

External Geophysics, Climate and Environment / Géophysique externe, climat et environnement
(Glaciology / Glaciologie)

Internal Geophysics / Géophysique interne
(Applied Geophysics / Géophysique appliquée)

A simple model for dry snow slab avalanche triggering

François Louchet*

LTPCM, UMR.CNRS 5614–INP de Grenoble, université Joseph-Fourier, BP 75, Domaine Universitaire, 38402 Saint-Martin-d'Hères, France

Received 9 December 1999; accepted 17 April 2000

Communicated by Claude Lorius

Abstract – We show that dry snow slab avalanches that are artificially triggered (e.g. by a skier) may result from a tensile failure of the slab crown induced by respectively a quasi-static or an unstable shear propagation of a basal crack at the slab / substrate interface. Avalanches of the latter type only have an initial extension that may widely include the skier's position, and are favoured by large snow thicknesses and slopes centred around a critical value of 35.3° . © 2000 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SA

snow / slab / avalanche / fracture mechanics

Résumé – Un modèle simple pour le déclenchement d'avalanches de plaques de neige sèche. Nous montrons que les avalanches de plaque de neige sèche déclenchées artificiellement (par un skieur par exemple) peuvent résulter d'une rupture en traction en sommet de plaque déclenchée elle-même par une propagation, soit quasistatique, soit instable, d'une fissure de cisaillement « basale » à l'interface plaque / substrat. Seuls les départs du second type ont une extension initiale qui peut englober largement la position du skieur, et sont favorisées par de fortes épaisseurs de neige et des pentes centrées autour d'une valeur critique de $35,3^\circ$. © 2000 Académie des sciences / Éditions scientifiques et médicales Elsevier SA

neige / plaque / avalanches / mécanique de la rupture

Version abrégée

Il est reconnu que le déclenchement d'avalanches de plaques de neige sèche résulte de la combinaison entre une rupture en cisaillement à l'interface plaque–substrat (fissure basale) et une rupture en traction en partie haute de la plaque (fissure sommitale) [3, 4, 6]. Le modèle de Griffith [2] est basé sur la comparaison de l'énergie nécessaire à l'ouverture d'une fissure et du travail des contraintes. Il montre que la propagation d'une fissure se produit de façon quasi statique au-dessous d'une taille critique, et de façon instable, c'est-à-dire à la vitesse du son dans le cas de matériaux fragiles, au-dessus de cette taille critique. Nous examinons ici les conditions

d'une telle instabilité mécanique. Cette analyse diffère ainsi des approches habituelles qui, mises à part [4] et [6], sont basées sur une simple comparaison des contraintes dues au poids de la neige et des contraintes de rupture de l'interface, sans qu'il soit fait appel à la notion de défaut critique.

Considérons sur un versant de pente α une plaque de neige reposant sur une sous-couche plus ancienne. Nous choisissons de caractériser l'épaisseur de cette plaque, non pas par h_\perp mesurée perpendiculairement à la plaque, mais par $h = h_\perp / \cos \alpha$ mesurée verticalement (*figure 1*), qui est davantage représentatif de la hauteur de neige tombée. L'interface entre les deux milieux, souvent constituée de neige fragile (gobelets par exem-

* Correspondence and reprints: francois.louchet@ltpcm.inpg.fr

ple), supporte une contrainte de cisaillement donnée par l'équation (1). Cette contrainte est maximale pour une pente de 45° , qui est un compromis entre une forte pente, qui augmente la composante de cisaillement ($\rho g b_{\perp} \sin \alpha$) et une faible pente, qui favorise une grande accumulation de neige (proportionnelle à $b_{\perp} = b \cos \alpha$ à une hauteur de neige tombée b constante) (figure 1). Elle augmente linéairement avec l'épaisseur de neige. Cette contrainte à l'interface peut se relaxer localement par cisaillement, sous l'effet d'une action extérieure, telle que le passage d'un skieur. La zone relaxée, dénommée ci-après « fissure basale », augmentera de taille avec la progression du skieur, produisant un transfert de charge en son sommet, sous la forme d'une contrainte de traction σ dans la plaque, donnée par l'équation (2). Contrairement à la contrainte de cisaillement τ , cette contrainte de traction σ , résultant d'une charge proportionnelle à b répartie sur une surface également proportionnelle à b , ne dépend pas de l'épaisseur de neige. Deux scénarios différents peuvent alors se produire.

Scénario A. Pour une taille de fissure basale a_r , la contrainte de traction en sommet de fissure basale atteint la contrainte de rupture en traction de la plaque (équation (3)). Une fissure en mode I s'ouvre alors dans la plaque (figures 1 et 2b) et se propage horizontalement à la vitesse du skieur, jusqu'à ce que l'ensemble des deux fissures couplées satisfasse le critère d'instabilité de Griffith. La fissure sommitale peut alors très rapidement dévier en cisaillement dans l'épaisseur de la plaque (mode II) par rupture des flancs et suivre ainsi le front de fissure basale, ce qui déclenche l'avalanche.

Scénario B. La fissure basale atteint elle-même la condition d'instabilité de Griffith avant l'ouverture de la fissure sommitale, donnée par (3). Ceci se produit pour une taille de fissure basale a_s donnée en première approximation par l'équation (5), où K_{IIC}^i est la ténacité en cisaillement de l'interface. La fissure basale se propage alors à grande vitesse (de l'ordre de la vitesse du son dans la neige pour une rupture purement fragile) et sa taille devient rapidement plus grande que la distance parcourue par le skieur (figure 2b). Le transfert de charge en tête de fissure s'opère comme précédemment, conduisant à l'ouverture d'une fissure sommitale (équation (3)). Mais, à cet instant, la fissure basale est déjà surcritique, et continue à se développer quasi instantanément jusqu'à la taille critique d'instabilité de l'ensemble. L'avalanche se déclenche alors sur une zone qui cette fois englobe largement la position du skieur (figure 2b). En outre, la relaxation de l'énergie élastique stockée dans la plaque se libère en un temps extrêmement court. Cette particularité peut expliquer l'émission, lors du départ de certaines avalanches, d'ondes de choc faisant penser à des « bangs » supersoniques. L'énergie élastique stockée dans la plaque et donnée par l'équation (6) est en effet de l'ordre du MJ pour une plaque de 150 m de diamètre, de 0,4 m d'épaisseur, d'une densité de $300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, sur une pente de 45° . Ce genre d'avalanche semble beaucoup plus dangereuse que la

première, à cause de la position centrale du skieur, qui a peu de chances de pouvoir s'échapper de la zone d'écoulement.

La compétition entre ces deux scénarios est illustrée sur la figure 3, dans laquelle a_s et a_r sont tracés en fonction de la pente pour une densité de neige de $400 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Pour une pente donnée, le type de scénario (A ou B) est déterminé par le plus petit de ces deux paramètres. Par souci de simplicité, K_{IIC}^i a été assimilé à la ténacité K_c de la neige donnée dans le tableau, mais peut prendre des valeurs nettement plus faibles dans le cas de couches interfaciales affaiblies. On voit sur la figure 3 que, pour une épaisseur de neige de 1 m, par exemple, le déclenchement suivra le scénario B pour des pentes comprises entre 15° et 58° . Cette « fenêtre » se réduit si l'épaisseur de neige diminue, et disparaît dans le cas présent pour une épaisseur de 0,8 m. En dessous de cette épaisseur critique, tous les départs sont de type A. La transition entre ces deux régimes (disparition de la fenêtre) se produit pour une pente α_0 et une épaisseur de neige h_0 assurant la tangence des deux courbes, c'est-à-dire vérifiant les équations (7) et (8). La pente critique α_0 est donnée par l'équation (12) et l'épaisseur critique h_0 par l'équation (13). Il est remarquable que la pente critique α_0 ait une valeur universelle de $35,3^\circ$, totalement indépendante des caractéristiques de la neige. En revanche, l'épaisseur critique h_0 en dépend. Ses variations avec l'épaisseur de la plaque et la distance parcourue par le skieur au moment du déclenchement dans ces conditions limites sont données sur la figure 4.

La photographie de la figure 5 a été prise immédiatement après le déclenchement d'une avalanche de plaque sur le versant nord de la pointe du Vallon, en février 1997, après plusieurs jours de chutes de neige abondantes (forte épaisseur de plaque), suivis par une nuit très claire (pouvant favoriser un affaiblissement de l'interface par métamorphisme de gradient). La pente de ce versant se situe entre 30° et 35° , c'est-à-dire qu'elle est très proche de l'angle critique de $35,3^\circ$. Ce déclenchement spectaculaire fut accompagné de deux « bangs » très rapprochés, alors que deux skieurs traversaient la pente quelque 200 m plus bas (les skieurs furent balayés par la déferlante partie du haut de la plaque et qui descendit la pente à grande vitesse, mais survécurent, bien qu'ayant été transportés jusque sur le versant opposé où se trouvait l'auteur de cet article). Cette avalanche présente les caractéristiques du scénario B.

Conclusion

La démarche choisie ici était de mettre en évidence, de façon analytique et dans un cas simplifié, le rôle joué par la propagation et la stabilité des fissures. Nous avons ainsi montré que deux types distincts de départs de plaque peuvent se produire, selon que l'initiation de la fissure sommitale se produit ou non avant l'instabilité de la fissure basale. Dans le second cas, favorisé par de fortes épaisseurs de neige et des pentes comprises dans

une fenêtre « centrée » autour de 35,3°, l'étendue de la zone de départ englobe largement la position du skieur qui l'a provoquée.

Notre approche présente l'avantage de rendre compte, au moyen de concepts simples, de l'existence des deux types de déclenchements d'avalanches de plaque, ainsi

que de mettre en lumière l'influence de divers paramètres tels que la pente, l'épaisseur de plaque et les caractéristiques mécaniques de la neige, lui permettant ainsi de servir de base physique à des simulations numériques futures, qui pourront prendre en compte les particularités de la plaque de neige et du terrain.

1. Introduction

It is generally recognised that dry slab avalanche release can be initiated by the expansion in shearing mode of a 'basal' crack at the slab–substrate interface [3, 6], followed by the formation and expansion of a crown crack in the slab itself. Most models dealing with this problem are based on a comparison of the load resulting from the snow weight with the fracture strength of the medium. Some approaches however [4, 6] incorporate the concept of crack stability in terms of Griffith's model [2]. Jamieson and Johnston's approach [4] deals with fracture arrest rather than triggering criteria. McClung's analysis [6] considers in contrast two failure mechanisms, according to whether the avalanche is triggered by a slow evolution of a basal shear crack at the interface (without any additional loading), or by an external loading (e.g. snow fall) yielding crack instability.

We shall analyse here as a Griffith problem the stability of an incipient basal crack initiated by the motion of a skier. We show, in contrast with previous models, that the triggering mode is expected to differ according to whether or not the basal crack fulfils Griffith's instability criterion before crown crack opening. For this purpose, snow is treated as a brittle ice foam that behaves in a purely elastic way on a time-scale comparable to that necessary for a skier to travel across the slab, or for avalanche release.

The present approach will be illustrated by typical figures for mechanical properties of snow (*table*) found in the literature, except for toughness values (K_c) that are deduced from ice data [7] using a relation obtained for open cells porous media [1]. Though the data accuracy in the extreme case of a snow density of 300 kg·m⁻³ might be questionable owing to the poor cohesion of such a light snow, they will nevertheless be used here to obtain the general trends of avalanche release as a function of snow density.

2. Stresses

We consider a snow layer of uniform thickness h (measured vertically) or $h_{\perp} = h \cos \alpha$ (measured perpendicular to the slope) lying on a hard substrate (usually old transformed snow) with a slope α . We shall use rather h than h_{\perp} because h represents the thickness of snow actually deposited by a steady snowfall, whatever the slope, provided snow transportation by wind or snow creep is

Table. Typical values for density ρ , fracture toughness K_c , and failure stress σ_f . Failure stresses are actually considered to be similar for slab failure in tension and for interface failure in shear (failure stress is in principle slightly larger in shear than in tension, but this is balanced here by a slightly larger porosity of the slab / substrate interface as compared to the slab itself).

Tableau. Valeurs typiques de la densité ρ , de la ténacité K_c et de la contrainte à la rupture σ_f . Les contraintes de rupture en traction de la plaque et de rupture en cisaillement de l'interface sont supposées être égales (la valeur en principe légèrement supérieure de la contrainte de rupture en cisaillement est compensée par une plus grande porosité de l'interface par rapport à la plaque).

| | bulk ice | | | |
|--|------------------|-----------------------|--------------------|-----|
| density ρ (kg·m ⁻³) | 300 | 400 | 500 | 920 |
| Fracture toughness K_c (MPa·m ^{1/2}) | 10 ⁻² | 1.72·10 ⁻² | 2·10 ⁻² | 0.1 |
| Failure stresses σ_f (MPa) | 0.02 | 0.1 | 0.4 | 1 |

neglected (*figure 1*). The 'interface' between the slab and the substrate experiences a shear stress:

$$\tau = \rho g h_{\perp} \sin \alpha = \rho g (h \cos \alpha) \sin \alpha = \frac{\rho g h}{2} \sin 2 \alpha \quad (1)$$

where ρ is the snow density. This shear stress goes through a maximum for $\alpha = 45^\circ$, which is a compromise between a large slope that increases the shear component along the interface (proportional to $\sin \alpha$) and a small one that favours a large volume of snow (proportional to $h_{\perp} = h \cos \alpha$ at constant snow thickness h deposited vertically). It increases linearly with snow thickness.

Under this shear stress, shear crack nucleation is likely to take place at the interface, made of buried surface hoar layers, ice crusts or radiation recrystallised layers that are usually weak in shear [8]. The additional and local load induced by the crossing of the slab by a skier can then yield a collapse of the interfacial zone and its propagation through support regions. Shear stresses at the interface are thus relaxed by a slight local downhill translation of the slab (basal crack). Values of the toughness in modes II and III (i.e. for shear stresses resp. perpendicular and parallel to the crack tip) being comparable, such a basal crack has a roughly circular shape (*figure 2*). If the residual friction stress τ_0 at the interface is neglected, the load transfer due to relaxation of interfacial shear stresses results in a tensile stress in the slab at the upper tip of the sheared zone, given by:

$$\sigma \approx \frac{\rho g h_{\perp} a \sin \alpha}{h_{\perp}} = \rho g a \sin \alpha \quad (2)$$

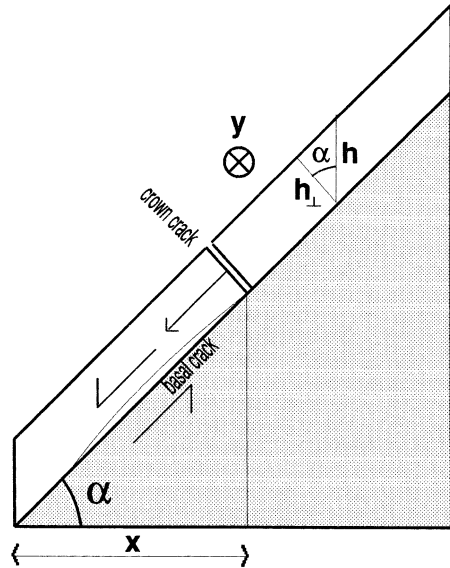


Figure 1. Snow slab on a slope inclined at an angle α . The thickness of the snow slab can be measured vertically (h), or perpendicular to the slope (h_{\perp}). Relaxation of shear stresses at the interface (basal crack) results in a tensile load at the top of the relaxed area, that can nucleate a crown crack across the slab.

Figure 1. Plaque de neige sur une pente α . L'épaisseur de la plaque peut être mesurée verticalement (h), ou perpendiculairement à la pente (h_{\perp}). La relaxation des contraintes de cisaillement à l'interface (fissure basale) se traduit par un chargement en traction au sommet de la zone relaxée, qui peut conduire à l'ouverture d'une fissure sommitale dans la plaque.

where a is the size of the basal crack. Since snow thickness appears in both the total snow weight and the surface experiencing the tensile load, this tensile stress is independent of snow thickness, in contrast with the shear stress given by equation (1). Residual friction stress at the interface, neglected here for the sake of brevity, does not drastically change the qualitative conclusions of the present approach [5].

3. Crack instability and triggering scenarios

A first release scenario is as follows: the basal crack gradually expands, and σ accordingly increases with the skier's progression across the slab. A tensile crack eventually starts opening across the slab at the crown of the basal crack when the tensile stress σ reaches the tensile failure stress σ_f given in the table:

$$\rho g a_T \sin \alpha = \sigma_f \tag{3}$$

where a_T is the corresponding size of the basal crack. The crown crack grows quasi-statically in mode I (i.e. tensile opening) at the skier's velocity (figure 2a). At this stage, the crack propagation starts being controlled by the energy balance between stress relaxation and free

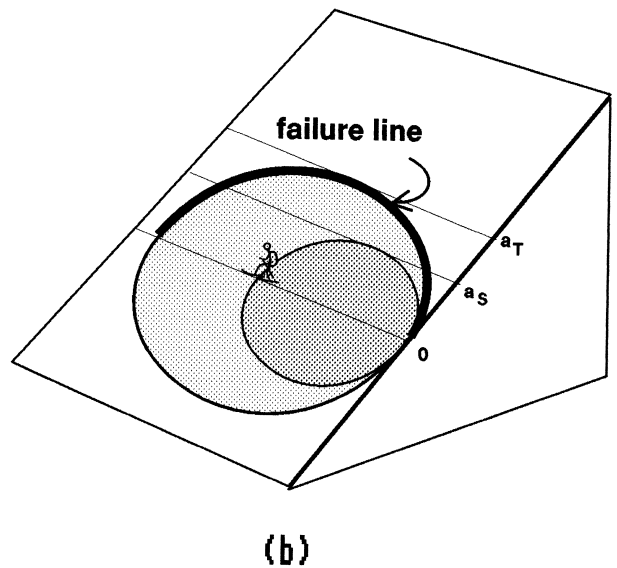
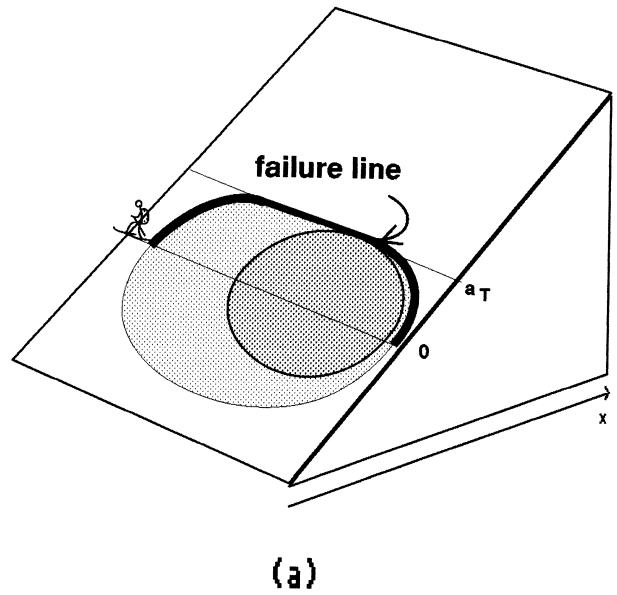


Figure 2. Triggering is of quasistatic type (a) when $a_T < a_S$, and of unstable shear type (b) when $a_S < a_T$.

Figure 2. Le déclenchement est de type quasistatique (a) dans le cas où $a_T < a_S$ et de type instabilité basale (b) dans le cas où $a_S < a_T$.

surface creation for both basal and crown cracks taken as a whole, in a way similar to [4], but in which the driving force in modes II and III for basal crack extension should not necessarily be neglected as it is in their case.

When the instability criterion is met, the crack starts propagating horizontally in mode I (tensile opening) at a speed of the order of sound velocity. The slab toughness K_{IIc} for shear fracture (mode II) being only slightly larger than K_{Ic} , the crack readily meets the conditions for down-hill deflection in mode II, yielding the avalanche triggering. In the following, this type of avalanche will be referred to as a type A.

A second possible scenario is that the basal crack alone meets Griffith’s condition for unstable growth before the tensile stress σ at the crown reaches the critical value σ_f for tensile failure. According to Griffith’s model, the basal crack becomes unstable when the shear stress concentration factor $\tau \sqrt{\pi a}$ at the crack tip exceeds the interface shear toughness K_{llc}^i ($\approx K_{llc}^i$), which is a formulation equivalent to the energy balance between the stress relaxation and free surface creation:

$$\tau \sqrt{\pi a_s} = \frac{\rho g h}{2} \sin 2\alpha \sqrt{\pi a_s} = K_{llc}^i \quad (4)$$

where a_s is the critical value of a satisfying this condition. The instability takes place for a basal crack size:

$$a_s = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2 K_{llc}^i}{\rho g h \sin 2\alpha} \right)^2 \quad (5)$$

This requirement can be met during a snow fall for instance (increase of τ), or during the skier’s propagation across the slab (increase of a). The basal crack then starts expanding in an unstable way along the interface, at a velocity close to sound velocity in snow. This fast expansion causes a rapid increase of the basal crack size from a_s to a_T , where condition (3) becomes in turn satisfied, yielding the opening of a crown crack. This type of avalanche will be referred to as a type **B** one.

In contrast with the first case, the basal crack is already overcritical at crown crack opening. Though being now anchored at its top edge by the crown crack, the basal crack still expands at high velocity in other directions. Condition (3) becomes thus satisfied on large distances in a very short time, resulting in a sudden opening of a large crown crack, instantaneously relaxing most of the elastic energy stored in the slab. Sound velocity in snow being greater than in air, this sudden opening may be responsible for the characteristic ‘bangs’ reported in some avalanches releases. The amount of stored elastic energy that is suddenly relaxed during this opening by a slab of size $a \times a \times a \cos \alpha$ is obtained from equation (2):

$$\begin{aligned} W_{el}(a) &\approx a^2 h \cos \alpha \int_0^a \sigma(x) d\epsilon \quad (6) \\ &= a^2 h \cos \alpha \int_0^a \frac{\sigma}{E} d\sigma \\ &= a^2 h \cos \alpha \int_0^a \frac{(\rho g)^2 \sin^2 \alpha}{E} x dx \\ &= a^4 h \cos \alpha \frac{(\rho g)^2 \sin^2 \alpha}{2 E} \end{aligned}$$

Taking for instance $a = 150$ m, $h = 0.4$ m, $\rho = 300$ kg·m⁻³, $\alpha = 45^\circ$, the released energy is indeed of the order of a MJ, i.e. the same as that released by a mass of 1 t falling from a height of 100 m!

In contrast with a type A triggering that takes place roughly behind the skier’s position, a type B one, owing to the basal crack propagation at sound velocity, starts

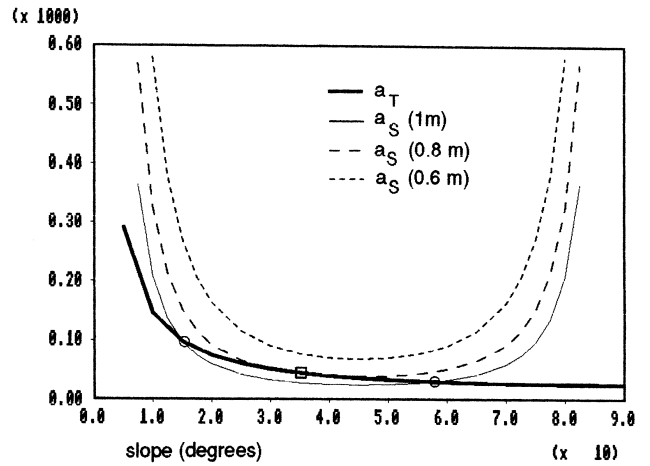


Figure 3. Calculated critical sizes of the basal crack for its unstable propagation in shear mode (a_s) and for tensile failure of the slab (a_T), for three different slab thicknesses (0.6, 0.8 and 1 m), plotted vs. slope, in the case of a snow density of 400 kg·m⁻³. Avalanches are triggered in a type **A** mode for slab thicknesses lower than 0.8 m, whatever the slope. For a slab thickness of 1 m, unstable shear propagation of the basal crack leading to a type **B** triggering takes place for slopes between about 15 and 58°.

Figure 3. Valeurs calculées de la taille critique de la fissure basale correspondant respectivement à sa propagation instable en cisaillement (a_s) et à la rupture en traction de la plaque (a_T), pour trois épaisseurs de plaque (0,6, 0,8 and 1 m) tracées en fonction de la pente, pour une densité de neige de 400 kg·m⁻³. Le déclenchement est de type **A** pour des épaisseurs de plaque inférieures à 0,8 m, quelle que soit la pente. Pour une épaisseur de plaque de 1 m, une propagation instable de la fissure basale, conduisant à un déclenchement de type **B**, se produit sur des pentes comprises entre 15 et 58°.

from an area that includes the skier’s position, and from which he can hardly escape.

4. Transition between the two triggering modes

The competition between **A** and **B** triggering modes is illustrated in *figure 3*, where a_s and a_T are plotted against slope in the case of a snow of 400 kg·m⁻³. For a given slope, the triggering type is determined by the smaller of these two parameters. For the sake of simplicity, K_{llc}^i has been taken equal to the snow fracture toughness K_c given in the *table*, but it can be significantly reduced by the interface weakening mechanisms mentioned above. *Figure 3* shows that for a snow thickness of 1 m for instance, the triggering will be of type B for slopes between 15° and 58°. This ‘window’ shrinks down for smaller snow thicknesses, and vanishes in the present example for a snow thickness of about 0.8 m. Below this critical thickness, triggering is expected to be of type **A**, whatever the slope.

The transition between the two regimes takes place for critical values of slope α_0 and snow thickness h_0 satisfying the two following conditions:

$$a_T = a_S \tag{7}$$

$$\frac{d}{da} (a_T) = \frac{d}{da} (a_S) \tag{8}$$

From eqs. (3) and (5), this system can be written:

$$h^2 = \frac{(K_{llc}^i)^2}{\sigma_f \pi \rho g \sin \alpha \cos^2 \alpha} \tag{9}$$

and

$$h^2 = \frac{2(K_{llc}^i)^2 \cos 2 \alpha}{\sigma_f \pi \rho g \sin \alpha \cos^4 \alpha} \tag{10}$$

Eliminating h^2 between eqs. (9) and (10) gives:

$$\cos \alpha = \sqrt{2/3} \tag{11}$$

or equivalently:

$$\alpha = \alpha_0 \approx 35.3^\circ \tag{12}$$

This result is *quite general*, i.e. independent of the characteristics of snow (toughness, failure stress, density).

The corresponding critical snow thickness h_0 is given by:

$$h_0 = K_{llc}^i \left[\frac{3 \sqrt{3}}{2 \sigma_f \pi \rho g} \right]^{1/2} \tag{13}$$

In contrast with α_0 , it depends on snow characteristics. These characteristics can be expressed through snow density (see *table*). *Figure 4* shows the computed variations of h_0 with snow density, and the critical path travelled by the skier before avalanche triggering in critical conditions (snow thickness = h_0 , slope = $\alpha_0 = 35.3^\circ$).

The picture shown in *figure 5* was taken in the French Alps, a few minutes after an avalanche release in February 1997. This spectacular triggering was accompanied by two very close ‘bangs’ and a huge aerosol-like breaking wave starting from the top, exactly at the moment when a couple of skiers were crossing the slope about 200 m lower down. A breaking wave starting from the top of the slope quickly took a horse shoe shape around the position of the skiers. The height of the wave was more than 10 m when it hits the skiers, who were swept out and transported over a great distance up to the opposite slope of the valley where the author of the present paper was staying. Both skiers succeeded in swimming in the flow, and fortunately survived. This type of avalanche exhibits the features of a type **B** triggering, as described above. The slope in this area was between 30 and 35°, i.e. very close to the most favourable slope of 35.3° (equation (12)). Two remaining ledges are visible, just below rocky outcrops. The two bangs probably corresponded to sudden tensile failures of the slab at the outcrops, favoured by a local reduction of slab thick-

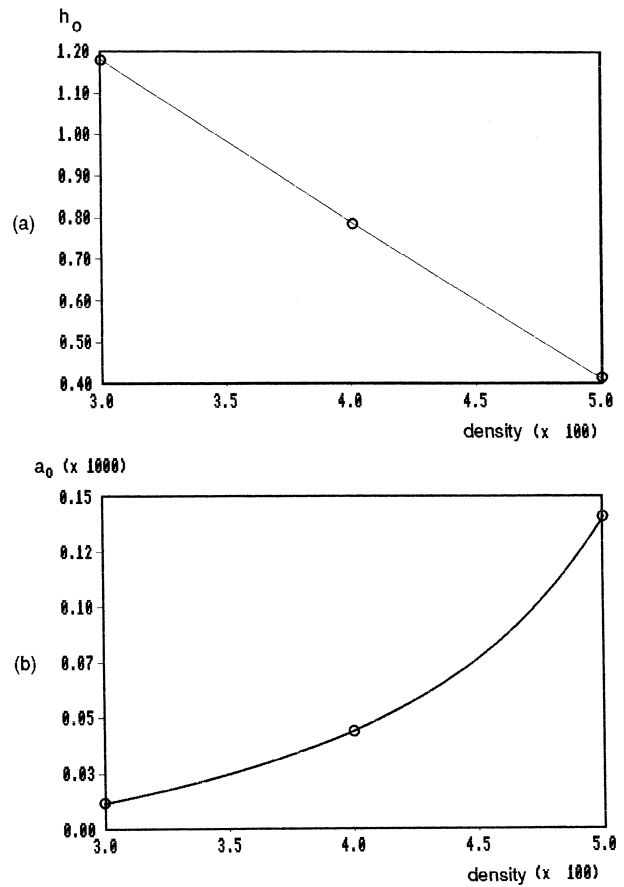


Figure 4. Influence of snow density on the coordinates of the critical transition point between **A** and **B** modes: the critical slope is always $\alpha_0 = 35.3^\circ$. The variations with snow density of the critical slab thickness and of the critical size of the shear crack (i.e. critical distance travelled by the skier before triggering) are shown respectively in (a) and (b).

Figure 4. Influence de la densité de la neige sur les coordonnées du point de transition critique entre les déclenchements de type **A** et **B**: la pente critique est toujours $\alpha_0 = 35,3^\circ$. Les variations avec la densité de l'épaisseur critique de plaque et de la taille critique de la fissure basale (i.e. de la distance critique parcourue par le skieur avant déclenchement) sont respectivement représentées en (a) et (b).

ness. This avalanche took place after a week of heavy snowfalls (high average snow thickness) followed by a cold and clear night, that may have somewhat weakened the interface with the substrate through temperature gradient metamorphism. Equation (5) shows that both factors (increase of h and decrease of K_{llc}^i) contribute in lowering the a_S curve of *figure 3* as compared to the a_T one, thus favouring the occurrence of a type **B** avalanche.

5. Conclusions

(i) Both types of triggerings take place for skiers paths larger than a critical value (depending on slope and snow characteristics).



Figure 5. Slab avalanche a few minutes after its release, on the north face of Pointe du Vallon, in the Grand-Galibier range (French Alps), in February 1997.

Figure 5. Avalanche de plaque quelques minutes après son déclenchement, sur la face nord de la pointe du Vallon, dans la chaîne du Grand-Galibier (Alpes françaises), en février 1997.

(ii) Type **A** triggering, resulting from gradual extension of the basal crack, is favoured by steep slopes and poor interfacial cohesion, but does not depend on snow thickness.

(iii) Type **B** triggering, resulting from unstable propagation of the basal crack, is also promoted by a poor cohesion of the interfacial layer, but is significantly favoured by large snow thicknesses. This type of triggering preferentially occurs on intermediate slopes, with a maximum risk at 35.3° .

(iv) An increase of snow density reduces the critical snow thickness h_0 below which type **B** triggering cannot occur (whatever the slope), but increases the corresponding critical path of the skier (everything being equal).

The present approach is based on some simplified assumptions, necessary to allow analytical treatment of the problem. In order to be directly used for avalanche hazard forecast, this approach should be improved in several ways. Though the role of a residual interfacial friction stress can be derived analytically [7], the influence of variations of snow and slope characteristics along the slab, as well as the role of plastic dissipation on crack stability for instance, should be treated using numerical simulations. The interest of the present model is to demonstrate the possibility of two distinct triggering modes, and to give the main trends of the influence of slope and of snow thickness and mechanical properties on the occurrence of these modes, thus giving a physical basis for further simulations.

Acknowledgements. The author is grateful to Dr P. Duval (LGGE, Grenoble) for very helpful discussions, and to J. Macel who took the picture shown in *figure 5* just after the avalanche release in February 1997.

References

- [1] Gibson L.J., Ashby M.F., Cellular Solids: Structure & Properties, Pergamon Press, Oxford, 1987.
- [2] Griffith A.A., The phenomena of rupture and flow in solids, Philos. T. Roy. Soc. London, Series A 221 (1920) 163–198.
- [3] Gubler H., Measurements and modelling to improve our understanding of avalanche formation, in: Université européenne d'été, 14–25/09/1992, Chamonix, Cemagref Éditions, 1992.
- [4] Jamieson J.B., Johnston C.D., A fracture arrest model for unconfined dry slab avalanches, Can. Geotech. J. 29 (1991) 61–66.
- [5] Louchet F., A transition in dry snow slab avalanche triggering modes, in: Proc. Int. Symp. on Snow, Avalanches and Impact of the Forest Cover, Innsbruck (Austria), May 22nd–26th, 2000, Ann. Glaciol. (in press).
- [6] Mc Clung D., Fracture mechanical models of dry slab avalanche release, J. Geophys. Res. B 86 (11) (1981) 10783–10790.
- [7] Nixon W.A., Schulson E.M., A micromechanical view of the fracture toughness of ice, J. Phys. C1 48 (1987) 3123–3190.
- [8] Perla R.I., Stress and fracture of snow slabs, in: Proc. Grindenswald Symp. on Snow Mechanics, AISH Publication n° 114, 1974, pp. 208–221.