Etude des facteurs influençant le transport de neige par le vent à partir des profils de concentration

H. Martinez

CEMAGREF-Division Nivologie et CONICET-Ianigla

M. Naaim

CEMAGREF-Division Nivologie

I ■ INTRODUCTION ■

Le problème lié à la mise en vol des particules par le vent intéresse des domaines d'application très variés. Cela va du transport de particules en milieux industriels au transport de particules de neige ou de sable en milieux naturels. Le travail que nous présentons ici concerne surtout le transport de la neige par le vent ([7], [8]). En effet, les vents forts érodent le manteau neigeux et transportent la neige jusqu'à ce qu'elle rencontre des obstacles naturels ou artificiels créant ainsi une accumulation appelée congère [8]. Les routes de montagnes souvent menacées par ces formations sont de plus soumises à une visibilité réduite. Ce transport éolien entraîne également des formations de corniches très souvent à l'origine d'avalanches de plaques.

Le transport de la neige s'effectue dans la couche limite atmosphérique, où l'écoulement est turbulent rugueux. En effet, même si la rugosité introduite par les grains de neige est très faible, ce sont les obstacles et les irrégularités de surface dans les zones de montagne qui induisent ce type d'écoulement.

Dans le cas d'un écoulement stationnaire établi, le champ de vent peut être représenté par la loi logarithmique suivante :

$$u(z) = u_* \log \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (1)$$

avec :

u : vitesse moyenne d'écoulement

u_* : vitesse de frottement

z : hauteur par rapport au sol

z_0 : hauteur de rugosité de surface.

La contrainte moyenne au sol est définie par :

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (2)$$

où ρ est la densité de l'air.

La mise en vol des particules par un écoulement turbulent a été fortement étudiée ([1], [4], [10], [11]). Les modèles existants, développés en appliquant les lois de la statique, mettent en jeu les différentes forces s'exerçant sur une particule : la force de gravité, la force aérodynamique exercée par l'écoulement et la force d'interaction entre

particules. A la limite de l'équilibre, la somme des moments de ces forces permet de déterminer leur contrainte limite d'arrachement. La particule arrachée se trouve alors dans un écoulement qui selon sa vitesse de chute peut soit l'entraîner (suspension), soit la redéposer (saltation). Ces différents modes de transport dépendent des caractéristiques de l'écoulement et de celles des particules (vitesse seuil d'arrachement et vitesse limite de chute).

1.1 L'arrachement des particules

Chaque particule est alors soumise à des forces qui engendrent une contrainte (τ_{12}) au sein du dépôt (*fig. 1*). La projection du moment résultant dans la direction de l'écoulement s'écrit :

$$\tau_{12} S d - mg d \sin(\alpha) = 0 \quad (3)$$

où S est la surface de contact entre la particule et l'écoulement. Une bonne approximation de l'angle α est l'angle de frottement interne. L'angle de frottement choisi correspond à l'effet de toutes les forces de contact en présence dans le milieu granulaire (courte portée liée soit à l'humidité soit aux forces électrostatiques). Bagnold [1] a proposé une formulation qui détermine la contrainte totale τ_0 en fonction du diamètre des particules :

$$\tau_0 = A \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho} \right) g d \quad (4)$$

où ρ_p est la masse volumique des particules, ρ la masse volumique de l'air, g l'accélération de la pesanteur, d le diamètre des particules et A un coefficient de forme de particules [11].

La *figure 2* représente la vitesse de frottement seuil en fonction du diamètre des particules. Pour les petits diamètres, la cohésion et les forces de courte portée sont importantes puisqu'elles sont proportionnelles à l'inverse de la distance entre deux particules. Pour les grands diamètres, les forces de contact sont de moindre signification alors que la force due au poids des particules

1. Diagramme des forces auxquelles est soumise une particule.

2. Vitesse de frottement seuil en fonction du diamètre, selon Bagnold [1].

augmente. La zone pour les moyens diamètres est une zone de transition où les deux phénomènes ont une importance équivalente.

La contrainte seuil τ_s est souvent représentée par la vitesse turbulente limite u_s au-delà de laquelle le transport de particules a lieu :

$$\tau_s = \rho u_s^2 \quad (5)$$

Pour nos expériences, cette vitesse seuil est déterminée expérimentalement pour chaque matériau. Un lit de particules est placé dans la soufflerie et on observe au moyen d'une caméra sa surface en augmentant progressivement la vitesse de l'écoulement. On considère que la vitesse limite u_s est atteinte lorsque les premières particules se mettent en mouvement. La détermination de u_s est obtenue grâce à un profil de vitesse à partir duquel on en déduit la vitesse de frottement u_* (considérée égale à u_s).

Une analyse bibliographique met en évidence le rôle important joué par cette vitesse seuil dans le processus de transport éolien. Différentes formulations montrent que le flux horizontal dans la zone de saltation est proportionnel

à $(u_* - u_s)^3$ [1]. Pour le flux massique horizontal ϕ , Owen [10] propose la formulation suivante :

$$\phi = \left(0,25 + \frac{w_f}{3 u_*} \right) \left(\frac{u_*^2 - u_s^2}{u_*^2} \right) \frac{\rho}{g} u_*^3 \quad (6)$$

Ce flux est proportionnel à la vitesse de chute w_f et est une fonction du carré de la vitesse de frottement.

1.2 Vitesse de chute des particules

La vitesse de chute est une caractéristique très importante puisqu'elle limite la diffusion turbulente.

Elle est déterminée dans le cas d'un écoulement turbulent par approximations successives, grâce aux formulations suivantes [4] :

$$P_{app} = (\rho_s - \rho_a) g \left(\frac{\pi d^3}{6} \right) \quad (7)$$

$$T = C_d \left(\frac{\rho_a d^2}{2} \right) \left(\frac{\pi d^2}{4} \right) \quad (8)$$

où

$$C_d = \frac{24}{R_{w_f}} \left(1 + \frac{R_{w_f}^{2/3}}{6} \right) \quad (9)$$

$$R_{w_f} = \frac{w_f d}{\nu} \quad (10)$$

Pour calculer la vitesse de chute d'un grain sphérique dans un fluide au repos, on considère que le poids apparent d'une particule (P_{app}) est égal à la traînée (T) correspondant à la vitesse de chute (w_f). C_d est un coefficient de traînée et R_{w_f} est le nombre de Reynolds associé à la vitesse de chute de la particule.

1.3 Dynamique du transport

La contrainte au sol appliquée par l'écoulement turbulent (τ_0) est variable dans le temps. Ceci introduit une dynamique d'arrachement dépendante de la fréquence de passage des bouffées turbulentes (excès de contrainte). On appelle bouffée la durée par laquelle la contrainte exercée par l'écoulement est supérieure à la contrainte critique (seuil) de la particule (τ_s). La particule arrachée est alors entraînée par l'écoulement et glisse par rapport au fluide (différence de densité). Après avoir quitté la bouffée qui l'a prélevée, sa vitesse de chute aura tendance à la ramener vers le sol. Si pendant sa trajectoire, la particule ne rencontre aucune autre bouffée, la dynamique du phénomène s'arrête là : c'est le phénomène de *saltation*. Dans le cas contraire, la nouvelle bouffée soulève encore plus la particule et le phénomène s'entretient jusqu'à l'obtention d'une large bande de transport. Ce phénomène de mise en suspension des particules est appelé *diffusion turbulente*.

Dans un dépôt de particules de diamètre ou de densité variables (vitesse de chute et contrainte d'arrachement variables), on obtient une distribution verticale comme indiqué dans le tableau 1 où z est la hauteur et δ est l'épaisseur de la couche limite.

Tableau 1

Suspension $\frac{z}{\delta} > 0,5$	<ul style="list-style-type: none"> vitesse de chute < vitesse moyenne d'écoulement faible diffusion turbulente
Zone intermédiaire $0,05 < \frac{z}{\delta} < 0,5$	<ul style="list-style-type: none"> vitesse de chute = vitesse moyenne d'écoulement forte diffusion turbulente
Saltation et reptation $\frac{z}{\delta} < 0,05$	<ul style="list-style-type: none"> vitesse de chute > vitesse moyenne d'écoulement trajectoire parabolique des particules

Pour modéliser le moment du second ordre $\overline{u'c'}$, on choisit un modèle de type viscosité tourbillonnaire dans lequel les tensions turbulentes sont exprimées par :

$$-\overline{u'c'} = k_t \vec{\nabla} \bar{c} \quad (14)$$

où k_t est la viscosité turbulente. Dans le cas d'une couche limite turbulente, k_t est calculée par :

$$k_t = 0,41 u_* z \quad (15)$$

3. Contrainte de cisaillement turbulent $\left(\frac{\tau_0}{\tau_s}\right)$ au sol.

II ■ DÉTERMINATION THÉORIQUE DES PROFILS DE CONCENTRATION ■

Si on prend le repère (x,y,z) défini par :

- x : axe de l'écoulement
- y : axe horizontal perpendiculaire à l'écoulement
- z : la verticale ascendante

l'équation de transport et de diffusion s'écrit [9] :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((\vec{u} + \vec{w}_f)c) = 0 \quad (11)$$

avec

- c : la concentration
- t : le temps
- $\vec{u}$: le vecteur vitesse
- w_f : la vitesse de chute des particules

Le terme en w_f traduit le glissement des particules par rapport au fluide. Si on introduit la décomposition de Reynolds pour c et $\vec{u}$:

$$c = \bar{c} + c'; \quad \vec{u} = \vec{\bar{u}} + \vec{u'} \quad (12)$$

on obtient alors :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((\vec{\bar{u}} + \vec{w}_f)\bar{c}) = -\vec{\nabla} \cdot (\overline{\vec{u}'c'}) \quad (13)$$

ce qui permet d'écrire (en omettant les barres) :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot ((\vec{u} + \vec{w}_f)c) = \text{div}(k_t \cdot \vec{\nabla} c) \quad (16)$$

A partir des hypothèses de couche limite classique d'écoulement plan permanent (variation nulle en y et t) et dans le cas où l'on se place suffisamment loin pour atteindre la saturation (profils de vitesse et de concentration indépendants de x), l'équation de transport se simplifie :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(k_t \frac{\partial c}{\partial z} - w_f c \right) = 0 \quad (17)$$

Cette équation différentielle admet pour solution :

$$k_t \frac{\partial c}{\partial z} = w_f c + c^{te} \quad (18)$$

On peut vérifier sans difficulté que la constante d'intégration est nulle. En effet, à partir d'une certaine cote z , la concentration est nulle, ainsi que son gradient :

$$\frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad \text{et} \quad c = 0 \Rightarrow c^{te} = 0 \quad (19)$$

d'où la forme finale de l'équation différentielle :

$$\frac{dc}{c} = \frac{w_f}{k_t} dz \quad (20)$$

Dans l'hypothèse d'une couche limite turbulente :

$$\frac{dc}{c} = \frac{w_f}{0,41 u_* z} dz \quad (21)$$

La solution de cette équation différentielle est alors donnée par :

$$\log \left(\frac{c}{c_s} \right) = - \frac{w_f}{0,41 u_*} \log \left(\frac{z}{z_s} \right) \quad (22)$$

ou encore

$$c = c_s \left(\frac{z}{z_s} \right)^{-\frac{|w_f|}{0,41 u_*}} \quad (23)$$

avec

z_s : hauteur de la zone de saltation

c_s : concentration moyenne dans la zone de saltation.

2.1 Couche limite de transport

Par analogie avec la théorie classique de la couche limite définie en mécanique des fluides, on introduit la notion de couche limite de transport [9], zone dans laquelle s'effectue l'essentiel du transport de particules. Elle est définie par son épaisseur δ , telle que le rapport entre la concentration massique et δ soit égal à 1 % de la concentration de la couche de saltation. A partir de la formule du profil de concentration établie ci-dessus, l'épaisseur de la couche limite de transport est donnée par :

$$\frac{\delta_s}{Z_s} = \left(\frac{c \delta_s}{c_s} \right)^{-\frac{0,41 u_*}{w_f}} = (0,01)^{-\frac{0,41 u_*}{w_f}} \quad (24)$$

2.2 Rôle de la vitesse de chute et de la vitesse d'arrachement

Les résultats obtenus montrent que la vitesse de chute a un rôle déterminant dans la dynamique du transport. En effet, c'est la vitesse de chute qui limite le rôle de la diffusion turbulente verticale. Lorsque la vitesse de chute est forte, l'extension de la couche limite de transport est réduite et l'essentiel de la masse transportée se fait près de la zone de saltation. Par contre, quand la vitesse de chute est faible, la couche limite de transport est plus épaisse et induit un transport de particules sur une plus grande hauteur.

De plus, si le rôle de la vitesse de chute est de contrôler le profil de concentration, le rôle de la vitesse seuil d'arrachement est de contrôler la masse arrachée. Ainsi, pour un même écoulement, quand u_s est élevée, la masse arrachée est faible et la concentration dans la zone de saltation est réduite. Par contre quand u_s est faible, la masse arrachée est forte et la concentration dans la zone de saltation est importante.

III ■ DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES PROFILS VERTICAUX DE CONCENTRATION ■

L'ensemble des résultats obtenus théoriquement dans le paragraphe précédent va être confronté à des mesures expérimentales. Ces mesures de profils de concentration seront réalisées dans notre soufflerie diphasique grâce à la technique de traitement d'images. Pour des raisons de

transportabilité, contraste et spectre granulométrique mono-disperse, nous avons choisi d'utiliser des billes de P.V.C. avec trois granulométries différentes. Leurs caractéristiques sont consignées dans le *tableau 2*.

Tableau 2. — Mesures de profils de concentration

billes de P.V.C.	ρ_p (g/cm ³)	diamètre moyenne (μm)	u_s (m/s)	w_f (m/s)
A	0,544	170	0,134	0,93
B	0,591	132	0,147	0,77
C	1,410	112	0,143	1,17

3.1 Le système d'acquisition

La chaîne d'acquisition est constituée de deux modules : le premier est un dispositif optique qui permet de visualiser les particules par la création d'un plan laser. Il fonctionne selon le principe suivant : le laser d'une puissance de 5 W émet un rayon incident de 2 mm de diamètre sur deux lentilles convergentes d'une distance focale respective de 50 mm et 100 mm (expandeur de faisceau afocal). Le rayon traverse une troisième lentille cylindrique de 5 mm de diamètre et 5 mm de distance focale. Il se réfléchit enfin sur un miroir fixe incliné à 45 degrés, créant ainsi une nappe laser de 4 mm d'épaisseur. Le second module est un système de prise et de traitement d'images. Par l'intermédiaire d'une caméra C.C.D. monochrome reliée à un magnétoscope, on filme les particules éclairées dans la nappe laser. L'image enregistrée est ensuite digitalisée par l'intermédiaire d'une carte de numérisation. Pour chaque point, l'intensité lumineuse peut avoir une valeur comprise entre 0 (noir) et 255 (blanc) ; les points intermédiaires constituent toute la gamme de gris. Le logiciel de traitement d'images permet de dépouiller ultérieurement les images numérisées et de déterminer les profils de concentration. Le principal avantage de ce système est qu'il est non intrusif, c'est-à-dire qu'il permet de réaliser des mesures en un grand nombre de points sans perturber l'écoulement. L'analyse d'images est rendue actuellement possible par l'existence de logiciels offrant une multitude de choix adaptés aux images à traiter [2]. Le logiciel de traitement avec lequel nous avons travaillé est W-IMA. Il a été conçu et développé pour la mécanique des fluides à l'Université de Saint-Étienne (Loire) par le Laboratoire de Traitement du Signal et d'Instrumentation (T.S.I.) [3].

3.2 Application à la mesure de concentration

Les images enregistrées sur le magnétoscope S-VHS sont sélectionnées puis digitalisées par l'intermédiaire d'une carte Matrox. L'image mémorisée est ensuite traitée. On peut ainsi déterminer les conditions à retenir pour obtenir des images exploitables. Les caractéristiques des particules contenues dans une image peuvent être sauvegardées dans un fichier de données. Celui-ci permet la connaissance de la position des particules, leur surface et leur périmètre.

Les fichiers ainsi créés à partir de plusieurs images successives sont utilisés afin de tracer les profils de concentration moyens ([5], [6]).

IV ■ COMPARAISON DES RÉSULTATS THÉORIQUES ET EXPÉRIMENTAUX ■

Dans un premier temps, cette méthode indirecte de mesure de concentration d'un écoulement chargé en soufflerie a été utilisée pour montrer que la longueur de la soufflerie permet d'atteindre le profil de concentration pour les trois matériaux utilisés. La *figure 4* montre qu'entre le troisième et le quatrième profil la différence est très faible. Ceci prouve que la saturation est atteinte et que notre analyse théorique est applicable.

4. Evolution vers l'état de saturation du profil de concentration massique.

La théorie prévoit que le logarithme de la concentration est une fonction linéaire du logarithme de la hauteur. La *figure 5* montre que les profils expérimentaux sont suffisamment proches de la prévision théorique. Les pentes théoriques et expérimentales des droites sont consignées dans le *tableau 3*.

Ces résultats montrent que la vitesse de chute est proportionnelle à la pente (en valeur absolue).

Ceci va dans le sens prévu par l'analyse théorique. Toutefois, on observe pour des faibles hauteurs que la courbe ne suit plus la variation linéaire prévue. Ceci peut s'expliquer par plusieurs raisons :

Tableau 3. — Pentes théoriques et expérimentales

billes de P.V.C.	w_f (m/s)	pente théorique	pente expérimentale
A	0,93	- 6,3	- 3,86
B	0,77	- 5,20	- 3,42
C	1,17	- 7,93	- 3,94

5. Profils expérimentaux de concentration en saturation.

— la partie la plus discutable de la courbe se situe dans la zone inférieure où la saltation joue peut-être encore un rôle négligeable,

— dans cette zone, la forte concentration en particules peut induire une erreur au niveau de la mesure expérimentale ; en effet, des particules peuvent en cacher d'autres et la mesure de la surface de ces « particules de grande taille » est entachée d'une erreur plus importante,

— la lumière du plan laser crée une forte exposition au sol.

A partir de l'analyse des vecteurs des pentes données dans le *tableau 3*, on observe que la valeur de la pente prévue par l'analyse théorique est dans tous les cas de l'ordre du double de la pente effective mesurée. Ceci signifie que le modèle de diffusion turbulente utilisé sous-estime le coefficient de diffusion turbulente pour les particules. Il est à signaler qu'avant l'installation du dispositif de déclenchement de la turbulence (à l'entrée de la zone d'étude), le transport était très faible. Cette modification crée un excès de turbulence qui modifie la diffusion et favorise le transport des particules.

● 4.1 Analyse de l'influence de la vitesse de chute

Le but de ce paragraphe est de confirmer par la mesure le rôle théorique joué par la vitesse de chute. Cette comparaison est ici faite entre les matériaux A et C (A ayant une w_f plus petite que C). Sur la *figure 6* sont tracés les profils de concentration : pour le matériau C les résultats montrent que l'écoulement transporte le plus gros de sa charge dans les basses couches, où la concentration est plus forte que celle obtenue pour le matériau A. Par contre, dans le cas de ce dernier, la répartition verticale de la concentration est plus uniforme et la hauteur de la couche limite de transport est plus haute. On observe au travers de ces résultats le rôle de la vitesse de chute dans le processus du transport.

● 4.2 Analyse de l'influence de la vitesse de frottement seuil

L'analyse théorique prévoit que la vitesse de frottement seuil contrôle l'érosion de la concentration dans la zone de saltation. Le flux massique est proportionnel au carré de la

6. Influence de la vitesse de chute.

différence entre la vitesse de frottement du fluide est celle de frottement seuil. Afin de confirmer ces résultats, les profils de concentration des matériaux A et B ont été comparés. La vitesse de frottement seuil du matériau A est de 10 % inférieure à celle du matériau B. Cette différence montre le rôle important joué par u_s . Même si la vitesse de chute de A est de 20 % supérieure à B, le profil de concentration expérimental de B reste inférieur à celui de A. Les profils de concentration expérimentaux pour ces deux matériaux (fig. 7) ont été obtenus pour les mêmes conditions d'écoulement et confirment cette analyse théorique.

7. Influence de la vitesse de frottement seuil.

8. Influence de la vitesse d'écoulement.

4.3 Analyse de l'influence de la vitesse de l'écoulement

Pour des valeurs de vitesse d'écoulement correspondant au déclenchement du phénomène de transport, l'augmentation de flux massique est très importante. Cependant, cette augmentation est moins prononcée pour des vitesses plus élevées (fig. 8). Ce phénomène de charge peut expliquer la diminution de la capacité d'érosion.

V ■ CONCLUSION ET PERSPECTIVES ■

Les différents problèmes posés par le transport de la neige par le vent ont été présentés. Un rappel de la physique des différents modes de transport a été fait, dans lequel nous avons mis en évidence les paramètres mécaniques dont le rôle est déterminant. Les deux principaux paramètres liés aux caractéristiques des particules sont d'une part la vitesse de frottement limite au delà de laquelle le transport a lieu, et d'autre part la vitesse de chute.

Dans une première phase, une analyse théorique faite à partir des lois de la mécanique des fluides a été proposée. On se place dans le cas d'une couche limite turbulente en écrivant la loi de conservation de masse des particules. Dès l'instant où la saturation est atteinte, le profil de concentration est représenté par une loi de type exponentielle négative (formules 22 et 23).

Dans une deuxième phase, les profils de concentration ont été déterminés expérimentalement au moyen d'une soufflerie diphasique, d'une chaîne de visualisation laser et d'un logiciel de traitement d'images. L'utilisation de ce dernier a donné entière satisfaction. Cette méthode de

mesure indirecte non intrusive permet d'obtenir un nombre de points de mesures très important, sans perturber l'écoulement.

Pour les trois différents matériaux d'étude, des profils de concentration ont été réalisés et les mesures ont montré qu'ils suivent bien les profils prévus par le modèle théorique. Le rôle de la vitesse de chute sur l'extension de la couche limite de transport a été mis en évidence (fig. 6) et le rôle de la vitesse de frottement seuil qui contrôle le phénomène d'érosion (fig. 7) a été confirmé par les résultats expérimentaux. Enfin, la vitesse de l'écoulement contrôle le mécanisme d'arrachement des particules (fig. 8) et la capacité d'érosion dépend fortement de la charge de l'écoulement.

Cette technique a donné des résultats très encourageants dans le cas d'un écoulement chargé sans obstacle. Les applications futures seront réparties selon deux étapes : la première consistera à déterminer l'influence des profils de concentration sur la dynamique de formation de congères en présence d'obstacle, et la seconde à déterminer la dynamique du transport dans la zone non saturée.

Remerciements

Ce travail a été réalisé avec le soutien de la CEE (Réf. B/C11-900777) et du CONICET (Réf. 284-3/94). Nous adressons également nos remerciements au Professeur J.P.

Schon (T.S.I., Université Jean Monnet, Saint-Étienne, France) qui nous a fourni le logiciel de traitement d'images W-IMA.

Bibliographie

- [1] BAGNOLD R.A. (1941). — *The physics of blons sand and desert dunes*. Chapman & Hall Editions, London, 265 p.
- [2] COSTER M. et CHERMANT J.-L. (1989). — *Précis d'analyse d'images*. Presses du CNRS, CNRS Plus, France, 560 p.
- [3] FOURNEL T. (1991). — « Contribution à la mesure des tailles, des positions et des vitesses des particules dans des écoulements à partir d'images obtenues par tomographie et par microholographie ». Thèse de Doctorat. Laboratoire de Traitement du Signal et de Instrumentation (TSI), Université de Saint-Étienne.
- [4] HINDS W.C. (1982). — *Aerosol Technology: Properties, Behaviour, and Measurement of airborne particules*, John Wiley & Sons.
- [5] MARTINEZ H. (1992). — *Application des techniques de visualisation laser et de traitement d'images à la mesure de la concentration verticale dans un écoulement chargé en particules*. Mémoire de D.E.A. (M.M.G.E.), Université Joseph Fourier, Grenoble.
- [6] MARTINEZ H. et NAAIM M. (1993). — *Détermination expérimentale et numérique du profil vertical de concentration dans un écoulement chargé*. Actes du 11^e Congrès Français de Mécanique, Lille, Vol. 2, pp. 289-292.
- [7] MELLOR M. and FELLERS G. (1986). — *Concentration and flux of wind blown snow*. Cold Regions Research and Engineering Laboratory (CREEL), Special Report, June 1986.
- [8] NAAIM F. et BRUGNOT G. (1992). — *Manuel Neige et Vent*, CEMAGREF de Grenoble, Division Nivologie, 250 p.
- [9] NAAIM M. et MARTINEZ H. (1994). — *Experimental and theoretical determination of concentration profiles and influence of particle characteristics in blowing snow*. Surveys in Geophysics (à paraître).
- [10] OWEN P.R. (1964). — *Saltation of uniform grains in air*. J. Fluid Mech. 39, pp. 407-432.
- [11] WHITE B.R. (1995). — *Particle dynamics in two-phase flows*. Chap. 8 of Encyclopedia of Fluid Dynamics, Houston Texas : Gulf Publishing Co., pp. 237-282.