

NRC Publications Archive Archives des publications du CNRC

Simulation of Drifting Snow (Flat Roofs) / Simulation de la neige en soufflerie: édifices à toit plat da Matha Sant'Anna, F.

For the publisher's version, please access the DOI link below. / Pour consulter la version de l'éditeur, utilisez le lien DOI ci-dessous.

Publisher's version / Version de l'éditeur:

<https://doi.org/10.4224/20337876>

Internal Report (National Research Council of Canada. Division of Building Research), 1983

NRC Publications Archive Record / Notice des Archives des publications du CNRC :

<https://nrc-publications.canada.ca/eng/view/object/?id=260dc81d-df67-43fe-9211-852ba80d3770>

<https://publications-cnrc.canada.ca/fra/voir/objet/?id=260dc81d-df67-43fe-9211-852ba80d3770>

Access and use of this website and the material on it are subject to the Terms and Conditions set forth at

<https://nrc-publications.canada.ca/eng/copyright>

READ THESE TERMS AND CONDITIONS CAREFULLY BEFORE USING THIS WEBSITE.

L'accès à ce site Web et l'utilisation de son contenu sont assujettis aux conditions présentées dans le site

<https://publications-cnrc.canada.ca/fra/droits>

LISEZ CES CONDITIONS ATTENTIVEMENT AVANT D'UTILISER CE SITE WEB.

Questions? Contact the NRC Publications Archive team at

PublicationsArchive-ArchivesPublications@nrc-cnrc.gc.ca. If you wish to email the authors directly, please see the first page of the publication for their contact information.

Vous avez des questions? Nous pouvons vous aider. Pour communiquer directement avec un auteur, consultez la première page de la revue dans laquelle son article a été publié afin de trouver ses coordonnées. Si vous n'arrivez pas à les repérer, communiquez avec nous à PublicationsArchive-ArchivesPublications@nrc-cnrc.gc.ca.

NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF CANADA

DIVISION OF BUILDING RESEARCH

DBR INTERNAL REPORT NO. 474

SIMULATION DE LA NEIGE EN SOUFFLERIE (édifices à toit plat)

par F. da Matha Sant'Anna

Checked by:

Approved by: L.W. Gold

Date: Juillet 1983

Prepared for: Pour fins de classement

SOMMAIRE

Cette étude porte sur:

- une analyse succincte de la méthodologie et des résultats obtenus en laboratoire par quelques auteurs, à savoir: Iversen, Kind, Strom et al. et Isyumov;
- un choix adéquat de la simili neige à utiliser en tunnel aérodynamique à partir d'une relation appropriée existant entre les caractéristiques physiques (diamètre et densité) du prototype et de la simili neige;
- une discussion des résultats préliminaires associés aux édifices à toit plat (en particulier) et de l'utilisation de différentes particules de modélisation (sable fin, mousse (ground foam), bakelite, sciure).

SUMMARY

This internal report briefly presents a review of some recent work done in wind tunnel and water flame laboratories by Iversen, Kind, Strom et al. and Isyumov. A modeling criterion was developed and used as a basis for selecting a material to simulate snow in scale-model experiments. This criterion, which relates the geometry and density of the modeling material to the prototype, was supported by an experiment using sawdust as a modeling particle. Preliminary results from a series of snowdrift model tests on 50th scale rectangular buildings and pitched roofs using fine material such as sand, bakelite, ground foam and sawdust are also discussed.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
I ÉTUDES THÉORIQUES	1
A. Études antérieures	1
B. Formulation théorique pour l'étude en cours	4
II DISCUSSION SUR DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBTENUS PAR QUELQUES CHERCHEURS	10
A. Modèles utilisant la soufflerie	10
1. Iversen	10
2. Kind	11
3. Strom et al.	12
B. Modèles utilisant le canal à eau (Isyumov)	12
III OBSERVATIONS SUR LES ESSAIS EN COURS	14
A. Régularisation de la vitesse du tunnel aérodynamique	14
B. Utilisation des modèles à toit plat en soufflerie	15
C. Faits saillants de cette étude préliminaire	15
IV RECOMMANDATIONS	17
V RÉFÉRENCES	19

INTRODUCTION

Il sera question dans cet exposé, du travail accompli jusqu'à présent dans l'étude de simulation de la neige en soufflerie depuis février 1982. On se propose tout d'abord d'examiner les études théoriques existantes et de discuter de leur validité en se basant sur les travaux en cours. Il sera aussi question des faits saillants portant sur les essais en cours et des prévisions possibles pour l'exercice financier à venir. Le but de ce rapport n'est pas de démolir ce qui a été fait mais de faire la part des choses.

I. ÉTUDES THÉORIQUES

A. Études antérieures

Dans la modélisation de la neige en soufflerie ou dans un canal à eau, le phénomène de la saltation a été retenu comme étant responsable de l'accumulation de la neige sous forme de congère autour des obstacles (clôtures à neige ou édifices).

Dans le cas le plus usuel où la neige autour d'une clôture avait fait l'objet de profondes études, les paramètres de modélisation pourraient être les suivants:

1. Similarité géométrique.

$$\frac{L_m}{L_p} \quad (1)$$

Cette équation doit être convenablement choisie. Si on utilise une soufflerie à couche limite atmosphérique, alors:

$$\frac{L_m}{L_p} = \frac{Z_{om}}{Z_{op}} \quad (2)$$

où L , longueur caractéristique;
 Z_o , valeur de y (y représente l'axe des ordonnées) à laquelle la vitesse serait nulle;
 m et p , indices qui désignent le modèle et le prototype.

2. Similarité dynamique. (Ces paramètres sont plus importants et ont été considérés par tous les auteurs.)

a) nombre de Froude $\left(\frac{\text{forces d'inertie}}{\text{forces de gravité}} \right)$

$$\left(\frac{v^2}{Lg} \right)_m = \left(\frac{v^2}{Lg} \right)_p \quad (3)$$

b) vitesse terminale V_f

$$\left(\frac{V_f}{V}\right)_m = \left(\frac{V_f}{V}\right)_p \quad (4)$$

où V , vitesse de référence,
 L , longueur caractéristique,
 g , accélération gravitationnelle, et
 V_f , vitesse terminale.

3. Vitesse critique à laquelle les mouvements des particules sont amorcés (u_{*th}).

La vitesse minimale de friction pour laquelle le fluide a suffisamment d'énergie pour lever les grains de la surface ou pour amorcer le mouvement des grains (c'est-à-dire la saltation) est appelée vitesse critique de friction u_{*th} . Elle peut être déterminée de la façon suivante:

$$u_{*th} = A \left[\left(\frac{\rho_m}{\rho} - 1 \right) g D_m \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

où A , constante qui dépend du nombre de Reynolds tel que

$$A = A \left(R_f = \frac{u_{*th} D_m}{\nu} \right)$$

où ρ_m , densité de la particule choisie,
 ρ , densité du fluide,
 D_m , diamètre de la particule,
 g , accélération de la gravité,
 R_f , nombre de Reynolds basé sur la vitesse critique, et
 u_{*th} , vitesse critique.

De plus, selon White et al. (1), on peut avoir:

a) si $R_f > 5$, $A = 0.118$ dans l'air (2), ou

b) si $R_f < 5$, A croît plus vite que R_f ne décroît; par contre Kind (3) propose le graphique suivant qui donne la variation de A .

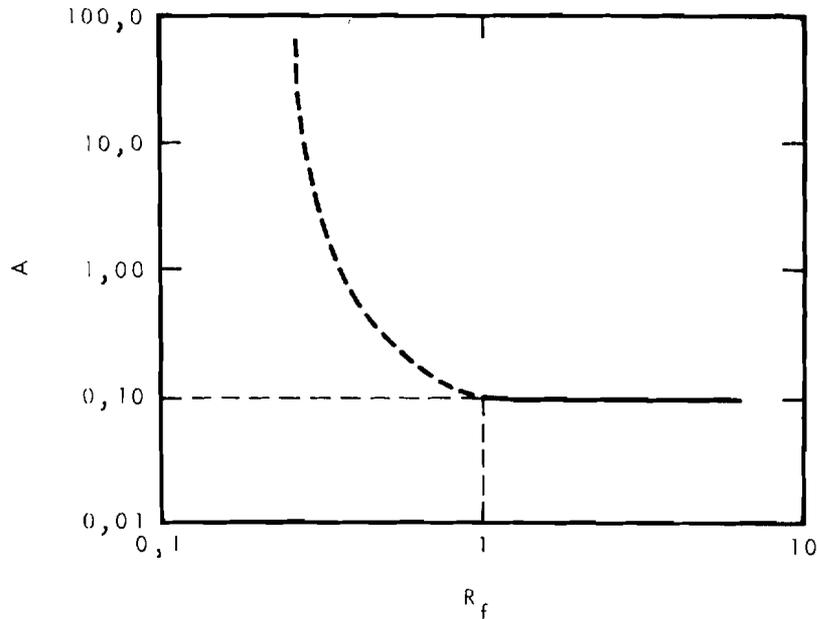


Figure 1. Courbe représentative de A en fonction du nombre de Reynolds (Réf. 3)

Par ailleurs l'obtention de la vitesse critique u_{*th} conduit à l'établissement d'un autre critère qu'on juge important et qui sera basé sur le rapport

$$\frac{V_f}{u_{*th}} \quad \text{ou} \quad \frac{V_f}{u_*} \quad (6)$$

où u_* est la vitesse de friction du fluide obtenue à partir de la loi logarithmique de vitesse:

$$\frac{u}{u_*} = 5,75 \log \frac{y}{k} + 8,5 \quad (7)$$

où u , vitesse à une hauteur y ,
 k , hauteur des rugosités,
 y , hauteur de référence, et
 V_f , vitesse terminale.

Le rapport $\frac{V_f}{u_{*th}}$ ou $\frac{V_f}{u_*}$ est un critère important aussi dans le choix des particules de modélisation pour une raison bien simple. La composante verticale de la vitesse des tourbillons dans la couche limite décollée est du même ordre de grandeur que la vitesse de frottement u_* ($\Delta v = \ell \frac{du}{dy}$; Réf. (4)). Alors les particules qui vont en suspension le font parce que leur vitesse terminale V_f est inférieure à u_* (ou u_{*th}). On pourrait alors

différencier les particules en suspension de celles en saltation en établissant le rapport $\frac{v_f}{u_{*th}} = 1$. Par ailleurs la suspension n'aurait pas lieu sans que la valeur du rapport $\frac{u_*}{u_{*th}}$ (qui varie suivant les particules) ne soit atteinte lorsque $\frac{v_f}{u_*}$ tend vers l'unité ($\frac{v_f}{u_*} \rightarrow 1$). La mobilité et la suspension des particules seront alors contrôlées par la relation suivante proposée par Owen (5):

$$0(10^{-2}) < \frac{\rho_{air} u_*^2}{\rho_m g d} < 0(1) \quad (8)$$

Cette équation qui régit la saltation ne sera plus valide lorsque le vent est très violent. La limite inférieure contrôle la mobilité et la limite supérieure régit la suspension des particules.

B. Formulation théorique pour l'étude en cours

Les équations classiques du mouvement pour une particule quelconque de masse m dans un fluide ont été considérées.

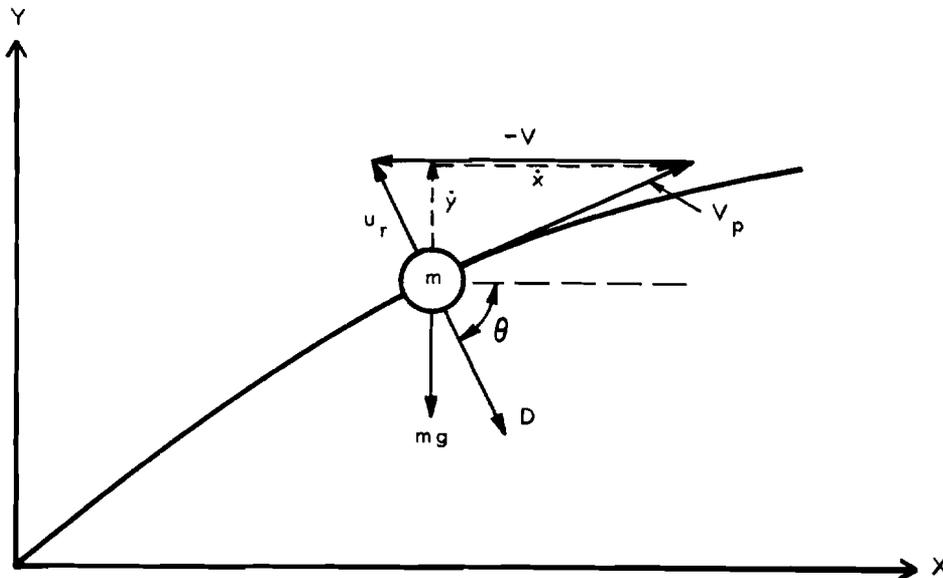


Figure 2. Trajectoire d'une particule donnée de masse m

Suivant \underline{x} , $D \cos \theta = m \ddot{x}$ (9)

$$\text{Suivant } \underline{y}, -D \sin \theta - mg = m\ddot{y} \quad (10)$$

Si la vitesse verticale de la particule est \dot{y} , alors

$$\sin \theta = \frac{\dot{y}}{u_r} \quad (11)$$

$$\text{et } \cos \theta = \frac{V - \dot{x}}{u_r} = -\frac{\dot{x} - V}{u_r}$$

Par ailleurs, pour de faibles nombres de Reynolds, la traînée totale pour un système est proportionnelle à la vitesse résultante u_r :

$$D = C_o u_r \quad (12)$$

De (9) on obtient:

$$C_o u_r \frac{V - \dot{x}}{u_r} = m$$

$$C_o V - C_o \dot{x} = m\ddot{x}$$

$$\boxed{\ddot{x} + \frac{C_o}{m} \dot{x} = \frac{C_o}{m} V} \quad (13)$$

De (10) on a:

$$C_o u_r \cdot \frac{-\dot{y}}{u_r} - mg = m\ddot{y}$$

$$\boxed{\ddot{y} + \frac{C_o}{m} \dot{y} + g = 0} \quad (14)$$

Par ailleurs, pour tenir compte de l'existence de la couche limite terrestre, on supposera que la distribution de vitesse suit une loi linéaire; alors

$$V = C_1 y \quad (15)$$

Cette approximation linéaire est l'une des méthodes utilisées pour solutionner les équations de la couche limite (boundary layer) sur une plaque plane (Figure 10-2; Réf. (4)).

Les équations du mouvement dans l'air seront:

$$\ddot{x} + \frac{C_o}{m} \dot{x} = \frac{C_o}{m} C_1 y \quad (16)$$

$$\ddot{y} + \frac{C_o}{m} \dot{y} + g = 0 \quad (17)$$

Les variables sans dimension suivantes sont utilisées:

$$\bar{L} = \frac{L_m}{L} \quad (18)$$

$$\bar{U} = \frac{\dot{L}_m}{L} \quad (19)$$

$$\bar{d} = \frac{d_m}{d} \quad (20)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_m}{\rho} \quad (20a)$$

où L , d , dimensions caractéristiques, et ρ , densité caractéristique.

L'écoulement considéré est un écoulement permanent et on peut calculer l'accélération de la particule de la façon suivante:

$$\ddot{L}_m = \frac{d\dot{L}_m}{dt} = \frac{\partial \dot{L}_m}{\partial L_m} \cdot \frac{\partial L_m}{\partial t} = \dot{L}_m \frac{\partial \dot{L}_m}{\partial L_m}$$

avec
$$\bar{U} = \frac{\dot{L}_m}{L}$$

$$\ddot{L}_m = \bar{U} \dot{L}_m \left(\frac{\partial \dot{L}_m}{\partial L_m} \right)$$

or
$$\frac{\partial \dot{L}_m}{\partial L_m} = \frac{\partial \dot{L}_m}{\partial L} \cdot \frac{\partial L}{\partial L_m} = \bar{U} \frac{\partial \dot{L}_m}{\partial L} \cdot \frac{1}{L}$$

$$\ddot{L}_m = \bar{U}^2 \dot{L}_m \frac{1}{L} \frac{\partial \dot{L}_m}{\partial L}$$

Or $\dot{\bar{L}} \frac{\partial \dot{\bar{L}}}{\partial \bar{L}}$ a les mêmes unités que $\ddot{\bar{L}}$ et pour l'analyse dimensionnelle en cours:

$$\dot{\bar{L}} \frac{\partial \dot{\bar{L}}}{\partial \bar{L}} = \ddot{\bar{L}}$$

d'ou

$$\ddot{\bar{L}}_m = \frac{\bar{U}^2}{\bar{L}} \ddot{\bar{L}} \rightarrow \boxed{\frac{\ddot{\bar{L}}_m}{\ddot{\bar{L}}} = \frac{\bar{U}^2}{\bar{L}}} \quad (21)$$

et par similarité:

$$y_m = \bar{L} y \quad (22)$$

$$\dot{y}_m = \bar{U} \dot{y} \quad (23)$$

$$m_m = \bar{\rho} \bar{d}^3 \quad (24)$$

$$C_{om} = \bar{d} C_o \quad (C_o \sim d; \text{ loi de Stokes}) \quad (24a)$$

Les équations du mouvement pour le modèle seront:

$$\ddot{y}_m + \frac{C_{om}}{m_m} \dot{y}_m + g = 0 \quad (25)$$

$$\ddot{x}_m + \frac{C_{om}}{m_m} \dot{x}_m = \frac{C_{om}}{m_m} C_{1m} y_m \quad (26)$$

et par l'analyse dimensionnelle on aura:

$$\boxed{\frac{\bar{U}^2}{\bar{L}} \ddot{y} + \frac{C_o}{m} \left(\frac{\bar{U}}{\bar{\rho} \bar{d}^2} \right) \dot{y} + g = 0} \quad (27)$$

$$\boxed{\frac{\bar{U}^2}{\bar{L}} \ddot{x} + \frac{C_o}{m} \left(\frac{\bar{U}}{\bar{\rho} \bar{d}^2} \right) \dot{x} = \frac{C_o}{m} \left(\frac{C \bar{L}}{\bar{\rho} \bar{d}^2} \right) C_{1y}} \quad (28)$$

Les équations (27) et (28) sont comparables aux équations (17) et (16).
D'où:

$$\frac{\bar{U}^2}{L} = 1 \quad (29)$$

$$\frac{\bar{U}}{\rho d^2} = 1 \quad (30)$$

$$\frac{CL}{\rho d^2} = 1 \quad (31)$$

En admettant que les longueurs (L et d) et la densité (ρ) caractéristiques soient celles du prototype, les équations (1), (2), (3) et (4) peuvent alors être retrouvées:

$$\text{De (29):} \quad \bar{U}^2 = \bar{L} \text{ et } \frac{\dot{L}_m}{L} = \left(\frac{L_m}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

$$\bullet \left(\frac{v^2}{gL}\right)_m = \left(\frac{v^2}{gL}\right)_p$$

Les équations (30) et (31) donnent:

$$C = \frac{\bar{U}}{L} = \left(\frac{\dot{L}_m}{L}\right) \left(\frac{L}{L_m}\right)$$

$$C = \left(\frac{L}{L_m}\right) \left(\frac{L_m}{L}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\boxed{C = \left(\frac{L_p}{L_m}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (33)$$

L'équation (30) nous apparaît fondamentale puisqu'elle relie la densité et le diamètre de la particule. En effet:

$$\text{de (30): } \bar{U} = \bar{\rho} d^2$$

$$\left(\frac{\rho_m}{\rho_p}\right) \left(\frac{d_m}{d_p}\right)^2 = \left(\frac{L_m}{L}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (34)$$

où

$$\left(\frac{\rho_m}{\rho_p}\right) \left(\frac{d_m}{d_p}\right)^2 = \left(\frac{Z_{om}}{Z_{op}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (35)$$

Les équations (34) et (35) conduisent aux conclusions suivantes:

1. Les particules de simulation doivent être très légères et leur densité devrait se rapprocher de celle de la neige ($\rho_m \cong \rho_p$). La sciure (sawdust) pourrait alors convenir.
2. Les particules doivent posséder un diamètre assez grand pour que cette relation soit vérifiée; dans ce cas la similarité géométrique pour les diamètres des particules pourrait ne pas être respectée ($\frac{L_m}{L_p} \neq \frac{d_m}{d_p}$).
3. Un autre fait qui supporterait l'abandon de la similarité géométrique ($\frac{L_m}{L_p} \neq \frac{d_m}{d_p}$) dans le cas des essais en cours, serait attribué à l'existence des tourbillons sur les toits dont l'intensité augmente lorsqu'on accroît les vitesses de référence en soufflerie; on devrait donc opérer à basses vitesses.
4. Selon Kind (3), le comportement aérodynamique de la neige dans l'air pourrait être respecté suivant l'inéquation $\frac{\rho_m}{\rho_{air}} > 600$. Il s'agit de l'utilisation du sable pour simuler l'accumulation de la neige au sol gouvernée par la saltation. Or dans le cas d'un toit plat, l'observation de Kind conduirait à utiliser des particules plus denses que la neige et la vitesse critique du fluide pour la mobilité des particules pourrait être de l'ordre de 4 à 5 m/s. L'argumentation qu'on propose est basée sur l'existence de la bulle de recollement dont la vorticité contrôlerait le mécanisme d'accumulation de la neige sur un toit plat de niveau inférieur, lequel est rattaché à un autre de niveau supérieur. Les observations de Strom et al. (6) pourraient s'appuyer sur cette argumentation. La technique de simulation utilisée est basée sur une couche uniforme de particules étendue sur le toit supérieur. Serait-ce un avantage d'utiliser l'eau comme fluide pour contourner ce problème? Si oui, la longueur de sédimentation des particules (sable) serait courte avec accumulation énorme des particules sur le toit inférieur empêchant le développement d'une seconde zone de séparation au bord de fuite et pouvant influencer cette accumulation.
5. L'équation (35) sera considérée pour le reste de notre étude; la mobilité des particules sera obtenue par l'équation (8).

$$\left. \begin{array}{l} \text{Ex. } d_{\text{eqm}} = 0,3\text{mm} * 0,7 = 0,21\text{mm} \\ u_* = 0,40 \text{ m/s} \\ \rho_m = 200 \text{ kg/m}^3 \\ \rho_{am} = 1,225 \text{ kg/m}^3 \end{array} \right\} \pi = \frac{\rho_{air} u_*^2}{\rho_m g d_{\text{eqm}}} = \underline{\underline{0.38}}$$

. u_ est obtenu au-dessus du toit plat supérieur.

6. En plus des contraintes imposées par l'équation (35) sur la densité et le diamètre de la particule de modélisation, les rapports de la vitesse terminale V_f ou de la vitesse critique u_{*th} sur la vitesse V mesurée au point de séparation sont tels que:

$$\left(\frac{V_f}{V}\right)_m = \left(\frac{V_f}{V}\right)_p \quad \text{et} \quad \left(\frac{u_{*th}}{V}\right)_m = \left(\frac{u_{*th}}{V}\right)_p$$

La vitesse terminale d'une particule dans l'air n'est donc pas facile à mesurer. Les vitesses V_m et V_{m2} ($V_{m2} = V_B$) ont été obtenues pour deux modèles de différentes hauteurs mais de géométrie identique en soufflerie. La sonde anémométrique était située en un point relatif au-dessus du point de séparation tel que $\left(\frac{h}{D}\right)_1 = \left(\frac{h}{D}\right)_2$ où h est la différence de hauteur entre ce point et celui de la séparation.

II. DISCUSSION SUR LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBTENUS PAR QUELQUES CHERCHEURS

Certains auteurs ont étudié l'accumulation de la neige autour des édifices ((6),(8)) ou des clôtures à neige ((3),(7)). La particule de modélisation varie d'un auteur à l'autre. Deux groupes d'essais sont considérés dans ce rapport quant à l'importante question sur la validité des modélisations de la neige pour prédire les résultats à l'échelle réelle.

A. Modèles utilisant la soufflerie

1. Iversen - Les travaux conduits par Iversen concernaient le balayage de la neige sur le sol pour observer le dépôt de la neige sous forme de congère. Les particules de simulation étaient de fines particules de verre (glass spheres) étendues sur le plancher de la soufflerie suivant une couche uniforme de 1 cm de haut. Ces particules possèdent les caractéristiques suivantes:

diamètre	:	49 μm (0,049 mm)
densité	:	3990 kg/m^3
V_f/u_{*th}	:	1,3
u_{*th}	:	21,5 cm/s
propriétés électrostatiques entraînant un angle de repos supérieur à 34°.		

La neige extérieure (de nature sèche) qu'il a cherché à simuler possède aussi les caractéristiques suivantes:

diamètre	:	150 μm (0,15 mm)
densité	:	700 kg/m^3
V_f/u_{*th}	:	2,6
u_{*th}	:	14,0 cm/s

L'échelle de similitude géométrique qu'il avait considérée était de 1/144 et le modèle de clôture était de 2,5 cm de haut (par exemple, bordure d'arbres).

Les résultats obtenus par Iversen (7) semblent corroborer les observations à grande échelle. L'utilisation de très fines particules pose le problème que celles-ci doivent entrer en suspension et les particules qui ont contribué à l'accumulation au voisinage des obstacles pourraient alors provenir de loin en amont. Iversen a tenté de contourner ce problème en introduisant un nouveau facteur de similitude, soit le nombre de Froude rapporté à la densité de la particule tel que $\frac{\rho}{\rho_m} \cdot \frac{u_*^2}{gL}$ (densimetric Froude number). Celui-ci indiquerait que le moyen de transport des particules serait assuré par la portance aérodynamique pouvant les retirer de la couche des particules. Par contre, si la saltation est dominée par des particules qui ont été délogées par d'autres, les premières ayant acquis leur énergie cinétique verticale ($u_*^2/2g$; $v = u_*$) sous l'effet de l'impact des dernières, alors ne pourrait-on pas penser que le facteur ρ/ρ_m jouera un rôle moins évident dans le phénomène de la saltation. Il semblerait que Iversen soit le seul à utiliser ce critère.

Par ailleurs le prototype de neige utilisé ($700 \text{ kg}/\text{m}^3$) pourrait être de la neige qu'on rencontrerait dans le grand Nord et non dans les villes canadiennes. On constate aussi que l'auteur n'a pas réussi à respecter la similarité géométrique (1/144) par rapport au diamètre des particules ($d_m/d = 49/150 \cong 1/3$). Donc beaucoup de contraintes ont été énoncées mais peu ont été respectées.

Un autre critère est celui de l'échelle des temps qui a été obtenue en faisant l'hypothèse que le rapport de la vitesse de la particule à celle de l'air doit être identique pour le modèle et pour le prototype. C'est-à-dire que

$$\left(\frac{Ut}{L}\right)_m = \left(\frac{Ut}{L}\right)_p \quad (36)$$

Ainsi il prendra moins de temps en soufflerie pour obtenir théoriquement les mêmes résultats.

2. Kind (3) a surtout utilisé le sable pour tenter de se rapprocher de l'accumulation au voisinage des clôtures à neige. Ces critères de modélisation sont définis dans les équations (1), (3) et (4). Un critère supplémentaire est le rapport $\rho_m/\rho_{\text{air}} > 600$ si l'on veut bien modéliser le comportement aérodynamique de la particule de neige. C'est-à-dire que la densité de la simili neige devrait être telle que

$\rho_m > 720 \text{ kg/m}^3$ et que la portance serait à peu près négligeable comparée au poids de la particule. L'entrée en suspension des particules serait alors évitée.

Ce critère entre en contradiction avec l'une ou l'autre des équations (34) ou (35) lorsqu'on choisira une particule beaucoup plus légère (sciure) que la neige et pour laquelle l'échelle géométrique est d'avance fixée par le rapport Z_{om}/Z_{op} lorsque la couche limite terrestre est utilisée en soufflerie. Comme ce critère n'est pas à fortiori le plus important, on pourrait sous réserve s'en passer dans le cadre de cette étude. Le sable utilisé par Kind (3) avait 0,2 mm de diamètre et de densité 2700 kg/m^3 .

3. Strom et al. (6) après de multiples efforts dans la recherche de la particule "miracle" à utiliser en soufflerie, ont arrêté leur choix sur le borax de diamètre 0,8 mm et de densité 1730 kg/m^3 avec une vitesse terminale égale à 4,45 m/s. Ils avaient utilisé des édifices à toit plat comme obstacles dans le vent. Le borax satisfait l'équation (34) mais l'échelle géométrique devrait être bien choisie de façon à éviter un trop grand blocage de l'écoulement par le modèle. La technique utilisée a été celle de la chute du borax par une fente pratiquée dans le plafond de la soufflerie. Ils ont aussi essayé de répandre du borax sur les toits et ont constaté que le mouvement des particules n'a lieu que lorsque la vitesse libre de l'écoulement était 4,88 m/s (11 mph); mais celle-ci était très réduite lorsqu'on faisait tomber les particules du toit de la soufflerie. La vitesse (4,88 m/s) devrait influencer le choix de leur technique de simulation.

On peut noter que les critères les plus importants dans ce cas sont déduits de la trajectoire des particules, c'est-à-dire le nombre de Froude et la traînée sur les particules obtenue par la loi de Stokes qui donne aussi la vitesse terminale V_f des particules.

Il semble que cette technique a donné des résultats qui pourraient être comparables à ceux de Isyumov pour des toits plats. On se rappelle que ce dernier a utilisé l'eau comme fluide et a fait tomber du sable (0,2 mm) dans le canal à eau.

B. Modèles utilisant le canal à eau (Isyumov)

Les résultats obtenus par ce type d'étude sont fort contestés par les adeptes de l'utilisation de la soufflerie mais les résultats semblent corroborer les observations faites sur les toits des édifices à grande échelle. Les observations de Isyumov dans le cadre de son expérience sur la chute des particules dans l'eau ont contribué à mettre en évidence l'influence des tourbillons sur l'accumulation de la neige sur les toits plats. Cette influence croît lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. On peut constater que les particules de sable déposées sur le toit supérieur sont entraînées vers le bord d'attaque par la vorticité contenue dans la zone de recirculation, et sont par la suite rejetées dans la couche de discontinuité où la vorticité contenue dans celle-ci les

transportera loin en aval de l'édifice (toit plat). Ce qui paraît curieux, c'est qu'il existe une vitesse à laquelle l'accumulation maximale ($\approx 14\text{mm}$) a été obtenue. Hormis cette vitesse, les accumulations peuvent être de 12 mm de profondeur après une heure d'opération soit l'équivalent de 7 heures et 20 minutes en vraie grandeur (Isyumov (8): figure I-36). Les critères de simulation demeurent les équations (2) et (36). Un critère additionnel utilisé par Isyumov pour le calcul de l'échelle de temps est le rapport des vitesses au point de séparation tel que

$$\frac{(U_f)_m}{(U_f)_p} = \frac{(V)_m}{(V)_p} = \frac{(u*th)_m}{(u*th)_p} = \lambda_V = \frac{1}{27} \quad (37)$$

L'échelle géométrique était 1/200 et l'échelle de temps

$$\frac{t_m}{t_p} = \frac{\lambda_L}{\lambda_V} = \frac{1}{7,4} \quad (38)$$

Une comparaison de l'échelle de temps avec l'étude en cours peut être faite mais devrait se baser sur l'échelle géométrique ou le nombre de Froude en considération de l'équation (36).

$$\frac{t_m}{t_p} = \frac{L_m}{L_p} \cdot \frac{V_p}{V_m} = \frac{L_m}{L_p} \cdot \left(\frac{L_p}{L_m}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{L_m}{L_p}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{50}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{7,07} \quad (39)$$

Or on a mesuré en soufflerie les vitesses au point de séparation pour deux édifices de hauteur différente et le rapport $\frac{(V)_m}{(V)_p}$ était trouvé égal à l'unité. Dans ce cas l'échelle de temps sera:

$$\text{de (39):} \quad \frac{t_m}{t_p} = \frac{1}{50} \cdot \frac{1}{1} = \frac{1}{50} \quad (40)$$

ce qui nous paraît irréaliste.

Selon Isyumov,

$$\lambda_V = \frac{(u*th)_m}{(u*th)_p} = \frac{\left(\sqrt{A\left(\frac{\rho_S}{\rho} - 1\right)gd}\right)_m}{\left(\sqrt{A\left(\frac{\rho_S}{\rho} - 1\right)gd}\right)_p} \quad (41)$$

(l'indice S signifie sable)

avec l'hypothèse que $A_m = A_p$ pour un écoulement rugueux et que le nombre de Reynolds est assez bas pour que $C_{Dm} = C_{Dp}$.

$$(41) \rightarrow \lambda_V = \frac{\left(\sqrt{\left(\frac{\rho_S}{\rho} - 1 \right) d} \right)_m}{\left(\sqrt{\left(\frac{\rho_S}{\rho} - 1 \right) d} \right)_p} \quad (42)$$

A partir de cette équation, on peut faire les remarques suivantes:

1. Dans l'eau les vitesses terminales des particules sont très faibles comparées à celles dans l'air, d'où la prépondérance de la traînée du fluide dans ce cas. L'auteur n'a pas pu rencontrer l'exigence du nombre de Froude ($\lambda_V = \left(\frac{1}{200} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{14}$) et on peut alors penser que la modélisation inadéquate du régime d'écoulement pourrait limiter le domaine d'application des résultats. Pour éviter qu'il y ait des particules en suspension, la similarité entre les vitesses critiques des particules devrait être maintenue aussi.
2. Dans l'air, cette similarité entre les vitesses critiques se réduirait, si le sable est utilisé, à la racine carrée du rapport des diamètres:

$$\lambda_V = \sqrt{\frac{d_m}{d_p}} \neq \sqrt{\frac{L_m}{L_p}}$$

ce qui conduirait à une échelle de temps irréaliste.

Comme on peut le constater, il ne sera pas facile d'atteindre les objectifs fixés en satisfaisant tous les critères de simulation. D'ailleurs on pense qu'une parfaite simulation ne saurait exister dans ce cas.

III. OBSERVATIONS SUR LES ESSAIS EN COURS

Des essais préliminaires ont été conduits dans une soufflerie existante dans les laboratoires hydrauliques du CNRC. La veine d'essai est de section carrée (0,914 m de côté) et 10 m de long. Certains problèmes ont surgi lors de ces essais.

A. Régularisation de la vitesse du tunnel aérodynamique. L'un des problèmes rencontrés est celui de l'uniformité de l'écoulement et du contrôle de sa vitesse.

1. L'uniformité de l'écoulement débutait à une distance de 5 m en aval du convergent; l'utilisation des éléments rugueux contribuait à cacher cette anomalie de l'écoulement. On a mis en soufflerie une grille de turbulence pour à la fois corriger ce défaut et générer une turbulence homogène et isotrope à partir de 2,34 m de la grille de turbulence ($I = 12\%$) qui elle-même se trouvait à 0,954 m de la sortie du convergent. Au point d'essai, l'intensité de turbulence était gardée à 9% au centre de la soufflerie, et était de l'ordre de 25 à 30% vis-à-vis des modèles (y compris les éléments rugueux). Une combinaison de la grille et des éléments rugueux a permis d'obtenir une bonne épaisseur de la couche limite terrestre dans cette soufflerie dont la

veine d'essai qui est vraiment courte ne permettait pas de créer une couche limite adéquate.

2. Un système de contrôle élémentaire et précis a permis d'obtenir des vitesses basses (1 à 2 m/s) en gardant une semi-ouverture dans la dernière fenêtre proche du ventilateur axial.

B. Utilisation des modèles à toit plat en soufflerie

Cette géométrie nous était apparue "facile" à réaliser mais les résultats obtenus ont été décevants pour les raisons suivantes:

1. L'utilisation du sable (0,20 mm de diamètre) comme simili neige étendue sur les toits (couche de 3 à 5 mm d'épaisseur) a nécessité une vitesse élevée du vent (5m/s) pour amorcer le balayage des particules (figures 3 et 4).
2. Lorsque la couche de sable est étendue sur le toit supérieur et soumise à une vitesse critique de 5 m/s, la bulle de recollement devient l'agent de transport des particules qui seront alors rejetées loin en aval.

C. Faits saillants de cette étude préliminaire

La technique de modélisation sera associée à la couche de particules étendues sur les toits.

Les figures 3 et 4 présentent trois zones distinctes d'écoulement qui jouent un grand rôle dans le transport de la neige sur les toits.

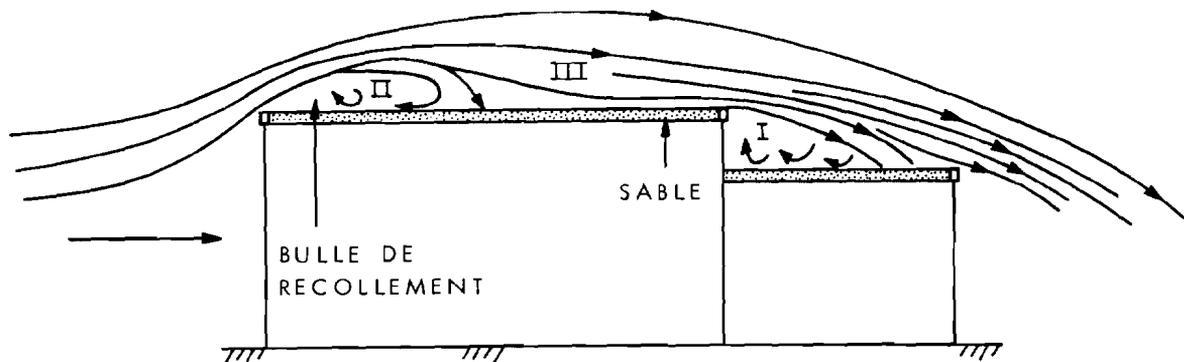


Figure 3. Schéma probable de l'écoulement au-dessus de deux édifices adjacents à toits plats. Ceux-ci ont été entièrement couverts d'une couche de sable.

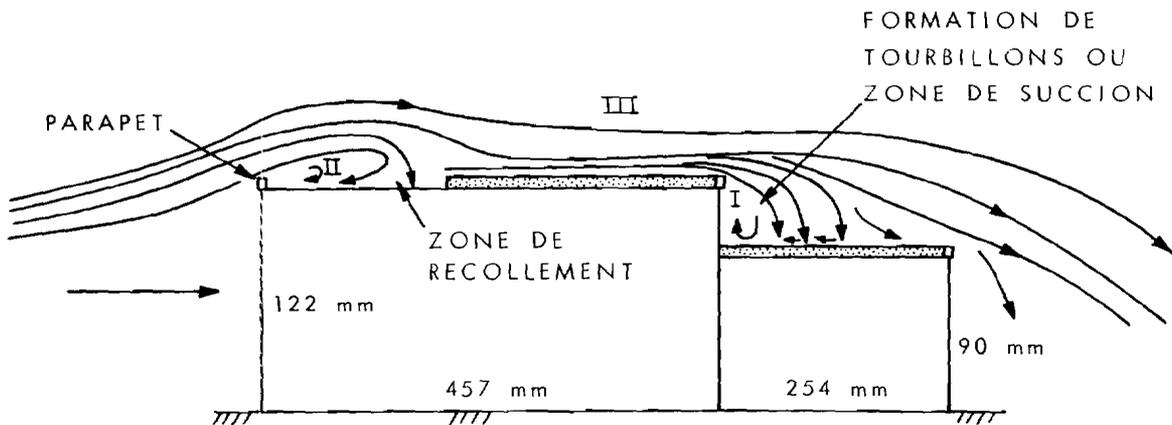


Figure 4. Couche de sable partiellement étendue sur le toit supérieur pour prévenir l'accroissement de la bulle.

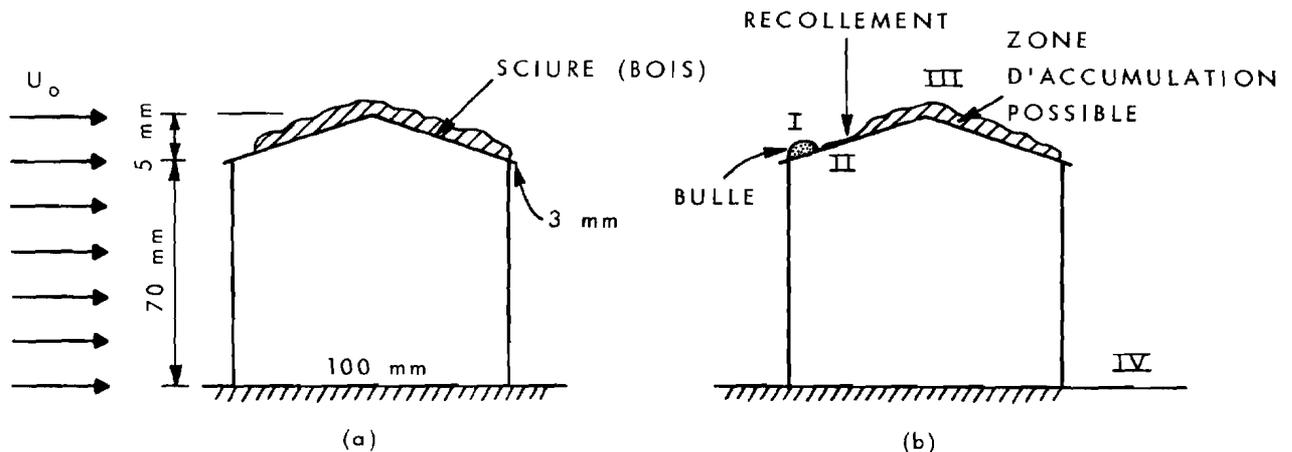
1. La plus importante de ces zones est la zone (II) caractérisée par la bulle de recollement. On a pu constater à l'aide d'un stroboscope (figure 3) que la vorticité contenue dans la bulle de recollement s'alimente en grains de sable transportés au bord d'attaque et ensuite déplacés par la couche de discontinuité (shear layer). Une infime partie des particules tombe dans les zones (III) et (I). La zone (I) étant le point d'intérêt dans cette étude, force est de constater qu'après une heure de marche de la soufflerie, on n'a pas pu obtenir qu'un millimètre (1 mm) de déposition.

La zone (III) peut être considérée comme une zone stagnante ou passive qui ne contribue en rien dans le dépôt du sable en (I). La vitesse de référence observée pour le mouvement des particules était de 4,95 m/s ($\Delta P = 1,5 \text{ mm H}_2\text{O}$).

Sur la figure 4 une tentative de destruction de la bulle avait été considérée mais la vitesse critique de l'écoulement libre était 6,0 m/s ($\Delta P \approx 2,2 \text{ mm H}_2\text{O}$). La zone (II) était périodiquement détruite et la vorticité contenue dans cette zone balayait littéralement les particules de sable de la zone (III) dont une partie (15 à 20%) se retrouverait en (I) et le reste loin en aval. Mais ce phénomène persisterait pendant quelques minutes (15 min) sans changement de vitesse (U_0) de la soufflerie. Le transport des particules deviendrait alors moins évident à cause de l'érosion subie par la zone (III) qui pourrait être considérée comme une surface partiellement rugueuse.

Il semblerait donc que le sable ne soit pas très utile dans ce genre d'étude basée sur la géométrie de toit. À ce propos, l'utilisation de différentes particules plus légères encore est en cours. Le "bakelite" a confirmé les mêmes faits à l'exception de la vitesse

critique de l'écoulement libre qui tombe à 3,40 m/s ($\Delta P = 0,7 \text{ mm H}_2\text{O}$). Les particules de caoutchouc ou de mousse donneraient à peu près les mêmes résultats. Mais on ne dispose pas d'une assez grande quantité de ces matériaux pour poursuivre nos observations. La sciure semble fonctionner lorsqu'étendue sur les toits en pion ou avec pente régulière de 5° (figure 5). Le manque de disponibilité de ce matériau nous a empêchés de poursuivre nos études sur d'autres toits inclinés à 18° et 30° . Tout porte à croire que l'équation (35) est satisfaite par l'utilisation de la sciure qu'on recommande fortement. Elle n'a cependant pas été utilisée sur le toit plat.



$$P = 0,5 \text{ à } 0,6 \text{ mm H}_2\text{O}$$

$$(2,88 \text{ à } 3,15 \text{ m/s})$$

DURÉE 15 min MAX.

Figure 5. Zones potentielles d'accumulation de neige sur un toit en pion de 5° .

IV. RECOMMANDATIONS

Puisqu'au moins 90% des résultats qu'on devrait obtenir serviront dans l'ingénierie, on pense que l'attention doit être portée sur une technique de simulation appropriée car le phénomène de la saltation ne régit pas le dépôt de la neige sur les toits inférieurs étudiés. La bulle de recollement et la couche de discontinuité dominent ce phénomène et l'éliminent en quelque sorte. On propose fortement de combiner les deux techniques suivantes: faire tomber les particules et étendre une couche de celles-ci sur les toits. En fait c'est le résultat des effets combinés de ces deux techniques qu'on observe à l'extérieur.

En second lieu, le choix des particules doit être fait selon les équations (2), (3), (4), (35) et (36) de façon non équivoque. Les travaux antérieurs ne nous sont d'aucun secours véritable à cause des résultats partiels qu'ils ont engendrés. Les résultats obtenus en canal à eau (chute des particules) se rapprochent des observations extérieures et

quoique l'échelle géométrique utilisée par Isyumov, 1/200, soit très petite, les vitesses sont très faibles. La densité de l'eau est presque égale à mille fois celle de l'air.

RÉFÉRENCES

1. White, B.R., Schulz, J.C., Magnus effect in saltation, *J. Fluid Mechanics* 81, Part 3, 1977, pp. 497-512.
2. Iversen, J.D. et al, Saltation threshold on Mars; the effect of interparticle force, surface roughness, and low atmospheric density, *ICARUS* 29, 1976, pp. 381-393.
3. Kind, R.J., A critical examination of the requirements for model simulation of wind-induced ground-drift or erosion phenomena in wind tunnels with particular emphasis on snow drifting, Report No. LTR-LA-167, National Research Council Canada - National Aeronautical Establishment, Aug. 1974, Ottawa, Canada.
4. Schlichting, H., Boundary-layer theory, trans. by J. Kestin, McGraw-Hill series in Mechanical Engineering, New York, N.Y., 1968.
5. Owen, P.R., Saltation of uniform grains in air, *J. Fluid Mechanics* 20, Part 2, 1964, pp. 225-242.
6. Strom, G.H. et al, Scale model studies on snow drifting, U.S. Army Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Research Report No. 73, Hanover, N.H., Sept. 1962.
7. Iversen, J.D., Drifting snow similitude: drift deposit rate correlation, 5th Int. Conference on Wind Structures, 8-14 July 1979, Colorado State University, 2 (Preprints).
8. Isyumov, N. An approach to the prediction of snow loads, Research Report, Engineering Science, Report No. BLWT-9-71, University of Western Ontario, London, Canada, 1971.