

Module 8

Méthodologie d'expertise : les calculs des avalanches

Metodologia delle perizie: il calcolo delle valanghe

Dieter Issler¹

Résumé

Les différents types de modèles dynamiques des avalanches sont brièvement introduits, commençant par les modèles qui traitent l'avalanche comme un point massif. Une deuxième catégorie de modèles – de plus en plus en usage dans le zonage des avalanches – est constituée par les modèles à une dimension, avec intégration à travers la hauteur de l'écoulement. Pour la modélisation des avalanches à aérosol, une variété d'approches existent, d'un « ballon gonflable » aux modèles 3D basés sur les équations de Navier–Stokes avec modélisation de la turbulence. Le traitement de la couche intermédiaire (« couche fluidisée » ou « couche de saltation ») mérite beaucoup plus d'attention qu'il n'a obtenu dans le passé. – A côté des modèles dynamiques, une approche empirique basée sur l'analyse statistique d'un grand nombre d'événements extrêmes est brièvement présentée.

L'utilisation des modèles est exemplifiée en les appliquant à un site en Suisse centrale qui présente beaucoup d'aspects divers et parfois surprenants. Ce cas d'étude démontre l'importance de l'étude de l'histoire des avalanches d'un site, présente les méthodes pour sélectionner les données initiales et pour évaluer les résultats des simulations, et souligne que l'expert(e) doit avoir une idée claire du contenu physique et des limitations des modèles appliquées.

Riassunto

I vari tipi di modelli dinamici delle valanghe di neve sono introdotti brevemente. Si comincia con modelli che trattano la valanga come un punto di massa. Un secondo gruppo di modelli – che vengono utilizzati di più in più – consiste di modelli in una dimensione, in cui tutti i variabili dinamici sono integrati attraverso l'altezza di scorrimento. Esistono vari metodi per la modellizzazione delle valanghe polverose, dal "pallone gonfiabile" ai modelli tridimensionali basati sulle equazioni di Navier–Stokes con un modello della turbolenza aggiunto. Il trattamento dello strato intermedio ("strato fluidizzato" oppure "strato di saltazione") meriterebbe molto più attenzione che non ha ottenuto nel passato. – Accanto ai modelli dinamici, un metodo empirico basato sull'analisi statistica di un gran numero di eventi storici estremi è presentato brevemente.

L'uso di modelli è esemplificato applicandoli a un sito in Svizzera centrale che presenta molti aspetti diversi e talvolta sorprendenti. Questo caso di studio dimostra l'importanza della ricerca della storia valanghiva di un sito, presenta i metodi per scegliere i dati iniziali e per valutare criticamente i risultati delle simulazioni. Si sottolinea che l'esperto deve avere un'idea chiara del contenuto fisico e delle limitazioni dei modelli applicati.

¹ NaDesCoR – Naturgefahrenberatung D. Issler, Seeweg 27, CH–8852 Altendorf (SZ), Suisse
E-mail nadescor@bluewin.ch

Table des matières

1	Introduction.....	3
2	Un cas d'étude.....	4
3	L'approche statistique.....	8
3.1	Analyse statistique d'avalanches observées.....	8
3.2	Application au cas d'étude.....	9
4	Modèles à point massif.....	10
4.1	L'équation de mouvement et sa solution.....	10
4.2	Application au cas d'étude.....	12
4.3	Résumé des modèles du type point massif.....	14
5	Modèles d'avalanches denses en une dimension.....	15
5.1	Equations de base.....	15
5.2	Lois de résistance et structure interne des avalanches.....	16
5.3	Reprise de neige.....	17
5.4	Application au cas d'étude.....	18
5.5	Extension aux modèles 2D.....	21
5.6	Résumé des modèles 1D.....	21
6	Modèles des avalanches à aérosol.....	22
6.1	Les processus fondamentaux.....	22
6.2	Formulations mathématiques.....	23
6.3	Application au cas d'étude.....	25
7	Conclusions.....	27
7.1	L'importance du cadastre.....	27
7.2	L'importance des données initiales.....	27
7.3	L'importance de comprendre la physique du phénomène.....	27
8	Littérature.....	28

1 Introduction

La recherche sur la dynamique des avalanches est un champ de recherche actif qui a produit un grand nombre de modèles pour les différents types d'écoulement avalancheux. Ces modèles diffèrent en leurs degrés de complexité, soit en termes de la physique représentée par les équations, soit en les données initiales requises, soit en termes des ressources informatiques nécessaires ou le détail pourvu dans l'output du modèle.

Dans le cours d'une brève leçon sur l'utilisation de modèles dynamiques dans le zonage ou l'élaboration de mesures protectrices, il est pleinement impossible de donner une vue complète du sujet. (Une source très utile pour des informations de base sur une multitude de modèles est la revue (Harbitz, 1998)). A cause de cela, le présent article se limite à deux buts principaux : Il veut montrer comment, d'une part, on essaye à tenir compte des observations sur les avalanches (présentées auparavant par Betty Sovilla) dans l'équation de mouvement de base, $d(Mv)/dt = F$. De l'autre part, un cas d'étude de complexité moyenne à élevée sert à exemplifier les limitations des différentes approches de modélisation et souligne le rôle décisif de l'expert et de son expérience basée sur un grand nombre d'observations.

Il est espéré que la matière présentée ici pourvoie les participants de l'UEE 2004 avec les connaissances nécessaires pour des études approfondies du sujet et la curiosité qui mène à des observations plus riches et de même plus critiques des avalanches de neige.

2 Un cas d'étude

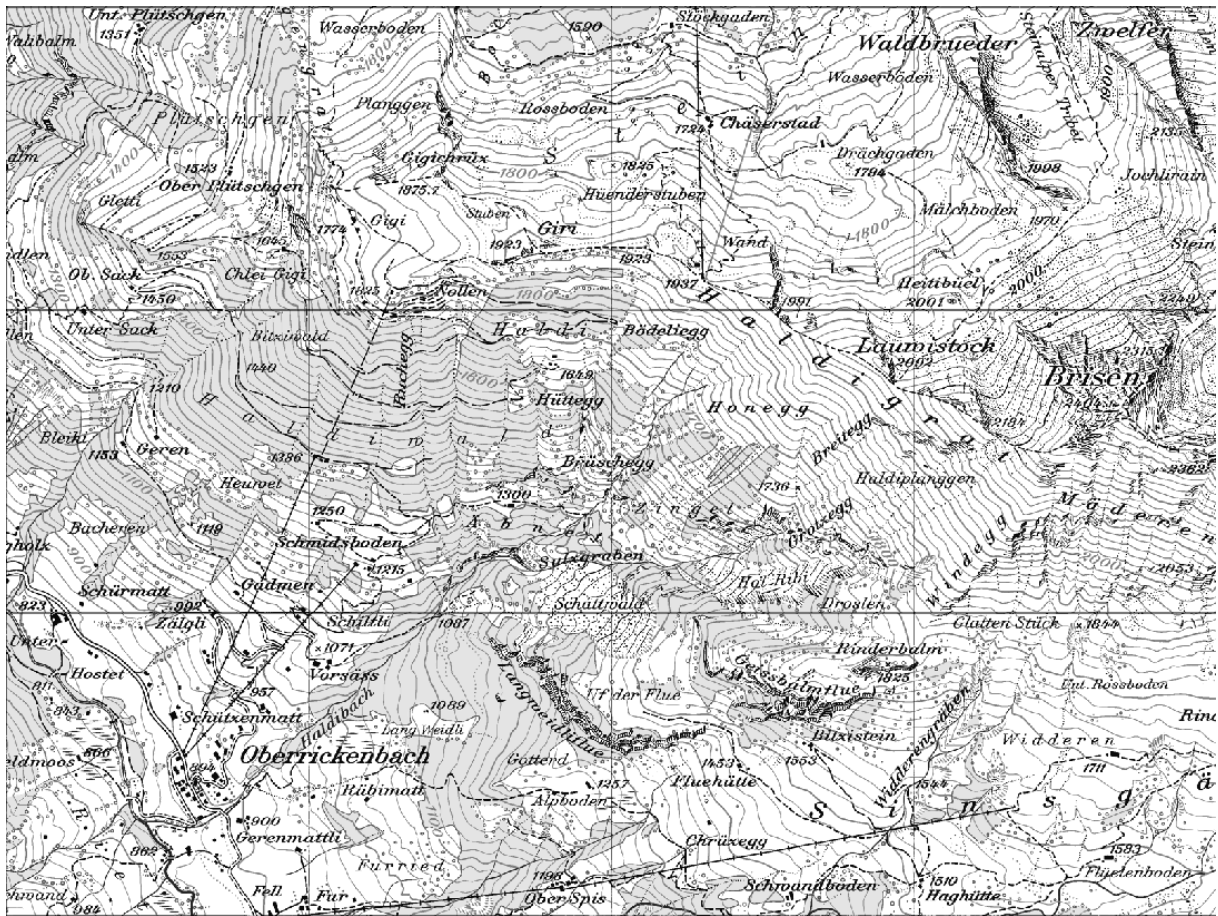


Figure 1. Carte topographique à l'échelle 1:25'000 du site avalancheux du Haldigraben, commune d'Oberriickenbach, canton d'Obwalden, Suisse centrale. La zone de déclenchement s'étend le long de la crête Haldigrat. En 1951, la partie dense arriva jusqu'à l'étable sous les lettres "Ob" du nom du village. L'aérosol atteignit les fermes au Vorsäss et au Schmid's Boden ainsi que le village sans produire de dégâts aux maisons. Les coordonnées du coin bas à gauche sont 674'000 / 193'000.

Pour montrer le potentiel et les défauts de divers types de modèle, nous utiliserons un site en Suisse centrale qui présente un nombre de caractéristiques intéressantes (altitude relativement basse, exposition au vent, zone de déclenchement ouverte, partie inférieure de la trace fortement canalisée et courbée, occurrence d'avalanches à aérosol, informations historiques).

Le site se trouve au versant nord des Alpes, en zone de transition du climat maritime au climat continental. Il s'agit d'une des premières chaînes de montagnes exposées aux vents du nord-ouest qui apportent toutes les chutes de neige importantes dans cette région. L'extrapolation des mesures nivologiques dans la région, à une période de retour de 300 ans et à une altitude de 2000 m s/m, indique que la profondeur du manteau neigeux s'augmentera d'environ 150 à 170 cm pendant 3 jours, sans influence du vent.

La zone de déclenchement potentielle est très large : Elle s'étend jusqu'à 1 km le long de la crête et a une surface projetée d'environ 50 ha. On peut distinguer deux sous-zones séparées par la Honegg. L'inclinaison varie autour de 35° et le versant est exposé au sud-ouest. Il faut s'attendre que les vents déposent de grandes quantités de neige dans la zone de départ, surtout à l'est au-dessous du sommet.

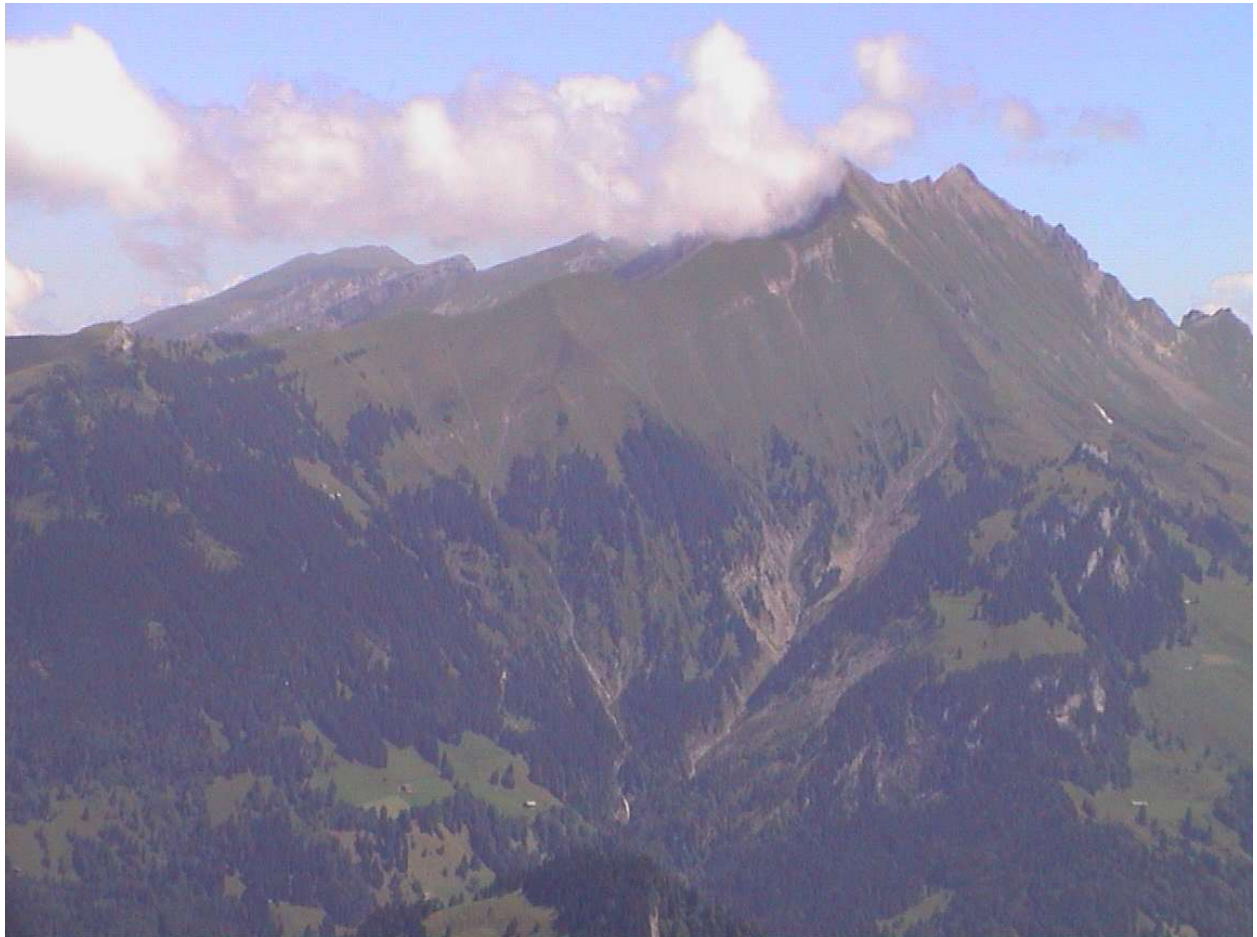


Figure 2. La crête Haldigrat avec le sommet du Brisen (2315 m s/m) au bord du nuage, vue du WSW. On note l'étroit couloir du Sulzgraben et le versant boisé dit Haldiwald sous le sommet du Giri (1923 m s/m) à gauche. La ferme visible sous la forêt se trouve au Schmid's Boden à une élévation de 1215 m s/m. Le village d'Oberriickenbach à 900 m s/m n'est pas visible au fond. Photo : Josef Berwert, Stalden.

L'avalanche est d'abord une avalanche de versant classique, mais au-dessous de 1700 m s/m elle est rapidement canalisée ; au-dessous de 1500 m s/m la largeur du couloir est nettement moins de 50 m. De plus, il est très rugueux, avec de grandes roches jusqu'à 2 m en diamètre. L'inclinaison varie autour de 15°.

Cette avalanche se déclenche spontanément presque chaque hiver, souvent même plusieurs fois au cours de l'hiver. D'habitude, elle s'arrêtent dans la partie supérieure du couloir, mais les plus longues distances d'arrêt se produisent souvent vers l'été lorsque le couloir est rempli de la neige déposée par des avalanches préalables et une dernière grande avalanche humide trouve un couloir plus lisse. Dans l'hiver catastrophique de 1951, la partie dense arriva jusqu'à l'étable vis-à-vis du village à 910 m s/m. Elle était accompagnée par une partie aérosol qui plâtra de neige les fermes au Vorsäss et au Schmid's Boden (à 1215 m s/m au versant opposé au-dessus de la courbe prononcée). La poudreuse fut aussi bien remarquée dans le village, mais ni là ni en-haut se produisirent des dégâts. La période de retour d'un tel événement est environ 100 ans.

En utilisant la carte en échelle 1:5'000 (ne pas présentée ici), on peut choisir les trajectoires les plus représentatives pour les calculs avec les modèles à point massif (Section 3) ou en une dimension (Section 4). Le Tableau 1 et la présentent deux trajectoires différentes qui seront utilisées pour les calculs des avalanches denses et à aérosol (Trajectoire 1) ou seulement pour les avalanches à aérosol (trajectoire 2). Les coordonnées sont ceux de l'Institut cartographique national suisse.

Point No.	Trajectoire 1			Trajectoire 2		
	Dist. hor. [m]	Altitude [m s/m]	Largeur [m]	Coord. x [m]	Coord. y [m]	Altitude [m s/m]
0	0	2240	30	677412	194515	2240
1	59	2200	100	677360	194490	2200
2	201	2100	350	677245	194410	2100
3	344	2000	350	677130	194330	2000
4	500	1900	350	677000	194245	1900
5	608	1800	300	676905	194195	1800
6	703	1710	220	676820	194150	1710
7	780	1670	140	676740	194160	1670
8	903	1600	90	676615	194160	1600
9	1097	1510	50	676420	194165	1510
10	1174	1450	40	676350	194190	1450
11	1320	1390	40	676210	194160	1390
12	1488	1330	40	676040	194160	1330
13	1602	1280	40	675930	194165	1280
14	1723	1230	40	675810	194140	1230
15	1899	1170	40	675640	194190	1170
16	2044	1130	40	675520	194205	1200
17	2189	1090	40	675440	194185	1210
18	2320	1060	40	675330	194100	1185
19	2468	1020	40	675235	194050	1170
20	2601	990	40	675170	193995	1140
21	2785	950	40	675115	193935	1090
22	2987	910	40	675030	193850	1060
23	3140	890	40	674955	193795	1030
24	3284	870	40	674840	193670	960
25	3433	850	40	674785	193630	930
26	3566	840	40	674720	193570	920
27	3684	830	40	674647	193510	900
28				674550	193435	880
29				674512	193405	860
30				674425	193345	845
31				674360	193320	870
32				674280	193255	900

Tableau 1. Trajectoires de l'avalanche du Brisen pour les avalanches denses (trajectoire 1) et à aérosol (trajectoire 2). Pour la trajectoire 1, la distance horizontale et la largeur du couloir sont indiquées tandis que les coordonnées x et y permettent le calcul de la courbure pour la trajectoire 2. Les données topographiques doivent être adaptées aux exigences des modèles utilisés.

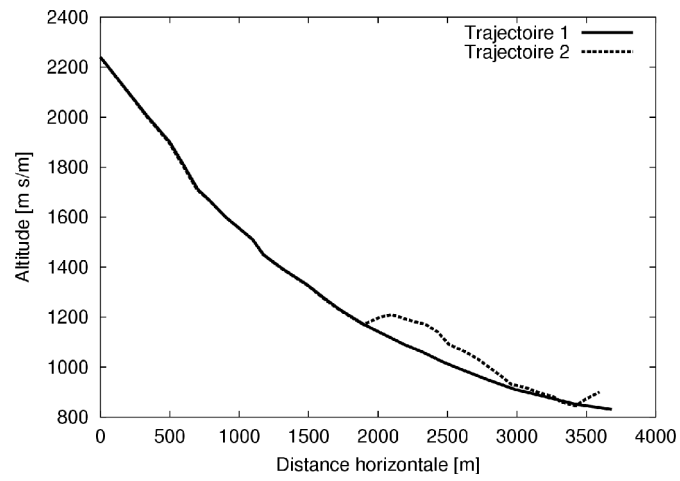


Figure 3. Profils des trajectoires 1 et 2 du Tableau 2. Au cas de la trajectoire 2, le village d'Oberriickenbach se trouve à la distance horizontale de 3050–3250 m.

3 L'approche statistique

3.1 Analyse statistique d'avalanches observées

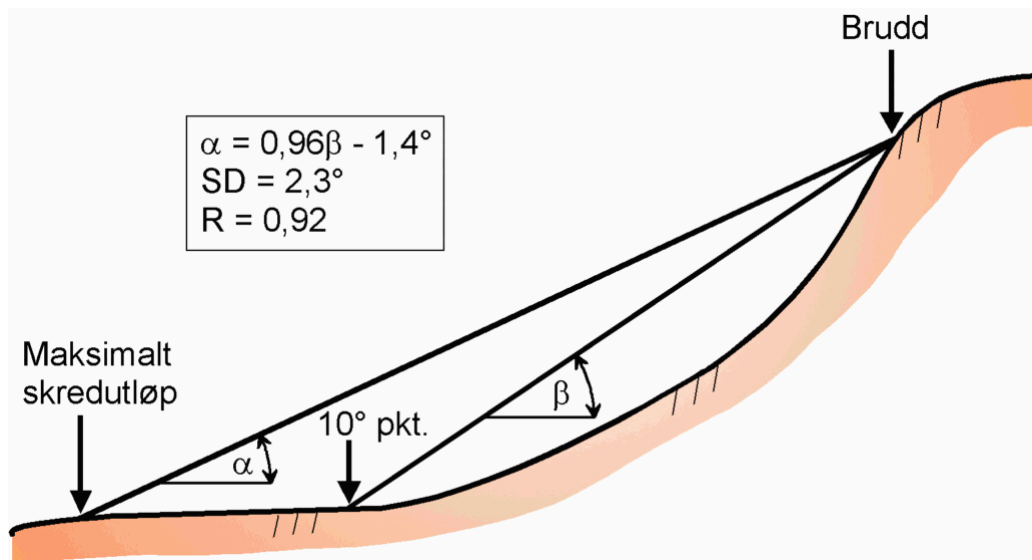


Figure 4. Définition des angles α et β utilisées dans le modèle statistique norvégien. Brudd: lieu de la cassure. Maksimalt skredutløp: point ultérieur du dépôt. Tiré de (Lied et Kristensen, 2003).

L'Institut géotechnique norvégien (NGI) a enregistré et cartographié plusieurs centaines de grandes avalanches. Une analyse statistique de ces données a permis de déterminer quelles formes de terrain ont la plus grande influence sur la distance d'arrêt et de proposer des modèles statistiques pour prédire ces distances. Parmi les avalanches enregistrées, environ 200 fut sélectionnées pour cette analyse qui se sont fermées en terrain ouvert au fond d'une vallée sans être influencées par des formations topographiques importantes.

Dans ces méthodes de calcul, la distance d'arrêt est caractérisée par l'angle α entre le point le plus éloigné du dépôt et la limite supérieure de la zone de déclenchement (en allemand : pauschalgefälle), voir Figure 3. Pour les données norvégiennes, la distribution des angles α était comme indiquée dans le Tableau 1, avec un moyen de 33° ($\tan \alpha \approx 2/3$), un minimum de 18° ($\tan \alpha \approx 1/3$) et un maximum de 50° . Il est évident que un zonage basé sur un angle de 18° serait trop restrictif dans la plupart des cas. Cependant on trouve que le plus raide est la trace, le plus grande sera l'inclinaison moyenne de toute la trajectoire. La raison pour cet effet se trouve principalement dans le frottement « turbulent » qui croît très rapidement avec la vitesse, et sur les pentes raides la vitesse est plus élevée que sur les pentes plus douces. De plus, la masse de neige déclenchée depuis une zone raide est en général plus petite que celle provenant d'une zone moins raide.

Pour décrire la raideur de la trace, le modèle statistique norvégien (Lied et Bakkehøi, 1980 ; Bakkehøi et al. 1983 ; Lied et Toppe, 1989) se sert de l'angle β entre le point supérieur de la zone de déclenchement et le point en aval où l'inclinaison atteint 10° . (En dessous de 10° , même les extrêmes avalanches sèches décélèrent selon l'expérience.) L'analyse d'avalanches norvégiennes et autrichiennes a produit les relations simples

$$\begin{array}{llll} \alpha = 0.96\beta - 1.4^\circ, & S = 2.3^\circ, & R = 0.92 & \text{Norvège} \\ \alpha = 0.95\beta - 0.8^\circ, & S = 1.5^\circ, & R = 0.96 & \text{Autriche} \end{array} \quad (1)$$

α (°)	Pourcentage
< 20	2
21–25	12
26–30	24
31–35	27
36–40	22
> 41	13

Tableau 2. Distribution de l'inclinaison moyenne d'environ 200 trajectoires d'avalanches en Norvège utilisées dans l'analyse statistique, d'après (Lied et Kristensen, 2003).

D'autres régressions plus compliquées ont aussi été appliquées, mais elles ne seront pas discutées ici. En utilisant ces formules, il faut tenir compte des faits suivants :

- Il s'agit de relations statistiques qui représentent surtout les propriétés de la majorité des trajectoires contenues dans l'espèce analysée. Il faut donc réfléchir si la trajectoire sous considération ressemble suffisamment aux trajectoires typiques en l'espèce.
- Une déviation standard de 1.5° signifie qu'environ 18% d'un très grand nombre d'avalanches du même type ont un angle moyen d'au moins 1.5° plus petit que la valeur moyenne calculée. Pour réduire la probabilité qu'une avalanche excède la distance d'arrêt calculée, il faut soustraire de l'angle α obtenu selon (1) deux ou même trois déviations standard.
- Le modèle statistique ne donne que la distance d'arrêt des avalanches extrêmes et ne répond pas aux exigences d'un zonage basé sur la considération du danger en fonction de la période de retour, ni pour la planification d'ouvrages de protection.

3.2 Application au cas d'étude

En supposant que l'avalanche de 1951 fut déclenchée sous le sommet du Brisen, on trouve une dénivelée de 1330 m et une distance horizontale parcourue d'environ 3200 m. L'inclinaison moyenne α de la trajectoire est donc 22.5° , ce qui ne représente pas une valeur exceptionnellement basse, mais qui est quand-même moins que pour 90% des avalanches norvégiennes analysées. Ceci est d'autant plus remarquable que presque trois quarts de la trajectoire se trouvent dans un couloir étroit et rugueux.

En appliquant le modèle statistique dans la forme présentée en-dessus, on s'aperçoit que l'inclinaison devient moins de 10° seulement près du point où l'avalanche s'est arrêtée en 1951. L'angle β est donc aussi 22.5° . Cependant, l'application de la formule (1) avec les paramètres trouvés en Autriche donnerait $\alpha = 0.95 \cdot 22.5^\circ - 0.8^\circ = 20.6^\circ$, ce qui se traduirait en une distance d'arrêt au moins 500 m plus longue sous les conditions topographiques locales. L'angle moyen observé en 1951 est 1.3 écarts standard plus grand que la valeur moyenne des événements autrichiens. Les raisons principales pour cela devraient être la rugosité du canal et le fait qu'il ne s'agissait probablement pas d'un événement extrême.

En général, la méthode statistique donne des premières indications sur la distance d'arrêt avec un minimum d'effort, mais elle peut rarement remplacer une étude plus détaillée.

4 Modèles à point massif

4.1 L'équation de mouvement et sa solution

Supposons d'abord que la longueur d'une avalanche soit petite par rapport à la longueur de sa trace et aux éléments topographiques importants. Il paraît justifiable alors de négliger les dimensions de l'avalanche et de la représenter comme un **point massif** en mouvement le long de la trajectoire. La deuxième loi de Newton est formulée de la façon suivante :

$$\underbrace{\frac{d(Mv)}{dt} = M \frac{dv}{dt} + v \frac{dM}{dt} = F_g - F_r}_{\text{changement de la quantité de mouvement}} \quad \text{ou bien} \quad \underbrace{a = \frac{1}{M} \left(F_g - F_r - v \frac{dM}{dt} \right)}_{\text{changement de vitesse}} \quad (2)$$

M , v et a sont la masse de l'avalanche, sa vitesse (moyennée sur le corps entier de l'avalanche) et son accélération, avec $a = dv/dt$. F_g représente la force gravitationnelle le long de la trace inclinée localement à l'angle $\alpha(x)$, donc $F_g = Mg \sin \alpha$. Les forces de résistance F_r seront discutées ci-dessous. Si l'on admet que l'avalanche peut gagner de la masse par reprise ou en perdre par déposition, il faut en tenir compte par un terme additionnel dans l'équation déterminant l'accélération, soit

$$F_e = v \frac{dm}{dt} = vq. \quad (3)$$

Cette pseudo-force décrit le fait que la masse de neige reprise à vitesse initiale 0 réduit la vitesse moyenne de l'avalanche. Comme nous verrons plus tard, cela ne signifie cependant pas que la reprise de neige ait un effet purement négatif sur le mouvement des avalanches – bien au contraire !

Comment faut-il exprimer les forces résistives ? Ces forces sont le résultat d'un grand nombre d'effets divers, tel que le frottement entre particules de neige en contact continu ou les collisions de très courte durée mais de grande intensité. A côté de ces deux composants principaux, lubrification par de minces couches d'eau entre les surfaces en contact, cohésion dans la neige légèrement humide ou des effets aérodynamiques pourraient jouer un rôle sous certaines conditions. Pour ces raisons, il n'est pas possible de donner une réponse définitive à cette question si simple.

Le modèle coulombien. Si le monde était aussi parfait que l'on a appris à l'école, on écrirait simplement

$$F_r = \mu F_n = \mu Mg \cos \alpha \quad (4)$$

où F_n est la force normale à la surface de glissement et μ est le coefficient de frottement. Si la reprise de neige est négligée, ce modèle simple à deux propriétés intéressantes : (1) Le travail requis pour traverser une distance horizontale de Δx est indépendant de la distance verticale Δy parcourue au même temps. Cela implique qu'une avalanche (dans ce modèle particulier, bien sûr !) se ferme au point où la perte d'énergie due au frottement, $\mu M g \Delta x$, est égale à l'énergie gravitationnelle gagnée au cours de la descente, $M g \Delta y$. L'inclinaison de la ligne droite de la zone de déclenchement au dépôt est donc

$$\tan \alpha = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{\mu M g}{M g} = \mu. \quad (5)$$

(2) L'autre propriété importante de ce modèle est l'absence d'effets d'échelle, c'est-à-dire

la distance d'arrêt d'une avalanche ne dépendrait pas de sa masse initiale² et toutes les avalanches dans un couloir auraient la même distance d'arrêt sous les mêmes conditions de neige. Tandis que l'expérience avec les avalanches réelles est nettement en contradiction avec cette propriété du modèle, l'extension du modèle à 1 et 2 dimensions (Savage et Hutter, 1989 ; Denlinger et Iverson, 2004) très bien décrit les détails d'expériences en laboratoire avec des matériaux granulaires.

Le modèle PCM. Le modèle fameux de Voellmy (1955) est basé sur l'analogie avec un écoulement fluvial stationnaire, mais Perla, Cheng et McClung (1980) proposèrent un modèle de point de masse avec des propriétés semblables. La différence principale par respect au modèle coulombien est un terme de résistance proportionnel au carré de la vitesse,

$$F_r = \mu Mg \cos \alpha + Dv^2 = M \left(\mu g \cos \alpha + \left(\frac{D}{M} \right) v^2 \right). \quad (6)$$

M/D a les dimensions d'une longueur et est traité comme le paramètre de base à côté de μ . On voit immédiatement que tous les termes dans l'équation déterminant l'accélération sont proportionnels à M , donc le modèle PCM est aussi indépendant de l'échelle que le modèle coulombien.

La solution de l'équation de mouvement est assez facile, soit par évaluation numérique d'un intégral, soit par « time-stepping » de l'équation différentielle (2). Si la trajectoire se compose d'un nombre de segments rectilinéaire entre (x_i, z_i) et (x_{i+1}, z_{i+1}) , avec $\Delta s_{i+1} = [(x_{i+1}-x_i)^2 + (z_{i+1}-z_i)^2]^{1/2}$, θ_{i+1} l'inclinaison de ce segment et $L \equiv M/D$ (unité [m]), l'énergie cinétique E_{i+1} à la fin du segment s'obtient à partir de l'énergie initiale E_i par la formule

$$E_{i+1} = E_i \cdot e^{-\Delta s_{i+1}/L} + g \cdot L \cdot (\sin \theta - \mu \cos \theta) \cdot (1 - e^{-\Delta s_{i+1}/L}). \quad (7)$$

Si $E_i > 0$ et $E_{i+1} < 0$, l'avalanche s'arrête dans ce segment. La distance d'arrêt s (mesurée le long de la pente) correspond au point où $E = 0$, donc

$$s_{arrêt} = s_i + L \cdot \ln \left(1 + \frac{E_i}{g \cdot L \cdot (\mu \cos \theta_i - \sin \theta_i)} \right). \quad (8)$$

Il faut mentionner une particularité du modèle PCM par rapport au traitement de la quantité de mouvement à la transition d'un segment de la trajectoire au prochain : Si l'angle d'inclinaison *diminue* de $\Delta\alpha$, la vitesse est réduite de v_i à $v_{i+1} = v_i \cos \Delta\alpha$; aucun changement n'a lieu si l'angle d'inclinaison augmente. Il s'agit d'un traitement *ad hoc* et assez douteux du choc qui se produit lors d'une déviation abrupte de l'écoulement. Néanmoins il est capable de réduire la distance d'arrêt dans la présence d'une digue de 100 m pour les grandes avalanches tandis que les autres modèles prédisent une réduction de quelques mètres seulement.

Le modèle PCM et un développement ultérieur avec un terme additionnel de nature stochastique (Perla, Lied et Kristensen, 1984) sont les modèles les plus souvent utilisés en Amérique. Dans les applications pratiques, le problème de l'invariance d'échelle est évité en choisissant le paramètre M/D en correspondance avec la taille de l'avalanche.

Le modèle Voellmy–Salm (VS). Strictement, le modèle de Voellmy et Salm (Voellmy, 1955 ; Salm, 1968 ; Salm, Burkard et Gubler, 1990) n'appartient pas dans cette classe à cause de ses racines dans l'hydraulique stationnaire : le modèle présume que le débit soit constant le long de toute la trajectoire de l'avalanche, sauf dans la zone d'arrêt où le

² Cela n'est pas tout à fait vrai parce que l'angle α se réfère aux locations initiales et finales du centre de masse. Une avalanche plus massive étant d'habitude plus longue qu'une petite avalanche, sa distance d'arrêt mesurée jusqu'au bout du dépôt sera donc un peu plus longue que celle d'une petite avalanche.

mouvement est celui d'un point massif. A part de cela, la différence principale entre les modèles PCM et VS est que celui-ci traite le terme proportionnel à v^2 (le frottement « turbulent ») comme une force agissant seulement à la surface de l'avalanche (frottement dû à l'impact de particules au fond de l'avalanche, frottement aérodynamique au-dessus). Ceci admis, on écrira la force comme

$$F_r = \mu Mg \cos \alpha + kAv^2 = Mg \left(\mu \cos \alpha + \frac{v^2}{\xi H} \right) \quad (9)$$

A est la surface de l'avalanche, k un coefficient non-dimensionnel, H la hauteur de l'écoulement et ξ a les dimensions $m s^{-2}$. Cette formulation ne tient pas seulement compte de la dépendance du frottement « turbulent » de la hauteur de la fracture mais aussi de la variabilité de $H(x)$ due au débit présumé constant le long de la trace. En écrivant le débit comme $Q = v(x)S(x)$, où $S(x)$ est la surface de la section perpendiculaire à l'écoulement à la distance x , les effets de constriction dans un couloir ou d'élargissement sur un cône peuvent être inclus dans le calcul.

Ce modèle nous sert aussi pour mettre en évidence qu'il y a de très importantes différences entre les divers modèles proposés quant au comportement en fonction de la hauteur de déclenchement H_0 . Il fut mentionné ci-dessus que le modèle coulombien (ainsi que les modèles de Savage et Hutter et de PCM) est indépendant de H et donc de H_0 . Dans le cas du modèle VS, on trouve facilement que une avalanche sur un versant très long atteint une vitesse stationnaire v_∞ à laquelle la force gravitationnelle est égale aux forces de résistance, c'est-à-dire

$$g \sin \alpha = \mu g \cos \alpha + \frac{g v^2}{\xi H} \Rightarrow \underbrace{\sqrt{\frac{v^2}{gH \cos \alpha}}}_{\text{Fr = nombre de Froude}} = \sqrt{\frac{\xi}{g} (\tan \alpha - \mu)} \quad (10)$$

La vitesse le long du versant croît donc avec la racine de la profondeur de l'écoulement. Pour les avalanches denses en trace, le nombre de Froude typiquement prend des valeurs entre 5 et 10. Si l'avalanche arrive à une pleine horizontale avec vitesse v_∞ , la distance d'arrêt depuis le pied du versant est la distance au cours de laquelle l'énergie cinétique est dissipée par les forces de résistance. Pour simplifier, négligeons pour l'instant la résistance « turbulente ». Nous trouvons que la distance d'arrêt croît en proportion de la hauteur d'écoulement au versant :

$$\frac{1}{2} Mv_\infty^2 \geq \mu Mgs \rightarrow s \leq \frac{v_\infty^2}{2\mu g} = \frac{H_\infty \xi}{2\mu g} \cos \alpha (\tan \alpha - \mu) \quad (11)$$

De nouveau, ce comportement est radicalement différent de celui des modèles coulombiens. Comme la hauteur d'écoulement au versant est déterminée par la hauteur de la cassure, il est évident que celle-ci doit être estimée avec le plus grand soin, donné son importance dans ce type de modèles.

Notons que d'autres modèles existent dans lesquels v_∞ et s dépendent en autres manières de H . Tandis que les expériences récentes sur les écoulements granulaires (Pouliquen, 1999) indiquent un départ net du scaling de Froude, la situation n'est pas du tout claire par rapport aux avalanches de neige faute de données expérimentales.

4.2 Application au cas d'étude

Comme modèle prototype de cette catégorie, nous utilisons le modèle PCM, qui est facilement programmé dans un programme tableur. Le Tableau 3 montre les distances d'ar-

rêt obtenues pour cinq combinaisons « raisonnables » des deux paramètres μ et $L = M/D$, et dans la Figure 5 on voit l'évolution de la vitesse du centre de masse de l'avalanche le long de la trajectoire pour les cinq cas étudiés.

μ [-]	0.25	0.25	0.27	0.3	0.3
M/D [m]	1000	500	500	1000	500
Distance d'arrêt [m]	3297	2907	2739	2956	2515
Vitesse max. [m/s]	69	59	58	66	56

Tableau 3. Distance d'arrêt et vitesse maximum atteintes par les avalanches denses sur la trajectoire 1 du site du Brisen, selon le modèle PCM.

On s'aperçoit immédiatement que la distance d'arrêt varie de 800 m (!) entre les deux choix ($\mu = 0.25, L = 1000$ m) et ($\mu = 0.30, L = 500$ m), qui ne représentent cependant pas des valeurs extrêmes pour ce type de modèle. Cette sensibilité au choix des paramètres est commune à tous ces modèles, et elle requiert une sur la base d'un grand nombre d'avalanches connues. Dans le cas étudié ici, la situation est d'autant plus difficile que l'inclinaison de la trajectoire est proche à l'angle d'équilibre entre la force gravitationnelle $M g \sin \theta$ et la friction coulombienne $\mu M g \cos \theta$: un petit changement en μ provoque un grand changement de la distance d'arrêt.

Presque toujours dans les modèles à deux paramètres, on peut reproduire une distance d'arrêt donnée en utilisant des combinaisons très différentes des deux paramètres. En général, on augmente la vitesse maximum en réduisant la résistance « turbulente » et en augmentant la friction coulombienne. Malheureusement, le nombre d'avalanches dont on connaît bien la vitesse et la distance d'arrêt est petit, et par conséquent le choix des paramètres reste incertain. Ce problème est particulièrement gênant quand il faut dimensionner des œuvres de protection tels que des digues de rétention ou de déflexion dont la hauteur croît plus ou moins avec le carré de la vitesse à ce point.

Les distances d'arrêt et les vitesses obtenus par le modèle PCM sont indépendantes de la masse de l'avalanche. Pour corriger ce défaut, il faut choisir les paramètres selon la masse de l'avalanche. Si l'on veut se rapprocher des résultats obtenus par le modèle Voellmy–Salm, on choisira M/D à peu près proportionnel à la hauteur de déclenchement.

La distance d'arrêt calculé par le modèle PCM représente le point où le centre de masse s'arrête. Dans les applications pratiques, nous nous intéressons cependant surtout au point où le front s'arrête. Le site du Brisen montre très clairement qu'il est souvent très difficile d'estimer celui-ci à la base du calcul :

- Si ni la masse ni la densité de l'avalanche changeaient pendant la descente et si le dépôt avait la même géométrie que la plaque originale, on ajouterait simplement la moitié de la longueur initiale à la distance d'arrêt calculée par le modèle.
- Mais aucune de ces conditions n'est vérifiée en nature : La masse finale est souvent trois fois plus que la masse initiale, la densité du dépôt environ le double de la densité de la plaque initiale. La distribution de la neige déposée d'habitude est très irrégulière.

Dans le cas de l'avalanche du Brisen, la largeur initiale de 350 m environ est rapidement réduite à moins de 50 m, avec une augmentation de la hauteur d'écoulement et de la longueur correspondante. Le couloir étroit et sa rugosité importante peuvent aussi provoquer une perte de masse considérable. On conclut que les modèles du type point massif ont une

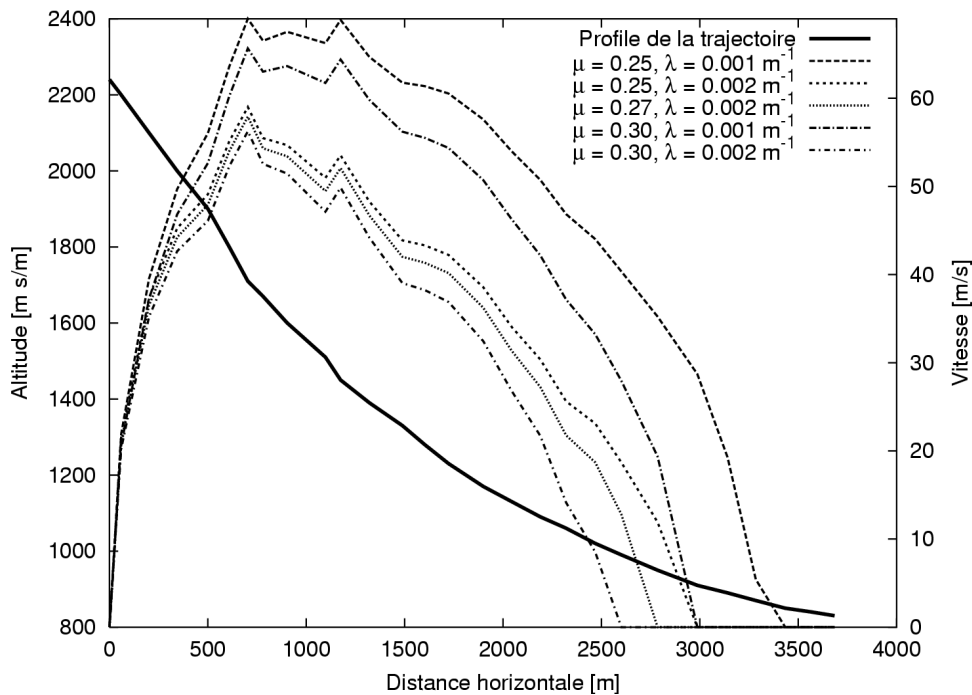


Figure 5. Evolution de la vitesse du centre de masse le long de la trajectoire 1 du site du Brisen selon le modèle PCM, pour les cinq combinaisons de paramètres montrées dans le Tableau 3.

valeur prédictive très limitée dans les sites à topographie complexe et peuvent y être utilisés seulement pour étudier l'effet de variations des paramètres. Cependant, l'utilisation continue aux Etats-Unis et au Norvège du modèle PCM montre que des résultats valables peuvent être obtenus par les personnes qui aient suffisamment d'expérience.

4.3 Résumé des modèles du type point massif

- + Pourvoient une estimation de la distance d'arrêt, de la vitesse et de la pression le long de la trajectoire.
- + Mécanique simple, facilement programmés, méthodes numériques robustes.
- + Simples à utiliser, calcul instantané. Requièrent peu de données initiales (segments de la trajectoire, point de départ, coefficients de résistance ; hauteur de la cassure pour certains modèles).
- + Reprise de neige peut être incluse dans le modèle (mais requiert plus de données initiales).
- Le modèle indique la distance d'arrêt du centre de masse, mais pas du front de l'avalanche.
- La déformation du corps de l'avalanche (et donc la forme du dépôt) n'est pas modélisée. Tous les effets d'une constriction ou d'un élargissement du couloir sont négligés.
- La vitesse moyenne du corps peut sous-estimer la vitesse maximale.
- Les changements du régime d'écoulement ne sont pas facilement intégrés.

5 Modèles d'avalanches denses en une dimension

5.1 Equations de base

Si l'on désire une description plus détaillée du mouvement avalancheux et du dépôt final, il faut modifier l'approche présentée ci-dessus de façon à tenir compte de la déformation et des interactions des différentes parties de l'avalanche. Nous pouvons considérer l'avalanche comme composée d'un nombre N de blocs déformables dont la masse ne change pas (nous négligeons pour un moment la reprise ou la déposition de neige). Chacun de ces blocs, numérotés par i , $1 \leq i \leq N$, obéit à la même équation que le centre de masse auparavant, sauf qu'il faut ajouter les forces exercées par les blocs précédent et suivant :

$$a_i = \frac{1}{M_i} (F_{g,i} - F_{r,i} - v_i q_i + F_{i-1,i} - F_{i,i+1}). \quad (12)$$

Comment peut-on exprimer l'interaction entre deux blocs voisins ? Les forces correspondantes n'ont pas été mesurées directement, ni en avalanches réelles ni en écoulement granulaires en laboratoire. Si la neige était un fluide parfait, on utiliserait la pression hydrostatique à l'interface entre les blocs, ce qui donne une force

$$F_{i-1,i} = \rho \frac{H_{i-1/2}^2}{2} W_i g \cos \alpha \quad (13)$$

si l'interface est rectangulaire ; $H_{i-1/2}$ est la profondeur à l'interface, W_i est la largeur et ρ la densité. Pour tenir compte du fait que la neige n'est certainement pas un fluide parfait, on introduit un coefficient λ (coefficient de la pression du sol).

La distance entre les centres de masse de deux blocs voisins est variable, mais la masse de chaque bloc est constante. Puisque l'avalanche forme un corps continu quand-même, la hauteur d'un bloc doit diminuer si sa longueur croît, et vice-versa. Cela peut s'exprimer par une équation de conservation de masse :

$$M_i = L_i W_i H_i = \text{cst.} \quad \text{ou bien} \quad \frac{d(L_i W_i H_i)}{dt} = 0. \quad (14)$$

Les équations (10) et (11) représentent $2N$ équations différentielles ordinaires couplées. En principe, cette formulation se prête assez bien à la résolution numérique, qui a pour résultat l'évolution temporelle des coordonnées $x_i(t)$ et des hauteurs $H_i(t)$ des N sections ou « cellules » de l'avalanche. Les cellules sont liées au matériau en écoulement – c'est la représentation dite Lagrangienne des équations de mouvement d'un milieu continu.

En pratique, la plupart des modèles à une ou plusieurs dimensions utilisent la représentation dite Eulérienne. Dans celle-ci, on ne suit pas le mouvement des morceaux du matériau, mais on divise l'espace dans lequel se produit l'écoulement (la trajectoire de l'avalanche dans notre cas) dans un nombre de cellules comprenant les intervalles $[x_{i-1}, x_i]$. Pour chaque cellule, on fait le bilan de la masse et de la quantité de mouvement qui entrent la cellule, qui en sortent et qui y sont produites ou détruites pendant chaque bref interval de temps Δt :

$$\underbrace{\rho \Delta x_i \Delta H_i}_{\text{changement de masse en cellule } i} = \rho \left(\underbrace{H_{i-1/2} u_{i-1/2}}_{\text{flux de masse depuis la cellule } i-1} - \underbrace{H_{i+1/2} u_{i+1/2}}_{\text{flux de masse dans la cellule } i+1} \right) \Delta t + \underbrace{\rho q_i \Delta x \Delta t}_{\text{masse reprise/déposée}}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
\underbrace{\rho \Delta x_i \Delta(H_i u_i)}_{\text{changement de quantité de mouvement en cellule } i} &= \rho \left(\underbrace{H_{i-1/2} u_{i-1/2}^2}_{\text{flux de quantité de mouvement depuis la cellule } i-1} - \underbrace{H_{i+1/2} u_{i+1/2}^2}_{\text{flux de quantité de mouvement dans la cellule } i+1} \right) \Delta t \\
&+ \rho g \left(\underbrace{\lambda_{i-1/2} \frac{H_{i-1/2}^2}{2} \cos \alpha_{i-1/2}}_{\text{force de pression depuis la cellule } i-1} - \underbrace{\lambda_{i+1/2} \frac{H_{i+1/2}^2}{2} \cos \alpha_{i+1/2}}_{\text{force de pression depuis la cellule } i+1} \right) \\
&+ \rho g W_i H_i \Delta x_i \left(\underbrace{\sin \alpha_i}_{\text{gravitation}} - \underbrace{\mu \cos \alpha_i}_{\text{friction}} \right) \Delta t - \underbrace{\rho \frac{g}{\xi} W_i u_i^2 \Delta x \Delta t}_{\text{frottement «turbulent»}}
\end{aligned} \tag{16}$$

Ceci est en effet (à peu près) la forme des équations utilisée en la résolution numérique d'un modèle du type Voellmy–Salm comme celui contenu dans le package AVAL-1D. Il faudrait encore spécifier la méthode pour calculer $H_{i-1/2}$, $u_{i-1/2}$, les valeurs à l'interface entre les cellules. C'est précisément là que la plupart des instabilités numériques parfois rencontrées dans les calculs ont leur origine. Il n'est cependant pas question d'aborder ce sujet difficile dans ce cours.

Dans la littérature sur la dynamique des avalanches, on rencontre d'habitude la forme différentielle, au lieu de la forme discrétisée des équations montrée ci-dessus. Notons, pour les téméraires, qu'on obtient cette forme-là en divisant les deux équations par ρ , Δx_i et Δt . En laissant $\Delta t \rightarrow 0$, $\Delta h_i / \Delta t \rightarrow \partial h / \partial t$ etc. Avec $\Delta x_i \rightarrow 0$, les différences des termes à $x_{i+1/2}$ et à $x_{i-1/2}$ se transforment en dérivés par rapport à x :

$$\frac{\partial(HW)}{\partial t} + \frac{\partial(HWu)}{\partial x} = Wq, \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(HWu)}{\partial t} + \frac{\partial(HWu^2)}{\partial x} &= -W \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{H^2}{2} \cos \alpha \right) \\
&+ gHW(\sin \alpha - \operatorname{sgn}(u)\mu \cos \alpha) - \operatorname{sgn}(u)W \frac{g}{\xi} u^2.
\end{aligned} \tag{18}$$

N.B. Il y a un nombre d'effets qui ont été négligés dans ces équations, parmi d'autres la courbure de la trajectoire et la variabilité de la densité de l'avalanche. On suppose que la largeur $W(x)$ est une fonction connue de la position x et que $\lambda(h,u)$ est une fonction connue des variables principales $H(x,t)$ et $u(x,t)$. Si la largeur est présumée constante, on divise tous les termes dans les deux équations simplement par W . Enfin, $\operatorname{sgn}(u) = +1$ si $u > 0$ et $\operatorname{sgn}(u) = -1$ si $u < 0$.

Les premiers modèles de ce type furent proposés dans la littérature russe dans les années 60 et 70. Une impression de l'état avancé de cette modélisation peut être obtenu de quelques articles publiés ou traduits en anglais (Briukhanov et al., 1967; Eglit, 1983, 1984, 1998, Grigoryan, 1979). Une comparaison de quatre modèles utilisées en pratique a été publiée par Barbolini et al. (2000).

5.2 Lois de résistance et structure interne des avalanches

Un grand nombre de différentes propositions ont été faites au cours des décennies quant à la forme « correcte » des termes de résistance. Quelques-unes des approches les plus récentes seront brièvement présentées dans l'intervention de Mohamed Naaim. La revue de Harbitz (1998) sera très utile pour obtenir les informations essentielles sur une large

gamme de modèles et devrait être compréhensible avec les connaissances de base contenues dans le présent article.

Si l'on veut faire progrès en la question de la loi de résistance, il faut noter que ce problème est très étroitement lié à la structure interne de l'avalanche. En effet, les modèles simples présentés ci-dessus supposent que l'avalanche se comporte plus ou moins comme un corps rigide qui glisse sur la surface du manteau neigeux. Les rares mesures du profil de vitesse $u_x(z)$ dans une avalanche indiquent qu'un tel glissement peut se produire, mais il n'est pas du tout clair sous quelles conditions cela est probable. De plus, les mesures montrent que le corps de l'avalanche subit un cisaillement plus ou moins prononcé.

La connaissance du profil de vitesse sous des conditions quasi-stationnaires (quand les forces de résistance sont presque en équilibre avec la composante de la gravité le long de la trace) permettrait d'en déduire la loi rhéologique (par exemple le taux de cisaillement en fonction de la contrainte de cisaillement). De telles expériences sont en train d'être faites et ont déjà produit des résultats surtout en laboratoire, mais il est encore trop tôt pour tirer des conclusions définitives. A présent, les deux principales approches pour aller au-delà des (trop) simples modèles du type VS ou PCM se basent ou sur les mesures à petite échelle dans une chute (CEMAGREF, France) ou sur des considérations théoriques des matériaux granulaires (NGI, Norvège). (La présentation des modèles correspondantes actuellement en développement est prévue lors d'un cours avancé UEE en 2005 ou 2006.)

5.3 Reprise de neige

En théorie, la reprise de neige a été reconnue depuis longtemps comme un des facteurs importants dans la dynamique des avalanches, mais les modèles utilisés en pratique ont largement ignoré cet effet parce que rien de précis n'était connu. En (SATSIE, 2003, App. 5) on trouve une brève revue des connaissances présentes et des modèles proposés dans le passé. Dans les dernières années, le bilan de masse d'un nombre d'avalanches spontanées (Issler et al., 1996) ou artificiellement déclenchées (Sovilla et al., 2001 ; Vallet et al., 2001 ; Sovilla, 2004) a montré que la plupart des grandes avalanches reprennent de grandes quantités de neige ; la masse du dépôt peut dépasser la masse initiale d'un facteur de 3 au moins.

Quant à la modélisation de ce processus, on trouve deux approches différentes dans la littérature (Gauer et Issler, 2004 ; Eglit et Demidov, 2004). Si l'on suppose que la reprise de neige a lieu au front de l'avalanche, l'interface entre l'avalanche et le manteau neigeux devant l'avalanche peut être idéalisée comme un choc (une surface où la densité et la vitesse changent de façon discontinue) et décrite par des conditions de bord spéciales qui représentent la conservation de masse et de quantité de mouvement à travers le choc (Briukhanov et al., 1967). En particulier, le taux de reprise q est zéro et γ a un nombre de modèles qui diffèrent en la relation qui détermine la profondeur de l'entraînement (Eglit et Demidov, 2004) en fonction de la pression exercée par l'avalanche.

L'autre approche suppose que la reprise a lieu le long tout le « ventre » de l'avalanche. Le taux de reprise $q(x,t)$ est alors une fonction des contraintes normale et de cisaillement exercées par l'avalanche au manteau neigeux et de la résistivité du manteau neigeux. Nous citons quelques exemples prototypes des relations qui ont été proposées dans divers champs de mécanique tels que l'hydrologie fluviale, le transport éolique, la tribologie etc. (Eglit et Demidov, 2004 ; Gauer et Issler, 2004). La première classe a la forme

$$q = a \cdot u \text{ si } d > 0 ; \quad q = 0 \text{ si } d = 0 , \quad (19)$$

où $a \approx 0.005$ est un coefficient à déterminer selon les propriétés de la neige et d est la

profondeur de la partie érodible du manteau neigeux. Cette formule est inspirée de l'entraînement turbulent observé quand un jet de fluide est injecté dans un autre fluide.

Une autre classe de modèles suppose que le taux de reprise est proportionnel à l'excès de la pression (hydrostatique) sur la résistivité de la neige. Cette idée peut être exprimée par la formule

$$q = b \cdot (h - h^*) \text{ si } h > h^* \text{ et } d > 0 ; q = 0 \text{ si } h < h^* \text{ ou } d = 0 ; \quad (20)$$

b est un coefficient indéterminé et h^* est la profondeur d'écoulement qui crée la pression minimale pour désintégrer le manteau neigeux. Au lieu de la pression hydrostatique du corps de l'avalanche, on peut considérer que la pression destructive est d'origine dynamique et proportionnelle au carré de la vitesse :

$$q = c \cdot (u^2 - u_c^2) \text{ si } u > u_c \text{ et } d > 0 ; q = 0 \text{ si } u < u_c \text{ ou } d = 0 . \quad (21)$$

Ici, la résistivité de la neige est exprimée par une vitesse seuil u_c . c est un coefficient à la dimension de [s/m].

De nombreuses simulations avec de divers modèles de reprise ont été faites en Russie depuis les années soixante (Eglit et Demidov, 2004) et récemment en France (Naaïm et al., 2003, 2004) et en Suisse (Sovilla et Bartelt, 2002 ; Sovilla, 2004). Les conclusions principales sont les suivantes :

- En général, la reprise de neige a la tendance de réduire la vitesse de l'avalanche en trace parce que la neige érodée doit être accélérée d'abord.
- Au cas des modèles qui montrent des effets d'échelle (cf. p. 12), tels que les modèles russes et français ou FL-1D, la distance d'arrêt avec reprise est généralement plus longue que celle obtenue sans reprise.
- Si la quantité de neige reprise n'est pas très grande par respect à la masse initiale, les résultats ne varient pas beaucoup en fonction du choix de modèle de reprise. En contraste, si la masse reprise est grande, la distribution spatiale de la reprise (exclusivement au front ou le long le corps entier de l'avalanche) a une influence importante à la vitesse, la distance d'arrêt et la forme du dépôt.
- Il apparaît que l'introduction de la reprise dans les calculs d'avalanches observées réduit beaucoup la variabilité autrement observée des paramètres μ et ξ dans le modèle FL-1D (et probablement aussi dans les autres modèles).

La recherche sur les mécanismes d'érosion et reprise est actuellement en progrès rapide. Nous prévoyons qu'à peu d'années dorénavant la simulation des avalanches pour le zonage ou pour dimensionner des digues ne se fera plus sans considération de la reprise.

5.4 Application au cas d'étude

Comme modèle représentatif de cette catégorie, nous utilisons le module FL-1D (Bartelt et al., 1999) du paquet AVAL-1D (Christen et al., 1999) parce qu'il est souvent appliqué en Suisse, Autriche et Italie et permet de tenir compte des variations de la largeur de l'écoulement le long de la trajectoire. La topographie est spécifiée de la même manière que pour les modèles à point massif (Section 4) ; en plus, la largeur du couloir doit être indiquée pour chaque point (troisième colonne au Tableau 1). FL-1D pourvoit la possibilité d'une variation des paramètres μ , ξ , et λ d'un segment à l'autre ; en (Christen et al., 1999) on trouve des indications concernant le choix de μ et ξ en fonction de la masse initiale, de l'altitude, de la période de retour et du type du couloir. Cette classification est le résultat d'un calage extensif du modèle sur la base d'observations d'avalanches en Suisse.

Point No.	Topographie			Segment No.	30 ans			300 ans		
	x [m]	z [m]	W [m]		μ [-]	ξ [m/s ²]	h [m]	μ [-]	ξ [m/s ²]	h [m]
0	0	2240	30	0	0.17	2000	1.1	0.16	2500	1.5
1	59	2200	100	1	0.17	2000	1.1	0.16	2500	1.5
2	201	2100	350	2	0.17	2000	1.1	0.16	2500	1.5
3	344	2000	350	3	0.17	2000		0.16	2500	1.5
4	500	1900	350	4	0.17	2000		0.16	2500	
5	608	1800	300	5	0.17	1800		0.16	2300	
6	703	1710	220	6	0.21	1500		0.20	1750	
7	780	1670	140	7	0.23	1200		0.22	1500	
8	903	1600	90	8	0.23	1200		0.22	1500	
9	1097	1510	50	9	0.23	1200		0.22	1500	
10	1174	1450	40	10	0.31	800		0.3	1000	
11	1320	1390	40	11	0.35	600		0.34	750	
12	1488	1330	40	12	0.35	600		0.34	750	
13	1602	1280	40	13	0.35	600		0.34	750	
14	1723	1230	40	14	0.35	600		0.34	750	
15	1899	1170	40	15	0.35	600		0.34	750	
16	2044	1130	40	16	0.35	600		0.34	750	
17	2189	1090	40	17	0.35	600		0.34	750	
18	2320	1060	40	18	0.35	600		0.34	750	
19	2468	1020	40	19	0.35	550		0.34	700	
20	2601	990	40	20	0.36	700		0.35	950	
21	2785	950	40	21	0.31	900		0.35	1000	
22	2987	910	40	22	0.31	1200		0.30	1200	
23	3140	890	50	23	0.31	1200		0.30	1200	
24	3284	870	50	24	0.31	1200		0.30	1200	
25	3433	850	50	25	0.31	1200		0.30	1200	
26	3566	840	50	26	0.31	1200		0.30	1200	
27	3684	830	50							

Tableau 4. Valeurs des paramètres choisies pour les simulations d'avalanches avec périodes de retour de 30 et 300 ans, pour le modèle FL-1D. Le segment i s'étend entre les points i et $i+1$. h est la profondeur de la cassure.

Pour les modèles 1D, il est nécessaire de spécifier l'extension de la zone de départ ; pour FL-1D, il faut aussi indiquer la profondeur (en direction perpendiculaire à la surface) de la plaque mise en mouvement. Le Tableau 4 montre les valeurs choisies pour des avalanches denses avec des périodes de retour de 30 et 300 ans. Pour les paramètres de résistance, les indications dans (Christen et al., 1999), p. III.9 ont été utilisées, mais la partie étroite est traitée comme « canalisée » au lieu de « couloir » (autrement, la distance d'arrêt simulée est beaucoup trop courte). Les valeurs de h ont été calculées selon les prescriptions données dans (Salm et al., 1990), tenant compte de l'altitude, l'inclinaison et l'exposition au vent en utilisant des cartes basées sur une interpolation des me-

sures d'enneigement aux stations d'observation de l'IFENA (Christen et al., 1999). Nous avons aussi assumé que celle-ci est plus longue pour les avalanches extrêmes.

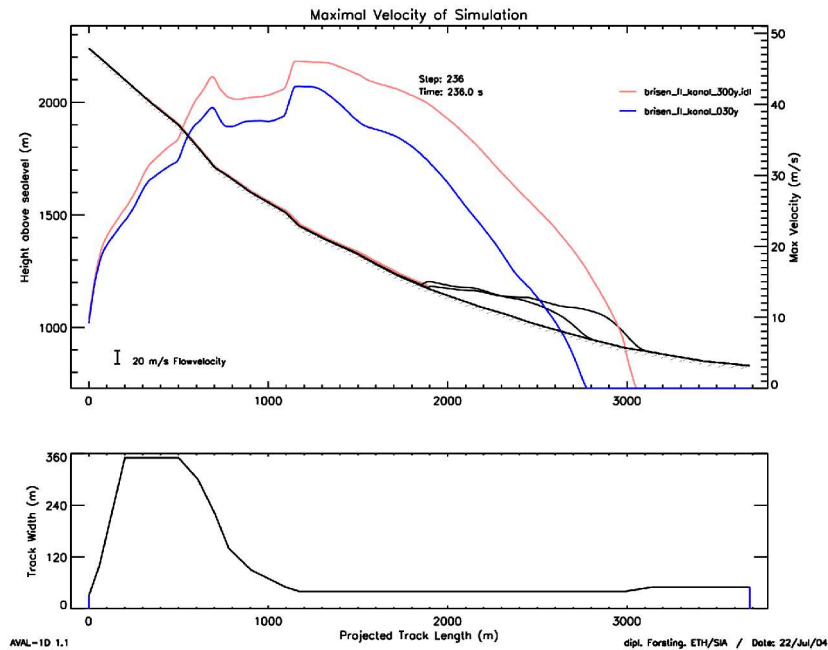


Figure 6. Vitesses maximum et hauteurs de dépôt de l'avalanche du Brisen, simulées avec le modèle FL-1D. Les deux simulations correspondent à des périodes de retour de 30 et 300 ans. Les valeurs des paramètres sont données au Tableau 4. La hauteur maximale du dépôt correspond à environ 8 m.

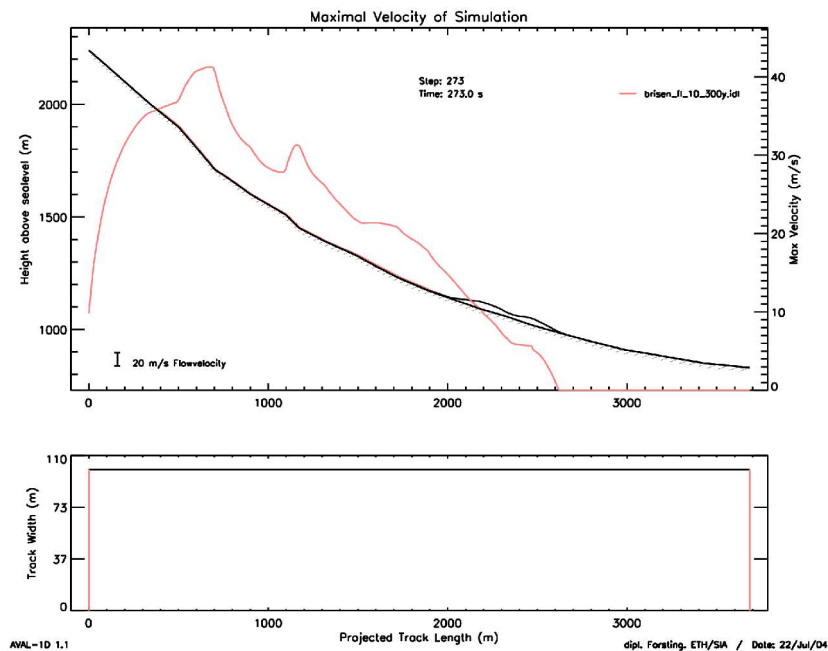


Figure 7. Simulation de l'avalanche du Brisen pour une période de retour de 300 ans, avec les mêmes paramètres qu'en Tableau 4 et Figure 6, mais avec la largeur de la trace présumée constante. La distance d'arrêt s'est diminuée d'environ 450 m !

La Figure 6 présente les vitesses maximales le long de la trace ainsi que les hauteurs du dépôt des avalanches à périodes de retour de 30 et 300 ans. On constate immédiatement que les vitesses sont plus petites d'environ 10 m/s que celles dans les simulations

avec le modèle PCM pour des distances d'arrêt correspondantes. Ceci n'est pas autant dû aux différences entre les modèles qu'au choix des paramètres de résistance : Le calage de l'IFENA favorise des valeurs de μ et de ξ plus petites ; c'est seulement dans les parties canalisées où la hauteur d'écoulement est grande que la résistance « turbulente » s'approche des valeurs plus basses utilisées en Section 4. Le grand avantage des simulations 1D est évident dans la Figure 6 : il est clair où le front de l'avalanche s'arrête (dans la simulation, bien sûr !) et comment la pression diminue le long de la trajectoire. L'effort pour préparer et exécuter la simulation 1D sur des ordinateurs normaux est presque pareil qu'avec les modèles à point massif. Cependant, l'incertitude principale – le choix des conditions initiales et des coefficients de résistance – reste le même.

5.5 Extension aux modèles 2D

Au niveau mathématique, il est assez facile d'adapter les équations (14) et (15) aux écoulements en deux dimensions x, y . Dans la version discrétisée, les cellules ont deux indices i, j . Il faut ajouter les flux de masse et de quantité de mouvement depuis la cellule $(i, j-1)$ à la cellule (i, j) et depuis la cellule (i, j) à la cellule $(i, j+1)$. Il faut aussi tenir compte du fait que la quantité de mouvement et les forces sont des vecteurs à deux composants. Cela implique qu'il y a deux équations de conservation de la quantité de mouvement, une par direction x ou y .

Sans entrer en plus de détail, nous indiquons ici la forme typique d'un modèle 2D :

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} = q, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(Hu)}{\partial t} + \frac{\partial(Hu^2)}{\partial x} + \frac{\partial(Huv)}{\partial y} &= -\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{H^2}{2} \cos \alpha \right) \\ &+ gH \left(\sin \alpha \cos \beta - \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}} \mu \cos \alpha \right) - \frac{g}{\xi} u \sqrt{u^2 + v^2}. \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(Hv)}{\partial t} + \frac{\partial(Huv)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv^2)}{\partial y} &= -\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{H^2}{2} \cos \alpha \right) \\ &+ gH \left(\sin \alpha \sin \beta - \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} \mu \cos \alpha \right) - \frac{g}{\xi} v \sqrt{u^2 + v^2}. \end{aligned} \quad (24)$$

5.6 Résumé des modèles 1D

- + Donnent plus d'information importante que les modèles à point massif (position du front, distribution du dépôt).
- + Préparation des simulations aussi simple que pour les modèles à point massif. Beaucoup plus simple qu'en 2D ; les calculs sont 50 à 100 fois plus rapides.
- + Se prêtent plus facilement à l'inclusion de la physique du phénomène.
- + Les effets d'une variation de la largeur peuvent être traités au moins de façon approximative.
- Plus susceptibles à des instabilités numériques.
- La trajectoire et la largeur de l'avalanche doivent être déterminées préalablement par les utilisateurs.

6 Modèles des avalanches à aérosol

6.1 Les processus fondamentaux

Structure des avalanches mixtes. Les mesures faites en l'Union Soviétique depuis les années soixante (pour un sommaire, voir (Bozhinskiy et Losev, 1998)), au Japon (Nishimura, 1995) et au Canada (Schaerer et Salway, 1980) dans les années quatre-vingt et plus récemment en Suisse à la Vallée de la Sionne (Issler, 2003) ont révélé la structure des grandes avalanches mixtes.

Près du sol, le front d'une avalanche mixte très souvent consiste de boules de neige dont les diamètres varient de 1 mm jusqu'à 50 cm ; les collisions entre les boules sont fréquentes, mais les particules ne sont pas en contact permanent avec d'autres particules. La densité n'a pas encore été mesurée directement, mais elle est estimée de 10 à 100 kg/m³ (Schaer et Issler, 2001). Cette couche est interprétée comme couche *fluidisée*.

Le vrai *corps dense* de l'avalanche s'écoule moins rapidement et suit la couche fluidisée avec un délai d'une dizaine de seconds parfois (ou plusieurs centaines de mètres). La densité du corps dense paraît être environ 200–400 kg/m³ ; les particules sont en contact permanent avec d'autres particules. Surtout à cause de la vitesse plus basse, le corps dense suit la topographie beaucoup plus étroitement que la couche fluidisée qui peut facilement franchir des digues ou quitter un couloir où il y a un virage.

L'aérosol est une suspension de petits grains de glace (diamètre typique de moins de 1 mm, densité : 917 kg/m³) en air. Il nous manquent des mesures directes de la densité, mais à partir d'observations indirectes (pression, profondeur des dépôts etc.) on estime qu'elle atteint jusqu'à 10 kg/m³ dans la couche inférieure et au front de grandes avalanches poudreuses en trace. En haut et dans la phase finale, des valeurs entre la densité de l'air (environ 1 kg/m³ en haute montagne) et 2 kg/m³ sont plausibles. (Si la concentration volumique est plus que 10⁻³, la masse de la neige dans un volume est plus grande que celle de l'air ; à des concentrations au-dessous de 10⁻³, la plupart de la masse en écoulement est de l'air qui ne contribue pas à l'accélération gravitationnelle de l'aérosol.

Comme règle crue mais simple, on peut utiliser les valeurs suivantes pour la densité :

Corps dense	300 kg/m ³
Couche fluidisée	30 kg/m ³
Aérosol	3 kg/m ³

Dans la trace, l'aérosol forme une surface fortement inclinée vers l'arrière près du front, avec seulement quelques mètres de hauteur ; la vitesse est plus basse que celle de la couche fluidisée dont l'aérosol est formé. Plus à l'arrière, l'aérosol se transforme en « nuages » de grande hauteur (plus de 100 m dans de grandes avalanches), mais de très faible vitesse. Cependant, dans la zone d'arrêt du corps dense, la couche fluidisée et l'aérosol poursuivent leur trajectoire plus ou moins droite à haute vitesse. Le front de l'aérosol forme un grand tourbillon et devient plus haut et plus raide.

Propriétés du matériau. A des concentrations de moins de 10⁻², la distance moyenne entre les particules est cinq fois leur diamètre ou plus. Les collisions directes entre les particules sont très rares et ne contribuent presque pas aux contraintes à l'intérieur de l'aérosol. Grace au diamètre mince des particules, elles suivent assez bien le mouvement moyen de l'air ; c'est seulement aux petites échelles de la turbulence que leur mouvement relatif à l'air est déterminé par leur inertie. Dans beaucoup de respects, l'aérosol se comporte donc comme de l'air « lourde ».

Rôle de la turbulence. Constamment, les grains de neige tombent en bas à des vitesses (relatives à l'air dans leur voisinage immédiat) de l'ordre de 0.5–1 m/s. La turbulence mélange vigoureusement cet aérosol. Cela a pour conséquence que plus de particules sont transportées des régions à haute concentration (en bas) vers des régions à basse concentration (en haut) que dans le sens opposé. Cependant, ce transport de particules lourdes contre la gravité requiert beaucoup d'énergie turbulente. L'aérosol a donc la tendance de s'approcher à un état dans lequel la production et la dissipation d'énergie turbulente sont en équilibre.

Entraînement d'air. A la surface de l'aérosol, il se forme un gradient de vitesse important parce que l'écoulement déplace beaucoup d'air du front à la queue. La turbulence intense dans cette région mélange les deux couches, ce qui fait l'aérosol grandir et se diluer si la reprise de neige n'est pas suffisante. Pour un aérosol pur, l'ingestion d'air ambiante est le mécanisme principal de décélération, nettement plus important que le frottement turbulent au sol : Par unité de surface, le frottement turbulent τ_f et la pseudo-force τ_e due à l'entraînement sont

$$\tau_f = \frac{c_F}{2} \rho_{aval} v^2 ; \quad \tau_e = E \cdot \rho_{air} v^2 \quad (25)$$

avec $c_F = 0.001-0.01$, $E \approx 0.05-0.1$, $\rho_{aval} \approx (2-5) \rho_{air}$.

Formation de l'aérosol. Il est difficile d'observer directement les processus qui produisent une couche de suspension au-dessus d'une avalanche dense. Des interprétations différentes ont été données aux observations visuelles et aux rares mesures qui portent directement à la question de la formation de l'aérosol. Selon l'auteur, les deux scénarios les plus probables sont les suivants : Après le déclenchement, une plaque de neige sèche et suffisamment grande rapidement atteint des vitesses au-delà de 20 m/s. L'agitation de la neige en écoulement induit la transition du régime granulaire « quasi-statique » au régime « collisionnel », mais le régime granulaire appelé « inertiel » et accompagné d'une dilatation (ou fluidisation) du matériau n'est pas atteint normalement. Cependant, l'air extérieure exerce une pression de l'ordre de $\frac{1}{2} \rho_{air} v^2$ au « nez » de l'avalanche et une sous-pression environ deux fois plus grande sur la « tête », ce qui pompe de l'air par le front de l'avalanche. Là (et ne pas ailleurs) la fluidisation peut avoir lieu sous les conditions normales d'une grande avalanche sèche. A cause de la dilatation, le taux de cisaillement et donc le frottement au fond diminuent et permettent à la neige fluidisée de s'écouler plus rapidement et de s'éloigner de la partie non-fluidisée, où la fluidisation progresse. Dans la couche fluidisée (aussi appelée couche de « saltation » dans la littérature), les grains de neige à la surface ne sont plus en contact continu les uns avec les autres et sont donc plus facilement saisis par des tourbillons et portés en-haut, où l'aérosol se forme.

Un deuxième mécanisme, qui pourrait bien collaborer avec le premier, est la conséquence de la reprise rapide de neige au front de l'avalanche : La texture du manteau neigeux est détruite par l'avalanche qui s'approche ; une partie de la neige est soulevée au-dessus de la tête de l'avalanche. En ce moment, la neige est plus facilement suspendue par les tourbillons qui se forment au front.

6.2 Formulations mathématiques

Au cours des dernières trois décennies, un grand nombre d'approches différentes à la modélisation numérique du phénomène ont été proposées, des simples modèles du type « ballon » aux modèles couplés 2D/3D très élaborés. Il est pleinement impossible de les discuter en détail ici ; nous référons les lecteurs aux articles originaux ou de revue (Eglit, 1998 ; Beghin et Olagne, 1991 ; Hutter, 1996 ; Harbitz, 1998 ; Issler, 1998 ; Naaim et Gürrer, 1998 ; Zwinger et al., 2003).

Modèles du type « ballon ». Si l'on veut appliquer les modèles à point massif (Section 3) à l'écoulement d'un aérosol, il faut tenir compte de l'entraînement d'air et de la croissance du volume. La solution la plus simple est de prescrire à l'aérosol une forme typique (par exemple, d'un ellipsoïde) avec une longueur caractéristique qui croît en fonction de l'entraînement d'air. L'équation de mouvement doit donc être complétée par une équation de bilan de masse. On obtient un système de deux équations différentielles ordinaires couplées, ce qui peut être résolu à l'aide d'un ordinateur sans de grandes difficultés. Le modèle le mieux connu de ce type est celui de Beghin et Olagne (1991) qui utilise des résultats de laboratoire pour déterminer le taux d'entraînement d'air. Fukushima et Parker (1990) proposèrent un modèle semblable, mais avec une description moins empirique de l'entraînement de l'air et avec un taux de reprise de neige variable.

Modèles 1D. L'applicabilité de l'approximation de Saint-Venant (« shallow-water equations ») à l'aérosol est parfois un peu douteux, mais elle a néanmoins été utilisée dans une large classe de modèles. La structure générale des équations différentielles ressemble celle des avalanches denses (cf. Section 5), mais il y a trois différences importantes :

- Parmi les termes de résistance, il n'y a pas de friction coulombienne, mais seulement le frottement turbulent au sol et la résistance aérodynamique le long de la surface.
- Il faut séparément tenir compte des bilans de masse pour l'air et la neige parce que la densité de l'aérosol n'est pas constante. On arrive à un système de trois équations différentielles partielles.
- L'énergie turbulente joue un rôle très important. Son évolution peut être décrite par une (ou deux) équation différentielle qui tient compte de la production de turbulence par le cisaillement et de la destruction par la suspension et la dissipation visqueuse.

Modèles 2D. Les équations en une dimension peuvent être étendues en deux dimensions adaptées au terrain de la même manière que pour les modèles discutés en Section 5. La préparation du modèle du terrain et des conditions initiales se fera de préférence à l'aide d'un système d'information géographique. En fonction de la largeur du site, le calcul prendra de 10 à 100 fois plus de temps qu'avec un modèle 1D. Pourtant, le très grand avantage est que la trajectoire – qui peut différer complètement de celle des avalanches denses et dépend fortement de la vitesse de l'aérosol – sera déterminée au cours du calcul même, sans intervention de l'expert.

Une autre possibilité serait de faire un calcul en deux dimensions dans une surface verticale qui suit la trajectoire. Cela permettrait de résoudre les profils complexes de vitesse, densité et pression de l'aérosol et en particulier de voir le tourbillon au front. Un tel modèle servirait plutôt à la recherche qu'au praticien.

Modèles 3D. Le maximum d'information est obtenu à l'aide de simulations en 3D. On résout les équations de Navier–Stokes–Reynolds pour l'air avec une modélisation adéquate de la turbulence et une équation représentant le bilan de masse des grains de neige. De cette façon, l'entraînement de l'air ambiante le long de la surface de l'avalanche et donc la croissance du nuage sont calculés directement sans modélisation empirique. Au moins trois logiciels de ce type existent, mais leur utilisation requiert de très bonnes connaissances du logiciel et de la mécanique des fluides ainsi que beaucoup de temps (jusqu'à plusieurs jours par calcul).

Modèles à deux ou trois couches. Les modèles discutés jusqu'à ce point-ci ont un défaut grave, du point de vue théorique ainsi que pratique : ils ne décrivent que l'aérosol, qui cependant n'est pas formé directement au déclenchement, mais surtout au front de

l'avalanche (au front de la couche fluidisée). Pour utiliser les modèles, il est donc nécessaire d'inventer des conditions initiales fictives qui mènent (on espère) à un développement semblable de l'aérosol dans la zone d'arrêt. Par exemple, dans (Christen et al., 1999) on trouve des prescriptions pour estimer ces conditions initiales fictives. Heureusement, l'expérience montre que dans la plupart des cas rencontrés en pratique (mais ne pas toujours !), les pressions dans la zone d'arrêt sont à peu près proportionnelles à la masse initiale attribuée à l'aérosol.

Pour éviter ce problème, il faut modéliser la génération de l'aérosol de l'avalanche dense ou de la couche fluidisée. Cela a été fait dans les années soixante-dix dans les modèles d'Eglit et collaborateurs (Eglit, 1998) et plus récemment dans les modèles SAMOS (Zwinger et al., 2003), N2L (Naaim et Gürer, 1998 ; Naaim et al., 2003, 2004) et SL-1D (Issler, 1998). Les premiers trois couplent l'aérosol directement au corps dense tandis que le dernier suppose qu'une couche fluidisée s'est déjà formée et ne traite pas le corps dense. SAMOS et une version de N2L modélisent le corps dense en 2D et l'aérosol en 3D ; pour accélérer les calculs, une version alternative de N2L traite l'aérosol en 2D. Les modèles en 1D parfois se heurtent au problème que la partie dense et l'aérosol suivent des trajectoires différentes.

Il est l'opinion de l'auteur que déjà dans l'avenir proche, les modèles en usage pratique devraient être des modèles à deux ou – encore mieux – trois couches. A ce but, la recherche doit aboutir à une description encore plus réaliste de la formation de l'aérosol.

Importance pratique de la couche fluidisée. Un grand nombre d'observations d'avalanches spontanées (Issler et al., 1996), aux sites expérimentaux de la Vallée de la Sionne (Issler, 2003) et de Ryggfonn (Norvège) ont montré très clairement que dans un terrain complexe, la couche fluidisée suit une trajectoire beaucoup plus rectilinéaire que le corps dense. De plus, elle atteint des distances d'arrêt parfois plusieurs centaines de mètres plus longues et n'est guère arrêtée par une digue. Dans la trace, les pressions moyennées sont plus basses dans la couche fluidisée que dans le corps dense à cause de la densité plus petite, malgré la vitesse plus haute.

Il est à soupçonner que, jusqu'à présent, le calage des modèles pour les avalanches denses a souvent été fait à la base de distances d'arrêt correspondant à la couche fluidisée. Par conséquent, les pressions dans la zone atteinte seulement par la couche fluidisée (et l'aérosol) aurait été fortement surestimée. De plus, il paraît que le calage selon les vraies distances d'arrêt du corps dense montre une variabilité beaucoup moins importante de la friction coulombienne. On peut donc espérer que l'application de modèles plus avancées mène à un zonage plus certain, plus détaillé et plus réaliste.

6.3 Application au cas d'étude

Le site du Brisen, notre cas d'étude, fut étudié à l'aide du modèle SL-1D. Malgré l'incertitude due à la constriction de l'écoulement à l'entrée dans le couloir du Sulzgraben, qui ne peut pas être modélisée avec un modèle strictement 1D, les simulations indiquaient clairement que – pour des avalanches extrêmes – la vitesse de la couche fluidisée et de l'aérosol au virage étroit à 1170 m s/m était suffisante pour les faire remonter vers Schmidts Boden. L'avalanche puis descendrait vers le village d'Oberriekenbach par le versant raide et ouvert où elle peut facilement reprendre d'importantes quantités de neige. Cette prédiction fut soutenue par les observations de 1951 quand une avalanche moins extrême avait atteint les fermes situées les plus hautes. L'interprétation des observations et des simulations conduites sur la trajectoire 2 en Figure 3 mena à la conclusion qu'il y a un danger modéré pour le village et surtout pour l'école municipale – conclusion qui a d'abord surpris beaucoup même les experts.

Cependant, l'intervention d'un vieux habitant lors de la présentation publique du zonage proposé mena à la découverte d'un document de 1808 (!) dans l'archive communal qui décrit en beaucoup de détail une suite horrible de trois avalanches descendues au cours de deux jours dans le village par le versant mentionné. Elles causèrent la mort d'une douzaine de personnes et la destruction d'autant de fermes ou étables. La zone de déclenchement était discernible depuis les environs de Gigi à l'ouest jusqu'à la windegg à l'est (cf. Figure 1). De plus, une personne survit miraculeusement parce que l'aérosol la porta bien loin et hors de la zone du plus grand dommage. Il faut tenir compte du fait que la région n'était pas boisée autant qu'aujourd'hui ; il est possible qu'une ou deux de ces trois avalanches furent déclenchées au Giri environ 900 m au-dessus du village, mais il est plutôt improbable qu'il y avait trois événements de cette sévérité en deux jours provenant d'un seul versant. De plus, l'avalanche de 1951 avait indiqué que l'aérosol pouvait bien suivre une trajectoire du Brisen au Schmids Boden ; puis la descente au village est inévitable si l'avalanche est très forte.

Le détail du récit a permis de dresser une carte des pressions approximatives de ces avalanches. Cet événement historique mena à un zonage même plus stricte que celui proposé seulement à la base des simulations.

Voici quelques indications pour les lecteurs intéressés aux détails des simulations avec SL-1D : La masse initiale de la couche fluidisée fut estimée de 40 kg/m², ce qui correspond à environ 12% seulement de la masse initiale d'une plaque avec la période de retour de 300 ans. Les pressions simulées au village étaient environ 5–6 kPa , en appliquant des facteurs de correction pour tenir compte de l'élargissement de l'aérosol au versant, les pressions à Oberrickenbach furent estimées d'environ 4 kPa.

7 Conclusions

7.1 L'importance du cadastre

L'exemple de l'avalanche de 1808 à Oberrickenbach sert à illustrer l'importance d'une recherche approfondie dans toutes les sources pour obtenir le meilleur cadastre possible. Dans beaucoup de cas, les avalanches extrêmes peuvent atteindre des dimensions retenues impossibles même par la plupart des experts. L'élaboration du cadastre est un travail dur et long. Souvent les vieux montagnards ont une mémoire plus précise et complète des importants événements naturels que les générations plus jeunes. Il faut en profiter tant que c'est encore possible !

Dans la situation optimale, le cadastre permet d'estimer les distances d'arrêt ou les pressions de l'aérosol en fonction de la période de retour. Cela rend possible le calage détaillé des modèles pour le site en question et une extrapolation plus certaine à l'événement extrême. De plus, l'expérience gagnée de cette manière est très utile dans l'étude de sites mal documentés (la majorité des cas !).

7.2 L'importance des données initiales

Plus les modèles sont améliorés, plus l'incertitude principale des simulations sera due à nos pauvres connaissances de conditions initiales des avalanches. Les avalanches de l'hiver 1999 ont montré que les règles empiriques décrites dans (Salm et al., 1990) ne sont pas toujours très réalistes, mais il nous manquent encore des méthodes nettement supérieures.

En vue de ce problème, il faut que l'expert étudie d'un sens critique la sensibilité des simulations à des variations des conditions initiales. Les méthodes probabilistes développés récemment (Barbolini, 1999) seront très utiles pour quantifier l'incertitude du zonage et pour en déduire les mesures les mieux adaptées aux buts actuels de sécurité et protection.

7.3 L'importance de comprendre la physique du phénomène

A la conclusion de cet article sur la modélisation des avalanches, il faut souligner un des faits principaux de ce métier : *La modélisation des avalanches n'est qu'une petite partie du travail de l'expert. Les simulations servent surtout à confirmer ou mettre en question les conclusions tirées à la base des observations, de l'expérience et de l'intuition de l'expert.*

Tous les modèles décrits dans cet article ont des limitations plus ou moins restrictives. Pour des raisons économiques, il est rarement possible d'appliquer les modèles les plus avancés à l'étude d'un site. Néanmoins, avec une bonne compréhension de la physique du phénomène et des limitations des divers modèles il est possible de choisir le modèle le mieux adapté aux conditions actuelles et parfois d'arriver à une modélisation beaucoup plus réaliste en changeant les conditions initiales ou les paramètres du logiciel.

Bien sûr, la lecture du présent article ne transforme personne en expert en modélisation des avalanches. Il est fortement conseillé aux étudiants et futurs experts de consulter les publications détaillées sur les modèles qui seront utilisés dans les travaux pratiques et de s'informer sur le progrès dans la recherche, par exemple sur le site Internet du projet européen SATSIE (<http://www.leeds.co.uk/satsie>).

Remerciements

Je tiens à remercier Karstein Lied, qui a mis à ma disposition les figures du livre (Lied et Kristensen, 2003), Mohamed Naaim pour la correction des innombrables erreurs dans le texte français et Massimiliano Barbolini pour le même service par rapport à l'italien.

8 Littérature

- Barbolini, M. (1999). *Dense Snow Avalanches: Computational Models, Hazard Mapping and Related Uncertainties*. Thèse doctorale auprès la Facoltà di Ingegneria, Università degli Studi di Pavia, I-27100 Pavia, Italie.
- Barbolini, M., U. Gruber, C. J. Keylock, M. Naaim et F. Savi (2000). Application of statistical and hydraulic-continuum dense-snow avalanche models to five real European sites. *Cold Regions Science and Technology* **31**, 133–149.
- Bartelt, P., B. Salm et U. Gruber (1999). Calculating dense snow avalanche runout using a Voellmy-fluid model with active/passive longitudinal straining. *Journal of Glaciology* **45** (150), 242–254.
- Beghin, P. et X. Olagne (1991). Experimental and theoretical study of the dynamics of powder snow avalanches. *Cold Regions Science and Technology* **19**, 317–326.
- Bozhinskiy, A. N. et K. S. Losev (1998). *The Fundamentals of Avalanche Science*. Traduction du russe par C. E. Bartelt. Mitteilung no. 55. Institut fédéral suisse pour l'étude de la neige et des avalanches, CH-7260 Davos Dorf, Suisse.
- Briukhanov, A. V., S. S. Grigorian, S. M. Miagkov, M. Ya. Plam, I. Ya. Shurova, M. E. Eglit et Yu. L. Yakimov (1967). On some new approaches to the dynamics of snow avalanches. Dans: H. Ôura (éditeur), *Physics of Snow and Ice. Proceedings of the International Conference on Low Temperature Science, Sapporo, Japan, 1966*. Tome I, Part 2. Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, Sapporo, Japon. Pages 1223–1241.
- Christen, M., U. Gruber et D. Issler (1999). *AVAL-1D – numerische Berechnung von Fliess- und Staublawinen*. Guide d'utilisation pour la paquet AVAL-1D. Institut fédéral suisse pour l'étude de la neige et des avalanches, CH-7260 Davos Dorf, Suisse.
- Eglit, M. E. (1983). Some mathematical models of snow avalanches. Dans: M. Shahinpoor (éditeur), *Advances in the Mechanics and the Flow of Granular Materials*. Tome II. Trans Tech Publications, Clausthal-Zellerfeld, Germany. Pages 577–588.
- Eglit, M. E. (1984). Theoretical approaches to avalanche dynamics. Dans: *Soviet Avalanche Research -- Avalanche Bibliography Update: 1977–1983*. Glaciological Data Report GD-16. World Data Center A for Glaciology [Snow and Ice], University of Colorado, Boulder, Colorado, U.S.A. Pages 63–116.
- Eglit, M. E. (1998). Mathematical and physical modelling of powder-snow avalanches in Russia. *Annals of Glaciology* **26**, 281–284.
- Eglit, M. E. et D. M. Demidov (2004). Mathematical Modeling of Snow Entrainment in Avalanche Motion. En considération pour publication en *Cold Regions Science and Technology*.
- Fukushima, Y. and G. Parker (1990). Numerical simulation of powder-snow avalanches. *Journal of Glaciology* **36** (123), 229–237.
- Gauer, P. et D. Issler (2004). Possible erosion mechanisms in snow avalanches. *Annals of Glaciology* **38**, en presse.
- Grigoryan, S. S. (1979). A new law of friction and mechanism for large-scale avalanches and landslides. *Soviet Physics Doklady* **24** (2), 110–111.
- Harbitz, C. B. (1998). *A survey of computational models for snow avalanche motion*. NGI Report no. 581220-1. Norges Geotekniske Institutt, Postboks 3930 Ullevål Stadion, N-0806 Oslo, Norvège.

- Hutter, K. (1996). Avalanche Dynamics. *Dans*: V. P. Singh (éditeur), *Hydrology of Disasters*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London. Pages 317–394.
- Issler, D. (1998). Modelling of snow entrainment and deposition in powder-snow avalanches. *Annals of Glaciology* **26**, 253–258.
- Issler, D. (2003). Experimental information on the dynamics of dry-snow avalanches. *Dans*: K. Hutter et N. Kirchner (éditeurs), *Dynamic Response of Granular and Porous Materials under Large and Catastrophic Deformations*. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics, tome 11. Springer, Berlin, Allemagne. Pages 109–160.
- Issler, D., P. Gauer, M. Schaer et S. Keller (1996). *Staublawineneignisse im Winter 1995: Seewis (GR), Adelboden (BE) und Col du Pillon (VD)*. Rapport interne no. 694. Institut fédéral suisse pour l'étude de la neige et des avalanches, CH-7260 Davos Dorf, Suisse.
- Lied, K. et S. Bakkehøi (1980). Empirical calculations of snow-avalanche runout distance based on topographic parameters. *Journal of Glaciology* **26** (94), 165–177.
- Lied, K. et K. Kristensen (2003). *Snøskred. Håndbok om snøskred*. Vett & Viten AS en collaboration avec Norges Geotekniske Institutt. N-1379 Nesbru, Norvège.
- Lied, K. et R. Toppe (1989). Calculation of maximum snow-avalanche run-out. *Annals of Glaciology* **13**, 164–169.
- Naaim, M., T. Faug et F. Naaim-Bouvet (2003). Dry granular flow: erosion and deposition modelling. *Surveys in Geophysics* **24** (5/6), 569–585.
- Naaim, M., T. Faug, F. Naaim-Bouvet et A. Bouchet (2004). Modélisation des avalanches de neige sèche intégrant l'érosion, le dépôt et les effets d'une digue. *La Houille Blanche* no. 1/2004.
- Naaim, M. et I. Gürer (1998). Two-phase numerical model of powder avalanche—theory and application. *Natural Hazards* **117**, 129–145.
- Nishimura, K. (1995). Measurements of powder snow avalanches—Nature. *Surveys in Geophysics* **16**, 650–660.
- Norem, H., F. Irgens et B. Schieldrop (1987). A continuum model for calculating snow-avalanche velocities. *Dans*: B. Salm et H. Gubler (éditeurs), *Avalanche Formation, Movement and Effects. Proceedings of the Davos Symposium, September 1986*. IAHS Publ. no. 162. International Association of Hydrological Sciences, Wallingford, Oxfordshire, UK. Pages 363–378.
- Norem, H., F. Irgens et B. Schieldrop (1989). Simulation of snow-avalanche flow in run-out zones. *Annals of Glaciology* **13**, 218–225.
- Perla, R., T. T. Cheng et D. M. McClung (1980). A two-parameter model of snow avalanche motion. *Journal of Glaciology* **26** (94), 197–207.
- Perla, R., K. Lied et K. Kristensen (1984). Particle simulation of snow avalanche motion. *Cold Regions Science and Technology* **9**, 191–202.
- Pouliquen, O. (1999). Scaling laws in granular flows down rough inclined planes. *Physics of Fluids* **11** (3), 542–548.
- SATSIE Collaboration (2003). *Avalanche Studies and Model Validation in Europe (SAT-SIE). First Annual Report*. NGI Report no. 20021048–3. Norges Geotekniske Institutt, Postboks 3930 Ullevål Stadion, N-0806 Oslo, Norvège. Aussi disponible à l'adresse <http://www.leeds.ac.uk/satsie/docs/year1.zip>.

- Salm, B. (1968). On nonuniform, steady flow of avalanching snow. *In: Proceedings of the General Assembly of Berne, 1967 – Snow and Ice*. IAHS Publ. no. 79. International Association of Hydrological Sciences, Wallingford, Oxfordshire, UK. Pages 19–29.
- Salm, B. A. Burkard et H. U. Gubler (1990). *Berechnung von Fließlawinen. Eine Anleitung für Praktiker mit Beispielen*. Mitteilung des SLF no. 47. Institut fédéral suisse pour l'étude de la neige et des avalanches, CH-7260 Davos Dorf, Suisse.
- Savage, S. B. et K. Hutter (1989). The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. *Journal of Fluid Mechanics* **199**, 177–215.
- Schaerer, P. A. et A. A. Salway (1980). Seismic and impact-pressure monitoring of flowing avalanches. *Journal of Glaciology* **26** (94), 179–187.
- Schaer, M. et D. Issler (2001). High-frequency impact-sensor measurements on large-scale avalanches at the Vallée de la Sionne test site. *Annals of Glaciology* **32**, 321–327.
- Sovilla, B. (2004). Field experiments and numerical modelling of mass entrainment and deposition processes in snow avalanches. Thèse doctorale, Ecole Polytechnique Fédérale de Zurich.
- Sovilla, B., et P. Bartelt (2002). Observations and modelling of snow avalanche entrainment. *Natural Hazards* **2**, 169–179.
- Sovilla, B., F. Sommariva et A. Tomaselli (2001). Measurements of mass balance in dense snow avalanche events. *Annals of Glaciology* **32**, 230–236.
- Vallet, J., U. Gruber et F. Dufour (2001). Photogrammetric avalanche measurements at Vallée de la Sionne, Switzerland. *Annals of Glaciology* **32**, 141–146.
- Voellmy, A. (1955). Über die Zerstörungskraft von Lawinen. *Schweizerische Bauzeitung* **73**, 159–165, 212–217, 246–249, 280–285.
- Zwinger, T., A. Kluwick et P. Sampl (2003). Numerical simulation of dry-snow avalanche flow over natural terrain. *Dans: K. Hutter et N. Kirchner (éditeurs), Dynamic Response of Granular and Porous Materials under Large and Catastrophic Deformations*. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics, tome 11. Springer, Berlin, Allemagne. Pages 161–194.