot 10^4}{R_N^2} + 0,5191$

Tableau 5 : détermination du coefficient de traînée (Morsi et Alexander, 1972)

1.1.1.2 Équation complète

✓ Force de portance

La force de portance est due à la dissymétrie de la répartition des vitesses sur une particule. Elle est perpendiculaire à la vitesse relative de la particule et donc aussi à la force de traînée.

$$F_P = 1,615 \mu V_R D_p^2 \left(\frac{1}{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^{1/2} \quad (73)$$

Cette expression est vérifiée si les deux conditions suivantes sont respectées :

$$R_N \gg \sqrt{R_G} \quad (\text{avec } R_G = \frac{D_p^2 \partial \bar{u}}{v^4 \partial y}) \quad \text{et } R_G \gg 1$$

En posant $C_L = \frac{4,114 v^{1/2}}{V_R} \left(\frac{1}{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^{1/2}$ l'équation (73) devient :

$$F_P = \frac{C_L \rho \pi D_p^2 V_R^2}{8} \quad (74)$$

✓ Force de Magnus

Le gradient de vitesse de l'écoulement appliquée à la particule induit la rotation de cette dernière dont l'effet n'est pas négligeable sur la trajectoire résultante (White, 1965).

Dans le cas d'un écoulement monodimensionnel, on obtient :

$$F_M = \frac{\pi}{8} D_p^3 \rho V_R \left(\frac{d\theta_p}{dt} - \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (75)$$

L'expression de θ_p (angle de rotation de la particule) est donnée par l'intégration de l'équation du mouvement :

$$I_p \frac{d^2 \theta_p}{dt^2} = \pi \mu D_p^3 \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \frac{d\theta_p}{dt} \right) \quad (76)$$

avec I_p moment d'inertie de la particule (kgm^2)

✓ Force due au gradient de pression

White (1965) indique que la force due au gradient de pression s'exprime de la façon suivante :

$$\vec{F}_{gp} = - \frac{\pi}{8} D_p^3 \vec{\nabla} p \quad (77)$$

Cette force est négligeable pour un écoulement monodimensionnel ; cela pourrait ne plus être le cas pour les écoulements à recirculation.

1.1.2 Caractéristiques de la trajectoire de saltation (figure 28)

Il est possible de résoudre numériquement les équations (71) et (72) en connaissant les caractéristiques de la particule, la vitesse initiale d'éjection (V_i) de la particule et la vitesse de l'écoulement dans la couche de saltation.

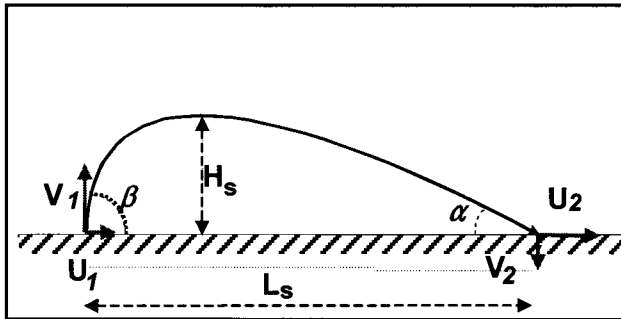


Figure 28 : trajectoire caractéristique de saltation

La vitesse de l'écoulement dans la couche de saltation est supposée constante et égale à la vitesse au sommet de la trajectoire ; cette dernière a été déterminée par Owen (1964). Cependant il est intéressant d'avoir dès à présent quelques ordres de grandeur.

✓ Vitesse d'éjection

La particule étant éjectée par un grain dont la vitesse d'impact est contrôlée par u_* , Bagnold a émis l'hypothèse suivante : la vitesse initiale d'éjection est quasi-verticale et proportionnelle à u_* .

$$V_1 = B u_* \quad (78)$$

avec B , coefficient d'impact qui dépend de la nature des particules.

$B=0,8$ pour du sable uniforme (Bagnold, 1941),

$B=1,5$ pour de la neige (Mellor et Radok, 1968),

$B=0,25+U_F/u_*$ (Owen, 1964).

U_F désigne la vitesse de chute de la particule (m/s).

✓ Angle d'éjection

Bagnold (1941) puis Owen (1964) ont considéré une éjection quasi-verticale (voir figure 26). Mais White et Schulz (1979) puis Willets et Rice (1986) ont montré expérimentalement avec du sable, que les particules qui rebondissent sont éjectées avec un angle de 50° par rapport à l'horizontale. Les mesures expérimentales avec de la neige en soufflerie de Kikuchi (1981) confirment cet ordre de grandeur. Cependant Willets (1983) montre que la forme de la particule a une influence sur la trajectoire de saltation. En étudiant la saltation de deux sables B (quartz) et A (67% de carbonate avec forte proportion de grains plats) de densités semblables (respectivement 2.64 et 2.68), de mêmes diamètres médians (0.3 mm) mais de formes différentes (sphéricité respectivement de 0.59 et de 0.73), Willets montre que dans le cas du sable B (forte proportion de grains plats) l'angle d'éjection par rapport à l'horizontale est plus faible que dans le cas de A. Les trajectoires sont par ailleurs plus longues et plus plates (figure 29).

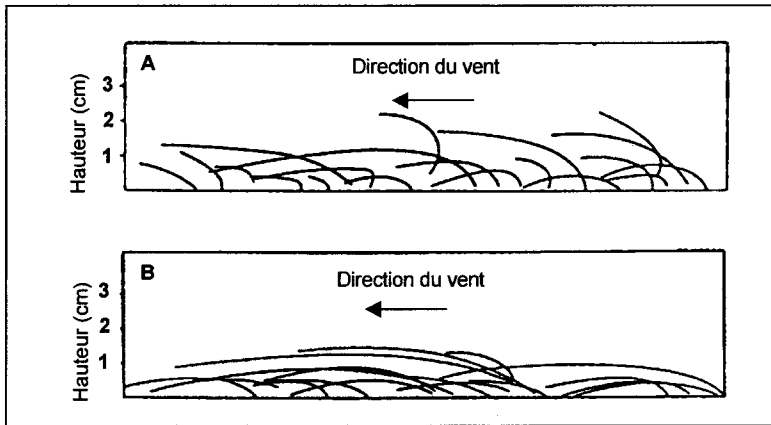


Figure 29 : trajectoire de saltation pour les sables A et B (Willets, 1983)

On peut attribuer cette différence de comportement à la différence des mécanismes d'éjection du sable A et du sable B (paragraphe 2.1.3.1).

✓ **Hauteur de la trajectoire H_s**

En négligeant la force de frottement de l'air (*traînée+portance*), Kawamura (1948, 1951) a montré que la hauteur de la trajectoire de saltation était de la forme :

$$H_s = \frac{V_i^2}{2g} \quad (79)$$

Anderson et Hallet (1986) ont montré que cette approximation conduisait à des erreurs de 10 à 20%.

White et Magnus (1977) ont montré que la force ascensionnelle due à l'effet Magnus était importante pour la saltation, ce qui conduisait à $H_s > V_i^2/2g$. Mais Maneo (1979) rapporte que H_s n'excède jamais $V_i^2/2g$. Kikuchi (1981), dans une étude de la saltation de la neige en soufflerie, montre que la hauteur de la saltation correspond relativement bien à $V_i^2/2g$. Pour la neige, Pomeroy (1988) reprend une formulation proposée par Owen (1980, non publiée) qu'il teste à partir des mesures de Kikuchi; il obtient ainsi la formulation suivante :

$$H_s = 1,6 \frac{u^2}{2g} \quad (80)$$

H_s est proportionnel au carré de la vitesse initiale, donc au carré de la vitesse de frottement. Ainsi, pour une vitesse de frottement de 60 cm/s, l'ordre de grandeur de la hauteur maximale de la trajectoire moyenne est de l'ordre de 3 cm pour de la neige (*formulation de Pomeroy*) et de 1 cm pour du sable (*formulation de Bagnold*). Les ordres de grandeur diffèrent de 10 cm à 1 m annoncés précédemment. Il est vrai qu'il s'agit là d'une trajectoire moyenne, pour de la neige et pour une vitesse de frottement de 23 cm/s. Kikuchi (1980) a obtenu des hauteurs de saltation variant de 6,5 cm à 38,7 cm. Cependant, il est clair qu'il est difficile de distinguer à l'oeil nu la séparation entre saltation et diffusion turbulente. De ce fait, les observateurs considèrent souvent la saltation comme le phénomène pour lequel la concentration

en particules est non négligeable. Il s'agit donc en fait de saltation et de diffusion turbulente.

Cependant, il ne faut pas confondre hauteur moyenne de saltation et hauteur de l'interface saltation / diffusion turbulente (*figure 86 p 159*).

✓ **Longueur de la trajectoire L_s**

Pour la saltation des grains de sable, Bagnold (1941) considère que la longueur de la trajectoire est de l'ordre de 10 fois la hauteur.

En considérant que la portance est négligeable et que la traînée est constante on montre que :

$$L_s = \frac{V_1(U_1 + U_2)}{g} \quad (81)$$

✓ **Angle d'impact**

L'angle d'impact est de l'ordre de 10 à 15° par rapport à l'horizontale pour le sable (*Anderson et Haff, 1991*) et de 10 à 20° pour la neige (*Kikuchi, 1986*)

✓ **Vitesse de saltation U_s**

U_s vitesse de saltation est la vitesse moyenne horizontale des particules dans la couche de saltation. Pomeroy et Gray (1990) ont plus particulièrement étudié son expression dans le cas de la neige. Leur raisonnement est le suivant :

Maneo (1979) a montré que dans la phase ascendante, la vitesse horizontale des particules augmentait pour atteindre la vitesse du fluide et que dans la phase descendante, la décélération s'effectuait lentement. Donc la vitesse de saltation est approximativement proportionnelle à la vitesse du fluide dans la couche de saltation. Bagnold (1941) (*chapitre 4, paragraphe 2.1.1*) a montré que pendant une période de transport, les profils verticaux de vitesse de vent ont un point focal commun situé à l'intérieur de la couche de saltation et que la vitesse du vent en-dessous de ce point focal est relativement uniforme. La vitesse du vent, à la hauteur du point focal correspond à une valeur seuil U_t . Par conséquent, la vitesse de saltation est proportionnelle à la vitesse de frottement seuil.

$$U_s = c \cdot u_t \quad (82)$$

L'expression de U_s est utilisée pour la détermination de Q_s (kg/ms), débit de particules dans la couche de saltation (128). Ceci permet à Pomeroy et Gray de déterminer expérimentalement (à partir de la mesure de Q_s) la valeur de c ($c=2,8$).

✓ **Temps de saltation T_s**

De même que pour la hauteur de la trajectoire, la prépondérance de la gravité par rapport à la portance suivant la verticale, permet d'estimer le temps de saltation avec une erreur de 10 à 20% (*Anderson et Hallet, 1986*) par la formule :

$$T_s = \frac{2V_1}{g} \quad (83)$$

1.1.3 Influence de la turbulence sur la trajectoire de saltation

Anderson (1987) a introduit des modifications aléatoires dues aux fluctuations de l'écoulement, dans ses calculs de trajectoires. Pomeroy (1988) a montré, que dans le

cas de la neige, l'inertie limitait de façon importante, l'accélération des particules due à la contrainte de Reynolds à proximité de la surface. Les déviations sont significatives lorsqu'il s'agit de petites particules à des vitesses de fluide élevées. Il montre que la variance de la vitesse d'une particule de neige d'un rayon de 100 μm est de 30% inférieure à la variance de la vitesse d'une particule fluide dans les 40 premiers millimètres de la couche atmosphérique. Ainsi, il en conclut, que la plupart des particules en saltation dans les premiers centimètres de la couche limite atmosphérique ne sont pas grandement affectées par la turbulence.

1.2 La surface en reptation

C'est sans doute le mécanisme qui a été le moins étudié, du fait de la faible hauteur sur laquelle se produit le phénomène ce qui entraîne des difficultés d'observation. Dans son ouvrage, Bagnold en fait cependant une description très précise : la majeure partie de l'énergie disponible des grains en saltation est dissipée par frottement entre les grains de surface ce qui conduit à une reptation lente, les grains étant projetés vers l'avant. À vitesse lente, ces particules sont perçues comme avançant par à-coups, quelques millimètres à la fois. Lorsque la vitesse du vent augmente, la distance parcourue s'allonge et de plus en plus de grains se mettent en mouvement : le lit de particules apparaît comme rampant lentement d'où le terme de reptation. Bagnold souligne le fait qu'il est parfois difficile de distinguer ce type de mouvement d'une saltation qui aurait une trajectoire courte. Mais il insiste sur la différence fondamentale entre ces deux types de transport : les grains en saltation reçoivent leur quantité de mouvement du fluide lorsqu'ils ont émergé dans la couche du fluide alors que les grains en reptation ne reçoivent leur quantité de mouvement que des impacts de saltation.

Il n'y a donc pas dans ce cas de saut de particules; les particules de plus grandes dimensions roulent ou glissent au ras du sol (*figure 30*). Et c'est la saltation qui est donc responsable de la reptation. Bagnold avait estimé que la proportion de sable se déplaçant par reptation était de l'ordre du quart ou du cinquième de la totalité des grains transportés. Cependant, la reptation permet de mettre en mouvement des grains 200 fois plus gros que ceux intervenant dans le processus de saltation mais se déplaçant à des vitesses moindres que les grains en saltation.

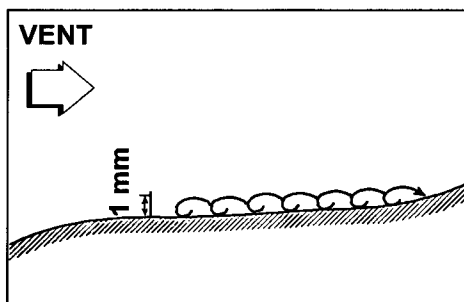


Figure 30 : reptation

La reptation est responsable du comblement des petites dépressions (*traces de pas...*) et intervient également dans la formation et la migration des ondulations de surface de neige.

1.3 Diffusion turbulente

Dans le cas de la diffusion turbulente, les particules se déplacent sans toucher le sol (*figure 31*). Bagnold considère que les grains de sable sont en général trop gros pour être transportés par suspension vraie. Mais le mouvement des grains légers peut approcher la suspension, pour des vitesses de vent élevées : les tourbillons peuvent stopper la descente des grains en saltation en les obligeant à prolonger leur trajectoire avant de toucher de nouveau le sol (*photographies 12, 13, 14 et 15*).

Sur ce dernier point, Guyot (1969) est en désaccord. Il affirme que, une fois parvenues dans la couche limite turbulente, les particules peuvent être soulevées sur de très grandes hauteurs; ainsi il suffit que la composante verticale du vent soit de l'ordre de 1 à 1,5 m/s pour que beaucoup de particules de sable de 0,02 mm à 0,1 mm soient emportées. C'est ainsi que par exemple, le sable du Sahara parvient parfois en Europe après avoir traversé la Méditerranée. Dans le cas du transport de la neige par le vent, la sublimation des cristaux ne leur permet pas de parcourir de telles distances (*la distance maximale de transport est de l'ordre du kilomètre*).

Quoiqu'il en soit, les fines particules ne peuvent être transportées que si elles ont été préalablement projetées dans l'air par le rebondissement de grains, eux-mêmes en saltation ou par une autre cause de perturbation (*passage de troupeaux ou de véhicules dans les zones sableuses*).

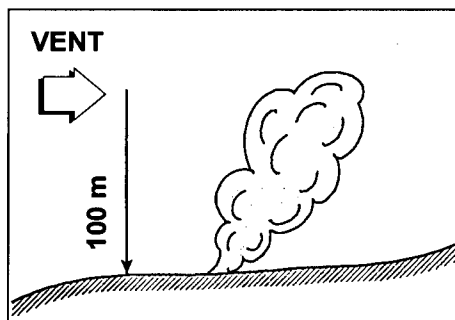


Figure 31 : diffusion turbulente

2. Les dernières¹ avancées théoriques en matière de transport de particules

2.1 Saltation : la "fonction splash"

2.1.1 Approche expérimentale

L'air étant un fluide à faibles densité et viscosité, sa capacité à arracher les particules est plutôt faible. Bien que la saltation éolienne soit initiée par des forces aérodynamiques, ce sont donc les impacts ultérieurs des grains en saltation qui apparaissent comme responsables de la plupart des éjections des grains dans l'air. L'interaction grain/surface ne peut être décrite que de façon statistique; chaque impact ne peut être connu de façon exacte en fonction de la topographie locale, de la surface du lit, et de la disposition des grains. Cette description statistique correspond à la fonction *splash* (Mitha, 1986, Werner et Haff, 1986-1987) : elle permet de déterminer le nombre de particules éjectées (incluant les rebonds) et la densité de probabilité de la vitesse d'éjection pour une distribution donnée de vitesse d'impact.

2.1.1.1 Expériences de Mitha (1986)

Pour quantifier l'effet de l'impact d'un grain, Mitha (1986) a défini le nombre N_{ke} comme étant le rapport entre l'énergie cinétique d'un grain de diamètre D_{im} arrivant au niveau du lit de particules avec une vitesse V_{im} et l'énergie nécessaire pour extraire un grain similaire de diamètre D_p du lit de particules.

$$N_{ke} = \left(\frac{D_{im}^3}{D_p^3} \right) \frac{V_{im}^2}{gD_p} \quad (84)$$

Ainsi pour des valeurs caractéristiques de transport ($u=0,5$ m/s, $D_p=0,25$ mm, $V_{im}=1$ à 5 m/s, $D_{im}/D_p=1$), N_{ke} varie de 400 à 10000. Même si seule une petite fraction de l'énergie cinétique est disponible, il peut y avoir éjection d'une grande quantité de grains après l'impact d'un seul grain. Afin de comprendre de quelle façon se répartissait l'énergie d'impact entre les grains ricochet et les grains éjectés, Mitha a réalisé des expériences en envoyant une bille d'acier de diamètre 4 mm (angle d'impact 17° , vitesse d'impact 21 m/s) sur un lit de billes d'acier identiques. Ces impacts à haute énergie ($N_{ke}=10000$) provoquent 2 groupes identiques de trajectoires (figure 32) :

- ✓ un seul rebond à haute énergie, en général le grain lui même; L'angle d'éjection moyen des grains à haute énergie est significativement plus grand que l'angle d'impact, comme c'est le cas pour la saltation. La probabilité pour qu'un grain rebondisse est de 0,94,

¹ Les notions présentées dans ce paragraphe ont été développées à partir des années 1985 principalement par R. Anderson, I.K McEwan, P.K. Haff, M.A. Rice, B.B Willets.

- ✓ de l'ordre de 10 éjections à basse énergie avec des vitesses d'éjection d'une valeur plus faible que la vitesse d'impact. Les particules éjectées à basse énergie émergent peu de temps après l'impact, à partir d'une région d'une largeur de dix fois le diamètre du grain centré légèrement sous le vent du point d'impact.

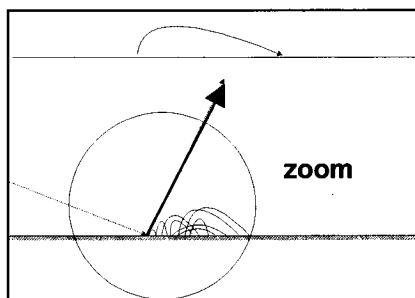


Figure 32 : sauterie (particule à haute énergie) et reptation (particules à basse énergie)

Pour les particules à basse énergie, la vitesse d'éjection moyenne est de 3% de la vitesse d'impact ; il en résulte que les éjections à basse énergie mobilisent 1% de l'énergie cinétique disponible alors que la trajectoire à haute énergie résultante est de 60% de l'énergie cinétique disponible. La fraction restante d'énergie d'impact est dissipée par les déformations inélastiques des grains du lit.

2.1.1.2 Expériences de Willets et Rice (1986)

Les résultats des expériences de Willets et Rice (1986) concordent avec ceux de Mitha. Dans ce cas, les auteurs ont réalisé des expériences avec du sable en soufflerie. Les collisions avec le lit de particules se traduisent typiquement par un grain qui ricoche et un nombre important de nouveaux grains éjectés. Le grain qui ricoche quitte la surface avec une vitesse d'environ les 2/3 de la vitesse d'impact et un angle considérablement plus grand que l'angle d'impact (25° pour 12°). Environ 10 grains sont éjectés par impact avec une vitesse d'éjection moyenne de l'ordre de 10% de la vitesse d'impact.

Les résultats de ces expériences ont été formalisés afin de pouvoir être utilisés dans une modélisation numérique (McEwan et Willets, 1991).

Les données représentées ci-dessous correspondent à l'observation de 98 collisions d'un grain de taille moyenne sur un lit de particules de trois types (fin (150-250 μm), moyen (250-355 μm), grossier (355-600 μm)).

✓ le rebond de particules

On constate qu'il y a une dépendance quasi-linéaire entre vitesse d'impact et vitesse de rebond.

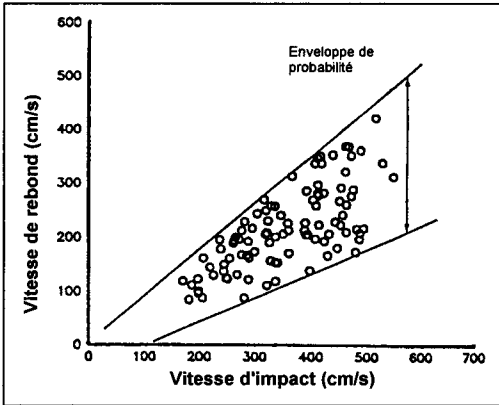


Figure 33 : relation entre la vitesse d'impact et la vitesse de rebond (Mc Ewan et Willets, 1991)

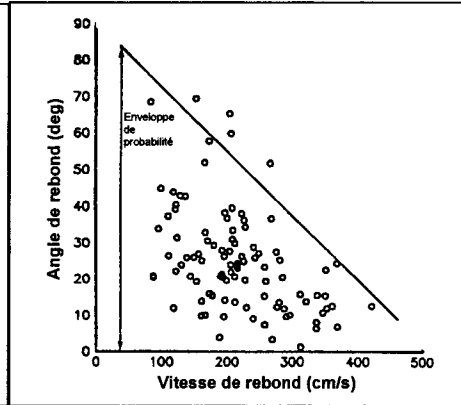


Figure 34 : relation entre la vitesse de rebond et l'angle de rebond (Mc Ewan et Willets, 1991)

Sur la figure 33, le coefficient de corrélation de l'enveloppe est de 0,71 et la courbe s'ajustant au mieux à un gradient de 0,57 (la vitesse de rebond est de 50 à 60% de la vitesse d'impact). La figure 34 montre que l'angle de rebond décroît lorsque la vitesse de rebond croît. Ainsi, en connaissant la vitesse d'impact d'un grain on peut déterminer le vecteur vitesse du grain ricochet. L'enveloppe de la figure 33 permet de déterminer la norme du vecteur vitesse de rebond et, connaissant cette norme, l'enveloppe de la figure 34 permet de déterminer l'angle de rebond. Les positions précises des points sont déterminées par un nombre aléatoire ayant une probabilité uniforme au sein de l'enveloppe. Les expériences de Willets et Rice n'ont pas permis de déterminer la probabilité de rebond; c'est pourquoi McEwan et Willet utilisent la probabilité de 0,96 déterminée par Mitha.

✓ **l'éjection de particules**

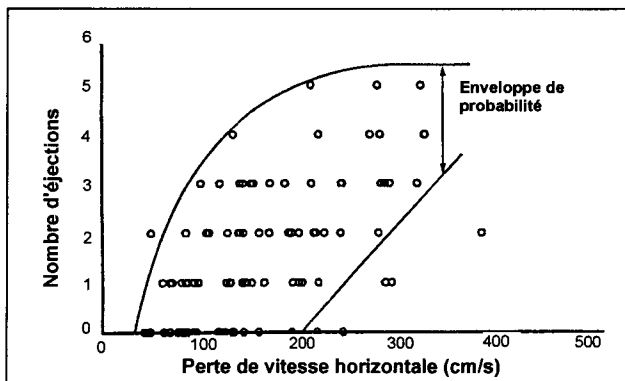


Figure 35 : relation entre la perte de vitesse horizontale lors de la collision et le nombre de grains éjectés (Mc Ewan et Willets, 1991)

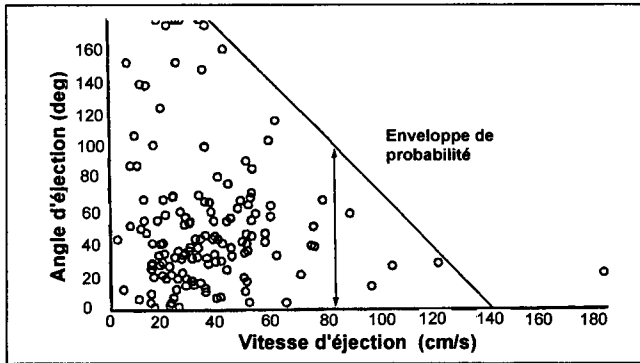


Figure 36 : relation entre l'angle d'éjection et la vitesse d'éjection du grain éjecté (Mc Ewan et Willets, 1991)

Le nombre de grains éjectés augmente avec la vitesse d'impact. Cependant, les auteurs notent qu'une dépendance plus fine apparaît entre la perte de vitesse horizontale et le nombre de grains éjectés (*ce qui s'explique par les échanges de quantité de mouvement*) (figure 35). La taille des particules ne pouvant être déterminée, les auteurs n'ont pas accès à la valeur de la quantité de mouvement qui permettrait sans doute une corrélation encore plus fine.

La vitesse d'éjection est d'autant plus grande que l'angle d'éjection est faible (figure 36).

2.1.2 Approche numérique

2.1.2.1 La démarche

Anderson et Haff (1991) ont déterminé de façon numérique la fonction *splash*. La fonction *splash* correspond à une description statistique de la reptation et de la saltation qui permet de déterminer le nombre de particules éjectées et la densité de probabilité de la vitesse d'éjection pour une distribution de la vitesse d'impact. Les auteurs effectuent sur ordinateur une simulation directe du mouvement des grains qui arrivent sur la surface et qui appartiennent à cette dernière. La simulation est faite en deux dimensions, chaque grain étant alors considéré comme circulaire, tous les grains ayant le même diamètre. La position et la vitesse de chaque particule sont déterminées par intégration des équations du mouvement. Il y a trois degrés de liberté dans le mouvement des particules, les translations suivant x et y et la rotation autour du centre de gravité.

$$F_x = M a_x \quad F_y = M a_y \quad \tau = I_p \frac{d\theta_p}{dt} \quad (85)$$

avec i couple des forces (kgm^2/s^2),
 M masse de la particule (kg),
 a_x, a_y accélération suivant x et y (m/s^2),
 θ_p accélération angulaire des particules (s^{-2}),
 I_p moment d'inertie par rapport au centre de gravité (kgm^2).

Les forces prises en compte sont la force de volume (*poids*) et les forces de contact tangentielles et normales. On obtient donc trois équations différentielles du second ordre soit six équations différentielles du premier ordre, soit 6N équations pour un modèle mettant en cause N grains.

La micro-topographie du lit affecte de façon importante le résultat de la fonction *splash*. Plusieurs lits de particules en deux dimensions sont donc créés en faisant tomber d'une hauteur donnée des particules avec des vitesses initiales déterminées aléatoirement. Les lits de particules ainsi formés sont soumis à des impacts dont les paramètres (*vitesse et angle*) sont identiques, mais qui atteignent le lit de particules en différents endroits de façon à obtenir suffisamment de données numériques pour pouvoir les traiter statistiquement. Typiquement un scénario d'impact nécessite 80 à 100 grains soit la résolution de 500 à 600 équations.

2.1.2.2 Les résultats obtenus

Nous reportons les résultats obtenus pour le cas particulier d'une particule de sable d'un diamètre de 0,23 mm.

✓ le rebond de particules

Le nombre N_r de particules qui rebondissent (*particule identique à la particule "impact" arrivant à une vitesse V_{im}*) avec une vitesse appartenant à la classe des vitesses $[V_{oi}, dVo]$ (V_{oi} étant la vitesse moyenne et dVo l'amplitude de la classe) est caractérisé par une distribution gaussienne (*figure 37*) :

$$N_r(V_{oi}, V_{im}) = Pr \exp\left[-\frac{(V_{oi} - 0,56V_{im})^2}{0,2V_{im}^2}\right] dVo \quad (86)$$

où Pr est la probabilité de rebond :

$$Pr = 0,95(1 - \exp(-2V_{im})) \quad (87)$$

✓ l'éjection de particules

Le nombre N_e de grains éjectés (*particules différentes de la particule "impact" arrivant à une vitesse V_{im}*) avec une vitesse V_{oi} peut être représenté par une courbe exponentielle (*figure 38*) :

$$N_e(V_{oi}, V_{im}) = (1,75V_{im}) \exp\left[-\frac{V_{oi}}{0,25(V_{im})^{0,3}}\right] dVo \quad (88)$$

La fonction *splash* concerne les particules qui rebondissent et celles qui sont éjectées (*figure 37*) :

$$N_s(V_{oi}, V_{im}) = N_r(V_{oi}, V_{im}) + N_e(V_{oi}, V_{im}) \quad (89)$$

Les grains à basse énergie, qui correspondent aux grains éjectés, ont un angle d'éjection de 70 à 80° alors que les grains à haute énergie, qui correspondent aux grains rebondissant, ont un angle d'éjection de 35 à 45°. En fait le modèle n'est pas sensible aux valeurs des angles choisis.

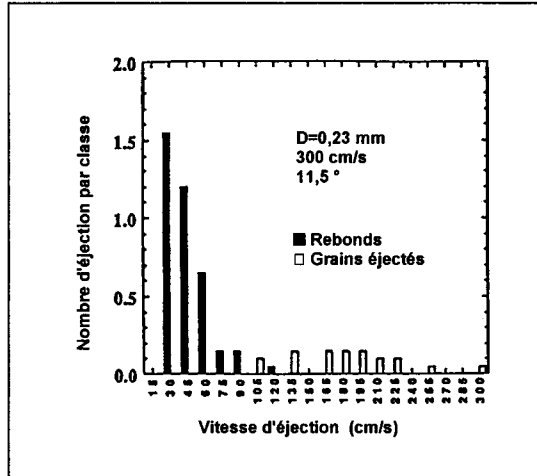


Figure 37 : représentation graphique de N_e et N_r (Anderson et Haff, 1991) pour une vitesse d'impact

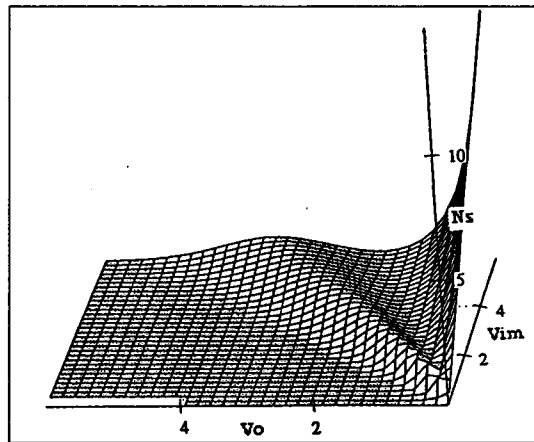


Figure 38 : représentation graphique de N_s (Anderson et Haff, 1991) en fonction de la vitesse d'impact

Ces récents travaux ont donc conduit au modèle conceptuel suivant :

le transport par saltation est initié par l'action du fluide. Les particules ont une trajectoire de saltation relativement courte et atteignent le lit de particules, avec une vitesse de plusieurs fois supérieure à leur vitesse initiale, après avoir été accélérées par le vent. L'énergie cinétique peut être redistribuée entre :

- ✓ le rebond du grain original à haute énergie (*saltation successive*),
- ✓ l'éjection d'un certain nombre d'autres grains à basse énergie avec des trajectoires courtes,
- ✓ la dissipation d'énergie par des déformations inélastiques et le réarrangement des grains du lit.

On définit donc la **salutation** comme le mode de transport éolien d'un grain capable, soit de rebondir, soit d'éjecter d'autres particules (*incluant les particules à faible énergie*). Il n'y a là qu'une légère modification par rapport à la définition classique de Bagnold, cette dernière incluant la reptation telle qu'elle va être définie par la suite.

2.1.3 Cas particulier de la neige

Aucune étude n'a été effectuée en vue de déterminer la fonction *splash* pour la neige; mais de même que pour la vitesse seuil de frottement, la cohésion de frittage (*existence de ponts de glace entre les grains*) va sans doute avoir un rôle prépondérant dans la formulation de la fonction *splash*.

Schmidt (1980) a déterminé la vitesse seuil d'impact (V_{seuil}) d'une particule de rayon R nécessaire à la mise en mouvement d'une même particule de rayon R reliée par un pont de glace de rayon r (figure 39).

Le choc est considéré comme élastique et les particules comme isotropes.

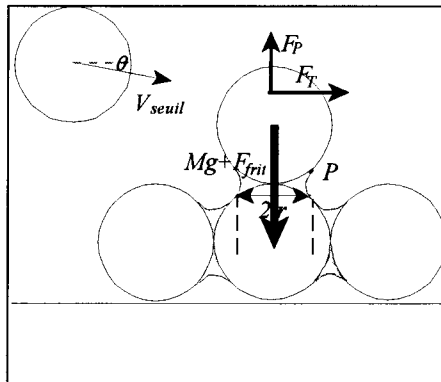


Figure 39 : forces en présence lors du délogement d'une particule reliée à une autre par un pont de glace de rayon r (d'après Schmidt, 1980)

avec : $F_{fr} = \pi r^2 \phi$ force de cohésion de frittage,

F_P et F_T forces de portance et de traînée correspondant à la décomposition de la force de frottement.

La force d'impact nécessaire au mouvement de la particule reliée à une autre particule par un pont de glace de rayon r est :

$$F_{im} = \frac{r}{R} \frac{(Mg + F_{fr} - F_p)}{(\cos \theta - \frac{r}{R} \sin \theta)} \quad (90)$$

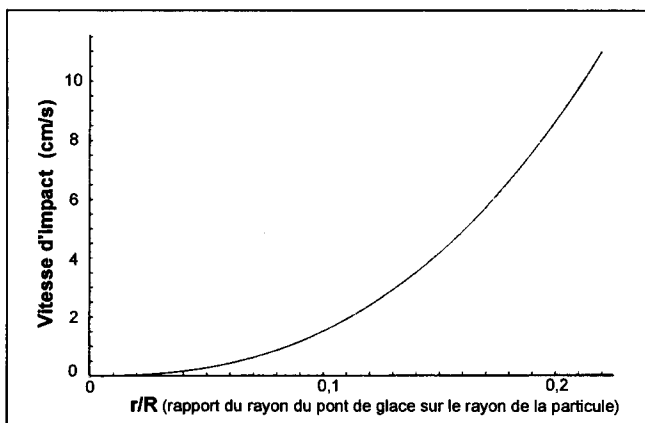


Figure 40 : vitesse seuil d'impact (V_{im}) d'une particule de rayon R pour mettre en mouvement une particule similaire reliée à une autre par un pont de glace de rayon r avec $\theta = 10^\circ$ (Schmidt, 1980)

Plus le rapport $\frac{r}{R}$ sera important, plus grande sera la force d'impact et donc la vitesse seuil d'impact nécessaire à la mise en mouvement de la particule (figure 40).

Au vu de ces résultats on conçoit donc que la relation (88) soit affectée par la présence des ponts de glace qui vont avoir tendance à faire diminuer (voir annuler) Ne le nombre de grains éjectés.

Les grains de neige se différencient des particules de sable du fait de la forme non sphérique des grains et de l'existence de cohésion inter-grains. Aussi, l'étude des particules à faible sphéricité et forte cohésion permet d'apporter un élément de réponse.

2.1.3.1 Particules à faible sphéricité

Nous ferons référence ici à un article de Willets (1983) présentant l'influence de la densité et de la forme des grains sur le transport éolien.

L'auteur étudie en soufflerie la saltation de deux sables B (quartz) et A (67% de carbonate avec forte proportion de grains plats) de densité semblable (respectivement 2.64 et 2.68) de même diamètre médian (0.3 mm) mais de forme différente (sphéricité respectivement de 0.59 de 0.73). Il obtient ainsi l'évolution de la quantité totale de sable transporté en fonction de la vitesse enregistrée à différentes hauteurs (2,5 cm, 5 cm et 13 cm) au-dessus du lit, pendant la période de transport (figure 41).

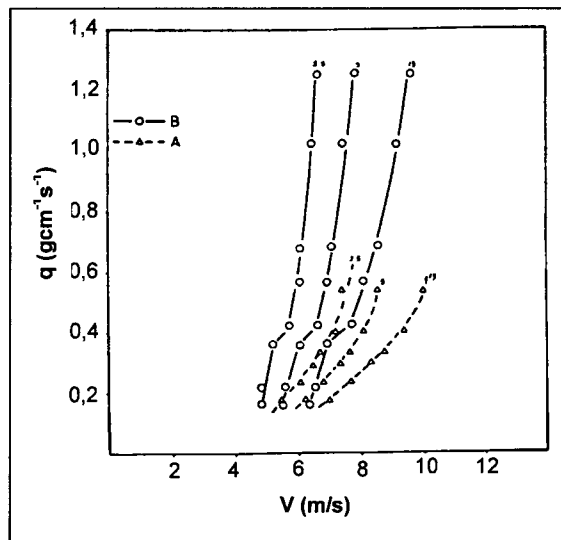


Figure 41 : évolution de la quantité de sable transporté (particules A et B) en fonction de la vitesse enregistrée à 2,5 cm, 5 cm et 13 cm (Willets, 1983)

L'auteur montre ainsi que dans le cas du sable B, on observe une "cassure" dans le profil pour une valeur du débit massique de l'ordre de 0,37 g/cm.s (voir figure 41). Il attribue cette transition à une modification des mécanismes de mise en envol des particules : pour les faibles vitesses, il y a prédominance de l'arrachement des particules par entraînement aérodynamique. Pour les fortes vitesses il y a prédominance de l'arrachement des particules par collisions interparticulaires.

Dans le cas du sable A (prédominance de grains plats), la transition n'est pas observée car dans la gamme de vitesses testées, c'est l'arrachement par entraînement aérodynamique qui reste le plus important. D'ailleurs pour un même profil de vitesse en entrée de soufflerie, la quantité totale de sable transportée est moins importante pour le sable A présentant une sphéricité plus faible, ce qui montre bien que dans ce cas là il n'y a pas eu accélération du processus du fait de la collision interparticulaire. Ainsi, l'arrachement des particules par impact aurait une importance limitée dans les deux cas suivants :

- vitesse de l'écoulement proche de la vitesse seuil d'arrachement des particules pour des grains quasi-sphériques,
- particules non-sphériques.

Nos propres expériences (Naaim-Bouvet, 1997) confirment les conclusions de Willets. Anderson (1987) a montré que la reptation (paragraphe 2.2) était à l'origine de la formation des ripples (formes éoliennes transversales perpendiculaires à la direction du vent dominant et dont la longueur d'onde est indépendante du temps) (photographie 1). Le nombre N_e de grains éjectés (ce qui correspond aux grains en reptation) constitue une part de la fonction splash (équation 88). On peut donc considérer qu'une absence de ripples constitue une altération profonde de la fonction splash telle que elle a été déterminée expérimentalement par Mc Ewan et Willets (1991)

(paragraphe 2.1.1) ou numériquement par Anderson et Haff (1991) (paragraphe 2.1.2). Nous avons donc choisi d'étudier la fonction *splash* en soufflerie par l'intermédiaire de l'un de ses effets qui est la formation de *ripples*.



Photographie 9 : ripples de sable sur la plage d'Agadir (cliché A. Bouddour / Cemagref)

Nous avons comparé (figures 42, 43, 44 et 45) la formation de *ripples* pour deux types de particules :

- ✓ particules de PVC sphériques ($s=1410 \text{ kg/m}^3$, $D_p=115\text{mm}$, $U_F=0,41\text{m/s}$, $u_{\tau}=0,38 \text{ cm/s}$)
- ✓ particules de sciure plates ($s=550 \text{ kg/m}^3$, $D_p=250\text{-}340\text{mm}$, $U_F=0,15 \text{ m/s}$, $u_{\tau}=0,34 \text{ cm/s}$).

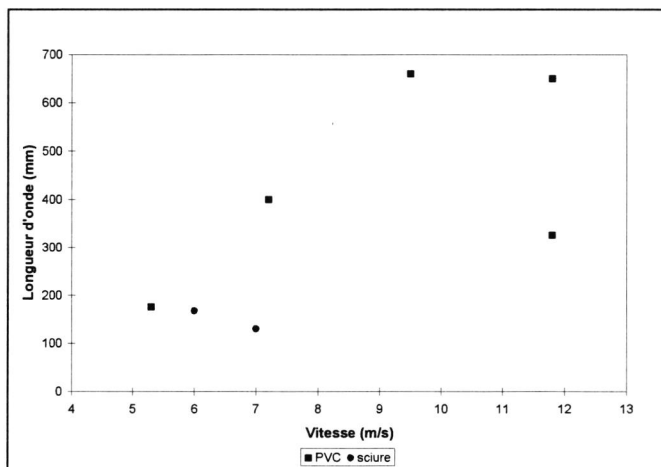


Figure 42 : longueur d'onde du ripple en fonction de la vitesse de référence en entrée de veine

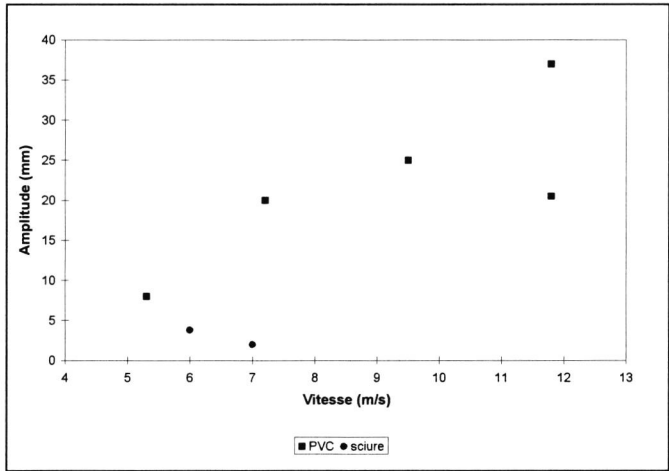


Figure 43 : amplitude du ripple en fonction de la vitesse de référence en entrée de veine.

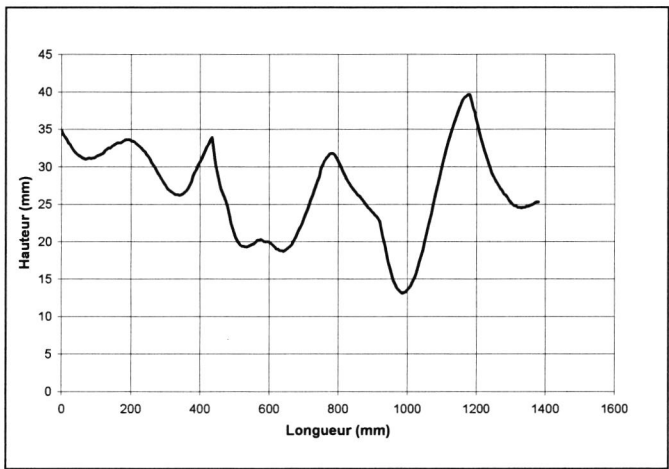


Figure 44 : allure du profil de ripple (particules de PVC, vitesse de référence de 7,2 m/s)

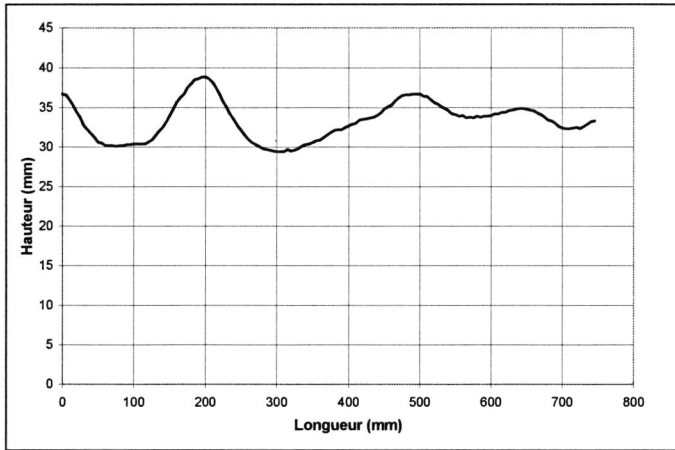


Figure 45 : allure du profil de ripple (particules de sciure, vitesse de référence de 7 m/s)

On constate ainsi que la formation des *ripples* n'apparaît dans le cas de la sciure que pour une vitesse de référence comprise entre 6 et 7 m/s (soit une vitesse de frottement d'environ 0,42 m/s) alors que dans le cas des billes de PVC, les *ripples* apparaissaient dès 5,3 m/s (soit une vitesse de frottement d'environ 0,38 m/s), soit dès la mise en mouvement des particules.

Ainsi bien que la vitesse de frottement seuil d'arrachement des particules de sciure soit inférieure à celle de PVC, les *ripples* se forment à une vitesse de frottement supérieure. Pour une même vitesse de référence, les amplitudes et les longueurs d'onde des *ripples* diffèrent d'un type de particules à l'autre.

On confirme donc que dans le cas de particules non sphériques, l'arrachement des particules par entraînement aérodynamique est prépondérant jusqu'à une certaine vitesse de frottement que nous considérons ici égale à la vitesse de frottement d'apparition des *ripples*.

2.1.3.2 Particules cohésives

Comme précédemment, nous étudierons l'importance de l'arrachement par impact à travers l'un de ses effets : la formation de *ripples*.

Dans sa classification des formes éoliennes, Mellor (1965) indique que les *ripples* se forment pour de faibles vitesses de vent et avec une neige froide sans cohésion. On peut donc énoncer l'hypothèse suivante : la reptation ne se produit de façon significative que pour une neige froide et sans cohésion c'est-à-dire en l'absence de ponts de glace entre les particules.

Par ailleurs une expérience simple en soufflerie vient étayer cette hypothèse.

On dispose une couche de PVC sur le fond de la soufflerie et on étudie les formes d'érosion pour une vitesse de frottement, supérieure à la vitesse de frottement seuil, d'environ 30 cm/s dans les deux cas suivants :

- particules sèches (photographie 10),
- particules humidifiées (création d'une cohésion entre les particules) (photographie 11).



Photographie 10 : particules de PVC sèches : formation de ripples (cliché F. Naaim / Cemagref)



Photographie 11 : particules de PVC humides : suppression de la formation de ripples (cliché F. Naaim / Cemagref)

2.2 Reptation : vers une nouvelle définition (Ungar et Haff, 1987)

Greeley et Iversen (1985) ont défini la reptation comme le mouvement des grains trop gros pour être emportés par le vent et dont le mouvement est induit par les impacts de saltation. Mais comme le montrent les expériences précédentes, le terme reptation n'est pas restreint aux grains les plus gros dans un mélange à granulométrie étendue mais peut exister aussi pour des particules à distribution unimodale. **Par opposition à la saltation, la reptation apparaît donc comme le mode de transport des particules se déplaçant par saut dont le mouvement est induit par les impacts de saltation (éjection à basse énergie) et qui ne peuvent rebondir ou éjecter d'autres particules (Ungar et Haff, 1987).**

Connaissant les caractéristiques d'une particule et sa vitesse d'éjection, il n'est pas

pour autant évident de déterminer si la particule appartient à la population en saltation ou la population en reptation. Dans tous les cas, le vent conduit les grains à atterrir avec plus d'énergie qu'ils n'en avaient pour quitter le lit de particules. De plus, les particules à haute énergie conservent une partie importante de leur énergie d'impact ; elles sont de plus en plus efficaces pour transmettre leur énergie aux particules de basse énergie. Il s'en suit une réaction en chaîne avec augmentation du nombre de grains en saltation, une partie importante de cette population en saltation étant initialement des grains "en reptation"

2.3 Surface en reptation : glissement du lit de particules

Le réarrangement du lit de particules causé par les impacts de saltation contribue lui aussi au transport global de particules. C'est par exemple le cas des particules qui glissent le long des pentes sous le vent des *ripples*, lorsque ces pentes sont suffisamment raides. La physique de ce type de transport diffère radicalement de la saltation ou de la reptation, dans le sens où ce sont la gravité et les forces de contact entre les particules, plutôt que les forces du fluide, qui dominent le mouvement. C'est pourquoi Anderson propose que la notion classique de surface rampante (*surface creep*) soit utilisée pour désigner le mouvement des grains dont le déplacement n'est pas directement affecté par les forces d'entraînement du fluide.

2.4 Saltation pure et saltation modifiée

Lors du transport par saltation, la plupart des particules suivent des trajectoires déterminées par le profil de vent moyen et ne sont donc pas influencées par la turbulence de l'air. On parlera dans ce cas de saltation pure (*Sorensen et Jensen*). Mais les trajectoires de certaines fines particules sont modifiées par les fluctuations turbulentes de l'air. On parlera dans ce cas de saltation modifiée (*Nalpanis*). Cette dernière définition correspond donc à la "suspension approchée" de Bagnold.

2.5 Suspension

On parlera de suspension lorsqu'il n'y a plus de contact de la particule avec le sol. La différence entre suspension et saltation modifiée réside dans le fait suivant : pour la saltation modifiée, la quantité de mouvement est essentiellement transmise par les impacts fréquents au sol alors que pour la suspension, les particules sont uniquement transportées par les tourbillons de l'air.



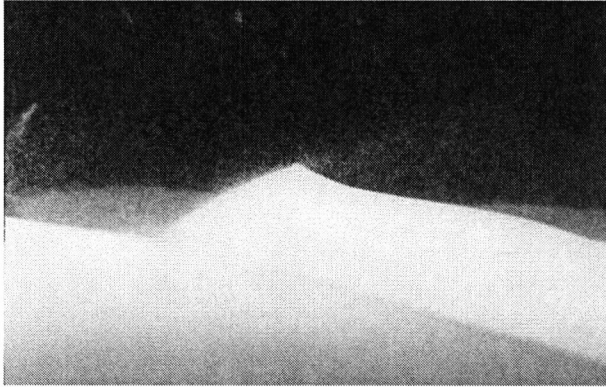
Photographie 12 : diffusion turbulente de la neige (cliché T.Castelle / EPFL)



Photographie 13 : saltation, saltation modifiée et diffusion turbulente (cliché T. Castelle / EPFL)



Photographie 14 : saltation, saltation modifiée et diffusion turbulente de particules solides (cliché C. Moiroud / Cemagref)



Photographie 15 : saltation, saltation modifiée de particules de PVC en soufflerie (cliché F. Naaim/ Cemagref)

3. Transport de particules dans l'eau

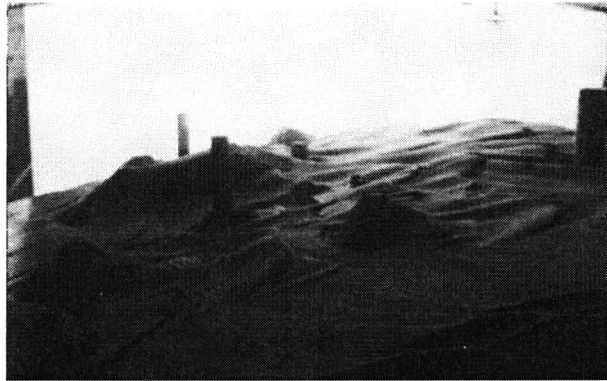
À ce stade, il semble intéressant de différencier l'érosion des particules dans l'eau et l'érosion des particules dans l'air. En effet, comme on le verra au chapitre 6, des scientifiques ont utilisé des veines liquides pour modéliser le transport éolien de particules.

3.1 Saltation dans l'eau : processus d'éjection des particules

La dynamique de la saltation du sable dans l'air diffère de celle du sable dans l'eau et la formation des *ripples* en est d'ailleurs une démonstration.

Dès les années quarante, Bagnold insistait sur cette différence : dans le cas du sable dans l'air $(\sigma\rho)/\rho=2000$ et dans le cas du sable dans l'eau $(\sigma\rho)/\rho=1.65$. D'un point de vue pratique, ceci signifie que la quantité de mouvement d'un grain qui se déplace à la même vitesse que le fluide est 2000 fois supérieure à celle du même volume d'air et 1,65 fois supérieure à celle du même volume d'eau. La réduction de vitesse entraînée par la mise en mouvement d'un grain de sable dans l'eau sera donc moindre que celle engendrée par la mise en mouvement d'un grain de sable dans l'air. Dans le cas de l'air, la réduction de la vitesse au niveau du sol est donc essentiellement contrôlée par la saltation et dans le cas de l'eau, elle est essentiellement contrôlée par les irrégularités de la surface. Ceci n'est pas sans conséquences au niveau de la formation des *ripples* dont la forme diffère suivant la nature du fluide porteur (*air ou l'eau*) :

- dans le cas de l'air, les *ripples* sont réguliers avec une ligne de crête continue et transversale à l'écoulement (*photographie 9*),
- dans le cas de l'eau, il s'agit plus d'une succession de petites bosses et creux ne montrant pas d'alignement particulier (*photographie 16*).



Photographie 16 : formation de ripples lors d'une modélisation physique avec du sable dans la veine liquide du Cemagref (cliché P. Beghin / Cemagref)

La formation des *ripples* dans l'air s'explique par le phénomène de reptation (Anderson, 1987). Bagnold considère que les particules de sable en saltation dans l'eau atteignent la surface du sol avec une quantité de mouvement si faible qu'elles ne peuvent éjecter aucun autre grain par saltation ou reptation. Chaque grain est donc mis en mouvement indépendamment des autres, ce qui explique que la forme des *ripples* dans l'eau soit reliée au fluide et non aux trajectoires des particules. Les techniques actuelles de visualisation permettraient de préciser ce point de vue. Cependant en 1984, Middleton et Southard considèrent que la question est encore ouverte. Néanmoins, comme Bagnold, ils penchent pour un entraînement des particules purement aérodynamique. Ils s'appuient, pour cela, sur les observations de Abbot et Francis (1977) qui remarquent qu' "il ne semble pas y avoir de rebond élastique entre le lit de particules et une particule venant le frapper" et que "peu de trajectoires de saltation suivent immédiatement l'impact d'une particule". Par ailleurs, les différences de formes de *ripples* sont effectivement un témoignage de la différence de la dynamique du processus de saltation dans l'eau et dans l'air (photographie 16).

3.2 Saltation dans l'eau : importance relative de la saltation et de la diffusion turbulente

Le transport par saltation est-il prédominant dans l'eau ? Si son importance dans l'air est généralement admise, il y a moins d'unanimité en ce qui concerne sa prépondérance dans l'eau.

Les particules atteignent une hauteur plus importante dans l'air (de l'ordre de 0,1 m) que dans l'eau (de l'ordre de quelques millimètres). Kalinske (1943) calcule que la hauteur de la trajectoire de saltation, pour une certaine taille de grain et une certaine vitesse de frottement, est inversement proportionnelle à la densité du fluide, c'est-à-dire que les particules atteignent une hauteur 800 fois plus importante dans l'air que dans l'eau.

Par ailleurs Abbott et Francis (1977) ont montré que dans l'eau :

- pour une valeur de $u\sqrt{U_F}=0,15$, on observe principalement de la reptation,

- pour une valeur de $u\sqrt{U_F}=0,3$, 50% des particules sont en saltation,
- pour une valeur de $u\sqrt{U_F}=0,5$, on observe une majorité des particules en diffusion turbulente.

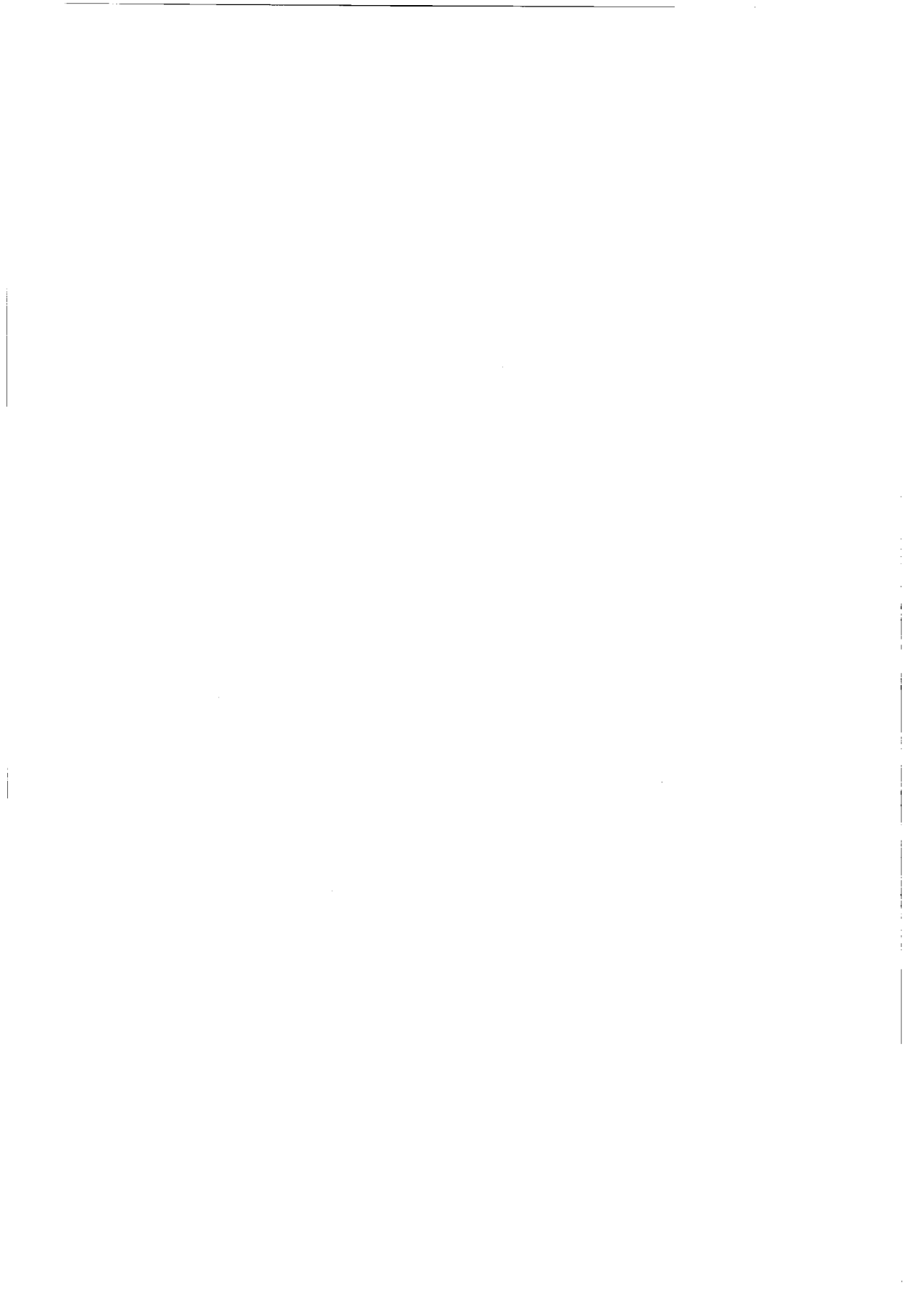
Étant donné les faibles vitesses de chute des particules dans l'eau, la vitesse de chute est souvent inférieure à la vitesse de frottement des particules et l'essentiel des particules se retrouve donc en suspension.

À l'inverse, Bagnold (1973) considère que la saltation est indépendante de la turbulence et que la forte concentration à proximité du lit, tend à supprimer la turbulence et fait de la saltation le mécanisme dominant du transport de particules dans l'eau. Moss (1972) introduit même le terme de "couche rhéologique", en considérant que la couche de saltation se comporte comme un fluide visqueux.

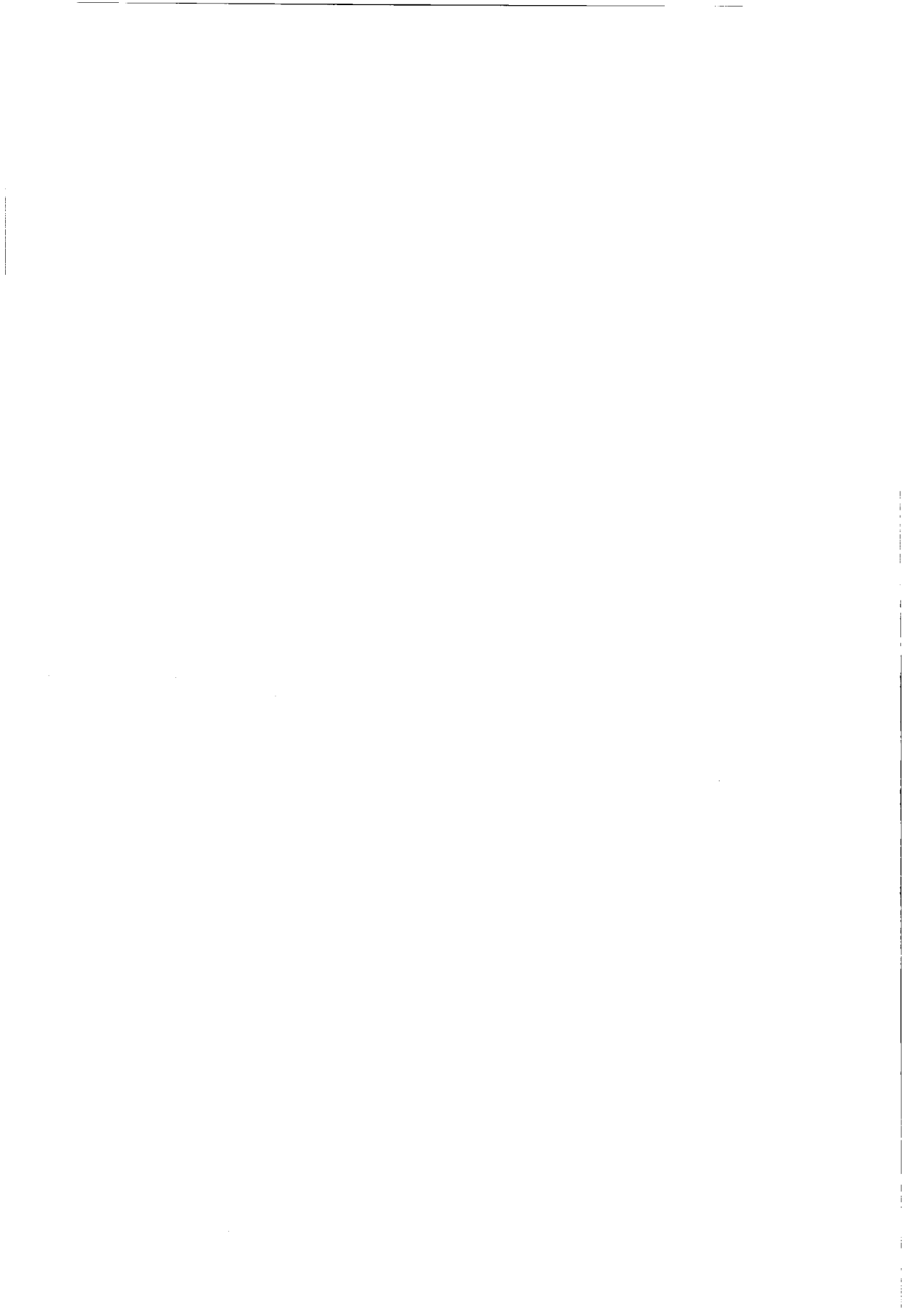
3.3 Saltation dans l'eau : chocs interparticulaires

La plupart des auteurs s'accordent sur le fait que les collisions interparticulaires sont négligeables dans la couche de saltation (*et non au niveau du lit*) pour le transport éolien du fait de la concentration relativement faible. Dans le cas du transport dans l'eau, la hauteur de la couche de saltation est plus faible et la concentration en particules plus élevée. Leeder (1979) calcule que pour $u\sqrt{U_F}=0,3$ la probabilité de collision entre les grains est importante.

Murphy et Hooshiari (1982) ont étudié dans l'eau la saltation de billes de 15,7 mm de diamètre (*vitesse de chute de 0,8 m/s*) sur un lit de billes identiques fixées au sol. Il semblerait dans ce cas que les particules rebondissent directement sur le lit de particules. Par ailleurs, les observations suggèrent que les forces d'impact sont suffisantes pour produire une éjection (*le lit était rigide contrairement au cas réel*). Ainsi, on se rapproche dans ce cas, de la saltation dans l'air.



***Chapitre 4 – Modification de la couche
limite en présence de particules***



La présence de particules dans la couche limite entraîne une modification des caractéristiques (*vitesse moyenne et turbulence*) de l'écoulement. On distingue la couche de diffusion (*faible concentration en particules dans une zone éloignée de la paroi*) et la couche de saltation (*forte concentration de particules à proximité de la paroi*). Étant donné les difficultés expérimentales liées à la mesure de la vitesse du fluide dans un écoulement chargé, on ne dispose que de peu de résultats expérimentaux. Ces derniers apparaissent parfois contradictoires. La modélisation numérique apporte un éclairage nouveau sur la question ; mais là encore, on constate des divergences quant aux hypothèses de départ. Par ailleurs, la neige pose un problème supplémentaire par rapport aux particules solides : les cristaux de neige se transforment pendant un épisode de transport, cette transformation pouvant aller jusqu'à la sublimation.

1. Cas de la diffusion turbulente

Les développements présentés dans ce paragraphe font référence aux articles de Gore et Crowe (1989) ainsi qu'à ceux de Hestroni (1989) ; ils sont limités au cas de la suspension.

1.1 Approche expérimentale : influence des particules sur la turbulence

Les résultats expérimentaux concernant l'influence des particules sur la turbulence peuvent apparaître contradictoires comme le montrent les expériences de Tsuji et Morikawa (1982).

On visualise ainsi que les grosses particules ont tendance à augmenter la turbulence du fluide porteur (*figure 46*) alors que les petites particules ont tendance à la diminuer (*figure 47*).

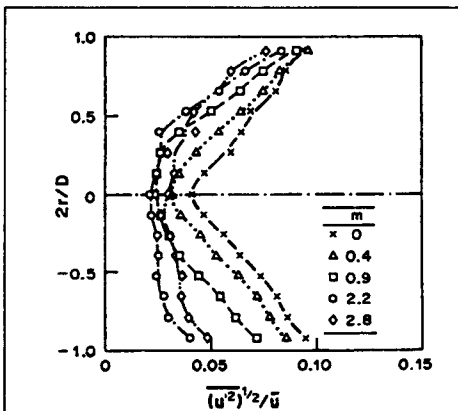


Figure 46 : intensité turbulente de l'air en présence de particules de 0,2 mm de diamètre (m représente la charge c'est-à-dire la concentration massique des particules, D diamètre de la conduite, r distance radiale) dans une conduite horizontale de 30 mm de diamètre (Tsuji et Morikawa, 1982)

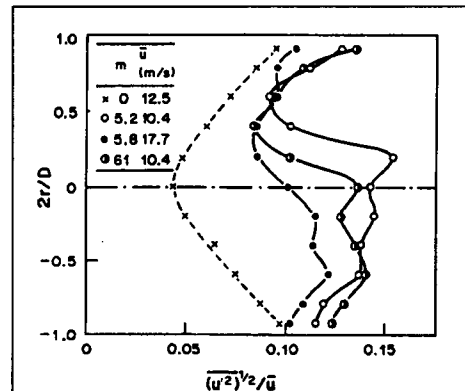


Figure 47 : intensité turbulente de l'air en présence de particules de 3,4 mm de diamètre dans une conduite horizontale de 30 mm de diamètre (Tsuji et Morikawa, 1982)

Gore et Crowe (1989) ont donc fait le point sur les recherches dans ce domaine et ont proposé un modèle simple permettant de déterminer s'il y a augmentation ou décroissance de la turbulence par adjonction de particules. Ce modèle est basé sur le paramètre D_p/l_e , rapport du diamètre D_p de la particule sur la longueur intégrale de la turbulence l_e (échelle des tourbillons). Pour un jet, Wyganski et Fielder (1969) ont montré que $l_e = 0,039 x$ où x est la distance axiale au jet. En utilisant ces précédents résultats, Gore et Crowe ont uniformisé la présentation des résultats de différents expérimentateurs (figure 48), en faisant apparaître la variation d'intensité comme suit :

$100 \frac{\sigma_{TP} - \sigma_F}{\sigma_F}$ où σ représente l'intensité turbulente ($\frac{\sqrt{u'^2}}{u}$) avec l'indice TP pour le mélange diphasique et F pour le fluide porteur seul.

Il apparaît sur la figure 48 une valeur caractéristique $D_p/l_e \approx 0,1$ en-dessous de laquelle l'adjonction de particules entraîne une diminution de l'intensité turbulente et au-dessus de laquelle l'adjonction de particules entraîne une augmentation de l'intensité turbulente.

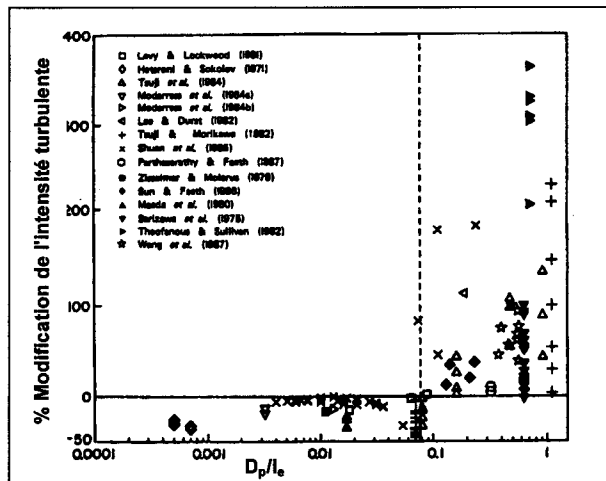


Figure 48 : modification de l'intensité turbulente en fonction du rapport D_p/l_e (Gore et Crowe, 1989)

1.2 Approche théorique : influence des particules sur la turbulence

Les résultats expérimentaux précédents peuvent être expliqués par les considérations suivantes :

- les petites particules, qui sont plus petites que les tourbillons porteurs d'énergie, suivent le tourbillon durant au moins une partie de sa durée de vie ; une partie de l'énergie du tourbillon est transmise à la particule, le

tourbillon entraînant la particule par l'intermédiaire de la force de frottement. L'énergie turbulente du tourbillon est donc transformée en énergie cinétique de la particule et l'intensité turbulente du fluide porteur va diminuer,

- l'augmentation de la turbulence du fluide porteur, en présence de grosses particules, peut s'expliquer par le phénomène de lâchage de tourbillons dans la zone de sillage du grain. En effet, si $R_N = (V_p D_p) / \nu$ est inférieur à 110 (avec R_N nombre de Reynolds de la particule, V_p vitesse relative de la particule et D_p diamètre de la particule) il n'y a pas lâchage de tourbillons sous le vent de la particule. Achenbach (1974) a montré expérimentalement que le lâchage des tourbillons se produisait avec R_N compris entre 400 et 1000 pour un nombre de Strouhal S_t de 0,2 et avec R_N compris entre 1000 et 10000 pour un nombre de Strouhal de 2.

La présence des particules à faible nombre de Reynolds a donc tendance à limiter la turbulence alors que les particules à fort nombre de Reynolds ont tendance à augmenter la turbulence, ceci étant du au lâchage des tourbillons.

1.3 Limite de ces approches

Dans la présentation du graphique de Crow et Gore, il peut y avoir, comme eux-mêmes le soulignent, différentes sources d'erreurs.

La première réside dans l'estimation de la longueur intégrale de la turbulence. La seconde réside dans l'hypothèse monophasique qui est effectuée pour estimer ces longueurs intégrales de turbulence. En effet, on est en droit de se demander qu'elle pourra être l'influence de la présence des particules sur la longueur intégrale de la turbulence. Tsuji (1984) montra expérimentalement qu'il n'y avait pas de différences appréciables au niveau du spectre de turbulence lors de l'adjonction de particules dans des canalisations, pour des valeurs importantes de D_p/l_e . Cependant, pour des valeurs plus faibles de D_p/l_e , Tsuji et Morikawa (1982) ont montré que l'adjonction de particules entraînait une modification du spectre d'énergie avec une décroissance à basse fréquence et une augmentation à haute fréquence.

Par ailleurs, il faut souligner que les résultats présentés ne concernent que les interactions fluide-particules et qu'ils font donc abstraction des interactions particules-particules, fluide-paroi et particules-paroi. Ces interactions supplémentaires vont conduire à des résultats plus complexes. Ainsi Zisselmar et Morerus (1979) montrèrent expérimentalement l'existence de cas où l'adjonction de particules conduisait conformément au graphique de Crow et Gore à une diminution de la turbulence au centre, alors que la turbulence augmentait à proximité des parois. Or, cet effet peut s'expliquer par la diminution de l_e à proximité de la paroi, conduisant donc à une augmentation de D_p/l_e dont la valeur devient supérieure à 0,1.

2. Cas de la saltation

2.1 Approche expérimentale : modification de la rugosité

L'approche expérimentale ne concerne ici que la modification de l'écoulement par la saltation en dehors de la couche de saltation, l'instrumentation classique ne permettant pas de mesurer l'écoulement lorsqu'il est très chargé en particules.

On constate que la formation des *ripples* ainsi que le transfert de quantité de mouvement du fluide vers les particules conduit à une augmentation apparente de la rugosité.

2.1.1 Utilisation de la loi logarithme $\bar{u}(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{z_0}$

2.1.1.1 Cas d'un écoulement stationnaire

Si l'on considère que la loi logarithme s'applique aussi pendant la saltation mais hors de la couche de saltation, l'estimation de la rugosité pendant la saltation (z_0') montre que cette dernière est proportionnelle à $u_*^2/2g$:

$$z_0' = C_0 \frac{u_*^2}{2g} \quad (91)$$

avec :
$$\bar{u}(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{z_0'} \quad (92)$$

Owen (1964) montra que la hauteur maximale de la trajectoire en saltation est proportionnelle à $u_*^2/2g$ et en déduisit qu'il devait en être de même pour z_0 . Il détermine donc empiriquement C_0 , coefficient de proportionnalité, à partir de données expérimentales pour le sable et les sols et obtint une valeur de 0,021. Les travaux en soufflerie de Rasmussen et Mikkelsen (1991) ont confirmé ces résultats puisque la valeur de C_0 obtenue est de 0,022. Cependant, les mesures *in situ* réalisées par Rasmussen, Sorensen et Willets (1985) conduisent à une valeur de 0,16.

Radok (1968) a été le premier à valider l'hypothèse de Owen pour le transport de neige. Kind (1976) montra que les données obtenues par Oura pour le transport de neige était, en général, en concordance avec l'équation et la valeur de C_0 proposées par Owen. Pour la neige et sur les plaines canadiennes, Pomeroy et Gray (1990) ont obtenu expérimentalement une valeur de C_0 égale à 0.1203.

2.1.1.2 Influence de la rugosité initiale

Tabler (1980) effectua ce même type de mesures sur un lac gelé plus ou moins recouvert de neige. Si la corrélation de C_0 avec $u_*^2/2g$ est bonne, il semblerait que la valeur du coefficient C_0 varie en fonction de la configuration du sol :

- plus de 75% du lac recouvert de neige : $C_0 = 0,0265$,
- entre 20% et 60% du lac recouvert de neige : $C_0 = 0,00771$.

Tabler en déduit que la rugosité pendant la saltation se superpose à la rugosité initiale du site. On peut aussi y voir l'influence des formes d'érosion (*plus la surface du lac gelé est dénudée, moins il y a de formes d'érosion, et plus le coefficient C_0 est faible*). Lorsque le lac est presque totalement recouvert de neige (*plus de 75%*), la valeur du coefficient C_0 est proche de celle proposée par Rasmussen. Dans l'expérience réalisée en soufflerie par Rasmussen (*figure 49*), la soufflerie fonctionnait pendant 6 à 10 mn avant la réalisation des mesures, de façon à ce que les *ripples* se soient formées.

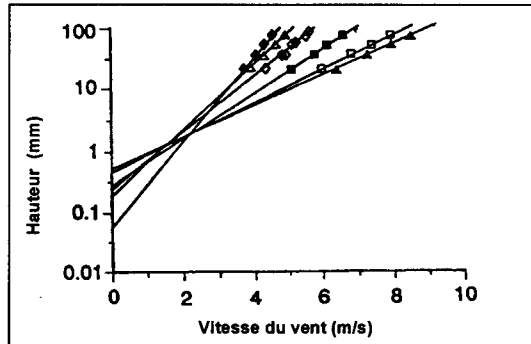


Figure 49 : profil de vent pendant la saltation (Rasmussen et Mikkelsen, 1991)

Pour tenir compte de la rugosité créée par des obstacles (*il s'agit ici d'éléments de végétation*), Pomeroy (1988) propose :

$$z_0 = C_1 \frac{u^2}{2g} + C_{st} N_{st} A_{st} \quad (93)$$

avec N_{st} nombre d'éléments de rugosité par unité de surface,
 A_{st} surface moyenne exposée au vent d'un élément de rugosité (m^2),
 C_1 coefficient adimensionnel égal à 0.1203 dans le cas des prairies recouvertes de neige,
 C_{st} coefficient égal à 0.5 (m).

La seconde partie de l'équation (93) correspond au terme de rugosité dû à la présence de végétation (Lettau, 1969).

2.1.1.3 Cas d'un écoulement instationnaire

Butterfield (1993) apporte un éclairage nouveau sur la question, en étudiant le comportement du transport éolien vis-à-vis de la fluctuation de la vitesse du vent. Les expériences sont réalisées dans une soufflerie dont le système de vannes de purge d'air situé à l'amont de la zone d'étude permet de réaliser des fluctuations de vitesse programmées ou aléatoires (*figure 50*).

Ainsi, durant les expériences, la vitesse de la soufflerie peut varier suivant plusieurs paliers, soit en phase d'accélération, soit en phase de décélération.

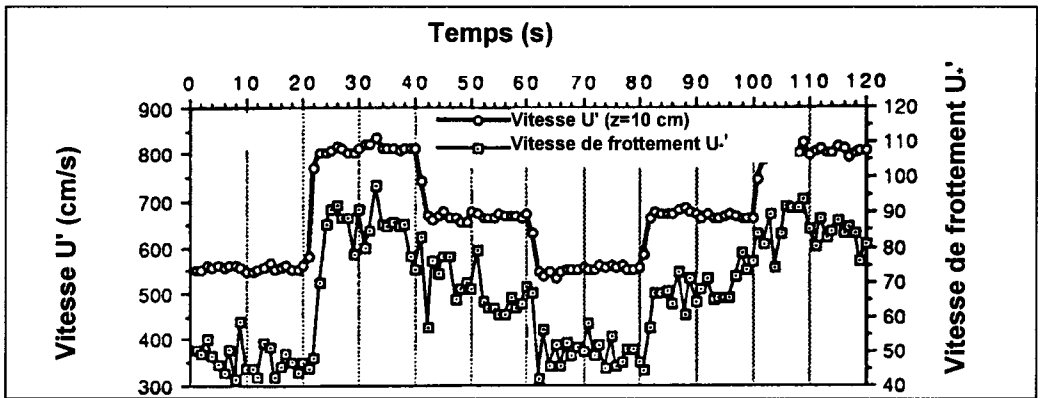


Figure 50 : réalisation de paliers de vitesse lors des expériences (Butterfield, 1993)

Durant les expériences faisant intervenir des vitesses de frottement situées au delà du seuil d'arrachement, l'auteur détermine les vitesses de frottement "instantanées" à partir de 4 mesures simultanées et synchronisées issues de fils chauds (mesures moyennées sur une seconde).

Pour chaque profil (et donc chaque seconde), Butterfield calcule la rugosité z_o' (figure 51).

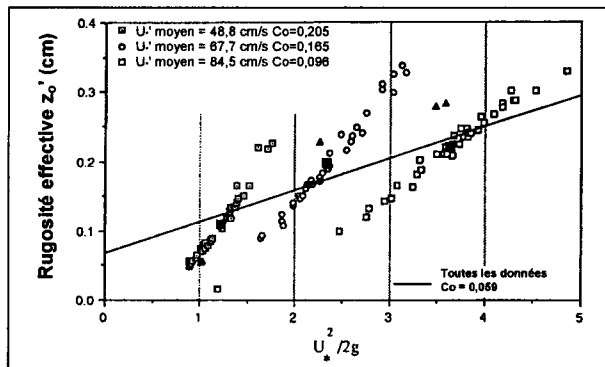


Figure 51 : rugosités effectives pendant la saltation en fonction de $u_*^2/2g$ (Butterfield, 1993)

L'auteur a représenté la rugosité effective z_o' en fonction de $u_*^2/2g$, en séparant les données correspondant aux trois paliers de vitesse (les symboles utilisés sont différents).

On constate ainsi que lorsque u_* augmente de 0,48 m/s à 0,84 m/s, C_o décroît de 0,2 à 0,1 et z_o' croît de 1 à 2,2 mm. Cependant l'utilisation de l'ensemble des données conduit à une valeur de C_o de 0,059.

Les résultats présentés ici suggèrent que pour des vents dont les intensités fluctuent, il n'y a pas une relation unique entre z_0 et $u_*^2/2g$. La valeur de C_0 dépend :

- de la vitesse de frottement moyenne (*valeur de la vitesse de frottement du palier*),
- du taux de turbulence,
- de la durée sur laquelle sont effectuées les moyennes.

Ceci permet donc d'expliquer les différences entre les valeurs de C_0 obtenues à l'extérieur et en soufflerie.

2.1.2 Utilisation de la loi logarithme modifiée $\bar{u}(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{z_0''} + U_t$

Bagnold (1954) proposa une autre formulation dans laquelle z_0'' est la hauteur d'un point focal apparent vers lequel convergent tous les profils de vent pendant la saltation et où U_t est la vitesse du fluide à la hauteur z_0'' .

$$\bar{u}(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{z_0''} + U_t \quad (94)$$

Cette équation a été établie à partir de mesures en soufflerie.

2.1.3 Comparaison des deux formulations

La différence entre les deux formulations (équations 92 et 94) réside dans l'existence ou non du point focal.

L'utilisation de $\bar{u}(y) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{y}{z_0'}$ avec $z_0' = C_0 \frac{u_*^2}{2g}$ revient à nier l'existence d'un point focal.

En effet si l'on considère χ la hauteur de l'intersection entre un profil de vitesse quelconque défini par u_* et le profil de vitesse seuil défini par u_{*t} (suivant l'équation 94), on obtient :

$$\chi = \frac{C_0}{2g} \exp \left\{ \frac{2(u_* \ln u_* - u_{*t} \ln u_{*t})}{u_* - u_{*t}} \right\} \quad (95)$$

$\chi = f(u_*)$ ne peut pas représenter la hauteur d'un point focal indépendant de u_* .

Ainsi si l'on considère les valeurs expérimentales fournies par Bagnold ($u_{*t} = 19,2 \text{ cm/s}$ et u_* varie de $40,4 \text{ cm/s}$ à 88 cm/s), la hauteur du point "focal" varie de $0,7 \text{ mm}$ à 2 mm .

2.2 Approche expérimentale : modification de la vitesse de frottement

2.2.1 Augmentation de la vitesse de frottement

Kikuchi a effectué des mesures de profils de vitesse avec saltation de neige en soufflerie. Le dispositif expérimental est le suivant : la soufflerie, d'une longueur de 8 m et d'une hauteur de 50 cm a une température maintenue à -10°C ; elle

présente des côtés légèrement évasés de façon à contrecarrer le développement de la couche limite en maintenant une vitesse constante dans l'écoulement libre. La neige, prélevée à l'extérieur des bâtiments, est injectée par le haut au début de la veine et déposée sur le fond de la soufflerie afin d'y être reprise par saltation.

Les caractéristiques de la couche limite, obtenues par thermoanémométrie en l'absence de particules, sont les suivantes : la hauteur de la couche limite δ est de 20 cm et l'étendue de la zone logarithmique δ_l est de $0,15\delta$ soit 3 cm. La loi de vitesse déficitaire est de la forme :

$$\frac{u_e - \bar{u}}{u_*} = C \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \text{ en accord avec Hama avec une valeur de } C \text{ de } 12,2 \pm 2,1$$

(l'auteur constate qu'il n'obtient pas la même valeur de C que Hama et n'en explique pas les causes).

La thermoanémométrie ne permet pas de scruter des écoulements chargés en particules. L'auteur effectue donc des mesures dans une zone faiblement chargée en particules à 8 cm de haut et en déduit la vitesse de frottement, à partir de la loi de vitesse déficitaire, après avoir vérifié que la forme de cette loi n'était pas sensible à la rugosité du sol.

Il observe ainsi que la décroissance de la vitesse à 8 cm est d'autant plus importante que la quantité de particules transportées par saltation est grande. La décroissance est plus importante dans les parties basses de la couche limite et devient moindre dans les parties hautes. Quant à la vitesse dans l'écoulement libre, elle ne varie pas de façon significative. À partir de ces résultats, l'auteur en déduit que la présence de particules augmente la vitesse de frottement de l'écoulement dans la couche limite.

En effet si on considère que la loi $\frac{u_e - \bar{u}(y)}{u_*} = C \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2$ est vérifiée en présence de

particules et que u_e est constante, une diminution de $\bar{u}(y)$ se traduit par une augmentation de u_* .

Les mesures présentées dans cet article sont d'un très grand intérêt, entre autres parce que l'auteur les a effectuées avec de la neige ; cependant les conclusions qui viennent d'être énoncées sont basées sur le fait que les lois déficitaires et logarithmiques restent applicables en présence de particules. Or, ce dernier point n'est pas vérifié par l'auteur.

2.2.2 Diminution de la vitesse de frottement

Bagnold (1954) a constaté expérimentalement une diminution de la vitesse du fluide due à la mise en mouvement des particules. En augmentant progressivement en soufflerie la vitesse de l'air, Bagnold observe une absence de saltation jusqu'à une vitesse de frottement de 22 cm/s (*vitesse de frottement seuil statique*). Mais une fois le mouvement des particules amorcé, la vitesse de frottement à proximité de la surface chute à 19,2 cm/s (*vitesse de frottement seuil dynamique*).

Les expériences de Best et Leeder (1992) effectuées à l'aide de la technique de la vélocimétrie laser montrent qu'une augmentation de la concentration en particules d'argile dans une couche limite turbulente saline se traduit par :

- une diminution de la vitesse moyenne à proximité des parois (figure 52),
- une diminution de la force de frottement.

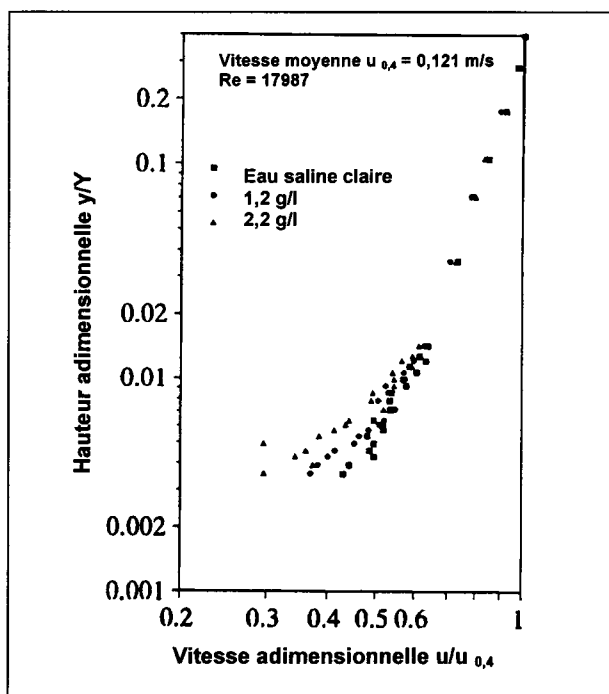


Figure 52 : profils de vitesse mesurés par vélocimétrie laser doppler dans une couche limite turbulente saline comportant différentes quantités d'argile en suspension (Best et Leeder, 1993)¹

On note ainsi des divergences entre les auteurs qui peuvent être dues :

- à la différence de tailles des particules (paragraphe 1.1),
- aux difficultés de mesures dans la couche proche de la paroi.

Les approches théoriques et les modélisations numériques de Anderson et Haff puis McEwan et Willets vont permettre d'éclaircir ce dernier point : les auteurs calculent la variation de la contrainte de frottement fluide en fonction de la hauteur dans une couche de saltation.

¹ Remarques : étant donné la taille des particules et le milieu fluide (l'eau), il s'agit plus d'un transport par suspension que par saltation. Néanmoins, il nous semble intéressant de présenter ici ces mesures, car elles ont été effectuées très près de la paroi.

2.3 Approche théorique

Les expérimentations conventionnelles ne permettent guère d'avoir accès au profil de vent à proximité de la paroi. Aussi, les résultats les plus pertinents ont-ils été obtenus grâce à l'utilisation de la modélisation numérique (Anderson et Haff, 1991, McEwan et Willets, 1991) comme outil expérimental.

2.3.1 Détermination des contraintes exercées par le fluide et par les particules

La différence essentielle entre les modélisations numériques présentées par Anderson et Haff (1991) et Ewan et Willet (1991) réside essentiellement dans la détermination des contraintes. Cette différence influencera de façon notable les résultats obtenus pour les profils de vent.

Anderson et Haff font l'hypothèse d'une contrainte de frottement totale, constante et égale à la contrainte de frottement en l'absence de particules. Le calcul de la contrainte exercée sur le fluide est obtenu par soustraction à partir de la détermination explicite de la contrainte de grain (contrainte exercée par le fluide sur les grains 0).

McEwan et Willet calculent de façon explicite la contrainte de grain et la contrainte exercée sur le fluide.

2.3.1.1 Formulation proposée par Anderson et Haff (1991)

La première étape consiste à formaliser une équation de conservation de la quantité de mouvement de l'air qui, d'une part prenne en compte la quantité de mouvement extraite par les grains pendant la saltation et, d'autre part, permette de retrouver la loi de paroi en l'absence de saltation.

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule en saltation met en évidence la force exercée par le fluide sur la particule : $f_i(y) = M \cdot a_i(y)$ avec a_i accélération instantanée de la particule suivant la direction i et M masse de la particule. L'équation de conservation de la quantité de mouvement appliqué au volume matériel de fluide $V_m(t)$ fait donc apparaître une force volumique extérieure

supplémentaire. $\int_{V_m(t)} -F_i dV$

$$\int_{V_m(t)} \rho \frac{d\bar{v}_i}{dt} dV = \int_{V_m(t)} (\rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau'_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau^t_{ij}}{\partial x_{subj}} - F_i) dV \quad (96)$$

avec F_i force par unité de volume suivant la direction i due à l'accélération des particules par le fluide.

Dans le cas de la couche limite (voir chapitre 1) la projection de la conservation de la quantité de mouvement suivant x aboutit à :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp_e}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\tau^t + \tau') - \frac{F_x(y)}{\rho} \quad (97)$$

avec $\tau^t = -\rho \bar{u}'\bar{v}'$ et $\tau^l = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$.

Si l'on considère une couche limite dont la vitesse moyenne est parallèle à Ox , ($\bar{v} = 0$), établie ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0$), permanente ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), en l'absence de gradient de pression moyenne ($\frac{d p_e}{dx} = 0$) alors :

$$\frac{\partial}{\partial y}(\tau^l + \tau^t) = F_x(y) \quad (98)$$

Si de plus, on se place dans la zone où la contrainte visqueuse est négligeable ($y/y_* \geq 0$), on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial y} \tau^t = F_x(y) \quad (99)$$

En intégrant l'équation (99) entre y et H_{smax} , hauteur maximale de la couche de saltation, on obtient :

$$\tau^t(y_{max}) = \tau^t(y) + \int_y^{H_{smax}} F_x y dy \quad (100)$$

Pour $y > H_{smax}$, $F_x(y) = 0$ et $\tau^t(y) = \tau_0 = \rho u_*^2$. Sachant que $\tau^t(y)$ est une fonction continue, l'équation (100) devient :

$$\tau^t(y) = \rho u_*^2 - \int_y^{H_{smax}} F_x dy \quad (101)$$

$$\tau_0(y) = \int_y^{H_{smax}} F_x dy \text{ est appelé "contrainte de grain".}$$

- En considérant :
- $\tau^t(y) = \rho u_*^2(y)$ avec u_* fonction de y ,
 - $\tau^t(y) = \rho \nu_t \frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y}$,
 - $\nu_t(y) = k \cdot y \cdot u_* (y)$,

l'équation (101) devient :

$$\frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y} = \frac{1}{ky} \left(\frac{\rho u_*^2 - \int_y^{H_{smax}} F_x(y) dy}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (102)$$

La résolution numérique de l'équation de mouvement de la particule permet de calculer l'accélération horizontale instantanée $a_x(y)$ d'un grain de masse M . Sachant que $f_x(y) = Ma_x(y)$, on obtient ainsi la force horizontale exercée le fluide sur un grain en fonction de son ordonnée (figure 53).

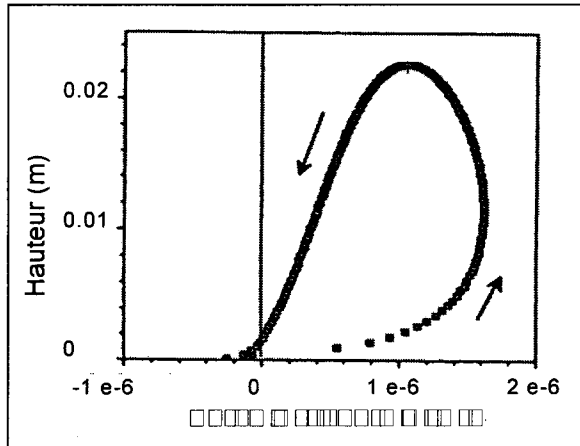


Figure 53 : force horizontale instantanée exercée par le fluide sur un grain en fonction de son ordonnée (simulation numérique Anderson et Haff, 1991)

La flèche montante correspond à la partie ascendante de la trajectoire et la flèche descendante à la partie descendante de la trajectoire.

En sommant pour une même ordonnée, les parties ascendante et descendante de la trajectoire et en considérant qu'une seule particule ($N_1=1$) est éjectée par unité de surface et de temps avec une vitesse verticale initiale V_1 , on obtient la force volumique $G_x(y|V_1, N_1)$ pour la "trajectoire équivalente" :

$$G_x(y|V_1, N_1) = N_1 M \left[\left(\frac{a_x}{\|v(y)|V_1|} \right)_+ + \left(\frac{a_x}{\|v(y)|V_1|} \right)_- \right] \quad (103)$$

+ et - caractérisent les phases montantes et descendantes de la trajectoire réelle. La densité de probabilité $p(V_1)$ de la vitesse d'éjection verticale V_1 et le nombre réel N de particules éjectées par unité de surface du lit de particules permettent d'obtenir l'équation intégrale caractérisant la force volumique $F_x(y)$.

$$F_x(y) = \frac{N}{N_1} \int_0^{\infty} p(V_1) G_x(y|V_1, N_1) dv_1 \quad (104)$$

Les calculs effectués par Anderson montrent que la forme de la fonction de densité de probabilité prédomine sur celle de G_x .

2.3.1.2 Formulation proposée par Mc Ewan et Willet (1991)

L'équation de Navier-Stokes (96) correspond à un vent stationnaire sans phase d'accélération ou de décélération. Anderson et Haff procèdent donc de façon itérative : la contrainte de grain est déterminée à partir des trajectoires de particules et le profil de vent est ajusté jusqu'à l'obtention d'un état stable.

Afin d'éviter cette procédure, Mc Ewan et Willetts proposent de discrétiser la colonne d'air en fonction de la hauteur. Sur chaque tranche ainsi définie s'applique deux forces : $F_x(y)$ la force exercée par les particules de sable

et $\frac{\partial}{\partial y}(\rho k^2 y^2 (\frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y})^2)$ la force de frottement exercée par le fluide.

$$\Delta u_a = \frac{1}{m} \int_1^N M \Delta u_g dN \quad (105)$$

- avec :
- Δu_a variation de la vitesse de l'air (m/s),
 - Δu_g variation de la vitesse de la particule (m/s),
 - M masse de la particule (kg),
 - m masse de l'air (kg),
 - N nombre de grain.

L'équation (105) permet d'obtenir le gradient de vitesse, d'où l'estimation de la contrainte exercée par le fluide :

$$\tau^f(y) = \rho k^2 y^2 (\frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y})^2 \quad (106)$$

La contrainte de grain est déterminée par l'équation suivante :

$$\tau_g(y) = \int_1^N M(u_+(y) - u_-(y)) dN \quad (107)$$

- avec :
- $u_+(y)$ vitesse horizontale du grain (m/s) durant la phase descendante de la trajectoire à la hauteur y ,
 - $u_-(y)$ vitesse horizontale du grain (m/s) durant la phase ascendante de la trajectoire à la hauteur y ,
 - N nombre de particules.

2.3.2 Profils de vitesse de vent obtenus par modélisation numérique

2.3.2.1 Résultats obtenus par Anderson et Haff (1991)

À partir de ces considérations, en utilisant la fonction *splash* et l'équation de la trajectoire de saltation, la simulation numérique effectuée par Anderson (chapitre 8) permet d'obtenir les résultats suivants (figure 54).

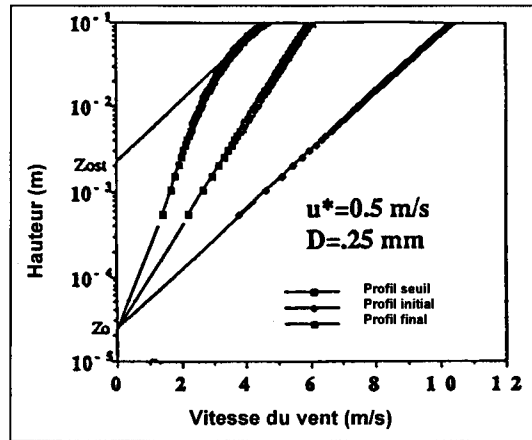


Figure 54 : profil de vitesse de vent dans la couche de saltation (simulation numérique Anderson et Haff, 1991)

Les simulations ont été réalisées pour une vitesse de frottement initiale de 0,5 m/s et des grains de sable de 0,25 mm de diamètre.

$\tau^+(y)$ et (par conséquent $u^+(y)$) augmente de façon monotone avec y d'où la forme concave de la représentation graphique $\bar{u}(y) = f(\ln y)$.

Si l'on effectue des extrapolations à partir des vitesses de fluide situées au-dessus de la couche de saltation, pour déterminer la hauteur pour laquelle $u=0$, on constate qu'il y a une augmentation de la rugosité. Il s'agit donc d'une augmentation apparente de la rugosité, telle qu'elle est perçue par le fluide.

Cette approche purement numérique permet de dissocier l'effet de la saltation de celle de la reptation sur l'augmentation apparente de la rugosité. La formation de ripples (phénomène de reptation qui n'est pas abordé dans cette approche) n'est en effet pas prise en compte.

2.3.2.2 Résultats obtenus par Mc Ewan et Willet (1991)

Nous ne rentrerons pas dans le détail des techniques numériques utilisées qui s'apparentent à celles développées par Anderson et Haff. Les vitesses d'éjection des particules sont discrétisées et la fonction *splash* utilisée n'est pas identique à celle d'Anderson et Haff.

Les simulations ont été réalisées pour une vitesse de frottement initiale de 0,3 m/s et des grains de sable de 0,3 mm de diamètre.

On constate tout d'abord que la vitesse de frottement du fluide au sommet de la couche de saltation augmente rapidement de façon importante (de 0,3 m/s à 0,6 m/s (figure 56)). Ceci correspond à une diminution de la vitesse du fluide (figure 55).

En revanche, lorsque la saltation a atteint un régime stable, la contrainte de frottement du fluide au niveau du sol est égale à la contrainte de frottement initiale (en l'absence de saltation), si bien que l'entraînement purement aérodynamique

des grains peut se poursuivre (figures 57 et 58). Ces résultats sont en contradiction avec ceux obtenus par Anderson et Haff : pour un régime de saltation stable, la contrainte de frottement au niveau du sol est légèrement inférieure à la contrainte de frottement seuil. Cette différence au niveau des résultats provient de la différence d'estimation de la contrainte de frottement du fluide. Aucune expérimentation n'est venue confirmer l'une ou l'autre de ces théories.

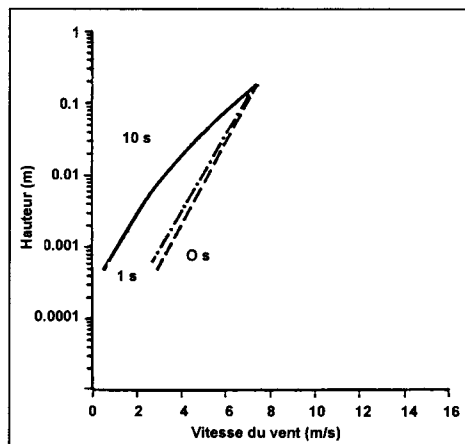


Figure 55 : profil de vitesse de vent à différents instants t (simulation numérique McEwan et Willets, 1991)

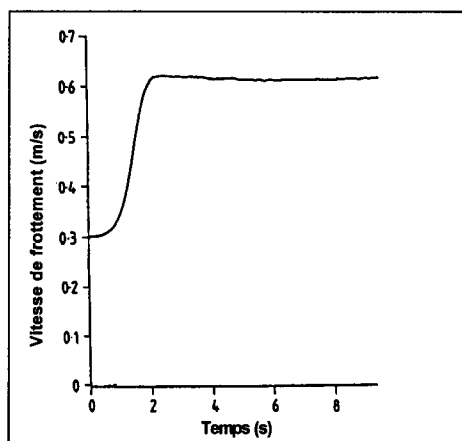


Figure 56 : évolution de la vitesse de frottement au sommet de la couche de saltation (simulation numérique McEwan et Willets, 1991)

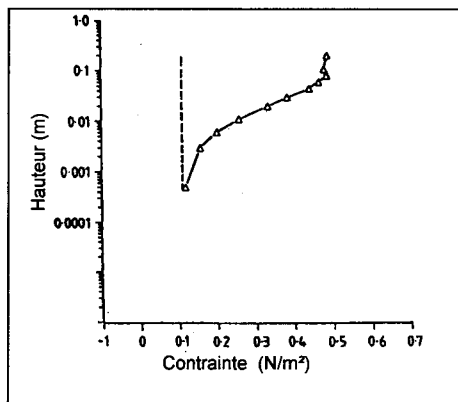


Figure 57 : contrainte de frottement initiale (- - -) et contrainte de frottement du fluide à $t=10$ s (Δ) (simulation numérique Mc Ewan et Willets, 1991)

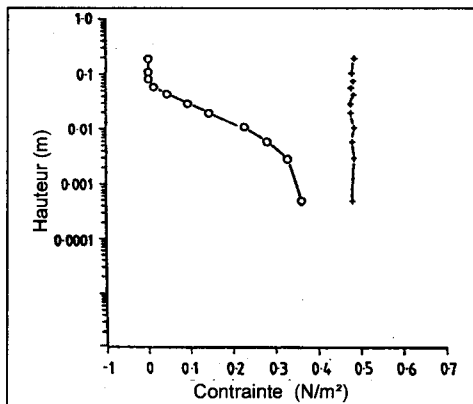


Figure 58 : contrainte de grain (\circ) et contrainte totale (+) (Fluide + grain) à $t=10$ s (simulation numérique Mc Ewan et Willets, 1991)

3. Cas particulier de la neige : modification de la particule de neige en transport dans la couche de saltation et de diffusion

3.1 Modification des caractéristiques de la particule de neige

En vue de développer l'application Protéon (paragraphe 1.2.1.3), l'équipe de recherches du CEN (Centre d'Etudes de la Neige / Météo France) s'est plus particulièrement attachée à la description des particules de neige transportées par le vent. Les différents types de grains prélevés lors d'épisodes de transport et conservés dans des flacons d'iso-octane, sont analysés en chambre froide par traitements d'images à partir d'enregistrements vidéo sous microscope. Le dépouillement des différents échantillons montre des différences notables entre cristaux prélevés à la surface du manteau neigeux (neige fraîche, particules reconnaissables, grains à faces planes) et cristaux ayant subi des transformations dues au vent.

Les conclusions (Guyomarc'h, Merindol, 1991) sont les suivantes :

3.1.1 Périmètres (P_g) et surface (S_g) des grains

Le périmètre et la surface des grains de transport sont notablement plus petits que ceux des grains types. Le rapport est d'environ 2,3 pour les périmètres et 4,2 pour les surfaces.

3.1.2 Pourcentage de courbure convexe et concave

Dans le cas de la neige transportée, le pourcentage de courbure convexe est plus important que dans le cas de la neige non transportée (tableau 6).

	concave	convexe
Neige transportée	20%	75%
Neige non transportée	38%	56%

Tableau 6 : pourcentage de courbure concave et convexe (Guyomarc'h, Merindol, 1991)

Cette différence s'explique par l'action mécanique du vent qui conduit à casser de préférence les zones les plus fragiles des cristaux de neige fraîche, en utilisant les zones les plus concaves comme amorces de rupture.

3.1.3 Rapport $P_g^2/4\rho S_g$

Ce paramètre est beaucoup plus proche de 1 (cas du cercle) pour des échantillons de neige transportée (fourchette de 2 à 3) que pour des échantillons de neiges récentes non transportées (neige fraîche, particules reconnaissables et grains fins, fourchette de 10 à 13) ; ceci confirme la tendance à la suppression des dendrites des cristaux initiaux.

3.1.4 Histogramme des convexités

Dans le cas de la neige transportée, on note une moindre proportion de portions concaves avec une très faible dispersion des rayons de courbure des parties convexes (figures 59 et 60).

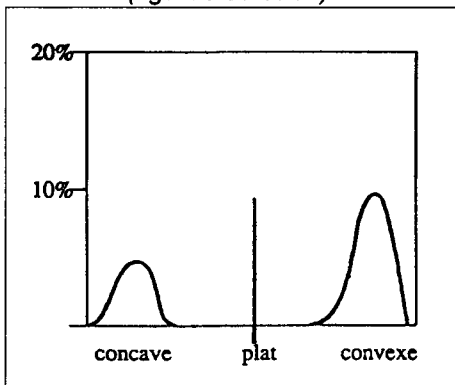


Figure 59 : histogramme des convexités pour la neige non transportée (Guyomarc'h et Mérindol, 1991)

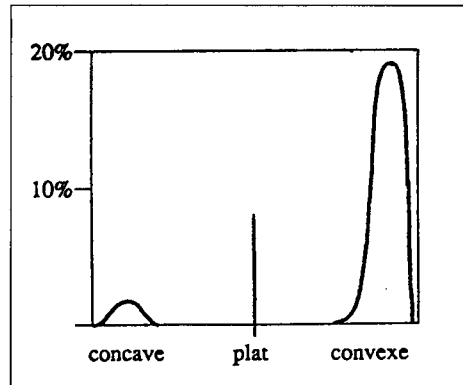


Figure 60 : histogramme des convexités pour la neige transportée (Guyomarc'h et Mérindol, 1991)

Les observations de Schmidt (1982) montrent que les particules de neige transportée peuvent être considérées comme des sphéroïdes d'un diamètre moyen de 200 μm (la gamme des tailles s'étend de 10 μm à plusieurs centaines de μm) avec une densité égale à celle de la glace.

3.2 Sublimation de la particule de neige

La sublimation des particules de neige lors d'un épisode de transport est non négligeable.

À partir de l'estimation du taux de sublimation d'une particule de neige proposée par Schmidt (1991), Pomeroy (1993) montre que q_{subl} ($\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$), taux de sublimation dans une colonne d'air de base unité et s'élevant du manteau neigeux jusqu'au sommet de la couche de diffusion turbulente, peut atteindre 7 $\text{g}/\text{m}^2\text{s}$ pour les conditions climatiques de l'Ouest canadien (figure 61).

En utilisant son modèle PBSM (*Prairie Blowing Snow Model*), Pomeroy et Gray (1995) estime que sur un kilomètre de terrain agricole en jachère, la sublimation due au transport de la neige par le vent varie de 23% à 41% de la chute de neige.

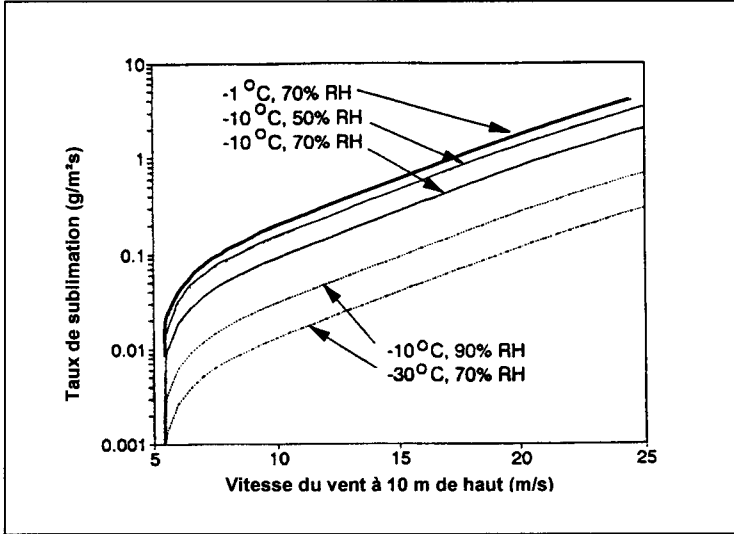
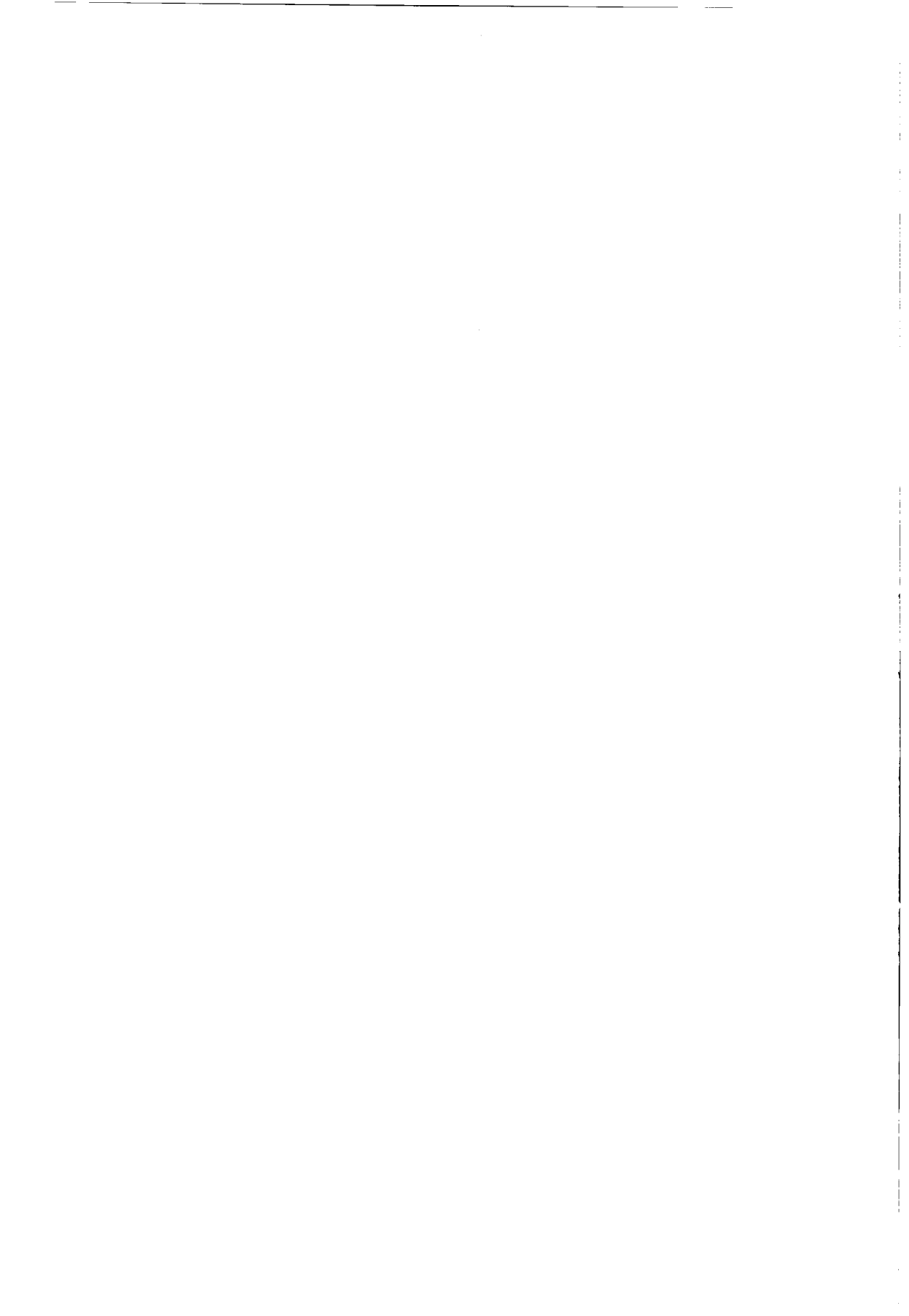


Figure 61 : q_{subl} en fonction du vent à 10 m pour une vitesse de frottement seuil de 5,5 m/s, une radiation solaire de $120J/m^2s$, pour une zone d'emprunt de 500 m et différentes températures et humidité relative à 2 m (Pomeroy et Gray, 1995)

***Chapitre 5 – Profil de concentration
et obtention de la saturation***



Le comportement des particules diffère, si elles sont transportées par saltation ou par diffusion turbulente. Nous avons donc choisi d'étudier les profils de concentration des particules d'une part, dans la couche de saltation et d'autre part, dans la couche de diffusion turbulente. Ces deux modes de transport ne sont pas pour autant déconnectés; Pomeroy et Male (1990) ont proposé pour la neige un couplage des deux couches. Les résultats présentés concernent les profils de concentration à saturation. Or, le temps nécessaire à l'obtention de la saturation n'est pas négligeable et semble varier suivant le type de particules.

1. Saltation

1.1 La théorie classique : les différentes expressions du débit de particules à saturation

1.1.1 Le sable

1.1.1.1 Formulation de Bagnold

Si l'on considère une particule de masse M qui quitte le sol avec une vitesse horizontale U_1 pour atteindre de nouveau le sol avec une vitesse horizontale U_2 après avoir parcouru une trajectoire de longueur L_s , alors la quantité de mouvement horizontale gagnée par la particule par unité de longueur, et donc perdue par le fluide, sera :

$$\frac{M(U_2 - U_1)}{L_s} \quad (108)$$

Si l'on considère le débit massique de particules en saltation par unité de largeur Q_s (kg/ms) constitué d'un ensemble de particules suivant la trajectoire moyenne décrite précédemment, alors la quantité de mouvement gagnée par les particules par unité de longueur et par unité de largeur sera :

$$\frac{Q_s(U_2 - U_1)}{L_s} \quad \text{soit} \quad \frac{Q_s U_2}{L_s} \quad \text{sachant que} \quad U_1 \gg U_2 \quad (109)$$

En appliquant le théorème de la quantité de mouvement on obtient donc :

$$\frac{Q_s U_2}{L_s} = \tau_g \quad (110)$$

avec τ_g contrainte exercée par le fluide sur les particules en saltation (N/m^2).

Bagnold considère $\tau_g = \tau = \rho u^2$ ce qui conduit à :

$$\frac{Q_s U_2}{L_s} = \rho u^2 \quad (111)$$

En considérant $U_2/L_s = g/V_1$ et $V_1 = Bu$. (chapitre 3, paragraphe 1.1.2), Bagnold obtient :

$$Q_s = B \frac{\rho}{g} u^3 \quad (112)$$

En faisant l'hypothèse que la saltation représente les trois quarts de la masse de particules transportées, Bagnold en déduit l'expression du débit total Q :

$$Q = \frac{4}{3} B \frac{\rho}{g} u^3 \quad (113)$$

L'approche de Bagnold est basée sur les comportements moyens des particules. Il n'en reste pas moins que le comportement des particules à l'intérieur de la couche de saltation est variable : la densité des particules n'est pas constante sur toute la hauteur de la couche de saltation (figure 62).

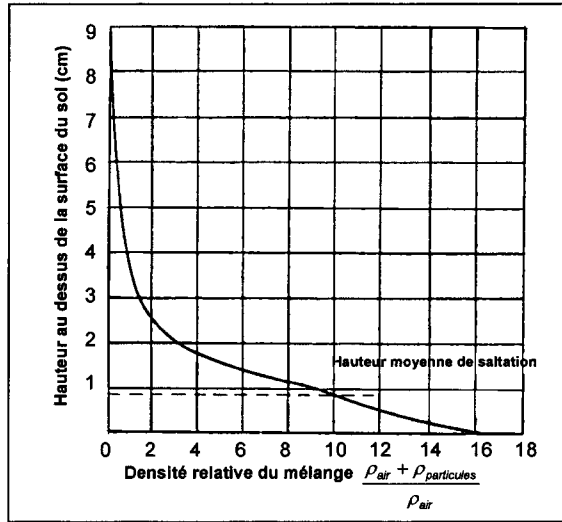


Figure 62 : densité de la couche de particules en saltation en fonction de la hauteur (Bagnold, 1941)

1.1.1.2 Autres formulations

✓ Le raisonnement développé par Kind est analogue à celui de Bagnold mais diffère cependant au niveau de l'estimation de τ_g :

$$\tau_g = \tau - \tau_t = \rho(u^2 - u_t^2) \quad (114)$$

Par ailleurs, Kind (1976) se réfère à Owen (1964) pour l'estimation du coefficient B (chapitre 3, paragraphe 1.1.2) ce qui conduit à :

$$Q_s = \frac{\rho}{g} \left(0,25 + \frac{U_F}{3u_*} \right) u_*^3 \left(1 - \frac{u_t^2}{u_*^2} \right) \quad (115)$$

L'expression de Q_s ainsi obtenue est identique à celle proposée par Owen et est applicable aussi à la neige.

✓ Kawamura (1951) propose : $Q_s = K \frac{\rho}{g} (u_* - u_{*c})(u_* + u_{*c})^2$ (116)

avec $K=2,78$

✓ Zingg (1952) propose : $Q_s = C \left(\frac{D_p}{D_{ref}}\right)^{3/4} \frac{\rho}{g} u_*^3$ (117)

avec $C=0,83$ et D_{ref} correspond au diamètre de référence (0,25 mm).

✓ Hsu (1973) propose : $Q_s = K \left(\frac{u_*}{\sqrt{g D_p}}\right)^3$ (118)

avec $K = e^{(-0,47 + 4970 D_p)} 10^{-5}$

1.1.2 La neige

✓ Dyunin (1954) et Mel'nik (1952) proposent (pour une hauteur comprise entre 1 et 2 m) :

$$Q = 2,15 \cdot 10^{-5} U_{11}^3 \quad (119)$$

avec U_{11} vitesse du vent à 11 m (m/s).

✓ Komarov (1954) propose (pour une hauteur comprise entre 1 et 2 m) :

$$Q = 1,083 \cdot 10^{-5} U_1^{3,5} - 6,667 \cdot 10^{-4} \quad (120)$$

avec U_1 vitesse du vent à 1 m (m/s).

✓ Budd, Dingle et Radok (1966) proposent (pour une hauteur comprise entre 0,001 et 300 m) :

$$\log Q = -1,8188 + 0,0887 U_{10} \quad (121)$$

avec U_{10} vitesse du vent à 10 m (m/s).

✓ Kobayashi (1969) propose (pour la couche de saltation) :

$$Q_s = 3 \cdot 10^{-5} U_1^3 \quad (122)$$

✓ Kobayashi (1969) propose (pour la couche de saltation) :

$$Q_s = 3 \cdot 10^{-5} (U_1 - 1,3)^3 \quad (123)$$

✓ Dyunin et Kotlyakov (1980) proposent (pour une hauteur comprise entre 1 et 2 m) :

$$Q = 3,4 \cdot 10^{-4} (U_{0,2} - 3)^3 \quad (124)$$

avec $U_{0,2}$ vitesse du vent à 0,2 m (m/s).

✓ Dyunin et Kotlyakov (1980) proposent (pour une hauteur comprise entre 1 et 2 m) :

$$Q = 7,7 \cdot 10^{-5} (U_{10} - 5)^3 \quad (125)$$

- ✓ Takeuchi (1980) propose (pour une hauteur comprise entre 1 et 2 m et pour de la neige ancienne) :

$$Q = 210^{-4} U_1^{2,7} \quad (126)$$

avec U_1 vitesse du vent à 1 m (m/s).

- ✓ Takeuchi (1980) propose (pour une hauteur comprise entre 1 et 2 m et pour de la neige sèche) :

$$Q = 2,910^{-6} U_1^{4,16} \quad (127)$$

- ✓ Schmidt (1986) a amélioré les formulations précédentes, en introduisant un coefficient e dit "d'efficacité de transport" permettant de prendre en compte les propriétés physiques du manteau neigeux (température, cohésion, densité). Ainsi, pour une hauteur comprise entre 0 et 0,5 m on obtient :

$$Q_s = e \frac{\rho}{g} (u_* - u_{*t})(u_*^2 - u_{*t}^2) \quad (128)$$

e est un coefficient empirique obtenu par calage sur les mesures in situ ; il est compris entre 0,45 et 32,5. e décroît exponentiellement avec l'augmentation de la rugosité de surface. Par exemple $e=30$ pour $z_0=0,04$ mm et $e=5$ pour $z_0=0,3$ mm.

- ✓ En appliquant le premier principe fondamental de la dynamique, Pomeroy (1988) propose :

$$\tau_g = \frac{Q_s g}{U_s} \quad (129)$$

Pomeroy conserve la notion d'efficacité de transport introduite par Schmidt mais tient compte de la rugosité du sol.

$$\tau_g = e \rho (u_*^2 - u_{*n,e}^2 - u_{*t}^2) \quad (130)$$

où $\tau_{ne} = \rho u_{*ne}^2$ correspond à la contrainte du fluide s'exerçant sur les éléments non érodables et qui est défini à partir des formules de Lyles et Allison (1976) (équation 62). A partir de (82), (129) et (130) et des données de terrain, Pomeroy et Gray déterminent Q_s :

$$Q_s = \frac{0,68 \rho u_*}{g u_*} (u_*^2 - u_{*n,e}^2 - u_{*t}^2) \quad (131)$$

Les coefficients e et c sont obtenus de façon empirique.

On note que la relation (131) ne fait pas apparaître une variation de Q_s en fonction du cube de la vitesse de frottement, contrairement à la majorité des autres formulations proposées.

L'ensemble de ces formulations correspond à une analyse théorique faisant intervenir des coefficients empiriques. La disparité des résultats, que se soit pour la neige ou pour le sable, provient du fait qu'aucun chercheur n'évolue dans les

mêmes conditions expérimentales, ce qui influe sur la valeur des coefficients empiriques utilisés dans l'expression des débits. Ainsi Willets (1983) constate que la forme des particules a une influence sur la quantité transportée (figure 41). Ces différences expérimentales peuvent aussi provenir de l'état de surface, de la cohésion des particules, des profils de vitesse de vent mais aussi de l'obtention ou non de la saturation en particules. Par ailleurs, il est difficile expérimentalement de différencier saltation, de saltation modifiée ou de diffusion turbulente. Cette approche est cependant possible numériquement.

1.2 Les dernières avancées théoriques : profils de concentration et obtention de la saturation

1.2.1 Cas du sable

1.2.1.1 Approche numérique

Nous nous référons ici au modèle numérique développé par Anderson, dont certains aspects (*entraînement aérodynamique, fonction splash, modification du profil de vent en présence de particules*) ont été abordés dans les chapitres précédents.

Les entrées du modèle sont le diamètre et la densité des grains, le profil de vitesse initiale (*qui est considéré comme logarithmique et qui est donc entièrement défini par u_* , z_0 étant pris égal à $2D/30$*), les constantes permettant de définir la fonction splash et ζ le taux d'entraînement aérodynamique. Étant données les limites des moyens de calculs, Anderson considère que les particules peuvent quitter le lit avec 10 vitesses (*le problème est ainsi discrétisé*) : la vitesse la plus faible permet à la particule d'atteindre une hauteur égale à son diamètre et la vitesse la plus élevée permet à la particule d'atteindre une hauteur au delà de laquelle on s'attend à ce que la saltation soit négligeable (*Anderson la considère égale à $5u_*$*). Les 10 vitesses d'éjection sont distribuées de façon logarithmique afin d'optimiser l'information dans la partie basse de la couche limite. À chaque instant, chaque classe de vitesse (V_{0i}) contient N_{0i} particules. La durée du vol est une fonction de la vitesse initiale d'éjection. Pour tenir compte de cette différence de durée, il est nécessaire d'établir pour chaque classe de vitesse (*et donc chaque classe de trajectoires*), une liste de collision. On entend par liste de collision la liste décrivant pour chaque classe de vitesse, le nombre de grains devant atteindre la surface, à chaque pas de temps ultérieur. Le calcul est initié par des éjections purement dues à des entraînements aérodynamiques ($N(V_{0i})$, voir étape 1 sur figure 63). Les grains sont ensuite accélérés par transfert de quantité de mouvement du fluide. À chaque pas de temps, la liste de collision est interrogée afin de connaître le nombre de grains dans chaque classe de trajectoire qui doit atteindre le lit de particules. Les trajectoires (*qui dépendent du profil de vitesse de vent*) sont calculées (*voir étape 2 sur figure 63*) à partir du profil de vitesse de vent moyenné sur la durée de la trajectoire $T_s = (2V_{0i})/g$. Les vitesses d'impact sont utilisées comme entrée de la fonction splash qui permet d'obtenir le nombre d'éjections (*incluant les rebonds*) dans chaque classe de vitesse d'éjection ($N_s(V_{0i}) =$

$N_r(V_0) + N_e(V_0)$, voir étape 3 sur figure 63). Le profil de vitesse de vent est ajusté (voir étape 5 sur figure 63) de façon à prendre en compte $F_x(y)$, la force par unité de volume due à l'accélération des particules (voir étape 4 sur figure 63). Le nombre de particules quittant le lit par entraînement aérodynamique est ajouté au nombre de particules éjectées à la suite d'un impact et ce avec une vitesse d'éjection correspondant à la vitesse d'éjection la plus faible de celles définies dans les dix classes. La liste des collisions est mise à jour en conséquence. Enfin, le flux de masse et la concentration sont déterminés (figures 64, 65 et 66). Le calcul est poursuivi au pas de temps suivant et ce jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint. Cet état est caractérisé par une absence de changement (ou un très faible changement) du flux de masse, du profil de vitesse de vent ou de la liste des collisions d'un pas de temps au suivant.

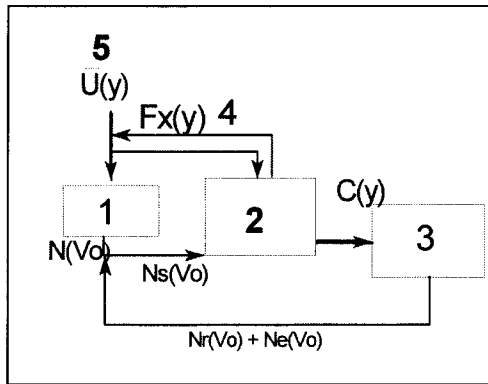


Figure 63 : principe de la modélisation numérique développée par Anderson

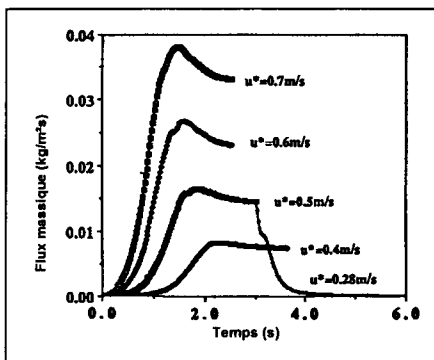


Figure 64 : évolution du débit massique de particules en saltation en fonction du temps pour différentes vitesses de frottement pour des grains de sable de $D_p=0,25$ mm et $\rho=2650$ kg/m³ (Anderson et Haff, 1991)

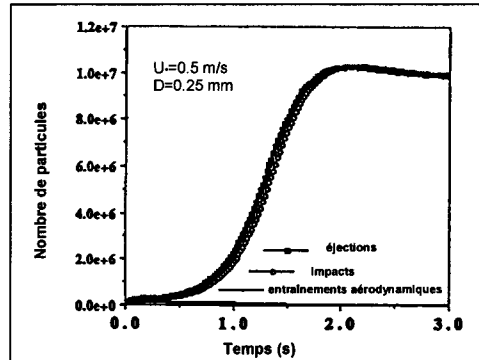


Figure 65 : évolution du nombre de particules en saltation en fonction du temps pour des grains de sable de $D_p=0,25$ mm et $\rho=2650$ kg/m³ (Anderson et Haff, 1991)

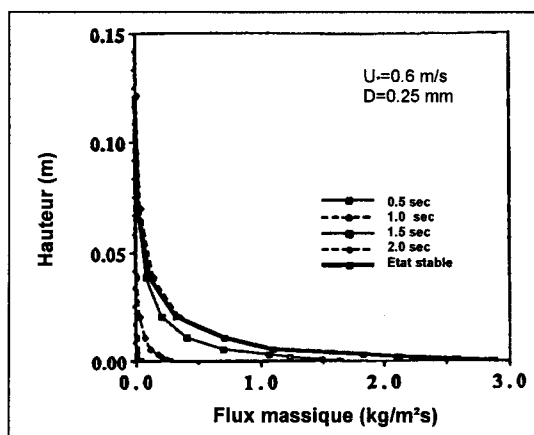


Figure 66 : profil du débit massique de particules en saltation pour des grains de sable de $D_p=0,25 \text{ mm}$ et $\rho=2650 \text{ kg/m}^3$ avec une vitesse de frottement de $0,6 \text{ cm/s}$ (Anderson et Haff, 1991)

Le temps nécessaire à l'obtention de la saturation est donc de l'ordre de 1 à 2 secondes. Le modèle développé par Anderson et Haff suppose qu'il n'y a pas de restriction quant à la quantité de particules mobilisables (c'est-à-dire quant à la longueur de la zone d'ablation). En fait plusieurs séquences impact-rebond ou impact-éjection sont nécessaires. En l'absence de données fournies par les auteurs et concernant ce point précis, on peut avoir un ordre de grandeur de la longueur de la zone d'ablation nécessaire, en effectuant le calcul suivant :

Cas $u_* = 0,5 \text{ cm/s}$:

- vitesse d'éjection maximale : $V_1=5u_*=2,5 \text{ (m/s)}$
- hauteur du saut le plus haut : $H_s=V_1^2/(2g)=0,3 \text{ (m)}$
- longueur du saut le plus haut : $L_s=10H_s=3 \text{ (m)}$
- durée du saut le plus haut : $T_s=(2V_1)/g=0,51 \text{ (s)}$
- longueur maximale de la zone d'ablation nécessaire à l'obtention de la saturation obtenue en 2 s (figure 65) : $L_{abl} = (2L_s)/T_s= 12 \text{ (m)}$

La longueur de la zone d'ablation nécessaire à la saturation est de l'ordre de quelques fois la longueur de la trajectoire des particules en saltation appartenant à la classe de vitesse la plus élevée, soit dans le cas précis une dizaine de mètres. Il s'agit d'une valeur maximale car la vitesse la plus élevée ne peut être atteinte immédiatement.

1.2.1.2 Approche expérimentale

L'utilisation de la fonction splash définie pour le sable montre que l'entraînement des particules par impact (la particule est délogée par l'impact d'une autre

particule) est prépondérant par rapport à l'entraînement purement aérodynamique (la particule est délogée par le fluide).

Afin d'étudier l'importance relative de l'entraînement aérodynamique et de l'entraînement par impact, nous avons réalisé en soufflerie une série d'expériences.

La première expérience proposée vise à confirmer l'approche proposée par Anderson et Haff (à savoir que l'entraînement aérodynamique est négligeable devant l'entraînement par impact).

Ainsi, pour une même vitesse de référence (vitesse de référence 4,6 m/s, $u_* : 30 \text{ cm/s}$), nous avons étudié en soufflerie l'évolution du profil de concentration des particules de PVC ($\sigma : 544 \text{ kg/m}^3$, $D_p : 170 \mu\text{m}$) pour des zones d'emprunt de 1 m, 2 m et 3 m dans les deux cas suivants :

- ✓ absence d'obstacle à l'entrée de la veine d'étude (figure 67).
- ✓ obstacle (dents de scie) transversal à l'entrée de la veine d'étude (figure 68).

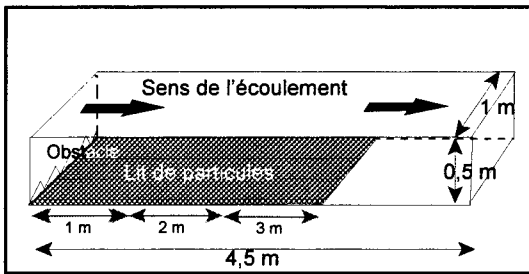


Figure 67 : schéma de l'expérience

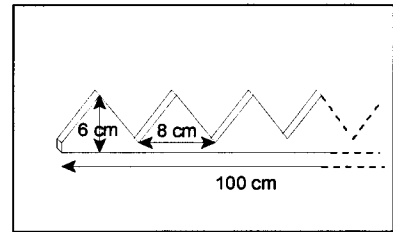


Figure 68 : profil en dents de scie

Le but des «dents de scie» était d'engendrer des structures turbulentes afin d'augmenter artificiellement l'entraînement aérodynamique (chapitre 1) sur le lit de particules placé immédiatement à l'aval.

Les profils de concentration ont été déterminés par la technique de visualisation laser (génération d'une nappe laser statique, acquisition par caméra CCD, numérisation sur carte matrox et traitement d'images à l'aide de WIMA) à partir de 100 images (figures 69, 70 et 71).

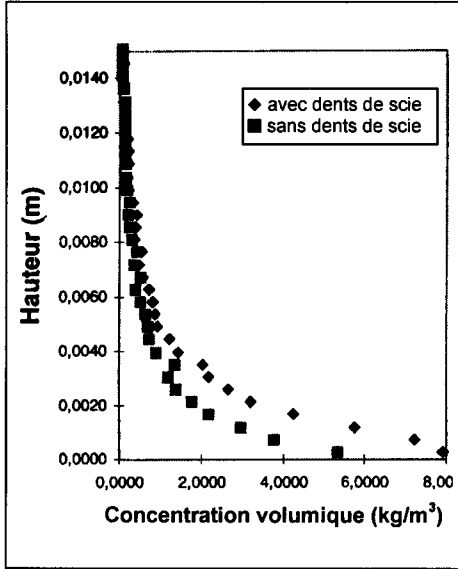


Figure 69 : profil de concentration en particules pour une zone d'emprunt de 1 m

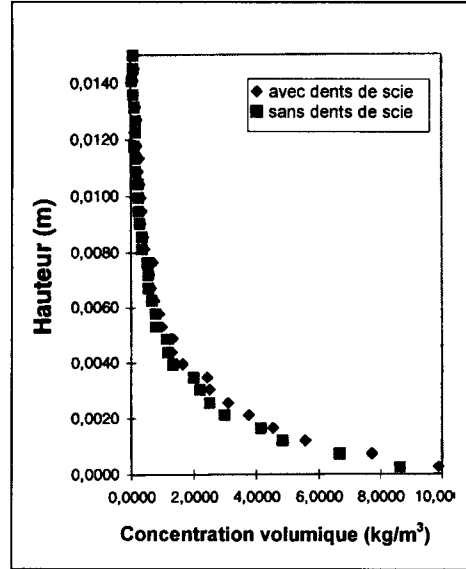


Figure 70 : profil de concentration en particules pour une zone d'emprunt de 2 m

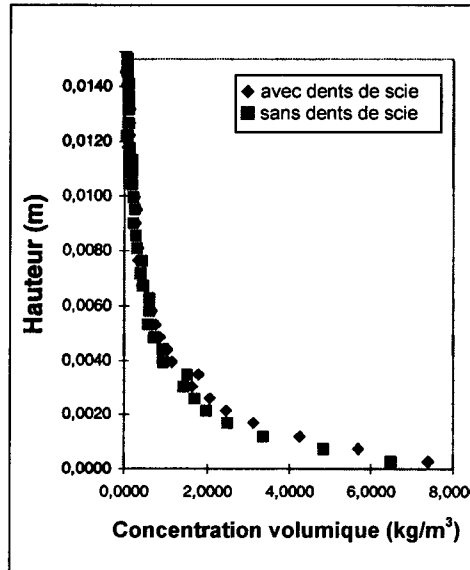


Figure 71 : profil de concentration en particules pour une zone d'emprunt de 3 m

On constate ainsi que pour chacune des trois longueurs de la zone d'emprunt (figures 69,70 et 71), les concentrations sont plus élevées en présence de dents

de scie. On vérifie ainsi que la présence des tourbillons créés par le dispositif tend à augmenter l'envol des particules.

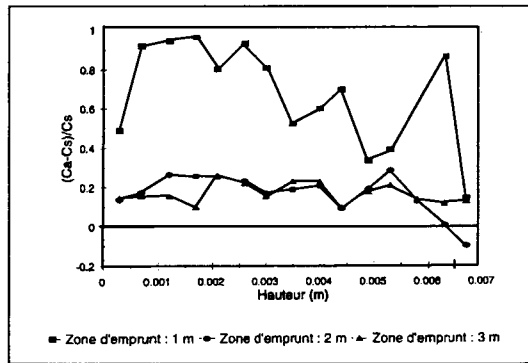


Figure 72 : écart de concentration $(C_a - C_s)/C_s$ en fonction de la hauteur pour les différentes longueurs de zone d'emprunt

On peut quantifier cet écart en déterminant le facteur $(C_a - C_s)/C_s$ avec C_a concentration en particules avec dispositif en dents de scie et C_s concentration en particules sans dents de scie (figure 72).

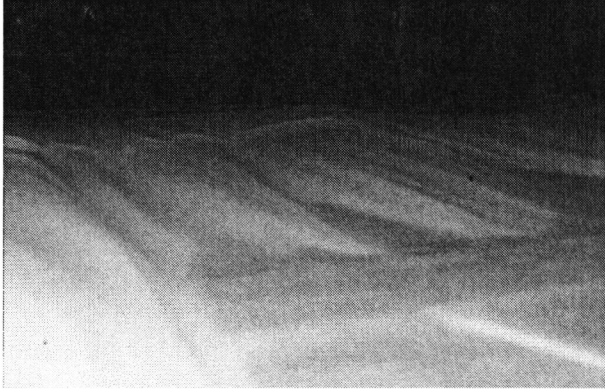
On constate ainsi que la différence est principalement marquée pour une zone d'emprunt courte: en moyenne sur les 7 premiers millimètres de haut, la différence est de 64% pour une longueur d'emprunt de 1 m contre 15% et 16% pour une longueur d'emprunt de 2 m et 3 m.

On peut expliquer ceci par le fait qu'une longueur de 1 m est insuffisante pour que se développe un processus d'éjection par impact. Par contre, pour des longueurs d'emprunt supérieures (2 et 3 m) le phénomène d'éjection par impact acquiert un caractère prépondérant (*l'entraînement purement aérodynamique pouvant alors être négligé*). Les différences observées alors restent inférieures à l'incertitude des mesures estimée à 25% par Martinez.

En conclusion, pour des particules sphériques sans cohésion, l'éjection par impact semble prépondérante par rapport à l'éjection par entraînement aérodynamique.

La photographie suivante (17), qui représente un lit de particules de sable disposées sur le sol de la soufflerie (*et constituant une zone d'emprunt*) après un épisode de transport, illustre d'ailleurs ce phénomène.

Au début de la zone d'emprunt (*à gauche sur la photographie*), la hauteur du lit de particules n'a quasiment pas été modifiée par rapport à l'état initial. L'entraînement des particules est ici purement aérodynamique et permet d'amorcer le processus. À la fin de la zone d'emprunt (*à droite sur la photographie*), il n'y a plus de particules. Entre ces deux points, la hauteur diminue progressivement. L'entraînement par impact devient donc progressivement prépondérant.



Photographie 17 : zone d'emprunt après un épisode de transport de sable en soufflerie (cliché F.Naaim/Cemagref)

1.2.2 Cas de la neige

Comme on l'a abordé au chapitre 3, la fonction "splash" de la neige diffère vraisemblablement de celle du sable, ce qui n'est pas sans implication pour l'obtention de la saturation. Ce point sera plus particulièrement abordé au paragraphe 4.4.3.

2. Diffusion turbulente

2.1 Mise en équations

Les équations qui découlent de la théorie du transport des particules solides traduisent la conservation de la masse, la quantité de mouvement et l'énergie du fluide porteur. En tenant compte de toutes les variables (*fractions fluide et solide, force d'interaction entre phases, vitesse relative des phases, turbulence*), il est nécessaire d'introduire plusieurs hypothèses et modèles pour pouvoir formuler le système d'équations.

Il est possible cependant, de simplifier les équations, en considérant les particules dans l'écoulement comme un champ continu dont l'évolution est décrite par l'équation de conservation de la masse des particules solides.

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial u_i C}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K' \frac{\partial C}{\partial x_i} \right) + \Sigma S_i \quad (132)$$

avec C concentration instantanée en particules (kg/m^3),
 u_i composante de la vitesse instantanée de la particule suivant la direction x_i (m/s),
 K' coefficient de diffusivité moléculaire (m^2/s),
 S_i terme source ou puits.

2.1.1 Diffusion moléculaire

La diffusion "moléculaire" est provoquée par l'agitation moléculaire du fluide même lorsque ce dernier est au repos (*mouvement brownien*). Elle est nulle dans le cas des particules.

2.1.2 Diffusion turbulente

En effectuant une décomposition de Reynolds ($u_i = \bar{u}_i + u_{i'}$, $C = \bar{C} + C'$) et en moyennant l'équation (132), on obtient (*en omettant les termes sources et puits*) :

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{C}}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{u_{i'} C'}) \quad (133)$$

L'évaluation de la corrélation $\overline{u_{i'} C'}$ se fait à partir de l'analogie de Reynolds :

$$(\overline{u_{i'} C'}) = - D' \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i} \quad (134)$$

où D' est le coefficient de diffusivité turbulente.

L'équation (133) devient donc :

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{C}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D' \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i} \right) \quad (135)$$

On considère que les particules en suspension suivent le mouvement du fluide¹, excepté suivant la verticale où la vitesse de glissement est égale à la vitesse de chute de la particule. De plus, dans le cas présent, on considère l'écoulement du fluide bi-dimensionnel.

L'équation (135) conjuguée à l'équation de continuité $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0$ permet d'aboutir

$$\text{à : } \frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + (\bar{v} - |U_F|) \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D' \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D' \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) \quad (136)$$

2.1.3 Nombre de Schmidt

Le coefficient de diffusivité turbulente est relié à la viscosité turbulente ν_t par le nombre de Schmidt σ_s .

$$D' = \frac{\nu_t}{\sigma_s} \quad (137)$$

Le nombre de Schmidt traduit le rapport de la diffusion fluide à la diffusion solide. Souvent le nombre de Schmidt est pris approximativement égal à 1 (*Jobson et*

¹ Schmidt (1982) présente des mesures de la vitesse horizontale de la neige pour des hauteurs variant de 50 mm à 1 m et de la vitesse horizontale du vent ; la différence entre les deux vitesses moyennes est faible.

Sayre, 1970, Bechteler et Schrimpf, 1984). Cependant, une étude bibliographique plus approfondie montre que le nombre de Schmidt est typiquement inférieur à 1. Pour des particules plus lourdes que le fluide, Householder et Goldschmidt (1969) ont montré que σ_s était inférieur à 1. Les valeurs utilisées sont de l'ordre de 0,7 voir même d'une valeur inférieure (Lee et Chung, 1987) ; Simonin (1991) recommande une valeur de 0,5 pour les grosses particules lourdes. Mc Tigue (1983) utilise même des valeurs aussi faibles que 0,15 pour pouvoir ajuster ses données expérimentales dans le cas de sédimentation solide dans l'eau. De même Naaim et Martinez (1995) ont obtenu une valeur de $\sigma_s = 0,5$ pour des particules de PVC dans l'air. Cette valeur est utilisée par Liston (1994) dans la modélisation numérique du transport de neige $\sigma_s = 0,5$ en se référant à une étude de Reynolds (1976).

La diffusion des particules solides est donc supérieure à la diffusion des particules fluides, alors que logiquement on pourrait s'attendre à l'inverse. En effet, à cause de leur inertie supérieure, les particules devraient se trouver moins influencées par les fluctuations turbulentes. Pour expliquer cette diffusion supérieure, on peut cependant avancer l'hypothèse suivante : les grains solides ne sont déviés que par des structures turbulentes de dimension importante qui modifient considérablement leur trajectoire, contrairement aux petites qui n'ont aucune influence. La déviation est amplifiée ce qui se traduit par une dispersion plus grande en moyenne d'où un nombre de Schmidt inférieur à 1.

Plusieurs auteurs ont cherché à relier le nombre de Schmidt au nombre de Stokes, rapport du temps de réponse particulaire au temps de réponse des grosses structures.

$$\text{Nombre de Stokes} = \frac{\tau_s}{\tau_F} \quad \text{avec} \quad \tau_s = \frac{\sigma D_P^2}{18\mu} \quad \text{et} \quad \tau_F = \frac{\delta L}{\delta U} \quad (138)$$

Les résultats varient en fonction des conditions expérimentales. Yuu (1978) constate que le nombre de Schmidt est supérieur à 1 et augmente dans un jet turbulent en fonction de l'inertie des particules caractérisée par le nombre de Stokes dans le cas de trajectoires solides. Au contraire, Householder et Goldschmidt (1969) montrent une évolution inverse dans le cas de trajectoires solides dans des canaux et des canalisations.

De plus Launder (1975) a montré que le nombre de Schmidt peut varier dans des écoulements dont les lignes de courant ont de forts rayons de courbure. Ainsi, il est possible d'utiliser deux valeurs du nombre de Schmidt suivant la verticale et l'horizontale (Zhou et McCorquodale, 1992 pour la modélisation bidimensionnelle d'un décanteur).

2.2 Profils à saturation

Dans la zone logarithme de la couche limite (chapitre 1) on a :

$$v_t \frac{\partial u}{\partial y} = \rho u^2 \quad \text{et} \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u}{Ky} \Rightarrow v_t = Ky u \quad (139)$$

L'équation (136) devient alors :

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + (\bar{v} - |U_F|) \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Ku \cdot y}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Ku \cdot y}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) \quad (140)$$

Dans le cas de profils à saturation, pour une couche limite développée, on considère que les profils de vitesse et de concentration sont indépendants de x .

L'équation de continuité pour le fluide permet de montrer que $\bar{v} = 0$ d'où d'après (140).

$$-\frac{\sigma_s |U_F|}{Ku \cdot} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) \quad (141)$$

ce qui permet d'aboutir à :

$$\bar{C} = \bar{C}_0 \left(\frac{y}{y_0} \right)^{\frac{-|U_F| \sigma_s}{0,41u \cdot}} \quad (142)$$

avec \bar{C}_0 concentration de référence (par exemple à la base de la couche de diffusion) et y_0 hauteur de référence correspondante.

On peut considérer cette approche (équation de conservation de la masse (132)) comme trop simplificatrice. Anderson (1987) a calculé les profils de concentration à partir d'un ensemble de trajectoires déterminées numériquement, en tenant compte des modifications aléatoires dues aux fluctuations de l'écoulement. De même que précédemment, le profil ainsi obtenu est approché par une loi puissance. Ce dernier modèle, s'il est plus satisfaisant d'un point de vue intellectuel, est beaucoup plus lourd à gérer du point de vue des calculs. Aussi Anderson (1991) propose-t-il d'utiliser l'équation de conservation de la masse (132) loin de la surface, et de déterminer la concentration de référence, à proximité du lit de particules, au moyen du modèle proposé pour la saltation modifiée.

2.3 Vérification expérimentale

2.3.1 Vérification expérimentale pour des particules solides en soufflerie

Martinez et Naaïm (1995) ont vérifié la validité de la loi (142) en soufflerie pour des particules de PVC (figure 73).

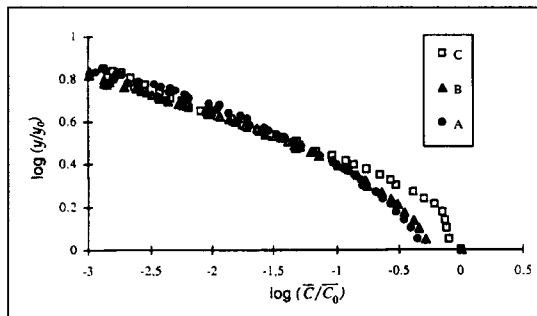


Figure 73 : profils expérimentaux à saturation pour différents types de particules de PVC (A,B et C) (Martinez, 1996)

2.3.2 Vérification expérimentale pour des particules de neige à l'extérieur

2.3.2.1 Données de Dingle analysées par Mellor et Fellers

Nous présentons ici les traitements effectués par Mellor et Fellers (1986) à partir de données recueillies en antarctique par Dingle et analysées par Radok et Budd. Les 1201 données utilisables (vitesse de vent et quantité de neige transportée à différentes hauteurs) correspondaient aux conditions suivantes :

- chute de neige dans la couche limite turbulente,
- reprise des particules à la surface sans précipitation de neige simultanée.

Les mesures des profils de concentration étaient effectuées à partir de 3 cm de haut et ne concernaient donc que la couche de diffusion turbulente et de saltation modifiée (Rappel : $H_s = 1,6 u_*^2/g$ ce qui conduit à une hauteur de 3 cm pour une vitesse de frottement de 60 cm/s).

Après une analyse physique du phénomène, les auteurs ont effectué une régression linéaire multiple à partir des variables suivantes :

$Y_1 = \ln Q$ (où Q est le flux de masse à la hauteur y en g/m^2s)

$Y_2 = \ln C$ (où C est la concentration massique à la hauteur y en g/m^3)

$X_1 = \ln y$ (où y est la hauteur)

$X_2 = 1/U_{10}$ (où U_{10} est la vitesse du vent en m/s à 10 m de la surface)

Le coefficient de corrélation multiple est de $r=0,978$ avec une erreur standard de 0,453 sur Y_1 et de 0,447 sur Y_2 .

✓ Concentration massique :

$$Y_1 = 10,089 - 0,41049 X_1 - 122,03 X_2 - 14,446 X_1 X_2 - 0,0059773 X_1^3 + 3,2682 X_1^2 X_2 + 114,13 X_1 X_2^2 + 2290 X_2^3 \quad (143)$$

✓ Flux massique :

$$Y_2 = 4,8679 - 0,42209 X_1 - 34,369 X_2 - 0,13265 X_1^2 - 17,427 X_1 X_2 - 972,01 X_2^2 - 0,0070277 X_1^3 + 3,2692 X_1^2 X_2 + 135,54 X_1 X_2^2 + 6430,2 X_2^3 \quad (144)$$

ce qui permet d'obtenir les graphiques présentés sur les figures 69 et 70. Les formulations proposées par Mellor et Fellers (*figures 74 et 75*) ne correspondent donc pas à la loi théorique proposée en (142) sauf pour des vitesses de vent importantes ou pour les faibles hauteurs. À proximité du sol, les courbes convergent vers un point focal indiquant que la limite basse est peu dépendante de la vitesse du vent (1400 g/m^3). La hauteur du point focal correspond plus au moins à la hauteur de la couche en saltation. Pour les vitesses de vent les plus faibles, C tend vers une limite de $0,06 \text{ g/m}^3$ ce qui correspond à une très faible chute par temps calme.

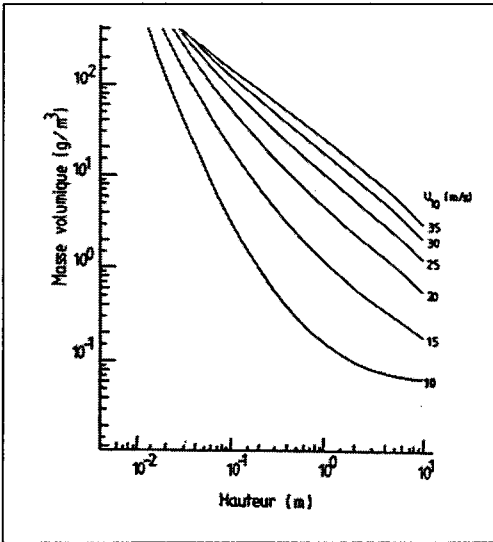


Figure 74 : concentration massique de la neige en fonction de la hauteur au dessus du sol pour différentes vitesses de vent à 10 m (Mellor et Fellers, 1986)

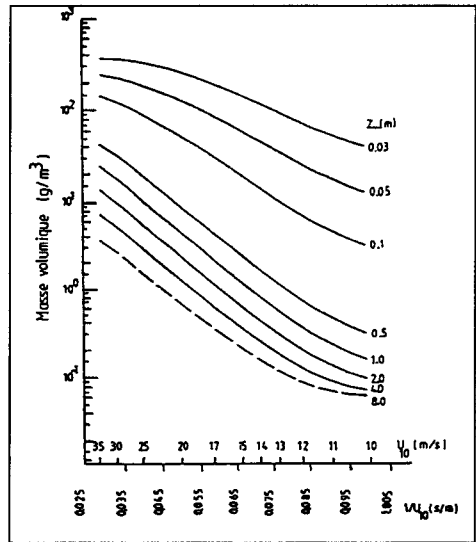


Figure 75 : concentration massique de la neige en fonction de la vitesse pour différentes hauteurs au-dessus du sol (Mellor et Fellers, 1986)

2.3.2.2 Retraitement des données de Dingle

Les données de Radok comprennent les cas de figure "chute de neige avec vent" et "reprise des particules en l'absence des chutes de neige". Or dans la présentation de Mellor et Fellers, les deux cas sont traités de façon identique : il n'est pas tenu compte de l'intensité de la chute de neige.

La résolution numérique de l'équation (136) permet de montrer que dans le cas d'une chute de neige, le profil théorique (142) est approché par (*figure 76*) :

$$\overline{C} - \overline{C}_{chute} = (\overline{C}_0 - \overline{C}_{chute}) \left(\frac{y}{y_0} \right)^{\frac{-|U_F|}{0,41u^*}} \quad (145)$$

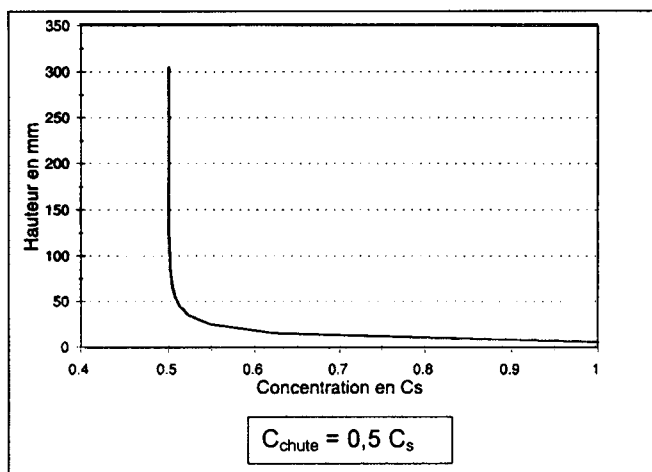


Figure 76 : influence d'une chute de neige pendant un épisode de transport

Il est nécessaire de tenir compte de cette modification du profil théorique dans le traitement des données. On conçoit aisément que lorsque la concentration de la chute de neige est négligeable devant la concentration totale, l'équation (145) suffise à approximer l'équation (142). Ce cas de figure se présente généralement :

- ✓ pour des vitesses de vent importantes quelque soit la hauteur (*la quantité de particules arrachée au sol est importante*),
- ✓ pour des vitesses de vent peu importantes uniquement pour de faibles hauteurs (*la quantité de particules transportée est plus importante dans les premiers centimètres de la couche limite*).

Or, c'est justement dans ces deux cas de figure que Mellor et Fellers ont noté une bonne adéquation entre les mesures expérimentales et la relation (142). L'application de l'équation (142) aux différentes mesures permet d'obtenir les coefficients de corrélation R^2 (figure 77) :

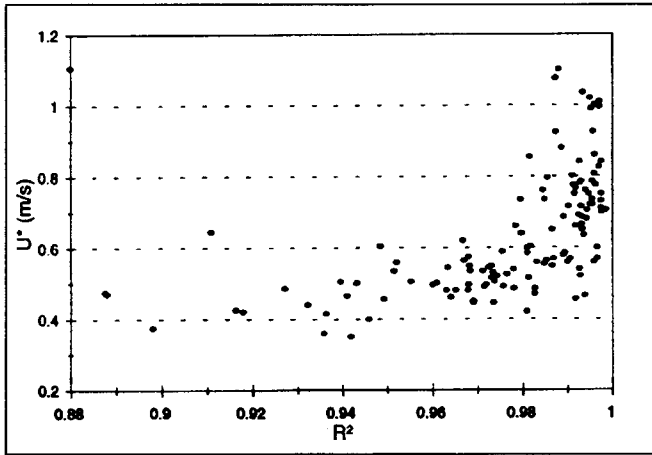


Figure 77 : coefficient de corrélation R^2 après application de (142)

Les différentes valeurs de u_* ont été obtenues à partir de U_{10} (vitesse du vent à 10 m de haut) à partir de la relation :

$$z_0 = 0,00265 \frac{U^2}{2g} \quad (146)$$

On visualise ainsi que plus la vitesse de frottement est faible, plus les coefficients de corrélation diffèrent de 1.

Il n'est certes pas possible de connaître C_{chute} moyen. Mais on peut considérer en première approche qu'elle est égale à la concentration au point le plus haut des mesures de Radok (4m). Moyennant cette hypothèse et en appliquant la relation (145), on obtient les coefficients de corrélation suivants (figure 78) :

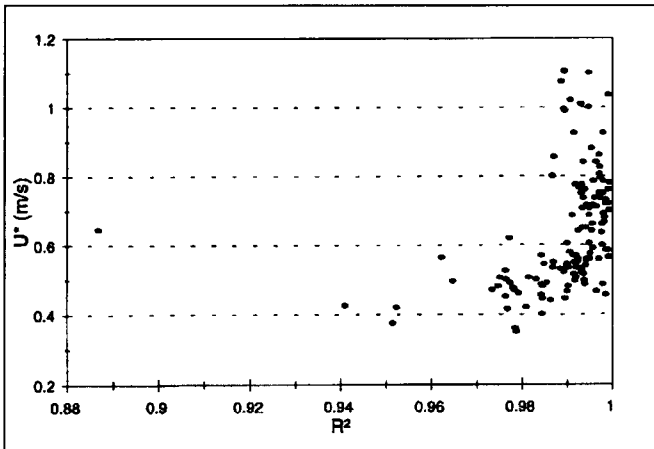


Figure 78 : coefficient de corrélation R^2 après application de (145)

Les valeurs des coefficients de corrélation sont nettement améliorées (figure 79) sauf dans quelques cas pour de fortes valeurs de u_* , ce qui justement correspond à une limite de l'hypothèse C_{chute} moyen égal C_{tm} :

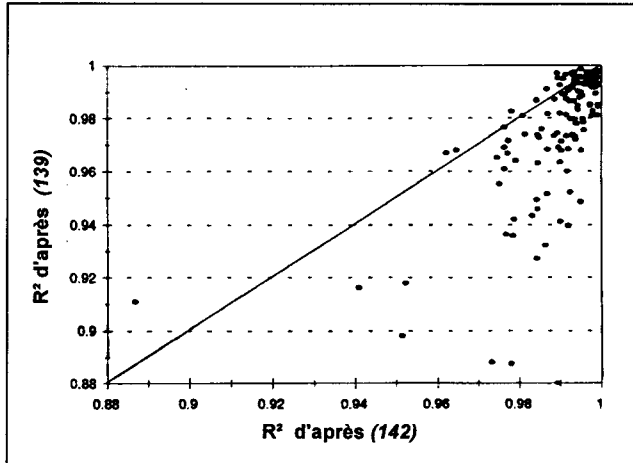


Figure 79 : relation entre les coefficients de corrélation R^2 après application des relations (142) et (145)

On peut ainsi reconsidérer l'affirmation de Mellor et Fellers qui consiste à dire que les mesures expérimentales ne correspondent pas à la théorie de la diffusion turbulente pour les faibles vitesses.

Cependant même dans le cas de l'application de l'équation (145), les coefficients de corrélation sont d'autant "meilleurs" que la vitesse de frottement est importante. On peut interpréter ce résultat par la variation de la vitesse de chute en fonction de la hauteur au-dessus du sol. En effet, le diamètre des grains de neige transportée est variable en fonction de la hauteur comme le montrent les mesures de Budd, Dingle et Radok (figure 80).

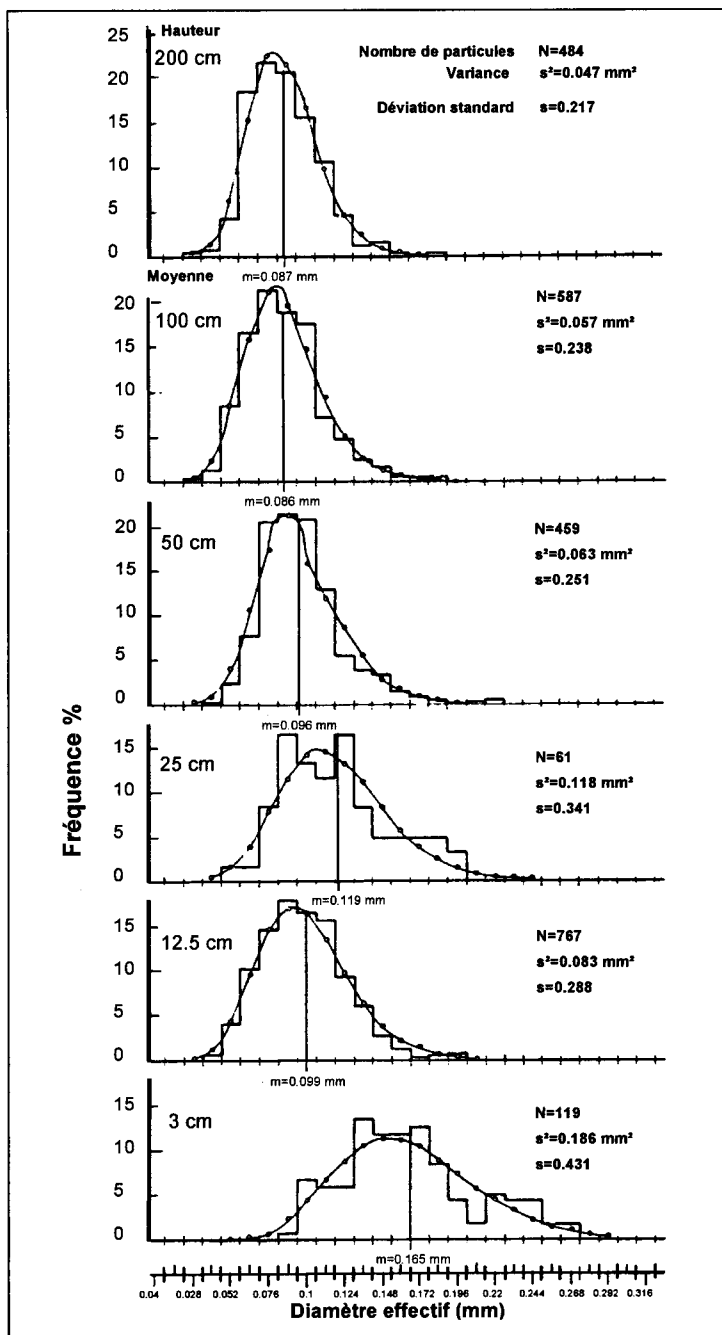


Figure 80 : histogramme des fréquences des diamètres des particules de neige transportée pour différentes hauteurs au-dessus du sol (Budd, Dingle et Radok)

La vitesse de chute étant variable en fonction de la hauteur (*elle augmente lorsque la hauteur diminue*), cela explique la très légère courbure que l'on peut observer dans le profil du logarithme népérien de la concentration à 1 m en fonction du logarithme népérien de la hauteur même pour les données modifiées (*figure 81*).

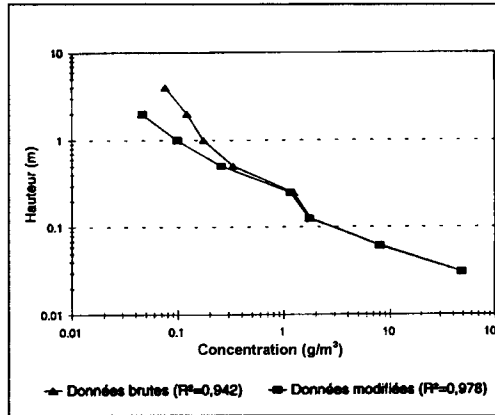


Figure 81 : exemple de profil de concentration pour $U_{10}=9,6$ m/s

Si l'on étudie la vitesse de chute estimée à partir de la relation (142) ou (145) en fonction de la vitesse de frottement (*figure 82 et 83*), on note une relation quasi-linéaire entre les deux paramètres.

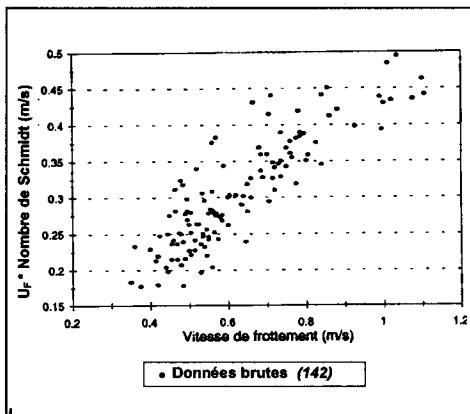


Figure 82 : variation de la vitesse de chute estimée à partir de la relation (142) en fonction de la vitesse de frottement (d'après les données de Dingle)

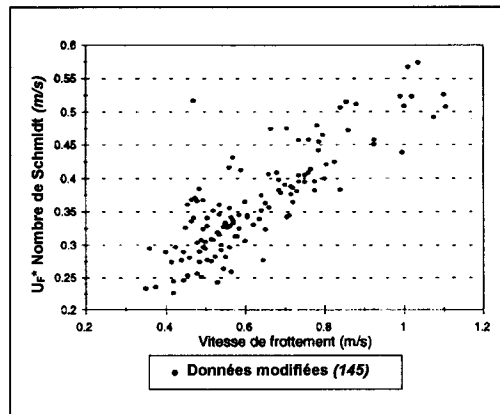


Figure 83 : variation de la vitesse de chute estimée à partir de la relation (145) en fonction de la vitesse de frottement (d'après les données de Dingle)

Les estimations de U_F moyenne sur la hauteur du profil varient en fonction de l'hypothèse considérée (figure 84) :

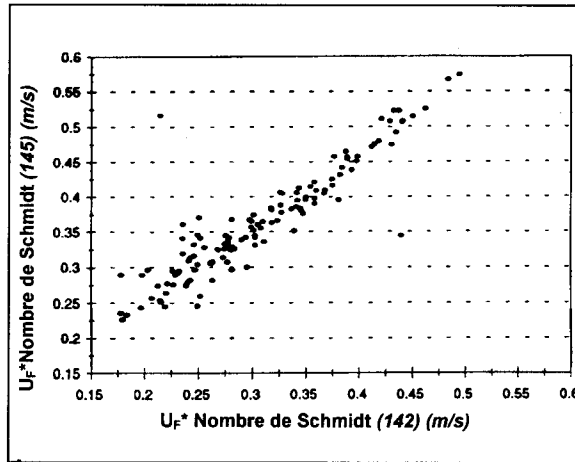


Figure 84 : variation de la vitesse de chute estimée en fonction des hypothèses utilisées

✓ pour les données brutes (application de 142) :

$$\sigma_s U_F = 0,381849 U_* + 0,066082 \text{ avec } R^2 = 0,7599 \quad (147)$$

✓ pour les données modifiées (application de 145) :

$$\sigma_s U_F = 0,3835299 U_* + 0,121218 \text{ avec } R^2 = 0,6976 \quad (148)$$

Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, des particules de plus en plus grosses sont mises en suspension, ce qui explique que la vitesse de chute moyenne U_F augmente avec la vitesse de frottement u_* .

Schmidt (1980) a en effet mis en évidence la relation suivante :

$$\overline{D_p}(y) = 100(U(y) - U_t(y) - 4)^{\frac{1}{4}} \quad (149)$$

avec $\overline{D_p}(y)$ diamètre moyen des particules (μm), $U(y)$ vitesse moyenne (m/s) et $U_t(y)$ vitesse moyenne seuil d'arrachement (m/s) à une hauteur y .

Les données expérimentales pour la neige semblent valider la théorie de la diffusion turbulente. Cependant, l'absence de connaissances précises sur les vitesses de chute durant les expériences ne nous permet pas de différencier vitesse de chute et nombre de Schmidt. Il conviendra donc d'appliquer pour les profils d'entrée dans les modélisations numériques développées ultérieurement les équations suivantes :

$$\sigma_s U_F = 0,381849 U_* + 0,066082 \text{ avec } R^2 = 0,7599 \quad (150)$$

$$\sigma_s U_F = 0,3835299 U_* + 0,121218 \text{ avec } R^2 = 0,6976 \quad (151)$$

La concentration à 1 m est une fonction puissance de la vitesse de frottement avec un coefficient supérieur à 3 (figures 85 et 86).

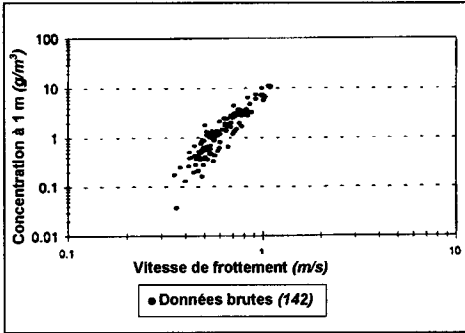


Figure 85 : variation de la concentration à 1 mètre de haut en fonction de la vitesse de frottement pour les données brutes

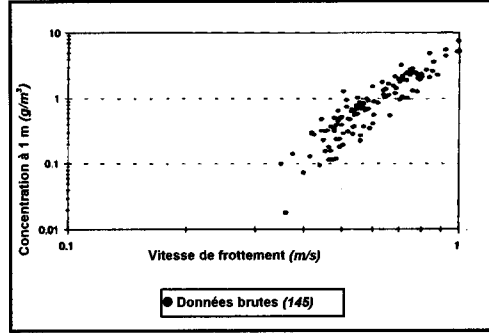


Figure 86 : variation de la concentration à 1 mètre de haut en fonction de la vitesse de frottement pour les données modifiées

Pour les données brutes :

$$\ln C_{1m} = 3,822307 \ln U_* + 2,062688 \quad \text{avec } R^2 = 0,8508 \quad (152)$$

Pour les données modifiées :

$$\ln C_{1m} = 4,083237 \ln U_* + 1,824227 \quad \text{avec } R_2 = 0,8482 \quad (153)$$

En conclusion, il nous semble tout à fait opportun d'utiliser l'équation (136) de conservation de la masse des particules dans la couche de diffusion turbulente non seulement pour des particules solides en soufflerie mais aussi pour de la neige en milieu naturel. Dans ce dernier cas on pourra utiliser les équations (151) et (153) qui nous permettent de déterminer la vitesse de chute et la concentration de référence pour la neige.

L'analyse de Pomeroy (1992) est sans doute plus complète puisqu'il prend en compte dans l'équation de conservation de la masse des particules non seulement les chutes de neige mais aussi la sublimation des particules de neige ainsi que la variation du diamètre des particules (et donc de la vitesse de chute) en fonction de la hauteur. Son analyse théorique (validée par des expériences in situ dans les prairies de l'ouest canadien en l'absence de chute de neige) lui permet d'aboutir aux relations suivantes :

$$U_F = 0,1910 y^{-0,5395} \quad (154)$$

$$C(y) = 0,8 e^{[-1,55(4,784u_*^{-0,544} - y^{-0,544})]} \quad (155)$$

$$y(C = 0,8) = 0,0562 U_* \quad (156)$$

$$h^* = 0,08436 u_*^{1,27} \quad (157)$$

avec U_F vitesse de chute de la particule (m/s), C concentration en particules (kg/m^3), $y(C=0,8)$ hauteur pour laquelle la concentration est de $0,8 \text{ kg/m}^3$ et h^* hauteur de l'interface saltation/diffusion turbulente

Ces différentes relations semi-empiriques sont obtenues pour un régime établi.

3. Couplage saltation / diffusion turbulente

Il est possible de coupler saltation et diffusion (*figure 86*) en considérant :

- une concentration moyenne C_s dans la couche de saltation,
- une concentration $C(y)$ vérifiant l'équation de transport des particules (136) dans la couche de diffusion turbulente.

C_s correspond à la concentration à la base de la couche de diffusion et h^* est la hauteur de l'interface saltation/diffusion turbulente.

Cette approche a été réalisée par Pomeroy et Male (1992) en vue de déterminer les profils de concentration dans la couche de diffusion turbulente à saturation, dans le cas d'un écoulement permanent.

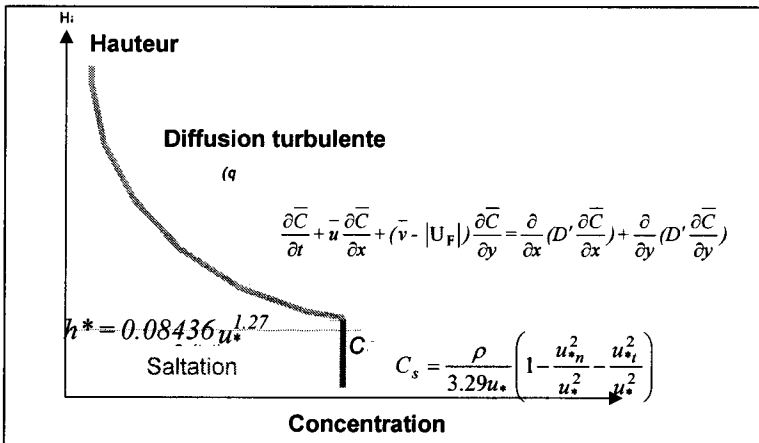


Figure 87 : couplage saltation/diffusion turbulente (Pomeroy et Male, 1992)

Les valeurs de h^* et C_s ont été obtenues à partir d'analyses théoriques, les différents coefficients étant calés empiriquement.

Pomeroy et Male (1992) introduisent des termes source dans l'équation (132) afin de prendre en compte la sublimation.

L'équation (141) devient donc :

$$-\frac{\sigma_s |U_F|}{Ku} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) + V_s \bar{C} \quad (158)$$

avec V_s coefficient de sublimation (s^{-1}) de valeur négative lorsqu'il y a transformation de solide en vapeur.

Par ailleurs, ils tiennent compte de la variation de la vitesse de chute des particules en fonction de la hauteur :

$$U_F(y) = 0,1910 \cdot y^{-0,5395} \quad (159)$$

Cette variation de la vitesse de chute en fonction de la hauteur provient de la variation de la taille des particules dans la couche en suspension.

$$\bar{R}(y) = 4,6 \cdot 10^{-5} y^{-0,258} \quad (160)$$

où $\bar{R}(y)$ est le rayon moyen de la particule (Pomeroy, 1988 d'après Schmidt, 1982)

En intégrant (156) entre h^* (hauteur de l'interface saltation/diffusion turbulente) et y , on obtient :

$$U_F(y) \bar{C}(y) + \frac{K u \cdot y}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}(y)}{\partial y} = E_m + V_s(y) m_{h \rightarrow y} \quad (161)$$

avec $m_{h \rightarrow y}$ masse de neige en suspension (kg/m^2) dans une colonne d'air de surface unité située entre h^* et y ,
 E_m le flux de masse vertical à l'interface saltation/diffusion (kg/m^2s).

L'équation (161) peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{K u \cdot \partial \bar{C}(y)}{\sigma_s \bar{C}(y)} = W(y) \frac{\partial y}{y} \quad (162)$$

$$\text{avec : } W(y) = \frac{E_m + V_s(y) m_{h \rightarrow y}}{\bar{C}(y)} - U_F(y) \quad (163)$$

En intégrant (162) entre y et $y + dy$, on obtient :

$$w^*(y) = \frac{\sigma_s W(y)}{k u \cdot} = \frac{\log \frac{\bar{C}(y + dy)}{\bar{C}(y)}}{\log \frac{(y + dy)}{y}} \quad (164)$$

ce qui conduit à :

$$\bar{C}(y + dy) = \bar{C}(y) \left(\frac{y + dy}{y} \right)^{w^*(y)} \quad (165)$$

Pomeroy et Male (1992) déterminent empiriquement $W^*(y)$ à partir de données recueillies pour la neige :

$$W^*(y) = -0,8412 y^{-0,544} \quad (166)$$

$$\bar{C}(0,8m) = 0,05628 u \cdot \quad (167)$$

(165), (166) et (167) permettent d'aboutir à :

$$\bar{C}(y) = 0,8 \exp[-1,55(4,78 u \cdot^{-0,544} - y^{-0,544})] \quad (168)$$

expression de la concentration en fonction de la hauteur dans la couche de diffusion turbulente.

Ainsi Pomeroy et Male (1992) déterminent Q_d (kg/ms) la quantité de neige transportée entre le sommet de la couche de saltation et une hauteur de 5 m :

$$Q_d = \frac{U_{10}^{4,13}}{674100} \quad (169)$$

sachant que : $u_* = 0,02264 U_{10}^{1,295}$ (170)

En connaissant Q_s (kg/ms), quantité de neige transportée dans une couche de saltation (équation 131), il est donc possible de déterminer la proportion relative de neige transportée par saltation et de neige transportée par diffusion en fonction de la vitesse du vent (figure 88).

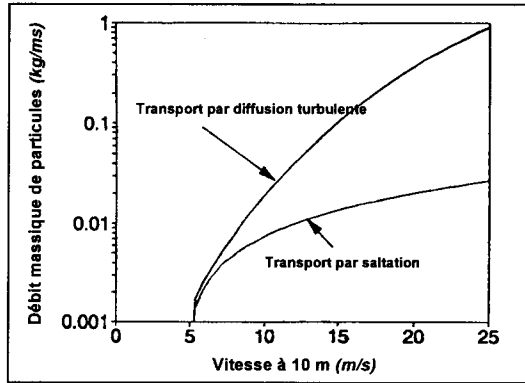


Figure 88 : quantité de neige transportée par saltation et par diffusion en fonction de la vitesse (Pomeroy et Male, 1992)

4. Obtention des profils à saturation : longueur de saturation

4.1 Cas des particules solides

D'un point de vue expérimental, il est difficile de différencier saltation, saltation modifiée et diffusion turbulente. La hauteur du profil de concentration (*hauteur moyenne de la trajectoire de particules en saltation*) peut permettre de dissocier grossièrement les phénomènes. Mais pour ce qui est de l'étude du processus d'obtention de la saturation, cette différenciation n'est plus possible.

D'après les modélisations numériques de l'évolution de la couche de saltation (Anderson, 1991), l'ordre de grandeur nécessaire à l'obtention de la saturation en particules est de quelques mètres.

Cet ordre de grandeur est confirmé par les travaux de Martinez et Naaim (figure 89) qui ont étudié l'évolution des profils de concentration de billes de PVC (avec une granulométrie monodisperse) en soufflerie. Dans ce dernier cas, le phénomène de diffusion turbulente est pris en compte.

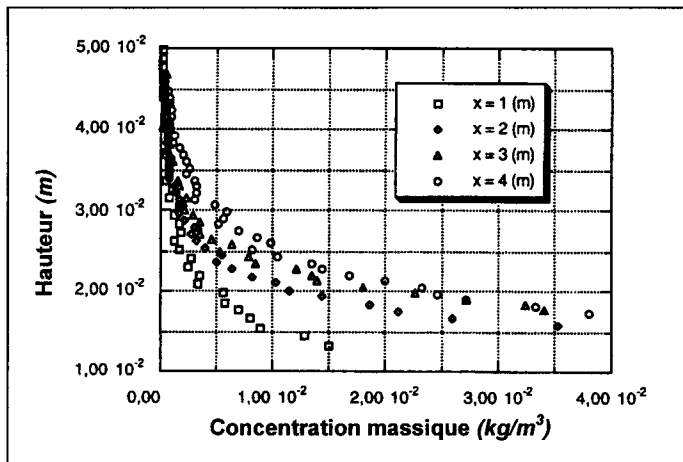


Figure 89 : évolution des profils de concentration en soufflerie pour des particules de PVC (Martinez, 1996)

4.2 Cas des particules de neige

Cependant si l'on se réfère aux travaux expérimentaux *in situ* réalisés par Takeuchi pour la neige, l'ordre de grandeur est cette fois ci de quelques centaines de mètres (figure 90).

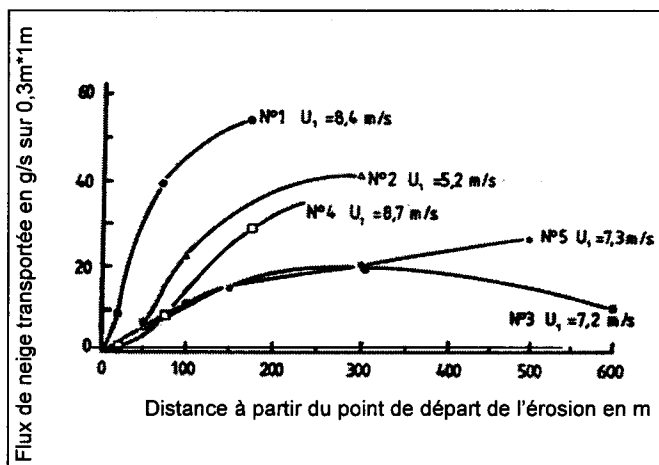


Figure 90 : évolution du flux de particules de neige en fonction de la longueur de la zone d'ablation (Takeuchi, 1980)

L'expérience consistait, à mesurer de manière simultanée, les profils de concentration de neige sur 30 cm et les hauteurs de neige, lors d'un épisode de transport. L'origine (*distance=0 m*) correspond à un fleuve gelé ; ceci permet d'affirmer que le transport de neige commence au point 0 et que le profil de vitesse

n'est pas perturbé. Pendant la durée des mesures, le vent était constant en direction et en vitesse, et la neige tombait. Pomeroy et Gray (1990) utilisent les résultats expérimentaux de Takeuchi, en considérant qu'il faut environ 60 s pour obtenir la saturation en particules sur 30 cm. En faisant référence aux travaux de Hunt et Weber (1979), ils considèrent que la durée nécessaire à une particule de fluide lagrangienne, émise à la surface pour atteindre une hauteur de 3 m, varie de 2 s à 37,5 s. Ils en déduisent donc qu'une durée de une minute à une minute et demie est nécessaire pour l'obtention de la saturation, dans une couche de diffusion turbulente de 3 m. Par ailleurs, on retrouve cet ordre de grandeur d'une centaine de mètres dans les travaux de Chepil, qui a étudié l'érosion des sols.

4.3 Importance relative de la saltation et de la diffusion turbulente sur la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation

Afin de comprendre les raisons des disparités (paragraphe 4.1 et 4.2) obtenues entre les longueurs nécessaires à l'obtention de la saturation (ordre de grandeur variant de 1 à 100), nous avons voulu déterminer l'influence relative des deux processus sur la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation.

La simplification due à l'indépendance des profils de concentration en fonction de x n'est plus possible. Il faut donc résoudre numériquement l'équation (136) en considérant $\bar{v} = 0$ (Naaim-Bouvet, 1997).

L'ensemble des simulations qui suivent ont été effectuées pour une concentration dans la couche de saltation constante et égale à C_s , c'est-à-dire que l'on a considéré que l'obtention de la saturation dans la couche de saltation (quelques mètres) était négligeable devant l'obtention de la saturation dans la couche de diffusion turbulente (quelques centaines de mètres). La hauteur de la couche de saltation est considérée égale à 2 cm et les résultats numériques présentés correspondent au flux obtenu sur les trente premiers centimètres (kg/ms) divisé par la concentration C_s (kg/m^3) dans la couche de saltation.

4.3.1 Influence du nombre de Schmidt

La distance d'obtention de la saturation et le flux sont d'autant plus grands que le nombre de Schmidt est petit (figure 91).

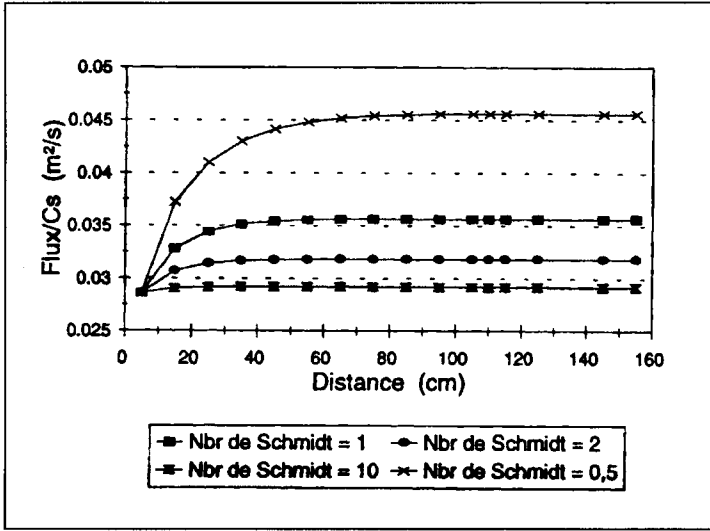


Figure 91 : influence du nombre de Schmidt ($n_x=100, dx=0,1m, n_y=30, dy=0,01m, dt=0,0001s, eps=0,00001, u=0,3\text{ m/s}, U_f=0,75\text{ m/s}$)

4.3.2 Influence de la vitesse de chute

La distance d'obtention de la saturation et le flux sont d'autant plus grands que la vitesse de chute est faible (figure 92).

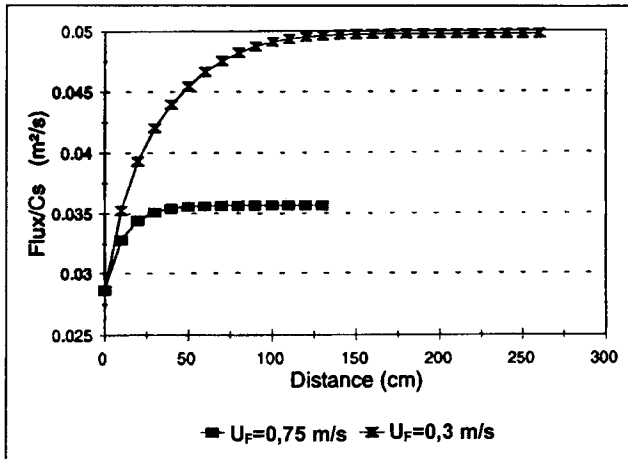


Figure 92 : influence de la vitesse de chute ($n_x=100, dx=0,1m, n_y=30, dy=0,01m, dt=0,0001s, eps=0,00001, u=0,3\text{ m/s}, \sigma_s=1$)

4.3.3 Influence de la vitesse de frottement

La distance d'obtention de la saturation et le flux sont d'autant plus grands que la vitesse de frottement est élevée (figure 93).

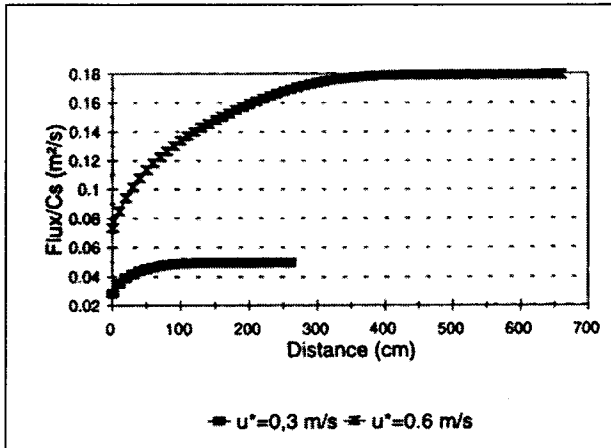


Figure 93 : influence de la vitesse de chute ($n_x=100, dx=0,1m, n_y=30, dy=0,01m, dt=0,0001s, eps=0,00001, U_f=0,3$ m/s, $\sigma_s=1$)

4.3.4 Influence du pas d'espace (diffusion numérique)

Le pas a relativement peu d'influence sur la valeur du flux à saturation, mais la distance d'obtention de la saturation est d'autant plus grande que le pas d'espace en x est important (figure 94).

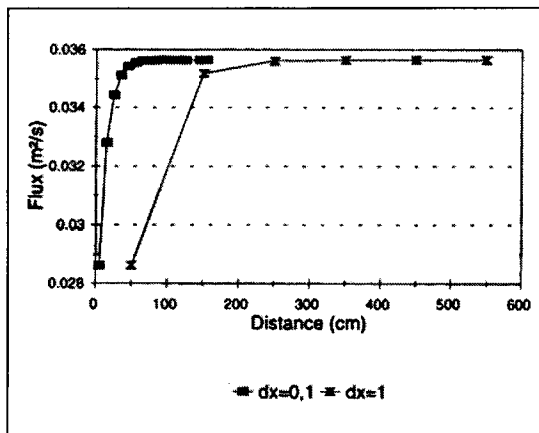


Figure 94 : influence de la vitesse de chute ($n_x=100, n_y=30, dy=0,01m, dt=0,0001s, eps=0,00001, u^*=0,3$ m/s, $\sigma_s=1$)

Ceci est un résultat important qui caractérise l'influence de la diffusion numérique. Un pas d'espace trop important peut conduire à des distances de saturation erronées.

On constate donc que la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation par diffusion turbulente n'est que de quelques mètres. Ce résultat n'est pas en accord avec les travaux de Pomeroy (1993). En effet, ce dernier considère que la hauteur supérieure de la couche en suspension est déterminée par le temps nécessaire à la diffusion d'une particule solide à partir du sol vers le sommet de la couche de diffusion. En considérant les caractéristiques de la vitesse (*moyenne, variance*) de la particule solide semblables à celles de la particule fluide, Pomeroy obtient (*conformément aux résultats de Pasquill, 1974*) :

$$y_s(t) - y_s(t_0) = kt u \quad (171)$$

(avec $y_s(t)$ hauteur de la couche de suspension au temps t , et t_0 temps de référence)

$$d'où : y_s(t) = y_s(t_0) + kt u = y_s(t_0) + k u \cdot \frac{(x(t) - x(t_0))}{\sqrt{U(y_s(t)) \cdot U(y_s(t_0))}} \quad (172)$$

(avec $x(t)$ abscisse correspondant à la hauteur de la couche de diffusion $y_s(t)$)

$$\text{soit : } y_s(t) = y_s(t_0) + k^2 \frac{(x(t) - x(t_0))}{\sqrt{\ln\left[\frac{y_s(t_0)}{z_0}\right] \ln\left[\frac{y_s(t)}{z_0}\right]}} \quad (173)$$

$x(t) - x(t_0)$ correspond à la longueur nécessaire au développement de la couche de diffusion pour passer de la hauteur $x(t_0)$ à la hauteur $x(t)$.

Pour pouvoir utiliser cette relation, il est nécessaire de connaître y_s et x pour le temps de référence t_0 . Pour cela Pomeroy (1993) utilise les résultats expérimentaux de Takeuchi (1980) et considère que l'équilibre est atteint sur les 30 premiers centimètres de haut pour une distance d'ablation de 150 à 300 m.

Pomeroy considère donc $y_s(t_0) = 0.3$ m et $x_s(t_0) = 300$ m. Ainsi, pour une vitesse de vent à 10 m de 10 m/s, la hauteur de la couche de diffusion est de 1 m pour une longueur de zone d'emprunt de 325 m et de 10 m pour une longueur de zone d'emprunt de 700 m. Pour une hauteur supérieure à 5 m, Pomeroy considère que la quantité de particules transportées est négligeable, ce qui revient à dire qu'une distance de l'ordre de 500 m est nécessaire pour obtenir la saturation en particules.

En fait, en prenant $y_s(t_0) = 0.3$ m et $x(t_0) = 300$ m, Pomeroy considère implicitement que dans l'expérience de Takeuchi, la distance nécessaire à l'obtention de la saturation sur une hauteur de 30 cm était uniquement due à la diffusion des particules du sol vers le sommet de la couche de diffusion, et il néglige donc l'influence de l'inertie de la saltation.

Or, dans les expériences réalisées par Takeuchi, la concentration en particules dans la couche de saltation (*mesures effectuées dans le premier centimètre au-dessus du sol*) peut être multipliée par 100 entre le point situé à 20 m de l'origine et le point située à 175 m de l'origine (*figure 90*).

La couche de diffusion turbulente ne permet pas d'expliquer l'importante longueur de saturation (*l'ordre de grandeur est de la centaine de mètres*) obtenue pour la

neige à l'extérieur. La fonction *splash* déterminée par Anderson pour du sable unimodale n'est pas applicable au cas de la neige. Pour de la neige présentant une certaine cohésion, l'arrachement des particules par entraînement aérodynamique est prépondérant.

Cette conclusion peut cependant être contestée car l'influence des rafales n'a pas été prise en compte dans les modélisations numériques proposées par Anderson et par nous mêmes. Les rafales ne sont pas non plus simulées en soufflerie. Or, elles pourraient limiter l'augmentation exponentielle des particules mises en mouvement du fait de l'arrachement par impact et par conséquent expliquer l'augmentation de la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation. En effet, les longueurs de saturation courtes ont été observées pour un écoulement établi, que ce soit dans les expériences numériques d'Anderson ou dans nos expériences physiques en soufflerie.

5. Influence des instabilités éoliennes

Jusqu'alors, que ce soit pour l'étude de l'arrachement des particules ou l'obtention des profils de concentration, nous n'avons à aucun moment traité de l'influence du caractère instationnaire du vent. En effet, le vent n'est pas un écoulement constant ; il peut produire des rafales. Cependant, les études relatives à ce sujet sont rares et parfois contradictoires.

5.1 Cas des particules solides

Butterfield (1993) a montré expérimentalement que la quantité de sable transportée restait bien corrélée à la vitesse du vent dans le cas de variations lentes : le flux de particules suit quasi-instantanément la vitesse du vent lorsque cette dernière augmente ; par contre, durant la phase de décélération, le flux de particules est en retard de une à deux secondes par rapport à la vitesse du vent.

Meunier (1999), quant à lui, a modélisé en soufflerie une rafale de vent par l'intermédiaire d'une fonction sinusoïde définie par une vitesse moyenne, une amplitude et une fréquence d'oscillation et a étudié les flux de particules de PVC, de polystyrène et de billes de verre. Il observe ainsi que pour des rafales de vent d'amplitude et de fréquence faibles (*vitesse moyenne : 7,8 m/s, amplitude : 0,6 m/s, fréquence : 0,2 Hz*), le flux de particules est en retard par rapport à la vitesse lors des phases d'accélération alors qu'il est bien corrélé à la vitesse du vent lors des phases de décélération. Par ailleurs, pour de tel type de rafales, Meunier constate que la quantité de particules transportées est plus faible que dans le cas d'un vent constant. Par contre, pour des rafales de faible fréquence mais de forte amplitude, la quantité transportée est plus forte que dans le cas d'un vent constant.

5.2 Cas des particules de neige

Dans le domaine de la neige, nous avons étudié les effets des rafales de vents en soufflerie climatique et in situ sur le site expérimental du Col du Lac Blanc (Michaux, 2002).

5.2.1 Etude en soufflerie climatique de l'influence des vents instationnaires

La soufflerie climatique Jules Verne dispose d'une section d'étude de vingt-cinq mètres de long, dix mètres de large et sept mètres de haut, ce qui permet de réaliser des essais grandeur nature. La température peut varier de -25°C à $+50^{\circ}\text{C}$, l'humidité de 30% à 100% et la vitesse du vent de 0 à 20 m/s (voir paragraphe 1.1.2 du chapitre 7). Trois canons à neige permettent d'obtenir une couche quasi-uniforme de neige (15 cm/h) sur environ 100 m². Dans la présente étude, nous avons équipé la soufflerie de deux anémomètres (en entrée et fin de veine), tout deux situés à trois mètres au dessus du sol (soit en dehors de la couche limite). A côté du deuxième anémomètre, était disposé un capteur acoustique de transport de neige constitué d'un microphone placé à l'intérieur d'un tube métallique (photographie 34 du chapitre 9) de deux mètres de haut. Le bruit des particules impactant le tube était enregistré à une fréquence de 1 Hz sous forme d'une tension sur une centrale de mesures et ceci de façon synchronisée avec les vitesses du vent. Le capteur acoustique (Lehning, 2002) avait été précédemment calibré dans la soufflerie par comparaison avec des capteurs mécanique de transport de neige, appelés aussi « filets à papillons » (photographie 22 du chapitre 7). Il apparaît ainsi que le signal (en mV) issu du capteur acoustique est proportionnel au flux de particules de neige (Michaux, 2002).

Deux types d'expérimentations ont ainsi été réalisés dans la soufflerie :

- la première consistait à soumettre la couche de neige à des accélérations puis des décélérations plus ou moins rapides.
- La seconde visait à soumettre la couche de neige à des vitesses de vent de type sinusoïdal.

5.2.1.1 Couche de neige soumise à des accélérations et des décélérations de vent

Dans un premier temps, nous avons soumis la couche de neige à des accélérations et des décélérations rapides avec une vitesse proche de la vitesse seuil d'érosion (figure 94) puis une vitesse très supérieure à cette vitesse seuil (figure 95).

On constate ainsi que pour une vitesse proche du seuil, le temps nécessaire à l'ajustement du flux de particules est d'environ 70 s (expérience n°1) alors qu'il n'est que de 8 s pour une vitesse de vent plus forte (expérience n°2). Ce temps qui n'est que de une à deux secondes pour le sable (Butterfield, 1993) correspond au temps nécessaire aux particules en saltation pour saturer le flux d'air. La fonction splash de la neige diffère de celle du sable (Naaim-Bouvet, 1998). Le temps nécessaire à saturer le flux d'air et la longueur de saturation sont étroitement liés. En première approximation on peut considérer que :

$$L_{abl} \approx \frac{T_{sat} \cdot L_s}{T_s} \quad (174)$$

où L_{abl} est la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation (m), L_s est la longueur de saltation (m), H_s est la hauteur de saltation (m), T_s est le temps de saltation (s) et u_* est la vitesse de frottement (m/s).

Connaissant le temps nécessaire à l'obtention de la saturation en particules, il est possible de connaître l'ordre de grandeur de la longueur de saturation. Pour les deux cas représentés sur les figures 95 et 96, on obtient les valeurs suivantes :

	u_* (m/s)	$H_s = \frac{1.6u_*^2}{2g}$ (Pomeroy, 1988)	L_s (from data of Kikuchi, 1981)	$T_s = \frac{2}{g} \cdot 1.5u_*$ (Mellor and Radok, 1968)	L_{abl}
Experiment n°1	0.3	7.3 mm	47 mm	$9.17 \cdot 10^{-2}$ s	36 m
Experiment n°2	0.8	52 mm	210 mm	$2.45 \cdot 10^{-1}$ s	6 m

Tableau 7 : estimation de la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation

Ces longueurs sont en accord avec celles issues de la littérature : d'après Kosugi (1992), la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation pour des particules de neige sans cohésion est de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. Quant à Kobayashi (1972), il estime que cette longueur peut atteindre 30 à 60 mètres.

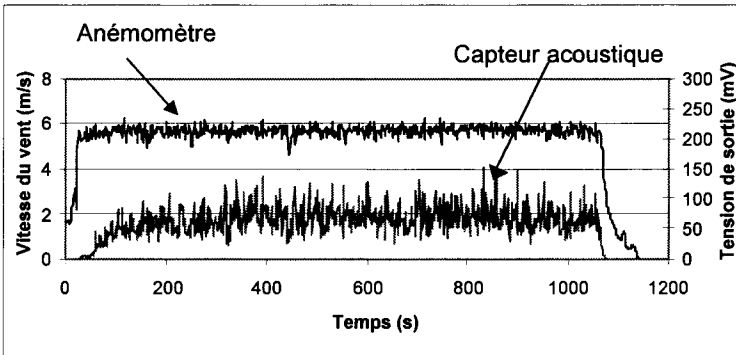


Figure 95 : variation temporelle du flux de neige pour une vitesse de vent proche de la vitesse seuil (expérience n°1)

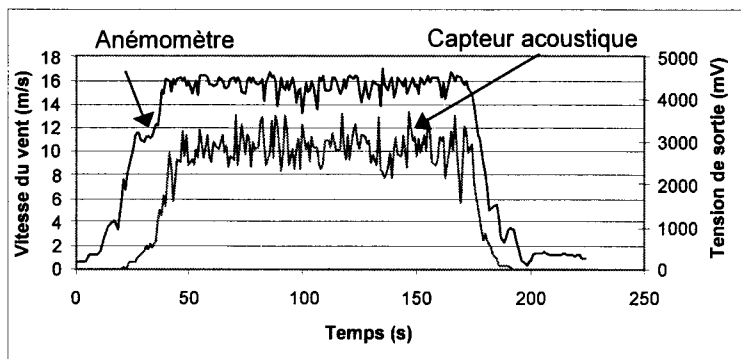


Figure 96 : variation temporelle du flux de neige pour une vitesse de vent largement supérieure à la vitesse seuil (expérience n°2)

Cependant l'accélération ou la décélération semble aussi jouer un rôle sur le temps nécessaire à l'ajustement du flux de particules. Nous avons ainsi testé trois configurations typiques :

- une accélération progressive suivie par une décélération rapide (figure 97),
- une accélération progressive suivie par une décélération progressive (figure 98),
- une accélération rapide suivie par une décélération rapide (figure 99).

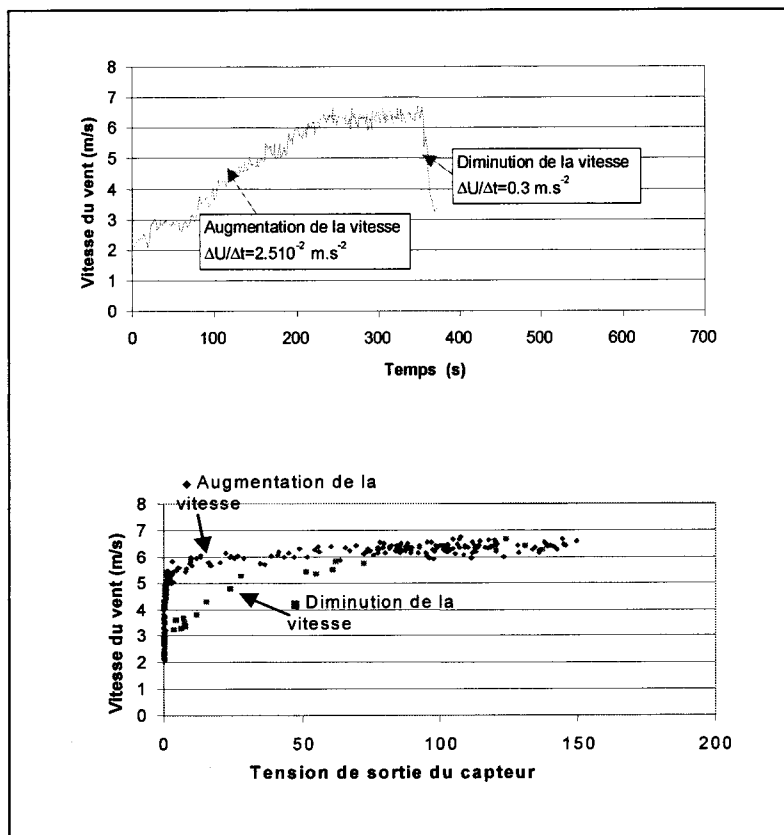


Figure 97 : expérience n° 3

Flux de particules de neige (tension de sortie du capteur acoustique) en fonction de la vitesse du vent pour une accélération progressive suivie par une décélération rapide.

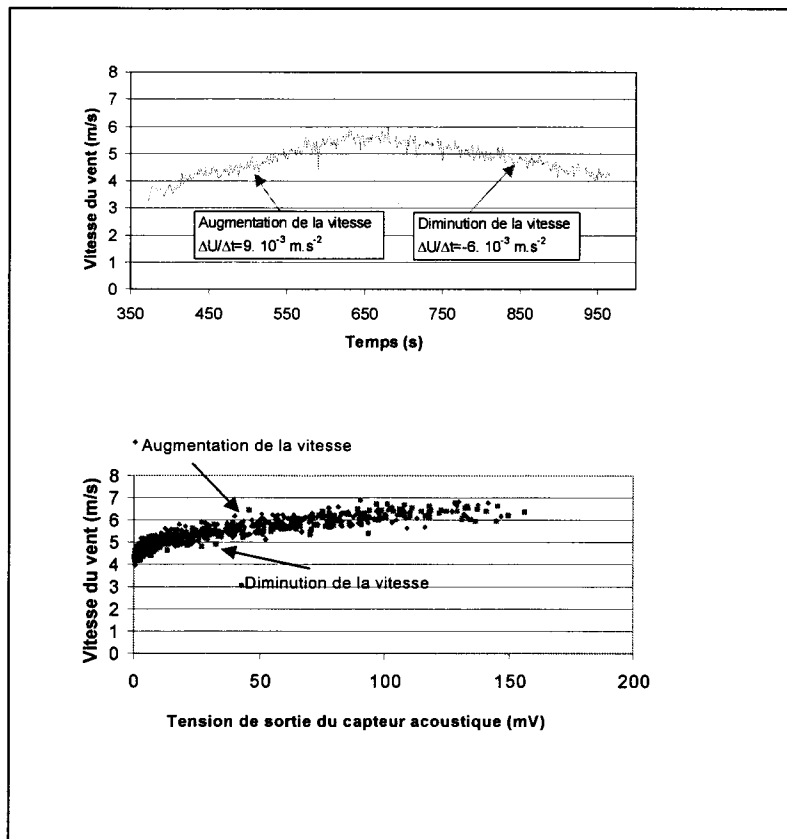


Figure 98 : expérience n° 4

Flux de particule de neige (tension de sortie du capteur acoustique) en fonction de la vitesse du vent pour une accélération progressive suivie par une décélération progressive.

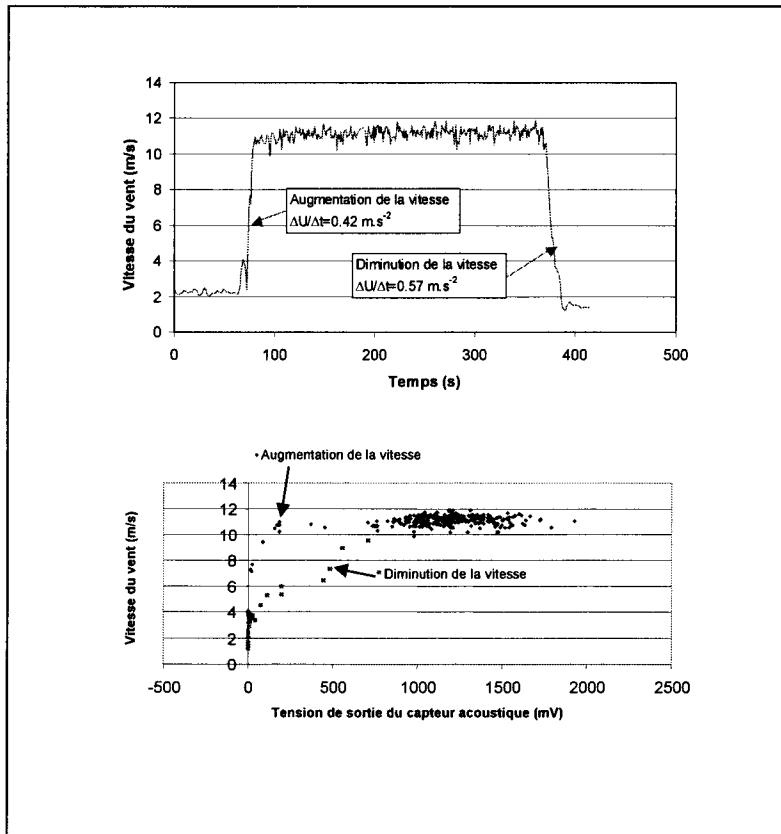


Figure 99 : expérience n° 5

Flux de particules de neige (tension de sortie du capteur acoustique) en fonction de la vitesse du vent pour une accélération rapide suivie par une décélération rapide.

On constate ainsi que pour la même vitesse de vent, le flux de neige transportée est plus important durant une décélération que durant l'accélération qui l'a précédée (que cette accélération soit rapide ou progressive). Cette hystérésis (figures 97 et 99) se traduira par des différences entre vitesse seuil d'érosion et vitesse seuil de dépôt (voir paragraphe 6 de ce chapitre). Lorsque l'accélération est progressive et qu'elle est suivie par une décélération elle aussi progressive, l'hystérésis est très peu marquée (figure 98).

Ainsi, il semblerait que pour des fluctuations rapides de fluide, le flux de neige transporté ne puisse s'ajuster aux variations de vitesse conduisant à un état de déséquilibre permanent. Cette hypothèse est confirmée par les résultats expérimentaux obtenus lorsqu'une couche de neige est soumise à un vent de type sinusoïdal.

5.2.1.2 Couche de neige soumise à un vent de type sinusoïdal

Nous avons ainsi étudié l'ajustement du flux de neige transporté à des rafales de vent de relativement grande amplitude (*vitesse moyenne : 7,85 m/s, amplitude : 2,9 m/s*) et de faible fréquence (*1/12 Hz*).

On constate que l'évolution temporelle du flux de neige transporté reproduit grossièrement la forme sinusoïdale de la vitesse du vent (*figure 100*). Mais il faut cependant ajouter que la valeur maximale de ce signal sinusoïdal augmente progressivement jusqu'à une valeur d'équilibre. Ainsi, la valeur du flux de neige transporté à un instant donné dépend des épisodes précédents. De ce fait, dans ce cas, le flux de neige transporté n'est que très peu corrélé à la vitesse du vent, ce qui n'est pas observé pour des accélérations et décélérations progressives (*figure 101*).

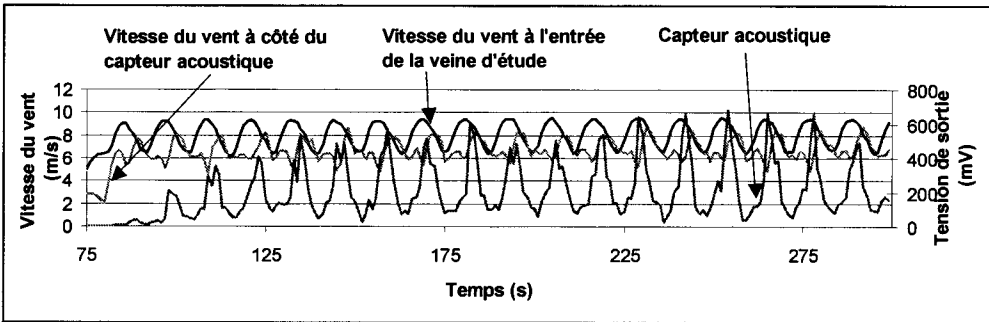


Figure 100 : expérience n°6
évolution temporelle du flux de neige pour un vent fluctuant de type sinusoïdal (*vitesse moyenne : 7,85 m/s, amplitude : 2,9 m/s, fréquence 1/12 Hz*)

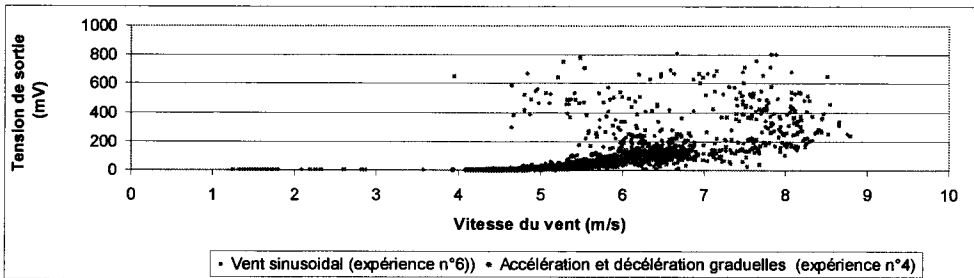


Figure 101 : flux de particules de neige (*tension de sortie du capteur acoustique*) en fonction de la vitesse du vent pour un vent de type sinusoïdal (*expérience n°6*) et pour un vent avec *accélération et décélération rapides (expérience n°4)*.

Toutefois, les rafales naturelles peuvent avoir une multitude de formes et ne sont pas forcément caractérisées par des accélérations ou décélérations aussi rapides. Une étude *in situ* s'impose donc.

5.2.2 Etude in situ de l'influence des vents instationnaires

Nous avons ainsi étudié les rafales sur le site expérimental du Col du Lac Blanc. Ce site relativement plat et soumis au transport éolien de la neige, est situé à 2700 m sur le domaine skiable de l'Alpe d'Huez (Isère) ; il se comporte comme une soufflerie naturelle avec des vents dominants de secteur sud et de secteur nord (*photographie 32 du chapitre 9*). Ce site est entre autres équipé d'un anémomètre et d'un capteur acoustique de transport de neige, comme ceux mis en place dans la soufflerie Jules Verne du CSTB.

Durant un hiver, pendant les épisodes de transport éolien de la neige, nous avons déterminé le coefficient de rafale pour le vent G_w (G_w : rapport entre la vitesse de vent maximum et la vitesse de vent moyenne sur 15 minutes) et pour le transport de neige par le vent G_s (G_s : rapport entre le maximum du flux de neige transportée et la moyenne du flux de neige transportée sur 15 minutes) (Michaux, 2000).

On rappelle que la tension de sortie du capteur acoustique est proportionnelle au flux de neige transporté et donc que G_s correspond aussi au rapport entre le maximum de la tension enregistrée par le capteur acoustique et la moyenne de la tension sur 15 minutes. La fréquence d'échantillonnage des capteurs est de 1 seconde.

Nous avons ainsi pu mettre en évidence deux types d'épisodes de transport :

– Un premier type de transport est produit durant des rafales de vent ponctuelles. Il correspond à la zone 1 de la figure 102 et à la partie A de la figure 103. Ces épisodes génèrent de gros coefficients de rafale de vent, preuve de la présence de fortes rafales de vent. Par contre, ils ne produisent que très peu de signal moyen sur le capteur de transport, et des coefficients de rafale de transport également faible. Par conséquent, ces épisodes ne produisent pas de transport de neige par le vent important, mais seulement des phénomènes sporadiques. Il en va de même pour la zone 3 de la figure 102, qui correspond à la zone B de la figure 103 : là encore le transport moyen est faible donc l'épisode de transport est peu important, même si ponctuellement, de gros coefficients de rafale de transport peuvent être générés. Par conséquent, l'étude du coefficient de rafale de transport montre que le transport est plus important quand il est généré par un vent régulier suffisamment fort que lorsqu'il est provoqué par des rafales de vent ponctuelles.

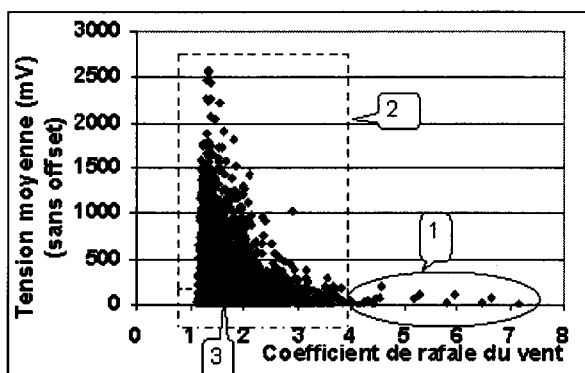


Figure 102 : coefficient de rafales pour le transport éolien de la neige en fonction du signal de sortie moyen du capteur acoustique.

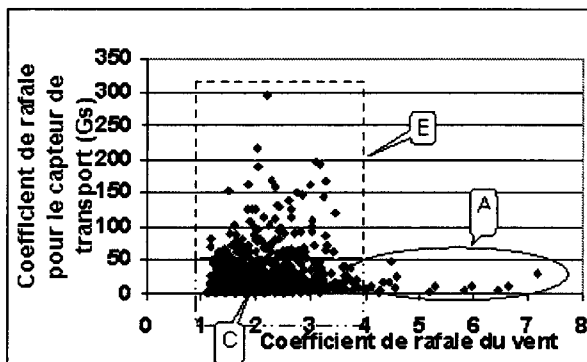


Figure 103 : coefficient de rafale de transport éolien de la neige en fonction du coefficient de rafales du vent

Ces études en soufflerie et in situ permettent d'obtenir des premiers résultats concernant le rôle possible des rafales de vent. Ainsi, les expérimentations en soufflerie montrent que le transport éolien de la neige atteint rarement l'équilibre lors de rafales. Par contre, les expérimentations in situ laissent à penser que les épisodes de transport de neige sont plus importants durant des épisodes de vents forts et constants alors que les rafales courtes mais intenses ne produisent pas d'épisodes de transport éolien significatifs.

6. Le dépôt des particules

Une diminution de la vitesse de l'écoulement en dessous d'un certain seuil va entraîner le dépôt des particules. Or, l'essentiel des problèmes dus au transport de

neige par le vent est lié à la formation d'accumulations neigeuses, congères et corniches.

6.1 Les mécanismes de dépôt

Bagnold (1941) a recensé trois modes de dépôt : sédimentation, accumulation et arrêt par obstacle.

✓ Sédimentation

Lorsque leur vitesse diminue, les particules se déposent : on parle alors de sédimentation. Un exemple type est la chute de neige sans vent. D'une façon générale, ce type de dépôt est associé au transport de neige par diffusion turbulente.

✓ Accumulation

Une baisse d'intensité du vent (*raison externe, modification de la rugosité du sol ou présence d'un obstacle*) diminue la capacité qu'a le fluide à transporter la neige. Les particules en surplus vont former un dépôt (*congères, corniches*).

✓ Arrêt par obstacle

Si la surface n'est pas continue (*présence d'obstacles sans garde au sol*), la reptation et saltation seront stoppées alors que la diffusion turbulente pourra se poursuivre.

6.2 La vitesse seuil de dépôt

6.2.1 Approche expérimentale

Dès les années quarante, Bagnold a défini deux vitesses seuil :

- une vitesse seuil d'arrachement qui est la vitesse minimale du fluide nécessaire à la mise en mouvement des particules par entraînement aérodynamique,
- une vitesse seuil de dépôt qui est la vitesse minimale du fluide nécessaire au maintien du processus de saltation.

Pour des grains de sable uniformes d'un diamètre de 0.25 mm à 1 mm, il montre expérimentalement :

$$u_{\tau}(\text{arrachement}) = A \sqrt{\frac{(\sigma - \rho)}{\rho} g D_p} \quad \text{avec } A = 0,1 \quad (175)$$

$$u_{\tau}(\text{dépôt}) = A \sqrt{\frac{(\sigma - \rho)}{\rho} g D_p} \quad \text{avec } A = 0,08 \quad (176)$$

mettant ainsi en évidence le phénomène d'hystérésis dans la saltation éolienne.

En revanche, pour des grains d'un diamètre inférieur à 0,1 mm, les deux vitesses seuil semblent coïncider.

6.2.2 Approche numérique

Anderson reproduit numériquement l'hystérésis (figure 104) (les principes de la modélisation numérique d'Anderson (1991) ont été présentés dans les chapitres 3 et 5). Dans cette expérience numérique, la vitesse de frottement est augmentée (ligne continue) à partir de la vitesse de frottement seuil d'arrachement de 0,3 m/s puis est progressivement diminuée (ligne interrompue) pour atteindre une vitesse seuil de dépôt de 0,27 m/s.

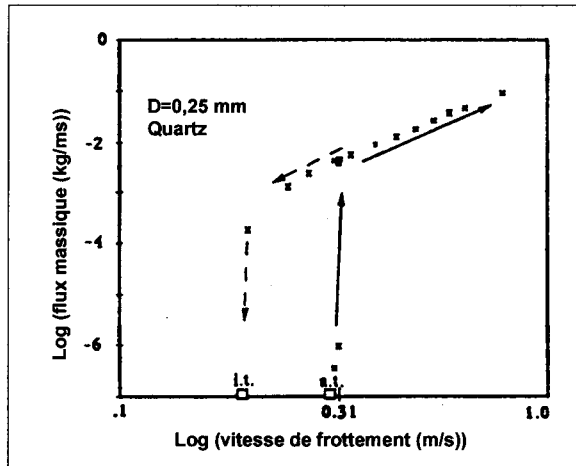


Figure 104 : variation du flux de masse en fonction de la vitesse de frottement (pour un grain de quartz de 0,25 mm) (Anderson et Haff, 1991)

6.2.3 Cas particulier de la neige

Dans le cas particulier de la neige, la vitesse de frottement seuil d'arrachement dépend essentiellement de la cohésion des particules (existence de ponts de glace entre les particules).

Ainsi, il n'existe pas de relations uniques entre vitesse d'arrachement et dépôt comme le montre la figure 105, qui synthétise le résultat d'expériences réalisées sur le site expérimental du Col du Lac Blanc (voir paragraphe 5.2.2). Les vitesses d'érosion et de dépôt ont été déterminées grâce au capteur acoustique précédemment décrit, couplé à un anémomètre situé à proximité.

La vitesse seuil d'arrachement peut-être largement supérieure à la vitesse de dépôt. Ce cas de figure est caractéristique de l'existence de ponts de glace entre les particules de neige au sol (cohésion de frittage) ; la contrainte exercée par le vent au début de l'épisode doit être suffisante pour détruire ces liaisons.

Mais on note également que la vitesse de dépôt peut être supérieure à la vitesse d'arrachement. En effet, in situ, les épisodes de transport peuvent être d'une durée importante. Dans ces conditions, plusieurs couches de neige peuvent être érodées et les vitesses d'arrachement et de dépôt correspondront à deux types de particules différentes.

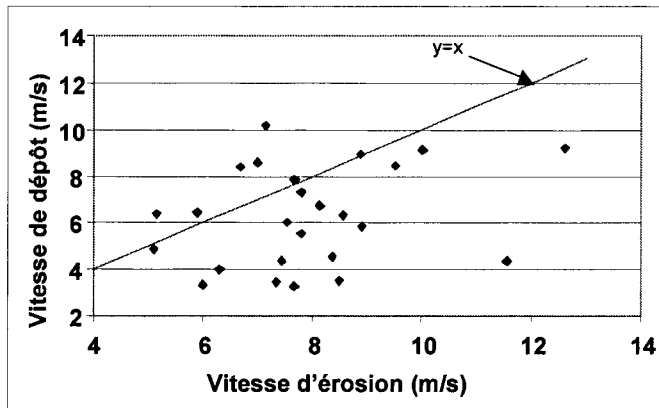


Figure 105 : variation de la vitesse seuil de dépôt en fonction de la vitesse seuil d'arrachement au Col du Lac Blanc.

Comme on l'a évoqué précédemment, les rafales, et plus particulièrement l'intensité des accélérations et des décélérations lors des déterminations de vitesses d'arrachement et de dépôt, influent sur les valeurs de ces dernières. La figure 106 synthétise le résultat des expériences réalisées dans la soufflerie du CSTB (voir paragraphe 5.2.1) (expériences avec et sans rafales de vent).

En effet, pour le même type de particules de neige (il s'agit en fait de billes de glace issues de canons à neige), les valeurs des vitesses seuil de dépôt et d'arrachement des particules et la relation qui les lie peuvent être très variables. Cependant, l'intensité des rafales n'est pas seule en cause, la variation d'humidité au cours des expériences (non contrôlable) et le temps séparant la formation de la couche de neige du début de l'expérience (formation de ponts de glace) influent aussi sur les résultats.

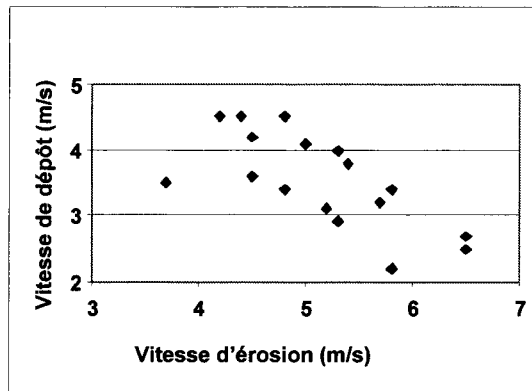


Figure 106 : variation de la vitesse seuil de dépôt en fonction de la vitesse seuil d'arrachement à la soufflerie du CSTB

6.3 Cohésion de frittage et dépôt : cas particulier de la neige

L'étude différée des échantillons de neige prélevés pendant un épisode de transport (*paragraphe 3.3*) montre que la neige transportée est constituée de particules reconnaissables ou d'un mélange de particules reconnaissables et de petits grains (*environ 0.1 mm*) présentant des angles aigus. Ces derniers sont le résultat des cassures de la neige fraîche ou des particules reconnaissables. Or lors du déplacement du grain, ce sont les petites particules qui ont tendance à se fixer par frittage le plus rapidement.

Hobbs et Mason (1964) proposent la relation suivante :

$$\left(\frac{r}{R}\right)^5 = \frac{B(T)t}{R^3} \quad (177)$$

avec r rayon du pont de glace (m), R rayon de la particule (m), T température ($^{\circ}K$), t temps (s), $B(T)$ fonction dépendant de la température (m^3/s).

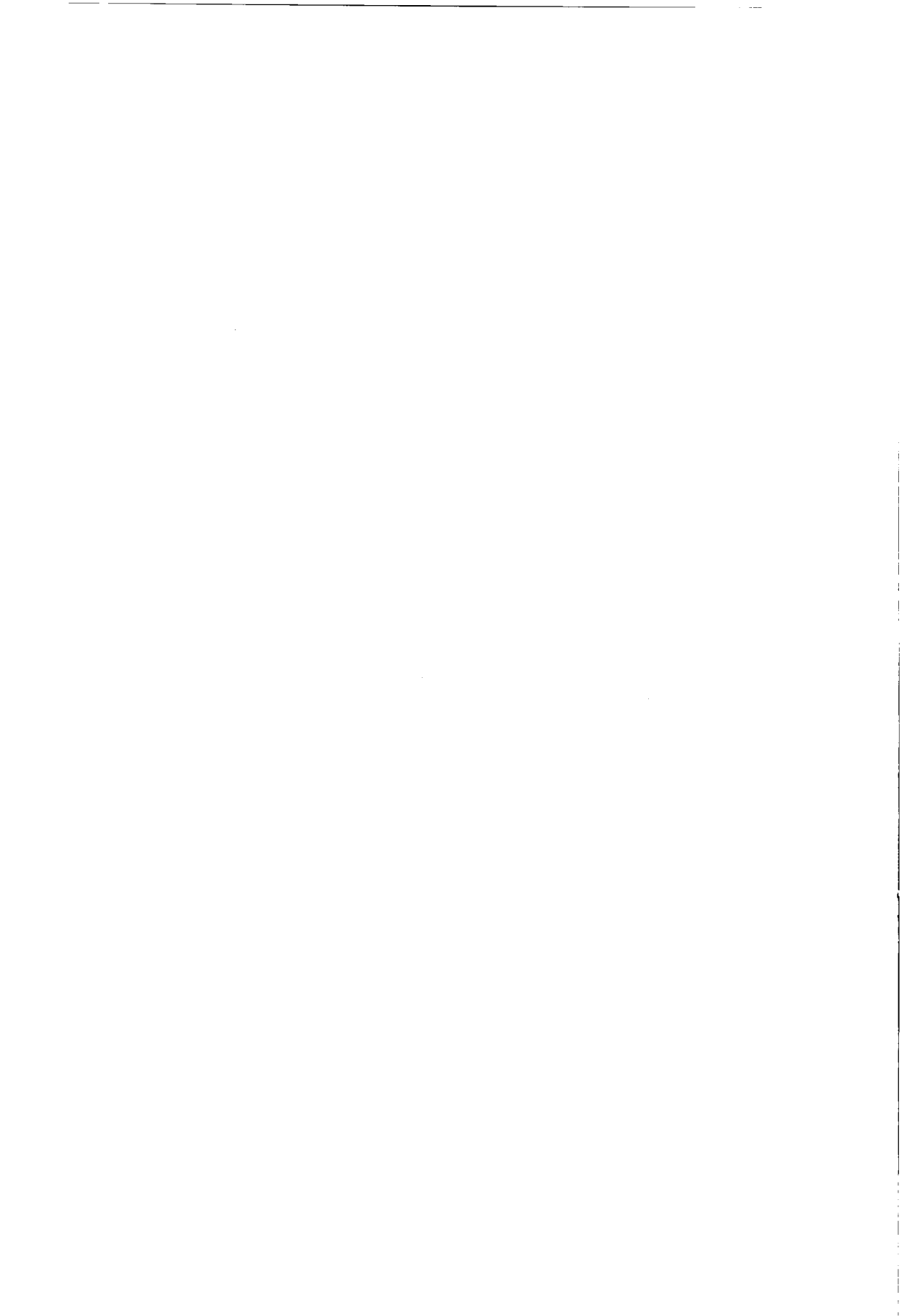
ce qui conduit aux valeurs suivantes :

	Température		
Diamètre	-20°C	-10°C	0°C
0.1 mm	20 s	10 s	7 s
0.5 mm	42 mn	22 mn	14 mn
1.0 mm	5,6 h	3 h	1,8 h

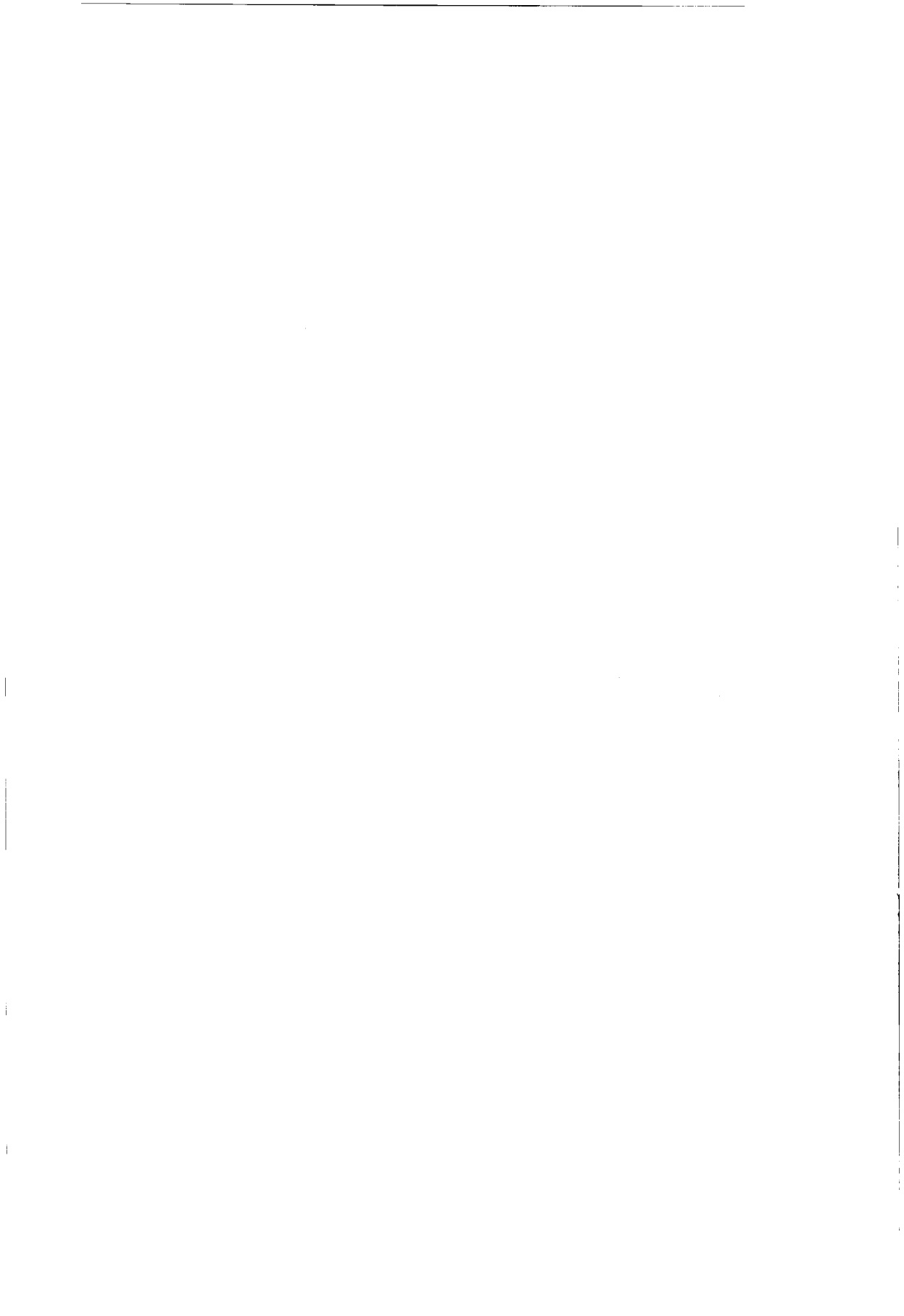
Tableau 8 : temps de frittage en fonction de la température et du diamètre d'après l'équation de croissance entre les ponts de Hobbs et Mason (Guyomarc'h Mérindol, 1991)

Ainsi pour les tailles de grains les plus fréquemment rencontrées ($0,1\text{ mm}$), le temps de frittage est de l'ordre de la dizaine de secondes alors qu'il est de plusieurs heures pour les tailles de grains de 1 mm .

Ceci permet d'expliquer la formation des corniches (*figure de dépôt que l'on ne rencontre pas dans le cas du transport du sable*) et les formes tout à fait particulières des congères de neige (*pentés très raides*).



***Chapitre 6 – Modélisation physique du
transport éolien de la neige : état de l'art***



D'une manière générale, un essai sur modèle réduit est envisagé lorsque l'on doit étudier un problème complexe, sans avoir recours à de longues et coûteuses études en vraie grandeur : la mise au point et l'optimisation d'un système par une étude sur modèle réduit est plus commode et moins chère.

Les exemples sont nombreux dans le domaine de l'hydraulique (*étude de barrages, de canaux, d'aménagements côtiers*), de la météorologie (*écoulement du vent*), de l'aérospatiale (*conception des avions, hélicoptères, missiles, fusées*) ou encore dans celui du génie des procédés (*réacteurs chimiques*).

Le passage du modèle réduit à la réalité se fait par l'intermédiaire de critères de similitude. Ces derniers peuvent être déterminés à l'aide des méthodes de l'analyse dimensionnelle ou en examinant les équations de bilan écrites sous forme adimensionnelle.

Dans l'interprétation des résultats d'essais à échelle réduite, on doit se garder de faire une transposition directe à l'échelle 1. Les maquettes ne reproduisent pas exactement les phénomènes que l'on pourrait observer sur le prototype (*système en vraie grandeur*). Les différences sont liées à des défauts de similitude qui sont inhérents à la réduction d'échelle : on parle « d'effet d'échelle ».

Dans le cas particulier du transport éolien de particules, l'ensemble des critères de similitude mis en évidence ne peuvent être respectés simultanément. Tous n'ont pas la même importance et de nombreux scientifiques se sont intéressés à la question (*Anno, Chevallier, David, Gerdel, Hertig, Imai, Iversen, Isyumov, Kind, Mikitiuk, Norem, Odar, Strom, Wianecki, Wuebben,...*). Étant donnée la complexité des mécanismes, ces différents auteurs ne sont pas d'accord sur le groupe de critères les plus importants à respecter. Nous avons donc choisi de présenter les divers critères de similitude proposés. Ce « catalogue » ne se veut pas exhaustif mais représentatif des différentes thèses actuelles ; il ne concerne que les critères de similitude pour la modélisation du transport éolien en l'absence de chute de neige.

1. La notion de critère de similitude

1.1 Analyse dimensionnelle et théorème de Vashy-Buckingham

Les conditions qui assurent la similitude entre un modèle et le système à l'échelle 1 peuvent directement être déduites du théorème π (ou théorème de Vashy-Buckingham).

Considérons un phénomène physique dépendant d'un ensemble de n variables indépendantes q_1, \dots, q_n pouvant être définies par un nombre minimal k d'unités fondamentales. Le théorème π indique qu'il est possible de regrouper les n paramètres en $n-k$ produits sans dimension. On peut alors écrire la relation fonctionnelle suivante :

$$\varphi(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}) = 0 \quad (178)$$

où les φ_i sont les produits sans dimension définis à partir des $q_1 \dots q_n$.

La similitude entre la maquette et le prototype sera assurée si tous les nombres sans dimension $\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}$ ont les mêmes valeurs à l'échelle réduite et à l'échelle 1.

La détermination des nombres sans dimension π peut se faire à l'aide de la méthode suivante : on choisit parmi les $q_1 \dots q_n$ paramètres, k variables par exemple les k premières pour former les $n-k$ groupes :

$$\begin{aligned}
 \Pi_1 &= q_1^{\alpha_1} q_2^{\alpha_2} \dots q_k^{\alpha_{subk}} q_{k+1} \\
 \Pi_2 &= q_1^{\beta_1} q_2^{\beta_2} \dots q_k^{\beta_k} q_{k+2} \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 &\vdots \\
 \Pi_{n-k} &= q_1^{\eta_1} q_2^{\eta_2} \dots q_k^{\eta_k} q_{k+2}
 \end{aligned} \tag{179}$$

Il reste alors à déterminer les combinaisons d'exposants qui transforment ces produits en groupes sans dimension. Pour cela, on exprime chaque quantité en fonction des unités fondamentales et on résout un système linéaire à k équations pour chaque ensemble d'exposants $\{\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_k\} \dots \{\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_k\}$.

1.2 Similitude des équations de bilan

Une autre méthode permettant d'obtenir les critères de similitude est de faire apparaître des produits sans dimension dans les équations de bilan. Ces dernières étant dimensionnellement homogènes, elles peuvent être réduites sous forme d'équations adimensionnelles faisant intervenir une série complète de produits sans dimension.

À titre d'exemple on peut traiter le cas classique d'un fluide newtonien incompressible.

On considère des paramètres de référence de temps, longueur, vitesse, masse volumique, pression, viscosité et pesanteur, caractérisés par l'indice 0. Ces quantités permettent de former les variables réduites suivantes, caractérisées par l'indice * :

$$t_* = \frac{t}{t_0}, x_* = \frac{x}{l}, y_* = \frac{y}{l}, z_* = \frac{z}{l}, \bar{u}_* = \frac{\bar{u}}{u_0}, \rho_* = \frac{\rho}{\rho_0}, \mu_* = \frac{\mu}{\mu_0}, g_* = \frac{g}{g_0} \tag{180}$$

Dans ces conditions les opérateurs ∇ et ∇^2 deviennent respectivement :

$$\nabla = \frac{1}{l_0} \nabla_* \tag{181}$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{l_0^2} \nabla_*^2 \tag{182}$$

$$\text{L'équation de continuité : } \nabla \cdot \bar{u} = 0 \tag{183}$$

$$\text{devient : } \quad \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (184)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = \nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g} \quad (185)$$

$$\text{devient : } St \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = \nabla \cdot p + \frac{\mu}{Re} \nabla^2 \vec{u} + \frac{1}{Fr} \vec{g} \quad (186)$$

$$\text{avec : } St = \frac{l_0}{t_0 v_0}, \quad Re = \frac{\rho_0 u_0 l_0}{\mu_0}, \quad Fr = \frac{u_0^2}{g_0 l_0}, \quad p_0 = \rho_0 v_0^2 \quad (187)$$

Dans le cas d'un écoulement stationnaire, si les groupes sans dimension gardent la même valeur sur le modèle et sur le prototype (*c'est-à-dire si $(Re)_m = (Re)_p$ et $(Fr)_m = (Fr)_p$), les équations de bilan seront identiques dans les deux cas : les distributions de pression et de vitesse réduite seront donc les mêmes sur la maquette et sur le prototype :*

$$[\rho \cdot (x \cdot)]_m = [\rho \cdot (x \cdot)]_p \quad (188)$$

$$[\vec{u} \cdot (x \cdot)]_m = [\vec{u} \cdot (x \cdot)]_p \quad (189)$$

L'indice m se rapporte au « modèle » (*système à échelle réduite*) et l'indice p se rapporte au « prototype » (*système à échelle 1*).

2. Modélisation par Kind (1975, 1986, 1994)

Kind a effectué des synthèses bibliographiques détaillées sur les problèmes de modélisations physiques du transport de neige par le vent. Son approche très globale se devait donc de figurer en introduction. Cependant aucune expérience personnelle ne vient étayer ses synthèses qui restent donc théoriques. Si les problèmes sont soulevés, aucune réponse pratique n'est apportée.

2.1 Modélisation de l'écoulement

2.1.1 Similitude de Reynolds

Dans certains régimes qui nous intéressent (*surface neigeuse et sableuse sans transport de particules*) la paroi peut être considérée comme dynamiquement légèrement rugueuse voire lisse. Dans ce cas l'écoulement dépend du nombre de Reynolds et pour assurer la similitude dynamique de l'écoulement, les nombres de Reynolds de la maquette et du prototype doivent être égaux.

La valeur couramment admise pour laquelle le flux devient complètement rugueux est :

$$\frac{u \cdot h_s}{\nu} > 70 \quad (190)$$

avec h_s hauteur moyenne des irrégularités de surface (m),
 u vitesse de frottement (m/s).

Mais Dvorak a montré que les effets de la viscosité restent relativement faibles pour des valeurs de $\frac{u \cdot h_s}{\nu}$ aussi faibles que 20.

Si l'on considère que la rugosité est modifiée par la présence des particules (chapitre 4) :

$$h_s' = \frac{1}{1,6} \left(\frac{u^2}{2g} \right) \quad (191)$$

la condition imposée par Dvorak devient :

$$\frac{u^2}{2g\nu} > 30 \quad (192)$$

Pour que l'inéquation (192) soit vérifiée quelque soit la vitesse de l'écoulement permettant le transport de particules, alors :

$$\frac{u_{\tau}^2}{2g\nu} > 30 \quad (193)$$

avec u_{τ} vitesse de frottement seuil (m/s).

Dans le cas de l'air, l'inéquation (193) se traduit par :

$$u_{\tau} > 20 \text{ cm/s} \quad (194)$$

Dans ces conditions, l'écoulement est indépendant du nombre de Reynolds et il n'est pas nécessaire d'assurer l'égalité entre les nombres de Reynolds du modèle et du prototype.

2.1.2 Similitude géométrique

Pour assurer la similitude géométrique des écoulements modèle et prototype, la longueur de rugosité doit être à l'échelle : le rapport h_s/H est conservé (avec H hauteur de référence). Puisque la longueur de rugosité est modifiée par la présence des particules, Kind propose :

$$\left(\frac{h_s'}{H} \right)_m = \left(\frac{h_s'}{H} \right)_p \quad (195)$$

Sachant par ailleurs que h_s' est proportionnel à $u^2/2g$, l'équation (195) devient :

$$\left(\frac{u^2}{2Hg} \right)_m = \left(\frac{u^2}{2Hg} \right)_p \quad (196)$$

2.2 Modélisation de la saltation

2.2.1 Établissement du régime de saltation

L'auteur insiste sur le fait que la saltation doit être établie. Il reconnaît qu'il existe peu de recommandations concernant la longueur minimale nécessaire à son établissement, mais qu'elle est vraisemblablement d'un mètre ou plus pour le sable et la neige. Il établit cependant la recommandation suivante : si u/u_{τ} est proche de

1, la longueur de la zone d'ablation doit être importante et si u/u_c est supérieure 1, cette longueur peut être faible.

2.2.2 Trajectoire des particules

En ce qui concerne l'étude des trajectoires de saltation, Kind se réfère aux travaux d'Etkin (1971) : en considérant que les particules n'interagissent pas entre elles et que la force de frottement est proportionnelle à une fonction en puissance N de la vitesse relative de la particule, l'analyse des trajectoires a permis d'établir les critères de similitude basés sur :

- la puissance N

$$N_m = N_p \quad (197)$$

- le rapport vitesse de chute sur vitesse de référence de l'écoulement :

$$\left(\frac{U_F}{U}\right)_m = \left(\frac{U_F}{U}\right)_p \quad (198)$$

- le nombre de Froude

$$\left(\frac{U^2}{Hg}\right)_m = \left(\frac{U^2}{Hg}\right)_p \text{ en considérant } \frac{\sigma}{\sigma - \rho} \approx 1 \quad (199)$$

En pratique, il est impossible de réaliser l'équation (197), mais ceci n'affecte pas de façon sérieuse la précision des simulations ; en effet, le respect des deux autres conditions suffit à assurer le respect des rapports des forces de frottement et des forces de gravité ainsi que le rapport des forces de frottement et des forces d'inertie dès que la vitesse de chute est atteinte. Or, d'après Bagnold (1973), la vitesse relative entre la particule et le fluide est approximativement égale à la vitesse de chute des particules sur presque toute la trajectoire.

Par ailleurs, Kind estime que, si le rapport de la masse volumique du grain sur la masse volumique du fluide est inférieur à 600, les forces ascensionnelles, négligeables dans le cas des particules denses, deviennent conséquentes vis-à-vis des autres forces (*frottement aérodynamique et gravité*) considérées dans l'équation de la trajectoire. La masse volumique σ (kg/m^3) des particules modèles doit vérifier la relation suivante :

$$\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_m > 600 \quad (200)$$

avec ρ masse volumique du fluide (kg/m^3).

2.3 Débit des particules

Pour assurer la similitude entre prototype et modèle, le débit des particules doit lui aussi être mis à l'échelle. L'analyse proposée par Kind combine des caractéristiques formulées par Bagnold (1941) et Owen (1964).

La quantité de mouvement horizontale gagnée par la particule pendant sa trajectoire est égale à la quantité de mouvement horizontale perdue par le fluide. Si

l'on considère une particule de masse M quittant la surface du sol avec une vitesse horizontale U_1 et arrivant au niveau du sol avec une vitesse horizontale U_2 après avoir suivi une trajectoire de saltation de longueur L_s , la quantité de mouvement horizontale gagnée par cette particule est $M(U_2-U_1)/L_s$. Sachant par ailleurs que U_1 est négligeable devant U_2 , la quantité de mouvement devient MU_2/L_s . Si toutes les particules constituant le débit Q_s (débit massique de particules (kg/ms)) suivent en moyenne le comportement d'une particule isolée, alors la quantité de mouvement perdue par le fluide par unité de temps et de longueur est $(Q_s U_2)/L_s$. On obtient donc, en appliquant le théorème de la quantité de mouvement :

$$\tau_g = \frac{Q_s U_2}{L_s} \quad (201)$$

avec τ_g contrainte de frottement exercée sur les particules en saltation (N/m^2).

Le raisonnement est donc analogue à celui développé par Bagnold. La différence apparaît sur l'estimation de τ_g . Alors que Bagnold considèrerait que :

$$\tau_g = \tau = \rho U^2 \quad (202)$$

avec τ contrainte (N/m^2) de frottement exercée par le fluide, Kind développe un autre raisonnement. La contrainte de frottement exercée par le fluide s'applique non seulement sur les particules en saltation mais aussi sur le lit de particules, si bien que :

$$\tau = \tau_{\text{rugueux}} + \tau_g \quad (203)$$

avec τ_{rugueux} contrainte de frottement exercée sur le lit de particules (N/m^2).

Kind fait l'hypothèse que τ_{rugueux} doit être égal à τ_{th} (valeur d'érosion des particules). Il justifie cette hypothèse par le raisonnement suivant :

Si τ_{rugueux} est inférieur à τ_{th} , le lit de particules reste immobile. Si τ_{rugueux} est supérieur à τ_{th} trop de particules sont reprises par le flux, ce qui augmente τ_g ; τ étant constant, τ_{rugueux} va diminuer jusqu'à sa valeur minimale. Il y a donc un phénomène d'auto-régulation.

$$\frac{Q_s U_2}{L_s} = \tau_g = \tau - \tau_{th} = \rho (U^2 - U_t^2) \quad (204)$$

En considérant que sur une trajectoire de particules en saltation, l'accélération horizontale est constante et, en négligeant les forces ascensionnelles et la composante verticale de la force de frottement aérodynamique (c'est-à-dire que l'accélération verticale est égale à $-g$), la résolution des équations du mouvement (en prenant comme hypothèse $U_1=0$) conduit à :

$$\frac{U_2}{L_s} = \frac{g}{V_1} \quad (205)$$

$$\text{En posant : } V_t = B u_* \quad (206)$$

$$\text{on obtient : } \frac{Q_s g}{\rho u_*^3} = B \left(1 - \frac{u_{*t}^2}{u_*^2}\right) \quad (207)$$

Des données expérimentales (Owen) permettent d'estimer la valeur expérimentale du coefficient B :

$$B = \left(0,25 + \frac{U_F}{3 u_*}\right) \quad (208)$$

$$\text{d'où : } \frac{Q_s g}{\rho u_*^3} = \left(0,25 + \frac{U_F}{3 u_*}\right) \left(1 - \frac{u_{*t}^2}{u_*^2}\right) \quad (209)$$

L'auteur insiste sur le fait que cette équation n'est valable que pour un écoulement bidimensionnel en équilibre, c'est-à-dire qui passe sur une longue zone d'emprunt recouverte de particules mobilisables et pour laquelle u_* ne varie que faiblement.

Le respect de (209) et (198) conduit au critère de similitude suivant :

$$\left(\frac{u_{*t}}{U}\right)_m = \left(\frac{u_{*t}}{U}\right)_p \quad (210)$$

2.4 Coefficient de restitution

On conçoit que le coefficient de restitution (*rapport entre l'énergie cinétique d'un grain après impact sur une surface fixe et l'énergie cinétique du même grain avant impact*) puisse avoir une influence sur le débit de particules ; mais lorsque l'auteur compare l'équation du débit théorique obtenu pour du sable et le débit mesuré par Kobayashi pour de la neige, il note une bonne corrélation alors que le coefficient de restitution du sable est de 0,6 et celui de la glace de 0,3. L'auteur explique ce phénomène par le fait suivant : la majeure partie de l'énergie cinétique des particules qui atteignent le sol, est dissipée dans le "lit" des particules et ce quelque soit le coefficient de restitution. Cependant, pour les particules à fort coefficient de restitution, ceci n'est vrai que si les particules ont une taille uniforme : si la granulométrie est dispersée, les petites particules vont fréquemment rebondir sur les grosses et conserver ainsi une très forte énergie cinétique. Kind en déduit donc la nécessité d'utiliser des particules de taille uniforme pour simuler le transport éolien.

2.5 Modélisation des dépôts

Les particules du modèle et du prototype devront avoir le même angle de repos. Étant données les forces de cohésion qui apparaissent au niveau des particules neigeuses en contact, il n'est pas possible de réaliser cette condition. On veillera cependant à ce que l'angle de repos des particules choisies soit le plus élevé possible.

2.6 Durée des expériences

Si les critères (198) et (210) sont vérifiés, on obtient :

$$\left(\frac{Q_s g}{\rho u^3}\right)_m = \left(\frac{Q_s g}{\rho u^3}\right)_p \quad (211)$$

Le débit de particules adimensionnel est donc conservé entre modèle et prototype. Dans ces conditions, Kind considère que le temps nécessaire à l'obtention d'accumulations de volume adimensionnel semblable est déterminé par l'équation suivante :

$$\left(\frac{\rho U t}{\sigma H}\right)_m = \left(\frac{\rho U t}{\sigma H}\right)_p \quad (212)$$

2.7 Restrictions envisageables et limites d'application

L'indépendance de l'écoulement vis-à-vis du nombre de Reynolds est assurée pour $u_*^3/2g\nu > 30$ c'est-à-dire $u_* > 20$ cm/s dans le cas de l'air. Le respect simultané de u_*^2/Hg (195) et $u_*\nu$ (207) conduit à la relation suivante :

$$(u_*)_m = \sqrt{\frac{H_m}{H_p}} \cdot (u_*)_p \quad (213)$$

Sachant que pour le cas de la neige ou du sable, la vitesse de frottement seuil est proche de la limite imposée de 20 cm/s, on en conclut que le rapport $\sqrt{\frac{H_m}{H_p}}$ doit être proche de 1.

Il n'est donc pas possible de réduire de façon significative l'échelle de la maquette. Deux possibilités sont envisageables : soit $u_*^3/2g\nu < 30$, soit on abandonne l'échelle de Froude pour maintenir $u_*^3/2g\nu > 30$.

Dans le premier cas, on ne connaît pas les effets possibles de la viscosité lorsque $u_*^3/2g\nu < 30$; aussi l'auteur abandonne cette possibilité.

Dans le deuxième cas, l'abandon du nombre de Froude signifie que les hauteurs et longueurs de saltation ainsi que la rugosité aérodynamique ne sont plus à l'échelle. La similitude cinématique de l'écoulement est donc affectée et la vitesse de frottement peut différer entre modèle et prototype d'où des différences sur les formes des congères; mais l'erreur reste minime s'il apparaît des changements abrupts de géométrie. Il faudra cependant veiller à ce que la longueur d'une trajectoire de saltation ($L_s \approx 10u_*^2/2g$) soit inférieure à la plus petite longueur significative du modèle.

2.8 Récapitulatif

Les critères de similitude proposés par Kind pour la modélisation physique du transport de la neige par le vent en soufflerie sont les suivants :

- ✓ $(\frac{U^*t}{U})$,
- ✓ $(\frac{U_F}{U})$,
- ✓ $(\frac{U^2}{gH})$,
- ✓ $(\frac{u^3_t}{2g\nu})_m > 30$ ou les nombres de Reynolds sont équivalents,
- ✓ $\frac{\sigma}{\rho} > 600$,
- ✓ Granulométrie des particules peu étendue,
- ✓ Angle de repos des particules similaires,
- ✓ $\frac{\rho Ut}{\sigma H}$

3. Modélisation par Iversen (1979, 1980, 1981, 1982, 1984)

Iversen a écrit de nombreux articles que nous présentons ici de façon synthétique. Certains résultats pourront apparaître contradictoires; il s'agit en fait d'une amélioration progressive de la méthode dont toutes les étapes sont présentées dans cette synthèse.

Iversen apporte un nouvel éclairage sur les problèmes de similitude en considérant que les paramètres principaux sont un paramètre de débit et un paramètre de rugosité équivalente qu'il combine de manière empirique pour obtenir une bonne corrélation de ses résultats expérimentaux obtenus en soufflerie. Par ailleurs, c'est le premier scientifique, à notre connaissance, qui utilise une distorsion d'échelle géométrique : l'échelle horizontale diffère de l'échelle verticale.

Iversen réalise tout d'abord une analyse dimensionnelle, pour mettre en évidence les différents paramètres intervenant dans la description du phénomène de transport de particules par saltation.

- [1] D_p/H : rapport du diamètre de la particule sur la longueur caractéristique,
- [2] $U(h)/U_t$: rapport de la vitesse de référence sur la vitesse de chute de la particule,
- [3] $[U(h)]^2/gH$: nombre de Froude,
- [4] e_r : coefficient de restitution,
- [5] l/L : similitude géométrique des longueurs,

- [6] z_0/H : similitude géométrique de la rugosité,
- [7] z_0'/H : similitude géométrique de la rugosité aérodynamique,
- [8] h/H : similitude géométrique des hauteurs,
- [9] z_0/L : paramètre de stabilité,
- [10] λ/L : similitude géométrique des ripples,
- [11] $U_F u_{\tau}$: rapport des vitesses caractéristiques de la particule,
- [12] $u_{\tau} D_p / \nu$: nombre de Reynolds de la particule,
- [13] $U(h)L/\nu$: nombre de Reynolds de l'écoulement,
- [14] u/u_{τ} : rapport de la vitesse de frottement sur la vitesse de frottement seuil,
- [15] ρ/σ : rapport de la densité du fluide sur la densité de la particule, [16] $U(h)t/H$: échelle des temps.

Il apparaît clairement qu'il n'est pas possible de les satisfaire simultanément d'où l'idée de les combiner de façon théorique puis empirique.

3.1 Modélisation de l'écoulement

La rugosité aérodynamique équivalente doit être correctement modélisée :

z_0' est supposée proportionnelle à $\rho u_*^2 / \sigma g$ (White, 1976, Iversen, 1979) et non à u_*^2 / g (Owen, 1964) en vue de tenir compte des effets du rapport densité de particule sur densité de fluide.

L'équation (194) devient :

$$\left[A_I^2 \left(\frac{D_p}{H} \right) \left(\frac{u_*}{u_{*t}} \right)^2 \right]_m = \left[A_I^2 \left(\frac{D_p}{H} \right) \left(\frac{u_*}{u_{*t}} \right)^2 \right]_p \quad (214)$$

avec : $A_I = u_{*t} \sqrt{\frac{\rho}{\sigma g D_p}}$ (215)

3.2 Modélisation de la saltation

3.2.1 Trajectoire des particules

Si l'on met sous forme adimensionnelle (en divisant par U les vitesses, par H les hauteurs, par L les longueurs et par L/U les temps) les équations (71) et (72) décrivant la trajectoire de saltation, on obtient :

$$\frac{du_p}{dt} = \frac{C_D \rho L}{\sigma D_p} V_R (u_p - \bar{u}) \quad (216)$$

$$\frac{dv_p}{dt} = - \frac{C_D \rho \pi D_p^2}{8} V_R v_p - \frac{gL^2}{U^2 H} \quad (217)$$

La similitude entre les trajectoires de particules modèles et prototypes sera donc assurée si :

$$\left(\frac{C_D \rho L}{\sigma D_p}\right)_p = \left(\frac{C_D \rho L}{\sigma D_p}\right)_m \quad (218)$$

$$\left(\frac{gL^2}{u_*^2 H}\right)_p = \left(\frac{gL^2}{u_*^2 H}\right)_m \quad (219)$$

Les critères de similitude apparaissant dans les équations (218) et (219) regroupent les paramètres [1], [3], [8] et [15].

3.2.2 Prépondérance de la saltation

Pour que la saltation soit dominante par rapport à la diffusion turbulente, Iversen propose que la condition suivante soit réalisée :

$$\left(\frac{U_F}{u_*}\right)_m > 1 \quad (220)$$

En effet le rapport U_F/u_* apparaît de façon explicite dans l'expression du profil de concentration des particules transportées par diffusion turbulente (équation 142).

3.3 Restrictions envisageables

Les paramètres (214), (218) et (219) permettent de choisir les particules. Cependant entre ces différents critères apparaissent des oppositions : le respect de (219) entraîne un choix de particules moins denses que la neige. Afin de respecter (218) une particule d'un diamètre plus petit doit être choisie et pour satisfaire (214), une particule de densité plus importante est nécessaire. En fait, tous ces paramètres n'ont pas la même importance : les paramètres (218) et (219) ne sont significatifs que dans le seul cas où apparaissent de petites irrégularités (de type ondulations). En fait, le paramètre le plus important, comme on le verra par la suite, est le paramètre (214). Iversen veille donc à s'approcher au plus près de la valeur du paramètre (214) de la neige tout en respectant $U_F/u_* > 1$.

Ainsi pour les expériences relatées dans les articles (1979, 1980, 1982), Iversen utilise des billes de verre denses dont les caractéristiques sont énoncées ci après :

Type de particules	Densité gm/cm ³	Diamètre µm	$(U_F)/(u_*)$	$(C_D \rho)/(\sigma D_p)$ (215)	$(gL^2)/(u_*^2 H)$ (216)	$(A_i^2 D_p U^2)/(U_o^2 H)$ (211)
Billes de verre	2,5	101	2,8	28	3	4,4(10) ⁻⁴
Billes de verre	4	49	1,3	125	2.6	2,5(10) ⁻⁴
Neige	0,7	150	2,55	900	750	7,2(10) ⁻⁵

Tableau 9 : caractéristiques des particules employées par Iversen

3.4 Modélisation des dépôts

Les particules du modèle et du prototype devront avoir le même angle de repos. Étant données les forces de cohésion qui apparaissent au niveau des particules neigeuses en contact, il n'est pas possible de réaliser cette condition. On veillera cependant à ce que l'angle de repos des particules choisies soit le plus élevé possible.

3.5 Durée des expériences

Bagnold (1941) a montré que le débit massique des particules en saltation est donné par l'expression :

$$Q_s = \frac{\rho u^2 V_1}{g} \quad (221)$$

avec Q_s le débit massique de particules en saltation (kg/ms),
 V_1 la vitesse initiale verticale de la particule (m/s).

Bagnold considère que V_1 est proportionnel à u_* , mais Iversen conteste cette relation plus particulièrement au début du mouvement où u_* est légèrement supérieur à u_{*c} .

Iversen propose donc la relation suivante :

$$V_1 \propto (u_* - u_{*c}) \quad (222)$$

$$\text{d'où : } Q_s \propto \frac{\rho u^2 (u_* - u_{*c})}{g V_1} \quad (223)$$

Cependant dans l'article de 1984, Iversen conserva l'équation proposée par Bagnold, sans autre forme d'explication.

Si l'on suppose que les particules qui ont le débit massique précédemment défini arrivent au niveau d'un obstacle de longueur de référence L , la masse des particules accumulées autour de cet obstacle sera proportionnelle à $Q_s L$ et si cette accumulation a lieu pendant le temps t , elle sera proportionnelle à $Q_s L t$. Le volume, quant à lui sera proportionnel à $Q_s L t / \sigma$.

En considérant A , la surface de l'accumulation projetée sur le plan horizontal, on obtient :

$$A \propto \frac{Q_s L t}{\sigma H} \quad \text{soit} \quad \frac{A}{L} \propto \frac{Q_s t}{\sigma H} \quad (224)$$

avec t temps (s) de formation de l'accumulation de surface A (m^2).

Les relations (223) et (224) permettent d'aboutir au critère de similitude suivant :

$$\left[\frac{\left(\frac{A}{L^2}\right)}{\left(\frac{u \cdot t}{L}\right)} \right]_p = \left[\frac{\left(\frac{A}{L^2}\right)}{\left(\frac{u \cdot t}{L}\right)} \right]_m \quad (225)$$

$$\left[\frac{\left(\frac{\rho}{\sigma}\right) \left(\frac{u^2}{gH}\right) \left(1 - \frac{u \cdot t}{u \cdot L}\right)}{\left(\frac{\rho}{\sigma}\right) \left(\frac{u^2}{gH}\right) \left(1 - \frac{u \cdot t}{u \cdot L}\right)} \right]_p = \left[\frac{\left(\frac{\rho}{\sigma}\right) \left(\frac{u^2}{gH}\right) \left(1 - \frac{u \cdot t}{u \cdot L}\right)}{\left(\frac{\rho}{\sigma}\right) \left(\frac{u^2}{gH}\right) \left(1 - \frac{u \cdot t}{u \cdot L}\right)} \right]_m$$

On peut remplacer A/L^2 par A_o/LH où A_o est la surface de l'accumulation projetée sur le plan vertical ou par V_o/L^2H où V_o est le volume de l'accumulation.

Le critère de similitude (225) regroupe explicitement les paramètres [3], [15], [16] et [1] implicitement. Les données expérimentales d'Iversen (figure 107) viennent confirmer la pertinence du choix de ce dernier critère de similitude, étant donnée la relation linéaire qui lie le numérateur et le dénominateur.

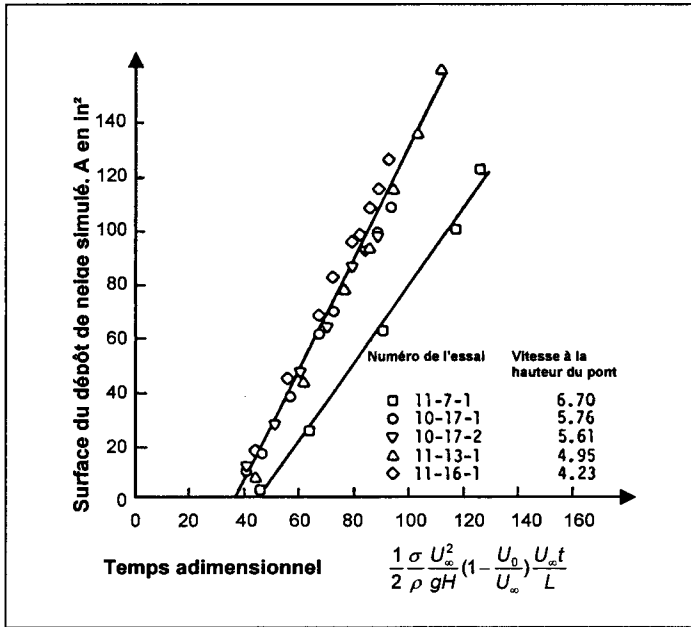


Figure 107 : surface adimensionnelle de la congère en fonction du temps adimensionnel (Iversen, 1979)

Sachant que $(A/L^2)_m = (A/L^2)_p$, le critère (225) devient :

$$\left[\left(\frac{\rho}{\sigma}\right) \left(\frac{u^2}{gH}\right) \left(1 - \frac{u \cdot t}{u \cdot L}\right) \left(\frac{u \cdot t}{L}\right) \right]_p = \left[\left(\frac{\rho}{\sigma}\right) \left(\frac{u^2}{gH}\right) \left(1 - \frac{u \cdot t}{u \cdot L}\right) \left(\frac{u \cdot t}{L}\right) \right]_m \quad (226)$$

Cependant l'expression (226) correspond à une forme simplifiée du problème ; aussi par la suite Iversen proposa une formule plus générale pour ce critère :

$$\left[\left(\frac{u \cdot t}{L} \right) \frac{\rho u^2}{\sigma g H} \left(1 - \frac{u_t}{u} \right) \mathfrak{F} \left(\frac{u(H)L}{v}, \frac{h}{H}, \frac{l}{L}, \frac{z_0}{H}, \frac{z_0'}{H}, \frac{\rho}{\sigma}, \frac{U_F}{u_t}, \frac{u^2}{gH} \right) \right]_m = \quad (227)$$

$$\left[\left(\frac{u \cdot t}{L} \right) \frac{\rho u^2}{\sigma g H} \left(1 - \frac{u_t}{u} \right) \mathfrak{F} \left(\frac{u(H)L}{v}, \frac{h}{H}, \frac{l}{L}, \frac{z_0}{H}, \frac{z_0'}{H}, \frac{\rho}{\sigma}, \frac{U_F}{u_t}, \frac{u^2}{gH} \right) \right]_p$$

avec \mathfrak{F} fonction déterminée expérimentalement.

Iversen a donc cherché à déterminer, de façon empirique (à l'aide d'expériences réalisées en soufflerie), la fonction \mathfrak{F} . Dans les articles de 1980 et 1982, il fait référence à la modélisation de la formation de congères sur une autoroute à deux niveaux. Dans ce cas de figure, il montra que la masse transportée était une fonction de la rugosité équivalente ; en effet, il y a diminution de la masse accumulée pour une augmentation de la rugosité équivalente suivant une loi puissance d'exposant -3/7 (figure 108).

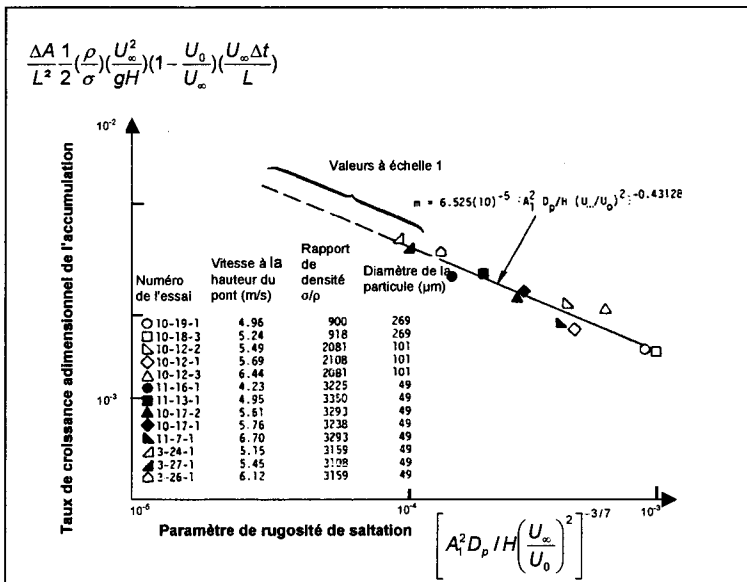


Figure 108 : taux de croissance adimensionnel de l'accumulation en fonction du paramètre de rugosité de saltation (Iversen, 1980)

NB : U_0 représente la vitesse d'arrachement seuil des particules en un point de référence et U_∞ la vitesse à l'extérieur de la couche limite.

En regroupant ces deux paramètres (masse transportée et rugosité équivalente), Iversen fait apparaître un nouveau paramètre qui lui permet de linéariser les résultats de ses essais (figure 109).

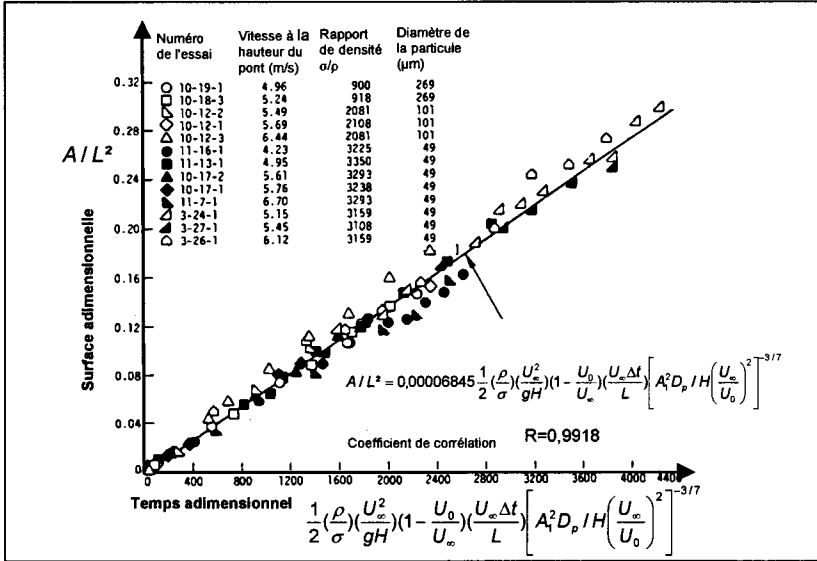


Figure 109 : surface adimensionnelle de la congère en fonction du paramètre dérivé du débit de particules (Iversen, 1980)

Il améliora donc le critère (226) en le formulant de la façon suivante :

$$\left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{\rho U_\infty^2}{\sigma g H} \right)^{4/7} \left(1 - \frac{U_0 t}{U_\infty} \right) \right]_m = \left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{\rho U_\infty^2}{\sigma g H} \right)^{4/7} \left(1 - \frac{U_0 t}{U_\infty} \right) \right]_p \quad (228)$$

L'expression de ce critère est purement empirique et c'est cette formulation qui permet d'obtenir le meilleur coefficient de corrélation ($r=0.983$). Nous citerons à titre indicatif les autres formes des critères de similitude testés et les coefficients de corrélation qui s'y rapportent.

$$\left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{U_\infty^2}{gH} \right)^{0.8} \right]_m = \left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{U_\infty^2}{gH} \right)^{0.8} \right]_p (r = 0.706)$$

$$\left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{\rho U_\infty^2}{\sigma g H} \right)^{0.63} \right]_m = \left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{\rho U_\infty^2}{\sigma g H} \right)^{0.63} \right]_p (r = 0.956)$$

$$\left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{\rho U_\infty^2}{\sigma g H} \right)^{0.59} \left(1 - \frac{U_0}{U_\infty} \right)^{0.59} \right]_m = \left[\left(\frac{U_\infty t}{L} \right) \left(\frac{\rho U_\infty^2}{\sigma g H} \right)^{0.59} \left(1 - \frac{U_0}{U_\infty} \right)^{0.59} \right]_p (r = 0.973)$$

Cependant, le critère (228) n'est valable que dans le cas particulier étudié par Iversen (*croisement d'autoroute*) ; l'auteur se garde bien de le généraliser et signale que le meilleur ajustement de la fonction ξ est fonction de la géométrie du modèle ; d'ailleurs dans un article de 1984 concernant l'étude de barrière de porosité 1/3, il propose un ajustement différent, à savoir :

$$[0,00114 \left(\frac{U_t}{L} \right) \frac{\rho U^2}{\sigma g H} (1 - \exp(-6.2 (U/U_T - 1)))]_m =$$

$$[0,00114 \left(\frac{U_t}{L} \right) \frac{\rho U^2}{\sigma g H} (1 - \exp(-6.2 (U/U_T - 1)))]_p \quad (229)$$

avec U vitesse (m/s) à la hauteur H (m) de la barrière (pour un profil de vent non perturbé),
 U_T (m/s) vitesse seuil d'arrachement des particules à la hauteur H de la barrière (pour un profil de vent non perturbé).

Les critères (214), (218), (219) et (220) permettent de sélectionner les particules. Le critère du type (227) ne permet pas de résoudre le problème puisqu'il présente deux inconnues et t ; il est donc nécessaire d'utiliser un critère supplémentaire. Dans son premier article (1979) Iversen propose l'isochronie comme critère supplémentaire :

$$\left(\frac{Ut}{H} \right)_m = \left(\frac{Ut}{H} \right)_p \quad (230)$$

Mais l'auteur pense que ce critère n'est pas le plus adapté car le rapport de la vitesse de la particule sur la vitesse du vent n'est vraisemblablement pas la même pour le modèle et le prototype. C'est pourquoi dans les articles suivants (1980, 1982), Iversen propose l'utilisation du « nombre de Froude densimétrique modifié » :

$$\left[\left(\frac{\rho}{\sigma} \right) \left(\frac{U^2}{gH} \right) \left(1 - \frac{U_0}{U} \right) \right]_m = \left[\left(\frac{\rho}{\sigma} \right) \left(\frac{U^2}{gH} \right) \left(1 - \frac{U_0}{U} \right) \right]_p \quad (231)$$

avec U_0 vitesse d'arrachement seuil des particules en un point de référence (m/s),
 U vitesse de référence (m/s).

En fait, Iversen ne prend pas véritablement position quant à l'utilisation de ce deuxième critère. Dans un article de 1984, il compare le critère de Froude (*utilisé par Tabler*), et le critère rapport de vitesse de frottement sur vitesse de frottement seuil (*utilisé par Anno*), mais n'apporte aucune conclusion. Il avoue cependant, à cette occasion, sa préférence pour le critère de Froude mais ne justifie pas expérimentalement son choix. En conclusion, Iversen reste très humble en écrivant : « il est difficile et peut-être impossible de prédire exactement les congères à l'échelle 1" »

3.6 Récapitulatif

Les critères de similitude proposés par Iversen pour la modélisation physique du transport de la neige par le vent sont les suivants :

$$\checkmark \frac{U_F}{u_*} > 1$$

$$\checkmark \frac{\rho}{\sigma} \frac{U^2}{gH} \left(1 - \frac{U_0}{U} \right),$$

✓ Angle de repos des particules similaires,

$$✓ \left(\frac{u \cdot t}{L} \right) \frac{\rho u^2}{\sigma g H} \left(1 - \frac{u \cdot t}{u} \right) \mathfrak{S} \left(\frac{u(H)L}{\nu}, \frac{h}{H}, \frac{l}{L}, \frac{z_0}{H}, \frac{z_0'}{H}, \frac{\rho}{\sigma}, \frac{U_F}{u \cdot t}, \frac{u^2}{gH} \right).$$

D'autres auteurs (*Hertig, David*) ont utilisé les résultats des travaux d'Iversen bien que certains des critères de similitude proposés diffèrent de ceux d'Iversen.

4. Modélisation par David (1982) : application des critères d'Iversen

Bien que sa thèse (*traitant de la simulation physique en soufflerie du transport éolien de sable*) soit publiée en 1982, David n'utilise que les premiers résultats des travaux d'Iversen, à savoir le critère (225) (1979), paramètre dérivé du débit des particules et qui a été amélioré par la suite (1980, 1981, 1982, 1984). Mais bien qu'il aille moins loin dans l'utilisation de ce critère, il apporte plus de fondement théorique notamment quant à l'abandon du nombre de Froude et à l'apparition du nombre de Froude modifié pour lesquels Iversen ne fournit aucune explication. Sa formulation du problème apparaît donc comme un compromis entre celle de Kind (*purement théorique*) et celle d'Iversen (*essentiellement empirique*).

Par ailleurs, David vérifia la validité du paramètre dérivé du débit des particules sur un phénomène d'érosion et non d'accumulation, comme l'avait fait Iversen. Ceci lui a permis de s'affranchir des problèmes d'obtention de la saturation pour les profils de concentration.

4.1 Modélisation de l'écoulement

Si l'on veut s'affranchir du nombre de Reynolds, l'écoulement doit être aérodynamiquement rugueux (*l'écoulement est alors indépendant du nombre de Reynolds*). D'après Sutton (1949), l'écoulement est aérodynamiquement rugueux pour une valeur de z_0 (*longueur de rugosité en m*) telle que :

$$\frac{u \cdot z_0}{\nu} > 2,5 \tag{232}$$

L'équation (232) est à rapprocher de l'équation (190). Mais contrairement à Kind, David ne considère pas l'influence de la présence des particules sur la valeur de la longueur de rugosité.

L'intensité turbulente en soufflerie doit être la même que celle de la turbulence atmosphérique.

Pour assurer la similitude géométrique des écoulements modèle et prototype, la longueur de rugosité doit être à l'échelle :

$$\left(\frac{z_0}{H} \right)_p = \left(\frac{z_0}{H} \right)_m \tag{233}$$

Là encore David ne considère pas la modification de la valeur de la rugosité par la présence des particules en saltation.

4.2 Modélisation de la saltation

4.2.1 Trajectoire des particules

En considérant que les particules n'interagissent pas entre elles, l'équation du mouvement de la particule conduit aux critères suivants (équations (216) et (217) en considérant que l'échelle horizontale est identique à l'échelle verticale) :

$$\left(\frac{C_D \rho H}{\sigma D_p}\right)_m = \left(\frac{C_D \rho H}{\sigma D_p}\right)_p \quad (234)$$

$$\left(\frac{U^2}{Hg}\right)_m = \left(\frac{U^2}{Hg}\right)_p \quad (235)$$

Contrairement à Iversen, David n'abandonne pas les critères (234) et (235) et montre que leur respect simultané conduit à :

$$\left(D_p^2 H\right)_m = \left(D_p^2 H\right)_p \quad (236)$$

$$\left(\frac{\sigma^2}{H^3}\right)_m = \left(\frac{\sigma^2}{H^3}\right)_p \quad (237)$$

$$\left(\frac{U_0}{U}\right)_m = \left(\frac{U_0}{U}\right)_p \quad (238)$$

4.2.2 Débit des particules

David reprend le raisonnement d'Iversen pour obtenir l'expression du débit en saltation :

$$Q_s \propto \frac{\rho U^2 (u_* - u_{*t})}{g} \quad (239)$$

4.3 Modélisation des dépôts

Les particules du modèle et du prototype doivent avoir le même angle de repos.

4.4 Durée des expériences

David reprend la première expression du volume accumulé autour d'un obstacle établi par Iversen lors de ses premières recherches (1979) :

$$\left[\left(\frac{\rho}{\sigma}\right)\left(1 - \frac{U_0}{U}\right)\left(\frac{U^2}{Hg}\right)\left(\frac{Ut}{H}\right)\right]_m = \left[\left(\frac{\rho}{\sigma}\right)\left(1 - \frac{U_0}{U}\right)\left(\frac{U^2}{Hg}\right)\left(\frac{Ut}{H}\right)\right]_p \quad (240)$$

Dans le cas où (234) et (235) sont respectés, le critère (240) devient :

$$\left(\frac{\rho Ut}{\sigma H}\right)_m = \left(\frac{\rho Ut}{\sigma H}\right)_p \quad (241)$$

ce qui correspond au critère de temps proposé par Kind (212).

4.5 Restrictions envisageables et limites d'application

Comme Kind, David constate que la conservation stricte de ces paramètres conduit à des simulations dans l'air à grande échelle (*en l'occurrence il n'est pas possible de réaliser une simulation au-dessous de 1/10*).

Le but recherché étant l'étude des accumulations, David abandonne la simulation correcte des trajectoires de particules pour ne garder que le paramètre dérivé du débit des particules (240) qu'il couple au critère de temps $\rho Ut/\sigma LH$ (241), ce qui conduit à :

$$\left[\left(\frac{\rho}{\sigma} \right) \left(\frac{Ut}{H} \right) \right]_m = \left[\left(\frac{\rho}{\sigma} \right) \left(\frac{Ut}{H} \right) \right]_p \tag{242}$$

$$\left[\left(1 - \frac{U_0}{U} \right) \left(\frac{U^2}{Hg} \right) \right]_m = \left[\left(1 - \frac{U_0}{U} \right) \left(\frac{U^2}{Hg} \right) \right]_p \tag{243}$$

Il n'apparaît donc aucune contrainte concernant la particule simulée. Cependant, il ne faut pas utiliser des particules de densité trop faible car le rapport σ/ρ influe sur le rapport des forces qui s'appliquent à la particule d'où la nécessité de respecter $\sigma/\rho > 600$ (200).

David a vérifié la validité de ces critères par des tests en soufflerie en comparant l'état de référence en soufflerie (*échelle 1*) avec une simulation exacte (*respect du critère de Froude (235)*) et une simulation approchée (*abandon du critère de Froude (235)*) à une échelle réduite (*1/4,64*). Il étudiait dans ce cas le bilan de l'accumulation et de l'érosion autour d'un cube placé sur un lit de particules uniforme dont la hauteur était déterminée par l'échelle géométrique.

D'une part, il vérifie la validité du critère (240) en étudiant l'évolution du volume adimensionnel en fonction du paramètre dérivé du débit des particules pour une seule configuration et différentes vitesses (*figure 110*).

D'autre part, il compare l'évolution du volume adimensionnel en fonction du paramètre dérivé du débit des particules pour le prototype et les deux modèles (*simulation exacte et simulation approchée*) (*figure 111*).

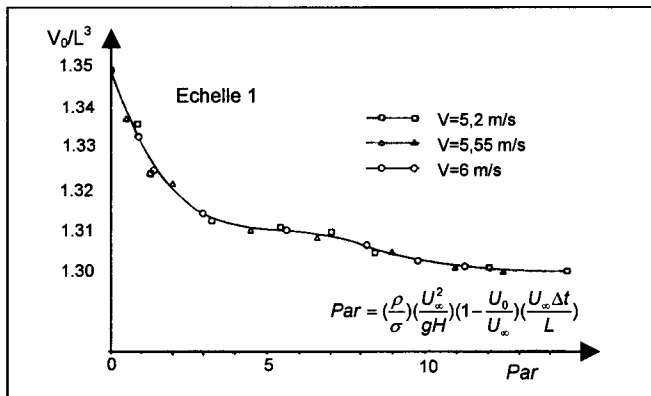


Figure 110 : évolution du volume adimensionnel en fonction du paramètre dérivé du débit de particules (David, 1982)

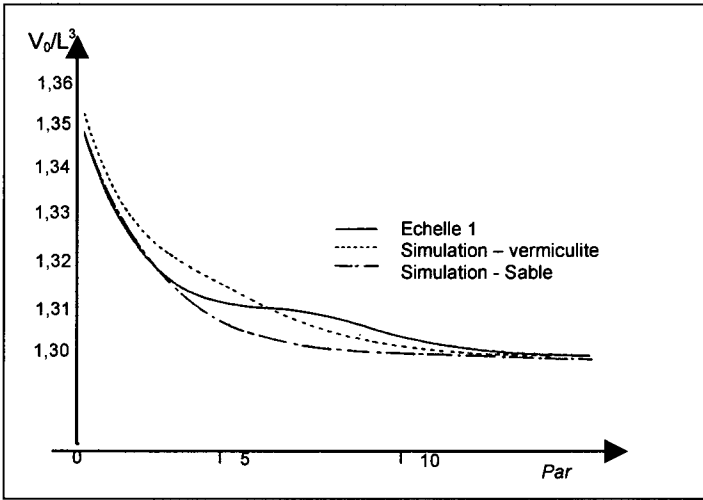


Figure 111 : variation du volume adimensionnel en fonction du paramètre dérivé du débit de particules pour la simulation exacte (vermiculite) et la simulation approchée (sable) (David, 1982)

Il constate ainsi que l'erreur sur l'estimation des temps est de 15% dans le cas de la simulation exacte contre 10% dans le cas de la simulation approchée. La simulation exacte n'apporte donc rien par rapport à la simulation approchée; mais il est nécessaire d'indiquer, que dans le cas de la simulation exacte, $\sigma/\rho=211$.

Les vérifications expérimentales de David diffèrent de celles d'Iversen ; en effet, dans ce cas il s'agit de modélisation d'érosion et non de dépôt.

Cependant de même qu'Iversen, il ne vérifie pas expérimentalement la validité du nombre de Froude, modifié ou non.

4.6 Récapitulatif

Les critères de similitude proposés par David pour la modélisation physique du transport de sable par le vent sont les suivants :

- ✓ bonne reproduction de la couche limite (*intensité turbulente*, $\frac{U^* Z_0}{v} > 2,5$),
- ✓ angle de repos des particules similaires,

Simulation exacte

- ✓ $\frac{C_D \rho H}{\sigma D_p}$,

$$\checkmark \frac{U^2}{Hg},$$

$$\checkmark \left(\frac{\rho}{\sigma}\right)\left(1 - \frac{U_0}{U}\right)\left(\frac{U^2}{Hg}\right)\left(\frac{Ut}{H}\right) \Rightarrow \left(\frac{\rho}{\sigma} \frac{Ut}{L}\right).$$

Simulation approchée

$$\checkmark \frac{\sigma}{\rho} > 600,$$

$$\checkmark \left(\frac{\rho}{\sigma} \frac{Ut}{L}\right),$$

$$\checkmark \left(1 - \frac{U_0}{U}\right)\left(\frac{U^2}{Hg}\right).$$

5. Modélisation par Hertig (1984, 1990) : application des critères d'Iversen

5.1 Modélisation de la saltation

Pour les simulations dans l'air (*soufflerie*) Hertig (1984, 1990) propose l'utilisation du critère d'Iversen (228) auquel il associe l'isochronie (230).

5.2 Coefficient de susceptibilité

Le choix des particules est régi par le respect du coefficient de susceptibilité associé au nombre de Froude de la particule.

Le coefficient de susceptibilité s correspond au rapport de la force de traînée F_T (de sens opposé à la vitesse relative de la particule V_R) exercée par l'écoulement sur la particule de diamètre D_p lors de sa chute et du poids Mg .

$$F_T = \frac{C_D \rho \pi D_p^2 V_R^2}{8} \quad (244)$$

d'où pour une particule sphérique de diamètre D_p (m) et de masse volumique σ (kg/m^3) :

$$s = \frac{3 \rho V_R^2 C_D}{4 \sigma g D_p} \quad (245)$$

En considérant que le coefficient de traînée est inversement proportionnel à la vitesse de la particule, l'équation (245) devient :

$$s \propto \frac{\rho V_R}{\sigma D_p} \quad (246)$$

Dans le cas où le fluide modélisé est l'air et en respectant le nombre de Froude de la particule ($V_R^2/2gD_p$), Hertig obtient le critère suivant :

$$[\sigma\sqrt{D_p}]_m = [\sigma\sqrt{D_p}]_p \quad (247)$$

5.3 Récapitulatif

Les critères de similitude proposés par Hertig pour la modélisation physique du transport de la neige par le vent sont les suivants :

- ✓ similitude des écoulements,
- ✓ angle de repos des particules similaires,
- ✓ $(\frac{U_\infty t}{L})(\frac{\rho U_\infty^2}{\sigma g H})^{4/7} (1 - \frac{u_{*t}}{U_\infty})$,
- ✓ $\frac{Ut}{L}$,
- ✓ $\sigma\sqrt{D_p}$.

6. Modélisation par Tabler (1980)

Tabler est l'un des premiers à envisager la modélisation à l'extérieur de la formation des congères. Il part pour cela de la constatation suivante : il y a auto-similitude des profils de congères formées par des barrières à neige pour une large gamme de hauteurs s'étalant sur près de deux ordres de grandeur (0,8 m à 4 m). Il ne considère pas cette observation à elle seule comme une preuve de la validité de la modélisation à l'extérieur mais apporte des justifications théoriques complémentaires.

6.1 Modélisation de l'écoulement

6.1.1 Similitude de Reynolds

L'écoulement doit être complètement rugueux. Tabler adopte la condition établie par Kind en 1976 :

$$\frac{u_*^3}{2g\nu} > 30 \quad (248)$$

6.1.2 Similitude de Froude

Tabler considère que le critère de base avec ou sans transport est le nombre de Froude :

$$[\frac{U^2}{Hg}]_m = [\frac{U^2}{Hg}]_p \quad (249)$$

Il note cependant que ce nombre est parfois remplacé par le nombre de Froude densimétrique introduit par Wuebben en 1978 pour tenir compte des effets de la densité des particules. Dans le cas précis de la modélisation à l'extérieur, les particules étant identiques pour le modèle et le prototype, il n'est pas nécessaire d'introduire les effets de densité.

6.1.3 Similitude géométrique

Pour assurer la similitude géométrique des écoulements modèle et prototype, la longueur de rugosité doit être à l'échelle :

$$\left[\frac{z_0}{H}\right]_m = \left[\frac{z_0}{H}\right]_p \quad (250)$$

Pour un flux complètement rugueux et une surface composée d'éléments fixes, z_0 est indépendant de la vitesse ; la modélisation à l'extérieur, sur une surface de même type pour le modèle et le prototype ne permet pas de respecter simultanément (249) et (250). Cependant, dans le cas du transport de particules, ces deux similitudes peuvent être respectées car z_0' est une fonction de $u \cdot^2$. Cette affirmation de l'auteur est basée sur l'analyse théorique faite par Bagnold (1941) et par Owen (1964) et sur les vérifications expérimentales de Radok (1968) et Kind (1976).

Considérant qu'il pouvait lui être reproché le faible nombre de données expérimentales testées, l'auteur a lui-même effectué une vérification expérimentale de cette hypothèse. Il a réalisé ses expériences sur un lac gelé pendant des épisodes de transport, et a obtenu les résultats suivants :

✓ pour un lac gelé recouvert à 75% de neige

$$z_0' \simeq 1,3509 \cdot 10^{-5} u \cdot^2$$

✓ pour un lac gelé recouvert entre 20 et 60% de neige

$$z_0' \simeq 0,3626 \cdot 10^{-5} u \cdot^2$$

z_0' étant proportionnel à $u \cdot^2$, il est donc possible de respecter simultanément (249) et (250).

6.2 Modélisation de la saltation

6.2.1 Trajectoire des particules

Tabler rappelle tout d'abord la constatation établie par Dyunin en 1967 : il est possible de simuler des congères à saturation, sans considérer tous les critères de similitude des particules, mais la modélisation de la dynamique de la formation des congères nécessite, elle, la mise à l'échelle des trajectoires de particules.

Tabler utilise les résultats obtenus par Kind (1976), qui considérait que pour simuler la trajectoire de la particule, il était nécessaire de respecter :

$$\left[\frac{U_F}{U}\right]_m = \left[\frac{U_F}{U}\right]_p \quad (251)$$

$$\left[\frac{U \cdot t}{U}\right]_m = \left[\frac{U \cdot t}{U}\right]_p \quad (252)$$

Il considère parallèlement que pour une distribution non uniforme des grains (*granulométrie étendue*), un raisonnement analogue peut être fait en remplaçant u_{γ} par $u_{\gamma i}$ la vitesse de frottement seuil de la plus grosse particule (*diamètre le plus grand*) intervenant dans le processus de saltation.

Dans le cas de la modélisation à l'extérieur, la mise à l'échelle des trajectoires de particules ne peut être réalisée ; ou du moins ne peut être réalisée que partiellement (*grâce à la dispersion de granulométrie*).

6.2.2 Mode de transport prépondérant

Pour que le mode de saltation soit prépondérant, Tabler considère que la condition (220) ($U_F/u_{\gamma} > 1$) préconisée par Iversen doit être réalisée. Cette hypothèse conduit pour la neige, à un diamètre minimal de 70 μm . Tabler rappelle donc les résultats expérimentaux de Budd (1966) qui a étudié la distribution de la taille des particules dans les trois premiers centimètres de la couche en saltation : il n' a pas détecté de particules d'un diamètre inférieur à 75 μm et a estimé que 95% des particules avaient un diamètre compris entre 100 μm et 300 μm . La neige peut donc être utilisée comme particule modèle.

6.2.3 Débit des particules

D'après Dyunin (1954) et Kobayashi (1970), le débit des particules, dans les deux premiers mètres, est proportionnel à U^3 . Dans ce cas, la concentration en particules est proportionnelle à U^2 . Tabler en conclut que le respect du nombre de Froude entraîne la mise à l'échelle du profil de concentration.

6.3 Durée des expériences

Lorsque la densité de l'air, la densité des particules et la densité apparente des particules sont identiques pour le modèle et le prototype, l'échelle des temps proposée par Kind est :

$$\left[\frac{tU}{H} \right]_m = \left[\frac{tU}{H} \right]_p \quad (253)$$

Mais Tabler constate que γ , la densité apparente de la neige déposée récemment, varie avec la température et l'humidité de l'air, la taille et la forme des particules, la vitesse du vent et l'épaisseur de neige déposée. Ainsi, la densité moyenne de la neige déposée, derrière l'un des modèles réduits de Tabler, était de 100 kg/m^3 alors qu'en fin de saison la densité apparente d'une congère est de l'ordre de 450 kg/m^3 . Pour prendre en compte cette différence, Tabler propose donc le critère suivant :

$$\left[\frac{tU}{\gamma H} \right]_m = \left[\frac{tU}{\gamma H} \right]_p \quad (254)$$

6.4 Récapitulatif

La modélisation du transport de la neige par le vent à l'extérieur est rendue possible par l'«auto-similitude» des profils de vent (*paragraphe 6.1.3*), et les critères de similitude proposés par Tabler sont les suivants :

$$\checkmark \frac{U^2}{Hg},$$

$$\checkmark \frac{tU}{\gamma H}.$$

7. Modélisation par Anno (1981, 1984, 1985, 1987)

La théorie de similitude de Anno nécessite d'être présentée en dernier, non seulement parce que c'est la plus récente, mais aussi parce qu'elle va à l'encontre de toutes les théories examinées jusqu'alors : il apparaît qu'il n'est pas nécessaire de modéliser la trajectoire de la particule, ni d'assurer la similitude cinématique de l'écoulement.

Les justifications apportées par Anno sont essentiellement expérimentales.

7.1 Vers l'abandon du nombre de Froude

7.1.1 Nombre de Froude basé sur les hauteurs d'obstacles

Le critère de Froude basé sur les hauteurs d'obstacles s'exprime de la façon suivante :

$$\left[\frac{U^2}{Hg} \right]_m = \left[\frac{U^2}{Hg} \right]_p \quad (255)$$

Pour élaborer sa théorie, Anno part de la constatation suivante : si on réalise deux modélisations derrière des barrières de rapport de taille 1/3, avec les mêmes particules et le même profil de vitesse, les congères générées sont approximativement similaires pour un rapport de temps de 1/9. Or pour ces deux expériences, ni la trajectoire, ni le profil de vent ne sont à l'échelle.

Il en déduit donc que la distorsion introduite par le non-respect de la mise à l'échelle de la rugosité aérodynamique pendant la saltation, n'a que peu d'influence sur la forme des congères (*figure 112*).

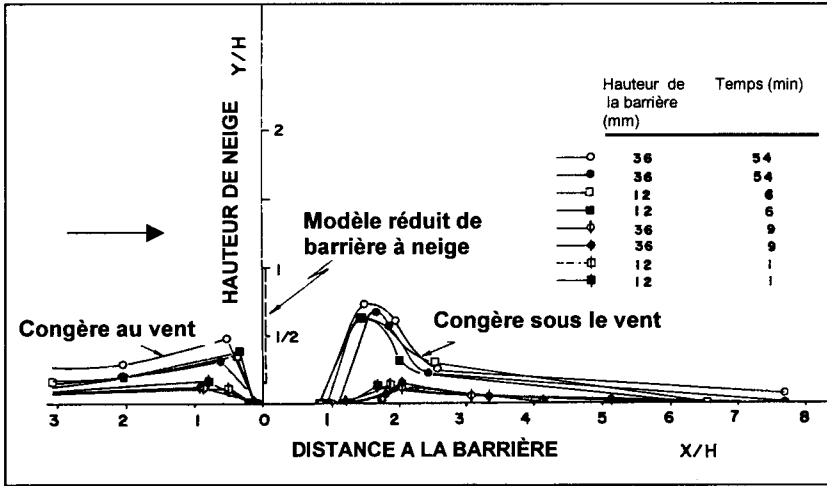


Figure 112 : comparaison de congères générées par des barrières de 12 mm et 36 mm (Anno, 1984)

Il justifie cette affirmation par deux expériences complémentaires.

La première expérimentation consiste à étudier la forme des congères derrière une même barrière, pour différents profils de vent perturbés par une grille de forme variable placée 20 cm au vent de la barrière (figure 113).

Pour différents profils de vitesse perturbés (A, B, C, D, et E), la congère générée est semblable à celle observée grandeur nature. Anno considère donc que de légères distorsions au niveau du profil de vent n'altèrent pas de façon significative la forme de la congère, ce qui peut cependant apparaître contestable (figure 113 B).

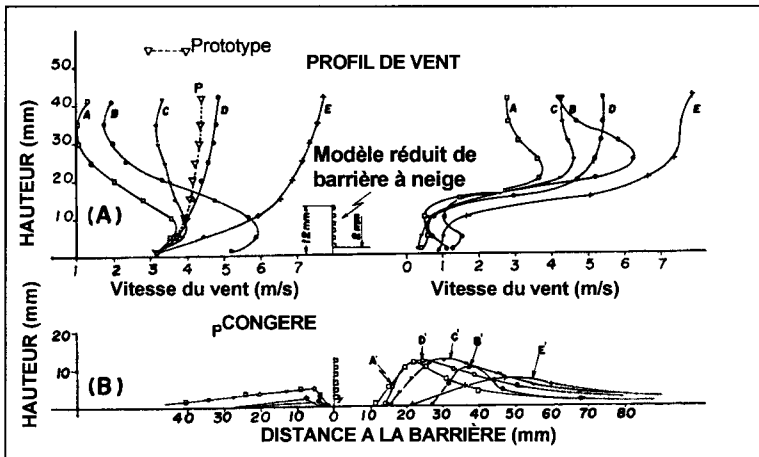


Figure 113 : (A) Forme des profils de vent générés par l'écran (B) Profils de congères correspondants (Anno, 1984)

La deuxième expérience consiste à étudier la variation des paramètres caractéristiques de la congère (D_1 : abscisse de l'origine de la congère, D_2 : abscisse du maximum de hauteur de la congère) en fonction de la valeur de la rugosité aérodynamique pendant la saltation (figure 114).

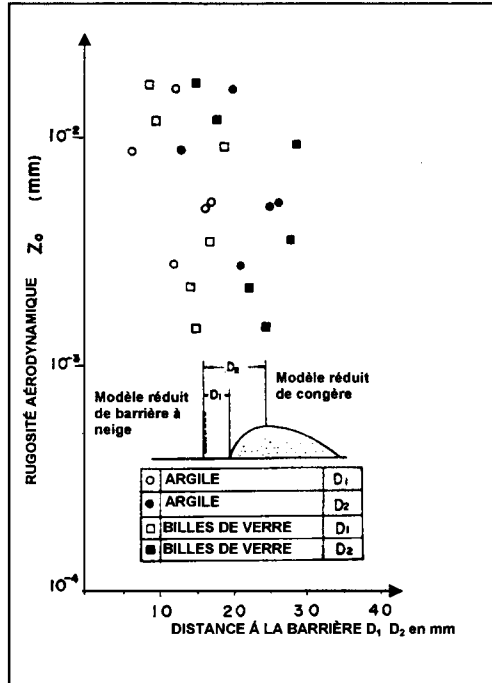


Figure 114 : influence de la rugosité aérodynamique sur les paramètres caractéristiques des congères D_1 et D_2 (Anno, 1984)

Anno en conclut que la rugosité n'a pas un effet important sur la forme de la congère.

À partir de ces différents résultats expérimentaux, Anno déduit que le nombre de Froude basé sur les hauteurs d'obstacles n'est donc pas pertinent.

7.1.2 Nombre de Froude basé sur les longueurs d'obstacles

Le critère de Froude basé sur les longueurs d'obstacles s'exprime de la façon suivante :

$$\left[\frac{U^2}{Lg} \right]_m = \left[\frac{U^2}{Lg} \right]_p \quad (256)$$

Si on applique ce critère, le vent prototype et le vent modèle ne sont équivalents que si le rapport des longueurs est égal à 1. Or, si deux barrières identiques mais de longueurs différentes sont placées à l'extérieur, la congère générée est identique avec des vents modèle et prototype semblables.

Anno en déduit que le nombre de Froude basé sur les longueurs d'obstacles n'est donc pas pertinent.

7.1.3 Nombre de Froude basé sur les diamètres de particules

Le critère de Froude basé sur les diamètres des particules s'exprime de la façon suivante :

$$\left[\frac{U^2}{D_p g} \right]_m = \left[\frac{U^2}{D_p g} \right]_p \quad (257)$$

L'isochronie basée sur les diamètres des particules s'exprime de la façon suivante :

$$\left[\frac{Ut}{D_p} \right]_m = \left[\frac{Ut}{D_p} \right]_p \quad (258)$$

Le respect simultanément de (257) et (258) conduit à la relation suivante :

$$\frac{t_m}{t_p} = \sqrt{\frac{(D_p)_m}{(D_p)_p}} \quad (259)$$

La signification de la relation (259) est la suivante : derrière des obstacles de hauteurs différentes, le temps pour former des congères similaires avec le même type de particules est le même, ce qui est rigoureusement faux.

Anno en déduit que le nombre de Froude basé sur les longueurs d'obstacles n'est donc pas pertinent.

7.2 Introduction du rapport u^*/u_{*t}

L'auteur propose, en remplacement du nombre de Froude modifié ou non (Strom, 1962, Odar, 1965, Kind, 1976, Iversen, 1979, Tabler, 1980), le critère suivant :

$$\left[\frac{u^*}{u_{*t}} \right]_m = \left[\frac{u^*}{u_{*t}} \right]_p \quad (260)$$

7.2.1 Justification théorique

Galkin (1975) et Wuebben (1978) ont eux aussi proposé ce critère en remplacement du nombre de Froude ; cependant ils n'ont pas véritablement apporté de justifications théoriques à ce choix. Par contre, Anno propose la justification suivante :

la similitude la plus importante à réaliser pour la modélisation de la formation de congères concerne la limite entre la zone érodée et la zone de dépôt.

Anno considère les plans délimités par les isovaleurs de vitesse de frottement autour d'une barrière (figure 115) :

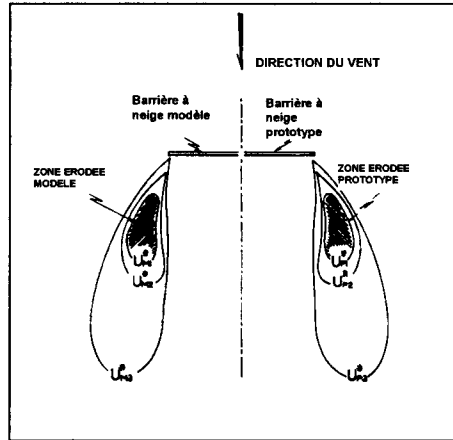


Figure 115 : plans délimités par les isovaleurs de vitesses de frottement (Anno, 1984)

Les indices 1, 2 et 3 correspondent à différentes vitesses expérimentales.

La limite entre la zone érodée et la zone de dépôt est représentée par la courbe délimitée par u_{*t} . Ainsi dans le cas de l'expérience 1, Anno obtient :

$$u_{*p1} = (u_{*t})_p \text{ et } u_{*m1} = (u_{*t})_m \quad (261)$$

L'auteur se réfère ensuite aux travaux de Snyder (1972) qui montraient que, lorsque le flux était turbulent, le sillage modélisé derrière un obstacle présentant des arêtes vives, était en similitude avec le sillage prototype, pour une large plage de nombres de Reynolds. Il en déduit que :

$$\frac{u_{*p1}}{u_{*m1}} = \frac{u_{*p2}}{u_{*m2}} = \frac{u_{*p3}}{u_{*m3}} \quad (262)$$

Le respect simultané de (261) et (262) conduit à :

$$\frac{u_{*p}}{u_{*m}} = \frac{(u_{*t})_p}{(u_{*t})_m} \quad (263)$$

et ce quelque soit l'essai considéré.

7.2.2 Justification expérimentale

Anno a étudié expérimentalement (figure 116) l'influence de u_{*c} sur les paramètres de forme de congères générées par des barrières en similitude géométrique (de 12 mm et 36 mm de haut) et ce pour deux types de particules (particules d'argile et billes de verre). D_1 correspond à la distance entre la barrière et le début de la congère sous le vent. D_2 correspond à la distance entre la barrière et le maximum de la congère sous le vent.

Les paramètres caractéristiques de la congère réalisée avec des billes de verre et des particules d'argile sont équivalents lorsque le rapport de vitesse u_{*c}/u_{*cb}

(u_{tc} = vitesse de frottement pour la modélisation avec des particules d'argile et u_{tb} = vitesse de frottement pour la modélisation avec des billes de verre) est compris entre 1,16 et 1,18. Or le rapport $u_{tc}/u_{tb}=1,2$ (avec u_{tc} vitesse de frottement seuil des particules d'argile, u_{tb} vitesse de frottement seuil des billes de verre). Ce résultat est donc la confirmation expérimentale de la validité du critère u/u_{tc} .

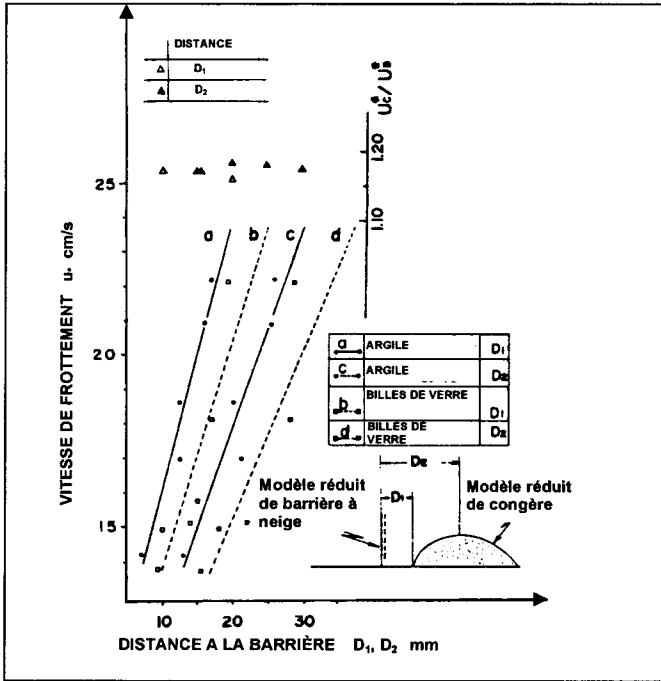


Figure 116 : influence de la vitesse de frottement sur les paramètres de forme de la congère (Anno, 1984)

7.3 Modélisation des dépôts

Les particules du modèle et du prototype doivent avoir le même angle de repos.

7.4 Critère de temps

Après avoir rappelé le critère de temps proposé par Tabler, Kind, Iversen (mais aussi Galkin (1975) Wuebben, 1978),

$$\left[\frac{tU}{H} \right]_m = \left[\frac{tU}{H} \right]_p \quad (264)$$

Anno marque son désaccord avec ledit critère, en expliquant que les vitesses introduites correspondent à des vitesses de vent ou de particules et non à des vitesses de dépôt ou d'érosion.

Il propose donc le critère suivant, basé sur la comparaison des volumes de congères :

$$\left[\frac{tQ\eta}{\gamma L^2} \right]_m = \left[\frac{tQ\eta}{\gamma L^2} \right]_p \quad (265)$$

avec n coefficient d'interception de l'obstacle (compris entre 0 et 1) et Q débit de particules transportées (kg/ms).

$\frac{tQ\eta}{\gamma L^2}$ correspond au volume adimensionnel de la congère.

Anno effectue une validation expérimentale du critère de similitude (265) à partir d'expériences réalisées avec des particules d'argile et de billes de verre, derrière des barrières de 12 mm et 36 mm en respectant le critère (263). Il montre ainsi (figure 117) que pour une même valeur du volume adimensionnel de la congère, le paramètre de forme D_H/F_H (hauteur maximum de la congère sur hauteur de la barrière) est semblable. Anno en conclut que le critère de temps (265) est valide.

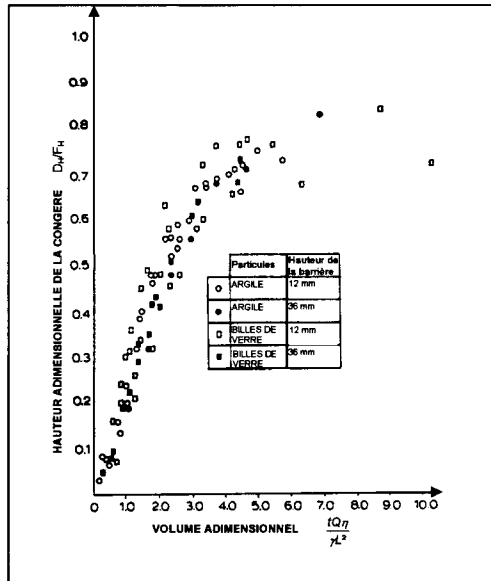


Figure 117 : paramètre de la forme de la congère (D_H/F_H) en fonction du volume adimensionnel (Anno, 1984)

7.5 Récapitulatif

Les critères de similitude proposés par Anno pour la modélisation physique en soufflerie de la formation des congères sont les suivants :

✓ angle de repos des particules similaires,

✓ $\frac{U_* t}{U_*}$,

✓ $\frac{tQ\eta}{\gamma L^2}$.

8. Modélisation physique dans l'eau et modélisation physique dans l'air

Anno, Iversen, Hertig, David, Tabler ont réalisé leurs modélisations physiques avec de l'air comme fluide porteur. Cependant, il est aussi envisageable d'effectuer des simulations dans l'eau.

La simulation physique dans l'eau possède plusieurs avantages :

- d'un point de vue pratique : moindre coût de l'installation expérimentale et facilité d'accès pour les mesures par la surface libre du canal,
- d'un point de vue théorique ; il est possible de satisfaire simultanément les conditions suivantes :

✓ $(\frac{u \cdot t}{U}), (\frac{U_F}{U}), (\frac{\sigma}{\sigma - \rho} \frac{U^2}{gH})$, en utilisant une échelle réduite. Ainsi Isyumov (1971)

utilise une réduction d'échelle au 1/200 pour l'étude dans l'eau de l'accumulation de neige sur des toits de bâtiments.

✓ obtention d'un régime turbulent rugueux.

Cependant, le critère $\frac{\sigma}{\rho} > 600$ peut difficilement être respecté.

Pour la simulation dans l'eau, on trouve relativement peu de références bibliographiques ((Isyumov, 1971, Wuebben, 1978, Stohl, 1986). Par ailleurs, on ne se référera pas aux travaux d'Irwin et William (1983) car dans ce cas précis, seule la chute de neige avec faible vent (*absence de reprise de particules au sol*) était modélisée.

Dans aucun des autres cas, où les particules utilisées se révèlent être du sable, il n'y a eu véritablement confrontation avec des mesures *in situ*. (*Les différences entre saltation dans l'eau et saltation dans l'air pour les particules de sable sont abordées au chapitre 3, paragraphe 3*) En fait, les barrières modélisées par Wuebben ne sont pas rigoureusement identiques à celles de Tabler, ce qui rend les comparaisons difficiles. Néanmoins, Wuebben présente des résultats qui montrent que les hauteurs, longueurs et surfaces adimensionnelles correspondent aux valeurs prototypes avec une erreur de 11% ; il note cependant que le maximum de la hauteur du dépôt est trop près de la barrière (*erreur de 40%*). Il faut signaler que dans ces expériences, les hauteurs de *ripples* sont de l'ordre de 25% de la hauteur de la barrière.

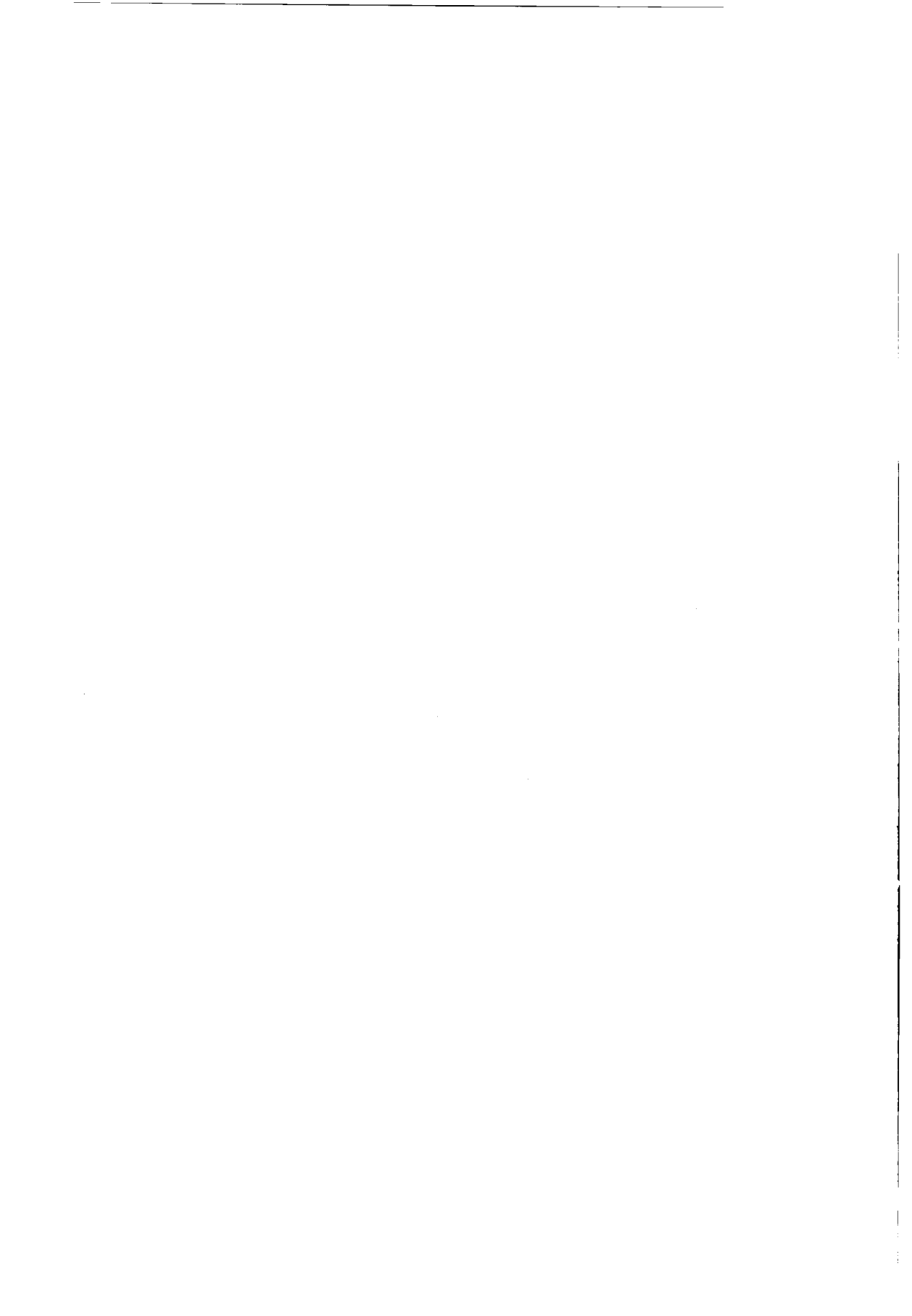
La formation des *ripples* pose d'ailleurs un véritable problème lors des simulations physiques dans l'eau comme le montrent les travaux de Stohl (1986) qui met en place au fond de la veine liquide, un « piège à ripples ». D'ailleurs dans ces derniers travaux, les formes des congères obtenues derrière un cube ne sont pas réalistes. Pour la simulation dans l'eau, rien n'empêche d'utiliser des particules lourdes (*du*

type métal) pour approcher la grandeur $\frac{\sigma}{\rho} > 600$.

Cependant, on perd l'avantage précédemment cité qui est celui du coût et de l'aspect pratique. Il n'existe aucune publication à ce sujet. Murphy et Hooshiari (1982) ont étudié dans l'eau la saltation de billes de 15,7 mm de diamètre (*vitesse de chute de 0,8 m/s*) sur un lit de billes identiques fixées au sol. Il semblerait dans ce cas que les particules rebondissent directement sur le lit de particules. Par ailleurs, les observations suggèrent que les forces d'impact sont suffisantes pour produire une éjection (*le lit était rigide contrairement au cas réel*). Ainsi, on se rapproche dans ce cas, de la saltation dans l'air.



***Chapitre 7 – Modélisation physique du
transport éolien de la neige***



Lors du chapitre précédent, nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

- il n'est pas possible de respecter simultanément l'ensemble des critères de similitude pour pouvoir modéliser le transport de la neige par le vent,
- concernant le choix des critères de similitude les plus adaptés, les différents scientifiques qui se sont intéressés à la question, n'ont pas dégagé une tendance qui leur soit commune.

Si certains critères peuvent être écartés pour des raisons théoriques, la prédominance d'un critère par rapport à un autre ne peut être montrée bien souvent que par une approche expérimentale, que nous allons décrire dans ce chapitre. Après une présentation des différents dispositifs expérimentaux utilisés, les critères de similitude proposés précédemment seront examinés afin de mettre en évidence les intérêts et les limites de la modélisation physique du transport de la neige par le vent.

1. Les dispositifs expérimentaux

Nous présentons donc dans ce chapitre, les dispositifs expérimentaux qui nous ont permis de réaliser les expériences destinées à préciser les critères de similitude adaptés.

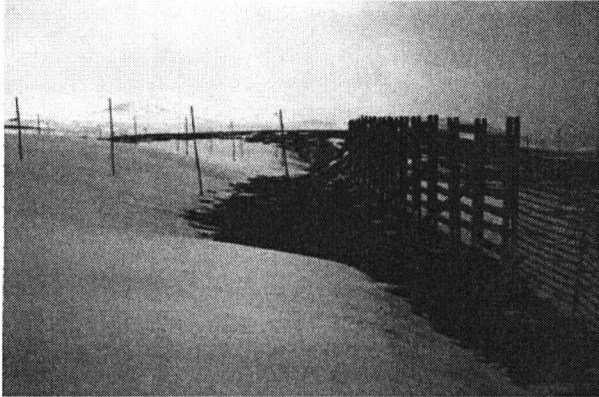
Différents types d'expérimentations peuvent être envisagées. Il s'agit d'expériences :

- in situ à échelle 1,
- en soufflerie à échelle réduite (*avec différents types de matériaux*),
- in situ à échelle réduite (*avec de la neige et du sable*).

1.1 Expérimentation à l'échelle 1

Pour tester des critères de similitude, il est bien évidemment indispensable de disposer de données "grandeur réelle". La première étape consiste à connaître l'évolution des accumulations derrière des formes géométriques simples de type barrière à neige.

Nous avons synthétisé des résultats de mesures qui avaient été obtenues par le passé derrière des barrières à neige, placées sur un terrain plat à Besse-en-Chandesse (1280 m-Puy-de-Dôme). Ces mesures avaient été réalisées par la division Nivologie en collaboration avec le CETE de Lyon et la subdivision de l'équipement de Besse-en-Chandesse de 1982 à 1988. Le dispositif expérimental était le suivant : des barrières à neige de 7 types différents ont été alignées de façon continue sur 175 m (*chaque type occupant une longueur d'environ 25 m*), perpendiculairement au vent dominant. Un réseau de perches à neige, placées à l'amont et à l'aval des barrières, permettait de connaître l'évolution des formes et volumes des congères. Un anémomètre-girouette complétait ce dispositif (*photographie 18*).



Photographie 18 : dispositif expérimental de Besse-en-Chandesse
(Cliché B. Janet Cemagref)

1.2 Expérimentation à l'échelle réduite

La modélisation à échelle réduite s'effectue en soufflerie. Deux familles d'expériences sont réalisées :

- la première vise à reproduire la formation de congères observées *in situ* en respectant certains critères de similitude,
- la deuxième a pour objet de comparer entre eux les critères de similitude; dans ce cas le modèle réduit et le dispositif à l'échelle 1 (*appelé aussi prototype*) sont introduits en soufflerie et les résultats obtenus sont comparés en vue d'éliminer les critères les moins pertinents.

Cette dernière méthode ne présente pas d'intérêt du point de vue de l'ingénierie, mais constitue un artifice pour tester des critères de similitude. Une telle démarche permet d'éliminer certains critères mais ne suffit pas à en valider d'autres ; le passage à l'échelle 1 (*vraie grandeur*) est indispensable.

Il nous est apparu intéressant de compléter ce type de modélisation par de la modélisation à l'extérieur avec de la neige et du sable. L'objectif de l'utilisation du sable à l'extérieur et en soufflerie était de quantifier les erreurs liées à la modélisation de l'écoulement. L'objet de l'utilisation de la neige à l'extérieur et d'un matériau sans cohésion en soufflerie était de quantifier les erreurs liées à la cohésion de la neige. Par ailleurs l'étude des congères de neige formées *in situ*, derrière des obstacles de petite taille permet de connaître avec précision, le temps de la formation de ladite congère. On ne dispose pas de cette information pour des congères de tailles conséquentes, car le temps de formation est important et généralement aucun enregistrement automatique de la période effective de transport de neige n'est réalisé. Il n'est possible, la plupart du temps, de ne comparer que les profils d'équilibre obtenus à saturation.

1.2.1 Modélisation physique en soufflerie avec des particules sèches

La soufflerie du Cemagref de Grenoble, qui nous a permis de réaliser la majorité des expériences présentées dans ce chapitre, est décrite ci-après (*figure 118 et photographie 19*).

1.2.1.1 Soufflerie

La soufflerie (*figure 118*) a été conçue de façon à supporter le transport de particules. En circuit fermé et d'une longueur totale de 13 m, elle dispose d'une veine d'étude (*photographie 19*) de 4,5 m de long pour une section de 1 m sur 0,5 m. Sa vitesse maximale est de 17 m/s. Une grille de turbulence et un «déclencheur» de couche limite (*dents de scie*) placé en début de veine permettent d'obtenir une couche limite d'environ 20 cm avec une zone logarithmique de 4 cm. Les particules sont déposées de façon uniforme dans la zone d'alimentation et sont reprises par le flux d'air. Les particules reprises sont éventuellement déposées sur la maquette (*photographie 20*) disposée à l'aval dans le secteur de visualisation. Les particules qui ne sont pas déposées sur la maquette sont stoppées par des filtres dans la partie supérieure de la soufflerie, lorsque la gravité n'a pas été suffisante pour engendrer leur dépôt dans le divergent.

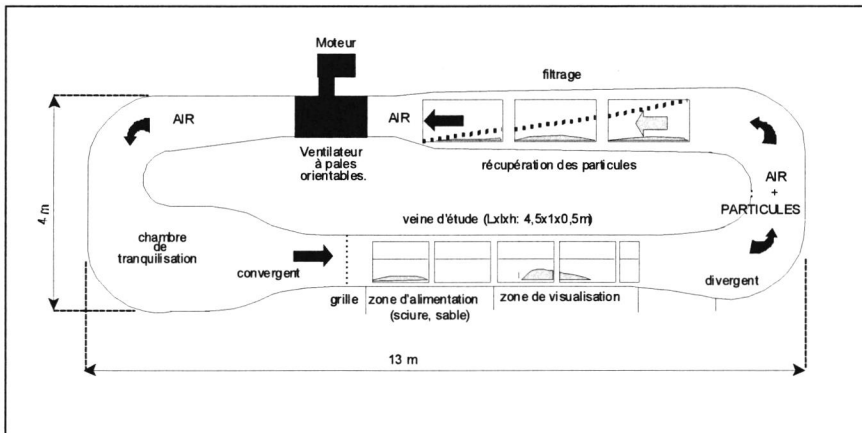
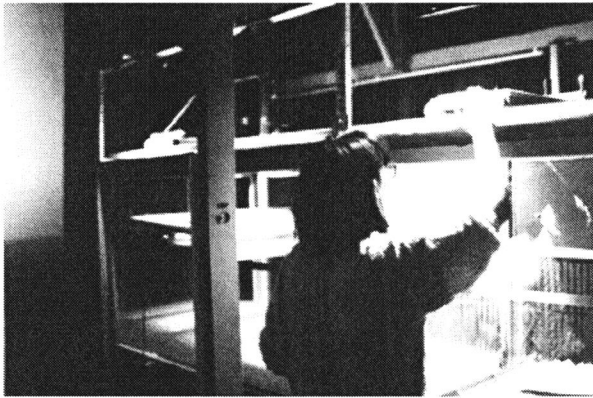
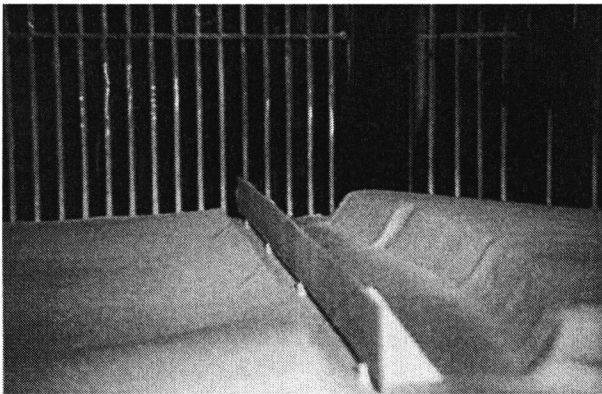


Figure 118 : soufflerie diphasique



Photographie 19 : veine d'étude de la soufflerie diphasique (cliché M. Naaim/Cemagref)



Photographie 20 : accumulation générée par un modèle réduit de barrière à neige dans la soufflerie diphasique (cliché F. Naaim/Cemagref)

1.2.1.2 Instrumentation périphérique

- ✓ Les profils de vitesse de vent peuvent être déterminés à partir d'un micro moulinet, d'un tube de pitot ou d'un film chaud (*simple ou croisée*). Les hauteurs des dépôts sont mesurées par une diode laser placée sur un chariot de mesures. La mesure de hauteur, basée sur un principe optique, est donc réalisée sans contact. Des capteurs à ultra-sons peuvent aussi être utilisés mais ils ne permettent pas de déterminer les hauteurs sur des dépôts de pente raide.
- ✓ L'estimation des quantités et des vitesses de particules transportées s'effectue par traitement d'images. La chaîne d'acquisition est constituée de deux modules. Le premier est un dispositif optique (*figure 119*) qui permet de

visualiser les particules, par la création d'un plan laser. Il fonctionne suivant le principe suivant : le laser d'une puissance de 2 W émet un rayon incident de 2 mm de diamètre sur deux lentilles convergentes de distance focale respective de 50 mm et 100 mm. Le rayon traverse enfin une troisième lentille cylindrique, qui possède une distance focale de 5 mm. La nappe statique de 4 mm d'épaisseur ainsi créée se réfléchit sur un miroir fixe à 45°, ce qui permet à la fenêtre de visualisation d'être éclairée parallèlement à l'écoulement. Le second module est un système de prises de vues et de traitement d'images (figure 120 et photographie 21). Par l'intermédiaire d'une caméra vidéo C.C.D monochrome, reliée à un magnétoscope, on filme les particules éclairées par la nappe laser. Il est possible de choisir le temps de pose de chaque prise de vues (du 1/50 s au 1/10000 s). De la sorte, les particules apparaissent soit comme des points, soit comme des traces. Le logiciel de traitement d'images (W_IMA) développé à l'Université de Saint-Etienne (laboratoire Traitement du Signal et de l'Information), permet de déterminer les profils de concentration de particules (Martinez, 1993, 1995, 1996) mais aussi les vitesses des particules (Carle 1994), par un moyen non intrusif.

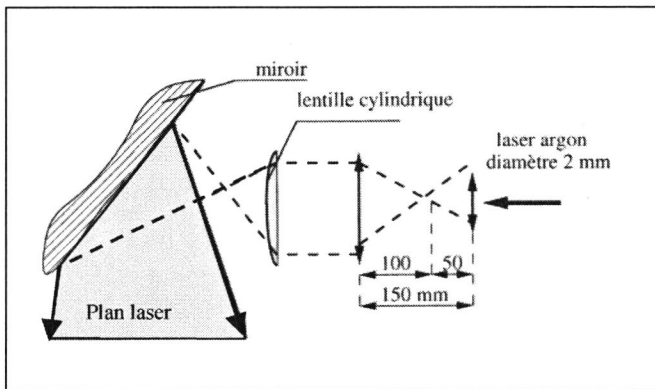


Figure 119 : coupe schématique du dispositif optique

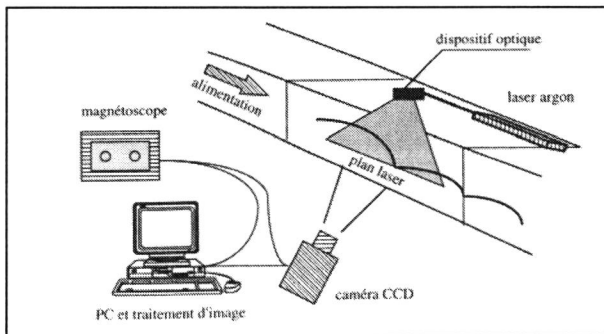


Figure 120 : chaîne d'acquisition et de traitement d'images



Photographie 21 : chaîne de traitement d'images (cliché H. Martinez/Cemagref)

1.2.2 Modélisation physique en soufflerie avec de la neige

1.2.2.1 La soufflerie climatique Jules Verne

La soufflerie climatique Jules Verne du CSTB (*Centre Scientifique et Technique du Bâtiment*) est constituée de « deux tranches » complémentaires et indépendantes (*figure 121*) : la première est appelée circuit dynamique et la seconde qui nous intéresse plus particulièrement est appelée circuit thermique. Cette dernière permet entre autres de recréer des ambiances froides (*jusqu'à -25°C*) avec tempêtes de neige (*photographies 22 et 23*) ; le vent peut atteindre 25 m/s (*avec simulation de rafales*) et la neige est fournie par trois canons à neige York à haute pression.

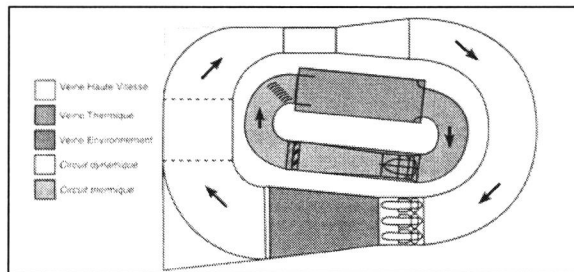
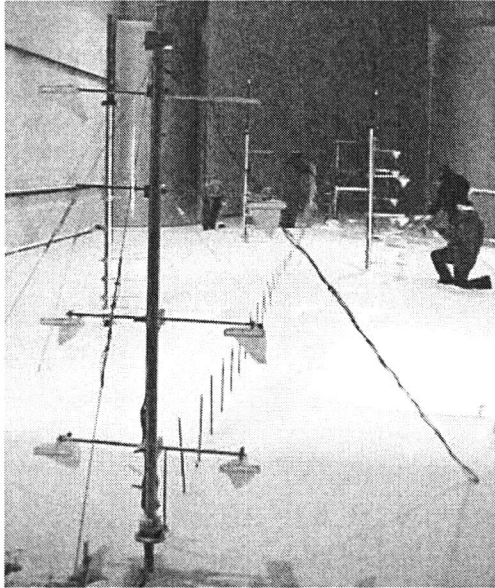


Figure 121 : soufflerie Jules Verne

La section de la veine thermique est de 10 mètres par 7 mètres pour une longueur totale de 25 m ; ceci permet l'introduction de maquettes à grande échelle voir à échelle 1.



Photographie 22 : veine thermique instrumentée (cliché M. Naaim/Cemagref)



Photographie 23 : accumulation générée par un modèle réduit de barrière à neige dans la soufflerie climatique du CSTB (cliché F. Naaim/Cemagref)

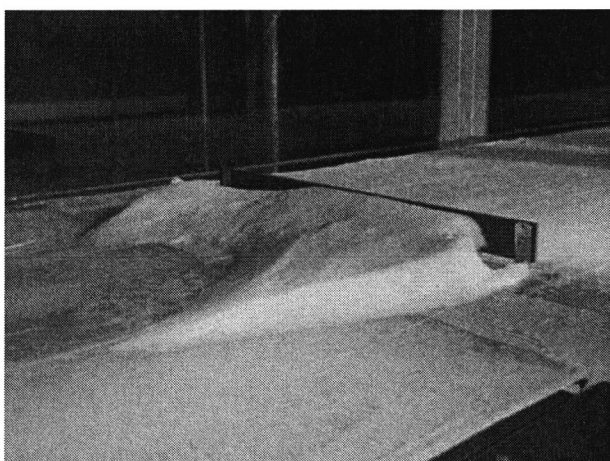
1.2.2.2 Le CES (Cryospheric Environment Simulator)

La soufflerie climatique du NIED (*National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention – Japon*), appelé aussi Cryospheric Environment Simulator, est de dimensions plus modestes avec une veine d'étude de 1 m par 1 m pour une longueur de 14 m (*photographies 24 et 25*). Néanmoins, le flux d'air y est mieux

contrôlé et il est possible d'injecter 2 types de neige (*dendritique et sphérique* (photographie 26)) suivant un débit fixé. La température peut varier de -30°C à $+25^{\circ}\text{C}$, l'humidité de 20% à 80 % et la vitesse du fluide de 0 à 20 m/s.



Photographie 24 : veine d'étude du CES (cliché T. Sato/NIED)



Photographie 25 : accumulation générée par un modèle réduit de barrière à neige dans la soufflerie climatique du NIED (cliché J-L. Michaux/Cemagref)



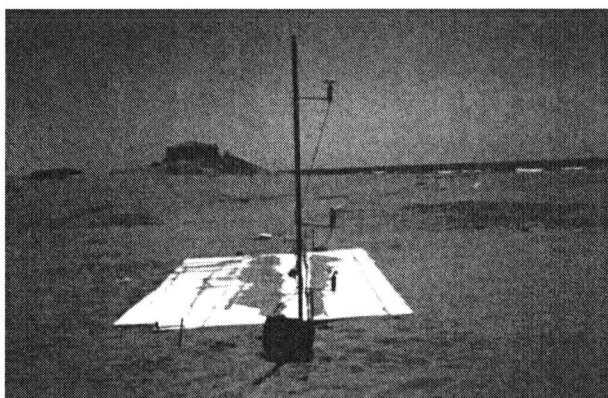
Photographie 26 : neige dendritique et neige sphérique générées dans la soufflerie climatique du NIED (cliché T. Sato/NIED)

1.2.3 Modélisation physique à l'extérieur avec du sable

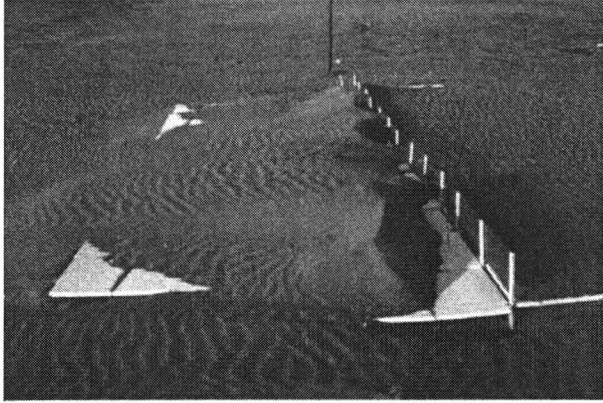
La modélisation physique à l'extérieur demande un site d'études plat suffisamment important (200 m de long) pour pouvoir obtenir la saturation en particules. C'est le cas typique des plages où la formation de dunes ne vient pas perturber l'écoulement. Les expérimentations ont donc été menées en collaboration avec le département de géologie de l'université d'Agadir.

Le dispositif expérimental était le suivant (photographies 27 et 28) :

- divers modèles de barrières à neige (longueur du dispositif supérieur à 20 fois la hauteur de façon à limiter les effets de bord) disposés sur une surface plane constituée par une plaque de polystyrène ayant une rugosité suffisante pour retenir les particules de neige,
- baguettes graduées permettant de mesurer les profils des congères et modifiant très peu l'écoulement (précision des mesures de l'ordre du centimètre),
- mât de mesures sur lequel étaient implantés trois anémomètres à godets (placés à 50 cm, 1 m et 2 m de haut) permettant de mesurer l'intensité du vent et une girouette permettant de mesurer la direction du vent.



Photographie 27 : dispositif expérimental sur la plage d'Agadir (cliché A. Bouddour/Cemagref)



Photographie 28 : accumulation de sable sous le vent des barrières
(cliché A. Bouddour/Cemagref)

1.2.4 Modélisation physique à l'extérieur avec de la neige

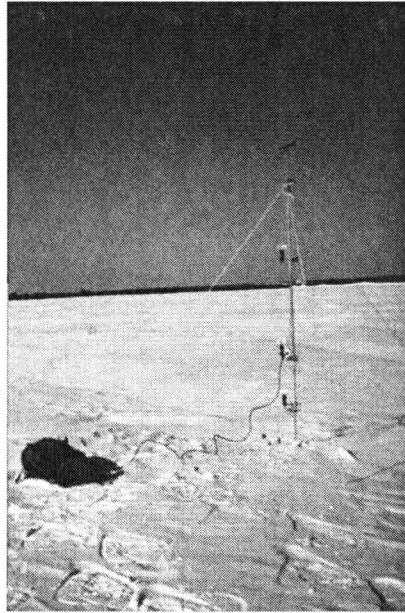
De même que précédemment, le site d'études doit être plat et d'une longueur suffisamment importante. Par ailleurs, pour mener à bien nos expérimentations, la durée d'enneigement doit être suffisamment longue. Il semblait donc difficile de trouver en France un site expérimental répondant à ce cahier des charges. C'est pourquoi nous avons choisi un site d'études au Québec.

Il s'agissait d'un terrain plat, situé à proximité de l'aérodrome de Chicoutimi et balayé par des vents d'Ouest.

Le dispositif expérimental était le suivant (photographies 29 et 30) :

- divers modèles de barrières à neige (longueur du dispositif supérieur à 20 fois la hauteur de façon à limiter les effets de bord) disposés sur une surface plane constituée par une plaque de polystyrène ayant une rugosité suffisante pour retenir les particules de neige,
- baguettes graduées permettant de mesurer les profils des congères et modifiant très peu l'écoulement (précision des mesures de l'ordre du centimètre),
- mât de mesures sur lequel étaient implantés trois anémomètres à godets (placés à 50 cm, 1 m et 2 m de haut) permettant de mesurer l'intensité du vent et une girouette permettant de mesurer la direction du vent.

Les expérimentations ont été menées en collaboration avec le laboratoire de télédétection de l'Université du Québec à Chicoutimi.



Photographie 29 : dispositif expérimental à Chicoutimi (cliché F. Sarret/Cemagref)



Photographie 30 : accumulation de neige sous le vent des barrières (cliché F. Sarret/Cemagref)

2. Examen critique des critères de similitude

Le but du présent chapitre est d'étudier critère par critère, les divergences des différents scientifiques et d'établir notre propre compromis, à partir de justifications expérimentales ou théoriques. Sont donc abordés tour à tour :

- l'adimensionnalisation de la rugosité en l'absence de saltation,

- l'adimensionnalisation de la rugosité en présence de saltation,
- l'adimensionnalisation du coefficient de susceptibilité,
- le nombre de Froude,
- le rapport des vitesses u_w/u_* ,
- l'adimensionnalisation du paramètre dérivé du débit des particules,
- l'isochronie,
- le critère de temps basé sur l'adimensionnalisation des volumes de congères.

Mais au-delà de l'établissement d'un compromis, les réflexions menées et les expériences réalisées nous permettent de mettre l'accent sur des problèmes nouveaux ou jusqu'alors éludés, à savoir :

- la difficulté de reproduction de la congère au vent,
- l'influence de la granulométrie sur le critère de temps,
- l'influence des profils de concentration de particules sur la forme et sur la dynamique de formation de la congère.

2.1 Exemple de modélisation physique

Avant d'étudier au cas par cas les divers critères de similitude, il est intéressant d'avoir une approche globale des problèmes au travers d'un exemple. Nous avons donc réalisé en soufflerie, la modélisation physique de la formation de congères derrière une barrière à lattes de porosité 50% et de garde au sol 0,2 fois la hauteur de la barrière (*figure 123*) et pour laquelle nous disposons de relevés *in situ* à Besse-en-Chandesse (*figure 122*).

2.1.1 Résultats issus de la modélisation physique

En soufflerie, les particules sont disposées dans la zone d'alimentation (*figure 118*) et reprises par l'écoulement turbulent. La couche limite est caractérisée par un profil logarithmique d'une hauteur d'environ 4 cm mesuré à l'aide d'un tube de pitot ou d'un film chaud. Une partie des particules arrachées est déposée au droit de la maquette, située dans la zone de visualisation (*figure 118*). Les chutes de neige ne sont donc pas simulées. Les hauteurs des dépôts situés au vent et sous le vent de la maquette sont mesurées à l'aide d'une diode laser montée sur un chariot de mesures.

Les particules utilisées présentent les caractéristiques suivantes (tableau 10) :

Matériau	Référence	Densité Réelle	Densité Apparente	Calibre (μm)	u_{τ} (m/s)	Angle de frottement ($^{\circ}$)
Sciure	D 60-80	0,55	0,17	250/340	0,15	45
Bille de verre	90-150	2,46	1,5	100/200	0,19	25
Sable	NE38	2,6	1,5	50/150	0,2	30

Tableau 10 : caractéristiques des particules

Les valeurs, à l'échelle 1, obtenues à partir des simulations physiques, en utilisant les divers critères de similitude sont les suivantes (tableau 11) :

	KIND ¹	IVERSEN	TABLER	ANNO
Sciure D60/80 $u_* = 0,34$ m/s		Vitesse $u_* = 2,13$ m/s	Vitesse $u_* = 2,71$ m/s	Vitesse $u_* = 0,45$ m/s Durée 1141 h
Billes de verre 90/150 $u_* = 0,34$ m/s	Vitesse $u_* = 0,36$ m/s Durée 510 mn	Vitesse $u_* = 0,93$ m/s Durée 563 mn	Vitesse $u_* = 1,28$ m/s Durée 151 mn	Vitesse $u_* = 0,36$ m/s Durée 910 h

Tableau 11 : estimation des durées et vitesses réelles de tempête

¹ Le nombre de Froude n'a pas été respecté

Les résultats obtenus dépendent des conditions initiales. Elles sont identiques pour tous les critères ($u_{\tau \text{ neige}} = 0,2$ cm/s, $\sigma_{\text{neige}} = 700$ kg/m³). La rugosité de la soufflerie était de 0,015 mm.

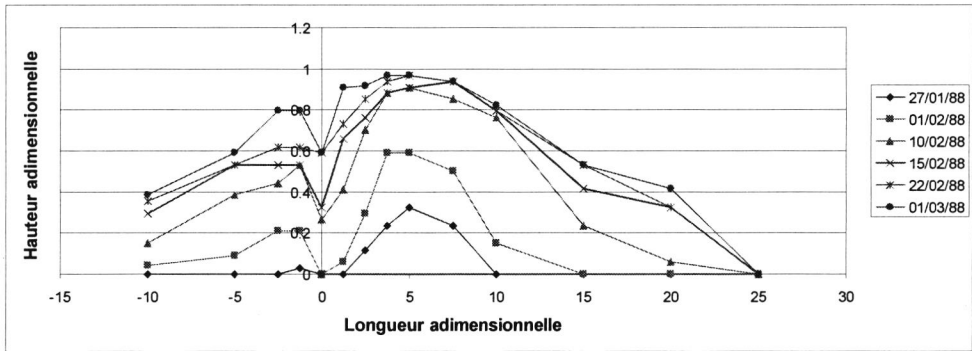


Figure 122 : mesures *in situ* de l'évolution de la forme d'une congère de neige sous le vent d'une barrière à lattes horizontales (porosité 50%) d'une hauteur de 2 m et d'une garde au sol de 0, 4 m

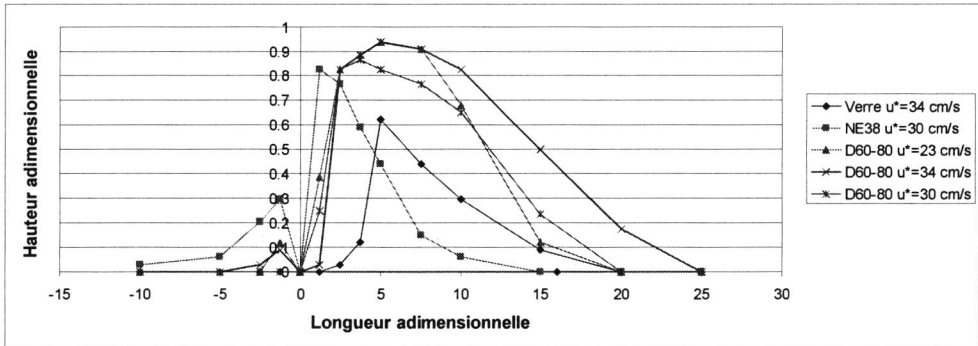


Figure 123 : profils de congères à saturation (excepté pour les billes de verre et le sable) obtenus en soufflerie sous le vent d'une barrière à lattes horizontales (porosité 50%) d'une hauteur de 4 cm et d'une garde au sol de 0,8 cm (échelle : 1/50)

2.1.2 Commentaires

2.1.2.1 Forme des congères

Si l'on compare les mesures *in situ* et les simulations en soufflerie, deux différences importantes apparaissent :

- ✓ les congères au vent¹ sont quasiment inexistantes,
- ✓ la congère sous le vent¹, bien que similaire, est plus courte.

¹ On dit qu'une congère est située **au vent** d'une barrière, lorsqu'elle est située à l'amont de la barrière par rapport au sens de l'écoulement. On dit qu'une congère est située **sous le vent** d'une barrière, lorsqu'elle est située à l'aval de la barrière par rapport au sens de l'écoulement.

Iversen (1981) établit les mêmes remarques lorsqu'il compara ses simulations physiques avec les mesures *in situ* de Tabler.

En première approche, on peut expliquer ces différences par les phénomènes suivants :

- ✓ il est possible que le vent ait soufflé dans une direction différente du vent dominant simulé en soufflerie, ce qui rend difficile la comparaison,
- ✓ il est possible qu'il y ait eu une chute de neige sans vent : ceci entraîne une modification des caractéristiques géométriques de la barrière à neige (*diminution de la garde au sol*) et une modification des caractéristiques géométriques de la congère (*translation vers le haut de la hauteur de la chute de neige*). En fait, on verra dans la suite de ce chapitre, que ces seules explications ne sont pas suffisantes.

2.1.2.2 Vitesse

L'utilisation du nombre de Froude (*modifié (Iversen) ou non (Tabler)*) semble conduire à une surestimation de la vitesse réelle (= *vitesse du fluide sur la barrière prototype*).

2.1.2.3 Durée de tempête

Concernant l'estimation de la durée de la tempête réelle (= *tempête de neige sur la barrière prototype*), les différences sont très importantes (*jusqu'à un facteur 350*). Il faut rappeler, toutefois, que l'estimation de durée est intimement liée à l'estimation de la vitesse pour laquelle les différences observées peuvent déjà aller jusqu'à un facteur 6. En fait, on ne dispose pas de données concernant le temps de formation de congères à l'échelle 1, *in situ*. De ce fait, tous les scientifiques considèrent que leur critère conduit à un bon ordre de grandeur. Il semblerait toutefois que le critère proposé par Anno conduise à une surestimation de la durée de tempête.

Ces expérimentations ont permis d'effectuer une première approche des problèmes rencontrés au cours de la modélisation physique des accumulations ; mais elles ne permettent pas d'effectuer une critique constructive des différents critères proposés. Nous allons donc maintenant les examiner un à un.

2.2 Similitude géométrique : porosité et perte de charge

Le respect de la similitude géométrique ne pose pas de problèmes particuliers sauf lorsqu'il s'agit de modéliser le comportement de structures désordonnées de type végétaux. Dans ce cas, il est nécessaire d'utiliser un paramètre physique représentatif du comportement aérodynamique de la structure. Dans le domaine des ouvrages à vent et des brise-vent, c'est la porosité (*pourcentage de la surface des vides par rapport à la surface totale*) qui est utilisée de façon universelle, sans

doute parce qu'elle est facilement mesurable (*par exemple par traitement d'images*) quelle que soit la configuration. Cependant, du point de vue de la mécanique des fluides, la porosité, à elle seule, n'est pas pertinente. Seule, la perte de charge singulière qui lui est associée, a un sens. Or, il n'existe pas de fonction universelle permettant d'obtenir la perte de charge à partir de la porosité. Le coefficient de perte de charge d'une grille plane mince s'exprime de la façon suivante :

$$\xi = \frac{\Delta H_m}{\left(\frac{\rho U^2}{2g}\right)} \quad (266)$$

avec ρH_m perte de charge singulière (kg/m^2),
 ρ masse volumique du fluide (kg/m^3),
 ξ coefficient de perte de charge,
 U vitesse moyenne sur la section (m/s).

ξ dépend de la porosité, mais aussi de la forme des bords des ouvertures et du nombre de Reynolds basé sur le diamètre des ouvertures ($Re_g = (w_o d_o)/\nu$) avec w_o vitesse moyenne de l'écoulement dans la section libre de l'obstacle (m/s) et d_o diamètre de la section d'ouverture de la grille perforée (m). Les diagrammes de pertes de charge issus du «Mémento des pertes de charge» (*Idel'cik, 1984*) nous donnent un aperçu de la diversité des cas de figure envisageables.

Guyot (1972) rapporte dans sa thèse, les travaux de Blenk et Trienes (1956) qui ont comparé, en soufflerie, les effets aérodynamiques de trois grilles de 3 centimètres de haut, de même porosité, et composées de trous circulaires régulièrement répartis, de diamètres différents (2 mm, 5 mm, 8 mm). Les résultats de l'expérience montraient que les grilles présentant des orifices de 2 mm et 5 mm de diamètre réduisaient le vent de façon assez semblable, contrairement à la grille dont le diamètre des trous était de 8 mm et dont la zone de protection était plus courte que les deux autres.

Nous avons donc réalisé une expérience semblable mais en associant cette fois, à l'étude de l'écoulement, l'étude de la forme de l'accumulation à saturation sous le vent de deux barrières de porosité identique (*figure 124*), mais de perte de charge différente. La vitesse est exprimée en pourcentage (U/U_{ref}) et l'interpolation des valeurs discrètes de vitesse du fluide a été faite par krigeage.

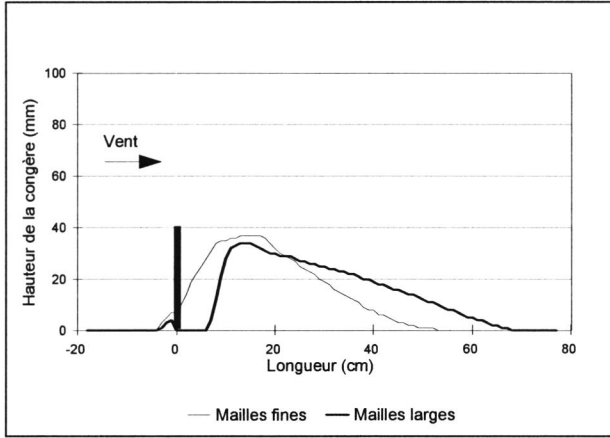


Figure 124 : profils à saturation de congères de sciure (D60-80) obtenues en soufflerie sous le vent de barrières poreuses de hauteur 4 cm pour une vitesse de frottement de 28 cm/s et une rugosité de 0,015 mm ; la porosité de 35% pour les deux barrières testées a été déterminée par traitement d'images.

Pour des conditions expérimentales identiques, les écoulements et les dépôts diffèrent au droit de deux barrières de porosité identique. Ainsi, nous montrons que la seule porosité n'est pas suffisante pour décrire les caractéristiques d'un obstacle.

2.3 Rugosité aérodynamique en l'absence de saltation

L'adimensionnalisation de la rugosité en l'absence de saltation conduit au critère suivant :

$$\left(\frac{Z_0}{H}\right)_m = \left(\frac{Z_0}{H}\right)_p \quad (267)$$

Sachant que le phénomène étudié (*étude des accumulations*) se produit pendant une période de transport et qu'à cette occasion, la rugosité aérodynamique est modifiée, on peut se demander qu'elle est l'influence de ce critère sur la forme des accumulations.

Nous avons donc comparé, en soufflerie, l'accumulation à saturation générée par un même obstacle, pour le même type de particules et à la même vitesse, et ce, pour deux rugosités différentes (*figure 125*).

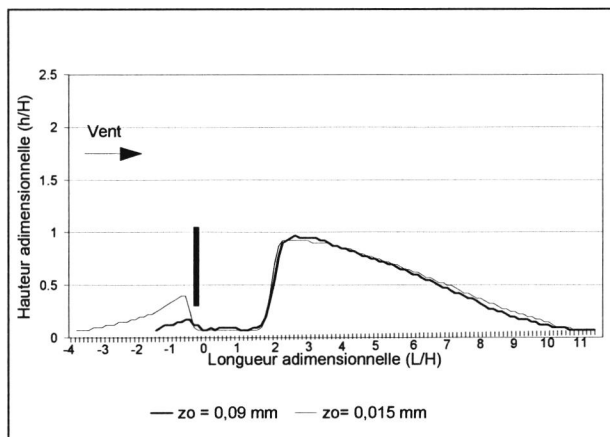


Figure 125 : influence de la rugosité en l'absence de saltation sur la forme de la congère (profils à saturation d'accumulation de sciures (D60-80) obtenue en soufflerie sous le vent de barrières pleines, de hauteur 4 cm avec une garde au sol de 8 mm pour une vitesse de frottement de 23,3 cm/s et pour différentes rugosités.

En fait, dans la gamme de rugosité que nous avons testée, il n'apparaît pas de différences notables (Rappel : la valeur de z_o pour un lit de particules en saltation est de 0,1 à 1 mm).

Il ne semble donc pas nécessaire de respecter ce critère, et ce, d'autant plus que son application peut conduire à l'utilisation de surfaces relativement lisses. Or Anno (1984) introduit une idée intéressante en disant que la rugosité de la surface doit être suffisante pour "agripper" les particules. La prescription de Anno ne semble pas, elle non plus, essentielle, comme viennent le confirmer les expériences de Tabler réalisées sur un lac gelé : dans ce cas la rugosité est très faible, et la prescription d'Anno n'est donc pas respectée ; cependant les résultats obtenus sont en accord avec les formes des congères à l'échelle 1, y compris pour la congère au vent.

En conclusion, il n'apparaît donc pas essentiel :

- de respecter ce critère que ce soit en soufflerie ou à l'extérieur,
- d'utiliser une rugosité suffisante pour agripper les particules.

Cependant, on peut justifier l'utilisation de certaines gammes de rugosités pour des raisons pratiques expérimentales. Ainsi, lors de la modélisation physique à l'extérieur, la formation de formes éoliennes (*ripples*,...) et leur mouvement peuvent perturber les expérimentations. C'est une constatation que nous avons pu faire lors de la modélisation à l'extérieur avec du sable (*photographie 9*) : lors d'une série d'essais et malgré la mise en place de plaques de polystyrènes (*destinées à limiter ce phénomène*), les *ripples* ont progressivement avancé jusqu'à ensabler complètement le dispositif de protection à tester. Pour la modélisation avec de la

neige, l'utilisation de lacs gelés permet de se prémunir de ce genre de difficultés expérimentales.

Il est à noter que le même type de difficultés expérimentales se produit en soufflerie lorsque l'injection des particules se fait par reprise sur un lit de particules. Anno s'affranchit de ces difficultés expérimentales en injectant les particules par air comprimé.

2.4 Rugosité aérodynamique en présence de saltation

La faible influence de la rugosité dans la gamme testée peut s'expliquer par l'influence prépondérante de la rugosité aérodynamique pendant la saltation. L'adimensionnalisation de la rugosité pendant la saltation :

$$z_0' = \frac{C_0 u^2}{2g} \quad (268)$$

(avec $C_0 = 0.022$ (Rasmussen et Mikkelsen, 1991)), ce qui conduit au critère de similitude de Froude suivant :

$$\left(\frac{u^2}{gH}\right)_m = \left(\frac{u^2}{gH}\right)_p \quad (269)$$

Certains expérimentateurs choisissent d'ailleurs une rugosité initiale (*en l'absence de saltation*) proche de celle qui sera obtenue pendant la saltation. C'est le cas notamment de Rasmussen et Mikkelsen (1991) qui réalisent dans leur soufflerie une rugosité de 0,5 mm, ce qui correspond à la valeur caractéristique de la rugosité pendant la saltation de sable.

2.4.1 Vers un "nouveau" nombre de Froude

Cependant les travaux de Tabler (1980), Pomeroy (1988) et Butterfield (1993) semblent montrer que la rugosité pendant un épisode de transport dépend (*chapitre 5*) :

- de la rugosité initiale,
- de la vitesse de frottement moyenne,
- du taux de turbulence,
- de la durée sur laquelle sont effectuées les moyennes.

Ainsi, si l'on considère la valeur de z_0' proposée par Pomeroy (1988) :

$$z_0' = \frac{C_1 u^2}{2g} + C_{st} N_{st} A_{st} \quad (270)$$

avec N_{st} nombre d'éléments de rugosité par unité de surface,
 A_{st} surface moyenne exposée au vent d'un élément de rugosité (m^2),

C_1 coefficient adimensionnel égal à 0,1203 dans le cas des prairies recouvertes de neige,

C_{st} coefficient égal à 0,5 (m).

L'adimensionalisation conduit à :

$$\frac{C_1 u^2}{2gH} + \frac{C_{st} N_{st} A_{st}}{H} \quad (271)$$

Afin de confirmer les résultats obtenus par Tabler et Pomeroy, nous avons voulu réaliser le même type d'expériences lors des modélisations à l'extérieur avec de la neige et du sable.

2.4.2 Détermination expérimentale de la rugosité aérodynamique en présence de saltation

La détermination de la rugosité aérodynamique s'est avérée délicate.

En effet, l'hypothèse de la loi logarithmique n'est valable que dans le cas d'une atmosphère stable. Dans le cas où le gradient de température n'est pas nul, on obtient soit un profil suradiabatique (*air plus chaud au sol qu'en altitude*) soit un profil d'inversion (*air plus froid au sol qu'en altitude*). Cependant, Guyot (1986) considère que quelque soit le scénario, la loi logarithmique est valable dans les premiers mètres au dessus du sol, car le gradient vertical de température est quasiment nul dans cette zone (*chapitre 1*).

Au cours de nos deux modélisations à l'extérieur (*avec de la neige à Chicoutimi et avec du sable à Agadir*), nous avons cherché à déterminer la variation de la rugosité aérodynamique pendant la saltation, avec la vitesse de frottement. En nous basant sur l'hypothèse formulée par Guyot, nous avons placé trois anémomètres à différentes hauteurs (0,5 m, 1 m et 1,5 m) sans nous préoccuper de la mesure de température.

- ✓ Dans le cas de la neige, la centrale de mesures n'a pas fonctionné correctement, visiblement du fait des très faibles températures (*de l'ordre de -30°*). Nous ne disposons donc pas d'enregistrements.

Mais nous ferons ici référence aux résultats obtenus par Castelle (1995), au col du Lac Blanc (*figure 126*), pour lequel le protocole expérimental était sensiblement le même (*3 anémomètres sans mesure simultanée de température*).

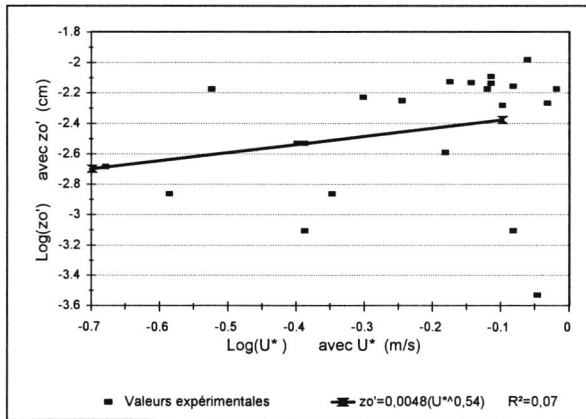


Figure 126 : variation de la rugosité aérodynamique z'_0 pendant la saltation en fonction de la vitesse de frottement u^* pour de la neige (Col du Lac Blanc / d'après les données de Castelle, 1995)

- ✓ Dans le cas du sable, les expérimentations se sont déroulées correctement. Il apparaît cependant au dépouillement que seuls trois points de mesures ne suffisent pas à déterminer une droite (du fait notamment des erreurs de mesures et des problèmes de températures). Il apparaît en effet que les points de mesures ne vérifient pas systématiquement la loi logarithmique (figure 127 : les points ne sont pas alignés sur un graphique semi-logarithmique).

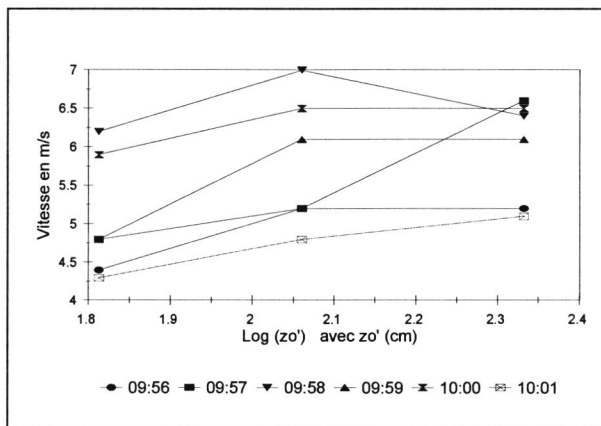


Figure 127 : exemple de données brutes lors des enregistrements anémométriques à Agadir

Pour pallier cet inconvénient, nous avons donc choisi de ne garder que les points s'alignant avec un coefficient de corrélation R^2 supérieur ou égal à 0,99 et faisant apparaître une vitesse de frottement supérieure à 0,3 cm/s, vitesse pour laquelle le régime turbulent rugueux est atteint.

Alors que dans le cas du col du Lac Blanc, il n'apparaissait aucune corrélation (et ceci peut s'expliquer par le fait que les mesures s'étalent dans le temps, laissant supposer que la rugosité en l'absence de saltation, varie), il apparaît, dans le cas du sable, une corrélation du type $z_0 = Au^B$ avec $B=4.5$ (figure 128).

Or, ce résultat va à l'encontre de ceux obtenus par la communauté scientifique (mesures en soufflerie et *in situ*). Il est, en effet généralement admis que $B=2$.

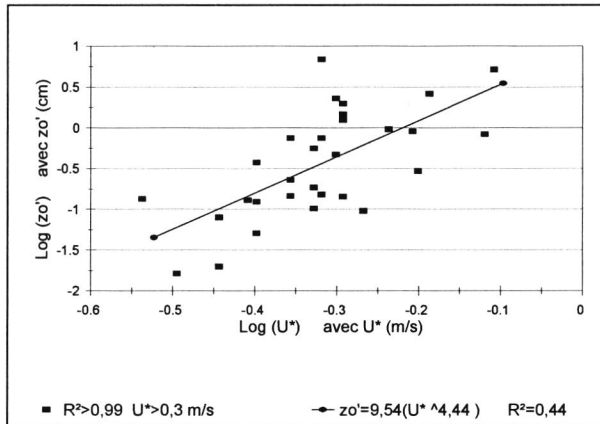


Figure 128 : variation de la rugosité aérodynamique z_0' pendant la saltation en fonction de la vitesse de frottement u^* pour le sable à Agadir

Sans doute, l'hypothèse proposée par Guyot n'est pas suffisante pour pouvoir déterminer de façon précise les rugosités aérodynamiques. Ainsi, dans une étude comparative de la mesure de la rugosité aérodynamique *in situ* et en soufflerie, Sullivan et Greeley (1993) ont éliminé, lors du dépouillement des mesures réalisées *in situ*, 510 mn sur 525 mn d'enregistrements ; la neutralité thermique n'était réellement atteinte que durant 15 mn.

Dans le cas de la mesure aérodynamique de la rugosité pendant la saltation (col du Lac Blanc et plage d'Agadir), cette condition de neutralité thermique n'a pas été vérifiée ; c'est pourquoi, on ne peut considérer ces mesures comme valides. De plus, dans le cas de la plage d'Agadir, le mât de mesures était situé à proximité des modèles réduits de barrières ; on peut penser que les accumulations générées ont perturbé l'écoulement au droit du mât.

Concernant l'influence de la rugosité pendant la saltation, il est difficile de dissocier l'effet de la rugosité de celle de la vitesse de frottement : la rugosité est proportionnelle à la vitesse de frottement au carré. Le problème de rugosité aérodynamique en saltation se ramenant à une similitude de Froude, on se reportera au paragraphe correspondant.

2.5 Coefficient de susceptibilité

Le commentaire concernant le coefficient de susceptibilité ne tient pas à son utilisation mais à son expression, dans l'établissement des critères de similitude proposés par Hertig.

En effet, Hertig (1984, 1990) considère le coefficient de traînée aérodynamique comme inversement proportionnel à la vitesse de la particule. Cependant, c'est le nombre de Reynolds de la particule (*et non pas uniquement la vitesse de la particule*) qui intervient dans l'expression du coefficient de traînée aérodynamique (tableau 5). Castelle (1994), collaborateur d'Hertig, a d'ailleurs modifié cette hypothèse en considérant que pour des faibles nombres de Reynolds de particules (5 à 10), C_D est inversement proportionnel à la vitesse de la particule et au diamètre de celle-ci. Il obtient alors comme expression du coefficient de susceptibilité s :

$$s \propto \frac{\rho V_p}{\sigma D_p^2} \quad (272)$$

Pour maintenir un coefficient de susceptibilité identique entre modèle et prototype en conservant un nombre de Froude de particules (V_p^2/gD_p) constant, il obtient donc le critère de similitude suivant :

$$[\sigma D_p^{3/2}]_m = [\sigma D_p^{3/2}]_p \quad (273)$$

qui remplace donc l'équation (247).

Cependant l'expression du coefficient de traînée diffère de celle proposée par Morsi et Alexander (1972) (tableau 5). Dans la gamme indiquée par Castelle,

l'approximation de C_D ($C_D = \frac{29,1666}{R_N} - \frac{3,8889}{R_N^2} + 1,222$) par A/R_N conduit à une valeur de A de 34,5 pour $R_N=5$ et $A=41$ pour $R_N=10$ d'où des erreurs de l'ordre de 20% sur l'estimation de C_D , ce qui reste acceptable.

Pour conclure, rappelons que dans les critères de similitude proposés par Hertig, le critère lié au coefficient de susceptibilité n'intervient qu'au niveau du choix de la particule et non au niveau de l'estimation des vitesses et des durées de tempêtes. Il n'a en fait qu'une importance tout à fait relative, comme on le verra dans les paragraphes suivants. Donc cette discussion sur les coefficients de susceptibilité ne remet pas en cause l'utilisation de ce critère proposé par Hertig et Castelle.

2.6 Nombre de Froude et ses dérivés (*Froude densimétrique, Froude densimétrique modifié*)

Dans aucun des articles dont nous avons pris connaissance, il n'a été apporté de vérifications expérimentales quant à la validité ou non du critère de Froude. Nous

nous proposons donc d'étudier de façon expérimentale le critère de Froude, puis d'apporter une justification théorique aux résultats obtenus.

2.6.1 Approche expérimentale

Le critère de similitude de Froude, ne peut constituer à lui seul, un critère de similitude. Deux types d'expériences réalisées en soufflerie le montrent.

- ✓ La première consiste à réaliser la même expérience (*mêmes particules, même vitesse, même type d'obstacle*) à différentes échelles géométriques et à comparer, sous forme adimensionnelle, le résultat obtenu à saturation (*figure 129*).

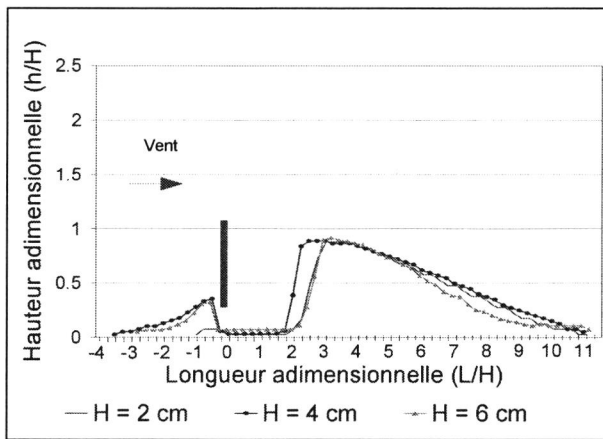


Figure 129 : profils à saturation d'accumulations de sciure (D60-80) obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines de hauteur H variable avec une garde au sol de $0,2 H$ pour une vitesse de frottement de 23 cm/s et un nombre de Froude $(U_H)^2/gH$ variant de 38 à 87

C'est ce que nous avons effectué. La relative superposition des courbes, **alors que le nombre de Froude n'est pas respecté** (gamme de 38 à 87), semble montrer que ce critère n'est pas prépondérant.

Un résultat analogue a été obtenu "grandeur nature" par Tabler (1980) : il a montré qu'il existait une homothétie entre les congères générées par des barrières à neige de forme identique mais dont les hauteurs variaient de 0,8 m à 4 m de haut.

- ✓ La deuxième consiste à réaliser deux expériences (*mêmes particules et même type d'obstacle*) à différentes échelles et vitesses, tout en respectant le nombre de Froude, et à comparer, sous forme adimensionnelle, le résultat obtenu à saturation (*figure 130*).

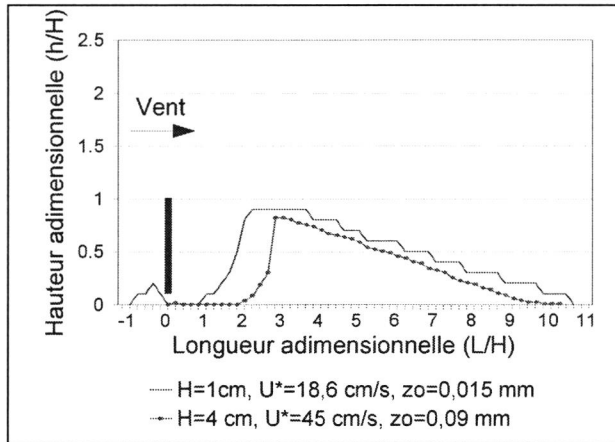


Figure 130 : profils à saturation d'accumulations de sciure (D60-80) obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines de hauteur 4 cm avec une garde au sol de 8 mm pour une même valeur du nombre de Froude $(U_H)^2/gH$ de 90

Si le critère de Froude était valide, les courbes devraient se superposer, ce qui n'est pas le cas. Les deux expériences réalisées faisant intervenir les mêmes particules ($\sigma/\rho = cst$), on en déduit aussi que le critère de Froude densimétrique n'est pas non plus adapté.

Les critères proposés par Tabler pour la modélisation à l'extérieur, basés essentiellement sur le nombre de Froude, ne semblent donc pas valables.

Ceci ne signifie pas que les résultats expérimentaux ne soient pas valides. On peut en effet leur appliquer les critères de modélisations de Anno (*chapitre 6, paragraphe 7.2*) : dans ce cas les vitesses de frottement modélisées correspondent simplement aux vitesses de frottement réelles.

2.6.2 Approche théorique

Le critère de similitude de Froude ne peut donc constituer à lui seul un critère de similitude et l'explication théorique en est la suivante : dans l'équation de la trajectoire des particules, la similitude de Froude est indissociable du critère :

$$\frac{C_D \rho H}{\sigma D_p} \quad (274)$$

qui n'a pas été respecté, ni dans l'expérience précédente, ni dans la modélisation extérieure par Tabler.

On a pu constater (*chapitre 6, paragraphe 4*) les difficultés liées au respect de ces deux critères. Il est toutefois intéressant de montrer que le respect simultané de ces deux critères entraîne le respect de u/u_* , qui est le critère de similitude proposé par Anno.

2.6.2.1 Conservation de C_D

David a montré dans sa thèse, que le respect simultané des critères de similitude

$$\frac{U^2}{gH} \text{ et } \frac{C_D \rho H}{\sigma D_p}$$

conduisait à la conservation des C_D .

Nous sommes d'accord avec le résultat obtenu, cependant la démonstration ne nous satisfait pas (*chapitre 6*).

En supposant qu'en vraie grandeur et en soufflerie, on se trouve dans la même gamme de nombre de Reynolds de particules, David écrit :

$$\frac{C_{Dm}}{C_{Dp}} = \frac{\frac{a}{\left(\frac{V_m D_{pm}}{v}\right)^2} + \frac{b}{\left(\frac{V_m D_{pm}}{v}\right)} + c}{\frac{a}{\left(\frac{V_p D_{pp}}{v}\right)^2} + \frac{b}{\left(\frac{V_p D_{pp}}{v}\right)} + c} \quad (275)$$

d'où il tire, sans hypothèse supplémentaire que :

$$\frac{C_{Dm}}{C_{Dp}} = \frac{V_m D_{pm}}{V_p D_{pp}} \quad (276)$$

Or ceci n'est vrai que dans la mesure où $V_m D_{pm} = V_p D_{pp}$ ce qu'il cherche justement à démontrer.

Nous proposons donc une autre démonstration :

supposons qu'il existe une particule définie par le couple (σ_m, D_{pm}) vérifiant :

$$\frac{U_m^2}{H_m} = \frac{U_p^2}{H_p} \quad (277)$$

$$\text{et } \frac{C_{Dm} H_m}{\sigma_m D_{pm}} = \frac{C_{Dp} H_p}{\sigma_p D_{pp}} \quad (278)$$

avec $\sigma_p, D_{pp}, H_p, H_m$ connus (*ce sont les données du problème*) et ce quelque soit U_p (*donc indirectement U_m par l'intermédiaire du nombre de Froude (277)*) alors :

$$\frac{C_{Dm}}{C_{Dp}} = B \text{ où } B = \frac{D_{pm} \sigma_m H_p}{H_m D_{pp} \sigma_p} \quad (279)$$

B est donc une "constante" caractéristique du problème, indépendante de la vitesse prototype. En supposant qu'en vraie grandeur et en soufflerie (*tableau 5*), on se trouve dans la même gamme de nombre de Reynolds de particules, on obtient :

$$\frac{\frac{a}{\left(\frac{V_m D_{pm}}{v}\right)^2} + \frac{b}{\left(\frac{V_m D_{pm}}{v}\right)} + c}{\frac{a}{\left(\frac{V_p D_{pp}}{v}\right)^2} + \frac{b}{\left(\frac{V_p D_{pp}}{v}\right)} + c} = B \quad (280)$$

$$\text{soit : } \frac{\frac{a}{(a'V_m)^2} + \frac{b}{(a'V_m)} + c}{\frac{a}{(a''V_m)^2} + \frac{b}{(a''V_m)} + c} = B \text{ avec } a' = \frac{D_{pm}}{\nu a''} = \frac{D_{pp}}{\nu} \sqrt{\frac{H_p}{H_m}} \quad (281)$$

$$\text{d'où : } \left(a - \frac{Ba a'^2}{a''^2}\right) + V_m \left(b' a - \frac{Bb a'^2}{a}\right) + V_m^2 (c a'^2 - Bc a'^2) = 0 \quad \forall V_m \quad (282)$$

$$\text{donc } B=1, a' = a'' \Rightarrow C_{Dm} = C_{Dp} \quad (283)$$

On vérifie donc bien l'hypothèse de départ, à savoir : on se trouve dans la même gamme de nombre de Reynolds de particules en vraie grandeur et en soufflerie.

(277), (278) et (283) permettent d'obtenir :

$$(\sqrt{D_p H})_m = (\sqrt{D_p H})_p \quad (284)$$

$$(\sigma_p^3 H)_m = (\sigma_p^3 H)_p \quad (285)$$

Les critères de similitudes 284 et 285 permettent de déterminer les caractéristiques des particules modèles.

2.6.2.2 Conservation de $u_* u_{*t}$ (dans le cas où les fluides modèle et prototype sont l'air)

D'après Bagnold (chapitre 2, paragraphe 3), la vitesse de frottement seuil de la particule s'exprime de la façon suivante :

$$u_{*t} = A \sqrt{\frac{\sigma - \rho}{\rho} g D_p} \quad (286)$$

avec $A = 0,1$ pour de l'air et à condition que $u_{*t} D_p / \nu > 3,5$.

$$\text{En considérant } \rho < \sigma : \frac{u_{*tm}^2}{u_{*m}^2} = \frac{A^2 \sigma_m g D_{pm}}{\rho_m u_{*m}^2} \quad (287)$$

$$\text{d'où d'après (277) : } \frac{u_{*tm}^2}{u_{*m}^2} = \frac{A_m^2 \sigma_m g D_{pm} H_p}{\rho_m u_{*p}^2 H_m} \quad (288)$$

$$\frac{u_{*tp}^2}{u_{*p}^2} = \frac{A_p^2 \sigma_p g D_{pp} H_m}{\rho_p u_{*m}^2 H_p} \quad (289)$$

En considérant $\rho_m = \rho_p$ et $A_m = A_p$, ce qui signifie que l'air est le fluide modèle et prototype, les équations (278), (283), (288) et (289) permettent d'aboutir à :

$$\frac{u_{*tp}^2}{u_{*p}^2} = \frac{u_{*tm}^2}{u_{*m}^2} \quad (290)$$

Le respect simultanément de $\frac{U^2}{gH}$ et $\frac{C_D \rho H}{\sigma D_p}$ conduit au respect de $\frac{u_*}{u_{*t}}$.

Il faut cependant noter que le raisonnement précédent est valable pour des particules dépourvues d'humidité (ou dépourvues de cohésion de frittage lorsqu'il

s'agit de la neige). La variation de u_{τ} en fonction de l'humidité ou de la cohésion de frittage (chapitre 2, paragraphe 3.2) est très importante.

2.7 Rapport des vitesses u^*/u_{τ}

2.7.1 Conditions expérimentales

La justification expérimentale de la prépondérance du critère u^*/u_{τ} est fort bien développée dans l'article présenté par Anno. Le reproche qui peut éventuellement lui être fait concerne les conditions expérimentales de sa validation.

La soufflerie utilisée a des dimensions relativement modestes (400 cm * 80 cm * 80 cm). Elle est donc analogue à celle utilisée lors de nos expériences au Cemagref. Mais il ne semble pas, d'après les représentations graphiques, que la couche limite ait été "gonflée" artificiellement : elle est de l'ordre de 5 cm (profil P de la figure 113). Si l'on se réfère aux travaux de Tennekes et Lumley (1972), la loi logarithmique ne peut être appliquée que sur 15% de la hauteur de la couche limite, ce qui correspondrait, dans le cas de Anno, à une hauteur de zone logarithmique de 7,5 mm. D'une part, les barrières utilisées par Anno ($H=1,2$ cm et $H=3,6$ cm) n'étaient pas noyées dans la zone logarithmique et d'autre part, la détermination de u^* s'avère délicate dans ces conditions. Or, à aucun moment Anno n'évoque cette difficulté. On peut donc légitimement se poser la question suivante : Anno a-t-il considéré que la loi logarithmique s'appliquait sur la totalité de la couche limite ? Dans ce cas, la détermination de u^* conduirait à des valeurs erronées. Ceci semble être le cas puisqu'il calcule la rugosité aérodynamique à partir du profil de vent logarithmique de 6 mm à 100 mm. Cette erreur, si erreur il y a, peut s'expliquer de la façon suivante : l'ajustement de la loi de vitesse déficitaire à la loi logarithmique permet d'obtenir de bons coefficients de corrélation tout en conduisant à des valeurs erronées de u^* et z_0 ; certes, la valeur du coefficient de corrélation diffère de 1, mais elle est tout à fait acceptable si l'on attribue cette différence aux erreurs de mesures. C'est ce que nous allons montrer à partir d'un exemple numérique.

- ✓ Nous avons calculé la valeur théorique des vitesses pour des points distants de 2 mm dans une couche limite (δ) de 53 mm avec un z_0 de 0,35 mm et pour des vitesses de frottement de 20 cm/s et 30 cm/s. Les lois utilisées pour générer ces valeurs sont les suivantes :

$$\text{Pour les 8 premiers millimètres (15\% } \delta \text{ (53 mm)) : } U = 5,75 u_{\tau} \cdot \log\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (291)$$

$$\text{Pour les 45 derniers millimètres : } \frac{U_{\infty} - U}{u_{\tau}} = C\left(1 - \frac{z}{\delta}\right) \quad (292)$$

La relation (291) correspond à la loi logarithmique décrivant la couche de recouvrement (chapitre 1, figure 6).

La relation (292) correspond à la loi de vitesse déficitaire proposée par Hama (1954) ($C=9,6$) pour la région externe (chapitre 1, figure 6).

Le fichier ainsi constitué, correspond à un fichier de mesures expérimentales fictives.

- ✓ Nous avons ajusté, par la méthode des moindres carrés, l'ensemble des points de "mesure" de la couche limite à la loi logarithmique (291). Les résultats obtenus sont les suivants (tableau 12) :

	u^* calculé	Z_0 calculé	R^2
$u^* : 20 \text{ cm/s}$ $z_0 : 0,35 \text{ mm}$	28,23 cm/s	0,1548 mm	0,983
$u^* : 30 \text{ cm/s}$ $z_0 : 0,35 \text{ mm}$	42,35 cm/s	0,1548 mm	0,983

Tableau 12 : estimation de u^* et z_0 (en considérant que la loi logarithmique s'applique sur toute la hauteur de la couche limite)

N.B : le nombre d'observations utilisées pour la régression : 26 (point tous les 2 mm à partir du sol)

On constate donc, que le coefficient de corrélation est proche de 1 mais que les erreurs d'estimation de u^* (40%) et z_0 (55%) sont importantes.

Il est cependant intéressant de remarquer que :

$$\left[\frac{u^*(\text{réel})}{u^*(\text{calculé})} \right]_{(\text{pour } u^* = 20 \text{ cm/s})} = \left[\frac{u^*(\text{réel})}{u^*(\text{calculé})} \right]_{(\text{pour } u^* = 30 \text{ cm/s})} \quad (293)$$

$$\left[\frac{z_0(\text{réel})}{z_0(\text{calculé})} \right]_{(\text{pour } u^* = 20 \text{ cm/s})} = \left[\frac{z_0(\text{réel})}{z_0(\text{calculé})} \right]_{(\text{pour } u^* = 30 \text{ cm/s})} \quad (294)$$

- ✓ Nous avons ajusté, par la méthode des moindres carrés, les points de "mesure" de la couche limite qui correspondait à la loi de vitesses déficitaires, à la loi logarithmique (291). Les résultats obtenus sont les suivants (voir tableau 13) :

	U^* calculé	z_0 calculé	R^2
$u^* : 20 \text{ cm/s}$ $z_0 : 0,35 \text{ mm}$	33,21 cm/s	0,3416 mm	0,994
$u^* : 30 \text{ cm/s}$ $z_0 : 0,35 \text{ mm}$	49,82 cm/s	0,3416 mm	0,994

Tableau 13 : estimation de u^* et z_0 (en considérant que la loi logarithmique s'applique sur la hauteur de la région externe de la couche limite)²

Bien que la valeur du coefficient de corrélation soit plus proche de 1, les erreurs d'estimation de u^* (66%) reste importante. Les relations (293) et (294) restent

² N.B : le nombre d'observations utilisées pour la régression : 22 (point tous les 2 mm à partir de la région externe)

valables. Bien que nous ne l'ayons pas démontré, nous avons pu constater à travers de nombreuses applications numériques que, quelles que soient les valeurs de u -(réel), les rapports u -(réel)/ u -(calculé) et z_0 (réel)/ z_0 (calculé) restent constants.

En conclusion, l'article de Anno (1984) n'est pas suffisamment précis sur la procédure expérimentale concernant la détermination de la vitesse de frottement. Cependant, quelque soit cette procédure (*prise en compte ou non prise en compte des points appartenant à la zone de loi de vitesse déficitaire*) celle-ci ne remet pas en cause la validité du critère u/u_{τ} puisque :

$$\left[\frac{u \text{-(réel)}}{u \text{-(calculé)}} \right] = cst \tag{295}$$

Par ailleurs, d'autres résultats expérimentaux viennent renforcer la validité du critère u/u_{τ} .

2.7.2 Vérification expérimentale

En effet, si on réalise la même expérience (*mêmes particules, même vitesse, même obstacle*) à différentes échelles géométriques et si on compare, sous forme adimensionnelle, la congère à saturation, on obtient (*figure 131*) :

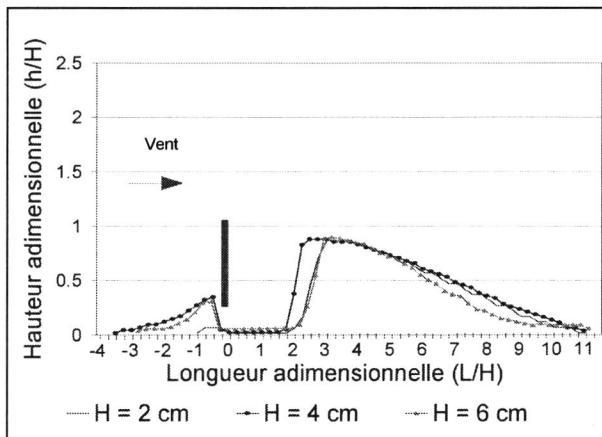


Figure 131 : profils à saturation d'accumulations de sciure (D60-80) obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines de hauteur H variable avec une garde au sol de $0,2H$ pour une vitesse de frottement de 23 cm/s

Sur la figure 131, la relative superposition des courbes pour la congère sous le vent, **alors que u/u_{τ} est respecté**, semble montrer la pertinence de ce critère. Ce résultat, obtenu à saturation (*la congère n'évolue plus en fonction du temps*), confirme l'expérience réalisée par Anno (*figure 113*), pour laquelle le profil d'équilibre n'était pas atteint. Un résultat analogue a été obtenu "grandeur nature"

par Tabler (1980) : il a montré qu'il existait une homothétie entre les congères générées par des barrières à neige de formes identiques et pour des hauteurs variant de 0,8 m à 4 m de haut. Cependant les conclusions de Tabler étaient différentes.

Au vu des précédentes considérations, on constate la prépondérance du critère u^*/u_{*c} .

2.7.3 Vitesse de frottement seuil d'arrachement et vitesse de frottement seuil de dépôt

La notion de vitesse seuil peut-être interprétée de deux façons différentes, suivant que l'on considère la mise en mouvement des particules ou au contraire la cessation du mouvement des particules.

Les deux mécanismes sont relativement différents :

- dans le premier cas, le flux d'air augmentant, le moment des forces de frottement exercées par le fluide sur le grain devient supérieur au moment du poids du grain ; il y a donc mise en mouvement des particules,
- dans le second cas, le flux d'air diminuant, l'énergie fournie par le vent aux particules en saltation devient équivalent à la perte d'énergie de la particule, due aux frottements lorsqu'elle rentre en contact avec le sol.

Bagnold montre, à partir d'expériences en soufflerie, que pour un sable uniforme dont le diamètre est compris entre 0,25 mm et 1 mm la vitesse de frottement seuil de dépôt suit la même loi (42) que la vitesse de frottement seuil d'érosion, mais avec un coefficient A de 0,08. Par contre, pour du sable dont le diamètre est inférieur à 0,1 mm, les deux vitesses seuil semblent coïncider. Cet ordre de grandeur est confirmé par les modélisations numériques d'Anderson (1991). Il apparaît donc une différence de valeur entre la vitesse de frottement seuil d'arrachement des particules et la vitesse de frottement seuil de cessation de mouvement des particules. Pour des particules "sèches" (*pas de force de cohésion entre les particules*), cette différence peut être de l'ordre de 20%. Il est clair que dans le cas de particules solides humides ou encore de particules de neige, la différence entre les deux valeurs seuil va s'accroître. En effet, dans le cas de la neige, la vitesse du vent nécessaire à initier la mise en mouvement des particules, varie considérablement suivant les conditions de surface de la neige, la température et l'historique des précipitations, alors que la vitesse de cessation de transport est essentiellement contrôlée par les propriétés du flux et de la particule. Il apparaît donc qu'il faille différencier, au niveau des critères de similitude la notion de vitesse seuil d'arrachement et de vitesse seuil de dépôt. C'est pourquoi nous proposons la modification suivante au critère de vitesse proposé par Anno.

$$\text{Modélisation d' érosion : } \frac{U^*_{\text{arrachement}}}{U_*} \quad (296)$$

$$\text{Modélisation de dépôt : } \frac{U^*_{\text{dépôt}}}{U_*} \quad (297)$$

Dans son dispositif expérimental, Anno injecte les particules par air comprimé et sa manière de procéder pour déterminer u_{*t} n'est pas clairement explicitée. Il est vraisemblable que sa vitesse seuil soit la vitesse minimale pour entretenir le mouvement amorcé par injection par air comprimé. En effet, la vitesse seuil de frottement obtenue pour des particules d'argile de 1,5 μm de diamètre et de densité 2.51 est de 11.2 cm/s. Or, seule cette façon de procéder permet d'expliquer une valeur aussi faible. En effet, l'utilisation du graphique (voir figure 9) proposé par Bagnold pour le sable (la densité des particules d'argile est proche de celle du sable) conduit à des valeurs beaucoup plus élevées. La mesure réalisée par Anno semble donc correspondre à u_{*t} dépôt.

2.7.4 Détermination expérimentale de la vitesse de frottement seuil d'arrachement

Iversen et White (1982) ont montré que la vitesse de frottement seuil d'arrachement est une fonction de la rugosité de la surface (chapitre 2, paragraphe 4) :

$$u_{*t}(D_p, z_0) = 2 \left(\frac{z_0}{D_p} \right)^{\frac{1}{5}} f(D_p, z_0) \quad (298)$$

Lorsque la vitesse de frottement seuil d'arrachement de la particule prototype est déterminée en soufflerie (par exemple si on modélise du transport éolien de sable), la rugosité du site n'est pas respectée. Il y a donc une erreur d'estimation sur cette vitesse de frottement.

2.8 Limites d'utilisation de u_{*t}/u_{*c}

On a pu constater lors des modélisations physiques que la congère au vent était mal simulée; elle est pratiquement inexistante pour les barrières poreuses et avec garde au sol placées en soufflerie. Ceci n'est pas propre à nos expérimentations (voir les résultats expérimentaux d'Iversen) ; mais d'une façon générale le problème est rarement soulevé car le volume de la congère sous le vent est nettement plus important que celui de la congère au vent.

- ✓ On peut considérer dans un premier temps que l'existence de la congère au vent est liée à une chute de neige sans vent. En effet, une chute de neige sans vent entraîne une modification de la forme de la congère (translation vers le haut de la hauteur de la chute de neige) et de la configuration expérimentale (par exemple enfouissement sous la neige de la garde au sol de la barrière).

Pour pouvoir déterminer l'influence des chutes de neige sans vent, nous avons étudié la formation d'une accumulation de neige au droit d'une barrière à neige de hauteur 16,5 cm (barrière pleine avec garde au sol de 0,2 H) placée à l'extérieur (Chicoutimi / Québec). La courte durée de l'expérience (24 h), nous a permis de nous assurer qu'il n'y avait pas de chute de neige sans vent. Par ailleurs, sur cette courte période où la température était négative, il n'y a pas eu de fonte et le tasse-

ment de la neige a été limité. On se trouve donc typiquement dans le cas qui est reproduit en soufflerie (figure 129).

Or on constate (figure 132) que la congère au vent est bien marquée et que son existence n'est pas liée à l'avancée des ripples. Tabler (1980) observe lui aussi l'existence de congères au vent lors de ses modélisations à l'extérieur.

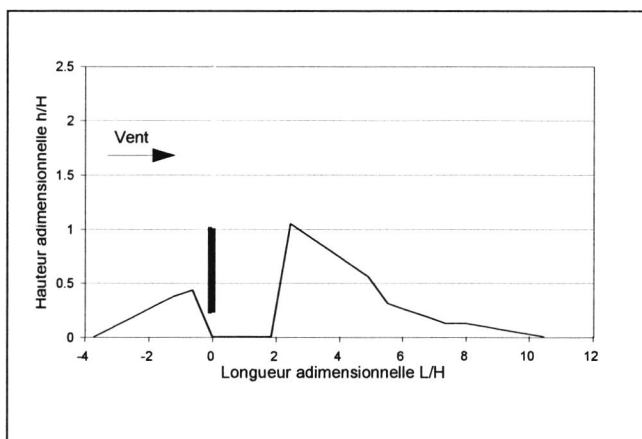


Figure 132 : profil de congère de neige obtenue à l'extérieur au vent et sous le vent d'une barrière de hauteur 16,5 cm avec une garde au sol de 3,3 cm

Les chutes de neige sans vent (entraînant une modification des caractéristiques de la barrière à neige et une translation vers le haut de la congère pré-existante) ne permettent pas d'expliquer l'importance de l'accumulation au vent de la barrière.

- ✓ Les particules utilisées en soufflerie n'ayant pas la cohésion de la neige, on peut donc envisager une autre hypothèse : la mauvaise reproduction de la congère au vent est liée à la mauvaise reproduction de la cohésion des particules. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons étudié la formation d'une accumulation de sable au droit d'une barrière de hauteur 16,5 cm (barrière pleine avec garde au sol de 0,2 H) placée à l'extérieur (Agadir/Maroc). Or on constate (figure 133) la présence de congères au vent. La formation des ripples, dont l'avancée est limitée par les plaques de polystyrène, peut constituer un élément perturbateur.

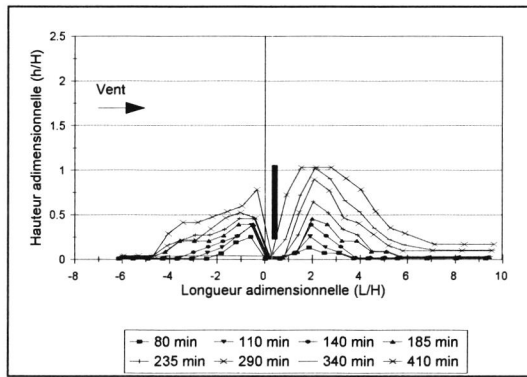


Figure 133 : profils d'accumulations de sable obtenues à l'extérieur au vent et sous le vent d'une barrière pleine de hauteur 16,5 cm avec une garde au sol de 3,3 cm

Le manque de cohésion des particules modèle ne permet pas d'expliquer la mauvaise reproduction de la congère au vent.

- ✓ Les deux premières hypothèses ayant été écartées, on peut en envisager une troisième : la mauvaise reproduction de la congère au vent est liée à une mauvaise modélisation du flux.

Rappelons les critères de similitude liés à la modélisation du fluide :

- le flux doit être turbulent rugueux (*indépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds*),
- les spectres et les échelles de turbulence doivent respecter l'échelle géométrique.

Il est clair qu'en soufflerie, on est bien souvent à la limite du flux turbulent rugueux. En l'absence de particules, l'indépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds n'est pas assurée (*figure 134*). Seule, la modification de la rugosité pendant la saltation nous permet de nous approcher de la valeur seuil du Reynolds.

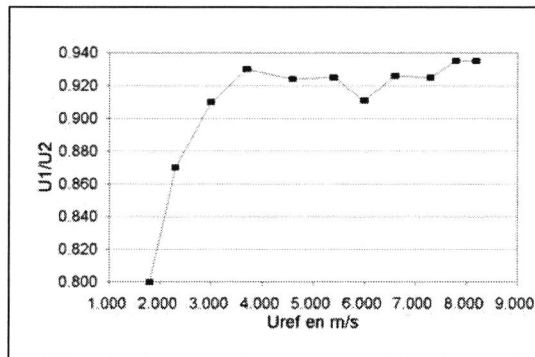


Figure 134 : variation de la vitesse relative en fonction de Uref (vitesse de référence en entrée de veine) à 4 mètres de l'entrée de la soufflerie du Cemagref

Isyumov (1992), dans une étude sur la modélisation en soufflerie des accumulations de neige sur les toits, souligne lui aussi l'importance de la similitude de la turbulence de l'écoulement d'approche ainsi que de la similitude des caractéristiques aérodynamiques des structures (*longueur caractéristique des tourbillons,...*). Il introduit un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de l'obstacle et distingue deux cas :

– Formes à angles vifs

La similitude des caractéristiques aérodynamiques est réalisée

$$\text{pour } \frac{U_H H}{\nu} > 10000$$

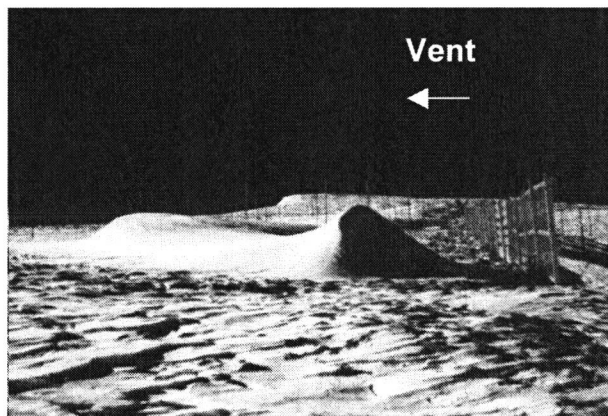
où U_H est la vitesse à la hauteur H (*hauteur de l'obstacle*).

Pour une barrière de 4 cm avec une vitesse de 4 m/s le nombre de Reynolds obtenu est de l'ordre de 8000, ce qui correspond à une valeur inférieure à celle fixée par Isyumov.

– Formes arrondies

La similitude complète des caractéristiques aérodynamiques n'est jamais réalisée.

- ✓ Il est vraisemblable aussi que, contrairement à la formation de la congère sous le vent (*figure 122*), la formation de la congère au vent soit très sensible à la vitesse de l'écoulement. On a pu observer, dans certaines configurations, une absence totale de congère de neige au vent de barrières (*photographie 31*).



Photographie 31 : formation de congères sous le vent des barrières à neige

2.9 Paramètre dérivé du débit des particules : critère de temps proposé par Iversen

2.9.1 Taux de transport adimensionnalisé

L'adimensionnalisation du débit massique de particules $(Q_{st})/(\sigma H^2)$ adoptée par Iversen a une réalité physique puisqu'elle correspond à Ae/H^2 , surface adimensionnelle qui est conservée entre modèle et prototype (chapitre 6, paragraphe 3.5). En revanche, nous n'avons pas trouvé de réalité physique derrière l'adimensionnalisation du débit massique de particules $(Q_s g)/(\rho u_*^3)$ proposé par Kind (chapitre 6, paragraphe 2.3).

2.9.2 Vitesse de référence et vitesse de frottement

Lorsqu' Iversen recherche une formulation analytique de la fonction \mathfrak{F} apparaissant dans la formule dérivée du débit des particules :

$$\frac{d(A/L^2)}{d(u_* t/L)} = \frac{\rho u_*^2}{\sigma g H} \left(1 - \frac{u_{*th}}{u_*}\right) \mathfrak{F}\left(\frac{u(H)L}{v}, \frac{h}{H}, \frac{l}{L}, \frac{z_0}{H}, \frac{z_0'}{H}, \frac{\rho}{\sigma}, \frac{U_F}{u_{*th}}, \frac{u_*^2}{gH}\right) \quad (299)$$

il remplace les vitesses de frottement par des vitesses de référence situées ou non dans la couche limite. Cependant, cette transformation n'est pas anodine, car étant donnée la variation de la rugosité aérodynamique en fonction de la vitesse de frottement pendant le transport, la relation liant la vitesse de frottement et la vitesse à une hauteur de référence H n'est pas linéaire.

$$U(h) = 5,75 u_* \log\left(\frac{2gh}{C u_*^2}\right) \quad (300)$$

Il est donc préférable de conserver u_* et u_{*t} dans l'expression analytique de \mathfrak{F}

2.9.3 Influence de la longueur de la zone de reprise sur la fonction \mathfrak{F}

La nouveauté introduite par Iversen et qui a largement été reprise par la suite (David, Hertig) concerne le paramètre dérivé du débit des particules (299).

La fonction \mathfrak{F} est liée à l'existence du paramètre n (coefficient d'interception du piège) comme on le verra dans le paragraphe suivant concernant le critère de temps proposé par Anno.

Cependant dans les expériences d'Iversen, la longueur de la zone de reprise est fixée à 1,4 m. Il est donc légitime de se demander, si pour cette longueur, la saturation en particules est atteinte. En effet, dans le cas contraire, on sent bien intuitivement qu'il faudrait introduire dans la fonction \mathfrak{F} , une nouvelle variable, qui est la longueur de la zone d'emprunt dont dépend le débit Q_s . Ceci a été confirmé par les expériences que nous avons réalisées en soufflerie.

Nous avons placé en soufflerie une barrière pleine de hauteur 40 mm avec une garde au sol de 8 mm; puis nous avons réalisé trois séries d'expériences (figure 135) avec les mêmes particules et la même vitesse U_∞ en faisant uniquement varier la longueur de la zone d'emprunt, appelée aussi fetch (33 cm, 66 cm, 100

cm). La longueur de notre soufflerie ne nous a pas permis de réaliser des zones d'emprunt plus importantes.

Pour ces trois zones d'emprunt la saturation n'était pas atteinte comme le montrent les profils de concentrations obtenus par traitement d'images, au droit de la barrière (figure 136).

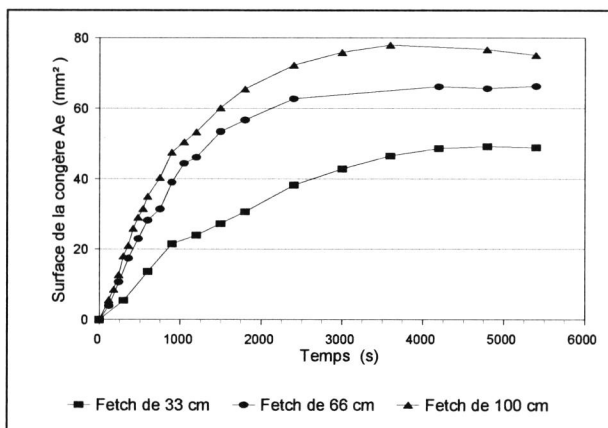


Figure 135 : évolution en fonction du temps de la surface (en coupe longitudinale) des accumulations (50-200) obtenues en soufflerie sous le vent de barrières pleines d'une hauteur de 4 cm avec garde au sol de 8 mm pour différentes longueurs d'ablation et pour une même vitesse en entrée de veine

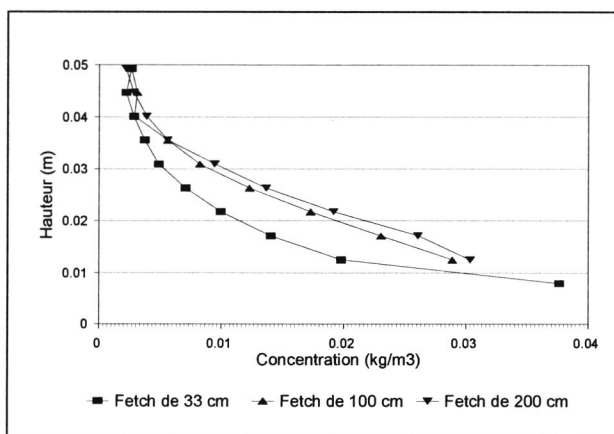


Figure 136 : profils de concentration obtenus par traitement d'images pour les mêmes conditions expérimentales (vitesse, particules, longueur de fetch) que celles présentées dans la figure 123 ; les profils de concentration sont déterminés à 4 m du début de la veine et en l'absence de barrière

On constate donc, que lorsque les profils de concentration diffèrent, toutes choses égales par ailleurs, il n'y a plus superposition des courbes.

Il est donc nécessaire d'introduire ω le paramètre longueur de la zone d'emprunt

$$\frac{d(A/L^2)}{d(u \cdot t/L)} = \frac{\rho U^2}{\sigma g H} \left(1 - \frac{u_{*th}}{u}\right) \mathfrak{Z} \left(\frac{\omega}{L}, \frac{u(H)L}{v}, \frac{h}{H}, \frac{l}{L}, \frac{z_0}{H}, \frac{z_0'}{H}, \frac{\rho}{\sigma}, \frac{U_F}{u_{*th}}, \frac{u^2}{gH} \right) \quad (301)$$

Il est difficile de savoir a posteriori, si lors des expériences d'Iversen, la saturation en particules était atteinte. On ne connaît que peu de résultats expérimentaux sur les problèmes d'obtention de la saturation en particules, d'autant plus que le sujet est complexe en soufflerie, puisque la couche limite est en développement. Cependant Martinez (1995) qui a travaillé avec des particules et des vitesses similaires à celles employées par Iversen, a montré que sur une telle distance, la saturation en particules n'était pas atteinte, bien que l'on en soit visiblement proche. Ceci semble confirmé lorsque l'on compare les résultats obtenus par Iversen en soufflerie et par Tabler en modélisation extérieure.

Iversen (1984) compare donc les résultats obtenus par lui-même en soufflerie (1981) et par Tabler en modélisation extérieure (1980) sur les mêmes barrières (porosité de 50% avec une garde au sol de 0,1 H). Dans les deux cas, il utilise le paramètre dérivé du débit des particules.

Et alors qu'en soufflerie, il obtient la relation :

$$\left(\frac{A}{L^2}\right) = 4,98(10)^{-4} \left(\frac{Ut}{L}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma g H}\right) (1 - \exp(-6,2(U/U_t - 1))) \quad (302)$$

en modélisation extérieure, il arrive à :

$$\left(\frac{A}{L^2}\right) = 9,89(10)^{-4} \left(\frac{Ut}{L}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma g H}\right) (1 - \exp(-6,2(U/U_t - 1))) \quad (303)$$

avec : U vitesse non perturbée à la hauteur de la barrière (m/s),
 U_t vitesse seuil non perturbée à la hauteur de la barrière (m/s).

Iversen n'explique pas cette différence (il existe un facteur 2 entre les deux formulations) qui peut être simplement due au fait que dans le cas d'Iversen, et d'une façon plus générale en soufflerie, la saturation n'est pas atteinte.

L'utilisation du critère d'Iversen, lorsque la saturation en particules n'est pas atteinte, conduit donc à une surestimation de la durée réelle des temps de formation des congères.

2.9.4 Validation du paramètre dérivé du débit de particules lorsque la saturation en particules est atteinte

Nous avons vu qu'il était difficile d'atteindre la saturation en particules en laboratoire, si l'injection se fait par simple reprise sur une courte distance ; d'où l'idée de vérifier la validité du paramètre dérivé du débit des particules à l'extérieur, où les longueurs de zones d'emprunt sont plus importantes et permettent l'obtention de la saturation en particules.

Nous avons donc réalisé une modélisation à l'extérieur avec du sable et une zone d'emprunt de 200 m. Pour un même type de barrière, le seul paramètre que nous pouvions faire varier était la hauteur.

L'utilisation du paramètre dérivé du débit de particules est indépendante de l'utilisation d'une échelle de vitesse particulière. Nous avons montré précédemment que l'application de u/u_{τ} , bien que n'étant pas préconisée par Iversen, semblait être la plus adaptée. Nous avons donc choisi d'appliquer ce critère à la modélisation extérieure.

À tout instant on a :
$$\left(\frac{u^*}{u_{\tau}^*}\right)_{H_1} = \left(\frac{u^*}{u_{\tau}^*}\right)_{H_2} \quad (304)$$

La barrière de hauteur H_2 permet donc de modéliser la barrière de hauteur H_1 . L'utilisation simultanée du critère u/u_{τ} et de divers critères de temps proposés par Iversen (chapitre 6, paragraphe 3.5) nous permet d'obtenir les courbes suivantes (figures 137 à 141). La surface A_e correspond à la congère au vent et sous le vent.

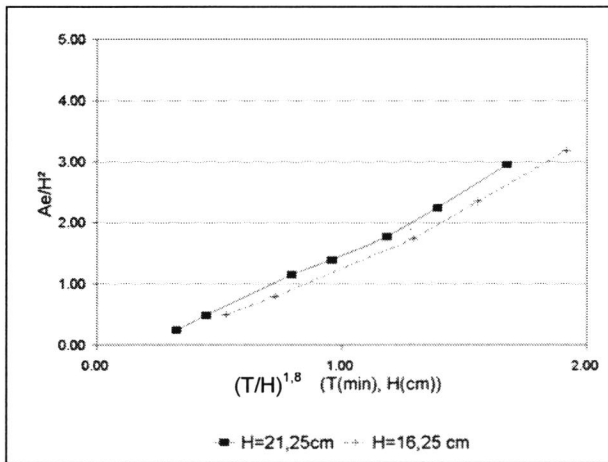


Figure 137 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma gH}\right)^{0,8}$ pour la configuration suivante :

accumulations de sable obtenues *in situ* au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de $0,2 H$

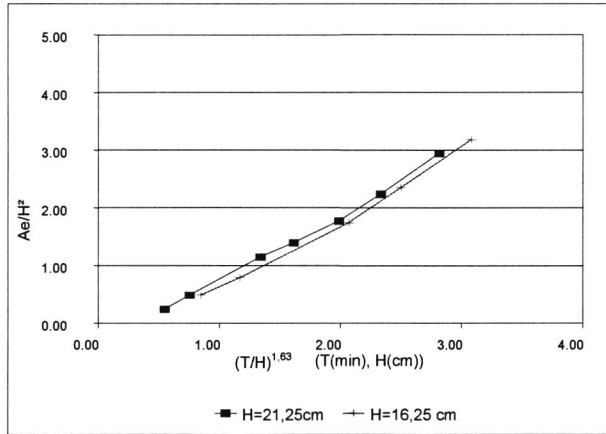


Figure 138 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H} \right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma gH} \right)^{0,63}$ pour la configuration suivante :
 accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de $0,2 H$

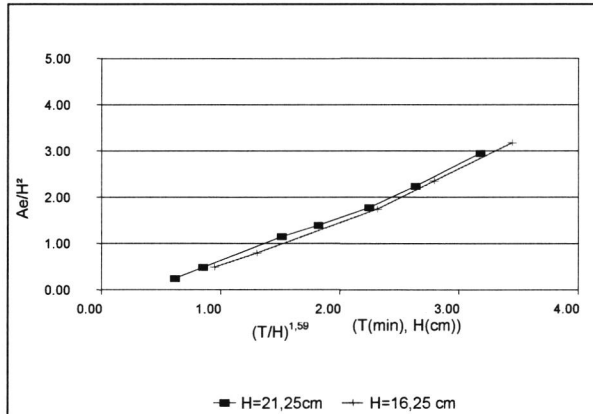


Figure 139 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H} \right) \left(1 - \frac{U_0}{U} \right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma gH} \right)^{0,59}$ pour la configuration suivante :
 accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de $0,2 H$

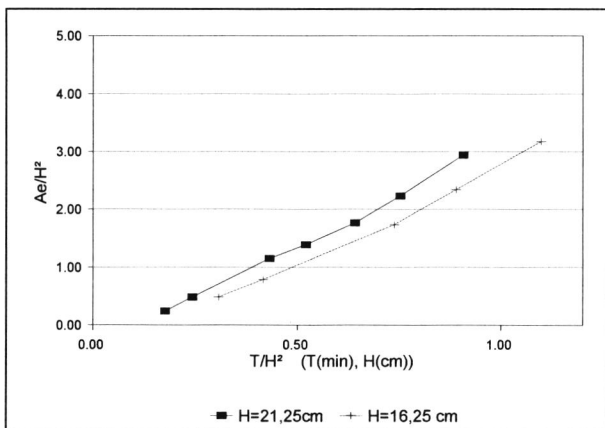


Figure 140 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma g H}\right) (1 - \exp(-6,2(U/U_t - 1)))$ pour la configuration suivante : accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H

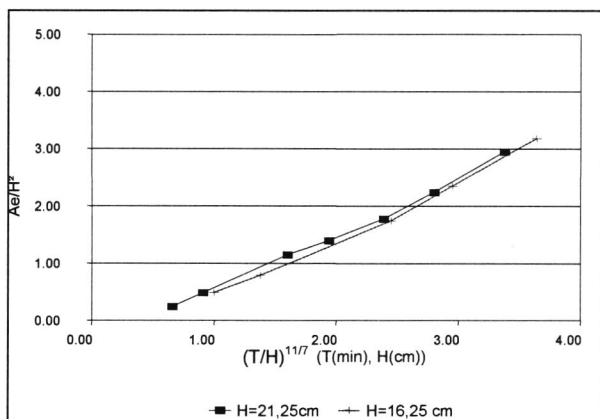


Figure 141 : application du critère $\frac{A_e}{H^2} \propto \left(\frac{Ut}{H}\right) \left(\frac{\rho U^2}{\sigma g H}\right) \left(1 - \frac{U_0}{U}\right) / \left(A_1^2 \frac{D_p}{H} \left(\frac{U}{U_0}\right)^2\right)^{3/7}$ pour la configuration suivante : accumulations de sable obtenues in situ au vent et sous le vent de barrière pleine de hauteur H avec une garde au sol de 0,2 H

La superposition de deux courbes indique que la formulation empirique est vérifiée. On montre ainsi la validité du paramètre dérivé du débit des particules (228) proposé par Iversen lorsqu'il tient compte de la rugosité équivalente (figure 141). En fait, seule la figure 139 montre une réelle divergence des deux courbes, ce qui signifie que le critère de similitude (229) n'est pas pertinent.

Nous attirons cependant l'attention du lecteur sur le fait que le critère (228) a été déterminé expérimentalement pour une configuration particulière (*croisement d'autoroutes*). Bien qu'Hertig (1984) et Castelle (1995) l'aient utilisé sans autre modification pour des configurations différentes, Iversen ne lui confère pas une validité « universelle » : la fonction ζ est à estimer au cas par cas.

2.9.5 Limite d'utilisation du paramètre dérivé du débit de particules lorsque le profil d'équilibre de la congère est atteint

Les courbes décrivant l'évolution de l'aire de la congère en fonction du temps ($A_e=f(t)$) obtenues en soufflerie (figure 135), permettent de visualiser un problème important qui est le comportement asymptotique du rapport A_e/H^2 lorsque t tend vers l'infini. D'après (224), la valeur de A_e/H^2 tend aussi vers l'infini alors qu'elle est finie et caractéristique de la géométrie de l'obstacle. En fait, il existe une limite supérieure à la valeur du rapport A_e/H^2 , jusqu'à laquelle on peut appliquer le critère de similitude proposé par Iversen. Iversen (1981,1984) l'a évoqué ("*pour une barrière poreuse à 50% avec une garde au sol de 0.1 H, le rapport A_e/H^2 croît linéairement jusqu'à 8*"), sans cependant insister. Il n'est donc pas question d'appliquer ce critère pour des congères à saturation, comme nous l'avons fait en première approximation au paragraphe 2.1.1 (tableau 11).

2.9.6 Influence de la dispersion de la granulométrie pour les particules modèles

Lorsque des particules à granulométrie dispersée sont utilisées, il semblerait que le débit des particules varie en fonction du temps bien que la vitesse de frottement reste constante. Nous avons voulu démontrer la réalité de ce phénomène en réalisant l'expérience suivante : un dépôt de sable 50-200 (figure 142) de hauteur uniforme (1,5 cm) est soumis à une vitesse de frottement constante. Toutes les 20 s, la hauteur du dépôt est mesurée (figure 143) ce qui nous permet de calculer le taux d'ablation du sable en fonction du temps (figure 144).

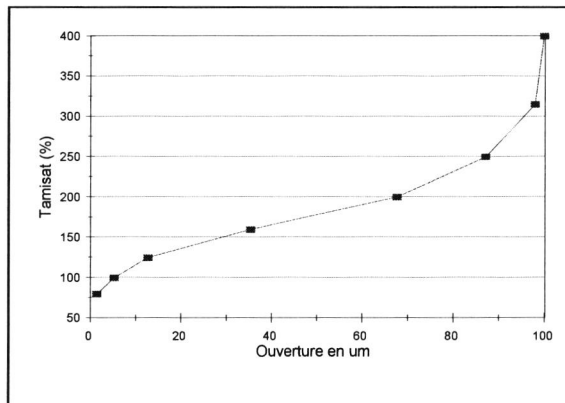


Figure 142 : granulométrie du sable 50-200

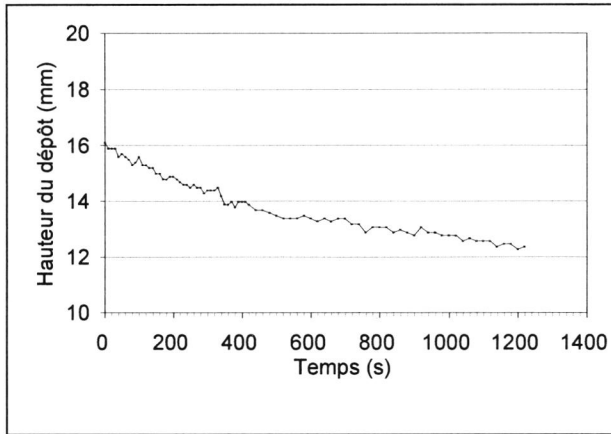


Figure 143 : exemple de variation de la hauteur du dépôt de sable 50-200 en fonction du temps

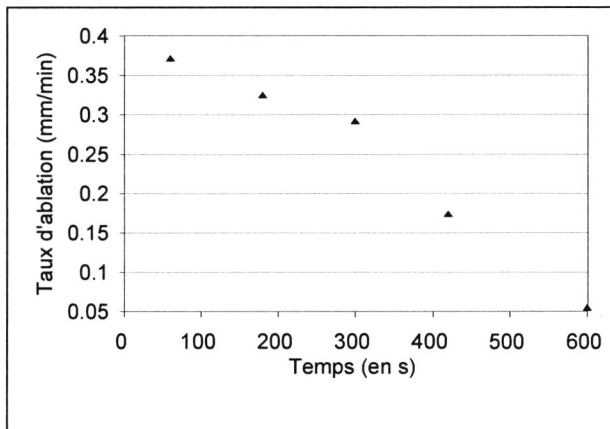


Figure 144 : taux d'ablation du sable 50-200 en fonction du temps correspondant à l'expérience représentée sur la figure 131

On note donc une variation du débit des particules en fonction du temps. Ce phénomène peut s'expliquer de différentes façons :

- ✓ on peut considérer qu'il y a ségrégation des particules par saltation : pour une vitesse de frottement donnée, seules les particules dont la vitesse de frottement seuil d'arrachement (*fonction du diamètre*) est inférieure à cette vitesse de frottement, sont mises en envol. Les plus grosses particules, qui ne peuvent être mises en mouvement (*figure 9*), vont rester dans la zone d'ablation. Le débit des particules va donc progressivement diminuer ;

- ✓ on peut aussi considérer que les vibrations générées par la soufflerie entraînent une modification de l'organisation des grains dans le lit de particules constituant la zone d'ablation. En effet, lorsque l'on secoue un mélange d'objets de tailles différentes, les plus volumineux migrent vers la surface. Meaken et Jullien (1990) suggèrent une interprétation géométrique simple du processus de ségrégation à partir de simulations numériques (figure 145). "Après une secousse, les petites sphères qui s'appuient sur la grosse, et qui sont à plus faible altitude que celle-ci, retombent avant elle (*le temps de chute d'un objet ne dépend pas de la masse de celui-ci*). Par conséquent, elles sont susceptibles de rouler sur les sphères déjà déposées avant que la grosse sphère ne retombe. C'est cet effet, purement géométrique, qui constitue la clef du mécanisme de montée des grosses sphères dans notre modèle" (Jullien, 1992).

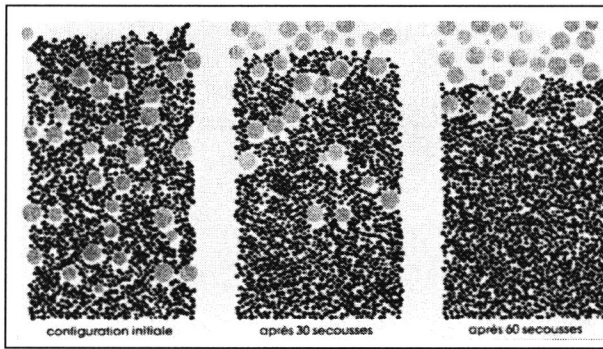


Figure 145 : simulation numérique de la ségrégation des particules sous l'effet de la vibration (Jullien, 1992)

En considérant que pour le sable, dont le diamètre est compris entre 0,1 mm et 1mm, le débit de particules (kg/ms) s'exprime de la façon suivante (Bagnold (1941) :

$$Q_s = C \sqrt{\frac{D_p}{D_{ref}}} \frac{\rho}{g} u^3 \quad (305)$$

avec D_{ref} diamètre standard de 0,25 mm,

$C = 1,5$ pour du sable uniforme,

$1,8$ pour du sable naturel,

$2,8$ pour du sable dont la gamme des diamètres de grains est large.

On constate que la quantité de sable transportée est directement liée au diamètre des grains. Pour une même vitesse de frottement, plus le diamètre des grains est important, plus la quantité de sable transportée est importante.

Ainsi, si par un phénomène de ségrégation, les gros grains se trouvent au sommet du lit de particules, elle seront les premières érodées et la quantité de sable transportée sera la plus importante. Par la suite, apparaîtront les particules de

diamètre plus petit et la quantité de sable transportée sera plus faible. Ce raisonnement permettrait donc d'expliquer la diminution du taux d'érosion.

Seule la comparaison des courbes granulométriques des grains prélevés au sommet du lit de particules pendant l'épisode de transport permettrait de déterminer quelle est la part respective de la ségrégation par saltation et de la ségrégation par vibration.

Quoiqu'il en soit l'utilisation de particules présentant une granulométrie étendue conduit à une variation du débit de particules au cours du temps. Or, le débit de particules est à la base du critère établi par Iversen. Il est donc préférable, dans le cadre d'une étude de la dynamique de la formation d'une congère en fonction du temps, d'utiliser des particules avec une granulométrie resserrée. Dans le cas contraire, il faut réalimenter fréquemment la zone d'emprunt (*c'est ce que nous avons fait lors des expériences représentées sur la figure 135*).

En fait, cette dernière remarque est valable quelque soit le critère de temps proposé, car elle est liée aux conditions expérimentales. Elle n'est pas applicable aux expériences réalisées par Anno, car ce dernier injectait ses particules par air comprimé, ce qui lui permettait de contrôler le débit de particules.

2.10 Critère de temps proposé par Anno

2.10.1 Comparaison théorique entre le critère de temps proposé par Anno et celui proposé par Iversen

Bien qu'il ne soit pas présenté de la même façon, le raisonnement de Anno est proche de celui d'Iversen. En effet, la formulation proposée par Anno revient à :

$$\frac{V_o}{L^2 H} = \frac{t Q n}{\gamma L^2} \quad (306)$$

alors qu'Iversen proposait en 1979 :

$$\frac{V_o}{L^2 H} \propto \frac{Q_s t}{\sigma H L} \quad (307)$$

✓ Anno fait intervenir la densité apparente des particules alors qu'Iversen utilise la densité des particules. D'un point de vue physique, c'est le raisonnement de Anno qui est correct. D'ailleurs dans l'article publié en 1984 (*et où il est fait référence à la publication de Anno*), Iversen utilise la formulation :

$$\frac{d(ALH)}{d(t u_* / L)} = \frac{\rho u_*^2}{\gamma g H} \mathfrak{F} \left\{ \frac{u_*}{u_{*t}}, \frac{u_*^2}{g H}, \frac{z_o}{H}, \frac{z_o'}{H}, \frac{U_F}{u_{*t}}, \frac{u_* L}{\nu}, \frac{\rho}{\gamma}, \text{géométrie} \right\} \quad (308)$$

alors que jusqu'alors la formulation proposée était du type :

$$\frac{d(A_e / LH)}{d(t u_* / L)} = \frac{\rho u_*^2}{\sigma g H} \mathfrak{F} \left\{ \frac{u_*}{u_{*t}}, \frac{u_*^2}{g H}, \frac{z_o}{H}, \frac{z_o'}{H}, \frac{U_F}{u_{*t}}, \frac{u_* L}{\nu}, \frac{\rho}{\sigma}, \text{géométrie} \right\} \quad (309)$$

Or, on rappelle que l'obtention de cette relation est directement liée à la relation (307), ce qui signifie donc qu'à partir de 1984 Iversen a utilisé :

$$\frac{V_o}{L^2 H} \propto \frac{Q_s t}{\gamma L H} \quad (310)$$

- ✓ Anno fait intervenir n , le coefficient d'interception des particules par l'obstacle, contrairement à Iversen (1979). On peut considérer que ce coefficient d'interception est inclus dans le signe "proportionnel à". Cependant, en ne le faisant pas intervenir (1979), Iversen considère implicitement que, quelque soit la configuration proposée, n est identique ce qui n'est pas le cas.

Physiquement parlant, l'utilisation de n est indiscutable, mais il rend l'application de la formule proposée par Anno inutilisable, car on ne connaît généralement pas sa valeur pour le prototype. C'est pourquoi l'approche qu'Iversen a proposée par la suite (1980, 1981, 1984) est intéressante. En effet, en cherchant à déterminer la fonction \mathfrak{S} , même s'il ne l'exprime pas de la sorte, c'est en fait :

$$n = \mathfrak{S} \left\{ \frac{u^*}{u^* t}, \frac{u_*^2}{gH}, \frac{z_0}{H}, \frac{z_0'}{H}, \frac{UF}{u_* t}, \frac{u^* L}{v}, \frac{\rho}{\sigma}, \text{géométrie} \right\} \quad (311)$$

qu'il cherche à déterminer.

- ✓ La différence fondamentale entre les deux formulations apparaît au dénominateur : le dénominateur employé par Anno est L^2 ; celui utilisé par Iversen est LH .

Il n'y a aucune justification théorique à l'utilisation de L^2 . D'ailleurs, un raisonnement par l'absurde le montre. Supposons exacte la relation (306) proposée par Anno. Dans ce cas :

$$A_e = \frac{HQtn}{\gamma L} \quad (312)$$

En considérant deux expériences similaires (*particules, Q, t, H identiques*) et en choisissant deux longueurs de références L_1 et L_2 , on obtient d'après (306) :

$$(A_e)_{L_1} \neq (A_e)_{L_2} \quad (313)$$

ce qui est faux.

Il s'agit donc vraisemblablement d'une erreur typographique, qui n'est pas intervenue au niveau des applications numériques réalisées par Anno puisque ce dernier ne réalise pas de distorsion d'échelle.

- ✓ Contrairement à Anno, Iversen vérifie expérimentalement en soufflerie sa proposition ; en effet, le graphique proposé dans l'article de Anno (*figure 117*) n'est qu'une justification de l'hypothèse :

$$\left(\frac{V_o}{L^2 H} \right)_m = \left(\frac{V_o}{L^2 H} \right)_p \quad (314)$$

c'est-à-dire que pour un même volume adimensionnel, les formes sont auto-semblables.

Iversen (1984) avait lui aussi montré la validité de cette hypothèse en comparant des résultats obtenus à l'extérieur et en modélisation en soufflerie.

2.10.2 Comparaison numérique entre le critère de temps proposé par Anno et celui proposé par Iversen

À partir des résultats d'expériences réalisées par Anno (1984) auxquelles on applique le critère de vitesse u/u_{γ} , nous allons comparer les estimations de durée de tempête réelle issues du critère de Iversen et du critère de Anno.

2.10.2.1 Application du critère de Iversen

Pour les formations de congères derrière des barrières à neige, Iversen (1984) a recherché une formulation du type :

$$\frac{d(A_e/LH)}{d(Ut/L)} = B \frac{\rho U^2}{\gamma g H} (1 - \exp(-6,2(U/U_t - 1))) \quad (315)$$

(avec B constante) qu'il a cherché à appliquer aux résultats de Anno. Il obtient ainsi le tableau suivant (tableau 14) :

Hauteur de la barrière H (cm)	Longueur de la barrière L (cm)	Vitesse à $z=H$ U (m/s)	Vitesse seuil à $z=H$ U_t (m/s)	U/U_t	A_e (cm ²)	Durée du test (min)	Durée pour obtenir $A_e/H^2=8$ (min)*	Rapport de densité γ/ρ	B (cst)
3,6	26,4	4,23	2,4	1,76	45	54	124	327	$5,94(10)^{-5}$
1,2	8,8	3,69	2,09	1,76	5	6	13,8	327	$8,95(10)^{-5}$

Tableau 14 : détermination de la constante pour les expériences de Anno (Iversen, 1984)

* extrapolé linéairement (le volume croit linéairement jusqu'à $A_e/H^2=8$)

avec les hypothèses suivantes pour les expériences de Anno :

$u_{\gamma}=11,2$ cm/s

$u_{\star}=19,7$ cm/s

$z_0=0,00068$ cm

Les calculs ont été vérifiés et sont exacts pour un rapport $\gamma\rho$ égal à 327. Mais si on se réfère à l'article de Anno, la densité apparente des particules d'argile est de $0,65 \text{ g/cm}^3$, ce qui conduit à une valeur de $\gamma\rho$ de 502,7. Nous avons donc effectué de nouvelles applications numériques pour obtenir (tableau 15) :

Hauteur de la barrière H (cm)	Longueur de la barrière L (cm)	Vitesse à $z=H$ U (m/s)	Vitesse seuil à $z=H$ U_t (m/s)	U/U_t	Ae (cm^2)	Durée du test (min)	Durée pour obtenir $Ae/H^2=8$ (min)*	Rapport de densité $\gamma\rho$	B (cst)
3,6	26,4	4,23	2,4	1,76	45	54	124	502,7	$9,12(10)^{-5}$
1,2	8,8	3,69	2,0 g	1,76	5	6	13,8	502,7	$1,37(10)^{-4}$

Tableau 15 : détermination de la constante pour les expériences de Anno

Les deux constantes ont été déterminées à partir d'un seul point. En toute logique, elles devraient être égales. En considérant que les erreurs de mesures sont moins importantes pour la barrière de hauteur 3,6 cm (*hauteur plus importante, durée de l'expérience plus longue*), nous considérerons pour les calculs ultérieurs que la valeur du coefficient B est de $9,12(10)^{-5}$.

En appliquant le critère d'Iversen et en considérant pour la neige $u_{\tau}=15 \text{ cm/s}$, $u=26,4\text{cm/s}$ (application du critère u/u_{τ} qui conduit à $U_{(3,8)}=8,4 \text{ m/s}$ et $U_{(3,8)}=4,8 \text{ m/s}$), $\gamma=0,45\text{g/cm}^3$, **pour une barrière de 3.8 m, le temps nécessaire pour obtenir $Ae/H^2 = 8$ est de 2044 heures.**

En réalité, et bien qu'Iversen l'ait fait avec certaines réserves dans son article de 1984, il n'est pas judicieux d'appliquer la méthode proposée par Iversen aux résultats obtenus par Anno ; en effet l'injection des particules dans la soufflerie par air comprimé que réalise Anno ne correspond pas à la formulation théorique de Q_s sur laquelle est basé le raisonnement d'Iversen. Ceci explique en partie le facteur 4 entre les constantes obtenues pour les expériences d'Iversen ($4,98(10)^{-4}$). Pour être plus rigoureux, il faudrait considérer la constante obtenue par Tabler ($9,89(10)^{-4}$) pour la modélisation extérieure puisque dans ce cas la saturation en particules est atteinte. Dans ce dernier cas et avec les mêmes hypothèses que précédemment, pour une barrière de 3.8 m, le temps nécessaire pour obtenir $Ae/H^2 = 8$ est de 186 heures.

2.10.2.2 Application du critère de Anno

En considérant les mêmes hypothèses que précédemment et en appliquant la formule proposée par Anno :

$$Q(\text{g/m minute}) = 18750 u^2 \quad (316)$$

pour une barrière de 3,8 m, le temps nécessaire pour obtenir $Ae/H^2 = 8$ est de 2511 heures si $n = 1$ et de 12557 heures si $n = 0,2$ (hypothèse prise par Anno).

2.10.2.3 Conclusions

L'utilisation du critère de temps proposé par Anno conduit, même dans le cas où n est pris égal à 1, à une durée de tempête supérieure à celle obtenue en appliquant le critère de temps proposé par Iversen. Or, on sait que l'utilisation de ce dernier conduit à une surestimation des durées de tempêtes.

L'utilisation du critère proposé par Anno conduit donc, lui aussi, à une surestimation du temps que l'on ne peut uniquement attribuer à une mauvaise estimation de n .

2.11 Isochronie

Dans la plupart des articles proposés, l'utilisation de Ut/H ou $(\rho Ut/\sigma H)$ n'est pas justifiée par un raisonnement physique ; or l'échelle des temps qu'est l'isochronie peut difficilement représenter la durée de tempête dans le sens où U est la vitesse du vent ou de la particule et non la vitesse d'érosion ou de dépôt.

Seul David a apporté une justification à son utilisation en montrant que le respect simultané des trois critères de similitude :

$$\frac{\rho C_D H}{\sigma D_p} \quad (317)$$

$$\left(\frac{\rho}{\sigma}\right)\left(1 - \frac{U_0}{U}\right)\left(\frac{Ut}{H}\right) \quad (318)$$

$$\frac{U^2}{Hg} \quad (319)$$

conduisait à : $\frac{\rho Ut}{\sigma H} \quad (320)$

L'isochronie apparaît ici comme une conséquence d'un raisonnement physique et non comme un critère de départ. Sa validité est liée au respect des trois critères de similitude (*qu'il est impossible de respecter dans la plupart des cas pratiques*). À partir du moment où l'un des trois critères n'est pas respecté, il n'y a aucune raison pour que le rapport $(\rho Ut)/(\sigma H)$ soit conservé entre modèle et prototype.

Ainsi, le respect simultané de l'isochronie et de u/u_τ conduit à une sous-estimation de la durée de tempête comme on peut le constater à partir des données issues de la modélisation physique à l'extérieur (*figure 146*).

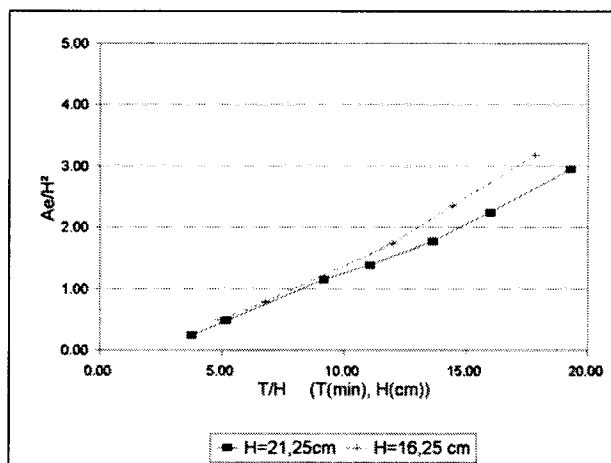


Figure 146 : application du critère d'isochronie pour la configuration suivante : accumulations de sable obtenues *in situ* au vent et sous le vent de barrières pleines de hauteur H avec une garde au sol de $0,2 H$

Sur la figure 146, la courbe de $H = 16,25$ cm est "au dessus" de la courbe de $H = 21,25$ cm. Si l'on considère la barrière de hauteur $16,25$ cm comme barrière modèle et la barrière de hauteur $21,25$ cm comme barrière prototype (les dimensions du modèle sont toujours inférieures à celle du prototype), on a :

$$(t_{\text{réel}})_{\text{pour } H = 21,25 \text{ cm}} > (t_{\text{calculé à partir de } H = 16,25 \text{ cm}})_{\text{pour } H = 21,25 \text{ cm}} \quad (321)$$

2.12 Influence du profil de concentration sur la dynamique de la formation de la congère

Les expériences réalisées en vue de tester le critère de temps proposé par Iversen nous ont permis de mettre en évidence un phénomène important : il semblerait que la concentration en particules ait une influence sur la forme des congères résultantes. Ce résultat était visible sur la courbe présentée précédemment (figure 135) dans le sens où les courbes ne semblent pas avoir le même comportement asymptotique. Un examen plus détaillé des résultats expérimentaux utilisant les paramètres de formes caractéristiques des congères (figure 147) semble effectivement indiquer une influence de la concentration sur la dynamique de la formation de la congère (figures 148 et 149).

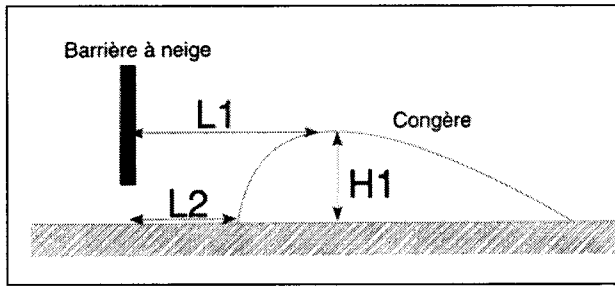


Figure 147 : définition des paramètres caractéristiques de la congère

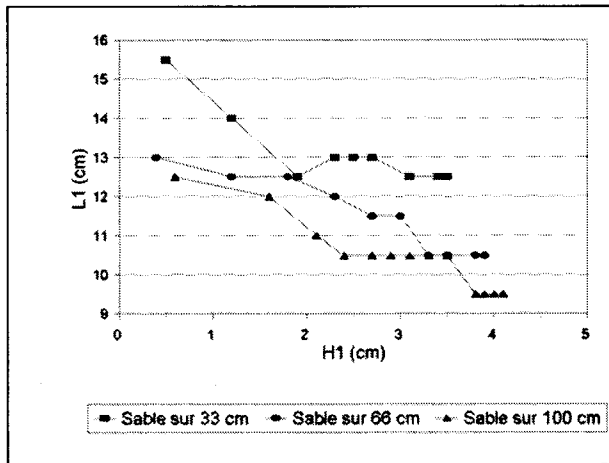


Figure 148 : évolution des paramètres caractéristiques L_1 et H_1 de l'accumulation de sable (50-200) obtenue en soufflerie sous le vent d'une barrière pleine d'une hauteur de 4 cm avec une garde au sol de 0,8 cm pour différentes longueurs d'ablation (expériences représentées sur la figure 135)

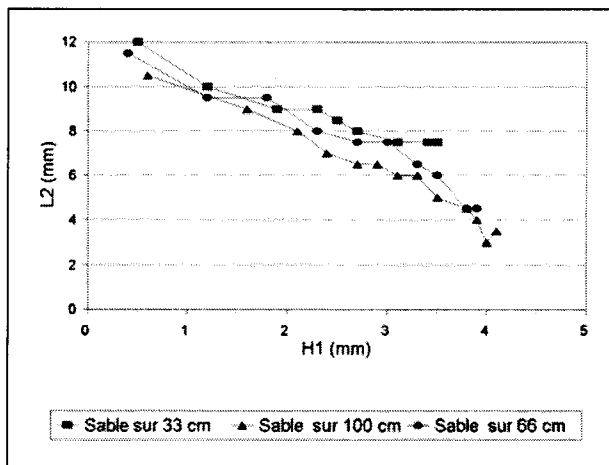


Figure 149 : évolution des paramètres caractéristiques L_2 et H_1 de l'accumulation de sable (50-200) obtenue en soufflerie sous le vent d'une barrière pleine d'une hauteur de 4 cm avec une garde au sol de 0,8 cm pour différentes longueurs d'ablation (expériences représentées sur la figure 135)

Il est à noter qu'une attention particulière a été apportée à la suppression de l'influence de l'avancée des ripples (la zone d'emprunt a été placée suffisamment loin de la barrière (1m) et a été "recentrée" lors de chaque réalimentation en particules). Une série d'expériences analogues, mais au cours desquelles ces précautions n'avaient pas été prises, montre une tendance identique mais accentuée (figures 150 et 151).

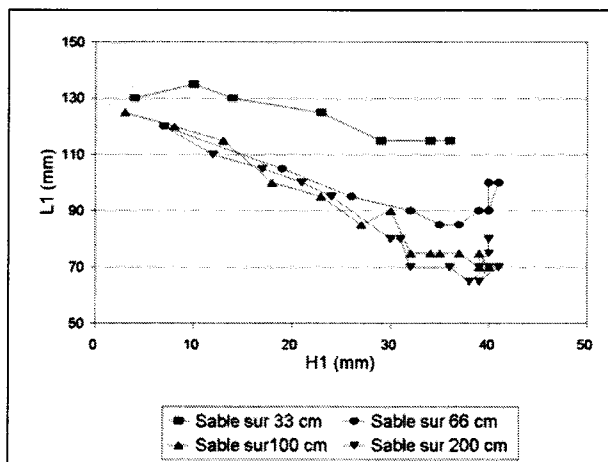


Figure 150 : évolution des paramètres caractéristiques L_1 et H_1 (même expérience que précédemment mais avec une avancée de ripples)

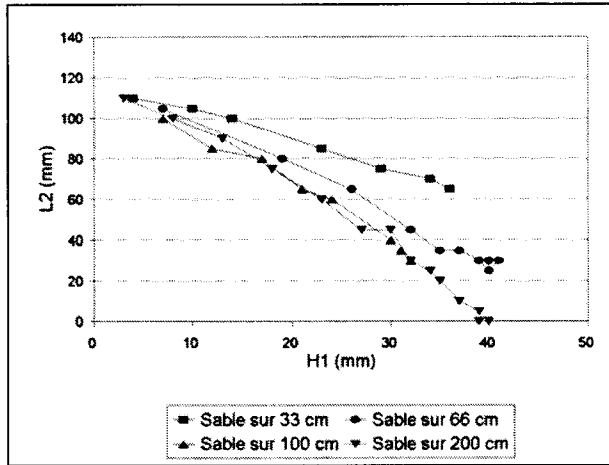


Figure 151 : évolution des paramètres caractéristiques L_2 et H_1 (même expérience que précédemment mais avec une avancée de ripples)

Pour une même vitesse de référence en entrée de veine, plus la concentration en particules est élevée, plus les distances L_1 et L_2 sont faibles (figures 148 et 149), ce qui est caractéristique d'une diminution de la vitesse du fluide. Anderson et Haff (1992) ont montré que l'équation de Reynolds était modifiée par la présence de particules en saltation ; le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule en saltation met en évidence la force exercée par le fluide sur la particule :

$$f_i(y) = M \cdot a_i(y) \quad (322)$$

avec : a_i accélération instantanée de la particule suivant la direction i (m/s^2),
 M masse de la particule (kg).

L'équation de conservation de la quantité de mouvement appliquée au volume matériel de fluide $V_m(t)$ fait donc apparaître une force volumique extérieure supplémentaire :

$$\int_{V_m(t)} -F_i dV \quad (323)$$

$$\text{d'où : } \int_{V_m(t)} \rho \frac{d\bar{v}_i}{dt} dV = \int_{V_m(t)} (\rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}^l}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^t}{\partial x_j} - F_i) dV \quad (324)$$

avec F_i force par unité de volume suivant la direction i due à l'accélération des particules par le fluide (N/m^3).

La présence des particules entraîne donc une diminution sensible de la vitesse moyenne, ce qui modifie la forme de l'accumulation.

L'importance de F_i , force volumique due à la présence des particules en saltation, peut être montrée par l'expérience suivante :

on place en soufflerie une barrière pleine de 4 cm de hauteur pour une longueur de 60 cm puis on étudie la formation de la congère sous le vent pour une vitesse de frottement de 40 cm/s. Lorsque la congère a atteint son profil d'équilibre, on supprime l'alimentation en particules en conservant la même vitesse de frottement en entrée de veine et on étudie l'évolution de la forme de la congère (figure 152).

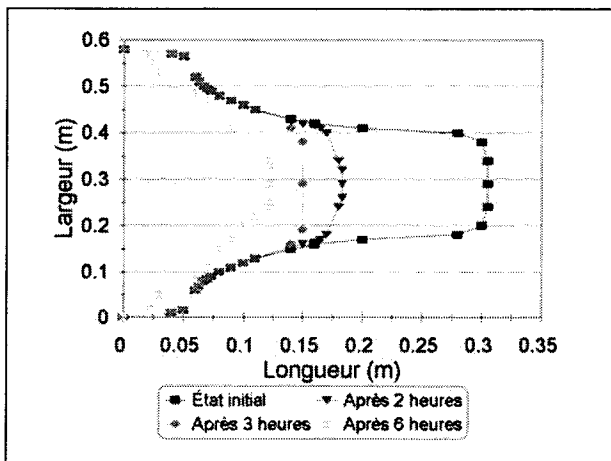


Figure 152 : évolution de la forme de la congère (vue de dessus) en fonction du temps

La vitesse de frottement seuil de dépôt est inférieure à la vitesse de frottement seuil d'arrachement. Si l'on s'en tient à cette seule considération, la congère ne devrait pas être modifiée, après la suppression de l'alimentation en particules. Or, on constate une modification de la forme de la congère, dont l'emprise au sol diminue en fonction du temps, ce qui tend à prouver qu'il y a une accélération du fluide du fait de l'absence de particules en saltation.

Certes, on pourrait aussi attribuer ce phénomène à l'existence d'un pic de contrainte de frottement instantané, conduisant à un mécanisme de reptation-saltation. Néanmoins, la régression de la congère (*surtout dans les deux premières heures*) nous semble trop importante pour être expliquée par ce seul facteur.

2.13 Influence des particules sur la forme de la congère

- ✓ L'ensemble des scientifiques s'accordent pour dire que l'angle de repos des particules modèles doit être équivalent à celui des particules prototypes. Du fait de la cohésion de frittage, la neige peut présenter des angles de frottement interne supérieurs à 90° (*cas de la formation des corniches*) qu'il n'est pas possible de reproduire en soufflerie avec des particules «sèches». Lorsque la soufflerie ne permet pas l'utilisation de neige (*absence de circuit de*

refroidissement), les particules devront avoir un angle de frottement interne aussi élevé que possible, mais elles ne permettront pas de reproduire des corniches ou des congères sur des pentes importantes.

- ✓ La formation et l'avancée des ripples posent problème lors de la reproduction d'un épisode de transport sur un modèle réduit, et ce, d'autant plus que l'échelle est grande. Anderson (1987) a montré que la formation des ripples était liée à la reptation. Cependant la fonction *splash* définie par Anderson pour le sable, n'est pas «universelle» et n'est pas applicable aux particules présentant une forte cohésion ou une faible sphéricité (chapitre 3). Ainsi, pour des particules de sciures, la formation de ripples est limitée (photographie 12) et on peut avoir tout intérêt à utiliser ce type de particules.

3 Conclusions : Intérêts et limites de la simulation physique du transport éolien de la neige

3.1 Les critères de similitude : une liste qui s'allonge

Les dernières recherches dans le domaine du transport éolien contribuent à augmenter le nombre de critères de similitude à respecter.

3.1.1 Adimensionnalisation de l'équation de conservation de la masse des particules dans la couche de diffusion turbulente

On a pu constater l'influence de la couche de diffusion turbulente dans le transport éolien des particules (Pomeroy, 1992). Pourtant dans les analyses dimensionnelles présentées, seule l'équation de la trajectoire de la particule en saltation est adimensionnalisée. Nous nous proposons ici d'adimensionnaliser l'équation de conservation de la masse des particules dans la couche de diffusion turbulente (chapitre 5, paragraphe 2.1.2).

Dans le cas d'un écoulement stationnaire bi-dimensionnel on a :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + (\bar{v} - |U_F|) \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (D' \frac{\partial \bar{C}}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (D' \frac{\partial \bar{C}}{\partial y}) \quad (325)$$

En posant :

$$\bar{C}_* = \frac{\bar{C}}{C_0}, \quad \bar{u}_* = \frac{\bar{u}}{u_0}, \quad \bar{v}_* = \frac{\bar{v}}{u_0}, \quad U_{F*} = \frac{U_F}{u_0}, \quad x_* = \frac{x}{l_a}, \quad y_* = \frac{y}{l_a}, \quad (326)$$

$$\sigma_{s*} = \frac{\sigma_s}{\sigma_{s0}}, \quad v_{t*} = \frac{v_t}{v_{s0}}, \quad D_* = D' \frac{\sigma_{s0}}{v_{s0}}$$

et moyennant ces nouvelles variables, l'équation (325) s'écrit :

$$\bar{u}_* \frac{\partial \bar{C}_*}{\partial x_*} + (\bar{v}_* - |U_{F*}|) \frac{\partial \bar{C}_*}{\partial y_*} = \frac{v_{t0}}{l_0 \cdot u_{00} \cdot \sigma_{s0}} \frac{\partial}{\partial x_*} (D_* \frac{\partial \bar{C}_*}{\partial x_*}) + \frac{v_{t0}}{l_0 \cdot u_{00} \cdot \sigma_{s0}} \frac{\partial}{\partial y_*} (D_* \frac{\partial \bar{C}_*}{\partial y_*}) \quad (327)$$

De cette formulation, on peut déduire les critères de similitudes suivants :

$$\frac{U_F}{u_0}, \sigma_{s0} \text{ et } \frac{l_0 \cdot u_0}{\nu_t} \quad (328)$$

avec U_F vitesse de chute (m/s),
 u_0 vitesse de référence (m/s),
 l_0 longueur de référence (m/s),
 σ_s nombre de Schmidt,
 ν_t viscosité turbulente (m²/s).

ce qui permet d'assurer la similitude des concentrations dans la couche de diffusion turbulente :

$$[\overline{C^*}(x^*, y^*)]_m = [\overline{C^*}(x^*, y^*)]_p \quad (329)$$

3.1.2 Adimensionnalisation de la longueur de la zone d'ablation nécessaire à l'obtention de la saturation

Arrachement par impact et arrachement par entraînement aérodynamique ont un rôle essentiel dans l'obtention de la saturation en particules et donc indirectement sur le critère de temps. Or l'utilisation des différents critères de similitude de temps présentés impliquent que la saturation en particules soit quasi-instantanée. Il ne s'agit pas ici de chercher à adimensionnaliser la fonction *splash* mais de proposer un critère simple, qui soit représentatif de ses effets, à savoir :

$$\frac{L_{sat}}{l_0} \quad (330)$$

avec L_{sat} (m) longueur nécessaire à l'obtention de la saturation en particule et l_0 (m) longueur de référence.

3.2 Compromis envisageables et limites d'utilisation de la simulation physique

L'augmentation du nombre de critères de similitude à prendre en compte, ne fait qu'accroître la difficulté. Pour pouvoir réaliser des études d'ingénierie, il est nécessaire de faire un compromis tout en restant conscient des approximations qui sont faites.

3.2.1 Vitesse

Nous avons montré que le seul respect du nombre de Froude (U^2/Hg) densimétrique ou non n'était pas pertinent. En revanche, le respect simultané du nombre de Froude et de $(\rho C_D H)/(\sigma D_p)$ aboutit à une bonne représentation des écoulements (David, 1982). Cependant, dans cette configuration, les échelles géométriques obtenues doivent être supérieures au 1/10 (dans le cas de l'air), ce qui limite son intérêt. Il est intéressant de constater que le respect simultané de ces deux critères conduit au respect du rapport u^*/u_* , critère proposé par Anno

(avec u_* vitesse de frottement seuil de dépôt) qui est moins restrictif au niveau des échelles de simulation. Le travail de recherche entrepris a confirmé expérimentalement les observations faites par Anno et nous préconisons l'utilisation de ce critère dans le cadre de simulation physique de transport éolien de particules.

On peut légitimement se poser la question de savoir pourquoi au sein de la communauté scientifique il apparaît autant de divergences quant au groupe de critères à respecter. On trouve une réponse partielle à travers l'expérience suivante que nous avons réalisée en soufflerie et qui consistait à étudier la forme des congères pour différentes vitesses de frottement (figure 153).

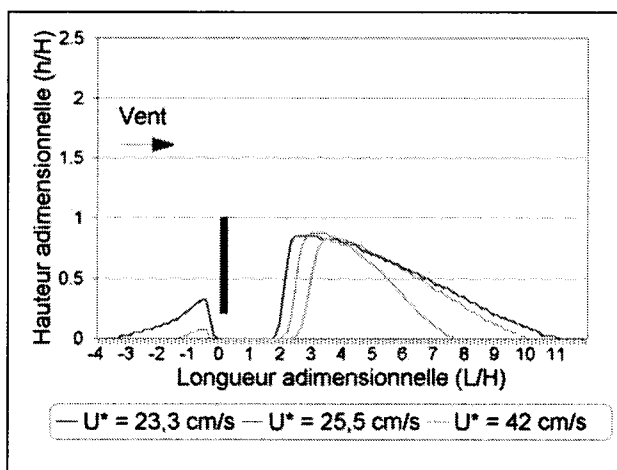


Figure 153 : variation de la forme des accumulations de sciure obtenues à saturation en soufflerie derrière une barrière pleine de hauteur 4 cm avec une garde au sol de 0,8 cm pour différentes vitesses de frottement

La forme de la congère est relativement peu sensible à la vitesse de l'écoulement. De ce fait les comparaisons soufflerie/*in situ* semblent plus ou moins satisfaisantes quel que soit le critère de vitesse utilisé.

De plus lorsque les différences entre essais *in situ* et en soufflerie sont importantes, on attribue cette différence à des facteurs externes qui ne peuvent être pris en compte dans la modélisation ; en effet, le cas idéal traité en soufflerie est forcément imparfait par rapport au cas réel (*chute de neige sans vent, transformation de la neige (fonte, tassement, regel), succession d'épisodes venteux, etc.*).

À titre d'anecdote, les premières modélisations physiques réalisées par Finney en 1934, et dont les résultats ont été appliqués pendant de nombreuses années, ont été effectuées sans aucune considération vis-à-vis des critères de similitude.

3.2.2 Particules et forme des accumulations

Étant donné le critère de similitude de vitesse choisi, les contraintes concernant le choix des particules sont relativement faibles. Au vu de notre système d'injection (*reprise des particules au sol et non injection par air comprimé*), nous conserverons les trois conditions suivantes : $U_F > u \cdot t$, $(\alpha/\rho) > 600$ et égalité des angles de frottement interne.

Cette dernière condition est bien entendu impossible à respecter dans le cas de particules de neige présentant une cohésion de frittage. Cependant, ce sont les particules avec un angle de frottement interne important (*type sciure*) qui permettent de s'approcher le mieux de la forme de la congère.

Lorsque les particules de neige présentent une faible cohésion, on peut considérer que les accumulations sont correctement reproduites en soufflerie. Par contre, la cohésion de frittage des particules de neige va permettre la formation de corniches qu'il n'est pas possible de reproduire en laboratoire avec des particules dépourvues de cohésion. Sans même considérer la formation des corniches, la reproduction des dépôts sur des pentes pose de réelles difficultés.

Dans ce cas, la simulation de la formation de congères à l'extérieur (*ou en soufflerie si cette dernière permet le transport de particules de neige* (Anno, 1986) peut apporter une solution (*figure 154*).

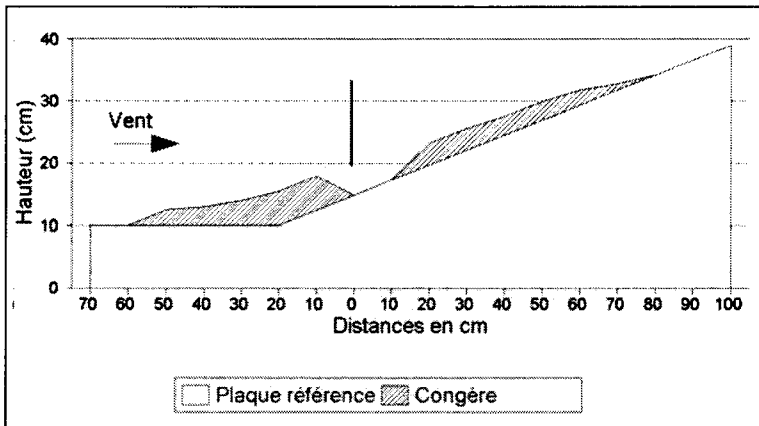


Figure 154 : modélisation de la formation de congères de neige au droit d'une barrière de hauteur 13,7 cm et d'une porosité de 50% sur une faible pente (14°)

La cohésion des particules a une influence sur la longueur de la zone nécessaire à l'obtention de la saturation et donc indirectement sur le critère de temps. L'utilisation de particules à forte cohésion ou faible sphéricité limite la formation des *ripples* sur le modèle, d'où leur intérêt pratique.

Nous avons aussi montré que le ralentissement du fluide, du fait de la présence des particules en plus ou moins grande quantité, a une influence sur les paramètres caractéristiques de la forme des accumulations qui diffèrent donc suivant la longueur de la zone d'ablation.

3.2.3 Critère de temps

L'approche proposée par Iversen est sans doute la plus adaptée, lorsque l'on ne peut respecter simultanément :

$\frac{\rho C_D H}{\sigma D_p}$, $(\frac{\rho}{\sigma})(1 - \frac{U_0}{U})(\frac{U \Delta t}{H})$, $\frac{U^2}{Hg}$, du fait de la faible réduction d'échelle envisageable.

D'une part, cette approche nécessite une phase d'apprentissage importante en vue de déterminer la fonction \mathcal{F} . D'autre part, nous avons montré que le critère proposé par Iversen nécessite l'obtention de la saturation en particules et qu'il n'était valable que dans ce cas. Or, l'obtention de la saturation en particules est un processus complexe : si la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation est de quelques mètres dans le cas de particules sans cohésion, elle peut atteindre plusieurs centaines de mètres dans le cas de la neige.

En conclusion, nous préférons donc ne pas utiliser de critères de temps dans le cadre d'études d'ingénierie. Cependant, lorsque l'on tient à utiliser un critère de temps lors d'expériences en soufflerie, il est préférable d'utiliser des particules avec une granulométrie monodisperse afin de maintenir constant le taux d'ablation.

3.2.4 Quelques exemples d'utilisation

La simulation physique du transport éolien permet de traiter des problèmes pour lesquels on ne dispose pas d'expériences passées. En effet, malgré les imperfections qui ont été mises en évidence, la simulation physique en soufflerie reste un outil robuste que l'on peut utiliser dans le cadre d'expertises faisant intervenir des situations complexes (*du type interaction de sillages*). (F. Naaim-Bouvet, 1995, F. Naaim-Bouvet et G. Brugno, 1996).

Par ailleurs, l'étude en soufflerie du transport éolien permet d'améliorer la connaissance des processus physiques en jeu (*arrachement, transport, dépôt*) et de fournir des données afin de valider des méthodes analytiques et numériques.

3.3 Vers de nouveaux horizons : les apports possibles de la modélisation numérique

Les différentes techniques de modélisations physiques présentées tendent à reproduire les effets d'un seul épisode de transport de neige. Or, d'une part les caractéristiques de la tempête sont variables (*intensité de la chute de neige, vitesse du vent*) au cours même de la tempête et d'autre part la saison hivernale est constituée d'une succession « d'épisodes climatiques » entraînant une modification du manteau neigeux. La simulation physique en laboratoire ne permet pas de reproduire la cohésion, l'évaporation, la fonte et le regel.

Il nous semble donc intéressant de développer un modèle numérique de type mécanique des fluides (*que l'on pourrait qualifier de soufflerie numérique*), visant à

reproduire le transport, l'arrachement et le dépôt des particules dans le sillage d'obstacles.

Ce modèle numérique pourrait présenter un double avantage :

- ✓ d'une part son utilisation ne serait pas limitée du fait des caractéristiques physiques des particules (*angle de frottement interne des particules correctement représenté*) ou du fait des dimensions de la soufflerie (*obtention de la saturation en particules, régime turbulent développé, absence d'effets de blocage du fait d'une hauteur trop importante des maquettes*). Par conséquent, son utilisation pourrait être plus étendue que dans le cas de la modélisation physique, notamment pour les estimations de durée de tempêtes et pour les accumulations sur les terrains accidentés présentant de fortes pentes, configurations pour lesquelles les données expérimentales font cruellement défaut,
- ✓ d'autre part on pourrait envisager dans une phase ultérieure le couplage de ce modèle numérique et des modèles CROCUS (*Brun, 1989, 1992, 1995*) et PROTEON (*Guyomarc'h et Mérindol, 1991, 1994, 1995*) du Centre d'études de la neige qui permettent de simuler l'évolution du manteau neigeux et l'occurrence de transport éolien. Ainsi, l'utilisation conjointe de ces modèles permettrait de simuler la formation d'accumulation de neige non pas pour un épisode de transport mais pour une saison hivernale complète, à partir de scénarios climatiques donnés.

Chapitre 8 – Modélisation numérique du transport éolien de la neige : état de l’art



Dans l'air, les particules de neige, et d'une façon plus générale les particules solides, sont transportées suivant quatre mécanismes : la reptation, la saltation, la saltation modifiée et la diffusion turbulente (chapitre 3). L'une des premières difficultés de la modélisation numérique du transport éolien réside donc dans la représentation mathématique de ces différents modes de transport.

De plus, ce sont les conditions aux limites de dépôt et d'érosion, qui vont déterminer l'évolution de la topographie du lit de particules. Aussi le choix d'une représentation mathématique de ces conditions aux limites, pour lesquelles les connaissances physiques sont encore incomplètes, se révèle être délicate.

Par ailleurs, la concentration en particules, l'érosion et le dépôt dépendent directement de u_* . La première étape du calcul vise donc à déterminer le champ de vitesse à partir de équations de Reynolds.

Ce chapitre vise à décrire les différentes hypothèses et leur représentation mathématique utilisées dans diverses modélisations numériques du transport de la neige développées dans d'autres organismes de recherche.

1. Modèle d'écoulement

1.1 Les modèles de turbulence

L'étude des écoulements turbulents fait apparaître un problème de fermeture lors du traitement statistique des équations de Navier-Stokes aboutissant aux équations de Reynolds.

$$\frac{\partial(\overline{u_i})}{\partial x_i} = 0 \quad (331)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho u_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\tau_{ij}^l} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\tau_{ij}^t} + \rho g_i \quad (332)$$

$$\text{avec : } \overline{\tau_{ij}^l} = \mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) = 2\mu \overline{d_{ij}} \quad \text{et} \quad \overline{\tau_{ij}^t} = -\overline{\rho u_i' u_j'} \quad (333)$$

- $\overline{\tau_{ij}^l}$ composante du tenseur des contraintes visqueuses (N/m^2),
- $\overline{\tau_{ij}^t}$ composante du tenseur des contraintes visqueuses (N/m^2),
- $\overline{d_{ij}}$ composante du tenseur des taux de déformation (s^{-1}),
- $\overline{u_i}$ composante de la vitesse moyenne suivant O_i (m/s),
- u_i' composante de la vitesse fluctuante suivant O_i (m/s),
- μ coefficient de viscosité dynamique (kg/ms),
- ρ masse volumique du fluide (kg/m^3),
- g_i composante de l'accélération de la pesanteur suivant O_i (m/s^2),
- \overline{p} pression statique moyenne (kg/m^2s).

En effet, pour pouvoir déterminer l'écoulement moyen, il est nécessaire de connaître les contraintes turbulentes (ou contraintes de Reynolds) τ_{ij}^t .

L'objectif de la modélisation de la turbulence est d'établir des relations supplémentaires, de façon à obtenir un système fermé (autant d'équations que d'inconnues).

Ce paragraphe vise à présenter de façon succincte les différents modèles de turbulence qui ont été utilisés lors de simulation numérique de transport de neige par le vent :

- modèle de longueur de mélange,
- modèle de Smagorinsky,
- modèle à une équation de transport,
- modèles à deux équations de transport,

c'est-à-dire les modèles de turbulence associés au concept de viscosité turbulente (Boussinesq Viscosity Models (BVMs)).

Les modèles algébriques ainsi que la simulation directe et la simulation des grandes échelles ne seront pas présentés.

1.1.1 Le concept de viscosité turbulente

La plupart des modèles de turbulence font appel au concept de viscosité turbulente, concept initialement proposé par Boussinesq par analogie avec la viscosité laminaire : l'agitation moléculaire dissipe l'énergie de la parcelle fluide et l'agitation turbulente dissipe l'énergie du champ moyen. On suppose donc que les contraintes turbulentes de Reynolds ont la même forme que les contraintes moléculaires visqueuses, mais avec une viscosité moléculaire ν remplacée par une viscosité turbulente ν_t . Boussinesq l'avait introduite dès 1872 et l'avait baptisée "viscosité tourbillonnaire".

On aboutit donc à la relation suivante :

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (334)$$

$$\text{avec : } k = -\frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (335)$$

k (m^2/s^2) est appelé énergie cinétique turbulente.

Pour des écoulements à grand nombre de Reynolds, ν est négligeable devant ν_t , sauf au voisinage des parois, dans la sous-couche visqueuse, où les deux viscosités sont du même ordre de grandeur.

La justification de la viscosité tourbillonnaire est que le temps de retournement des grosses structures est du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de l'écoulement moyen. Ceci n'est valable que si le seul mécanisme de production est l'interaction de la turbulence avec le cisaillement moyen. Dans des écoulements avec des variations de masse spécifique un autre mécanisme de production ayant son origine dans les forces d'Archimède entre en jeu.

Par ailleurs, la viscosité tourbillonnaire est supposée isotrope. Pour les écoulements cisailés minces (*couche limite entre autres*), cette hypothèse ne pose pas de problèmes particuliers car la seule contrainte importante est $-\overline{uv}$. De plus, dans les écoulements à recirculation, les contraintes de Reynolds jouent souvent un rôle mineur comparées aux forces de pression ou à l'inertie. On constate que même dans des écoulements cisailés de fluide homogène, la viscosité turbulente n'est pas universellement valable puisque l'on peut obtenir des viscosités tourbillonnaires négatives ce qui n'a physiquement pas de sens (*jet pariétal par exemple*).

En fait, la fermeture du système par l'hypothèse de viscosité turbulente se fait "au prix d'entorses à la physique réelle, cette hypothèse ne pouvant se démontrer et ne s'appliquant pas bien aux écoulements turbulents complexes (Lesieur)"

1.1.2 Modèle de longueur de mélange (ou à zéro équation de transport)

Il s'agit du modèle le plus simple utilisant une relation purement algébrique pour spécifier les contraintes turbulentes (Prandlt, 1925) :

$$\nu_t = l_m \nu_t \quad (336)$$

où l_m est l'échelle caractéristique de la turbulence, appelée longueur de mélange, par analogie au parcours libre moyen dans la théorie cinétique des gaz et où ν_t est une vitesse turbulente caractéristique.

Les équations (334) et (336) permettent de fermer le problème. **Il est nécessaire de spécifier l_m et ν_t .**

Le choix de la longueur de mélange l_m dépend du type d'écoulement envisagé et de ce fait les modèles de turbulence basés sur cette notion n'ont pas un degré de généralité élevé.

Une généralisation de ce type de modèle a été proposée par Smagorinsky qui a construit la viscosité turbulente à partir du taux de déformation moyen :

$$\nu_t = \Delta x^2 \left[\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right]^{1/2} \quad (337)$$

Avec Δx pas d'espace (m).

1.1.3 Modèle à une équation de transport (Prandlt-Kolmogorov)

Pour définir une modélisation à caractère plus général, il faut recourir à des équations de supplémentaires. Le modèle à une équation conserve le concept de viscosité turbulente mais n'utilise pas d'expressions algébriques permettant d'obtenir ν_t .

La viscosité turbulente est toujours évaluée comme le produit de l'échelle caractéristique de la turbulence l_m , et de la vitesse d'agitation turbulente qui correspond ici à \sqrt{k} .

$$v_t = k^{1/2} l_m \quad (338)$$

Le taux de dissipation turbulente ε (m^2/s^3) est relié à l'échelle caractéristique de la turbulence l_m et à la vitesse d'agitation turbulente \sqrt{k} par la loi de Kolmogorov (*cascade d'énergie*) :

$$\varepsilon = \frac{C_\Delta k^{3/2}}{l_m} \quad (339)$$

L'équation de bilan pour l'énergie cinétique turbulente s'écrit :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (340)$$

Les équations (334), (338), (339) et (340) permettent de fermer le problème. **Il est nécessaire de spécifier la longueur l_m .**

Les constantes empiriques couramment utilisées sont $\sigma_k = 1$ et $C_\Delta = 0.08$.

1.1.4 Modèle à deux équations de transport (k - ε)

L'utilisation d'une seule équation de transport ne permet pas la détermination de l'échelle caractéristique l_m , dont la distribution n'est pas connue a priori ; sa spécification empirique s'avère difficile dans le cas des écoulements complexes. Pour lever cette difficulté, il est nécessaire d'établir une nouvelle équation de transport permettant la détermination de cette échelle.

La viscosité turbulente est toujours évaluée comme le produit de l'échelle caractéristique de la turbulence l_m et de la vitesse d'agitation turbulente qui correspond ici à \sqrt{k} ; on suppose par ailleurs que l'échelle caractéristique de la turbulence l_m et la vitesse d'agitation turbulente \sqrt{k} sont reliées par la loi de Kolmogorov (*cascade d'énergie*). Les équations (338) et (339) restent donc valables et permettent d'écrire :

$$v_t = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (341)$$

ε est déterminée par une équation de bilan supplémentaire déduite de l'équation du mouvement.

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] - C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (342)$$

Les équations (334), (340), (342) et (343) permettent de fermer le problème. Il y a cependant un certain nombre de constantes empiriques à déterminer par ajustement expérimental ou numérique.

La mesure de la décroissance de l'énergie cinétique turbulente dans une turbulence de grille homogène a permis de fixer la valeur de $C_{2\varepsilon}$ dans l'intervalle 1,8 - 2.

En supposant que la région près des parois solides est en équilibre (*la production d'énergie cinétique est égale au taux de dissipation $P_{k=\varepsilon}$*), on obtient la relation suivante entre les constantes :

$$C_{1\varepsilon} = C_{2\varepsilon} - \frac{K^2}{\sigma_\varepsilon C_\mu^{1/2}} \quad (343)$$

avec K constante de Von Karman et $P_k = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$

Hanjalic et Launder (1976) proposent les valeurs suivantes :

$$C_{1\varepsilon} = 1,44 \quad C_{2\varepsilon} = 1,92 \quad C_\mu = 0,025 \quad \sigma_k = 1 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

Par contre, Panofsky *et al.* (1977) et Detering *et al.* (1985) proposent les valeurs suivantes pour des problèmes atmosphériques :

$$C_{1\varepsilon} = 1,13 \quad C_{2\varepsilon} = 1,90 \quad C_\mu = 0,025 \quad \sigma_k = 0,74 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

Les performances du modèle $k-\varepsilon$ dépendent de la façon dont sont fixées les différentes constantes.

Pour être plus précis, le modèle $k-\varepsilon$ est défini par les équations (340) et (342). Il est généralement associé au concept de viscosité turbulente (*équations (334) et (341)*) mais peut aussi être associé à des modèles algébriques comme on va le voir par la suite.

Ce modèle a eu beaucoup de succès pour des situations industrielles, où il est nécessaire de tester rapidement une configuration donnée, dans la mesure où cette configuration ne s'écarte pas trop d'une configuration expérimentale sur laquelle les constantes du modèle ont été ajustées.

Cependant, il est moins fiable lorsqu'un nouveau phénomène, tel que la recirculation, rentre en ligne de compte.

Le modèle $k-\varepsilon$ n'est applicable que pour les écoulements à fort nombre de Reynolds turbulent ; il ne peut pas être utilisé près des parois où la viscosité moléculaire est prédominante.

1.2 Modèles de turbulence et écoulement à recirculation

Falconer et Li Guiyi (1992) ont comparé les performances du modèle $k-\varepsilon$ et celles du modèle de longueur de mélange (*à zéro équation de transport*) pour une configuration d'écoulement à recirculation. Il s'agissait de simuler la circulation d'eau dans un port carré dont l'entrée était étroite. Les auteurs n'ont pas noté des différences flagrantes entre les deux estimations de vitesses moyennes (*la différence est de l'ordre de 2,5%*) excepté à l'entrée du port. Les résultats obtenus avec le modèle $k-\varepsilon$ sont plus proches de ceux mesurés en laboratoire. De même, Johnson et King (1985) montrent la supériorité du modèle $k-\varepsilon$ sur les modèles à longueur de mélange dans le cas des écoulements à recirculation : c'est l'hypothèse de l'équilibre local de la turbulence qui rend les modèles à longueur de mélange incompatibles avec le traitement des zones à recirculation.

Sajjadi et Alridge (1993) ont testé un modèle à une équation de transport afin de calculer l'écoulement au niveau des *ripples* de sable qui apparaissent dans l'eau.

Il apparaît que ce modèle n'est pas adapté pour la prédiction des vitesses et des contraintes de Reynolds à l'aval du sommet du *ripple*. Par contre, les auteurs considèrent que le modèle $k-\varepsilon$ standard est satisfaisant. Alfrink (1982) arrive à la même conclusion. Sa configuration d'écoulement est différente mais il s'agit toujours d'un écoulement d'eau à surface libre.

La différence entre vitesse moyenne estimée par le modèle longueur de mélange et le modèle $k-\varepsilon$ est relativement faible ; cependant, l'erreur sur l'estimation de la longueur de la zone de recirculation est de 30% dans le cas de la longueur de mélange contre 10% pour le modèle $k-\varepsilon$. Dans les deux cas, cette longueur est sous-estimée. Pourtant, il n'y a pas unanimité quant à l'utilisation du modèle $k-\varepsilon$ standard dans les zones à recirculation.

En effet, les hypothèses conditionnant l'utilisation du modèle $k-\varepsilon$ sont relativement fortes : le modèle ne prend en compte ni l'anisotropie, ni l'inhomogénéité de l'écoulement, ni la force de Coriolis. Il est donc intéressant de se poser la question de la précision des résultats obtenus dans le cas des écoulements avec zone de recirculation, cas correspondant à notre domaine d'étude.

La conférence de Stanford (1980-1981) sur les écoulements turbulents complexes visait à confronter les résultats expérimentaux et les résultats obtenus à partir de divers modèles de turbulence, dans le cas d'un écoulement avec recirculation : décollement du fluide derrière une marche descendante.

Lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment important, X_R longueur de la zone de décollement et paramètre le plus important permettant de caractériser l'écoulement, ne dépend que du rapport h_2/h_1 pris égal à 1,5 dans cette configuration. **Les calculs effectués avec le modèle $k-\varepsilon$ standard ont montré que la longueur de la zone de décollement était sous-estimée de 20%.**

La sous-estimation de X_R tient au fait que le modèle de turbulence employé conduit à une surestimation des contraintes de Reynolds dans la couche de mélange légèrement incurvée prenant naissance au sommet de la marche descendante.

Dans ce cas précis, l'utilisation d'un modèle algébrique ou du modèle de viscosité turbulente n'a que peu d'influence.

Un autre cas particulier, se rapprochant des configurations que nous sommes amenés à étudier, a été analysé par Durst et Rastogi (1977). Il s'agissait de la simulation numérique de l'écoulement bidimensionnel dans un canal autour d'un obstacle carré dont le coefficient d'obstruction (*hauteur de l'obstacle sur hauteur du canal*) était de 0,5. Les auteurs ont utilisé le modèle standard $k-\varepsilon$ et une résolution numérique faisant intervenir un schéma décentré et un traitement particulier pour les angles.

Les résultats obtenus ont été concluants : bien que les profils de vitesse ne soient pas obtenus de façon précise à l'intérieur de la zone de recirculation, la longueur de cette zone était bien calculée.

Cependant, les travaux de Vasilic-Melling (1976) ont montré que pour un coefficient d'obstruction plus faible (*de l'ordre de 0,1*), la même procédure de calcul et le même modèle de turbulence que ceux utilisés précédemment conduisaient à une sous-estimation importante de la zone de recirculation derrière un obstacle à paroi mince. Ainsi, l'erreur sur la longueur de la zone pouvait être de 30% et celle sur la hauteur maximale de 37%.

Bien que considérant le maillage utilisé par Vasilic-Melling comme trop grossier, entraînant ainsi une diffusion numérique importante (*dans l'étude de Vasilic-Melling, la modification des valeurs des coefficients du modèle $k-\varepsilon$ n'influence pas les résultats obtenus*), Durst et Rastogi (1980), après avoir poursuivi leurs investigations, en arrivent à la conclusion suivante : **la modélisation numérique utilisant le modèle $k-\varepsilon$ standard permet d'obtenir de bons résultats lorsque le coefficient d'obstruction est important alors que, lorsque ce dernier est faible, elle conduit à une sous-estimation des dimensions de la zone de recirculation.** L'explication physique avancée par les auteurs est la suivante : pour les configurations à haut coefficient d'obstruction, c'est le gradient de pression qui contrôle l'écoulement alors que pour les faibles coefficients d'obstruction, l'écoulement est entièrement contrôlé par la diffusion turbulente.

Ainsi pour les configurations nous intéressant tout particulièrement, c'est-à-dire changement brutal de la géométrie du sol et obstacles placés dans la couche limite, l'utilisation du modèle $k-\varepsilon$ conduit généralement à une sous-estimation de la longueur de la zone de décollement.

Malgré ses limitations le modèle $k-\varepsilon$ est un bon compromis d'une part entre souplesse et facilité de mise en œuvre, et d'autre part entre robustesse et performance.

Un certain nombre d'auteurs ont donc proposé une modification du modèle $k-\varepsilon$ standard basée, soit sur un réajustement des constantes $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ et σ_ε , soit sur une modification de l'équation de dissipation de la turbulence.

Nous les citerons ici pour mémoire, les articles correspondants étant cités dans la bibliographie de cet ouvrage.

- ✓ **Modifications basées sur les coefficients de fermeture du modèle $k-\varepsilon$**
 - Modèle de Rodi (1972) et Leschziner, et Rodi (1981),
 - Modèle de Park et Chung (1987),
 - Modèle de Chang, Chen et Uang (1991).
- ✓ **Modifications de l'équation de transport de ε**
 - Modèle de Launder, Priddin et Sharma (1977) (LPS),
 - Modèle de Chen et Kim (1987),
 - Modèle de Yap (1987) et Launder (1991).
- ✓ **Modifications de l'expression de la production d'énergie cinétique P_k**
 - Modèle de Militzer, Nicoll et Alpay (1977) (MNA),
 - Modèle de Mendoza et Shen (1985).

1.3 Modèles de turbulence et écoulement diphasique

Comme on a pu le voir dans le chapitre 4, les particules ont une influence sur la turbulence du fluide porteur, influence dont il convient de tenir compte dans les modèles de fermeture. Mais les modèles de fermeture prenant en compte l'influence des particules ne sont pas nombreux. Nous détaillerons ici le modèle de Chen et Wood (1985), ce dernier étant utilisé dans plusieurs modélisations

numériques du transport de neige par le vent et citerons pour mémoire le modèle de Issa et Oliveira (1995), référencé dans la bibliographie générale de cet ouvrage. Le modèle proposé par Chen et Wood est basé sur le modèle $k-\varepsilon$ avec ajout d'un terme supplémentaire dans les équations de l'énergie cinétique et de la dissipation : l'apparition de ce terme supplémentaire résulte de la prise en compte d'une force d'interaction fluide/particules. En effet, les auteurs émettent l'hypothèse que les particules solides suivent le fluide sauf dans le cas des fluctuations turbulentes à haute fréquence où il apparaît un glissement des particules solides par rapport aux particules fluides. Il est donc nécessaire de prendre en compte une force de frottement qui peut être décrite par la loi de Stokes.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \varepsilon + S_k \quad (344)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] - C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (345)$$

avec : $S_k = -\frac{2k}{\dot{t}^*} (1 - \exp(-\frac{\dot{t}^* \varepsilon}{2k})) \overline{C}$

$$S_\varepsilon = -\frac{2\varepsilon}{\dot{t}^*} \overline{C}$$

$$\dot{t}^* = \frac{D_p^2 \sigma}{18\mu}$$

σ masse volumique des particules (kg/m^3),

D_p diamètre de la particule (m),

\overline{C} concentration moyenne en particules (kg/m^3).

1.4 Modèles d'écoulement sur réseaux

Masselot (2000), en faisant référence aux travaux de Chopart et Droz (1998), rappelle dans sa thèse l'évolution des modèles d'automates cellulaires dédiés à la représentation de fluides.

Traditionnellement un fluide peut être décrit à l'échelle microscopique (chacune des molécules de fluide est alors individualisée) ou à l'échelle macroscopique (à l'échelle d'une maille par exemple dans laquelle est mesurée ou calculée la pression et la vitesse du fluide).

Si l'on considère une modélisation numérique à grande échelle, la vision microscopique est irréaliste du fait du nombre important de particules à considérer. La vision macroscopique est par contre possible en utilisant les équations de Naviers-Stokes et des schémas numériques appropriés.

Il existe cependant une autre échelle, dite mesoscopique ; la mécanique statistique montre que le comportement d'un phénomène à l'échelle macroscopique ne dépend que peu des détails des interactions microscopiques. Cette propriété est utilisée pour construire un univers fictif, à une échelle dite mesoscopique où les mécanismes de base du phénomène sont pris en compte.

Un automate cellulaire est un système fictif dans lequel :

- l'espace est représenté par un réseau régulier Γ ,
- chaque nœud r de ce réseau est lié à q voisins $\{r+c_i\}_{i=0,q-1}$
- l'état de chaque nœud $F(r,t)$ appartient à un ensemble fini de valeurs (t est discret) ; il s'agit généralement de $F(r,t)=\{F_i(r,t)\}_{i=0,q-1} \in [0, 1]^q$, ou $F_i(r,t)+0/1$ indiquant l'absence/présence d'une particule discrète sur le site r , au temps t , avec la vitesse c_i .

Le fluide est défini comme un ensemble de particules discrètes se déplaçant d'une manière synchrone sur un réseau régulier. On définit ainsi deux quantités locales :

- la densité

$$\rho(r,t) = \sum_{i=0}^{q-1} F_i(r,t) \quad (346)$$

- la quantité de mouvement

$$J(r,t) = \sum_{i=0}^{q-1} F_i(r,t)c_i = \rho(r,t)u(r,t) \quad (347)$$

L'évolution d'un automate cellulaire est synchrone et peut s'écrire sous la forme :

$$F_i(r+c_i,t+1) = F_i(r,t) + \Omega F(r+c_i,t+1) \quad (348)$$

où Ω est un opérateur de collision, qui permet de traduire les différentes règles de collision considérées. Dans le cas de la modélisation de fluide, ces règles doivent obligatoirement satisfaire les équations de Navier-Stokes à savoir la conservation de la masse (équation 346) et de la quantité de mouvement (équation 347).

On citera par exemple les règles de collision dans le cas du modèle FHP sur un réseau hexagonal (figure 155) :

- deux particules entrant sur le même site avec des vitesses opposées sont déviées avec une probabilité $\frac{1}{2}$ de 60 ou -60 degrés.
- trois particules entrant sur un site avec une quantité de mouvement totale nulle voient leur vitesses inversées.
- toutes les autres configurations restent inchangées.

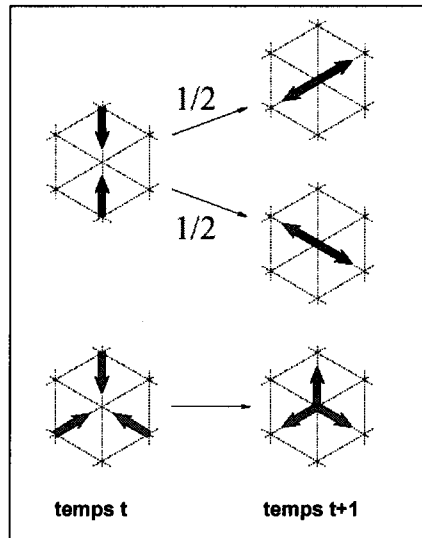


Figure 155 : règles de collision FHP sur un réseau hexagonal (Masselot, 2000)

Les particules fluides entrant sur un site solide ont leur vitesse inversée. Deux évolutions majeures ont ensuite été apportées à ces premiers automates cellulaires afin de pouvoir simuler des écoulements turbulents. Tout d'abord la fonction $F_i(\mathbf{r}, t)$ n'a plus été considérée comme une variable booléenne mais comme une probabilité de présence $f_i(\mathbf{r}, t) \in \{0, 1\}$. Puis la règle de collision a été modifiée en une relaxation locale du système vers une distribution à l'équilibre $\{f_i^{eq}(\mathbf{r}, t)\}_{i=0,q}$ avec un temps de relaxation Γ :

$$f_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}_i, t + 1) = f_i(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{\Gamma} f_i^{eq}(\rho(\mathbf{r}, t), \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)) - f_i(\mathbf{r}, t) \quad (349)$$

où la distribution à l'équilibre ne dépend que de la densité et de la vitesse locale :

$$f_i^{eq} = \rho t_i \left[+ \frac{c_{i\alpha} u_\alpha}{c_s^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{c_{i\alpha} u_\alpha}{c_s^2} \right)^2 - \frac{u_\alpha u_\alpha}{2c_s^2} \right] \quad (350)$$

où t_i est un poids associé à la direction i du réseau et c_s la vitesse du son.

Du fait de problèmes de stabilité numérique la technique LES (Large Eddy Simulation) a été adaptée. La méthode LES consiste à modéliser l'action des petites échelles et à résoudre explicitement les grandes structures turbulentes. Dans ce cas précis, il s'agit d'extrapoler l'influence de ce qui se passe à des échelles plus petites que celles du réseau Γ .

Rappel concernant la notation : une notation en gras correspond à une notation vectorielle.

1.5 Les modèles d'écoulement utilisés dans les modélisations du transport de la neige par le vent

Listen *et al.* (1991) (paragraphe 2.2) utilisent un modèle $k-\varepsilon$ modifié par la présence des particules et non modifié par la recirculation de l'écoulement. Uematsu *et al.* (1989) (paragraphe 2.4), utilisent, en première approche, une viscosité constante et égale à 0.1. Par la suite (1991), ils emploient un modèle de turbulence à une équation de transport (*longueur de mélange*). Gauer (1999) utilise un modèle $k-\varepsilon$. Mc Ewan et Willets (1991), dont l'approche est voisine de celle de Anderson et Haff, utilisent un modèle de longueur de mélange pour fermer l'équation de Reynolds modifiée par une contrainte de grain dans le cas d'une couche limite. Dans le cas d'Anderson et Haff (paragraphe 2.6), où il n'y a pas de dépôt, la présence des particules entraîne une nouvelle détermination des vitesses. Dans les autres cas, la modification de la topographie due au dépôt ou à l'érosion entraîne une nouvelle détermination du champ de vitesses. La vitesse de frottement est alors déduite du champ de vitesses par la relation $\overline{u(y)} = \frac{u^*}{K} \ln\left(\frac{y}{z_0}\right)$.

Masselot (paragraphe 2.7) (2000) applique la méthode des modèles d'écoulements sur réseaux.

2. Modèles d'arrachement de dépôt et de transport des particules

2.1 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Iversen (1982)

Dans la modélisation proposée par Iversen, seul le processus de saltation est pris en compte. Dans le plan xOy (Oy verticale ascendante et Ox horizontale dans le sens de l'écoulement), il considère un maillage de pas Δx . Chaque maille i est caractérisée par une hauteur $h(i,n)$ du dépôt au temps n (avec Δt pas de temps), une vitesse de frottement $u_*(i)$, un débit massique entrant $q^+(i)$ et un débit massique sortant $q^-(i)$ (figure 156).

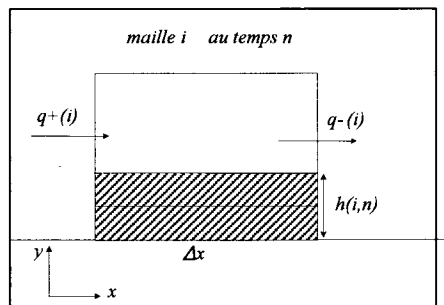


Figure 156 : discrétisation du problème

Le débit sortant $q^-(i)$ est égal au débit de particules en saltation (Q_s (kg/ms)) à saturation (chapitre 5, 1.1.2) :

$$q^-(i) = Q_{s(x)} = e \frac{\rho}{g} u_*^2(i) (u_*^*(i) - u_{*t}) \quad (351)$$

avec e coefficient empirique,
 ρ masse volumique du fluide (kg/m^3),
 $u_*(i)$ vitesse de frottement au sein de la maille i (m/s),
 u_{*t} vitesse de frottement seuil des particules (m/s).

Le débit entrant $q^+(i)$ est déterminé par la force de frottement au niveau de la maille d'où est partie la particule, c'est-à-dire à une distance L_s , correspondant à la longueur de la trajectoire de saltation (figure 157).

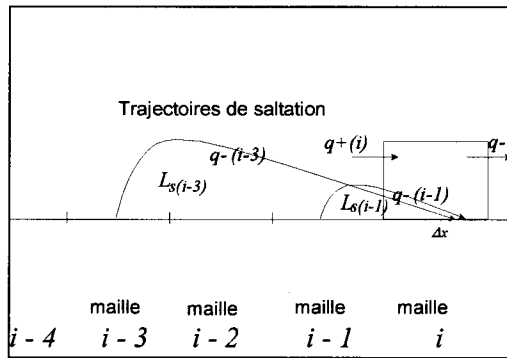


Figure 157 : détermination de $q_+(i)$

$$q^+(i) = \sum_j q^-(j) \text{ pour } j \text{ tel que } \Delta x(i-j) \leq L_s(j) < \Delta x(i-j+1) \quad (352)$$

$L_s(i)$, la longueur de saltation des particules éjectées à partir de la maille i , est déterminée par l'équation suivante :

$$L_s(i) = 0,37 \left(\frac{u(i)}{u_{*t}(i)} \right) \left(\frac{U_F}{u_*(i)} \right) \left(\frac{u_*^2(i)}{g} \right) \quad (353)$$

avec $u(i)$ vitesse horizontale à l'intérieur de la couche de saltation (m/s),
 U_F vitesse de chute des particules (m/s).

Si $q^+(i) - q^-(i)$ est positif, il y a **arrachement**. Si $q^+(i) - q^-(i)$ est négatif, il y a **dépôt**. La variation de hauteur h est déterminée par la formule suivante :

$$\frac{\Delta h}{\Delta t} = \frac{h(i, n+1) - h(i, n)}{t(n+1) - t(n)} = \frac{(q^+(i) - q^-(i))}{\gamma \Delta x} \quad (354)$$

avec γ masse volumique apparente des particules (kg/m^3).

Les mailles utilisées doivent être d'une longueur Δx inférieure à la longueur minimale de saltation car dans le cas contraire on peut aboutir à $q^+ = 0$. Le champ de vitesses ne varie pas en fonction de la nouvelle géométrie liée à la forme du dépôt, ce qui explique que $q^+(j)$ et $q^-(j)$ soient indépendants de n . Le but de cette première modélisation réalisée par Iversen, était de connaître la distance entre barrière et hauteur maximale du dépôt sous le vent, au début d'un épisode de transport. Ceci explique qu'il n'ait pas pris en compte les modifications de la topographie dues au dépôt. S'il est possible de modifier le champ de vitesses en fonction de la nouvelle forme de dépôt, la détermination de q^+ ne permet plus d'utiliser la valeur de L_s , la hauteur du départ de la particule n'étant pas la même que la hauteur d'arrivée de la particule.

2.2 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Liston, Brown et Dent (1993, 1994)

Dans leur article de 1993, Liston *et al.* ne prennent en compte que la couche de saltation dans laquelle ils considèrent le débit Q_s déterminé par :

$$Q_{s(x)} \propto \frac{\rho}{g} \frac{U_F}{u^{*(x)}} u^{*(x)2} (u^{*(x)} - u^{*t}) \quad (355)$$

Par la suite (1994), ils couplent saltation et diffusion turbulente (*figure 158*) en considérant comme Pomeroy et Male (1992) :

- une concentration moyenne $C_s(x,t)$ dans la couche de saltation de hauteur H_s ,
- une concentration $\bar{C}(x,y,t)$ vérifiant l'équation de transport des particules dans la couche de diffusion turbulente (*équation 356*).

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + (\bar{v} - |U_F|) \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_s} \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right) \quad (356)$$

avec $\bar{C}(x,y,t)$ concentration moyenne en particules dans la couche de diffusion, à la hauteur y , à l'abscisse x , et au temps t (kg/m^3),

σ_s nombre de Schmidt,

ν_t coefficient de viscosité cinématique turbulente (m^2/s). Liston, Brown et Dent considèrent un nombre de Schmidt égal à 0,5. Uematsu *et al.* (1991) considèrent un nombre de Schmidt égal à 1.

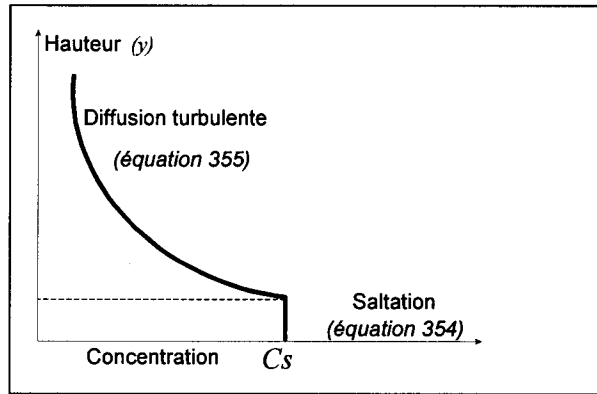


Figure 158 : profil de concentration

Le débit Q_s (kg/ms) dans la couche de saltation est déterminé par l'équation (355). Le débit Q_t (kg/ms) dans la couche de diffusion turbulente est déterminé par l'équation suivante :

$$Q_t(x,t) = \int_{H_s} \bar{u}(x,y,t) \bar{C}(x,y,t) dy \quad (357)$$

Le débit total de particules transportées $Q(x)$ s'exprime de la façon suivante :

$$Q(x,t) = Q_s(x,t) + Q_t(x,t) \quad (358)$$

La variation de hauteur h est déterminée par l'équation de continuité de la masse intégrée verticalement :

$$\frac{\partial h(x,t)}{\partial t} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial (Q_t(x,t) + Q_s(x,t))}{\partial x} = 0 \quad (359)$$

En discrétisant le domaine et en adoptant les mêmes notations qu'au paragraphe 2.1, on obtient :

$$\frac{h(i,n+1) - h(i,n)}{\Delta t} = - \frac{1}{\gamma} \frac{Q(i+1,n) - Q(i,n)}{\Delta x} = - \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta Q(i,n)}{\Delta x} \quad (360)$$

L'équation (359) a aussi été utilisée par Uematsu dans sa première version de modélisation numérique de la formation de congères (Uematsu, 1989), dans laquelle seule la saltation était prise en compte. Cette formulation a été abandonnée par la suite (Uematsu, 1991).

2.3 Limites des approches proposées par Iversen et Liston

L'équation (360) diffère de l'équation (354) par le terme $Q(i+1,n) - Q(i,n)$ (outre le fait qu'elle inclut la diffusion turbulente). La variation du débit de particules est vue à l'échelle d'une maille et non à l'échelle des trajectoires des particules.

Les deux modèles ont cependant en commun l'hypothèse implicite suivante : que ce soit pour l'arrachement ou le dépôt, les particules réagissent de façon quasi-instantanée (le débit pris en compte est en fait le débit de particules à saturation), ce qui n'est pas rigoureusement exact, comme on a pu le voir dans les chapitres précédents.

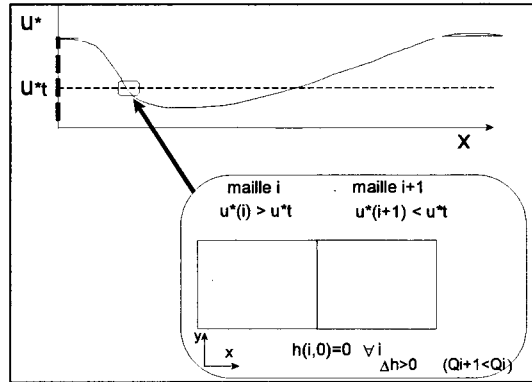


Figure 159 : étude de cas

Prenons le cas d'un obstacle avec garde au sol placé en soufflerie sur un fond dénué de particules (figure 159) : les particules proviennent d'une zone de reprise située à l'amont.

On se place dans une phase de dépôt uniquement ($h(i,0)=0 \forall i$).

Derrière l'obstacle, la vitesse de frottement décroît jusqu'à atteindre la vitesse de frottement seuil à la maille $i+1$: $Q_s(i+1)=0$ c'est-à-dire $\Delta Q(i)=Q_s(i)$

La totalité de la quantité de particules transportées par saltation se dépose au niveau de la maille i . Or, il est visible que dans cette configuration, en début d'expérimentation, la présence de l'obstacle ne suffit pas à arrêter complètement la saltation. Pour cette configuration, l'utilisation de l'équation (359) conduit à sous-estimer le temps de formation de l'accumulation.

Ceci peut, d'ailleurs, expliquer en partie les différences observées entre calculs et observations réelles (figure 160) dans le cas des simulations réalisées par Uematsu (1989). On rappelle que l'approche concernant le dépôt et l'érosion est identique à celle de Liston *et al.*

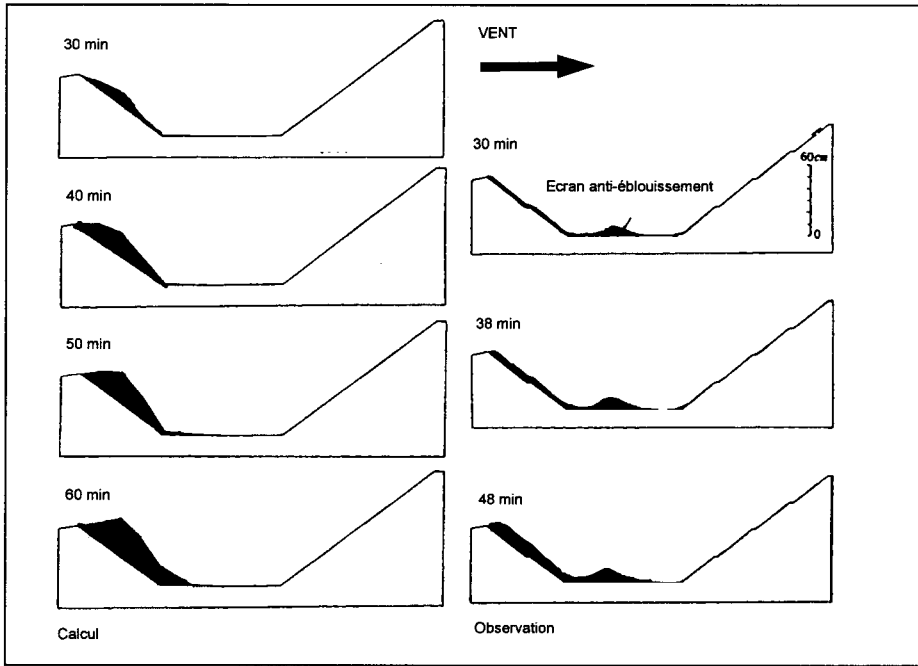


Figure 160 : comparaison des congères calculées et observées (Uematsu, 1989)

On constate que la neige se dépose trop tôt (en amont de la zone réelle de dépôt) et en quantité trop importante.

2.4 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Uematsu et al. (1989, 1991)

C'est cette constatation qui a amené les Japonais à modifier leur modèle de dépôt et d'érosion, tout en prenant compte la diffusion turbulente.

Le débit dans la couche de saltation est estimé par :

$$Q_s(x) = \frac{\rho}{g} \frac{U_F}{u_*^*(x)} u_*^*(x)^2 (u_*^*(x) - u_{*t}) = \int_0^{H_s} u(x, y) C(x, y) dy = C_s \cdot U_s \cdot H_s \quad (361)$$

avec C_s concentration moyenne (kg/m^3) dans la couche de saltation de hauteur H_s (m),
 U_s vitesse moyenne horizontale (m/s) des particules dans la couche de saltation.

Les particules se déposent avec leur vitesse de chute : le flux vertical de dépôt f_d (kg/m^2s) s'écrit sous la forme :

$$f_d = |U_F| C_s \quad (362)$$

À l'équilibre (*saturation de l'écoulement en particules*), le flux vertical maximal d'érosion f_e (kg/m^2s) est égal au flux vertical de dépôt f_d , ce qui amène les auteurs à formuler f_d de la façon suivante :

$$f_e = \frac{Q_s |U_F|}{U_s \cdot H_s} \quad (363)$$

Il en résulte que le flux vertical de neige f_s (kg/m^2s) au niveau du sol, compté positivement lorsqu'il y a un gain de masse dans l'écoulement, s'exprime sous la forme :

$$f_s = f_e - f_d \quad (364)$$

L'expression du flux vertical d'érosion est peu développé dans l'article rédigé en 1991.

C'est sans doute une des faiblesses de ce modèle qui demande à être développée. C'est pourquoi nous présentons dans le paragraphe suivant un modèle d'arrachement de particules.

2.5 Modèle d'arrachement d'après Castelle (1994)

La modélisation numérique proposée par Castelle visait à reproduire les expériences de Takeuchi (1980) réalisées *in situ* (figure 89).

Les différentes étapes du calcul sont les suivantes :

Dans la couche en saltation, l'équation de conservation de la masse des particules transportées s'écrit :

$$\frac{\partial C_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial C_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial C_s}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (K_p' \frac{\partial C_s}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_p' \frac{\partial C_s}{\partial y}) + \frac{f_s}{H_s} \quad (365)$$

avec C_s concentration moyenne de la neige en saltation dans la couche de hauteur H_s (kg/m^3),
 u_s composante horizontale de la vitesse moyenne des particules en saltation (m/s),
 v_s composante verticale de la vitesse moyenne des particules en saltation (m/s),
 K_p' coefficient de diffusion des particules en saltation (m^2/s),
 f_s flux de neige échangé entre la surface du manteau neigeux et la couche de saltation ($kg\ m^2/s$).

Dans le cas de l'expérience de Takeuchi (1980), l'auteur considère l'écoulement unidimensionnel, H_s indépendant du temps, la diffusion des particules très faible ($K_p' = 0$) et la variation de concentration par rapport au temps négligeable. L'équation (340) se ramène à :

$$u_s \frac{\partial C_s}{\partial x} = \frac{f_s}{H_s} \quad (366)$$

L'apport original de l'auteur consiste à poser :

$$f_s = \frac{H_s}{t_{sat}} (C_{s sat} - C_s) \quad (367)$$

avec t_{sat} temps de saturation ($t_{sat} = \frac{l_{sat}}{U_s}$) (s),

l_{sat} longueur nécessaire à l'obtention de la saturation (m),

$C_{s sat}$ concentration moyenne à saturation dans la couche de saltation (kg/m^3).

Les équations (366) et (367) permettent d'aboutir à :

$$C_s(x) = C_{s sat} (1 - \exp(-\frac{x}{U_s \cdot t_{sat}})) \quad (368)$$

La hauteur h de la couche de neige au sol évolue en fonction de la masse de neige échangée avec l'air. L'équation de continuité de la masse de neige s'écrit :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{f_s}{\gamma} = 0 \text{ avec } \gamma \text{ masse volumique apparente de la neige au sol (kg/m}^3\text{)}.$$

On obtient donc :

$$h(x) = h_0 - \frac{H_s}{\gamma t_{sat}} C_s \exp(-\frac{x}{U_s \cdot t_{sat}}) \Delta t \quad (369)$$

avec h_0 hauteur de neige au point origine 0 (m).

Le reste de la résolution est classique : il fait appel au couplage saltation/diffusion et à l'équation de transport des particules en diffusion turbulente (356). L'auteur néglige la variation de la concentration dans le temps, ce qui lui permet d'aboutir à une formulation analytique du flux de neige transportée sur 30 cm de haut noté $Q_{0.3}$ (kg/m^2s).

$$Q_{0.3} = H_s \cdot C_s \cdot (U_s + \xi_1) \quad (370)$$

$$\xi_1 = \frac{u^*}{(\alpha + 1) \cdot K} \left[\left(\frac{0.3}{z_0} \right)^{\alpha + 1} \cdot \ln \left(\frac{0.3}{H_s} \right) - \ln \left(\frac{H_s}{z_0} \right) - \frac{1}{(\alpha + 1) H_s^{\alpha + 1}} (0.3^{\alpha + 1} - H_s^{\alpha + 1}) \right]$$

avec $\alpha = U_F / Ku$.

Un certain nombre de paramètres sont déterminés de façon empirique (Pomeroy, 1988) :

$$\checkmark H_s = \frac{1,6 \cdot u^*{}^2}{2g}$$

$$\checkmark U_s = 2,8 \cdot u^*{}_t$$

$$\sqrt{C_{s\text{ sat}}} = \frac{2\rho e}{1,6} \left(1 - \frac{u_*^2}{u_*^2}\right) \text{ avec } e = \frac{1}{3,25u_*} \text{ pour } u_* < 1,5u_{*t} \text{ et } e = 1 \text{ pour } u_* > 1,5u_{*t}$$

Cependant, il n'existe pas de formulation théorique ou empirique de t_{sat} ce qui conduit à un **problème de fermeture au niveau des équations**.

Aussi, dans l'optique de la reconstitution des expériences de Takeuchi, l'auteur (figure 161) a déterminé le temps de saturation à partir de la longueur de saturation observée au cours des expériences : la longueur de saturation est égale au produit de la vitesse de saltation par le temps de saturation. Pour les expériences 1 et 3, deux cas (correspondant à un temps de saturation de 400 s et de 150 s) ont été traités. Les autres données nécessaires à la reproduction de l'expérience ont été estimées (vitesse de frottement seuil estimée à 20 cm/s et rugosité estimée à 0,001). Dans les deux cas, même si l'allure générale des courbes (A et B) est correcte, le flux de neige est sous-estimé.

En fait, il est plus simple d'introduire directement l_{sat} ($l_{\text{sat}} = t_{\text{sat}} U_s$), la longueur nécessaire à l'obtention de la saturation, dans l'équation (348) :

$$C_s(x) = C_{s\text{ sat}} \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{l_{\text{sat}}}\right)\right) \quad (371)$$

L'application de l'équation (351) pour $x=l_{\text{sat}}$ conduit à :

$$C_{s\text{ sat}} = C_s(l_{\text{sat}}) = C_{s\text{ sat}} \left(1 - \exp\left(-\frac{l_{\text{sat}}}{l_{\text{sat}}}\right)\right) = 0,63 C_{s\text{ sat}} \quad (372)$$

ce qui entraîne la remise en cause de l'équation (367).

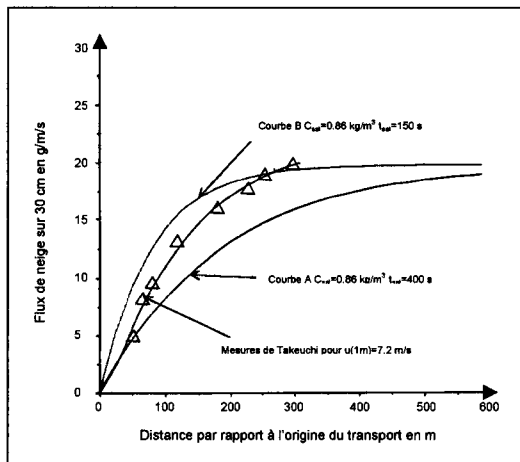


Figure 161 : comparaison entre le flux de neige calculé par le modèle et le flux mesuré dans l'expérience n° 3 de Takeuchi (Castelle, 1995)

2.6 Modèle d'arrachement et de dépôt d'après Anderson et Haff (1991)

2.6.1 Description du modèle

Ce modèle d'arrachement et de dépôt n'a été réalisé que pour le sable. Sa transcription pour la neige n'est pas sans poser des difficultés comme cela sera évoqué dans les chapitres suivants. Il mérite cependant d'être largement développé, car c'est sans aucun doute ce modèle qui représente au mieux le phénomène physique. Certains résultats obtenus par cette modélisation ont d'ailleurs été présentés au chapitre 3.

La modélisation réalisée par Anderson vise à étudier l'évolution de la saltation dans le cas d'une couche limite dont la vitesse moyenne est parallèle à

Ox , ($\bar{v} = 0$), établie ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0$), permanente ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$) et en l'absence de gradient de pression moyenne ($\frac{d \bar{p}_e}{dx} = 0$).

Les entrées du modèle sont le diamètre et la densité des grains, le profil de vitesse initial (qui est considéré comme logarithmique et qui est donc entièrement défini par u_* , z_0 étant pris égal à $2D_p/30$), ainsi que les constantes qui permettent de définir la fonction *splash* et ζ le taux d'entraînement aérodynamique. Étant données les limites des moyens de calculs, Anderson considère que les particules ne peuvent quitter le lit qu'avec 10 vitesses (le problème est discrétisé) : la vitesse la plus faible permet à la particule d'atteindre une hauteur égale à son diamètre et la plus élevée une hauteur au-delà de laquelle on s'attend à ce que la saltation soit négligeable (Anderson considère dans ce cas que la vitesse d'éjection verticale de la particule, V_1 , est égale à 5 fois la vitesse de frottement). Les 10 vitesses d'éjection sont distribuées de façon logarithmique afin d'optimiser l'information dans la partie basse de la couche limite. À chaque instant, chaque classe de vitesse $(V_0)_i$ contient N_i particules. La durée de la trajectoire est une fonction de la vitesse initiale d'éjection. Pour tenir compte de cette différence de durée, il est nécessaire d'établir pour chaque classe de vitesses (et donc chaque classe de trajectoires), une liste de collisions. On entend par liste de collisions, la liste décrivant pour chaque classe de vitesses, le nombre de grains devant atteindre la surface à chaque pas de temps ultérieur.

Le calcul est initié par des éjections purement dues à des entraînements aérodynamiques. Les grains sont ensuite accélérés par transfert de quantité de mouvement du fluide. À chaque pas de temps du calcul, la liste de collisions est interrogée afin de connaître le nombre de grains dans chaque classe de trajectoire qui doit atteindre le lit de particules. Les trajectoires (qui dépendent du profil de vitesse de vent) sont calculées à partir du profil de vitesse de vent moyenné sur la durée de la trajectoire $T_s = (2V_1)/g$. Les vitesses d'impact sont utilisées comme entrée de la fonction *splash* qui permet d'obtenir le nombre d'éjections (incluant les rebonds) dans chaque classe de vitesse d'éjection. Le profil de vitesse de vent est

ajusté de façon à prendre en compte la force par unité de volume due à l'accélération des particules notée $F_x(y)$. Le nombre de particules quittant le lit par entraînement aérodynamique est ajouté au nombre de particules éjectées à la suite d'un impact et ce avec une vitesse d'éjection correspondant à la vitesse d'éjection la plus faible de celles définies dans les dix classes. La liste des collisions est mise à jour en conséquence. Enfin, le flux de masse et la concentration sont déterminés. Le temps est discrétisé à deux niveaux. Un premier pas de temps permet de mettre à jour la liste des collisions (il correspond typiquement à la durée de la trajectoire la plus courte soit $4 (D_p/g)^{1/2}$). Un second pas de temps plus court est nécessaire pour déterminer précisément les trajectoires et les profils des différentes quantités transportées. Le calcul est poursuivi au pas de temps suivant et ce jusqu'à ce qu'un état stationnaire soit atteint. Cet état est caractérisé par une absence de changement (ou un très faible changement) d'un pas de temps au suivant, dans le flux de masse, le profil de vitesse de vent ou la liste des collisions (figure 162).

Les différentes étapes du calcul, présentées sur le schéma 162, sont détaillées dans la suite du paragraphe (①, ②, ③, ④, ⑤). Elles ont déjà été introduites dans différents chapitres de la partie I.

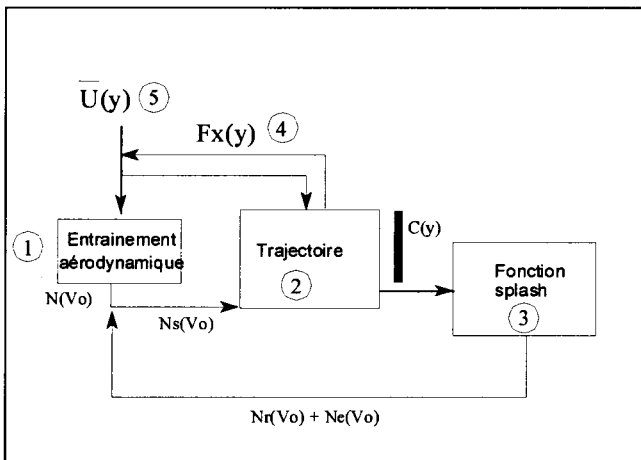


Figure 162 : diagramme schématisant des processus utilisés (Anderson et Haff, 1988)

① **Entraînement aérodynamique**

Le nombre de particules mises en envol par entraînement aérodynamique s'exprime de la façon suivante :

$$N = \zeta (\tau - \tau_{th}) \quad (373)$$

où N est le nombre de particules éjectées par unité de surface et par unité de temps,

ζ est une constante,

τ_{th} est la contrainte de frottement seuil du fluide (N/m^2),

- τ est la contrainte du fluide au niveau du lit de particules (N/m^2),
 ζ est de l'ordre de 10^5 grains par newton et par seconde, les grains étant éjectés avec une vitesse leur permettant d'atteindre une hauteur d'environ un diamètre de particules.

② Trajectoires des particules

Les trajectoires des particules sont déterminées à partir des équations du mouvement :

$$\text{suivant } x : M \frac{du_p}{dt} = \frac{C_D \rho \pi D_p^2}{8} V_R (u_p - \bar{u}) \quad (374)$$

$$\text{suivant } y : M \frac{dv_p}{dt} = - \frac{C_D \rho \pi D_p^2}{8} V_R v_p - Mg \quad (375)$$

$$\text{avec } V_R \text{ vitesse relative de la particule : } V_R = \sqrt{(u_p - \bar{u})^2 + v_p^2} \quad (376)$$

M masse de la particule (kg),

u_p vitesse horizontale de la particule (m/s),

v_p vitesse verticale de la particule (m/s),

D_p diamètre de la particule (m).

Le coefficient de traînée C_D est donné par la relation de Morsi et Alexander (1972).

③ Fonction splash

La fonction *splash* correspond à une description statistique de la reptation et la saltation : elle permet de déterminer le nombre de particules éjectées et la densité de probabilité de la vitesse d'éjection pour une distribution donnée de la vitesse d'impact.

– Le nombre N_r de particules qui rebondissent (*particule identique à la particule "impact" arrivant à une vitesse V_{im}*) avec une vitesse appartenant à la classe des vitesses $[V_{o_i}, dV_o]$ (V_{o_i} étant la vitesse moyenne et dV_o l'amplitude de la classe) est caractérisé par une distribution gaussienne :

$$N_r (V_{o_i}, V_{im}) = Pr \exp\left[-\frac{(V_{o_i} - 0,56 V_{im})^2}{0,2 V_{im}^2}\right] dV_o \quad (377)$$

où Pr est la probabilité de rebond :

$$Pr = 0,95(1 - \exp(-2 V_{im})) \quad (378)$$

– Le nombre N_e de grains éjectés (*particules différentes de la particule "impact" arrivant à une vitesse V_{im}*) avec une vitesse V_{o_i} peut être représenté par une courbe exponentielle :

$$N_e (V_{o_i}, V_{im}) = [(1,75 V_{im}) \exp\left[-\frac{V_{o_i}}{0,25(V_{im})^{0,3}}\right]] dV_o \quad (379)$$

La fonction *splash* concerne les particules qui rebondissent et celles qui sont éjectées.

$$N_s(V_{O_i}, V_{im}) = N_r(V_{O_i}, V_{im}) + N_e(V_{O_i}, V_{im}) \quad (380)$$

L'entraînement aérodynamique (373) et fonction *splash* (380) constituent le modèle d'arrachement des particules.

④ **Détermination de la «contrainte de grain»**

L'équation de conservation de la quantité de mouvement appliquée au volume matériel de fluide $V_m(t)$ fait donc apparaître une force volumique extérieure supplémentaire :

$$\int_{V_m(t)} -F_i dV \quad (381)$$

avec F_i force par unité de volume suivant la direction i due à l'accélération des particules par le fluide.

Dans le cas d'une couche limite dont la vitesse moyenne est parallèle à Ox , établie, permanente et en l'absence de gradient de pression, la projection de la conservation de la quantité de mouvement suivant x aboutit à :

$$\frac{\partial}{\partial y} \tau^t = F_x(y) \quad (382)$$

d'où :

$$\tau^t(y) = \rho u^{2*} - \int_y^{H_{smax}} F_x dy \quad (383)$$

avec H_{smax} hauteur maximale de la trajectoire de saltation (m),

$\gamma^t(y)$ contrainte turbulente (N/m^2).

$$\tau_g(y) = \int_y^{H_{smax}} F_x(y) dy \text{ est appelé "contrainte de grain".}$$

La résolution numérique de l'équation de mouvement de la particule permet de calculer l'accélération horizontale instantanée $a_x(y)$ d'un grain de masse M . Sachant que $f_x(y) = M a_x(y)$, on obtient ainsi la force horizontale d'un grain en fonction de son ordonnée.

En sommant pour une même ordonnée, les parties ascendante et descendante de la trajectoire et en considérant qu'une seule particule ($N_1=1$) est éjectée par unité de surface et de temps avec une vitesse verticale initiale V_1 , on obtient la force volumique $G_x(y|V_1, N_1)$ suivante pour la «trajectoire équivalente» :

$$G_x(y|V_1, N_1) = N_1 M \left[\left(\frac{a_x}{|\bar{v}(y)|V_1} \right)_+ + \left(\frac{a_x}{|\bar{v}(y)|V_1} \right)_- \right] \quad (384)$$

+ et - caractérisent les phases montantes et descendantes de la trajectoire réelle.

La densité de probabilité $\rho(V_1)$ de la vitesse d'éjection verticale V_1 et le nombre réel N de particules éjectées par unité de surface du lit de particules permet d'obtenir l'équation intégrale caractérisant la force volumique $F_x(y)$.

$$F_x(y) = \frac{N}{N_1} \int_0^{\infty} \rho(V_1) G_x(y|V_1, N_1) dv_1 \quad (385)$$

⑤ Modification du profil de vent

La détermination de la contrainte de grain permet de calculer le profil de vitesse du fluide, qui s'obtient par l'équation :

$$\frac{\partial \bar{u}(y)}{\partial y} = \frac{1}{ky} \left[\frac{\rho u_*^2 - \int_y^{H_{smax}} F_x(y) dy}{\rho} \right]^{1/2} \quad (386)$$

2.6.2 À propos d'une utilisation plus générale des concepts développés par Anderson et Haff

Dans le modèle d'Anderson et Haff, il n'y a pas prise en compte de la diffusion turbulente. Cependant la vitesse maximale d'éjection de la particule en saltation est prise égale à $5u_*$, ce qui conduit à des profils de concentration ayant une décroissance exponentielle.

La prise en compte de la diffusion turbulente peut être effectuée en déterminant une hauteur moyenne de saltation pour laquelle la concentration sera calculée.

Anderson et Haff étudient l'évolution du profil de concentration au sein d'une couche limite et le modèle d'arrachement des particules est constitué par la fonction *splash*. Il n'y a pas dans la modélisation développée, de dépôt de particules induisant une variation de hauteur de lit des particules. Mais il est clair que la fonction *splash* constitue aussi, lors d'une diminution de la vitesse de frottement du fluide, un modèle de dépôt.

Dans ce cas l'inertie du phénomène est inclus dans la fonction splash et il n'y aura pas, contrairement aux modèles de Liston (1993, 1994) ou de Uematsu (1989), un dépôt trop rapide de particules.

Cependant :

- pour la neige on ne connaît aucun des paramètres caractérisant la fonction splash même dans le cas simplifié d'une couche limite,
- dans les zones de décollement qui génèrent des dépôts et donc qui nous intéressent tout particulièrement, les trajectoires des particules vont être modifiées, ce qui soulève le problème de la réalisation de la liste de collisions (on ne peut plus utiliser l'approximation $T_s = (2V_1)/g$),

– de même dans ces zones, il ne sera plus possible d'utiliser la simplification $\frac{\partial}{\partial y} \tau^t = F_x(y)$ correspondant au cas de la couche limite établie, permanente, en l'absence de gradient de pression moyenne et dont la vitesse moyenne est parallèle à Ox. Cependant, un certain nombre de tentatives ont été réalisées pour intégrer ce concept au sein d'une modélisation de type eulérienne (voir paragraphe 2.6.3).

2.6.3 Utilisation du concept développé par Anderson et Haff pour la modélisation du transport de la neige par le vent (Gauer, 1997)

L'originalité du modèle numérique de transport de neige par le vent développé par Gauer (1997) réside dans le traitement de la couche de saltation qui intègre de façon simplifiée le concept de la fonction *splash*.

La couche de saltation est décrite par les équations de conservation de la masse (équation (387)) et de la quantité de mouvement (équation (395)).

$$\frac{\partial cV}{\partial t} = - \sum_{i=1}^4 (c\bar{u}_p)_i \cdot \bar{A}_i + Q_{cae} + Q_{cs} - Q_{ct} + Q_{ce} - Q_{cd} \quad (387)$$

avec

- V volume de contrôle (m^3),
- c fraction volumique des particules de neige,
- \bar{A}_i surface verticale du volume de contrôle (m^2),
- \bar{u}_p vitesse de la particule (m/s),
- Q_{cae} flux volumique (m^3/s) pénétrant (du manteau neigeux vers la couche de saltation) dans le volume de contrôle par entraînement aérodynamique,
- Q_{ce} flux volumique (m^3/s) pénétrant (du manteau neigeux vers la couche de saltation) dans le volume de contrôle par entraînement par impact,
- Q_{cd} flux volumique (m^3/s) sortant (de la couche de saltation vers le manteau neigeux) du volume de contrôle par dépôt,
- Q_{cs} flux volumique (m^3/s) pénétrant (de la couche de diffusion vers la couche de saltation) dans le volume de contrôle par sédimentation,
- Q_{ct} flux volumique (m^3/s) sortant (de la couche de saltation vers la couche de diffusion) du volume de contrôle par mise en suspension turbulente.

$$Q_{cs} = c^+ U_F A_t \quad (388)$$

$$Q_t = c^- \max(v' - U_F, 0) A_t - c^+ v' A_t \quad (389)$$

avec c^- et c^+ fraction volumique des particules de neige, respectivement, en dessous et au dessus de la limite entre la couche de saltation et de diffusion turbulente,

- U_F vitesse de chute de la particule de neige (m/s),
 A_t surface du volume de contrôle à la limite entre les deux couches de saltation et de diffusion turbulente (m²),
 v' vitesse fluctuante verticale (m/s).

La vitesse fluctuante est estimée par :

$$w' = \sqrt{\frac{k}{3}} \quad (390)$$

avec k énergie cinétique turbulente.

En appliquant la formulation d'Anderson et Haff (équation 373)

$$Q_{cae} = \zeta (\tau - \tau_{th}) V_p A_s \quad (391)$$

- avec A_s surface du volume de contrôle au niveau de la couche de neige (m²),
 V_p volume de la particule de neige (m³).

Le problème de la modification de la valeur de ζ n'est pas abordé par Gauer.

L'auteur considère que Q_{ce} , le flux volumique de particules de neige pénétrant (du manteau neigeux vers la couche de saltation) dans le volume de contrôle par entraînement par impact est une fonction de l'énergie moyenne de la particule responsable de l'impact \bar{E}_{imp} et de l'énergie de liaison entre les particules constituant la couche de neige E_B . Il introduit la fonction f_e correspondant à la fraction de particules de neige dont l'énergie d'impact est supérieure à E_B , l'énergie nécessaire pour rompre les liaisons entre les particules de surface .

$$Q_{cej} = N_{Epl}(\bar{E}_{imp}, E_B) f_e(\bar{E}_{imp}, E_B) \frac{cV}{t_i} \quad (392)$$

avec $N_{Epl}(\bar{E}_{imp}, E_B)$ nombre de grains éjectés par impact de particules.

L'auteur considère que E_{imp} a une distribution normale et une déviation de $\frac{\bar{E}_{imp}}{2}$ et

$f_e(\bar{E}_{imp}, E_B)$ correspond à la probabilité que \bar{E}_{imp} dépasse E_B .

$\frac{cV}{t_i}$ correspond au nombre d'impact par secondes dans le volume de contrôle

sachant que t_i correspond au temps moyen de saltation.

Le nombre d'éjection est déterminé à partir de considérations énergétiques :

$$N_{Epl}(E_{imp}, E_B) = \frac{E_{imp} - E_0 - E_D}{E_B + E_e} \quad (393)$$

avec E_0 et E_e énergie de la particule qui rebondit et de la particule qui est éjectée.

E_D énergie dissipée dans le manteau neigeux.

Q_{cd} flux volumique (m^3/s) sortant (de la couche de saltation vers le manteau neigeux) du volume de contrôle par dépôt dépend de la probabilité P_r qu'a la particule de rebondir, ce qui se traduit par :

$$Q_{cej} = (1 - P_r) \frac{cV}{t_i} \quad (394)$$

La seconde équation permettant de décrire la couche de saltation est la conservation de la quantité de mouvement.

$$\frac{m_{Ar}(u_{\parallel imp} - u_{\parallel 0})}{t_i} + \frac{m_{Ae}(u_{\parallel imp} - u_{\parallel e})}{t_i} = \tau A_t - \tau_a A_s + m_A g \sin \phi \quad (395)$$

avec τ contrainte du fluide au niveau de la surface A_t (N/m^2).

τ_a contrainte du fluide au niveau de la surface A_s (N/m^2).

L'équation 395 traduit l'échange de quantités de mouvement entre le fluide et les particules.

Les vitesses considérées dans l'équation 395 correspondent aux composantes parallèles à la surface du manteau neigeux et Φ est l'angle de pente du manteau neigeux. m_A est la somme de la masse m_{Ar} de la particule rebondissant durant le temps t_i et de la masse m_{Ae} des particules éjectées durant cette même période.

Les vitesses des particules dans la couche de saltation ne sont pas connues. Aussi, l'auteur, pour pouvoir fermer son système considère que les vitesses de particules sont proportionnelles à la vitesse du fluide au sommet de la couche de saltation :

$$\vec{u}_{pi} \approx a_i \vec{u}(H_s) \quad \text{avec } i = \text{imp}, O, e \text{ etc} \quad (396)$$

avec H_s hauteur de la couche de saltation (m).

Le traitement de la couche de diffusion turbulente est classique (paragraphe 2.2)

2.7 Modèles d'érosion, de transport éolien et de dépôt sur réseaux d'après Masselot (2000)

Masselot (2000) a incorporé la phase solide au modèle fluide sur réseaux (cf. paragraphe 1.4) afin de simuler l'érosion, le transport et le dépôt des particules.

Sur le même réseau Γ que le fluide, les particules solides du site r au temps t qui se déplacent dans la direction c_i sont représentées par $p_i(r,t) \in \mathbb{N}$ et $p_{rest}(r,t)$ contient le nombre de particules au repos sur le site. Vitesse locale du vent et gravité influent sur le comportement de la particule.

2.7.1 Le transport éolien

Les particules sur le site r (non solide) sont soumises à la vitesse locale du fluide $u(r,t) + u_F$ où u_F est la vitesse de chute. En suivant cette vitesse, il est peu probable

que la destination de la particule soit un site du réseau, ce qui constitue une obligation du fait de la méthodologie utilisée. Par conséquent, l'auteur a imaginé un algorithme probabiliste de transport éolien de particules qui satisfait en moyenne un transport exact.

2.7.2 Le dépôt

Lorsqu'une particule se déplace vers un site solide (c'est-à-dire dans la direction c_i depuis le site r si le site $r+c_i$ est solide), elle se dépose. On parle alors d'une particule gelée. Quand un nombre θ_{frz} de particules est atteint sur une cellule, la cellule est solidifiée, sachant que cet état n'est pas définitif, les particules pouvant de nouveau être érodées.

2.7.3 L'érosion

Les particules sont éjectées de la couche supérieure du dépôt avec une probabilité ξ_p , cette probabilité pouvant être multipliée par la vorticité locale du fluide afin de prendre en compte les micro-tourbillons. Une fois éjectées les particules sont transportées.

2.7.4 Résultats

Alors que les modèles d'écoulement sont justifiés théoriquement, car vérifiant les équations de Navier-Stokes, il n'est possible de le faire avec la phase solide. Masselot a donc choisi de démontrer la validité de la méthode en montrant que les résultats obtenus par cette méthodologie étaient cohérents. Il s'agit essentiellement de l'étude :

- de la formation de rides à partir d'un dépôt plat,
- de la distribution de saut de particules en fonction de différentes vitesses de vent,
- de dépôts autour de routes et de l'incidence d'ouvrage de protection (figure 163),
- de dépôts autour de crêtes alpines et de l'influence des toits-buses.

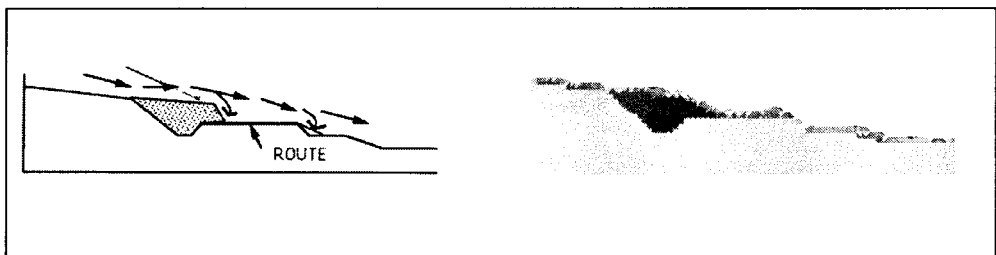


Figure 163 : modélisation de la formation de congères sur un profil routier (Masselot, 2000)

Rappel concernant la notation : une notation en gras correspond à une notation vectorielle.

3. Synthèse

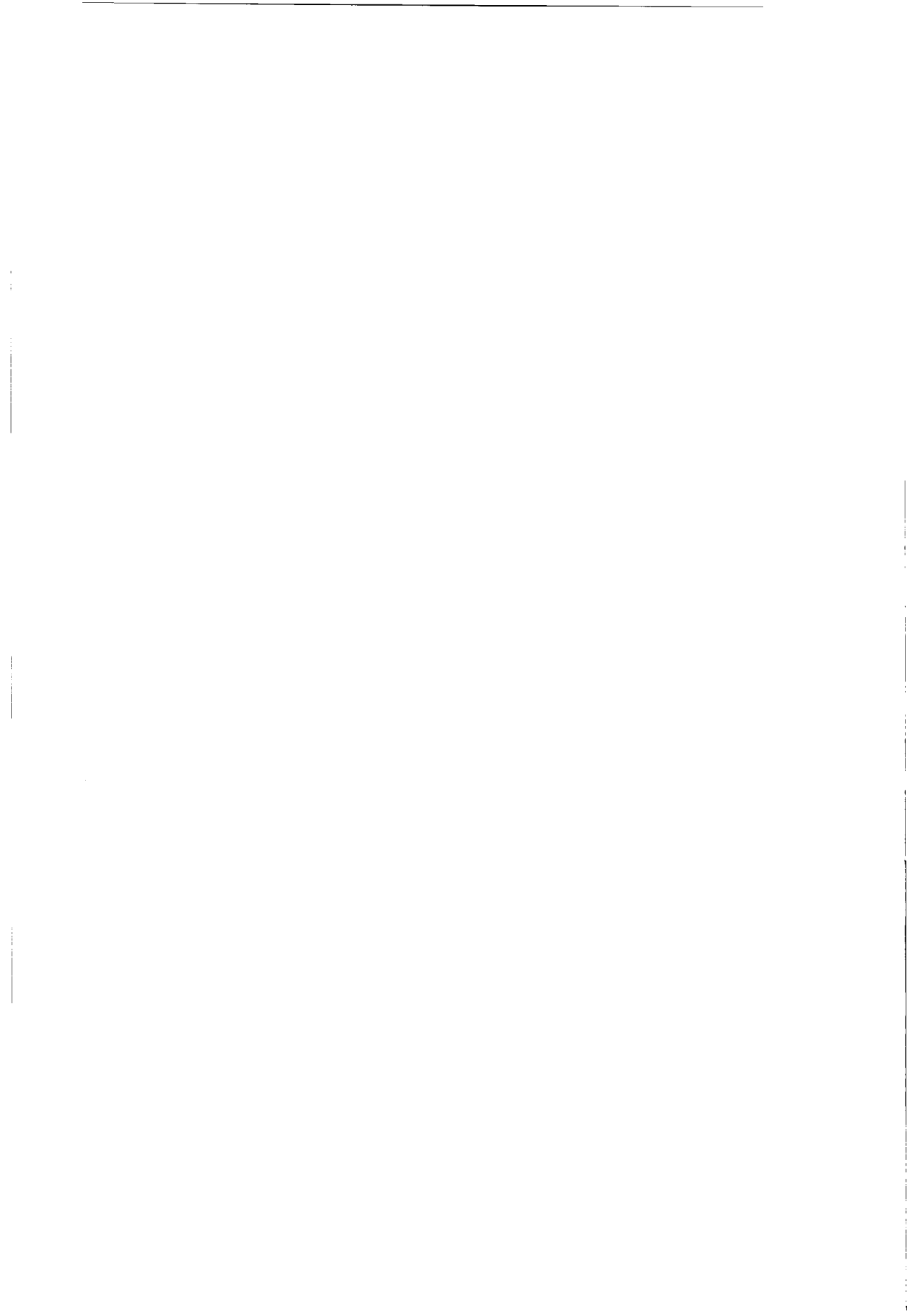
Dans ce chapitre, différents modèles d'arrachement, de transport et de dépôt des particules ont été présentés. Ces modèles se révèlent être plus ou moins complexes et leurs caractéristiques peuvent être synthétisés dans le tableau suivant (*tableau 16*). Notre préférence va au modèle développé par Listen et Brown. Les justifications expérimentales de ce choix seront développées au chapitre 9. Néanmoins, un certain nombre d'améliorations peuvent être apportées concernant notamment les techniques de maillage, les techniques numériques et l'introduction de flux de dépôt et d'érosion.

On entend par modèle de dépôt ou d'arrachement «sans inertie» un modèle dans lequel les particules réagissent de façon instantanée : pour une vitesse de frottement donnée, le débit de particules en saltation correspondant (*qui peut être nul si la vitesse de frottement est inférieure à la vitesse de frottement seuil de dépôt*) est atteint immédiatement.

Masselot	Anderson <i>et al.</i>	Castelle	Uematsu <i>et al.</i> (1989)	Uematsu <i>et al.</i> (1989)	Liston <i>et al.</i> (1994)	Liston <i>et al.</i> (1993)	Iversen		
✓								Reptation	Mécanismes de transport pris en compte
✓			✓	✓	✓	✓	✓	Saltation	
✓			✓		✓			Diffusion turbulente	
✓	✓	✓	✓					Avec «inertie»	Modèle d'arrachement
		✓		✓	✓	✓	✓	Sans «inertie»	
✓	✓		✓					Avec «inertie»	Modèle de dépôt
				✓	✓	✓	✓	Sans «inertie»	
								sable	Particule modélisée
	✓		✓		✓	✓	✓	neige	
✓	✓	✓						couche limite	Écoulement considéré
✓			✓		✓	✓	✓	recirculation	
✓			✓	✓	✓	✓		du fait du dépôt des particules	Modification de l'écoulement pendant le calcul
	✓							du fait de la présence des particules	

Tableau 16 : représentation synthétique des caractéristiques des modèles numériques proposés

***Chapitre 9 – Le modèle NEMO et son
intégration dans une chaîne
de modélisations***



Le dernier chapitre de cet ouvrage décrit la modélisation numérique du transport de neige développé au sein de la division ETNA du Cemagref. Cette modélisation n'a pas la prétention d'être la meilleure, mais est adaptée à nos moyens de calcul et à notre problématique, qui implique un transfert vers l'ingénierie. La mise au point du seul modèle de transport de neige par le vent ne nous semble pas pertinent car il ne peut être utilisé à l'échelle d'un massif. Il a donc été nécessaire de développer un modèle numérique de vent en topographie complexe fonctionnant comme une soufflerie numérique : à partir du vent synoptique, il est possible de déterminer la direction et l'intensité du vent au sol et donc d'utiliser cette donnée comme condition d'entrée du modèle de transport de neige. Cependant pour pouvoir être utilisées pour des applications d'ingénierie ces modélisations doivent être intégrées au sein d'un Système d'informations géographiques.

Le chapitre est donc divisé en trois parties :

- présentation du modèle de vent ARIEL,
- présentation du modèle numérique de transport de neige par le vent NEMO,
- exemple d'intégration de ces deux modélisations au sein d'un SIG pour créer un Outil de localisation du risque de congères (OLRIC).

1. Modélisation du vent en topographie complexe : le modèle ARIEL

Les reliefs montagneux qui nous intéressent ont des dimensions telles qu'aucune théorie simplifiée ne peut s'appliquer. Ces reliefs conditionnent fortement les écoulements atmosphériques au point que les perturbations deviennent du même ordre de grandeur que l'écoulement géostrophique qui les produit. Les canalisations entre les parois que constituent ces reliefs, les effets Venturi produits par les cols, et les ondes de relief sont des exemples qui induisent de fortes variations du vent par rapport aux vents synoptiques. Il est alors évident que pour étudier le champ de vent au sol dans un milieu montagnard en vue de faire un diagnostic des zones menacées par le problème du transport éolien de neige, il faut disposer d'un outil capable de modéliser ces phénomènes complexes. Le développement de ce modèle est l'objet de ce qui va suivre. Mais avant d'aller plus loin, il serait dommage de ne pas exposer succinctement une méthode de calcul de l'interaction du vent avec les reliefs de faibles dimensions. Il s'agit de la théorie linéaire qui fera l'objet du paragraphe suivant.

1.1 Modélisation linéarisée

Une méthode intéressante pour calculer les écoulements au dessus de colline est l'approche linéaire. Proposée par Jackson et Hunt (1975) pour les écoulements bi-dimensionnels et par Mason et Sykes (1979) pour les écoulements tri-dimensionnels, elle consiste en l'utilisation de la théorie linéaire qui traite des

faibles perturbations par rapport à un état de référence dans la couche de surface. Dans cette théorie, la couche limite atmosphérique est divisée en deux régions : la région interne caractérisée par un cisaillement significatif et la couche externe caractérisée par d'importantes perturbations de pressions. Les équations du mouvement sont linéarisées dans chacune des régions et sont résolues en utilisant une transformée de Fourier pour les variations horizontales et une solution analytique pour les variations verticales. Cette théorie linéaire a été affinée par Walsmley *et al.* (1982), Taylor *et al.* (1983) et Walsmley et Salmon (1984). Dans le cas bidimensionnel, on obtient pour la perturbation (\hat{w}), sur la vitesse verticale (w), les équations suivantes :

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + I^2(z) \hat{w} = 0,$$
$$\hat{w} = \sqrt{\rho / \rho_0} \Delta w \quad (397)$$
$$I^2(z) = \frac{N^2}{U^2}$$

où N est la fréquence de Brunt Vaisala,
 U est la vitesse horizontale de référence,
 w est la perturbation de la vitesse verticale.

Ce type de modèle ne demande pas de moyens informatiques importants et permet d'accéder à un résultat "raisonnable", suffisant pour certaines applications. Cependant, pour que la théorie linéaire soit valide, on ne peut traiter que de petites perturbations. La solution de ces équations étant obtenue grâce aux transformées de Fourier, qui requièrent des conditions aux limites périodiques, le domaine d'application de cette théorie s'en trouve encore plus limité. Ce genre de modèle ne peut évidemment pas répondre de façon pertinente aux problèmes posés par les écoulements atmosphériques en terrain à topographie complexe où les modifications apportées par le relief sont du même niveau que le vent lui-même et de ce fait ne peuvent pas être considérées comme de faibles perturbations.

1.2 Modélisation du vent en topographie complexe : développement d'une nouvelle formulation

Il s'agit ici d'établir les équations de conservation qui régissent l'écoulement dans l'atmosphère. On fait l'hypothèse, communément acceptée (Soufflant, 1985, Butty, 1988, Janvier, 1990), que l'air est un gaz parfait, sec et newtonien. Il est caractérisé par les propriétés physiques suivantes :

- la viscosité moléculaire,
- la constante des gaz parfaits compressibles R ,
- la chaleur spécifique à pression constante C_p ,
- la chaleur spécifique à volume constant C_v .

avec :

ρ la masse volumique ($kg.m^{-3}$),

\vec{u} la vitesse ($m.s^{-1}$),

p la pression (Pa),

T la température ($^{\circ}K$),

E l'énergie totale (J) avec $E = \rho C_v T + \frac{1}{2} \rho \|\vec{u}\|^2$,

H l'enthalpie avec $H = \frac{E + p}{\rho}$.

On définit les grandeurs moyennes suivantes :

- la température moyenne $T_m = \frac{1}{V} \int_V T dv$

- la densité moyenne $\rho_m = \frac{1}{V} \int_V \rho dv$

On définit une atmosphère de référence par ρ_n et T_n qui sont respectivement la densité de référence et la température de référence. On suppose que cette atmosphère est hydrostatique :

$$\vec{\nabla}(\rho_n R T_n) = \rho_n \vec{g} \quad (398)$$

Nous allons travailler dans le système d'axe (x,y,z) défini par $(x$: ouest-est, y : sud-nord et z : verticale ascendante).

1.2.1 Equations de base

L'air est considéré comme un gaz parfait. Cette hypothèse s'écrit :

$$p = \rho RT \quad (399)$$

Les équations de conservation de la mécanique des fluides d'un fluide newtonien compressible sont :

- la conservation de la masse : $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0$ (400)

- la conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \text{div}((\rho \vec{u}), \vec{u}) + \vec{\nabla} p = \rho \vec{g} + \text{div}(\mu \vec{\nabla} \vec{u}) + \vec{F}_c \quad (401)$$

avec \vec{F}_c est la force de Coriolis liée à la rotation de la terre.

- la conservation de l'énergie : $\frac{\partial(E)}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{u} H) = \rho \vec{g} \vec{u} + \text{div}(\xi \vec{\nabla} \vec{u}) + \vec{F}_c \vec{u}$ (402)

Ces équations sont écrites sous la forme la plus générale pour un fluide newtonien compressible. Par la suite, nous allons analyser chaque terme pour aboutir à une forme plus adaptée aux écoulements atmosphériques.

1.2.2 Traitement de la force de Coriolis

Pour le traitement de la force de Coriolis, nous rappelons qu'étant donnée l'extension horizontale des domaines que nous aurons à étudier (de l'ordre de 25 km), le nombre de Rossby associé à l'écoulement est de l'ordre de 10. Ce nombre représente le rapport de la force d'inertie à la force de Coriolis. Il n'est donc pas suffisamment grand pour nous permettre de négliger la force de Coriolis. Aux échelles synoptiques et en première approximation, les équations du mouvement sont dominées par l'équilibre entre les forces de pression et la force de Coriolis. Cet équilibre est appelé équilibre géostrophique. Il est défini par :

$$\vec{\nabla} p_g = \vec{F}_c \quad (403)$$

C'est cet équilibre qui gouverne la force et la direction du vent en altitude. La force de Coriolis s'écrit en fonction de la vitesse de rotation de la terre et de la vitesse de l'écoulement.

$$\vec{F}_c = -2\Omega \wedge \vec{u} \quad (404)$$

Il faut donc introduire la force de Coriolis et le gradient horizontal de pression qui en résulte. Ce dernier doit être introduit comme une condition initiale. L'atmosphère de référence doit comporter, en plus de la stratification verticale, un gradient de pression horizontal perpendiculaire au vent. On introduit le gradient horizontal de la pression de référence sous forme d'un champ de vent.

$$\vec{u}_g = u_g \vec{i} + v_g \vec{j} \quad (405)$$

$$\text{tel que } \begin{cases} \frac{\partial p_g}{\partial x} = \rho_m f (v - v_g) \\ \frac{\partial p_g}{\partial y} = \rho_m f (u - u_g) \end{cases} \quad (406)$$

La valeur du vent géostrophique est généralement donnée par une analyse météorologique. En l'absence de cette information nous utiliserons le vent mesuré en altitude par un radiosondage.

1.2.3 Changement de variables et première simplification

Afin de travailler par rapport à l'atmosphère de référence nous allons utiliser les variables suivantes :

$$\text{La densité est normalisée par la densité initiale : } \rho^* = \frac{\rho}{\rho_n} \quad (407)$$

$$\text{La température est remplacée par : } T = T_n + (T^* - T_m) \quad (408)$$

$$T^* = T_m + (T - T_n) \quad (409)$$

Ce choix de variables sera très intéressant pour la suite des calculs, et permettra, dans la formulation finale, de mettre en évidence les principaux phénomènes qui gouvernent les écoulements atmosphériques.

La pression de référence est hydrostatique, d'où :

$$\bar{\nabla}(\rho_n RT_n) = \rho_n \bar{g} \quad (410)$$

$$RT_n \bar{\nabla}(\rho_n) + \rho_n R \bar{\nabla}(T_n) = \rho_n \bar{g} \quad (411)$$

$$\frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} = \frac{1}{RT_n} [\bar{g} - R \bar{\nabla} T_n] \quad (412)$$

Au voisinage de la neutralité thermique le gradient de température s'écrit :

$$\bar{\nabla} T_n \approx \frac{-\bar{g}}{C_p} \quad (413)$$

$$\frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} = \frac{1}{RT_n} \left[\bar{g} - R \frac{-\bar{g}}{C_p} \right] = \frac{\bar{g}}{RT_n} \left[1 - \frac{R}{C_p} \right] \quad (414)$$

Comme $\frac{R}{C_p} \ll 1$ alors : $\frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \approx \frac{\bar{g}}{RT_n}$ (415)

1.2.4 Nouvelles formulations des lois de conservation

1.2.4.1 Conservation de la masse

Le changement de variables appliqué à l'équation de conservation de la masse, permet d'écrire :

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \text{div}(\rho^* \bar{u}) = -\rho^* \bar{u} \cdot \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \quad (416)$$

1.2.4.2 Conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} + \text{div}((\rho \bar{u}) \cdot \bar{u}) + \bar{\nabla} p = \rho \bar{g} + \text{div}(\mu \bar{\nabla} \bar{u}) + \bar{F}_c \quad (417)$$

(1).....(2).....(3).....(4).....(5).....(6)

avec :

$$\frac{\partial(\rho \bar{u})}{\partial t} = \rho_n \frac{\partial(\rho^* \bar{u})}{\partial t} \quad (418)$$

$$\text{div}((\rho \bar{u}) \cdot \bar{u}) = \rho_n \text{div}((\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u}) + (\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u} \cdot \bar{\nabla} \rho_n = \rho_n \left[\text{div}((\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u}) + (\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u} \cdot \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \right] \quad (419)$$

$$\bar{\nabla}(\rho RT) = \bar{\nabla}(R \rho_n \rho^* (T_n + T^* - T_m)) = \bar{\nabla}(\rho^* \rho_n RT_n) + \bar{\nabla}(\rho_n \rho^* RT^*) - \bar{\nabla}(\rho^* \rho_n RT_m) \quad (420)$$

$$\bar{\nabla}(\rho^* \rho_n RT_n) = \rho^* \bar{\nabla}(\rho_n RT_n) + \rho_n RT_n \bar{\nabla} \rho^* = \rho_n [\rho^* \bar{g}] + \rho_n RT_n \bar{\nabla} \rho^* \quad (421)$$

$$\bar{\nabla}(\rho_n \rho^* RT^*) = \rho_n \bar{\nabla}(\rho^* RT^*) + \rho^* RT^* \bar{\nabla}(\rho_n) = \rho_n \left[\bar{\nabla}(\rho^* RT^*) + \rho^* RT^* \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] \quad (422)$$

$$-\bar{\nabla}(\rho^* \rho_n RT_m) = -\left[\rho_n \bar{\nabla}(\rho^* RT_m) + \rho^* RT_m \bar{\nabla}\rho_n \right] = -\rho_n \left[RT_m \bar{\nabla}\rho^* + \rho^* RT_m \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] \quad (423)$$

donc :

$$\bar{\nabla}(\rho RT) = \rho_n \left[\rho^* \bar{g} + \bar{\nabla}(\rho^* RT^*) + \rho^* R(T^* - T^m) \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} + R(T^n - T^m) \bar{\nabla}\rho^* \right] \quad (424)$$

Compte tenu de la faible compressibilité de l'air et du fait que $(T^n - T^m)$ est négligeable devant T^* , le terme $\rho_n R(T^n - T^m) \bar{\nabla}\rho^*$ est négligeable devant les autres termes de l'équation.

Cette simplification permet d'écrire le terme (3) sous la forme :

$$\bar{\nabla}(\rho RT) = \rho_n \left[\rho^* \bar{g} + \bar{\nabla}(\rho^* RT^*) + \rho^* R(T^* - T^m) \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] \quad (425)$$

Le terme (4), qui correspond à la force de gravité, s'écrit :

$$\rho \bar{g} = \rho_n \rho^* \bar{g} \quad (426)$$

Le terme (5), de diffusion moléculaire, s'écrit :

$$\text{div}(\mu \bar{\nabla} \bar{u}) = \text{div}(\rho_n \rho^* \nu \bar{\nabla} \bar{u}) = \rho_n \left[\text{div}(\rho^* \nu \bar{\nabla} \bar{u}) + \rho^* \nu (\bar{\nabla} \bar{u}) \cdot \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] \quad (427)$$

Compte tenu de la forte turbulence des écoulements atmosphériques, ce terme sera négligé ultérieurement.

Le terme (6) correspondant à la force de Coriolis s'écrit :

$$\bar{F}_c = \rho_n \rho^* f(v - v_g, u - u_g, 0)^t \quad (428)$$

La conservation de la quantité de mouvement s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho^* \bar{u})}{\partial t} + \text{div}((\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u}) + \bar{\nabla}(\rho^* RT^*) &= - \left[\rho^* R(T^* - T^m) \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] - \left[(\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u} \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] \\ &+ \rho^* f \begin{bmatrix} v - v_g \\ u - u_g \\ 0 \end{bmatrix} + \text{div}(\rho^* \nu \bar{\nabla} \bar{u}) \end{aligned} \quad (429)$$

Et compte tenu du fait que $\frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \approx \frac{\bar{g}}{RT_n}$, alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho^* \bar{u})}{\partial t} + \text{div}((\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u}) + \bar{\nabla}(\rho^* RT^*) &= - \left[\rho^* \bar{g} \frac{T^* - T^m}{T_n} \right] - \left[(\rho^* \bar{u}) \cdot \bar{u} \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] \\ &+ \rho^* f \begin{bmatrix} v - v_g \\ u - u_g \\ 0 \end{bmatrix} + \text{div}(\rho^* \nu \bar{\nabla} \bar{u}) \end{aligned} \quad (430)$$

Dans cette formulation de la conservation de la quantité de mouvement, on retrouve le terme de "flottabilité" provoquée par les forces d'Archimède dues à la variation de densité avec la température. Ce terme est ici représenté par une force proportionnelle à la fluctuation de la température par rapport à la température initiale.

$$\text{Elle s'écrit } \rho^* \bar{g} \frac{T^* - T^m}{T_n} \quad (431)$$

1.2.4.3 Conservation de l'énergie totale

En omettant la diffusion moléculaire de l'énergie, avec les nouvelles variables la conservation de l'énergie totale s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \text{div}(\bar{u}E) + \text{div}(\bar{u}p) = \rho^* \bar{g} \bar{u} + \bar{F}_c \bar{u} \quad (432)$$

(1).....(2).....(3).....(4).....(5)

$$\text{En posant } E^* = \rho^* C_v T^* + \frac{1}{2} \rho^* \|\bar{u}\|^2 = \frac{E}{\rho_n} - \rho^* C_v (T_n - T_m) \quad (433)$$

le terme (1) s'écrit :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = \rho_n \left[\frac{\partial E^*}{\partial t} + C_v (T_n - T_m) \frac{\partial \rho^*}{\partial t} \right] \quad (434)$$

le terme (2) s'écrit :

$$\text{div}(\bar{u}E) = \text{div}(\rho_n \bar{u} E^*) + \text{div}(\rho_n \bar{u} C_v (T_n - T_m)) \quad (435)$$

$$\text{div}(\bar{u}E) = \rho_n \text{div}(\bar{u} E^*) + \bar{u} E \bar{\nabla} \rho_n + \rho_n \text{div}(\rho^* \bar{u} C_v (T_n - T_m)) + \rho^* \bar{u} C_v (T_n - T_m) \bar{\nabla} \rho_n \quad (436)$$

$$\begin{aligned} \text{div}(\bar{u}E) &= \rho_n (\text{div}(\bar{u} E^* + C_v (T_n - T_m) \text{div}(\rho^* \bar{u})) + \rho^* \bar{u} \bar{\nabla} (T_n - T_m)) \\ &+ \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} (\bar{u} E^* + \rho^* C_v (T_n - T_m)) \end{aligned} \quad (437)$$

le terme (3) s'écrit :

$$\text{div}(p\bar{u}) = \text{div}(\rho_n \rho^* R (T^* + (T_n - T_m)) \bar{u}) \quad (438)$$

$$\text{div}(p\bar{u}) = \text{div}(\rho_n \rho^* R T^* \bar{u}) + \text{div}(\rho_n \rho^* R (T_n - T_m) \bar{u}) \quad (439)$$

$$\text{div}(p\bar{u}) = \rho_n \left[\text{div}(\rho^* R T^* \bar{u}) + \rho^* R T^* \bar{u} \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \right] \quad (440)$$

$$+ \rho_n \left[\rho^* \bar{u} R (T_n - T_m) + R (T_n - T_m) \text{div}(\rho^* \bar{u}) + \rho^* R (T_n - T_m) \bar{u} \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \right]$$

le terme (4) s'écrit :

$$\rho^* \bar{g} \bar{u} = \rho_n \rho^* \bar{g} \bar{u} \quad (441)$$

le terme (5) s'écrit :

$$\rho f(v - v_g, u - u_g, 0)^t \bar{u} = \rho_n \rho^* f(v - v_g, u - u_g, 0)^t \bar{u} \quad (442)$$

Le terme de diffusion moléculaire est négligeable (*écoulement turbulent*), et ne sera pas développé.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} + C_v(T_n - T_m) \frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \text{div}(\bar{u} E^*) + C_v(T_n - T_m) \text{div}(\rho^* \bar{u}) + \rho^* \bar{u} C_v \bar{\nabla}(T_n - T_m) \\ & + \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \bar{u} [E^* + \rho^* C_v(T_n - T_m)] + \text{div}(\rho^* R T^* \bar{u}) + \rho^* R T^* \bar{u} \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \\ & + \rho^* \bar{u} R \bar{\nabla}(T_n - T_m) + R(T_n - T_m) \text{div}(\rho^* \bar{u}) + \rho^* R(T_n - T_m) \bar{u} \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \\ & = \rho^* \bar{g} \bar{u} + \rho^* f(v - v_g, u - u_g, 0)^t \bar{u} \end{aligned} \quad (443)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} + \text{div}(\bar{u} E^*) + \text{div}(\rho^* R T^* \bar{u}) + C_v(T_n - T_m) \left(\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \text{div}(\rho^* \bar{u}) \right) \\ & + \rho^* \bar{u} C_p \bar{\nabla}(T_n - T_m) - \rho^* \bar{g} \bar{u} + R(T_n - T_m) \text{div}(\rho^* \bar{u}) \\ & + \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \bar{u} [E^* + \rho^* C_v(T_n - T_m) + \rho^* R(T_n - T_m)] + \rho^* R T^* \bar{u} \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \\ & = \rho^* f(v - v_g, u - u_g, 0)^t \bar{u} \end{aligned} \quad (444)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} + \text{div}(\bar{u} E^*) + \text{div}(\rho^* R T^* \bar{u}) - \rho^* C_v(T_n - T_m) \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \bar{u} + \rho^* C_v(T_n - T_m) \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \bar{u} \\ & + \rho^* \bar{u} C_p \left(\bar{\nabla} T_n - \frac{\bar{g}}{C_p} \right) + R(T_n - T_m) \text{div}(\rho^* \bar{u}) + \rho^* R T^* \bar{u} \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \\ & + \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \bar{u} E^* = \rho^* f(v - v_g, u - u_g, 0)^t \bar{u} \end{aligned} \quad (445)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} + \text{div}(\bar{u} E^*) + \text{div}(\rho^* R T^* \bar{u}) + R(T_n - T_m) \frac{\partial \rho^*}{\partial t} \\ & = -\rho^* \bar{u} C_p \left(\bar{\nabla} T_n - \frac{\bar{g}}{C_p} \right) + \rho^* f(v - v_g, u - u_g, 0)^t \bar{u} - \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \bar{u} E^* \end{aligned} \quad (446)$$

Compte tenu de la faible compressibilité de l'air et du fait que $(T_n - T_m)$ est négligeable devant T^* , le terme $\rho_n [R(T_n - T_m) \bar{\nabla} \rho^*]$ est négligeable devant les autres termes.

L'équation de l'énergie devient :

$$\frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} + \text{div}(\bar{u}E^*) + \text{div}(\rho^*RT^*\bar{u}) = -\rho^*\bar{u}C_p(\bar{\nabla}T_n - \frac{\bar{g}}{C_p}) + \rho^*f(v-v_g, u-u_g, 0)^t \bar{u} - \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \bar{u}E^* \quad (447)$$

1.2.5 Système d'équations final

Le système d'équations final s'écrit :

– pour la conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \text{div}(\rho^*\bar{u}) = -\rho^*\bar{u} \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \quad (448)$$

– pour la conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial(\rho^*\bar{u})}{\partial t} + \text{div}((\rho^*\bar{u}).\bar{u}) + \bar{\nabla}(\rho^*RT^*) = -\left[\rho^*\bar{g} \frac{T^* - T^m}{T_n} \right] - \left[(\rho^*\bar{u}).\bar{u} \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \right] + \rho^*f \begin{bmatrix} v-v_g \\ u-u_g \\ 0 \end{bmatrix} + \text{div}(\rho^*v\bar{\nabla}\bar{u}) \quad (449)$$

– pour la conservation de l'énergie

$$\frac{\partial \mathcal{E}^*}{\partial t} + \text{div}(\bar{u}E^*) + \text{div}(\rho^*RT^*\bar{u}) = -\rho^*\bar{u}C_p(\bar{\nabla}T_n - \frac{\bar{g}}{C_p}) + \rho^*f(v-v_g, u-u_g, 0)^t \bar{u} - \frac{\bar{\nabla}\rho_n}{\rho_n} \bar{u}E^* \quad (450)$$

Il est à noter que les grandeurs en (*) vérifient entre elles les mêmes lois que les grandeurs initiales :

$$\rho^* = \rho^*RT^*, \quad E^* = \rho^*C_vT + \frac{1}{2}\rho^*\|\bar{u}\|^2, \text{ etc.}$$

Avec ces nouvelles variables, on peut utiliser l'ensemble des outils numériques développés dans le cas des écoulements compressibles.

1.2.6 Adimensionnalisation des équations

Si on adimensionnalise l'équation de conservation de la quantité de mouvement, par les grandeurs caractéristiques que sont H la hauteur de la couche limite et U la vitesse caractéristique de la couche limite, on obtient :

$$\frac{\partial(\rho^* \bar{u}^*)}{\partial t^*} + \text{div}((\rho^* \bar{u}^*) \cdot \bar{u}^*) + \bar{\nabla} \cdot (\rho^* R T^*) =$$

$$-\frac{\|g\|L}{U} \left[\rho^* \frac{\bar{g}}{\|g\|} \frac{T^* - T^m}{T_n} \right] - \left[(\rho^* \bar{u}^*) \cdot \bar{u}^* \frac{\bar{\nabla} \rho_n}{\rho_n} \right] + \rho^* \frac{fL}{U} \begin{bmatrix} v^* - v_g^* \\ u^* - u_g^* \\ 0 \end{bmatrix} + \frac{\nu}{LU} \text{div}(\rho^* \bar{\nabla} \bar{u}^*) \quad (451)$$

On voit apparaître trois nombres sans dimension qui sont le nombre de Reynolds

$$R_e = \left[\frac{\nu}{LU} \right]^{-1}, \quad \text{le nombre de Froude } F_L = \left[\frac{\|g\|L}{U} \right]^{-1}, \quad \text{et le nombre de Rossby}$$

$$R_R = \left[\frac{fL}{U} \right]^{-1}.$$

Lors d'une étude sur modèles réduits, ces trois nombres doivent être respectés entre la maquette et la nature.

Dans le cas des vents forts, l'échelle des maquettes est de l'ordre de $5 \cdot 10^5$ ce qui conduit à un nombre de Reynolds 10^4 fois plus faible que dans l'atmosphère. Cependant, il est communément admis, que ce nombre n'intervient que comme une valeur critique séparant des régimes d'écoulements différents. Il faut donc s'assurer que les écoulements en maquette sont suffisamment turbulents pour être considérés comme conformes aux écoulements atmosphériques (*turbulence pleinement développée*). Par ailleurs, on admet que compte tenu de la faible extension du domaine d'étude et des effets inertiels produits par l'interaction entre l'air et le relief, la force de Coriolis est négligeable devant la force d'inertie.

Pour la similitude de Froude, dans le cas des vents forts, le brassage induit par la turbulence entraîne une atmosphère neutre. Ce comportement est parfaitement reproduit par l'écoulement d'eau isotherme.

Cependant, en ce qui concerne la modélisation physique, trois problèmes subsistent :

- l'écoulement à imposer en entrée du domaine doit être de type couche limite pleinement développée et établie ; ceci implique une zone de création de cette couche limite d'un ordre de grandeur plus longue que la maquette.
- le coût des expérimentations (*temps, maquette et instrumentation*) est élevé (de l'ordre de 400 KF pour l'étude du massif des Maures).
- la restitution de la rugosité de terrain sur la maquette est délicate. Pour obtenir un écoulement similaire à une couche limite de surface, et donc un écoulement aérodynamiquement rugueux Schlichting (1968) recommande de respecter la condition :

$$\frac{u \cdot z_0}{\nu} > 5 \quad (452)$$

Malheureusement, quand nous appliquons la réduction géométrique aux composantes du couvert de surface (*arbres, rochers, herbes, etc.*), il est toujours difficile de satisfaire la relation (449). Il faut alors travailler avec un écoulement aérodynamiquement lisse ou encore accroître artificiellement la rugosité de surface

et créer une distorsion par rapport à la réalité. La première option ne permet pas de modéliser correctement l'écoulement près de la surface et les problèmes de recirculation. Dans le cas de la deuxième option, la couche de surface se trouve théoriquement à l'intérieur des rugosités.

Bien que nous disposions d'une veine liquide, l'existence de ces difficultés a été la raison qui nous a poussé à développer la modélisation numérique du vent.

1.3 Simulation de la turbulence atmosphérique

La simulation directe de la turbulence doit prendre en compte toutes les échelles du mouvement ; des plus grandes imposées par les conditions aux limites du domaine aux plus petites responsables de la dissipation visqueuse. Le nombre de degrés de libertés nécessaires pour représenter un écoulement turbulent est de l'ordre de $R_l^{9/4}$ où R_l est le nombre de Reynolds basé sur l'échelle intégrale. En général, le nombre de Reynolds rencontré dans les situations naturelles est très grand. Lesieur (1990) écrivait qu'il n'y avait pas d'espoir dans le futur proche d'envisager une simulation directe des écoulements atmosphériques de l'échelle planétaire (*plusieurs milliers de kilomètres*) à l'échelle de dissipation de Kolmogorov (*quelques millimètres*), car ceci demanderait 10^{20} degrés de liberté à traiter, sachant en plus que toutes ces échelles interagissent entre elles de manière non-linéaire. La conclusion est qu'il n'est pas possible, dans l'état actuel du développement de l'informatique, de simuler explicitement toutes les échelles.

Généralement les scientifiques, et surtout les ingénieurs, ne sont intéressés que par la description des grandes échelles, qui dans la plupart des cas, contiennent les informations recherchées en termes de transfert de quantité de mouvement et de chaleur. De ce fait, ce ne sont souvent que ces échelles là que l'on cherchera à modéliser par ordinateur. Ce type de simulation nécessite tout de même une représentation de l'échange d'énergie entre les grandes échelles et les échelles non explicitement simulées.

Dans les trente dernières années, la simulation numérique de la turbulence a connu un intérêt croissant. Deux approches distinctes ont été développées. La première concerne les modèles basés sur une approche statistique de la turbulence et construite essentiellement sur la détermination de l'énergie turbulente et de la dissipation turbulente. Cette méthode a largement été utilisée par Launder et Spalding (1974), et appliquée aux écoulements atmosphériques par plusieurs auteurs dont Raithby et al. (1987), Janvier (1988), Butty, (1990). La seconde utilise le concept de LES « Large Eddy Simulation ». Dans ce type de simulation, seules les structures dont la dimension est supérieure à la taille de la maille de calcul sont simulées. Les plus petites sont modélisées. Moeng (1986), Souffland (1987), Mason (1989), entre autres, ont appliqué la méthode LES à l'étude de l'écoulement dans la couche limite atmosphérique. Chacun a utilisé un code différent en termes de discrétisation spatiale, mais la représentation de la turbulence et la fermeture sous-maille sont grossièrement similaires à la description de Deardorf (1972). Les modèles sous-mailles les plus utilisés sont des variantes du modèle de Smagorinski (1963).

1.3.1 Modèle de type k-ε

Le modèle k-ε a été détaillé au chapitre précédent. Dans le cas des vents forts, les termes provenant de la flottabilité sont faibles et de ce fait, seront négligés devant la génération de la turbulence par le cisaillement. Ce modèle, sous sa forme finale (*sans flottabilité*), a été proposé par Launder et Spalding (1974) qui recommandaient d'utiliser les coefficients suivants :

$$C_\mu=0.09, C_1=1.44, C_2=1.92, \sigma_k=1.0 \text{ et } \sigma_\varepsilon=1.3$$

Ces valeurs ont été choisies pour assurer une bonne prédiction des écoulements à turbulence isotropique et homogène. Elles ont permis de reproduire finement une large gamme d'écoulements de laboratoire générés par des écoulements près de parois.

Plusieurs auteurs ont apporté des modifications de la valeur de C_μ pour les écoulements atmosphériques. Si on considère l'écoulement près du sol en équilibre local, la contrainte de cisaillement est à peu près constante avec l'altitude et la génération de la turbulence est localement compensée par la dissipation. Cette approximation peut s'écrire :

$$\tau = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (453)$$

où \bar{u} est la vitesse parallèle à la surface.

La dissipation est donnée par :

$$\varepsilon = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (454)$$

Si on pose $u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$, alors on obtient près de la surface :

$$\frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} \quad (455)$$

En utilisant les mesures de laboratoire sur une plaque lisse, Klebanoff (1955), a obtenu $\frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} = 3.33$ qui est en accord avec $C_\mu=0.09$. Townsend (1976) a

montré que cette valeur varie entre les écoulements de laboratoires et les écoulements atmosphériques. Panofsky et Dutton (1984) ont exploité les mesures de plusieurs études et ont conclu que $\frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{C_\mu}} = 5.48$, ce qui donne $C_\mu=0,033$.

C'est cette valeur que nous avons adoptée dans notre modélisation.

1.3.2 Modèle de type LES

Nous présentons ici une description très succincte de la méthode LES. On suppose une discrétisation de l'écoulement sur une grille régulière cubique de pas d'espace Δx . Au champ x défini dans l'espace continu, est associé un champ filtré

à l'aide du filtre $H\Delta x$ qui est un filtre Gaussien de largeur Δx . Le champ filtré est appelé champ grandes échelles. Il est défini par : $\bar{u} = \bar{u}(x,t) * H_{\Delta x}$ (* représente le produit de convolution).

Les fluctuations aux échelles plus petites que Δx (dites champ sous-maille) sont données par :

$$\bar{u}' = \bar{u}(x,t) - \bar{u} \quad (456)$$

L'application du filtre aux équations dynamiques donne :

$$\frac{d(\rho u_i)}{dt} + \bar{\nabla} p = \bar{\nabla}(\nu \text{div} \rho \bar{u}) - \bar{\nabla}(\bar{u}' \cdot \bar{u}') + \dots \quad (457)$$

Le champ filtré, construit pour éliminer les petites échelles, est solution de ce système d'équations. Il peut être résolu simplement par ordinateur à condition de modéliser les termes nouveaux qui apparaissent. Pour plus de détails sur cette approche, on peut se référer à Rogallo et Monin (1984) et Lesieur (1991). Le modèle de fermeture le plus utilisé est sans conteste celui proposé par Smagorinsky (1963). Il utilise le concept de viscosité tourbillonnaire, exactement comme ce qui a été fait pour les contraintes de Reynolds. Les équations deviennent :

$$\frac{d(\rho u_i)}{dt} + \bar{\nabla} p = \bar{\nabla}((\nu + \nu_t) \text{div}(\rho \bar{u})) \quad (458)$$

Smagorinsky a proposé d'utiliser la formulation suivante pour la viscosité turbulente :

$$\nu_t \propto k_t \approx \Delta x^2 \left[\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (459)$$

avec une sommation des indices répétés. Cette formulation a donné beaucoup de satisfactions pour les écoulements atmosphériques. Nous l'avons donc intégré dans le modèle numérique. Il faut signaler ici, qu'elle permet de réduire le nombre de calculs, puisque nous n'avons plus besoin de résoudre les équations de bilan de l'énergie turbulente et de la dissipation turbulente.

1.4 Résolution numérique

Les équations dynamiques issues des lois de conservation de la mécanique des fluides ont été écrites pour l'étude des écoulements de vents forts en montagne. Nous avons volontairement gardé les équations compressibles car le nombre de Mach des écoulements de vents forts peut atteindre 0,3, ce qui fragilise l'hypothèse d'incompressibilité. L'hypothèse d'incompressibilité va transformer l'équation de conservation de la masse en une équation elliptique de la pression. Cela nous oblige à adopter une discrétisation spatiale décalée entre les grandeurs vectorielles et les grandeurs scalaires. La résolution par des schémas numériques de type SIMPLE, proposés à l'origine par Patankar (1969), est une résolution implicite qui couple la résolution de l'équation de pression et des équations de transport et de diffusion. Cela revient à résoudre des systèmes non linéaires par des méthodes plus ou moins rapides basées sur le couplage de Newton-Raphson

et de la résolution de systèmes linéaires. La résolution par cette méthode est assez gourmande en puissance de calcul et en place mémoire.

Les schémas numériques explicites appliqués aux systèmes hyperboliques non linéaires, nous ont permis de résoudre le problème compressible plutôt que de considérer l'hypothèse d'incompressibilité et de résoudre les équations par des schémas de type SIMPLE. En effet, bien que le pas de temps de calcul soit dix fois plus faible entre un schéma explicite et un schéma implicite, le fait que la résolution par un schéma explicite ne nécessite pas de résolution de système matriciel non linéaire rend cette méthode très compétitive. De plus, elle est très peu gourmande en terme de mémoire et permet de ce fait de traiter des domaines beaucoup plus étendus. Par ailleurs, les schémas numériques que nous allons employer en résolution explicite ont des bases théoriques beaucoup plus solides que les schémas implicites. Quand ils sont bien implémentés, au second ordre en espace et en temps, ils offrent des précisions remarquables et permettent de simuler des écoulements sur des topographies naturelles, avec des variations fortes des pentes et des couverts de surface.

Les schémas explicites de type volumes finis sont facilement généralisables à des maillages non structurés de formes et de tailles de mailles variables. Ce type de maillage est intéressant quand il faut raffiner le maillage au voisinage d'un relief complexe sans que le raffinement ne se propage trop dans les zones plates. Avec un maillage régulier de type différences finies, le raffinement ne peut pas être local. La dernière remarque vient du fait que ce code n'est pas destiné à faire de la prévision météorologique. Il est plus destiné à faire des études à posteriori ou à priori pour analyser le fonctionnement d'un site pour des vents de différentes directions synoptiques. La durée de la simulation pour un événement réel sur un massif, même si elle ne dure que quatre jours actuellement sur une machine monoprocesseur de type station de travail, est un temps tout à fait acceptable pour les études auxquelles est destiné ce modèle. Par ailleurs, les schémas explicites se prêtent mieux à la parallélisation. Et de ce fait, ils seront, à l'avenir, certainement plus intéressants que les schémas implicites car très performants sur des machines vectorielles de type Cray I et II.

1.4.1 Maillage du domaine : discrétisation de l'espace et du temps

Pour chaque cas d'application, nous disposons d'une grille de points dont nous connaissons l'altitude et qui correspond à la discrétisation de la surface de la zone à étudier. Au niveau du sol, on décompose cette grille en triangles ou en quadrangles. À partir de ce quadrillage, on détermine un certain nombre de couches superposées couvrant le volume dans lequel on cherche à déterminer le champ de vent. Ce volume est en général égal au volume compris entre le sol et une altitude pour laquelle, on estime que le vent n'est plus perturbé par l'orographie et qui correspond au vent synoptique. Les côtes des points intermédiaires sont calculées par une interpolation entre le sol et le sommet du domaine de façon à avoir une variation croissante du pas d'espace en z , ce qui permet d'avoir des mailles fines au niveau du sol où les échanges sont intenses et des mailles plus larges en altitude. Pour chaque élément de la discrétisation, on

détermine les éléments voisins et les sections voisines. Pour chaque section, on détermine la normale et les deux éléments voisins. Le temps est discrétisé par une série $\{t^n, n \text{ dans } N\}$. Chaque intervalle $I^n = [t^n, t^{n+1}]$ est d'amplitude Δt .

1.4.2 Intégration des équations

Pour la clarté et la simplicité de l'exposé, les équations sont écrites sous la forme globale suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \text{div}(F(U)) = \bar{\nabla}(\mu_t \text{div}(U)) + S(U) \quad (460)$$

Ce système d'équations présente la particularité de distinguer trois contributions différentes. La première représente le transport et la pression, la seconde représente la diffusion et la troisième regroupe les termes restants tels les effets de la gravité, la production de la turbulence etc.. Ces derniers termes, ne comportant pas de termes dérivés, ne présentent pas de difficultés numériques particulières.

La résolution du problème se fait en trois étapes :

1.4.2.1 Etape de projection

Pour chaque élément on détermine la valeur moyenne de U à t^n et t^{n+1} par :

$$U_i^n = \frac{1}{V_i} \int_i U(\bar{x}, t^n) d\bar{x} \quad (461)$$

$$U_i^{n+1} = \frac{1}{V_i} \int_i U(\bar{x}, t^{n+1}) d\bar{x} \quad (462)$$

1.4.2.2 Etape d'intégration

On intègre le système d'équations sur chaque élément (noté i) de volume V_i de la discrétisation :

$$\int_i \left[\frac{\partial U}{\partial t} + \text{div}(F(U)) - \bar{\nabla}(\mu_t \text{div}(U)) - S(U) \right] d\bar{x} dt = 0 \quad (463)$$

$$V_i \frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\Delta t} + \int_{\partial i \times [t^n, t^{n+1}]} [F(U) - \mu_t \text{div}(U)] \bar{n}_{si} ds dt + S(U_i^n) = 0 \quad (464)$$

où \bar{n}_{si} est la normale extérieure à la section de l'élément i .

$$\frac{U_i^{n+1} - U_i^n}{\Delta t} + \frac{1}{V_i} \sum_{ia \in \partial i} S_{ia} [F(U_{ia}^n) - \mu_t (\bar{\nabla} U)_{ia}^n] \bar{n}_{ia} + S(U_i^n) = 0 \quad (465)$$

1.4.2.3 Etape de détermination des flux

Pour terminer la résolution, il reste à déterminer le flux numérique au niveau de chaque section. Ceci se fait par la résolution d'un problème de Riemann pour la partie hyperbolique. La détermination des gradients des variables se calcule par une méthode des moindres carrés qui consiste à déterminer les dérivées en x , en y et en z en minimisant une fonctionnelle sur l'ensemble des éléments voisins de chaque section. À partir du gradient et de la viscosité turbulente, les termes de diffusion sont calculés au niveau de chaque interface. Enfin, les termes source sont déterminés et leurs contributions ajoutées à la solution obtenue.

1.4.3 Conditions aux limites

Le domaine de calcul, pour chaque application, est toujours orienté dans le sens de l'écoulement géostrophique. En effet, nous utilisons ce modèle comme une soufflerie dans laquelle est placée la maquette du site à échelle 1. Le domaine de calcul est donc une boîte rectangulaire composée de six faces (figure 164).

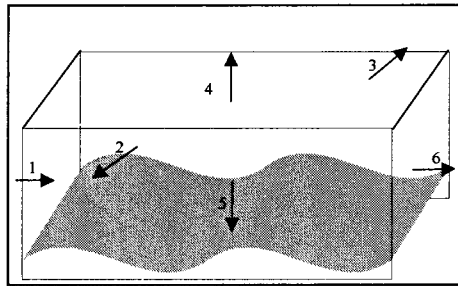


Figure 164 : schéma succinct de l'utilisation de la soufflerie numérique

À chaque maille frontière est posé le problème suivant (figure 165) :

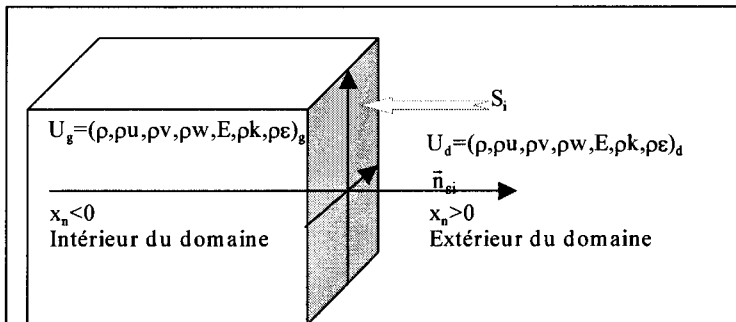


Figure 165 : problème posé à chaque condition à la limite

La première face correspond à la face amont du domaine. L'écoulement imposé est l'écoulement géostrophique, représenté par une couche limite turbulente. À cette limite amont, la résolution d'un demi-problème de Riemann permet de déterminer la pression à imposer pour maintenir le profil de couche limite. Les surfaces 2 et 3 sont les surfaces latérales verticales qui correspondent aux parois latérales de la soufflerie. La surface 4 est la surface supérieure horizontale, représentant le sommet de la soufflerie. Les parois 2, 3 et 4 sont traitées comme des surfaces lisses imperméables. Au niveau de ces surfaces, les gradients sont nuls et la vitesse tangentielle est la même de part et d'autre de la surface. La surface 5 correspond au fond de la maquette. C'est une surface complexe qui représente le relief du site d'étude au niveau duquel on adopte une hypothèse de couche de surface. La surface 6, surface aval du domaine est traitée comme une sortie libre.

1.5 Test du modèle numérique sur des solutions analytiques : (tube à choc) et (onde de relief)

Deux tests ont été entrepris pour montrer la bonne résolution des équations de l'écoulement. Le premier test concerne la reproduction de la propagation d'un choc initial dans un tube. La solution analytique de cette propagation est connue et sera comparée au résultat du modèle. Le second test, beaucoup plus qualitatif, est la reproduction des ondes de gravité en écoulement thermiquement stable. Les résultats des deux essais sont tracés respectivement sur les figures (166) et (167).

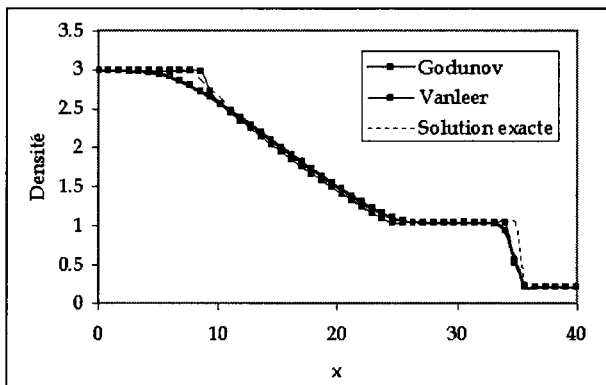


Figure 166 : comparaison entre la solution exacte et les deux versions du schéma numérique (Godunov, premier ordre et Van Leer, second ordre)

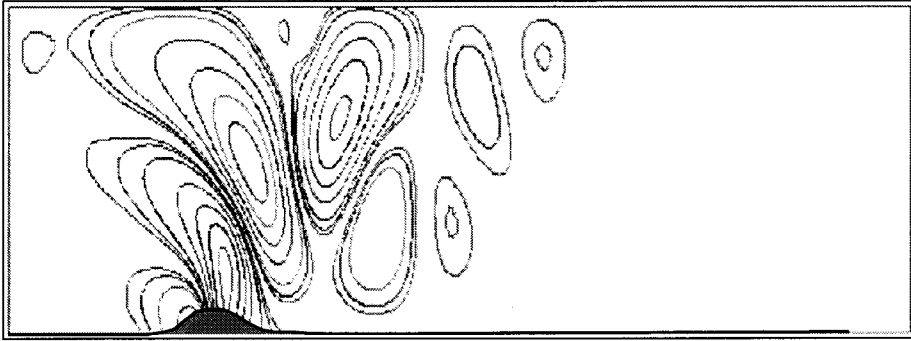


Figure 167 : onde de relief au contact d'une colline simulée par le modèle d'un écoulement atmosphérique en condition thermique stable.
Les différentes courbes représentent les iso-vitesses verticales

1.6 Comparaison du modèle numérique avec des mesures expérimentales : cas de la colline d'Askervein

Les résultats issus du modèle ont été comparés avec les mesures *in situ* disponibles dans la littérature.

1.6.1 Le site expérimental

Le projet d'étude le plus ambitieux pour l'étude de l'interaction d'un écoulement avec une colline est sans aucun doute le projet de la colline d'Askervein. En effet, il s'agit d'un grand programme de recherches focalisées sur la mesure détaillée des caractéristiques spatiales de l'écoulement moyen et de la turbulence au dessus d'une colline. Une vue générale de ce projet est disponible dans Taylor et Teunissen (1987).

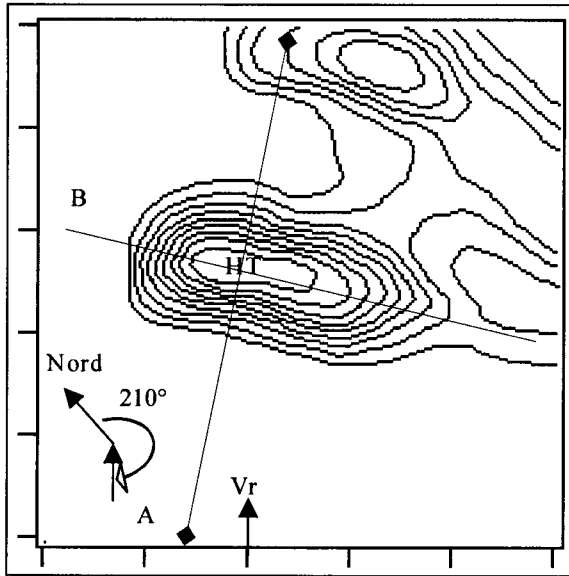


Figure 168 : schéma approximatif des caractéristiques topographiques correspondant aux observations utilisées pour le test du modèle

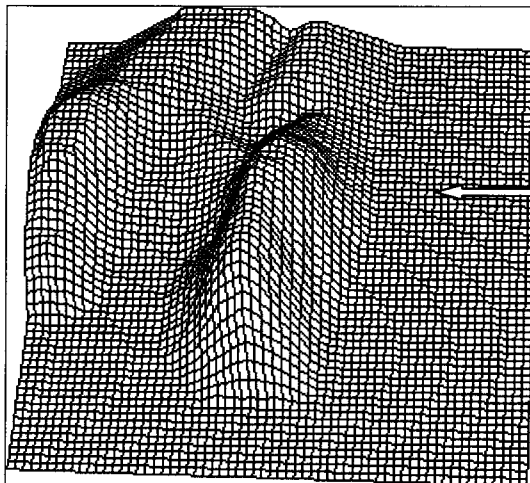


Figure 169 : topographie du site de la colline d'Askervein et maillage de calcul – la flèche indique le sens de l'écoulement entrant

1.6.2 Comparaisons modélisation numérique / mesures in situ

1.6.2.1 Evolution de la vitesse de surface

D'après la figure (170), le modèle suit bien les mesures de terrain le long de la ligne AA. En effet, une erreur de moins de 15% est observée entre les mesures de Taylor *et al.* (1985) et les résultats de notre modèle numérique.

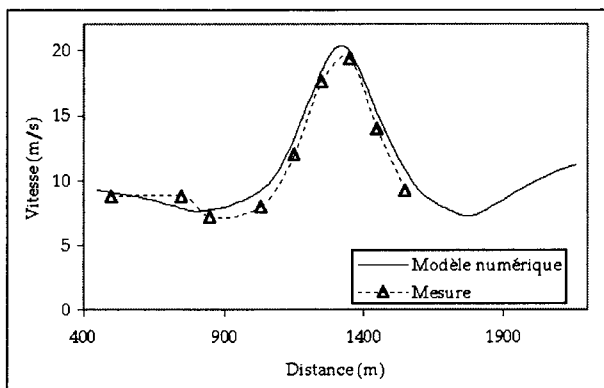


Figure 170 : modifications de la vitesse de l'écoulement induites par la topographie le long de la ligne A

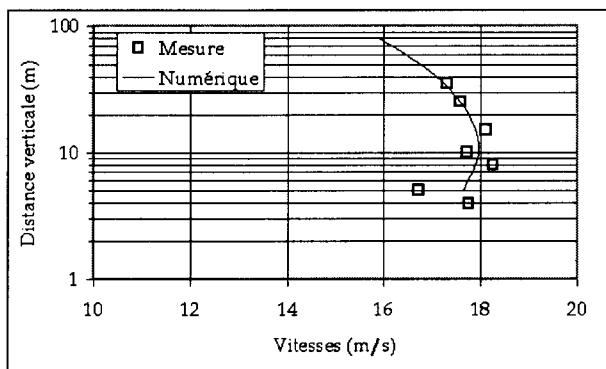


Figure 171 : profil de vitesse au sommet de la colline (au point HT)

1.6.2.2 Evolution de la direction de l'écoulement

La figure 172 montre le changement de la direction de l'écoulement par rapport à la direction initiale (210° par rapport au nord). Sur cette figure sont tracées les mesures de Taylor *et al.* (1985) et les résultats obtenus par modélisation numérique. Sur neuf points de mesures, le modèle numérique reproduit, à 2 degrés près, les observations de terrain. Deux points présentent un écart de 10

degrés entre le modèle et les observations de terrain. Compte tenu des erreurs de mesures et des différentes approximations, tant au niveau physique qu'au niveau de la description du terrain, ce résultat nous paraît très satisfaisant.

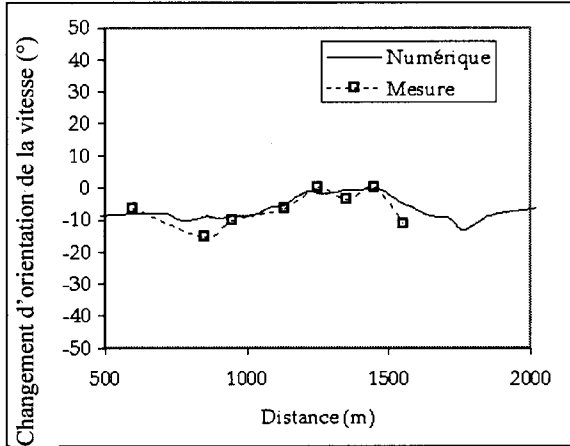


Figure 172 : changement d'orientation de l'écoulement induit par la topographie le long de la ligne A

1.6.2.3 Evolution de l'énergie turbulente

La figure 173 montre la comparaison le long de la ligne AA des mesures de terrain de l'énergie turbulente ainsi que des valeurs prédites par le modèle numérique. Sur les sept premiers points de mesure situés entre la condition à la limite amont et la colline, l'erreur de prédiction introduite par le modèle numérique est inférieure à 20%. À partir du sommet, la prédiction du modèle est décalée par rapport aux observations de terrain. La valeur maximale de l'énergie turbulente prédite par le modèle est située plus près du sommet que la mesure qui la situe à 100 mètres en aval (*l'équivalent de 3 mailles de calcul*). La valeur maximale prédite par le modèle ($5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$) est inférieure à la valeur mesurée ($6,5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$). Une erreur relative supérieure à 20% est ainsi constatée. Bien qu'il y ait un déphasage au niveau de la localisation, la forme de l'évolution de l'énergie turbulente mesurée est assez comparable à celle prédite par le modèle numérique.

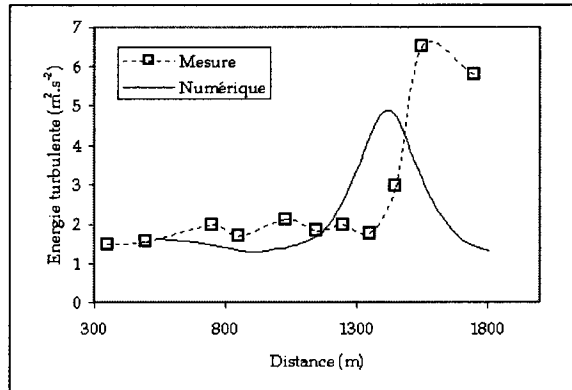


Figure 173 : modifications de l'énergie turbulente de l'écoulement le long de la ligne A

1.7 Conclusions

Le modèle numérique de simulation de vents forts en topographie complexe que nous avons réalisé, est basé sur la résolution des équations non linéaires gouvernant l'écoulement turbulent d'un fluide newtonien compressible, adaptées à l'étude des écoulements atmosphériques. Le relief a été introduit dans le modèle numérique sous forme d'un maillage adaptatif, type éléments finis. La transition d'un maillage lâche à un maillage serré a été gérée avec précaution pour éviter la détérioration de la précision. Ce maillage surfacique constitue la base sur laquelle a été construit un maillage vertical, dont l'extension augmente jusqu'à atteindre une surface horizontale constituant le sommet du domaine. Contrairement à la plupart des codes de simulation des écoulements de vent, les équations, sous leur forme compressible, ont été résolues par des schémas explicites de types volumes finis qui consistent à intégrer sur chaque élément du maillage les équations de conservation. La détermination des flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie au niveau des surfaces séparant deux éléments voisins a été réalisée par des solveurs simplifiés de type Riemann.

Dans un premier temps, ce modèle numérique a été validé de façon classique sur des solutions analytiques (*tube à choc et ondes de gravité en situation thermique stable*), qui ont été reproduites. Dans un second temps, les résultats du modèle ont été comparés avec les mesures effectuées sur la colline d'Askervein (*Ecosse*), où l'on disposait de 54 points de mesures enregistrés pendant trois ans (*Teunissen et al. (1987)*). Concernant la vitesse moyenne, on a pu s'assurer de la bonne concordance entre vitesse calculée et vitesse enregistrée. Mais les résultats sont moins probants pour la turbulence, le problème de fermeture étant un problème récurrent à toute modélisation des écoulements.

Connaissant le vent synoptique, cette modélisation permet ainsi d'obtenir le vent au sol, sur une maille de 100 à 250 m, et ce pour une topographie accidentée. Nous allons donc pouvoir maintenant nous intéresser au niveau de chaque maille,

au transport de la neige par le vent pour étudier la répartition de la neige au sol faisant suite à un épisode de transport.

2. Modélisation du transport de neige par le vent : le modèle NEMO

Les mécanismes qui gouvernent le transport de la neige par le vent dans la couche de saltation et dans la couche de suspension sont différents. Nous avons donc choisi :

- de traiter chaque mécanisme par la théorie qui le décrit le mieux,
- de proposer un modèle global qui intègre l'ensemble du phénomène en prenant en compte les interactions entre la couche de saltation avec le manteau neigeux immobile et avec la couche de transport en suspension (figure 174).

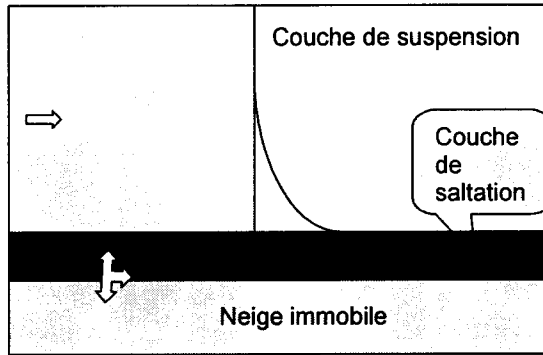


Figure 174 : schéma conceptuel du modèle

2.1 Modèle mathématique pour la couche de suspension

Les mesures de concentrations volumiques obtenues en milieu naturel, dans les écoulements de transport de la neige par le vent, montrent que la suspension de neige peut être considérée comme une suspension turbulente diluée. Dans ce milieu dispersé, la concentration volumique en particules (*inférieure à 1%*) est suffisamment faible pour que la dissipation produite par les chocs et les frictions entre particules soit négligeable devant les forces de frottement produites par la turbulence de l'écoulement d'air.

2.1.1 Hypothèses et mise en équations

La couche de diffusion turbulente est supposée être un milieu continu. Les mouvements de l'air et des particules sont régis par les lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

Dans notre modélisation, l'air est considéré comme un gaz parfait newtonien. L'interaction entre l'air et les particules est prise en compte grâce à une force d'entraînement réciproque entre les deux phases. Les variables sont : ρ_a la masse volumique de l'air, ρ_s la masse volumique de la neige, $\vec{u}_a = (u_a, v_a, w_a)^t$ la vitesse instantanée de la phase gazeuse, $\vec{u}_s = (u_s, v_s, w_s)^t$ la vitesse instantanée de la phase solide, p la pression de la phase gazeuse et c la concentration volumique en particules. La gravité est donnée par $\vec{g} = (0, 0, -g)^t$.

La conservation de la masse et la conservation de la quantité de mouvement sont considérées pour chaque phase. Les équations seront exprimées dans le repère (Oxyz) défini par :

- xoy est le plan horizontal,
- Oz est la verticale ascendante.

La conservation de la masse suppose qu'il n'y ait pas de transfert massique entre la phase gazeuse et la phase solide, ce qui donne pour l'air :

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_a u_{ai}) = 0 \quad (466)$$

et pour la neige :

$$\frac{\partial (C)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (C u_{si}) = 0 \quad (467)$$

La conservation de la quantité de mouvement s'écrit pour l'air :

$$\frac{\partial (\rho_a u_{ai})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a u_{ai} u_{aj}) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_a u_{ai}) \right) - C \rho_s g_i + F_i \quad (468)$$

et pour la neige :

$$\frac{\partial (C u_{si})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (C u_{si} u_{sj}) + \frac{C}{\rho_s} \frac{\partial p}{\partial x_i} = -C g_i - F_i \quad (469)$$

où F_i est la force de traînée instantanée qui relie l'écoulement des deux phases, ν la viscosité de l'air ($\nu = \mu / \rho_a$) et p la pression. Contrairement au modèle de vent où l'air est considéré comme un gaz polytropique, nous avons choisi ici de considérer l'air comme un gaz isentropique où la pression est donnée par $p = K \rho^\gamma$. Ce choix permet de se dispenser de traiter les problèmes liés aux transferts d'énergie et permet de réduire le nombre d'équations à résoudre numériquement.

À la différence de l'équation de conservation de la quantité de mouvement pour la phase gazeuse, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement de la phase solide ne comportent pas de termes de diffusion, car il n'existe pas de diffusion physique « moléculaire » des particules dans l'air.

2.1.2 Prise en compte de la turbulence

L'introduction de la décomposition de Reynolds suivie par l'opération moyenne, permet de déterminer les équations qui gouvernent l'écoulement moyen. Dans ces équations apparaissent de nouvelles variables. Elles correspondent aux

corrélations du second ordre résultant des non-linéarités des équations de Navier-Stokes. Elles sont souvent modélisées en utilisant le modèle de viscosité tourbillonnaire de Boussinesq. Le tenseur de Reynolds est ainsi supposé être fonction de l'énergie cinétique turbulente k et des gradients des vitesses moyennes :

$$-\overline{\rho u_{ai}' u_{aj}'} = \rho \nu_t \left[\frac{\partial \bar{u}_{ai}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_{aj}}{\partial x_i} \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (470)$$

où k est l'énergie turbulente de la phase gazeuse. Elle est définie par :

$$k = \frac{1}{2} \left(\sum_1^3 \overline{u_j'^2} \right) \quad (471)$$

En accord avec la théorie de Hinze (1975), l'énergie turbulente de la phase solide k_s est reliée à l'énergie turbulente de la phase gazeuse k par :

$$k_s = \frac{1}{1 + \frac{t_p}{t_i}} k \quad (472)$$

$$\text{où } t_i = 0.41 \frac{k}{\epsilon} \quad (473)$$

(t_i est le temps de retournement des structures turbulentes)

$$t_p = \frac{\rho_s D_p^2}{18\mu \left[1 + \frac{R_p^{2/3}}{6} \right]} \quad (474)$$

où t_p est le temps caractéristique de mise en mouvement des particules, D_p est le diamètre des particules (m) et R_p est le nombre de Reynolds des particules

$$(R_p = \frac{\|\bar{u}_{si} - \bar{u}_{ai}\| D_p}{\nu_a}).$$

Les équations finales qui gouvernent l'écoulement de la suspension sont :

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_a \bar{u}_{ai}) = 0 \quad (475)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{C} \cdot \bar{u}_{si}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (v_t \sigma_s \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_i}) + (\bar{\psi}_{diff.} - \bar{\psi}_{sedim.}) \cdot \bar{n} \quad (476)$$

$$\frac{\partial (\rho_a \bar{u}_{ai})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}_a \bar{u}_{ai} \bar{u}_{aj}) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (v_t \frac{\partial (\rho_a \bar{u}_{ai})}{\partial x_j}) - \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial x_i} - ((\bar{\psi}_{diff.} + \bar{\psi}_{sedim.}) \cdot \bar{n}) \cdot \bar{u}_{si} + \bar{F}_i \quad (477)$$

$$\frac{\partial (\bar{C} \cdot \bar{u}_{si})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{C} \cdot \bar{u}_{si} \bar{u}_{sj}) + \frac{\bar{C}}{\rho_s} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (v_t \sigma_s \frac{\partial \bar{u}_{si}}{\partial x_j}) - \frac{2}{3} \frac{\partial (\bar{C} k_s)}{\partial x_i} - \bar{C} g_i - \bar{F}_i \quad (478)$$

où la force d'entraînement mutuel entre les deux phases est donnée par :

$$\bar{F}_i = \frac{18\mu_a}{D_p^2} \bar{C} (1 - \bar{C}) \left(1 + \frac{R_p^{2/3}}{6} \right) (\bar{u}_{si} - \bar{u}_{ai}) \quad (479)$$

où σ_s est le nombre de Schmidt,

Ψ est le flux de masse échangé entre l'écoulement de suspension et la couche de saltation ; il représente le bilan entre le flux ascendant de diffusion (Ψ_{diff} équation 484) et le flux descendant (Ψ_{sedim} équation 485) induit par la vitesse de chute des particules. La couche de saltation est considérée comme une condition à la limite de la couche de suspension.

Le modèle de turbulence utilisé dans la modélisation numérique est le modèle k- ε standard (1.1.4 chapitre 8) ou modifié par la présence de particules (1.3 chapitre 8) tel qu'il a été développé par Chen et Wood (1985).

2.1.3 Conditions aux limites

Le modèle de suspension a besoin d'une condition à la limite inférieure à l'interface avec la couche de saltation. Concernant la vitesse à cette interface, l'écoulement est considéré comme une couche limite turbulente définie par une rugosité z_0 et une vitesse turbulente \bar{u}_a^* telle que :

$$\bar{u}_a = \frac{\bar{u}_a^*}{K} \log\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (480)$$

où \bar{u}_a est la vitesse moyenne à la base de l'écoulement de suspension.

La rugosité (en présence de saltation) est définie par :

$$z_0 = C_0 \frac{u_{a^*}^2}{2g} \quad (481)$$

C_0 est une constante empirique dont la valeur est de 0,021.

Les paramètres représentant la turbulence sont reliés à \bar{u}_a^* . En ce qui concerne les quantités turbulentes, l'hypothèse principale pour cette détermination consiste à supposer la turbulence en équilibre local dans la couche de surface, ce qui peut se traduire par l'égalité production = dissipation. Cette hypothèse se traduit par :

$$k = \frac{\sigma_\varepsilon (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})}{K^2} u_{a^*}^2 \quad (482)$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma_\varepsilon (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})}{K^2} \frac{u_{a^*}^3}{Kz} \quad (483)$$

où K est la constante de Von Karman.

La concentration en particules à la limite inférieure est évidemment prise égale à la concentration dans la couche de saltation.

Entre la couche de suspension et la couche de saltation a lieu un échange de masse et de quantité de mouvement contrôlé par les flux massiques de diffusion et de sédimentation qui s'écrivent :

$$\bar{\psi}_{diffu} = \nu_t \sigma_c \bar{\nabla} \bar{C} \quad (484)$$

$$\bar{\psi}_{sedim.} = \bar{U}_F \bar{C} \quad (485)$$

Le flux de diffusion est proportionnel au gradient de la concentration entre la couche de suspension et la couche de saltation alors que le flux de sédimentation est proportionnel à la vitesse de chute et à la concentration de la couche de suspension.

2.1.5 Nombre de Schmidt

Le coefficient de diffusion turbulente des particules, noté k_t , est relié à la viscosité turbulente ν_t par l'intermédiaire du nombre de Schmidt σ_s défini comme :

$$\sigma_s = \frac{\nu_t}{k_t} \quad (486)$$

La détermination du nombre de Schmidt apparaît a priori capitale puisque c'est lui qui permet de passer de la mécanique des fluides au transport en suspension selon l'approche Eulérienne. La valeur du nombre de Schmidt traduit donc le rapport entre la diffusion turbulente de la quantité de mouvement du fluide et la diffusion de la phase solide.

Les travaux de Householder et Goldschmidt (1969) ont montré que pour des particules plus lourdes que le fluide, le nombre de Schmidt est inférieur à 1.

À partir des mesures de profils verticaux de concentration in situ traitées par Mellor et Fellers (1986), Naaim-bouvet et al. (1996) ont estimé une valeur moyenne de $\sigma_s U_F = 0,381 u_* + 0,066$ m.s⁻¹, où U_F est la vitesse de chute et u_* la vitesse de frottement. La vitesse de chute des particules de neige est de l'ordre de 0,4 à 0,6 m.s⁻¹. Le nombre de Schmidt dans le transport de la neige est donc bel et bien inférieur à 1 et de ce fait est en accord avec l'analyse théorique de Householder et Goldschmidt (1969).

2.2 Modèle mathématique pour la couche de saltation

Nous avons choisi de définir la couche de saltation par les grandeurs caractéristiques suivantes : la concentration en particules notée \bar{C}_s (kg/m³), la vitesse turbulente de la phase gazeuse notée u_{a^*s} (m/s), la vitesse turbulente de la phase solide notée u_{s^*s} (m/s), la hauteur de la couche de saltation notée h_s (m) et la concentration maximale notée \bar{C}_{sat} (kg/m³). Ces grandeurs sont définies par :

$$\bar{C}_{sat} = \frac{\rho_s}{3,29 u_{a^*}} \left(1 - \left[\frac{u_{*t}}{u_{a^*}} \right]^2 \right) \quad (487)$$

$$h_s = \frac{1,6 u_{a^*}^2}{2g} \quad (488)$$

Le débit massique maximal dans la couche de saltation est donné par :

$$Q_s = \frac{0,68 \rho_s u_{*t}}{g u_{a^*}} (u_{a^*}^2 - u_{*t}^2) \quad (489)$$

Dans la couche de saltation, les particules en mouvement auront une vitesse turbulente, notée u_{s^*s} , proportionnelle à la vitesse turbulente du fluide

immédiatement en contact avec elles. Compte tenu du rapport des temps caractéristiques de la particule et du fluide, et en accord avec la théorie de Hinze (1975), la vitesse turbulente des particules sera déterminée par :

$$u_{s^*s} = u_{a^*s} \frac{t_f}{1+t_p} \quad (490)$$

où t_f est le temps de retournement des structures turbulentes (équation 473), et t_p est le temps caractéristique de mise en mouvement des particules (équation 474).

La détermination de u_{a^*s} sera exposée dans le paragraphe suivant traitant de l'érosion.

Les particules sont supposées se déplacer à la vitesse u_{s^*s} . La modélisation de la couche de saltation utilise une loi de conservation de la masse qui s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{C}_s}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{C}_s u_{s^*s})}{\partial x_j} = (\bar{\psi}_{bas} + \bar{\psi}_{haut}) \cdot \bar{n} \quad (491)$$

Le flux Ψ_{haut} est le flux échangé entre la couche de saltation et la couche de suspension. Il est le résultat net entre le flux de diffusion et le flux de sédimentation. Le flux Ψ_{bas} traduit, quant à lui, l'interaction entre la couche de saltation et le manteau neigeux immobile. Ce flux dépend des caractéristiques de la couche de saltation et des caractéristiques du manteau neigeux.

2.3 Modèle mathématique de l'érosion éolienne

En fonction de la vitesse et de la turbulence de l'écoulement, il existe une limite à la quantité de particules que l'air peut transporter. C'est la concentration de saturation que nous avons notée \bar{C}_{sat} . L'écoulement turbulent ne se charge pas instantanément en particules. Pour atteindre un régime établi, il faut une certaine distance le long du lit de particules pour que le fluide parvienne à sa concentration de saturation. Initialement et au moment où l'écoulement entre en contact avec le lit de particules, sa capacité d'entraînement est proportionnelle à sa force aérodynamique au niveau de la surface diminuée de la résistance à l'arrachement des particules. Les premières particules sont prélevées et lors de leur retour à la surface, elles sont animées d'une vitesse proche de la vitesse de l'écoulement dans les basses couches. Les particules ont une masse volumique égale à plusieurs centaines de fois celle de l'air. La force qu'elles vont exercer lors des impacts est très importante. Ceci va rendre important l'érosion par impact des particules. Chaque impact va engendrer la mise en mouvement de plusieurs particules à la fois, et de ce fait, l'augmentation de la charge en particules va accroître fortement le pouvoir érosif de l'écoulement. En revanche, au fur et à mesure que l'écoulement se charge en particules, la quantité de mouvement transmise par le fluide aux particules devient de plus en plus grande. Ce phénomène va induire un ralentissement global du fluide dans les basses couches. La vitesse de l'écoulement va donc diminuer, ce qui va se traduire par une baisse de la vitesse des particules lors de leur impact au niveau du sol. Ce processus se poursuit et converge vers un état stationnaire pour lequel, en moyenne, un impact d'une particule ne soulève plus de particule supplémentaire.

Nous allons nous placer dans le cas d'un écoulement de type couche limite représenté par une vitesse de frottement turbulent u_* (figure 175).

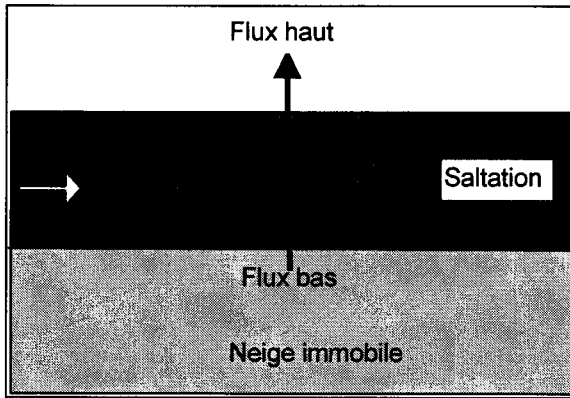


Figure 175 : schéma conceptuel du modèle d'érosion

Dans la couche de saltation, le frottement turbulent est modifié par la présence des particules. Ainsi :

- à concentration nulle, l'érosion aérodynamique est maximale,
- à concentration de saturation, le flux aérodynamique est nul.

Par le transfert de plus en plus important de la quantité de mouvement du fluide aux particules, la vitesse de ce dernier va diminuer et par conséquent la vitesse de frottement turbulent va faire de même. La croissance de la concentration va induire une décroissance de la vitesse turbulente. À concentration volumique nulle, la vitesse turbulente dans la couche de saltation est égale à la vitesse turbulente à la base de la couche de suspension, et à concentration volumique maximale, la vitesse de frottement réelle est égale à la vitesse de frottement turbulent seuil. En effet, l'érosion cesse quand la concentration atteint sa valeur maximale. La vitesse de frottement turbulent de la phase gazeuse dans la couche de saltation peut donc être représentée par :

$$u_{s^*a} = u_* + (u_{*t} - u_*)f(\bar{C}) \quad (492)$$

Nous proposons d'écrire la fonction f de la façon suivante :

$$f(\bar{C}) = \left(\frac{\bar{C}}{C_{sat}}\right)^\zeta \quad (493)$$

Les particules immobiles au sommet du manteau neigeux sont donc soumises aux efforts suivants :

La contrainte aérodynamique :

$$\tau_{aérodynamique} = \rho_a u_{s^*a}^2 \quad (494)$$

La contrainte d'impact des particules en saltation :

$$\tau_{impact} = \bar{C} \rho_p u_{s^*s}^2 \quad (495)$$

Le nombre N_1 de particules entraînées par la force aérodynamique, par unité de surface et par unité de temps, est proportionnel à la différence entre la contrainte aérodynamique et la résistance à l'arrachement développée par les forces de contact entre grains. Il est donné par :

$$N_1 \propto (\rho_a u_{s^*a}^2 - \rho_a u_{*t}^2) \quad (496)$$

Le nombre N_2 de particules supplémentaires entraînées par les impacts, par unité de temps et par unité de surface, dépend de la contrainte moyenne exercée par les impacts, mais aussi de la concentration en particules soit :

$$N_2 \propto [\rho_s \bar{C} u_{s^*s}^2] g(\bar{C}) \quad (497)$$

La fonction g dépend de la concentration. Elle doit être égale à 1 quand la concentration de saltation \bar{C}_s est nulle et doit s'annuler quand la concentration dans la couche de saltation atteint sa valeur maximale soit $\bar{C}_s = \bar{C}_{sat}$. Pour g , nous avons retenu la formulation simple suivante :

$$g(\bar{C}) = \frac{\bar{C}_{sat} - \bar{C}}{\bar{C}_{sat}} \quad (498)$$

Le nombre total de particules entraînées est alors la somme de N_1 et N_2 :

$$N \propto \left[\rho_a u_{s^*a}^2 - \rho_a u_{*t}^2 + \rho_s \bar{C} u_{s^*s}^2 \frac{\bar{C}_{sat} - \bar{C}}{\bar{C}_{sat}} \right] \quad (499)$$

où u_{*t} est la vitesse de frottement limite de mise en mouvement de la neige.

L'érosion a lieu seulement lorsque u_{a^*s} est supérieur à u_{*t} . Le flux d'érosion par unité de surface et par unité de temps Ψ_e est donné par :

$$\Psi_e = \omega \left[\rho_a u_{s^*a}^2 - \rho_a u_{*t}^2 + \rho_s \bar{C} u_{s^*s}^2 \frac{\bar{C}_{sat} - \bar{C}}{\bar{C}_{sat}} \right] \bar{i}_3 \quad (500)$$

où $u_{s^*a} = u_* + (u_{*t} - u_*) f(\bar{C})$, $f(\bar{C}) = \left(\frac{\bar{C}}{\bar{C}_{sat}} \right)^\zeta$, $u_{s^*s} = u_{s^*a} \frac{t_f}{1+t_p}$, et \bar{i}_3 est le vecteur

unité orthogonale à la surface du sol. Le coefficient ω dépend des caractéristiques de la neige. Avec la valeur $\zeta \approx \frac{1}{4}$ notre formulation donne les mêmes formes de l'évolution de la concentration et du flux vertical en fonction de la distance que la théorie de Mitha *et al.* (1986).

2.4 Modèle mathématique pour le dépôt des particules

Si l'écoulement chargé de particules se trouve dans une zone de ralentissement du vent (*derrière une barrière à neige ou derrière la crête d'une montagne*), la vitesse de frottement turbulent dans la couche de suspension et dans la couche de saltation, devient plus petite que la vitesse limite de mise en mouvement. Les particules se déposent et forment une accumulation de neige.

Le flux Ψ_{bas} est alors égal au flux de sédimentation noté ($\Psi_{sédimentation}$), qui s'exprime par :

$$\bar{\psi}_{sédimentation} = \bar{U}_F \lambda(u_{a^*s}) \bar{C}_s \quad (501)$$

Quand la vitesse de frottement turbulent est nulle dans la couche de saltation, les particules sédimentent avec leur vitesse de chute U_F . Quand la vitesse de frottement turbulent de la phase gazeuse dans la couche de saltation est égale à la vitesse de frottement seuil, le flux net de sédimentation est nul. Pour définir la fonction λ nous n'avons que deux points :

$$\begin{aligned} \lambda &= 0 & \text{si } u_{a^*s} &= u_{*t} \\ \lambda &= 1 & \text{si } u_{a^*s} &= 0 \end{aligned} \quad (502)$$

Comme la contrainte de la turbulence sur une particule est proportionnelle au carré de la vitesse de frottement turbulent, nous proposons de retenir pour λ la formulation quadratique suivante :

$$\lambda(u_{a^*s}) = \frac{u_{*t}^2 - u_{a^*s}^2}{u_{*t}^2} \quad (503)$$

Le flux de sédimentation devient donc :

$$\bar{\psi}_{bas} = \bar{\psi}_{sédimentation} = \bar{U}_F \frac{u_{*t}^2 - u_{a^*s}^2}{u_{*t}^2} \bar{C}_s, \quad \text{si } u_{a^*s} < u_{*t} \quad (504)$$

Dans le cas où la concentration dans la couche de saltation est supérieure à la concentration de saturation, l'écoulement va se décharger de l'excès de masse grâce au flux de sédimentation suivant :

$$\bar{\psi}_{bas} = \bar{\psi}_{sédimentation} = \bar{U}_F \bar{C}_s \frac{\bar{C}_s - \bar{C}_{sat}}{\bar{C}_{sat}} \quad \text{si } \bar{C}_s > \bar{C}_{sat} \quad (505)$$

2.5 Evolution de la surface du manteau neigeux

L'épaisseur e du manteau neigeux est calculée par l'équation de bilan suivante :

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \bar{\psi}_{bas} (1 - \eta) \quad (506)$$

où η est la porosité du manteau neigeux.

Cette porosité n'est pas la même au moment de l'érosion et au moment du dépôt. La neige déposée est plus compacte que le manteau neigeux classique. Sa porosité est plus faible. Les plaques à vent que l'on observe dans les zones de départ des avalanches ont des caractéristiques mécaniques et une masse volumique très différente de celles de la neige accumulée par chute de neige. La masse volumique de certaines plaques à vent a été mesurée entre 400 et 500 kg/m³, alors que la neige fraîche froide a une masse volumique comprise entre 80 et 150 kg/m³. La modélisation que nous proposons (*dont la résolution*

numérique est décrite dans Naaim et al., 1998) ne tient pas encore compte de ce phénomène.

2.6 Comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux obtenus en soufflerie diphasique

2.6.1 Comparaison des profils à saturation

Afin de montrer la validité du modèle numérique, nous avons réalisé des simulations numériques dans les mêmes conditions que les expériences en soufflerie. Les résultats de ces simulations, en termes de profils de concentration à saturation ($x=4\text{ m}$), sont comparés à ceux obtenus expérimentalement (figures 176 et 177). Les deux figures 176 et 177 montrent que les profils numériques obtenus pour un nombre de Schmidt égal à 0,6 sont très proches des profils expérimentaux.

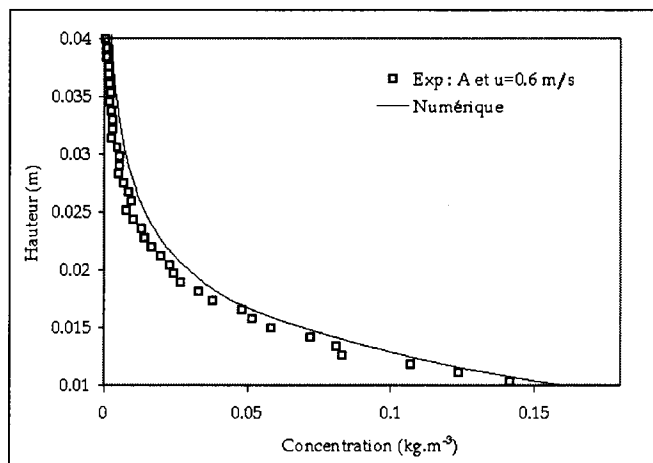


Figure 176 : comparaison entre le modèle numérique et les mesures expérimentales - Evolution verticale de la concentration au point $x=4\text{ m}$, pour le matériau A et pour $u^* = 0,6\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

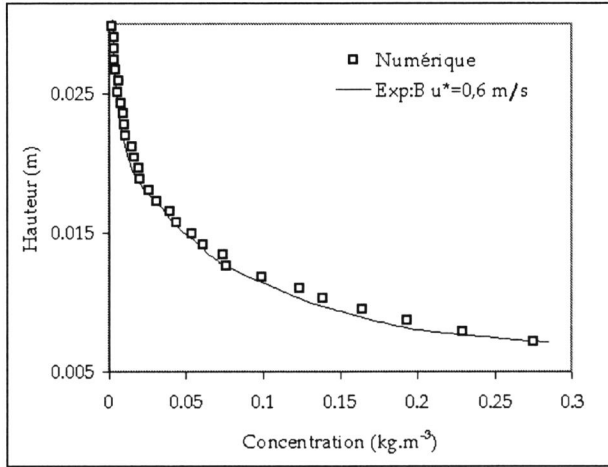


Figure 177 : comparaison entre le modèle numérique et les mesures expérimentales - Évolution verticale de la concentration au point $x=4$ m, pour le matériau B et pour $u^* = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$

2.6.2 Evolution des profils de concentrations vers la saturation

En ce qui concerne l'évolution des profils de concentration le long de l'écoulement le modèle numérique donne des résultats en accord avec les observations expérimentales. En effet, on observe (figure 178) que les profils de concentration évoluent très rapidement vers une relative saturation. Entre 0 et 2,4 m le long de l'axe x, l'essentiel de la charge de l'écoulement est déjà réalisée. La différence entre le profil à 2,4 m et le profil à 3,2 m est beaucoup plus faible que la différence entre le profil à 2,4 m et le profil à 1,6 m.

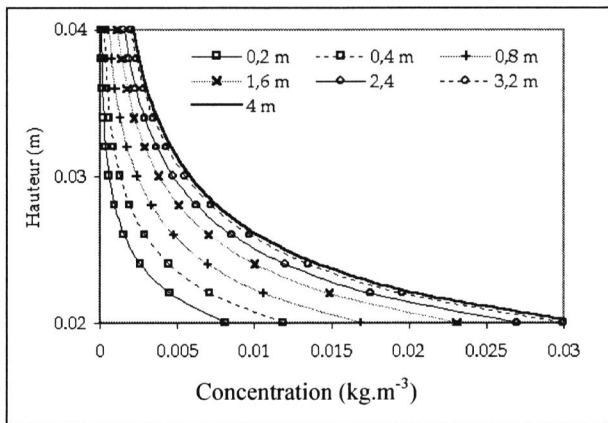


Figure 178 : simulation numérique de l'évolution vers la saturation dans la couche de suspension

2.6.3 Influence de la vitesse de chute

En plus de son importance dans le processus de convergence vers la saturation, la vitesse de chute joue un rôle très important dans la répartition verticale de la concentration à saturation (*figures 179 et 180*). Dans le cas d'une vitesse de chute forte, l'essentiel de la masse transportée se trouve dans les basses couches, alors que dans le cas d'une vitesse de chute plus faible, la concentration est mieux répartie. Les résultats numériques présentés sur les figures 179 et 180 montrent que le modèle numérique traduit assez bien l'influence de la vitesse de chute en terme de champ de concentration. Plus la vitesse de chute est faible, plus l'épaisseur de la couche de transport est importante. Compte tenu du fait que la diffusion est la même dans ces deux expériences numériques, la saturation est plus lente à atteindre quand la vitesse de chute est faible que quand elle est forte.

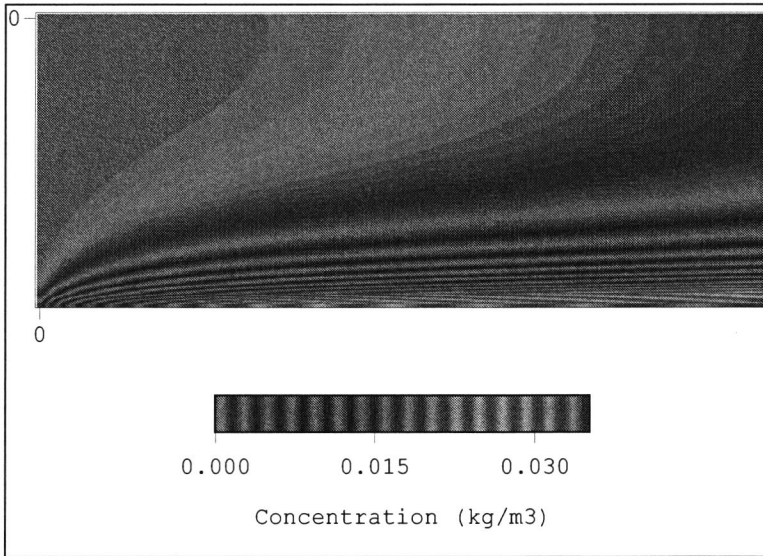


Figure 179 : champ de concentration donné par le modèle numérique pour le matériau A et pour $u^* = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$

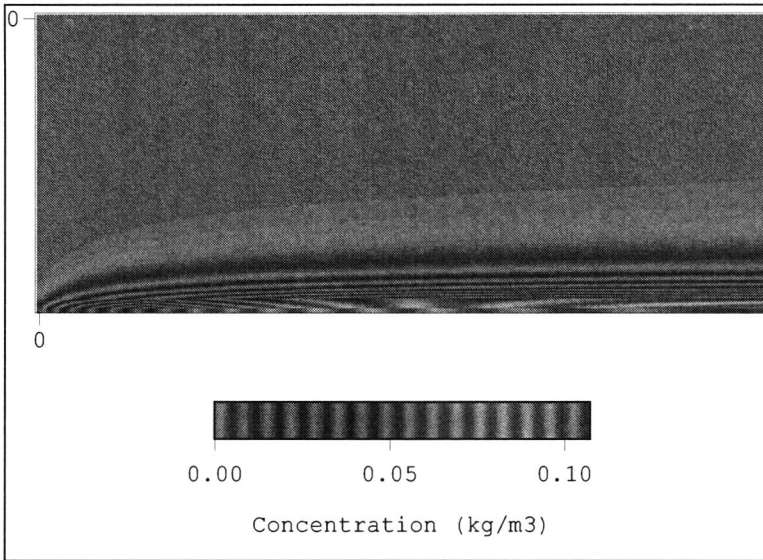


Figure 180 : champ de concentration donné par le modèle numérique pour le matériau B et pour $u^* = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$

2.6.4 Flux de dépôt

Si l'érosion de la neige dans certains secteurs de montagne peut dénuder des pistes de ski, ce sont les accumulations de la neige transportée qui posent les principaux problèmes de sécurité. En effet, dans la zone de départ d'une avalanche, l'épaisseur de neige peut être fortement augmentée par l'apport du transport de neige et créer ainsi des conditions propices au déclenchement d'avalanches majeures.

Comme exposé dans le paragraphe concernant la modélisation, le flux de dépôt est proportionnel à la vitesse de chute (ou de sédimentation) des particules. Ce flux est modifié par la turbulence de l'écoulement. Nous avons adopté la formulation suivante dans notre modélisation :

$$\bar{\psi}_{\text{sédimentation}} = \bar{C}_s \bar{U}_F \frac{(u_t^2 - u_{a^*s}^2)}{u_t^2} \quad (507)$$

Il est évidemment plus intéressant de comparer les résultats du modèle avec des mesures de terrain (voir paragraphe suivant). Cela n'est pas toujours possible dans des conditions satisfaisantes. Nous avons choisi dans un premier temps, et pour cause de manque de données de terrain satisfaisantes, de comparer les résultats du modèle aux mesures obtenues dans notre soufflerie diphasique du Cemagref, où tous les processus physiques modélisés peuvent être mesurés et contrôlés. Dans ce cas, nous pouvons connaître avec précision, les caractéristiques des particules (la vitesse de chute, la densité), les caractéristiques de l'écoulement (vitesse et vitesse turbulente) qui sont maintenues constantes tout au long de

l'expérience, l'érosion et enfin les dépôts produits par des modèles réduits de barrières à neige.

La soufflerie est équipée d'un capteur de distance, qui permet de mesurer l'épaisseur des accumulations produites par les modèles réduits de barrières à neige. Pour comparer les résultats du modèle à ceux de l'expérience, nous avons mesuré le profil de vitesse à l'entrée amont, simulé la présence d'un lit de particules par le modèle d'érosion correspondant. Nous avons fait fonctionner le modèle numérique jusqu'à saturation de la congère derrière la barrière.

Le maillage de type éléments finis déstructurés est adapté à l'évolution temporelle du dépôt. Cependant, l'évolution de l'épaisseur du dépôt de particules est très longue comparativement au temps caractéristique de l'écoulement. Nous avons alors appliqué le processus de résolution suivant :

- résolution du champ d'écoulement jusqu'à ce qu' un état stationnaire soit atteint,
- calcul des flux d'érosion et de dépôt à partir des données de l'écoulement,
- calcul des flux massiques permettant ensuite de modifier sur une période de temps plus longue l'épaisseur du dépôt,
- itération sur l'écoulement lorsqu'une modification de l'épaisseur du dépôt supérieure à 2 mm est atteinte (*nous considérons que la topographie est suffisamment évoluée et nous recalculons l'écoulement*).

Ce processus est répété jusqu'à ce que le profil de la congère n'évolue plus en fonction du temps. Le profil final est alors considéré comme le profil à saturation et comparé au profil obtenu expérimentalement en soufflerie.

Le modèle de dépôt dépend de :

- la vitesse du frottement turbulent,
- la vitesse de frottement limite,
- et de la vitesse de chute (*ou de sédimentation*).

Nous avons donc commencé par tester l'influence de chacun de ces facteurs. Un test numérique supplémentaire a été réalisé, dans le but d'évaluer l'influence de la réduction de la turbulence proposée par Chen et Wood (1985) sur le profil de la congère.

Tout d'abord, en utilisant le modèle numérique avec un maillage (200 x 200 éléments de maille), nous avons étudié la formation de la congère située au vent de la barrière (*congère amont*), et de la congère située sous le vent de la barrière (*congère aval*). Nous avons constaté qu'elles se forment simultanément comme cela est observé dans les expériences en soufflerie. Le modèle numérique a été utilisé également pour étudier l'influence de u_τ/u_τ^* sur la forme et la dimension de la congère à saturation. Les résultats sont tracés sur la figure 181. Nous avons observé que la congère amont est très sensible à ce paramètre. Elle apparaît pour u_τ/u_τ^* proche de 1 et disparaît complètement pour $u_\tau/u_\tau^* > 1,2$. Ce phénomène

explique les difficultés expérimentales observées par Naaim-Bouvet (1997) pour reproduire la congère amont en soufflerie. La forme et la dimension de la congère aval sont moins sensibles à ce facteur.

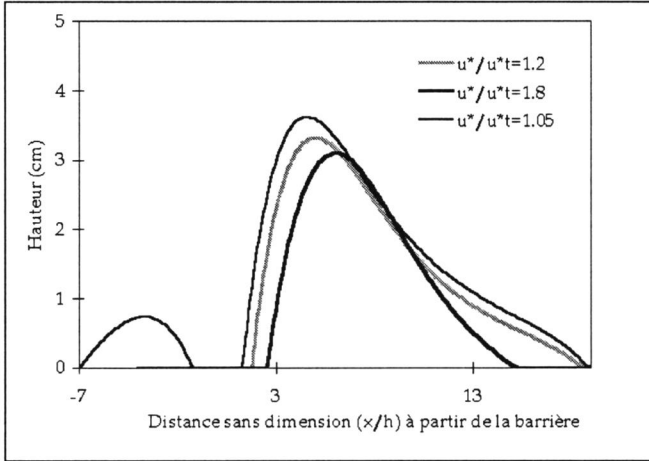


Figure 181 : variations de la forme de la congère simulées numériquement pour différentes valeurs de u^*/u^*_τ

Nous avons comparé le résultat donné par le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ classique au résultat donné par le modèle de turbulence $k-\varepsilon$ de Chen et Wood (1985). Ce dernier tient compte de la réduction de la turbulence induite par la présence des particules. Le résultat de la comparaison est tracé sur la figure 182.

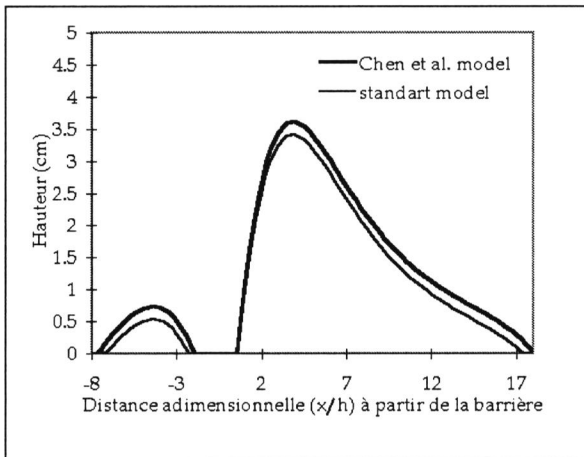
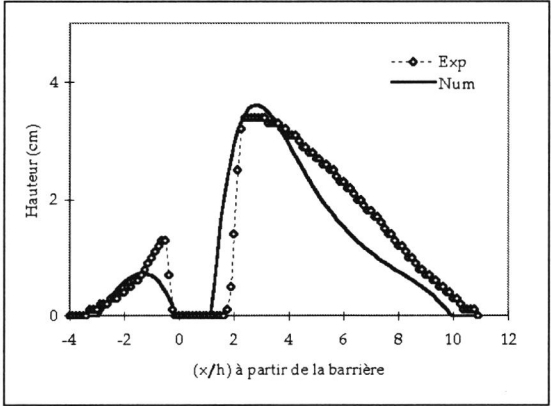


Figure 182 : test numérique des deux modèles de turbulence

La différence entre les deux résultats est relativement faible. La congère simulée par le modèle $k-\varepsilon$ de Chen et Wood (1985) est légèrement plus étendue que celle simulée par le modèle $k-\varepsilon$ classique. Ceci s'explique par le fait que dans le modèle de Chen et Wood, la présence des particules produit une diminution de l'énergie turbulente par rapport au modèle $k-\varepsilon$ classique. Cette réduction se traduit par une diminution de la vitesse turbulente près du sol. La zone concernée par le dépôt ($u < u_{\tau}$) est alors plus large.

Dans le but de tester le bon fonctionnement du modèle de dépôt, nous avons étudié le cas d'un modèle réduit de barrière à neige de 4 cm de haut, munie d'une garde au sol de 2 cm.



Figures 183 : résultats expérimentaux obtenus en soufflerie et numériquement pour $u/u_{\tau} = 1,05$ (Naaim-Bouvet, 1997)

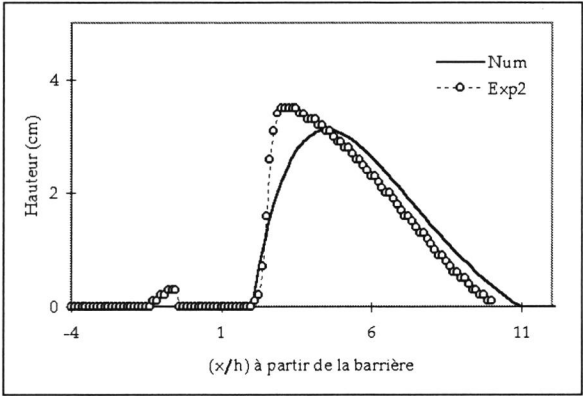


Figure 184 : résultats expérimentaux obtenus en soufflerie et numériquement pour $u/u_{\tau} = 1,2$ (Naaim-Bouvet, 1997)

Sur les figures 183 et 184, nous avons comparé les congères données par le modèle numérique aux congères mesurées par Naaim-Bouvet (1997). Dans les

deux cas présentés, la forme de la congère expérimentale et celle de la congère simulée numériquement sont assez proches. Dans le cas des congères simulées numériquement, la congère amont est moins importante que celle mesurée expérimentalement. Près de la barrière, les congères amont et aval obtenues expérimentalement sont plus pentues, alors que celles obtenues numériquement sont plus lisses. Nous pensons que ce problème est lié à la diffusion numérique produite par la forte distorsion du maillage dans ces deux zones. Néanmoins les résultats du modèle sont très encourageants.

La position de la congère aval est très bien reproduite par le modèle. Dans le cas ($u/u_{\tau}=1,05$) la congère simulée numériquement commence exactement au même endroit que la congère expérimentale. Dans le cas ($u/u_{\tau}=1,2$) elle commence légèrement en amont de la congère expérimentale. Les longueurs des congères expérimentales et des congères simulées numériquement sont très proches.

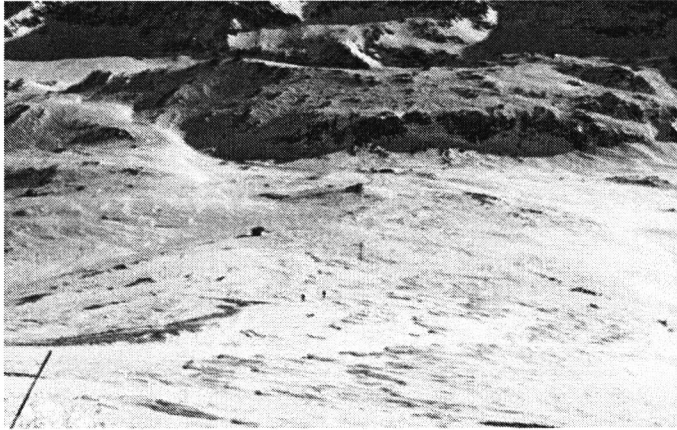
2.7 Comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux obtenus *in situ*

2.7.1 Description du site expérimental

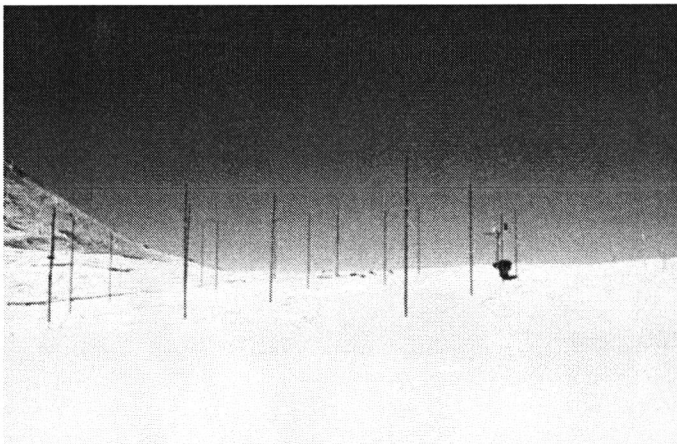
Grâce au support financier de la région Rhône Alpes et au soutien logistique de la SATA, la division ETNA du Cemagref de Grenoble et le Centre d'études de la neige (Durand, Guyomarch, Merindol, 2000) étudient le transport de neige par le vent sur le site expérimental du Col du Lac Blanc depuis une dizaine d'années (Michaux, Naaim-Bouvet, Naaim, 2000). Ce site, relativement plat et situé à 2700 m sur le domaine skiable de l'Alpe d'Huez, se comporte comme une soufflerie naturelle avec des vents dominants de secteur sud et de secteur nord. L'un des objectifs des expérimentations menées ces deux dernières années était de tester le modèle numérique de transport de neige par le vent présenté précédemment.

Afin d'étudier la distribution tri-dimensionnelle de la hauteur de neige durant l'hiver et de déterminer ainsi les zones de dépôt et d'érosion de la neige, nous avons installé deux réseaux de 25 perches à neige. Les résultats présentés dans cet article ne concernent que le site dit de "La Muzelle", qui est localisé au sud du Col : dans ce cas précis, 20 perches disposées suivant un maillage régulier dans la zone de dépôt sont complétées par un profil longitudinal (200 m) de 5 perches suivant l'axe Nord-Sud dans la zone d'érosion. Les hauteurs de perches sont relevées manuellement toutes les semaines, voir plus en cas d'épisodes de transport. A cette occasion, un sondage de battage et une détermination du profil stratigraphique du manteau neigeux sont effectués. Sur le site, des enregistrements continus de paramètres météorologiques classiques (*intensité et direction du vent, température, précipitation*) complètent ces mesures. Cependant toutes ces données météorologiques ne sont pas suffisantes pour tester un modèle numérique de transport de neige par le vent : le débit des particules de neige transportées ainsi que la vitesse seuil d'arrachement des particules sont des données d'entrée nécessaires au modèle. C'est pourquoi la division ETNA a développé un capteur de transport de neige par le vent basé sur un principe

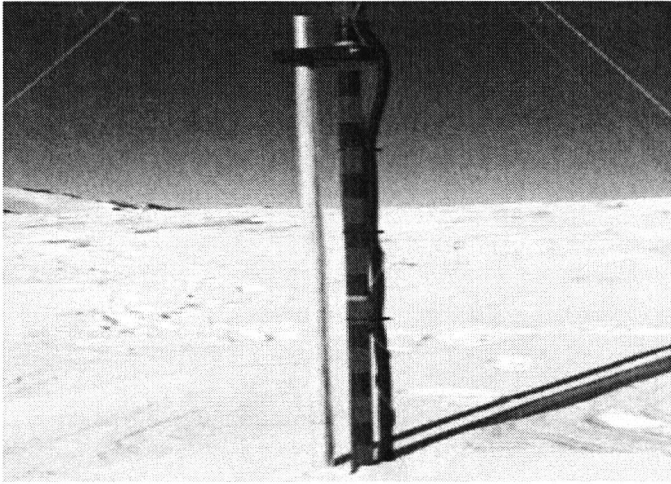
acoustique. Il s'agit d'un microphone miniature large bande placé dans un tube creux en aluminium d'une hauteur variable qui est lui même exposé au flux de particules. Les sons dus aux impacts des particules sont convertis en signaux électriques par un sonomètre sélectif en fréquence : un filtrage passe-bande élimine les basses fréquences dues au vent et les hautes fréquences hors de la gamme audible. La valeur efficace de ce signal est convertie en tension continue. Six de ces capteurs ont été installés sur le site de La Muzelle.



Photographie 32 : le site expérimental du col du Lac Blanc



Photographie 33 : le site expérimental du col du Lac Blanc



Photographie 34 : le capteur acoustique fixé sur une perche à neige bi-couleur

Dans ce cas, les paramètres d'entrée du modèle (*vitesse de chute, vitesse de frottement, vitesse de frottement seuil*) étaient connus et constants ; les résultats obtenus étaient plutôt satisfaisants.

Le cas présent est cependant plus complexe. Tous les paramètres d'entrée du modèle varient pendant l'épisode. Durant l'hiver 1998-1999, cinq périodes de transport ont été sélectionnées. La direction du vent est restée constante pour seulement deux d'entre elles, durant lesquelles on a observé des chutes de neige, ce qui complique la résolution du problème (*la quantité de neige transportée ne dépend pas uniquement de la vitesse du vent (figure 186)*). Nous avons néanmoins essayé de reproduire l'évolution de la hauteur du manteau neigeux pour l'une de ces périodes, du 26 janvier au 1^{er} février 2000. Durant cette période, la tempête a duré 6 jours avec 4 jours de chute de neige (*figure 185*) (*la hauteur totale de la chute de neige a été de 1,2 mètre*). Le capteur acoustique n'étant pas encore correctement étalonné, nous ne pouvons déterminer le débit de neige transportée. Nous n'utiliserons donc que les données de l'anémomètre et prendrons les formulations empiriques de Pomeroy (1990) pour déterminer les quantités de neige transportées.

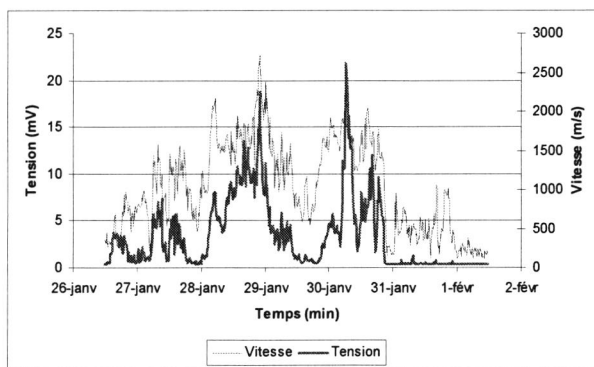


Figure 185 : tension moyenne sur 15 mn (données issues du capteur acoustique n° 5) et vitesse moyenne du vent sur 15 mn du 26 janvier au 1^{er} février 1999

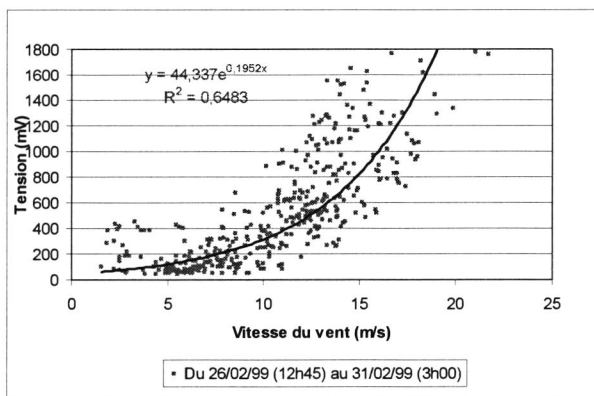


Figure 186 : tension moyenne sur 15 mn (données issues du capteur acoustique n° 5) en fonction de la vitesse moyenne du vent sur 15 mn du 26 au 31 janvier 1999

Jusqu'alors les modèles numériques de transport de neige étaient utilisés pour déterminer des profils de congères à saturation pour un écoulement de vent constant. Dans le cas présent, il s'agit de reproduire une évolution intermédiaire de la congère (*épisode de 4 jours*) pendant lequel l'intensité du vent a varié.

La simulation numérique sur cette longue période en utilisant le modèle couplant le vent et le transport de la neige par le vent n'est pas réalisable à partir de nos moyens de calcul. Nous nous sommes donc orientés vers la simulation de l'écoulement du vent utilisant la topographie et la vitesse turbulente à l'entrée du domaine (u_0). Nous avons ensuite déterminé la vitesse turbulente correspondante $u_0(x)$ près de la surface du sol, dans tout le domaine. Puisque l'écoulement est proche de l'écoulement d'une couche limite turbulente avec une turbulence pleinement développée et comme l'évolution la vitesse moyenne mesurée durant la tempête à l'entrée du domaine changeait relativement lentement, nous avons supposé que lorsque la vitesse turbulente à l'entrée u_0 changeait en $u_0(t)$, la

vitesse turbulente résultante dans l'ensemble du domaine $u\text{-}(t,x)$ pouvait être déterminée par :

$$u\text{-}(t,x) = u\text{-}o(x) \cdot (u\text{-}o(t)/u\text{-}o) \quad (508)$$

En prenant la vitesse mesurée *in situ* à l'entrée du domaine comme condition à la limite amont, et en intégrant le flux moyen de chute de neige, nous avons appliqué le modèle d'érosion, de transport et de dépôt précédemment décrit.

Les résultats sont tracés sur la figure 187. Sur l'axe de gauche sont reportées les altitudes avant et après la tempête. Sur l'axe de droite sont reportées les accumulations obtenues par simulation et par mesures *in situ*. En comparant les résultats numériques et les mesures expérimentales, nous pouvons conclure que le modèle numérique reproduit assez bien la localisation du dépôt. Sur l'un des points, l'erreur reste tout de même relativement importante puisqu' elle avoisine les 50 %. La manière avec laquelle la vitesse a été déterminée sur l'ensemble du domaine peut expliquer cette erreur. Ce travail numérique va donc se poursuivre en utilisant le modèle total couplé pour obtenir de meilleurs résultats. Par ailleurs, il faudrait maintenant pouvoir introduire des mesures du flux de neige transportée comme paramètre d'entrée du modèle. Ce flux était en effet jusqu'à présent calculé au moyen d'une formule empirique utilisant la vitesse de vent mesuré ainsi que des vitesses seuils. Pour ce faire, nous devons poursuivre l'étalonnage du capteur acoustique, afin de pouvoir corrélérer le signal enregistré sur le capteur avec le débit de transport de la neige par le vent.

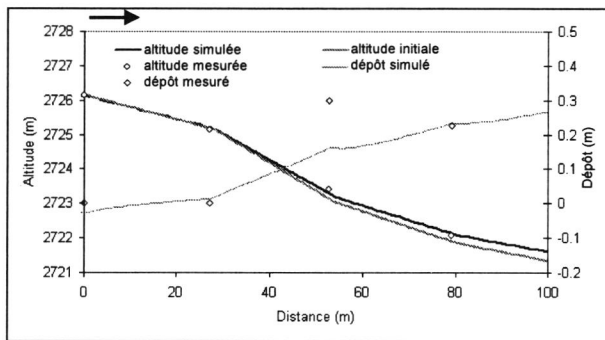


Figure 187 : modélisation numérique du transport de neige par le vent sur le site de La Muzelle du 26 janvier au 1^{er} février 1999

3. Intégration des modèles NEMO et ARIEL au sein d'un SIG : OLRIC (Outil de localisation des risques de congères)

Une partie importante du travail de l'ingénieur réalisant une expertise dans le domaine de la viabilité hivernale (*formation de congères sur les voies de*

communications) consiste à synthétiser l'ensemble des documents et informations disponibles (*photo aérienne, carte de végétation, profil en long, profil en travers, description des zones d'emprise, ...*) et à reporter sur une même carte ou un même tableau l'ensemble de ces données.

On comprend donc tout l'intérêt de regrouper l'ensemble de ces informations sous un même support géo-référencé. Par ailleurs, il semble intéressant d'inclure dans cette approche les modélisations numériques du vent et du transport de neige par le vent présentées au paragraphe 1 et 2.

3.1 L'environnement de travail

Cet outil a été développé sur un système d'information géographique (SIG) adapté à nos objectifs (*fonctionnement sur PC, environnement de développement, utilisation aisée*). Nous avons choisi ARCVIEW avec son complément SPATIAL ANALYST (*extension possédant de multiples fonctions permettant de gérer l'espace*). OLRIC utilise donc cet environnement de travail, mais à l'aide de diverses interfaces qui ont été développées, il est capable d'exécuter des modèles numériques et d'en présenter les résultats.

3.2 La démarche scientifique

OLRIC fonctionne à deux échelles qui sont imbriquées. À grande échelle (*profil en long*), l'outil permet de déterminer les zones susceptibles d'être soumises à risques de formation de congères et à petite échelle (*profil en travers*) ORLC permet de déterminer la forme de la congère.

3.2.1 Fonctionnement à grande échelle : localisation des zones à risques de formation de congères

La localisation des risques de congères est intimement liée au facteur vent. Or le vent possède une circulation au sol très complexe en zone de relief. Il faut donc être capable de prévoir les orientations au sol à partir d'une direction générale de l'écoulement. Le modèle numérique de vent ARIEL permet d'obtenir l'ensemble de ces directions au sol à partir d'une direction de vent synoptique. Connaissant la direction et l'intensité des vents au sol ainsi que l'orientation du profil en travers, on pourra déterminer les zones sujettes à la formation de congères. Le tableau 17 synthétise le fonctionnement de OLRIC à grande échelle.

Données d'entrée géoréférencées	Conditions aux limites	Modèle numérique utilisé	Résultats
Topographie Rugosités Profil routier en long	Rose des vents régionale	Modèle numérique ARIEL	Présentation des zones à risque sous forme de cartes

Tableau 17 : fonctionnement à grande échelle

3.2.1.1 Données d'entrée géoréférencées

Tout d'abord l'utilisateur doit entrer la topographie générale de la région considérée ainsi que la carte des rugosités. La topographie peut être obtenue à l'aide de bases de données de l'IGN, sous forme de modèles numériques de terrain (MNT). Les rugosités sont déterminées à partir des cartes de végétation.

Sur cette topographie générale l'utilisateur pourra choisir une zone plus précise à l'aide de la souris.

L'utilisateur doit ensuite entrer le tracé routier considéré ; ce tracé pourra aussi bien être dessiné directement sur l'écran qu'être rentré sous forme d'un fichier de données (*logiciel PISTE +*). On comprend aisément qu'il est beaucoup plus intéressant d'utiliser un fichier de données qui sera plus précis quant à la localisation de la route (*figure 188*).

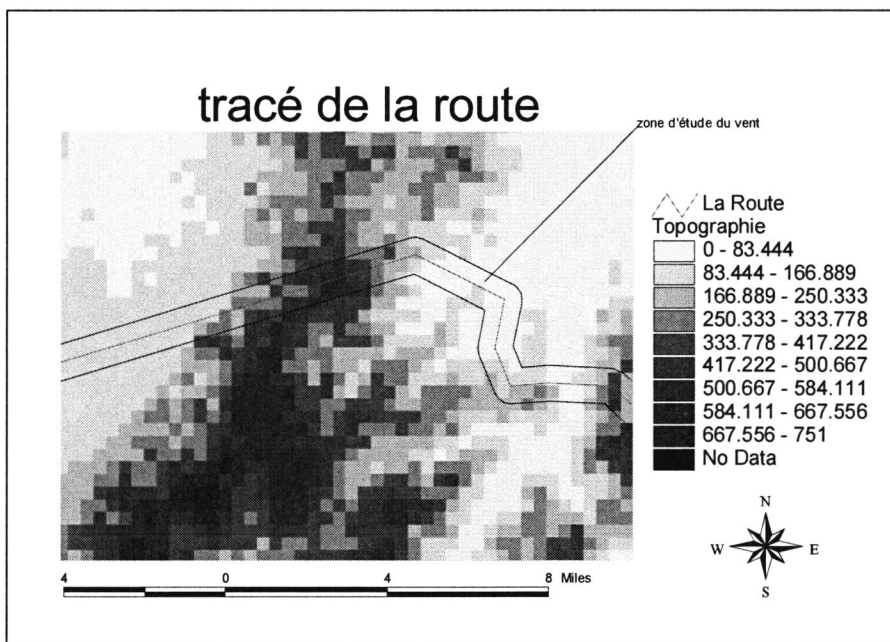


Figure 188 : localisation de la route

Ensuite les conditions aux limites du modèle numérique ARIEL (*vitesse et direction du vent synoptique*) doivent être précisées. Ces données d'entrée résultent d'une étude météorologique sur la région considérée à partir de centrales météorologiques qui sont souvent éloignées de la zone d'étude.

L'objectif d'OLRIC est de mettre en place une sélection semi-automatique des zones à risques à partir des résultats du modèle de vent à travers divers critères de sélection. La sélection définitive se fait à l'aide de sélections successives suivant l'ordre des critères. On peut préciser qu'à chaque sélection itérative

l'utilisateur peut observer les résultats. Ainsi, il peut suivre la démarche de sélection et éventuellement inclure des zones supplémentaires.

3.2.1.2 Critère géographique

Tout d'abord, il est évident que la carte de l'ensemble des vecteurs vent n'est pas nécessaire car seule la zone de reprise de la neige aux abords du profil routier a une influence sur la formation des congères (*ordre de grandeur : une centaine de mètres au vent de la chaussée*). Par ailleurs, les zones situées en forêt ne sont pas soumises à la formation de congères. Le critère géographique permet de sélectionner la zone d'emprise de neige proche de la route (*figure 189*).

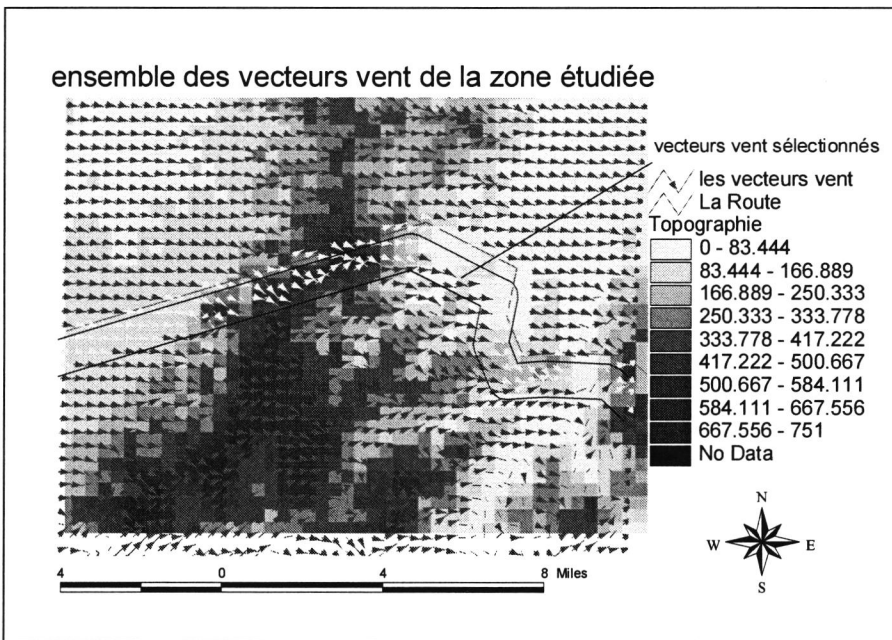


Figure 189 : critère géographique

3.2.1.3 Critère d'intensité du vent

Par ailleurs, nous avons développé un critère relatif à l'intensité du vecteur vent. En effet, les nombreuses études sur le transport de neige montrent que la neige n'est érodée qu'à partir d'une certaine vitesse de vent, dépendant des caractéristiques de la neige. La sélection initiale est donc affinée grâce à ce second critère (*figure 190*).

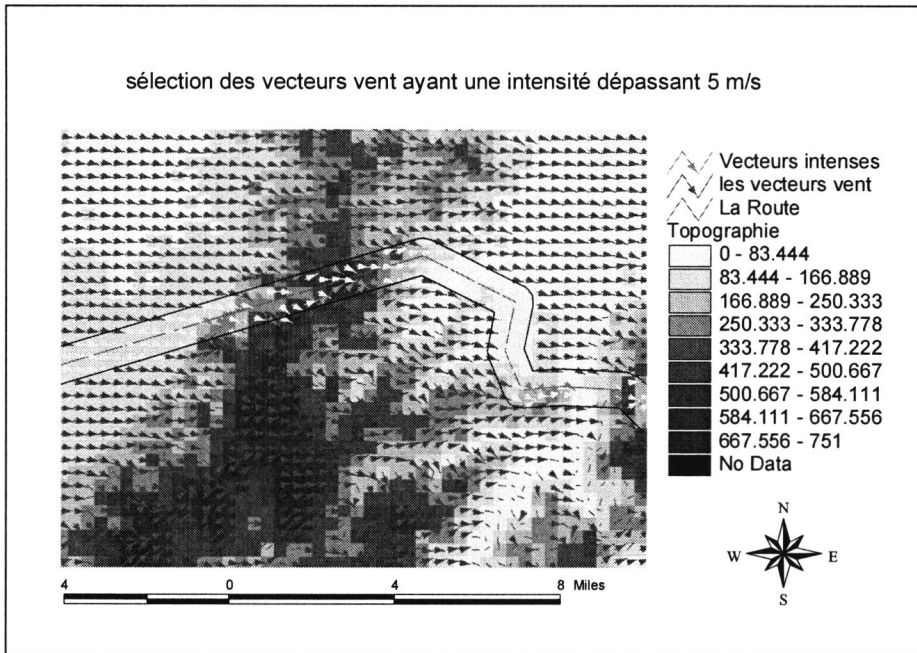


Figure 190 : critère d'intensité du vent

3.2.1.4 Critère d'orthogonalité à la route

Le risque de formation de congères est maximal pour un vecteur vent perpendiculaire à l'axe de la route. Ce risque décroît pour finalement s'annuler lorsque le vecteur vent est parallèle à l'axe de la route. Ce dernier critère permet de visualiser les vecteurs vent responsables de la formation de congères (figure 191).

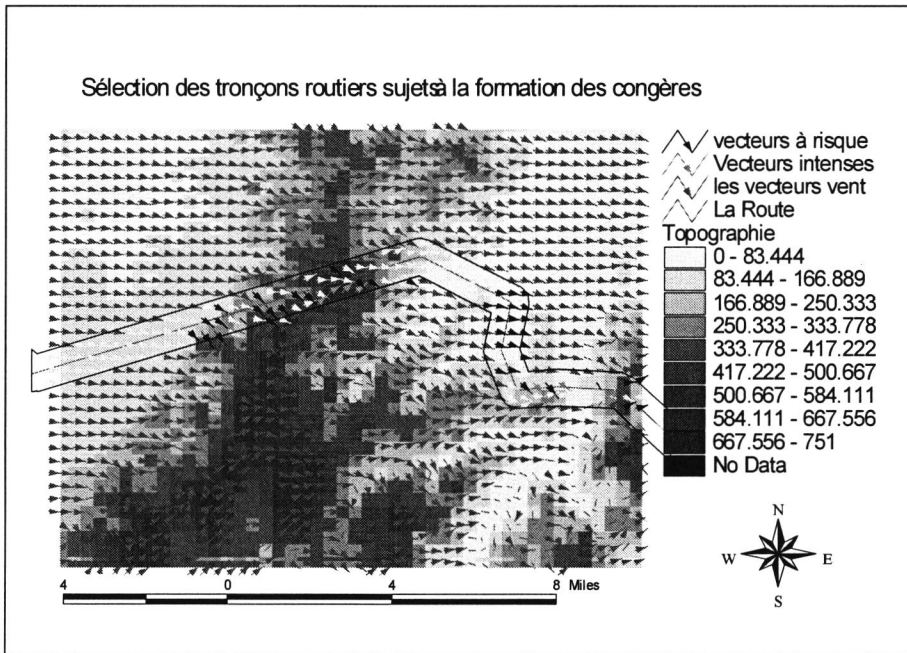


Figure 191 : critère d'orthogonalité à la route

L'utilisation d'OLRIC à grande échelle permet ainsi de localiser les zones susceptibles d'être soumises à un risque de formation de congères. À partir de ce premier zonage, on peut étudier le risque de façon plus précise en tenant compte des profils en travers en faisant fonctionner OLRIC à petite échelle.

3.2.2 Fonctionnement à petite échelle : détermination de la forme des congères

À l'aide du fonctionnement à grande échelle, nous avons pu restreindre la zone d'étude, et nous pouvons désormais raisonner à petite échelle afin de déterminer précisément la forme des congères. Le tableau 18 synthétise le fonctionnement de OLRIC à petite échelle.

Données d'entrée géoréférencées	Conditions aux limites	Modèle numérique utilisé	Résultats
Profil routier en travers identifiés comme étant à risques (fonctionnement grande échelle)	Vent (direction intensité) déterminé dans la phase précédente (fonctionnement grande échelle)	Modèle numérique NEMO Bibliothèque de scénarios	Visualisation des formes des congères sur les profils en travers considérés

Tableau 18 : Fonctionnement à petite échelle

3.2.2.1 Données d'entrée géoréférencées

Une partie importante de l'utilisation des modèles numériques consiste à générer ou adapter les données nécessaires à l'initialisation du modèle.

Concernant le projet OLRIC, une difficulté importante réside dans l'obtention des profils en travers routiers sous forme informatique, ces profils nous permettant d'initialiser le modèle NEMO. Lors d'un projet routier les directions départementales de l'équipement (DDE) définissent un tracé, un profil en long de la route, et des profils en travers de manière à décrire entièrement les caractéristiques de leur projet. Ces différents tracés sont obtenus à l'aide d'un logiciel appelé PISTE+ qui permet d'obtenir de façon aisée l'ensemble des points caractéristiques des profils en travers routiers qui sont géoréférencés (figure 192) :

- Axe de la chaussée
- Bord droit et gauche de la chaussée
- Limite droite et gauche de l'accotement
- Entrée en terre droite et gauche
- Emprise droite et gauche
- Terre plein central (facultatif)

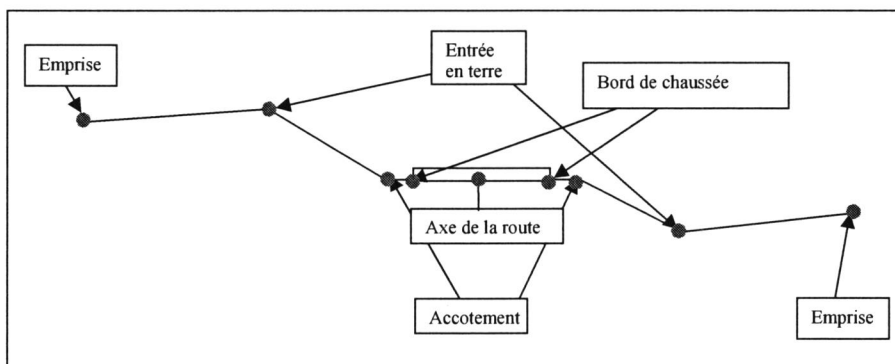


Figure 192 : définition des profils en travers par des points géo-référencés

Ces différents points servent de base à la création du maillage nécessaire au modèle numérique de transport de neige par le vent.

OLRIC permet d'intégrer des données obtenues sous forme ASCII. Cependant certaines étapes de programmation ont été développées en supposant que l'utilisateur a accès à des données issues du logiciel PISTE +. Ce logiciel est largement utilisé dans les DDE et est par ailleurs commercialisé dans d'autres pays européens.

3.2.2.2 Visualisation des formes de congères

Dans les différentes zones pour lesquelles un risque de formation de congères aura été établi, la forme des congères est déterminée à partir des profils en travers. Les profils en travers sont sélectionnés à l'écran par l'utilisateur.

Une fois le profil sélectionné, deux solutions s'offrent à l'utilisateur :

- soit il utilise le modèle numérique NEMO. Ce modèle permet de simuler, sur des profils en 2D, le transport de neige. Il faut cependant noter que le modèle de transport de neige nécessite une durée de résolution encore longue sur un PC, d'où l'intérêt évident de mettre en place une bibliothèque riche en scénarios ;
- soit il utilise une bibliothèque de scénarios correspondant aux cas les plus fréquemment rencontrés (*profils en déblais, profils en remblais, profil mixte, pente 3/2, hauteur de 1,2,4 8 m, 2*2 voies, 1*2 voies*) (figure 193).

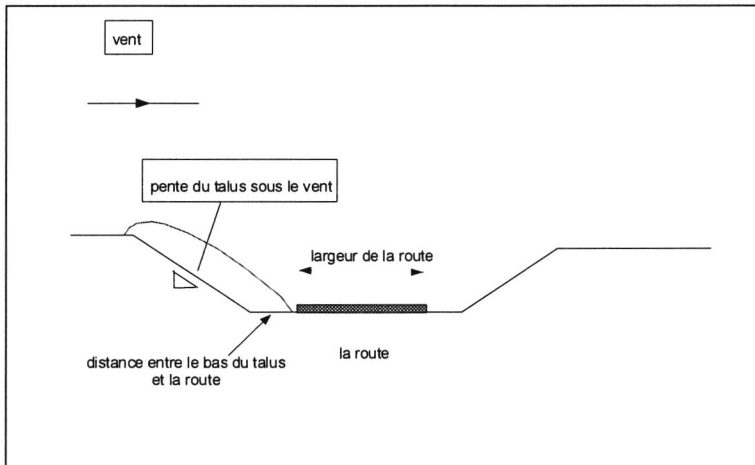


Figure 193 : bibliothèque de profils

La figure 194 résume le fonctionnement d'OLRIC.

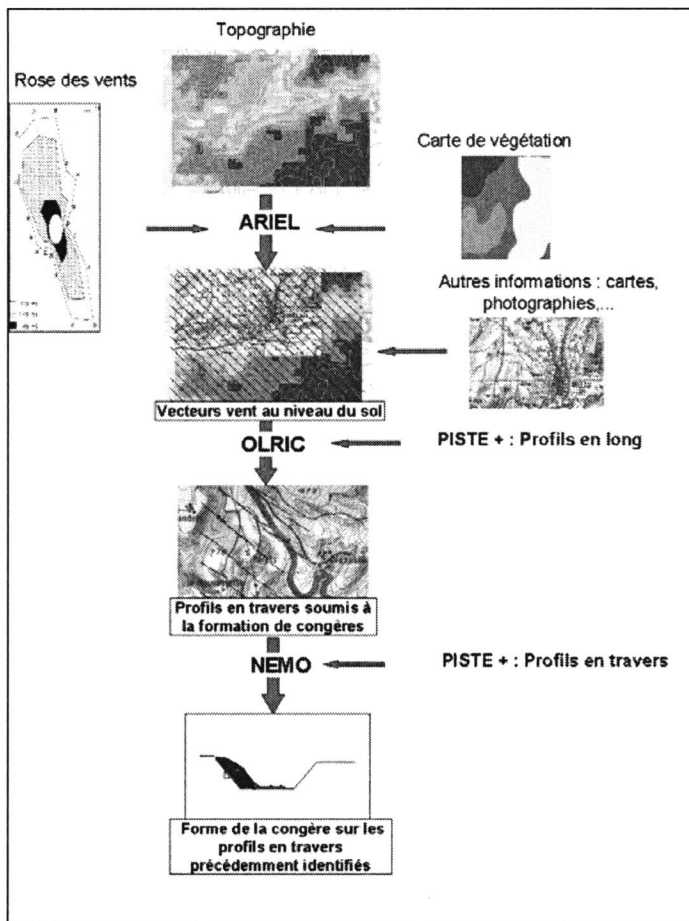


Figure 194 : description synthétique du fonctionnement d'OLRIC

3.2.3 Exemple d'application : l'autoroute A75

L'autoroute A75 reliant Clermont-Ferrand à Béziers est située dans une zone de plateau. De telles régions sont caractérisées par une faible altitude (*inférieure à 1200 m*), des chutes de neige modérées, un relief relativement plat mais de vastes zones d'érosion qui entraînent la formation de congères importantes même si la couche de neige est relativement faible.

Nous présentons ici les résultats d'une étude réalisée sur cette autoroute. La zone d'étude, d'environ 6 km de long est située au Sud du Col d'Engayresque (888 m). La station météorologique, située à proximité du tracé a permis d'initialiser le modèle numérique de vent ARIEL avec un vent de direction Nord-ouest et d'une intensité de 10 m/s. Les différents critères précédemment décrits (*vitesse seuil de 5 m/s et angle entre l'axe de la route et le vent dominant compris entre 70° et 90°*) permettent d'obtenir le résultat suivant (*figure 195*).

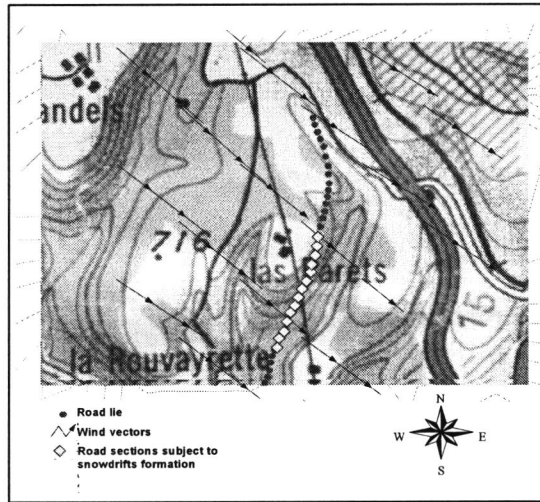


Figure 195 : sélection automatique des profils routiers soumis à un risque de formation de congères.

Des exemples de forme de congères obtenues sur le profil n°55 de ce tracé et pour différentes conditions initiales sont présentés sur la figure 196.

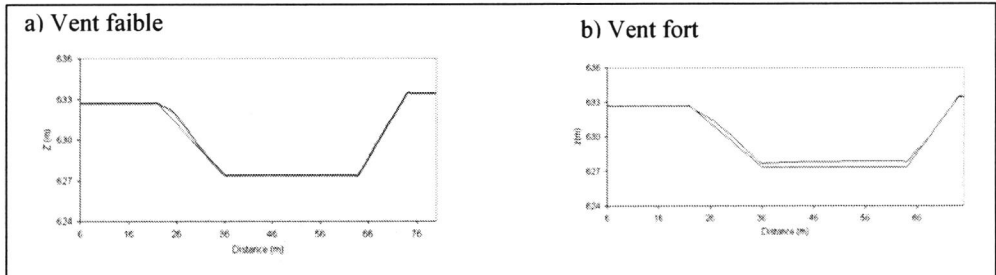
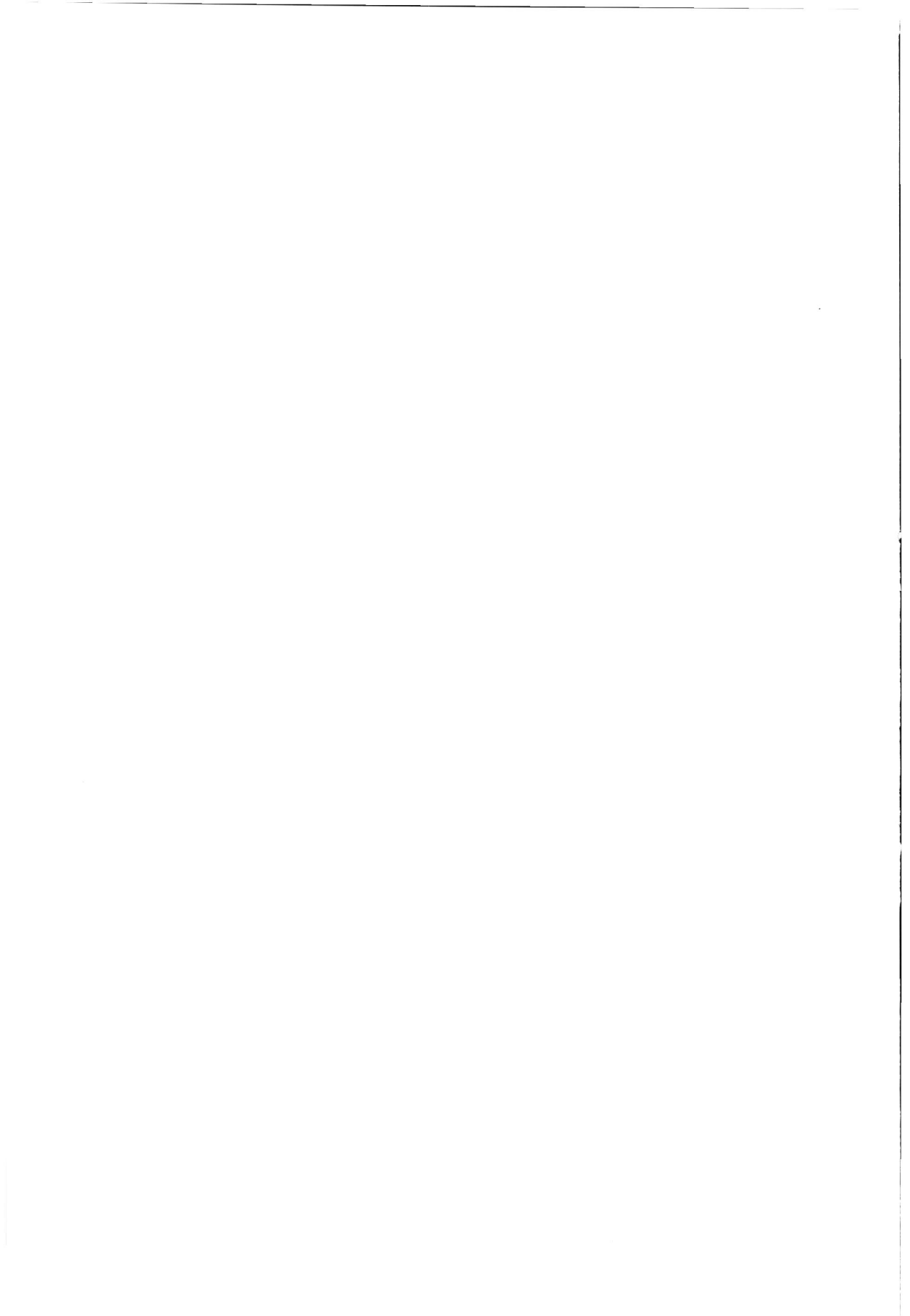


Figure 196 : congères formées après 600 secondes de calcul avec un vent faible ($(u^*-wf)/u^*=0.1$ (hauteur maximum du dépôt de 65 cm)) puis avec un vent fort ($(u^*-wf)/u^*=0.4$ (hauteur maximum du dépôt de 50 cm)). u^* est la vitesse de frottement (m/s) et wf est la vitesse de chute des particules (m/s).

4. Perspectives

Le modèle de transport de neige par le vent NEMO a montré sa capacité à reproduire des accumulations de particules sèches en soufflerie. La comparaison du modèle avec des accumulations de neige observées *in situ* est en cours. Le modèle doit pouvoir prendre en compte les caractéristiques de la neige : variation de densité de la couche de neige, hauteur de la couche de neige mobilisable, vitesse de chute des particules et nombre de Schmidt en fonction de la taille des particules, quantité de neige transportée, sublimation,... Si l'introduction de ces

paramètres au sein du programme informatique ne pose pas de problèmes particuliers, leurs déterminations *in situ* nécessitent encore des études approfondies. Par ailleurs, dans les années à venir, ce modèle devra être intégré au sein d'une chaîne de modélisations météorologiques afin de pouvoir prédire de façon temporelle la forme des accumulations. Ceci permettrait d'une part d'améliorer la gestion des circuits de déneigement (*dans le cas de la formation de congères sur les voies de communications*) ou encore la prévision du risque d'avalanches (*Naaim, Naaim-Bouvet, Vidal, 2000*). Tel est l'objectif des études menées conjointement par le Centre d'études de la neige (*Météo France*) et le Cemagref au col du Lac Blanc (*Durand et al., 2000*), (*Michaux et al., 2000*).



Conclusions

Transport éolien de la neige et transport éolien du sable ont de nombreux points communs. Ainsi toutes les avancées scientifiques dans le domaine du transport de la neige par le vent se sont nourries des études menées sur les particules de sable, qui pour bien des aspects correspondent à un cas simplifié.

Mais cas simplifié ne signifie pas cas simpliste. Y compris dans le domaine des particules sèches, de nombreux points restent encore à élucider, comme par exemple, l'influence des rafales sur le transport.

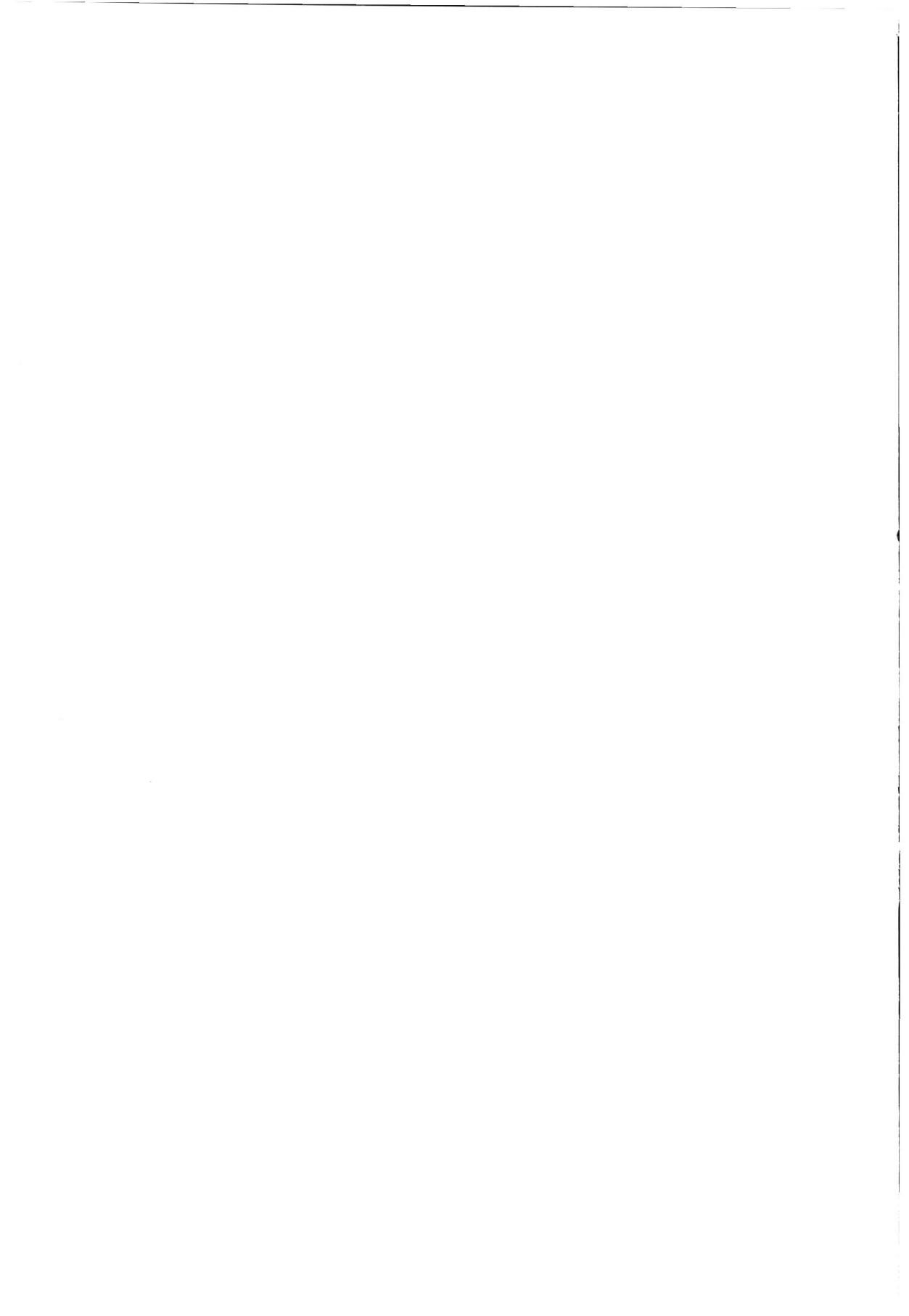
Cependant lorsque l'on s'intéresse plus particulièrement à la neige, les questions posées nous laissent entrevoir encore de nombreuses années de recherche !

Que penser de la prise en compte de la sublimation, de la transformation de la neige au cours du temps, de l'influence des chutes de neige ou encore de la détermination de la fonction « splash » de la neige qui constitue actuellement un véritable verrou scientifique.

Le développement passé d'instrumentations spécifiques (*capteur acoustique et optique de transport et anémomètre ultrasonique tri-dimensionnel*) et de dispositifs expérimentaux (*plus particulièrement les souffleries climatiques*) devraient néanmoins permettre de faire des avancées significatives dans les années à venir.

Cette amélioration de la connaissance des processus physiques devrait tout naturellement conduire à une amélioration de la modélisation numérique, la modélisation physique ayant quant-à elle montré ses limites.

Mais paradoxalement, une réflexion doit aussi être menée sur la « dégradation » des modèles afin de pouvoir les utiliser de façon opérationnelle dans l'objectif d'une prévision temporelle de la répartition spatiale des accumulations de neige. Car n'oublions pas que la prévision de la formation des congères sur les réseaux routiers, et des plaques et corniches génératrices d'avalanches au niveau des crêtes, constitue un des objectifs de la recherche menée dans ce domaine en France, et d'une façon générale dans tout l'Arc alpin. Les précipitations neigeuses et le vent sont conditionnés par la météorologie ; aussi dans les années à venir, les efforts vont porter sur le couplage des modèles météorologiques à méso-échelle avec des modèles fins à échelle métrique de transport de la neige.



Bibliographie

Abbot J.E, Francis J.R.D, 1977, «Saltation and suspension trajectories of solid grains in a water stream» *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, 284, p. 225-254.

Alfrink B.J., 1982, «Value of refined turbulence modelling for the flow over a trench», *Refined modelling of flows*, Presses des Ponts et Chaussées, p. 637-646.

ANENA, 1993, «Eléments de nivologie».

Anderson R.S., 1987, «A theoretical model for aeolian impact ripples» *Sedimentology*, 34, p. 943-956.

Anderson R.S., 1987, «Eolian sediment transport process : the effect of a fluctuating wind on particles trajectory», *Journal of Geology*, 95, p. 497-512.

Anderson R.S., Haff P.K., 1988, «Simulation of eolian saltation», *Science*, 241, p. 820-823.

Anderson R.S., 1988, «Saltation and suspension of snow by wind» *Annals Of Glaciology*, 13, p. 294.

Anderson R.S, Sorensen M., Willetts B.B, 1991, «A review of recent progress in our understanding of aeolian sediment transport», *Aeolian Grain Transport, Acta Mechanica 1*, Springer Verlag, p. 1-20.

Anderson R.S, Haff P.K., 1991, «Wind modification and bed response during saltation of sand in air», *Aeolian Grain Transport, Acta Mechanica 1*, Springer Verlag, p. 21-52.

Anno Y., Konishi T., 1981, «Modelling the effects of a snowdrift-preventing forest and snowfence by means of actived clay particles», *Cold Region Science and Technology*, 5, p. 43-58.

Anno Y., 1984, «Requirements for modeling a snowdrift», *Cold Region Science and Technology*, 8, p. 241-252.

Anno Y., 1984, «Applications of Anno's modeling conditions to outdoor modeling of snowdrifts», *Cold Region Science and Technology*, 9, p. 179-181.

Anno Y., 1985, «Froude number paradoxes in the modeling of a snowdrift», *Cold Region Science and Technology*, 10, p. 191-192.

Anno Y., 1985, «Supplement to Anno's modeling conditions for a snowdrift», *Cold Region Science and Technology*, 10, p. 193-195.

Anno Y., 1985, «Modelling a snowdrift by means of actived clay particles», *Annals of Glaciology*, 6, p. 48-52.

Anno Y., 1986, «Conversion of a low-speed wind tunnel to a snowdrift wind tunnel», *Cold Region Science and Technology*, 12, p. 291-294.

Anno Y., 1986, «Snow deflector built at the edge of a road cut», *Cold Region Science and*

Technology, 12, p. 121-129.

Anno Y., 1987, «One more Froude number paradox», *Cold Region Science and Technology*, 13, p. 307.

Bagnold R.A., 1941, «*The physics of Blown Sand and Desert Dunes*», Methuen, London, 265 p.

Bagnold R.A., 1973, «The nature of saltation and «bed load» transport in water», *Proc. Roy. Soc.*, A332, p. 473-504.

Baker C.J., Dutch W.G., 1992, «An investigation into the potential use of solid snow barriers on the Snake Pass, Derbyshire», *Proceedings of Instn Civ. Engrs*, Transp., Paper 9879, p. 151-160.

Bechteler W., Schrimpf W., 1984, «Improved numerical model for sedimentation», *Journal of Hydraulic Engineering*, 110, n°3, p. 234-246.

Best J.L., 1993, «On the interactions between turbulent flow structure, sediment transport and bedform development : some considerations from recent experimental research» in *Turbulence : Perspectives on Flow and Sediment Transport*, John Wiley, p. 35-60.

Binder G., Hopfinger E., Mory P., 1994, «Turbulence», Cours de DEA de Mécanique, UJF, Grenoble.

Blanquart B., 1996, «Erosion éolienne : quantification de l'érosion et analyse des formes de surface en soufflerie» DEA MMGE, Université Joseph Fourier.

Bouddour A., 1994, «Modélisation physique du transport de sable par le vent à l'extérieur (plage d'Agadir)», Rapport de stage Université d'Agadir/Cemagref.

Bradshaw P., 1971, «The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow», *Journal of Fluid Mechanics*, 36, p. 1007.

Brun E., Martin E., Simon V., Gendre C., Coleou C., 1989, «An energy and mass model of snow cover suitable for operational avalanche forecasting», *Journal of Glaciology*, 121, n°35, p. 333-342.

Brun E., David P., Sudul M., Brunot G., 1992, «A numerical model to simulate snow cover stratigraphy for operational avalanche forecasting», *Journal of Glaciology*, 128, n°38, p. 13-22.

Budd W., Dingle R., and Radok U., 1965, «The drifting of non uniform snow particles » *Antarctic Research Series*, vol.7, American Geophysical Union.

Burnage H., 1986, «Diffusion lagrangienne et simulation numérique», *Journées de l'A.V.M Valenciennes*.

Butterfield G.R., 1993, «Sand transport response to fluctuating wind velocity» in *Turbulence : Perspectives on flow and sediment transport*, John Wiley, p. 305-336.

Butty, D., 1988, «Paramétrisations de la turbulence atmosphérique dans un code méso-météorologiques tridimensionnel et non-hydrostatique», *Thèse de l'université Claude Bernard – Lyon1*.

Caldwell, D. R., Van Atta, C.W., Helland, K.N., 1992, «A laboratory study of the turbulent Ekman layer», *Geophys. Fluid Dyn.*, 3, 125-160.

Candel S., 1990, «*Mécanique des fluides*», Bordas, Paris, ISBN 2.04.018753.7, 451 p.

Castelle T., 1995, «Transport de la neige par le vent en montagne : Approche expérimentale du site du Col du Lac Blanc», *Thèse n°1303 de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*.

- Carle P.**, 1994, «Application de techniques de traitement et d'analyse d'images à la détermination des champs de vitesse», DEA image, Ecole des Mines de Saint-Etienne.
- Chang K.C., Chen C.S., Uang C.I.**, 1987, «A hybrid k - ϵ turbulence model of recirculating flow», *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, 12, p. 369-382.
- Chen C.P., Wood P.E.**, 1985, «A turbulence closure model for dilute gas particule flows», *The Can. J. Che*, 63, p. 349-360.
- Chen P.P., Crowe C.T.**, 1984, «On the Monte-Carlo method for modeling particle dispersion in turbulence », *ASME Conference on gas-solid flow*, New Orleans, p. 37-22.
- Chen Y.S., Kim S.W.**, 1987, «Computation of turbulent flows using an extended k - ϵ turbulence closure model» NASA CR-179204.
- Chepil W.S.**, 1959, «Equilibrium of soil grains at the threshold of movment by wind», *Proceedings Soil Science Society of America*, 23 (6), p. 422-428.
- Clappier A., Castelle T.**, 1991, «Modélisation numérique du transport de neige par saltation», *Symposium de Chamonix CISA-IKAR*, p. 105-117.
- Clifford N.J., Mc Clatchey J., French J.R.**, 1991, «Measurements in of turbulence in the benthic boundary layer over a gravel bed and comparison with accoustic measurements and predictions of bedloadstransport of marine gravel : discussion», *Sedimentology*, 38, p. 161-166.
- Cousteix J.**, 1989, «*Turbulence et couche limite*», Cepadues-Editions, Toulouse.
- David D.**, 1982, «Simulation en soufflerie des phénomènes de décollement, de transport et d'accumulation de sable», *Thèse CSTB/Université des Sciences de Poitiers*.
- Davies C.N.**, 1945, «Definitive equation for the fluid resistance of spheres», *Proceedings of Physic Society*, 57, p. 322.
- Deardorf, J. W.**, 1972, «Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers», *J. Atmos. Sci.*, 29, 91-115.
- Deardorf, J. W., Willis, G. E.**, 1987, «Turbulence within a baroclinic laboratory mixed layer above a sloping surface», *J. Atmos. Sci.*, 44, 772-778.
- De Moor G.**, 1983, «Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique», Cours et manuels de l'Ecole Nationale de la Météorologie Toulouse-Mirail, 312 p.
- Detering H.W., Etling D.**, 1985, «Application of the k - ϵ turbulence model to the atmospheric boundary layer», *Boundary Layer Meteorology*, 33, p. 113-133.
- Durand Y., Guyomarc'h G., Merindol, L.**, 2000, «Transport de la neige par le vent sur un site de montagne : mesures et modélisation numérique à l'échelle du massif », *La Houille Blanche*, 5, p. 55-62.
- Durand Y., Guyomarc'h G., Merindol L.**, 2001, «Drifting snow studies over an instrumented mountainous site. Part I : Measurements and numerical model at regional scale», *Annals of Glaciology*, 32, p. 187-194.
- Durst F., Rastogi A.K.**, 1977, «Theorical and experimental investigations of a turbulent flow with separation», *Proceeding of the First Symposium on Turbulent Shear Flows*, 1, p. 18.1.
- Durst F., Rastogi A.K.**, 1980, «Turbulent flow over two-dimensional fences» in *Turbulent Shear Flows II*, p.16.30-16.36.
- Duynin A.K., Kotlyakov V.M.**, 1980, «Redistribution of snow in mountains under the effect of

heavy snow-storms», *Cold regions Science and Technology*, 3, p. 287-294.

Falconer R.A., Li Guiyi, 1992, «Modelling tidal flows in island's wake using two-equation turbulence model», *Proc. Inst. Civ. Engin. Wat. Maritime. Energy*, 96, p. 43-53.

Falconer R.A., Li Guiyi, 1994, «Numerical modelling of tidal eddies in coastal basins with narrow entrance using the k- ϵ turbulence model», in *Mixing and transport in the environment*, Wiley, p. 325-352.

Finney E.A., 1934, «Snow control on the highway», *Bulletin Michigan Experiment Station*, n°57.

Font D., Naaim-Bouvet F., Roussel M., 1998, «Snow drifting acoustic detector : experimental test in La Molina, Spanish», *Annals of Glaciology*, 26, p. 221-224.

Foucaut J.M., Baudoin B., Bourrier P., Sowa L., 1992, «Contribution à l'étude des mécanismes d'envol des particules : recherche d'un modèle», *Pollution Atmosphérique*, p. 9-18.

Foucaut J.M., 1993, «Modélisation des phénomènes d'envol de particules dans une couche limite turbulente», *11^{ème} Congrès Français de Mécanique de Lille*.

Français J.C., 1999, «Outil semi-automatique de localisation des risques de congères à l'aide de modèles numériques dans un système d'information géographique», *Mémoire ENGEES/Cemagref*.

Good M.C., Joubert P.N., 1968, «The form-drag of two-dimensional bluff plates immersed in turbulent boundary layer», *Journal of Fluid Mechanics*, 31, p 547.

Gore R.A., Crowe C.T., 1989, «Effect of particle size on modulating turbulent intensity», *International Journal Multiphase Flow*, 15, n° 2, p. 279-285.

Greeley R., Iversen J.D., 1985, «*Wind as geological process*», Cambridge university Press, Cambridge.

Grass A.J., 1970, «Initial instability of fine bed sand», *Journal of the Hydraulics Division, American Society of Civil Engineers*, 96, p. 619-631.

Gross P., 1985, «Aérodynamique des pièges à sable», *Rapport interne CSTB EN-ADYM 85-12*

Gauer P., 1998, «Blowing and drifting snow in Alpine terrain : numerical simulation and related field measurements», *Annals of Glaciology*, 26, 174-178.

Guyot G., 1972, «Etude de l'écoulement de l'air au voisinage d'un obstacle poreux en couche limite turbulente (Aérodynamique des brise-vent)», *Thèse de l'Université Paris IV*.

Guyot G., 1986, «Brise-vent et rideaux abris avec référence particulière aux zones sèches», *Cahier FAO 15*.

Guyomarc'h G., Merindol L., 1991, «Etude du transport de la neige par le vent», *Symposium de Chamonix CISA-IKAR*, p.77-82.

Guyomarc'h G., Merindol L., 1994, «Blowing snow and avalanches», *Proceedings of International Snow Science Workshop*, p. 211-221.

Guyomarc'h G., Merindol L., 1995, «PROTEON - Vers une prévision locale du transport de la neige par le vent», *Symposium International ANENA*, Editions Cemagref, p. 97-102.

Guyomarc'h G., Merindol L., 1998, «Validation of an application for forecasting blowing snow», *Annals of Glaciology*, 26, p. 138-143.

Guyomarc'h G., Durand Y., Merindol L., Naaim-Bouvet F., 2001, «Climatology of an

experimental location for studies on snowdrift», *Proceeding of International Snow Science Workshop*, Big Sky, Montana, 2000.

Haff P.K., 1992, «Les rides éoliennes, mémoire du temps», *La Recherche*, 23, p. 1186-1188.

Haehnel R.B., Wilkinson J.H., Lever J.H., 1993, «Snowdrift modeling in CRREL wind tunnel», *Proceedings of the 61st Western Snow Conference*, Québec.

Hertig J.A., Fal Lot J.M., Giovanni J.M., Testori P., Lamrini M., 1984, «Etude de dispositions constructives destinées à diminuer la formation de congères sur la route nationale N9 au col du Simplon», Rapport interne IENER Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.

Hinds W.C., 1982, «*Aerosol Technology : Properties, behavior, and measurement of airborne particles*», Wiley-Interscience Publication.

Hinze, J.O., 1975, «*Turbulence*», Mac Graw-Hill, 2nd Edition.

Hetsroni G., 1989, «Particles-turbulence interaction», *International Journal Multiphase Flow*, 15, n° 5, p. 735-745.

Householder M.K., Goldschmidt V.W., 1969, «Turbulent diffusion and Schmidt number of particles», *Journal of the Engineering Mechanics Division*, ASCE, 95, n°6, p. 1345-1367.

Hsu S.A., 1973, «Computing eolian sand transport from shear stress velocity», *Journal of Geology*, 81, n°6, p. 739-743.

Idel'cik I.E., 1986, «*Memento des pertes de charges*», Edition Eyrolles.

Irwin P.A., Williams C.J., 1983, «Application of snow-simulation model test to planning and design», *Proceedings of Eastern Snow Conference*, 18, 40th Annual Meeting, p. 118-130.

Isyumov J.Y., Mikitiuk M., 1992, «Wind tunnel modeling of snow accumulations on large-area roofs», *Second International Conference on Snow Engineering*, CRREL, Special Report 92-27, p. 181-194.

Iversen J.D., 1979, «Drifting snow similitude-Drift deposit rate correlation», Unpublished [Paper presented at Fifth International Conference on Wind engineering, Colorado State University, Fort Collins, Colorado].

Iversen J.D., 1980, «Drifting snow similitude: transport rate and roughness modeling», *Journal of Glaciology*, 26, n°94, p. 393-403.

Iversen J.D., 1981, «Comparison of wind-tunnel model and full-scale snow fence drifts», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 8, p. 231-249.

Iversen J.D., White B., 1982, «Saltation threshold on Earth, Mars and Venus», *Sedimentology*, 29, p. 111-119.

Iversen J.D., 1982, «Small-scale modeling of snowdrift phenomena », in *Wind tunnel modeling for civil engineering applications*, Cambridge University Press, p. 552-545.

Iversen J.D., 1984, «Comparison of snowdrift modeling criteria : commentary on "Application of Anno's modeling conditions to outdoor modeling of snowdrift"», *Cold Region Science and Technology*, 9, p. 259-265.

Iversen J.D., 1986, «Small scale wind tunnel modelling of particle transport - Froude number effect», *Aeolian Geomorphology*, p 19-33.

- Issa R.A., Oliveira P.J.**, 1995, «Numerical prediction of turbulent dispersion in two-phase jet flows», *Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*, p. 421-428.
- Isyumov N., Mikitiuk M.**, 1992, «Wind tunnel modeling of snow accumulations on large-area roofs», *Second International Conference on Snow Engineering*, CRREL, Special Report 92-27, p. 181-193.
- Isyumov N., Mikitiuk M.**, 1992, «Perspective on experimental modeling», *Second International Conference on Snow Engineering*, CRREL, Special report 92-27, p. 473-476.
- Jackson P.S., Hunt, J.C.R.**, 1975, «Turbulent wind flow over a low hill», *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 929-955.
- Janvier, L.**, 1987, «Paramétrisations de la turbulence et de l'interface sol/atmosphère dans un modèle tridimensionnel à méso-échelle». *Thèse de Docteur Ingénieur*.
- Jeandel D., Kreiss J., Schon J.P.**, 1976, «Barrières à neige : comparaison des essais en soufflerie à une méthode de calcul», Rapport CTGREF, 6 p.
- Jensen J.L., Sorensen M.**, 1983, «On the mathematical modelling of aeolian saltation» in *Mechanics of Sediment Transport*, Summer B. and Mullers M. Editors, Rotterdam, p. 65-72.
- Jobson H.E., Sayre W.W.**, 1970, «Vertical transfer in open channel flow», *Journal of the Hydraulic Division*, Proceedings ASCE, **96**, p 703-724.
- Jullien R.**, 1992, «La ségrégation chez les grains de sable», *La Recherche*, **23**, p. 1198-1199.
- Jullien R., Meakin P.**, 1990, «A mechanism for particle size segregation in three dimensions», *Nature*, **344**, p. 425-427.
- Kalinske A.A.**, 1943, «Turbulence and the transport of sand and silt by wind», *Ann. N.Y Acad. Scien.*, **44**, p. 41-54.
- Kawamura R.**, 1951, «Study on sand movement by wind», *Tokio university*, **5**, p. 95-112.
- Kikuchi T.**, 1981, «A wind tunnel study of the aerodynamic roughness associated with drifting snow», *Cold Region Science and Technology*, **9**, p. 107-118.
- Kind R.J.**, 1975, «A critical examination of the requirements for model simulation of wind-induced erosion/deposition phenomena such as snow drifting», *Atmospheric Environment*, **10**, Pergamon Press, p. 219-227.
- Kind R.J.**, 1986, «Snowdrifting : a review of modelling methods», *Cold Region Science and Technology*, **12**, p. 217-228.
- Kind R.J.**, 1994, «Wind-blown snow and sand : an outline of the transport processes and some comments on modelling», *Proceedings of International Snow Science Workshop*, Snowbird, Utha, USA.
- Kirkbride A.**, 1993, «Observations of the influence of bed roughness on turbulence structure in depth limited flows over gravel beds» in *Turbulence : Perspectives on Flow and Sediment Transport*, John Wiley, p. 35-60.
- Klebanoff, P. S.**, 1955, «Characteristics of turbulence in boundary-layer with zero pressure gradient», *NACA Report 1247*.
- Kobayashi S.**, 1979, «Studies on interaction between wind and dry snow surface», Contribution n° 2184 from the Institute of Low Temperature, Japon.

- Kotliakov V.M.**, 1961, «Result of study of formation and structure of the upper layer of the ice sheet in eastern Antarctica», *General assembly of Helsinki, International Association of Scientific Hydrology*, 55.
- Lafond J.M.**, 1995, «Comparaison de modèles de transport en suspension. Application à des ouvrages de stockage-dépollution», *Thèse de l'Université Claude Bernard, Lyon I*.
- Lakehal D.**, 1994, «Simulation numérique d'un écoulement turbulent autour de bâtiments de forme courbe», *Thèse de l'Université de Nantes, CSTB Division Climatologie EN-CLI 94.11 L*.
- Lapointe M.**, 1992, «Burst-like sediment suspension events in sand bed river», *Earth Surface Process and Landforms*, 17, p. 253-270.
- Lauder B.E., Spalding D.B.**, 1972, «*Mathematical Model of Turbulence*», Academic Press, London.
- Lauder, B. E., Spalding, D. B.**, 1974, «The numerical computation of turbulent flows», *Computer Methods in Appl. Mech. Eng.*, 3, p. 269-289.
- Lauder B.E.**, 1975, «On the effect of gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum», *Journal of Fluid Mechanics*, 67, p. 569-581.
- Lauder B.E., Priddin C.H., Sharma B.I.**, 1977, «The calculation of turbulent boundary layers on spinning and curved surfaces», *Journal of Fluids Engineering*, p. 231-239.
- Lauder B. E., Reynolds W.C., Rodi, Mathieu J., Jeandel D.**, 1985, «Turbulence models and their applications», Ecole d'été d'analyse numérique, Tomes 1 et 2, CEA-EDF-INRIA, Eyrolles.
- Lauder B.E.**, 1991, «Current capabilities for modeling turbulence in industrial flows», *Journal of Applied Scientific Research*, 48, p. 247-269.
- Lehning M., Naaim-Bouvet F., Naaim M., Brabec B., Doorschot J., Durand Y., Guyomarc'h G., Michaux J-L., Zimmerli M.**, 2002, «Snow drift : Acoustic sensors for avalanche warning and research», *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 2.
- Leeder M.R.**, 1979, «Bedload dynamics : grain-grain interaction in water flow», *Earth Surface Process*, 4, p. 229-240.
- Lee K.B., Chung M.K.**, 1987, «Refinement of the Mixing-Lenght Model for Prediction of Gas-Particle Flow in Pipe», *Int. J. Multiphase Flow*, 13, p. 275- 282.
- Lesieur M.**, 1990, «*Turbulence in fluids*», Kluwer Academic Publishers.
- Lesieur M.**, 1993, «*Turbulence in Fluids*», Kluwer Academic Publishers, 2nd revised edition with corrections.
- Lesieur M.**, 1994, «*La turbulence*», Presse Universitaire Grenobloise, ISBN 2.7061.0588.7.
- Lauder B. E., Spalding, D. B.**, 1974, «The numerical computation of turbulent flows», *Computer Methods in Appl. Mech. Eng.*, 3, 269-289.
- Lettau H.**, 1969, «Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness element description», *Journal of Applied Meteorology*, 8, p. 828-832.
- Levi E.**, 1991, «Vortices in hydraulics», *Journal of Hydraulics Engineering*, 117, p. 399-413.
- Leschziner M.A., Rodi W.**, 1981, «Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulence model variations», *ASME*, 103, p. 352-360.
- Liston G.E., Brown R.L., Dent J.**, 1993, «A two dimensional computational model of turbulent

atmospheric surface flows with drifting snow», *Annals of Glaciology*, 18, p. 281-286.

Liston G.E., Brown R.L., Dent J., 1994, «A computational model of two-phase, turbulent atmospheric boundary layer with blowing snow», *Proceedings of International Snow Science Workshop*, Snowbird, Utha, USA.

Lumley J.L., 1969, «Drag reduction by additives», *Annual Reviews in Fluid Mechanics*, p. 367-384.

Marshall J.K., 1971, «Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution », *Agricultural Meteorology*, 8, 269-292.

Mason P.J., 1989, «Large eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer», *J. Atmos. Sci.*, 46, 1492-1516.

Mason, P.J., 1986, «Flow over the summit of an isolated hill», *Boundary-Layer Meteor.*, 37, 383-405.

Mason, P.J., Sykes, R.I., 1979, «Flow over an isolated hill of moderate slope», *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 105, 383-395.

Mc Ewan I.K., Willets B.B., 1991, «Numerical model of saltation cloud», *Aeolian Grain Transport, Acta Mechanica 1*, Springer Verlag, p. 53-66.

Mc Clung D., Schaerer P., 1993, «*The avalanche handbook*», The Mountainers, Seattle, Washington, 271 p.

Mc Tighe D.F., 1983, «Mixture Theory of Turbulent Diffusion of Heavy Particles» in *Theory of Dispersed Multiphase Flow*, Academic Press, p. 227-250.

Maneo N., Araoka K., Nishimura K., Kaneda Y., 1979, «Physical aspects of the wind-snow interaction in blowing snow», *Journal of Faculty Science*, Hokkaido university, VII 6, p. 127-141.

Martinez H., Naaim M., 1993, «Détermination expérimentale et numérique du profil vertical de concentration dans un écoulement chargé», *11^{ième} Congrès Français de Mécanique*, Vol 2, p. 289-292.

Martinez H., Naaim M., 1995, «Étude des facteurs influençant le transport de neige par le vent à partir des profils de concentration», *La Houille Blanche*, n°5-6, p. 76-82.

Martinez H., Naaim M., 1995, «Étude des facteurs influençant le transport éolien des particules à partir des profils de concentration», *12^{ième} Congrès Français de Mécanique de Strasbourg*, 3, p. 265-268.

Martinez H., Naaim M., Naaim-Bouvet F., 1995, «Estimation des rôles des facteurs influençant le transport de particules à partir des profils de concentration», *2^{ième} Congrès de Mécanique de Casablanca*, 1, Mécanique des Fluides, Casablanca, p. 150-155.

Martinez H., 1996, «Contribution à la modélisation du transport éolien de particules : Mesures de profils de concentration en soufflerie diphasique», *Thèse de l'Université Joseph Fourier*.

Martinez H., Naaim M., Naaim-Bouvet F., 1996, «Détermination expérimentale du flux d'érosion éolienne», *La Houille Blanche n°5*, p. 49-52.

Mases M., Vilaplana J.M., 1994, «Estudio del transporte eolico de la nieve en le piineo oriental : primeros resultados», *Geomorfologia en Espana*, Sociedad Espanola de Geomorfologia, Logrono, p. 209-225.

Mases M., Font D., Vilaplana J.M., Martinez H., 1996, «Medidas del transporte de nieve por le viento en le pirineo oriental catalan», *Congreso de geologica de Espana*, Alcalá de Henares.

- Masselot A.**, 2000, «A new numerical approach to snow transport and deposition by wind : a parallel lattice gas model», *Thèse de l'Université de Genève*.
- Mellor M.**, 1965, «Blowing Snow», *CRREL Monograph, Part III, Section A3c*, Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, 79 p.
- Mellor M., Fellers G.**, 1986, «Concentration and flux of wind-blown snow» CRREL, Special report 86-11, 15 p.
- Mendoza C., Shen H.W.**, 1985, «Steady two-dimensional flow over dunes», *21st IAHR Congress*, Melbourne, Australia.
- Mendoza C., Shen H.W.**, 1990, «Investigation of turbulent flow over dunes», *Journal of Hydraulic Engineering*, 116, n°4, p. 459-477.
- Michaux J.L., Naaim-Bouvet F., Naaim M.**, 2000, «Transport de la neige par le vent sur un site de montagne : mesures et modélisation numérique à l'échelle du couloir», *La Houille Blanche*, 5, p. 63-69.
- Michaux J.L., Naaim-Bouvet F., Naaim M.**, 2001, «Drifting snow studies over an instrumented mountainous site. Part II : Measurements and numerical model at small scale», *Annals of Glaciology*, 32, p. 175-181.
- Michaux J-L, Naaim-Bouvet F., Naaim M., Guyomarc'h G.**, 2001, «The drifting snow acoustic sensor: Interests, calibration and results», *Proceeding of International Snow Science Workshop*, Big Sky, Montana, 2000.
- Michaux J-L., Naaim-Bouvet F., Naaim M., Lehning M., Guyomarc'h G.**, 2002, «Effect of unsteady wind on drifting snow : first investigations», *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 2.
- Middleton J.V., Southard J.B.**, 1984, «Mechanics of sediment movement», SEPM Short Course n°3, 2nd Edition.
- Militzer J., Nicoll W.B., Alpay S.A.**, 1977, «Some observations on the numerical calculation of the recirculation region of twin parallel symmetric jet flow», *Proceedings of the First Symposium on Turbulent Shear Flow*, 1, p. 11-18.
- Mitha M.Q., Tran B.T., Werner, Haff P.K.**, 1986, «The grain-bed impact process in aeolian saltation», *Acta Mechanica*, 63, p. 267-278.
- Moeng, C. H.**, 1986, «Large – eddy simulation of stratus-topped boundary layer. Part I : Structure and budgets», *J. Atmos. Sci.*, 43, p. 2886-2900.
- Moinat P., Lesieur M.**, 1995, «Large-eddy simulations of turbulent flows over swept backward-facing step», in *Advances in Turbulence V*, Kluwer Academic publishers, p. 382-386.
- Morard M.**, 1896, «Protection pare-congères au col de Lus-la-Croix-Haute », rapport d'études.
- Morsi S.A., Alexander A.J.**, 1972, «Particle trajectories in two phase flow systems», *Journal of Fluid Mechanics*, 55, p. 193-208.
- Moss A.J.**, 1972, «Bed-load sediment», *Sedimentology*, 18, p. 159-219.
- Muller A., Gyr A.**, 1982, «Visualisation of the mixing layer behind dunes», *Mechanics of Sediment Transport, Proceedings Euromech 156*, Rotterdam, Balkema, p. 41-45.
- Muller A., Gyr A.**, 1986, «On the vortex formation in the mixing layer behind dunes», *Journal of Hydraulic Research*, 24 (5), p. 359-375.

- Murphy P.J., Hooshiari H.**, 1982, «Saltation in water dynamic», *J. Hydraul. Div.*, 108, p. 1251-1267.
- Naaïm M., Martinez H.**, 1994, «Experimental and theoretical determination of concentration profiles and influence of particle characteristics in blowing snow», *Surveys in Geophysics*, 16, n°5-6, p. 695-710.
- Naaïm M.**, 1998, «Modélisation numérique des risques naturels en montagne», Habilitation à Diriger les Recherches de l'Université Joseph Fourier de Grenoble, 164 p.
- Naaïm M., Naaïm-Bouvet F., Martinez H.**, 1998, «Numerical simulation of drifting snow : erosion and deposition models», *Annals of Glaciology*, 26, p.191-196.
- Naaïm M., Naaïm-Bouvet F., Vidal L.**, 2000, «La physique des avalanches», *Pour la Science*, n° 269, p. 52-59.
- Naaïm-Bouvet F.**, 1989, «Transport de la neige par le vent : connaissances de base, capteurs et sites expérimentaux 88-89», Mémoire ENGEES, Cemagref, 172 p.
- Naaïm-Bouvet F.**, 1990, «Transport de la neige par le vent : modélisation physique en soufflerie», DEA MMGE, Université Joseph Fourier, 35 p.
- Naaïm-Bouvet F.**, 1991, «Les mécanismes des barrières à neige», *Aménagement et Montagne*, p. 28-32.
- Naaïm-Bouvet F., Brugnot G.**, 1992, «Transport de neige par le vent : connaissances de base et recommandations», Cemagref, 400 p.
- Naaïm-Bouvet F., Sivardière F.**, 1992, «Protections locales contre les accumulations de neige dues au vent : ouvrages à vent et protection végétale», in *Université d'été sur les Risques Naturels : Neige et Avalanches*, Chamonix, Editions Cemagref, p. 255-271.
- Naaïm-Bouvet F., Cure J.P.**, 1992, «Viabilité hivernale d'une autoroute dans un contexte plateau : cas de l'autoroute Clermont-Beziers», in *Université d'été sur les Risques Naturels : Neige et Avalanches*, Chamonix, Editions Cemagref, p. 245-253.
- Naaïm-Bouvet F., Naaïm M.**, 1993, «Congères : analyse de risques et prévention», *SATCAR*, Clermont-Ferrand.
- Naaïm-Bouvet F., Brugnot G.**, 1993, «Transport de la neige par le vent : Présentation des études sur le tracé Grenoble-Sisteron», *SATCAR*, Clermont-Ferrand.
- Naaïm-Bouvet F.**, 1994, «Comparison of requirements for modeling snowdrift in the case of outdoor and wind-tunnel experiments», *Surveys in Geophysics*, 16, p. 711-727.
- Naaïm-Bouvet F., Naaïm M.**, 1995, «Modélisation physique en soufflerie et à l'extérieur du transport de la neige par le vent», *La Houille Blanche*, n°7, p. 68-75.
- Naaïm-Bouvet F.**, 1995, «La protection du col d'Engayresque (A75) Modélisation physique en soufflerie et à l'extérieur de la formation de congères», *Annales des Ponts et Chaussées*, 73, p. 27-41.
- Naaïm-Bouvet F., Bouddour A., Naaïm M., Ikenne M.**, 1995, «Modélisation physique de la formation de congères de sable en soufflerie et à l'extérieur», *2^{ème} Congrès de Mécanique de Casablanca*, 1, Mécanique des Fluides, Casablanca, p. 162-167.
- Naaïm-Bouvet F., Naaïm M.**, 1995, «Modélisation physique du transport éolien de particules : influence des profils de concentration», *12^{ème} Congrès Français de Mécanique de Strasbourg*, p. 269-272.

- Naaim-Bouvet F.**, 1995, «Limits of wind-tunnel modeling of snow accumulations», *Symposium International ANENA, Editions Cemagref*, p. 177-182.
- Naaim-Bouvet F.**, 1995, «Modélisation physique du transport éolien de particules» in *Les modèles au Cemagref : formulation, validation et pertinence*, Editions Cemagref, p. 139-148.
- Naaim-Bouvet F., Brugnot G.**, 1996, «Protection d'un canal contre l'ensablement d'origine éolienne : l'exemple des Daounas (Mali)», *Sécheresse*, n° 7, p. 55-64.
- Naaim-Bouvet F.**, 1997, «Transport de la neige par le vent : contribution à la modélisation physique et numérique», *Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble*.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M.**, 1997, «Modélisation numérique du transport de la neige par le vent : formation d'accumulation dans le sillage d'obstacles», *13^{ième} Congrès Français de Mécanique de Poitiers*.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M., Martinez H.**, 1996, «Profils de concentration de la neige soufflée : théorie, résolution et validation expérimentale in situ», *La Houille Blanche*, n°5, p. 53-57.
- Naaim-Bouvet F.**, 1997, «Transport de la neige par le vent : contribution à la modélisation physique et numérique», *Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble*.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M.**, 1997, «Modélisation numérique du transport de la neige par le vent : formation d'accumulation dans le sillage d'obstacles», *13^{ième} Congrès Français de Mécanique de Poitiers*.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M.**, 1998, «Snowdrift modeling in wind-tunnel : vertical and horizontal variation of snow flux», *Annals of Glaciology*, 28, 212-216.
- Naaim-Bouvet F., Naaim F.**, 2000, «Transport de la neige par le vent : Connaissances de base, recommandations et modélisations» in *La neige : Recherche et Réglementation*, Presses des Ponts et Chaussées et Editions Cemagref, p. 65-154.
- Naaim-Bouvet F., Durand Y., Michaux J.L., Guyomarc'h G., Naaim M., Merindol L.**, 2001, «Numerical experiments of wind transport over a mountain instrumented site at small, medium and large scales», *Proceeding of International Snow Science Workshop*, Big Sky, Montana, 2000.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M.**, 2001, «Numerical experiments of wind transport over a mountain instrumented site at small, medium and large scales», *Proceeding of International Snow Science Workshop*, Big Sky, Montana, 2000.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M.**, 2001, «Transport éolien de la neige en milieu polaire : Camps itinérants et formation de congères» in *Logistique en milieux extrêmes : principes d'organisation des expéditions polaires à ski*, Hermes Sciences Publications, p 113-138.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M., Français J.-C.**, 2002, «Integration of wind and drifting snow numerical models in GIS / Snowdrift on roads : a tool for engineering» *Proceedings of XI^{ième} congrès international de la viabilité hivernale de l'AIPCR*, Sapporo, JAP, January 2002.
- Naaim-Bouvet F., Naaim M., Michaux J.-L.**, 2002, «Snow fences on slope at high wind speed : Physical modelling in the CSTB cold wind tunnel», *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 2.
- Nalpanis P.**, 1985, «Saltating and suspended particles over flat and sloping surfaces : Experiements and numericals simulations», *Proceedings of International Workshop on the Physics of Blown Sand*, 1, n°8, p. 37-66.
- Nowell A.R.M., Church M.**, 1979, «Turbulent flow in depth-limited boundary layer», *Journal of*

Geophysical Research, 84, C8, p. 4816-4824.

Owen P.R., 1964, « Saltation of uniform grains in air », *Journal of Fluid Mechanics*, 20, part. 2, p. 225-242.

Oliveira P.J., 1992, «Computer modelling of multidimensionnal multiphase flow and application to T-junctions», *Ph.D. Thesis, Imperial college, University of London*.

O'Rourke M., Weitman N., 1992, «Laboratory studies of snow drifts on multilevel roofs», *Second International Conference on Snow Engineering, CRREL, Special Report 92-27*, p. 195-206.

Oura, 1968, «Studies on blowing snow I», *Physics of Snow and Ice, Sapporo Conference*.

Oura, 1968, «Studies on blowing snow II», *Physics of Snow and Ice, Sapporo Conference*.

Pahaut E., 1995, «Estimation du risque d'avalanches», *Neige et Avalanches*, 70, p.16-21.

Panofsky H.A., Tennekes H., Lenshow D.H., Wyngaard J.C., 1977, «The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions», *Boundary Layer Meteorology*, 11, p. 355-361.

Panofsky H.A., Dutton J.A., 1984, «*Atmospheric turbulence*», Wiley-Interscience, New-York, 397 p.

Park C., Chung S., 1987, «Curvature-dependent two-equations models for prediction of turbulent recirculating flow», *International Journal for numerical Methods in Fluids*, 12, p. 369-382.

Pasquill F., 1974, «*Atmospheric diffusion*», 2nd Edition, Ellis Horwood Ltd, Chichester, 429 p.

Patankar S.V., Spalding D.B., 1972, «A calculation procedure for three-dimensional parabolic flows», *Int. J. Heat. Mass Transfer*, 15, 1787-1806.

Pomeroy J.W., 1988, «Wind transport of Snow», *Thèse de l'Université de Saskatchewan, Saskatoon*.

Pomeroy J.W., 1989, «A process-based model of snowdrifting», *Annals of Glaciology*, 13, p. 237-240.

Pomeroy J.W., Gray D.M., 1990, «Saltation of snow», *Water Resources Research*, Vol. 26, p. 1583-1594.

Pomeroy J.W., Male D.H., 1992, «Steady state suspension of snow», *Journal of Hydrology*, 136, p. 275-301.

Pomeroy J.W., 1993, «The Prairie Blowing Snow model : characteristics, validation, operation», *Journal of Hydrology*, 144, p. 165-192.

Pomeroy J.W., Gray D.M., 1995, «Snowcover : accumulation, relocation and management», *NHRI Science Report n°7*, 134 p.

Radok U., 1968, «Deposition and erosion of snow by the wind» *Cold Regions Research and Technology*, Research Report, 250 p.

Raithby G.D., Stubble G.D., Taylor P.A., 1987, «The Askervein Hill project : A finite control volume prediction of three-dimensionnal flows over the hill», *Boundary Layer Meteorology*, 39, 247-267.

Raithby G.D., 1976, «Skew upstream differencing schemes for problem involving fluid flow»,

Computer Method in Applied Mechanics and Fluid Engineering, 9, p. 153.

Rasmussen K.R., Sorensen M., Willets B.B., 1985, «Measurements of saltation and wind strength on beaches», *Proc. Intern. Workshop Phys. Blown Sand*, Aarhus, May 28-31ed O.E. Barndorff-Nielsen, Dept. Theoretical Statistics, University of Aarhus, Denmark, p. 37-66.

Rasmussen K.R., Mikkelsen H.E., 1991, «Wind Tunnel Observations Of Aeolian Transport Rates», *Acta Mechanica 1*, Springer-Verlag, p. 135-144.

Rey L., 1986, «La neige, ses métamorphoses et les avalanches», ANENA.

Reynolds A.J., 1976, «The variation of turbulent Prandtl and Schmidt numbers in wakes and jets», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19, p. 757.

Roe P.L., 1986, «Approximate Riemann solvers, parameter vector, and difference schemes», *J. Comp. Phys.*, 43, p. 357-372.

Rodi W., 1972, «The prediction of free turbulent boundary layer by use of a two equations model of turbulence», *Ph. D Thesis Imp. Coll. London*.

Rodi W., 1982, «Examples of turbulence models for incompressible flows», *AIAA Journal*, 20, p. 872.

Rogallo, R. S., Monin, P., 1984, «Numerical simulation of turbulent flows», *Ann. Review. Fluid Mech.*, 16, 99-137.

Rood K.M., Hickin E.J., 1989, «Suspended sediment concentration in relation to surface flow in Squamish River Estuary, Southwestern British Columbia», *Canadian Journal of Earth Sciences*, 26, p. 2172-2176.

Sajjadi S.G., Aldridge J.N., 1993, «Second-Moment closure modeling of turbulent flow over sand ripples» in *Refined Flow Modeling and turbulence measurements, Proceedings of the 5th Symposium International*, Presses des Ponts et Chaussées, p. 49-56.

Sarret F., 1993, «Modélisation des congères à l'extérieur et en soufflerie», Rapport ENGEES/Cemagref.

Schiestel R., 1993, «Modélisation et simulation des écoulements turbulents», Hermès.

Schlichting, H., 1968, «Boundary Layer Theory», McGraw-Hill, New-York, 747 p.

Schmidt R.A., 1980, «Threshold wind-speeds and elastic impact in snow transport», *Journal of Glaciology*, 26, n°94, p. 453-467.

Schmidt R.A., 1981, «Estimates of threshold wind speed from particle sizes in blowing snow», *Cold Regions Science and Technology*, 4, p. 187-193.

Schmidt R.A., Randolph K.L., 1981, «Predicting deposition of blowing snow in trenches from particle trajectories», *Proceedings of the Western Snow Conference*, St. George, Utah.

Schmidt R.A., 1982, «Vertical profiles of wind speed, snow concentration and humidity in blowing snow», *Boundary Layer Meteorology*, 23, p. 223-246.

Schmidt R.A., 1984, «Measuring particle size and snowfall intensity in drifting snow», *Cold Regions Science and Technology*, 9, p. 121-129.

Schmidt R.A., 1986, «Transport rate of drifting snow and the mean wind speed profile», *Boundary Layer Meteorology*, 34, p. 213-241.

Schon J.P., 1974, «Étude préliminaire du fonctionnement aérodynamique des barrières à

neige», Rapport CTGREF, 7 p.

Schon J.P., 1975, «Étude en soufflerie de l'influence d'une barrière à neige sur le coefficient de frottement pariétal à l'aval», Rapport CTGREF, 6 p.

Scorer, R. S., 1980, «Book review, *Clean Air*», 10, p. 148-149.

Smagorinski J., 1963, «General circulation experiments with the primitive equations, I. the basic experiments», *Mon. Weather Review*, 91, 99-164.

Souffland, D., 1985, «Développement et validation d'un modèle tridimensionnel non-hydrostatique d'écoulements méso-météorologiques en terrain complexe : le code Mercure», *Thèse de Docteur Ingénieur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble*.

Sullivan R., Greeley R., 1992, «Aerodynamic roughness measured in a field experiment and in a wind tunnel», NASA Contractor Report 4422.

Sullivan R., Greeley R., 1993, «Comparison of aerodynamic roughness measured in a field experiment and in a wind-tunnel», Unpublished.

Sharp R.P., 1963, «Wind ripples», *Journal of Geology*, 71, p. 617-636.

Shiotani M., Arai H., 1967, «On the vertical distribution of blowing snow», *Physic of Snow and Ice, Sapporo Conference*, Vol n°1, p. 1075-1083.

Simonin O., 1991, «Second-Moment Prediction of Dispersed Phase turbulence in Particle-Laden Flows», *8th Symposium on Turbulent Shear Flow*, Munich, p. 7-4-1 7-4-6.

Souffland D., 1985, «Développement et validation d'un modèle tridimensionnel non-hydrostatique d'écoulements méso-météorologiques en terrain complexe : le code Mercure», *Thèse de Docteur Ingénieur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble*.

Sullivan R., Greeley R., 1993, «Comparison of aerodynamic roughness measured in a field experiment and in a wind tunnel simulation», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 48, p. 25-50.

Sutton O.G., 1949, «*Atmospheric turbulence*», London Methuen.

Stoll E., 1986, «Simulation en veine liquide du transport de neige par le vent», DEA MMGE, Université de Grenoble.

Tabler R.D., 1980, «Self-similarity of wind profiles in blowing snow allows outdoor modeling», *Journal of Glaciology*, 26, n° 94, p. 421-433.

Tabler R.D., Jairell R.L., 1980, «Studying snowdrift problems with small-scale models outdoors», *Western Snow Conference*.

Tabler R.D., Jairell R.L., 1985, «Model studies of snowdrifts formed by livestock shelters and pond embankments», *Western Snow Conference*.

Tabler R.D., Benson C.S., Santana B.W., Ganguly P., 1990, «Estimating snow transport from wind speed records : estimates versus measurements at Prudhoe Bay, Alaska», *Western Snow Conference, Sacramento, California*.

Takeuchi M., 1980, «Vertical profile and horizontal increase of drift-snow transport», *Journal of Glaciology*, 26, n° 94, p. 481-492.

Taylor P.A., 1969, «The planetary boundary layer above a change in surface roughness», *J. Atmos. Sci.*, 26, 432-440.

- Taylor P.A., Teunissen H.W.**, 1985, «The Askervein Hill project : Report on the September / October 1983 Main Field Experiments», Report MSRB-84-6, Atmos.Environ. Service, Dpwnview, Ontario.
- Taylor, P.A., Teunissen, H.W.**, 1987, «The Askervein Hill project : Overview and Background Data», *Boundary Layer Meteoroly*, 39, p. 15-39.
- Tennekes H., Lumley J.L.**, 1972, «*A first course in turbulence*», The Massachusetts Institute of Technology.
- Townsend A. A.**, 1976, «*The structure of turbulent shear flow*», Cambridge University Press, Cambridge.
- Toyoda K., Tomabechi T.**, 1992, «Development of a wind-tunnel for study of snowdrifting», *Second International Conference on Snow Engineering*, CRREL, Special report 92-27, p. 207-214.
- Uesmatsu T., Kaneda Y., Takeuchi K., Nakata T., Yukumi M.**, 1989, «Numerical simulation of snowdrift development», *Annals of Glaciology*, 13, p. 265-268.
- Uesmatsu T., Kaneda Y., Takeuchi K., Nakata T., Yukumi M.**, 1991, «Three-dimensional numerical simulation of snowdrift», *Cold Regions Science and Technology*, 20, p. 65-73.
- Ungar J., Haff P.K.**, 1987, «Steady state saltation in air», *Sedimentology*, 34, p. 289-299.
- Valembois J.**, 1983, «Calcul direct de la vitesse de chute d'un grain sphérique dans un fluide», *La Houille Blanche*, n°2, p. 127-129.
- Van Duk P.M., Stroosnuder L.**, 1996, «The influence of the rainfall on transport of beach sand by wind», *Earth surface and processes and landforms*, 21, p. 341-352.
- Vasilic Melling D.**, 1976, «Three-Dimensional Turbulent Flow Past rectangular Bluff Bodies», *Ph.D Thesis, University of London*.
- Walmsley J.L., Salmon J.R., Taylor P.A.**, 1982, «On the application of a model of Boundary layer flow over low hills to real terrain», *Boundary Layer Meteoroly*, 23, 17-46.
- Walker D.J.**, 1981, «An experimental wind ripples», *Ph.D Thesis, Massachusetts Institute of Technology*.
- Werner B.T., Haff P.K.**, 1986, «A simulation study of low energy ejecta resulting from single impacts in eolian saltation», in *Advances in Aerodynamics Fluid Mechanics and Hydraulics*, American Society of Civil Engineers, New York.
- Wianecki J., Chevallier A.**, 1992, «Excess loads on flat roofs of buildings with and without parapets under the action of wind and snow», *Second International Conference on Snow Engineering*, CRREL, Special Report 92-27, p. 215-228.
- Willets B.B., Rice M.A.**, 1986, «Inter-saltation collisions», *Proceeding of International Workshop on the Physics of Blown Sand*, 1, p. 83-100.
- Willets B.B., Rice M.A.**, 1986, «Collision in aeolian transport : the saltation/creep link» in *Aeolian Geomorphology*, Nickling W.G. Editor, Boston, p. 1-17.
- White B.R.**, 1965, «Particle dynamics in two-phase flows», in *Encyclopedia of Fluid Dynamics*, Houston Texas : Gulf Publishing Co., 8, p. 237-282.
- White B.R., Schulz J.C.**, 1977, «Magnus effect in saltation», *Journal of Fluid Mechanic*, 81 (3), p. 497-512.

- White B.R., Mounla H.**, 1991, «An experimental study of Froude number effect on wind-tunnel saltation», *Aeolian Grain Transport, Acta Mechanica 1*, Springer-Verlag, p. 145-157.
- Willets B.B.**, 1983, «Transport by wind of granular materials of different grain shapes and densities», *Sedimentology*, 30, p. 669-679.
- Willets B.B., Mc Ewan I.K., Rice M.A.**, 1991, «Initiation of motion of quartz sand grains», *Aeolian Grain Transport, Acta Mechanica 1*, Springer-Verlag, p. 123-134.
- Wuebben J.L.**, 1978, «A hydraulic model investigation of drifting snow», C.R.R.E.L, Report 78-16, 20 p.
- Yap C.R.**, 1987, «Turbulent heat and momentum transfer in recirculating and impinging flows», *PhD Thesis, Faculty of Technology, University of Manchester*.
- Yuu S., Yasukouchi N., Hirosawa Y., Jotaki T.**, 1978, «Particle turbulent diffusion in a dust laden round jet», *AIChE Journal*, 24, n°3, p. 509-519.
- Yvergnaux P.**, 1990, «Simulation eulero-lagrangienne du transport de particules solides en suspension dans un écoulement turbulent en canal», *Thèse de l'Institut National Polytechnique de Grenoble*.
- Zhou S., Mc Coquodale J.A.**, 1992, «Modeling of rectangular settling tank», *Journal of Hydraulic Engineering*, 118, p. 1391-1405.
- Zingg A.W.**, 1953, «Wind tunnel study of the movement of sedimentary material» University of Iowa studies, Eng. Bull., 34, p. 11-135.

CEMAGREF
DOCUMENTATION
CLERMONT-FERRAND

Après une dizaine d'années de travaux de recherche sur le transport éolien de la neige, cet ouvrage fait le point sur l'état des connaissances acquises.

Il traite d'abord les processus physiques en jeu en retraçant chronologiquement les différentes phases du déplacement de la particule de neige, lors de son transport éolien. Différentes modélisations visant à reproduire le comportement complexe de ces grains de neige sont ensuite proposées.

Cet ouvrage de référence intéressera plus particulièrement tous les chercheurs et praticiens du domaine.

ISBN 2-85362-562-1

Prix : 40 €



9 782853 625623

Après une dizaine d'années de travaux de recherche sur le transport éolien de la neige, cet ouvrage fait le point sur l'état des connaissances acquises. Il traite d'abord les processus physiques en jeu en retraçant chronologiquement les différentes phases du déplacement de la particule de neige, lors de son transport éolien. Différentes modélisations visant à reproduire le comportement complexe de ces grains de neige sont ensuite proposées. Cet ouvrage de référence intéressera plus particulièrement tous les chercheurs et praticiens du domaine.

ISBN 2-85362-562-1

Prix : 40 €



9 782853 625623