



GEOQuébec  
2015

Challenges from North to South  
Des défis du Nord au Sud

# Établissement de scénarios d'accélération et de vitesse de grands glissements rocheux actifs : le cas de Black Lake

Dominique Turmel, Jonathan Leblanc, Jacques Locat  
*Département de géologie et de génie géologique, Université Laval,  
Québec, Canada*

Martin Grenon

*Département de génie des mines, de la métallurgie et des matériaux, Université Laval, Québec, Canada*

## ABSTRACT

Since 2010, multiple landslides happened in the vicinity of LAB D'Amiante du Canada (LAC) mine (Thetford Mines, Québec, Canada). In 2010, a landslide affected the west wall of the main pit. In July 2012, another landslide affected the South-Eastern portion of the main pit.

The 2012 landslide is still active, and a total volume of 50 million m<sup>3</sup> may be mobilised. Furthermore, the mine is not anymore in operation, and the water level in the open pit is rising. In the case of a brutal acceleration of the landslide, a wave may be produced. In order to analyse this wave and its potential effects, acceleration and speed scenarios need to be elaborated. A description of the landslide will first be made, followed by the elaboration of speed and acceleration scenarios, based on documented cases and numerical simulations.

## RÉSUMÉ

Dans les dernières années, au pourtour de la mine LAB d'Amiante du Canada (LAC) (Thetford Mines, Québec, Canada), de multiples glissements de terrain sont survenus. En 2010, un glissement affecta le mur Ouest de la fosse principale. Au mois de juillet 2012, des glissements se sont produits dans la partie Sud-Est de cette même fosse.

Le glissement de 2012 est encore en mouvement, et un volume maximal de 50 millions de m<sup>3</sup> pourrait être mobilisé. De plus, la mine n'étant plus en opération actuellement, le niveau d'eau dans la fosse augmente au fil du temps. Si une accélération soudaine du glissement survenait, une vague pourrait en résulter. Afin de modéliser une telle vague, et d'en évaluer les impacts, divers scénarios de vitesse et d'accélération de la masse ont dû être élaborés. Une analyse sommaire de la géométrie du glissement sera faite dans cet article, ainsi que l'élaboration de scénarios de vitesse et d'accélération à partir de cas documentés et de modélisations numériques.

## 1 INTRODUCTION

La conception et l'exploitation d'une mine à ciel ouvert implique la création de pentes rocheuses, souvent à la limite de la stabilité. Cette stabilité résulte d'une optimisation entre les paramètres géomécaniques du massif rocheux, la localisation du minerai, etc. La mine LAB D'Amiante du Canada (LAC), située à proximité de la ville de Thetford Mines dans la province de Québec (Canada) a été en exploitation à partir de 1958, et ce jusqu'en 2012. Elle est située dans le complexe ophiolitique de Thetford Mines, composé principalement de roches formées dans le domaine océanique de l'océan lapétus (Williams et St-Julien, 1982). Plus spécifiquement, dans la section d'intérêt pour cet article, soit le mur Est de la fosse principale, la roche trouvée est une péridotite partiellement serpentinisée. Quelques masses felsiques sont aussi présentes, sous forme de dykes ou de lentilles.

Plusieurs glissements de terrain ont eu lieu depuis 2008 au pourtour de la mine LAC, dont deux principaux glissements. Le 1<sup>er</sup> janvier 2010, le mur Ouest de la mine a été affecté par un glissement majeur, avec un escarpement arrière de près de 700 m de large. Ce glissement n'est plus actif. Le mur Est de la mine fut quant à lui affecté par un glissement principal entre les 12 et 13 juillet 2012. Ce glissement montrait des signes avant-coureur, tel que la déformation de la route passant

à cet endroit, depuis 2008. Lors de ce mouvement, un déplacement vertical de près de 100 m a été noté, et l'escarpement arrière de la partie la plus affectée par le glissement fait environ 1,1 km. Par contre, uniquement une portion de la masse instable a été mobilisée par ce mouvement. De multiples fissures de tension sont encore notées à l'arrière de la masse mobilisée en 2012, et un suivi par LiDAR aéroporté et terrestre est en cours. Ce suivi, ainsi que les observations de terrain, montrent que le glissement est présentement actif. Le volume mobilisable calculé maximal est d'environ 50 millions de m<sup>3</sup>. Il est à noter que, la mine n'étant plus en exploitation, le pompage de l'eau est arrêté. Incidemment, le niveau d'eau dans la mine à ciel ouvert augmente et devrait atteindre le niveau du sol avant exploitation environ 25 ans après la fin de l'exploitation. Pour de plus amples informations sur les glissements, le lecteur est référé à Amoushahi et al. (2014) ainsi que Caudal et al. (2014a, b) et Caudal (2012).

L'un des aspects problématiques de ce glissement actif est directement relié à la montée du niveau d'eau dans la fosse. En effet, lorsque le niveau d'eau sera à son maximal, il sera à une élévation d'environ 232 m (par rapport au niveau de la mer). Certaines infrastructures routières se trouvent à proximité de la mine. La problématique consiste donc à déterminer quelle serait la vague d'inondation causée par une accélération soudaine

du glissement de terrain bien que l'éventualité d'une telle accélération soit encore incertaine. Par contre, il est important de connaître les effets d'une telle vague, si jamais cette accélération soudaine se produisait.

Les deux paramètres les plus importants dans l'évaluation d'une vague causée par un glissement de terrain sont le volume impliqué ainsi que la trajectoire du centre de masse du glissement, plus précisément son évolution temporelle (Watts, 1997). L'évaluation des paramètres d'accélération initiale doivent donc être déduits pour ce glissement afin de pouvoir modéliser les vagues possibles.

Une description du glissement de terrain sera en premier lieu effectuée. Par la suite, une brève revue de la physique du problème, suivie par une revue de quelques glissements où les accélérations ou vitesses ont pu être calculées ou déduites sera faite. Par la suite, une analyse numérique avec le logiciel NIS (Norem et al. 1987) sera effectuée. Seront finalement discutés les résultats de l'analyse numérique en comparaison avec les glissements connus afin de cadrer l'éventuelle analyse paramétrique de la modélisation de la vague pouvant être générée par un tel glissement.

## 2 GLISSEMENT DE BLACK LAKE

Le mur Est de la fosse principale de la mine Lab Chrysotile à Black Lake est soumis, et ce depuis 2010, à un glissement de terrain actif, qui a eu un premier épisode catastrophique en juillet 2012. Le glissement de 2012 emporta sur une centaine de mètres environ 20 millions de mètres cubes de roche dans le fond de la fosse. Le secteur principalement affecté par ce glissement est tracé en bleu à la figure 1. Cette figure montre la topographie en 2010, avant le glissement principal. Les glissements de plus faible volume ayant eu lieu en 2010 sont visibles sur cette image. L'analyse du site a permis par contre de démontrer qu'un volume de roche instable important reste toujours à l'arrière de ce glissement (ligne rouge, figures 1 et 2). En effet, une série de fissures de tension est présente sur le terrain, certaines pouvant avoir une largeur de près d'un mètre, pour une profondeur de plusieurs mètres.

L'analyse des données topographiques haute résolution acquises via une série de levés LiDAR aéroportés mets aussi en relief l'ensemble de la masse en mouvement (fig. 2). Cette image représente la topographie différentielle entre 2010 et 2014, soit la soustraction des deux modèles numériques d'élévation. Depuis 2012, plusieurs visites des lieux ont été effectuées afin de noter tout mouvement apparent à l'extérieur des limites établies et la ligne rouge tracée à la figure 1 est la limite la plus éloignée où des fissures de tension interprétées (par exemple par la perte d'eau dans un ruisseau) ou réelles ont été localisées.

La masse mobilisable du glissement de Black Lake est donc beaucoup plus importante que la masse qui a eu un mouvement important en 2012. Afin de définir la géométrie du glissement total, une hypothèse a été posée, soit que le glissement se fait le long de plans de discontinuité préexistants et non à l'intérieur de la masse

intacte. À l'aide des informations structurales et à partir de la position connue de l'emplacement de la surface de rupture à la surface du terrain, le modèle numérique de terrain pré-glissement a été modifié dans Arc/GIS pour donner une surface de rupture plausible. S'il s'avérait que cette surface de rupture soit la surface de rupture réelle, le volume mobilisable potentiel serait de 50 millions de mètres (hm<sup>3</sup>) cubes, plaçant ce glissement rocheux parmi les plus volumineux au Canada. Par exemple, le glissement de Franck Slide fait environ 30 hm<sup>3</sup> (Cruden and Hungr, 1986), du mont Éboulé à 37 hm<sup>3</sup> (Cloutier, communication personnelle), le glissement de Hope 47 hm<sup>3</sup> (Cruden, 1977) et le glissement de Mont Meager (de 2010) 48 hm<sup>3</sup> (Guthrie et al. 2012).

## 3 PHYSIQUE

Considérons en premier lieu un glissement sur un plan incliné. Un modèle simple est celui de Iverson et Denlinger (2001), qui se serv de l'équation de résistance au glissement ( $\tau_{base}$ ) de Coulomb-Terzaghi :

$$\tau_{base} = (\sigma_{base} - p_{base}) \tan \varphi_{base} \quad (1)$$

Où  $\sigma_{base}$  est la contrainte à la base du glissement,  $p_{base}$  la pression de fluides et  $\varphi_{base}$  l'angle de frottement de Coulomb à la base, qui est habituellement de l'ordre de 30 à 40 degrés (Iverson, 2006). À partir de cette équation, il est possible de complexifier le problème, voire par exemple Iverson et Denlinger (2001) qui ajoutent quelques contraintes pour prendre compte du frottement interne au matériel, la déformation de la masse et l'évolution de la pression interstitielle dans le temps et l'espace. Par la suite, ils appliquent cette équation du frottement aux équations de conservation de la masse et du momentum. Si l'on simplifie à un cas unidimensionnel du déplacement d'un bloc sec, sans pression de fluide, on arrive à l'équation simplifiée suivante :

$$\frac{dv}{dt} = g(\sin\theta - \cos\theta \tan\phi) \quad (2)$$

Où  $g$  représente l'accélération gravitationnelle,  $\theta$  l'angle de la pente et  $\phi$  l'angle de frottement. Le tableau 1 montre, suivant l'équation (3), pour divers angles de pente et divers angles de frottement les accélérations que subirait ce bloc sur un plan incliné.

**Tableau 1. Accélération théorique maximale selon l'angle de frottement et la pente.**

Pente (degrés)	Phi = 30°	Phi = 35°
30	0 m/s <sup>2</sup>	-1,04 m/s <sup>2</sup>
35	1 m/s <sup>2</sup>	0 m/s <sup>2</sup>
40	1,96 m/s <sup>2</sup>	1 m/s <sup>2</sup>
50	3,87 m/s <sup>2</sup>	3 m/s <sup>2</sup>
60	5,66 m/s <sup>2</sup>	5 m/s <sup>2</sup>

Ce modèle ne tient compte que du frottement à la base, et ne tient pas compte de la présence d'eau. Dans le cas de Black Lake, le glissement sera en partie sous-

lacustre, les forces de trainée et de masse ajoutée devront donc être prises en compte. En tenant compte de ces deux forces, l'équation (2) devient :

$$(\rho_b + C_m \rho_w) V \frac{dv}{dt} = (\rho_b - \rho_w) V g (\sin \theta - \cos \theta \tan \phi) - \frac{1}{2} C_d \rho_w A \left( \frac{ds}{dt} \right)^2 \quad (3)$$

Où  $C_m$  est le coefficient de masse ajoutée,  $V$  le volume du glissement,  $C_d$  le coefficient de trainée et  $A$  l'aire frontale du glissement. Les coefficients de masse ajoutée et de trainée pourraient être pris comme étant unitaire, en supposant une forme cylindrique du devant du glissement. L'on peut dès lors constater que lorsque le glissement est dans l'eau, son accélération sera inférieure à celle d'un glissement purement aérien. Il est important de constater que le terme avec le coefficient de trainée est fonction de la vitesse ( $ds/dt$ ), tandis que la force de masse ajoutée est fonction de l'accélération ( $dv/dt$ ). Nous avons donc un problème non-linéaire ne possédant pas de solution exacte.

Toujours en conservant un point de vue simplifié, et en ajoutant comme condition que le glissement se fait sur un plan incliné de longueur infinie, nous pouvons tout d'abord calculer de manière théorique quelle pourrait être l'accélération initiale du glissement, en mettant comme égal à 0 le terme de vitesse ( $ds/dt$ ) dans l'équation 3. L'équation 4 est alors obtenue :

$$\frac{(\rho_b - \rho_w) V g (\sin \theta - \cos \theta \tan \phi)}{(\rho_b + C_m \rho_w) V} = \frac{dv}{dt} = a_0 \quad (4)$$

De manière similaire, nous pouvons obtenir la vitesse maximale théorique, soit la vitesse lorsque le terme  $dv/dt$  devient nul :

$$v = \sqrt{\frac{2(\rho_b - \rho_w) V g (\sin \theta - \cos \theta \tan \phi)}{C_d \rho_w A}} = \frac{ds}{dt} = u_t \quad (5)$$

Selon Watts (1997), on peut alors expliquer les caractéristiques du glissement qu'en fonction d'une longueur de propagation caractéristique ( $s_0$ ) et d'un temps caractéristique ( $t_0$ ). En effet, selon l'analyse dimensionnelle présentée par Watts (1997), il peut être démontré que :

$$s_0 = \frac{u_t^2}{a_0}, \quad t_0 = \frac{u_t}{a_0} \quad (6)$$

L'équation (4) ici réécrite en (7) avec  $\gamma$  étant égal à la densité relative du glissement de terrain donne, pour un cas unidimensionnel, quelle serait l'accélération théorique pour un glissement sur une pente quelconque d'angle  $\theta$  en prenant compte des effets hydrauliques. Pour l'accélération initiale, uniquement le coefficient de masse ajoutée doit être pris en compte. Selon Watts (1997, 1998), le coefficient de masse ajoutée devrait être égal à 1.

$$g \sin \theta \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma + C_m} \right) \left( 1 - \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \right) = a_0 \quad (7)$$

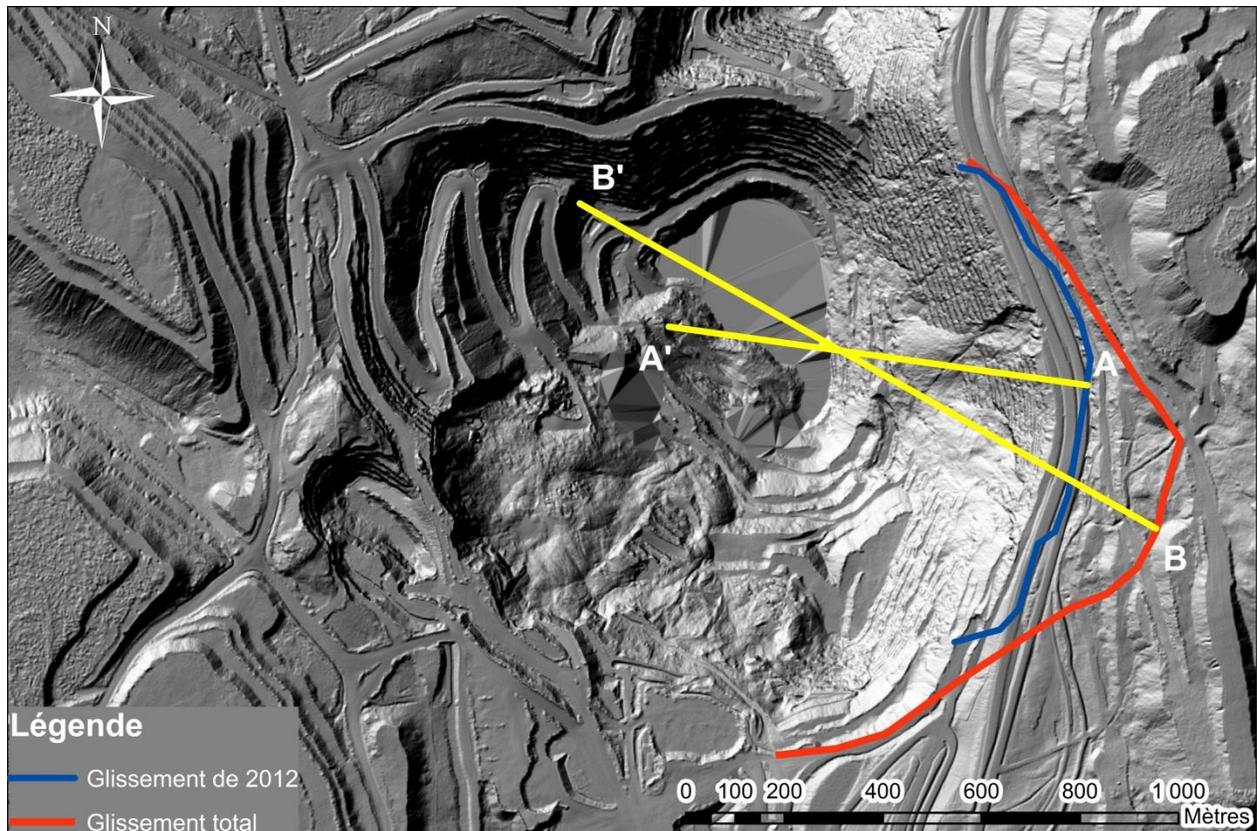


Figure 1 Pourtour du glissement de 2012 (ligne bleue) ainsi que du glissement tel qu'interprété (ligne jaune). Le fond de carte est le hillshade provenant du levé LiDAR 2010. Les coupes utilisées dans le cadre de cette étude sont localisées par A-A' pour le glissement de 2012 et B-B' pour le glissement total.

Avec une densité relative de 3.2, le tableau 3 montre pour différents angles de pente et différents angles de frottement l'accélération initiale du glissement.

Tableau 2. Accélération théorique maximale, dans l'eau, en  $m/s^2$ , pour diverses pentes et angles de frottement.

Pente (°)	Angle de frottement (°)		
	25	30	35
20	-0,48	-1,01	-1,59
25	0	-0,51	-1,06
30	0,48	0	-0,53
35	0,96	0,51	0
40	1,43	1,01	0,53
50	2,34	1,98	1,59
60	3,17	2,89	2,59

#### 4 GLISSEMENTS SIMILAIRES

Étant donné leur caractère le plus souvent soudain, et leur faible occurrence temporelle, il y a très peu de glissements rocheux dont la cinématique a été directement observée. En effet, dans la majorité des cas, uniquement la distance de parcours est connue, mais les caractéristiques de vitesse et d'accélération ne le sont pas, ou ne sont qu'estimées qu'à partir de descriptions de témoins ou par des caractéristiques sur la trajectoire, comme la hauteur de surélévation dans les courbes présentes dans la trajectoire du glissement. La comparaison la plus simple pour comprendre cette surélévation est l'analogie avec le bobsleigh qui va plus ou moins haut dans les courbes en fonction, entre autres, de sa vitesse (Erisman et Abele, 2001). Par contre, lorsque ces indicateurs sont présents, la trajectoire se doit d'être canalisée, ce qui n'est pas le cas à Black Lake. Une autre technique pouvant être utilisée est celle utilisant les ondes sismiques produites par le glissement pour reconstituer sa trajectoire ainsi que sa vitesse. Finalement, dans un autre cas qui sera décrit, les chercheurs ont fait des modèles physiques du glissement afin d'établir des scénarios de vitesse. Quatre glissements seront décrits en fonction de leur accélération et vitesse atteintes.

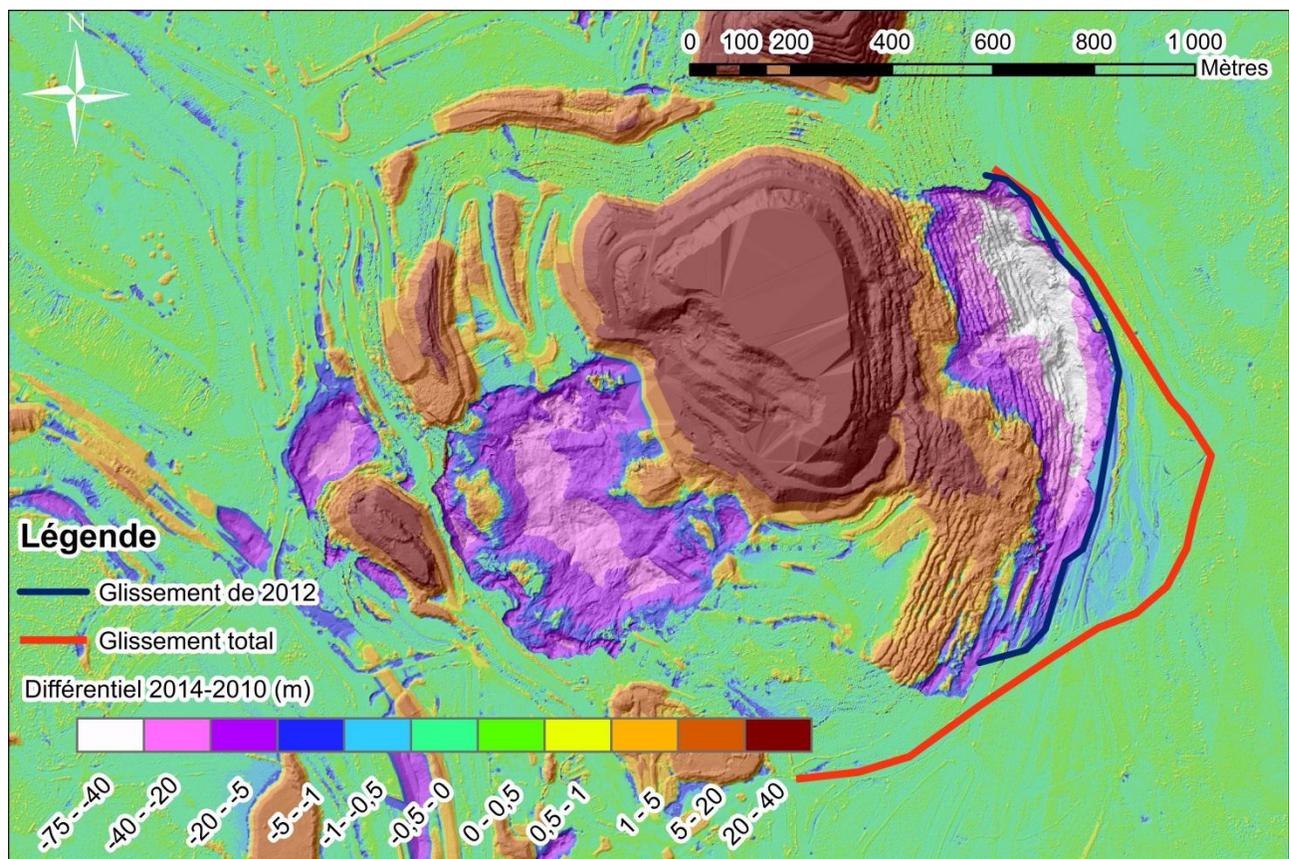


Figure 2 Topographie différentielle entre 2010 et 2014 montrant autant le glissement Est que le glissement Ouest. L'extension de la carte est exactement la même que pour la figure 1.

#### 4.1 Pandemonium Creek

Le glissement de Pandemonium Creek a eu lieu, selon Evans et al. (1989), à l'été 1959. Ce glissement, localisé dans le parc provincial de Tweedsmuir en Colombie-Britannique, n'a pas eu de témoins directs. Ce glissement, d'un volume de 5 millions de mètres cubes, est composé de diorites de quartz gneissique qui se sont détachées d'un éperon rocheux de la face frontale d'un cirque. Les débris de ce glissement ont parcouru une distance de près de 9 km pour une dénivellation de 2 km. Il est important de mentionner que les débris ont traversé un glacier pour le premier kilomètre, pour ensuite être partiellement canalisés par des moraines pour le kilomètre suivant, et, finalement, canalisés complètement les kilomètres suivants, en suivant le ruisseau Pandemonium. Après trois kilomètres, un virage est présent et des vitesses de l'ordre de 80 à 100 m/s ont pu être calculées (Evans et al. 1989). Des analyses de vitesse ont été effectuées par Evans et al. (1989), en utilisant le modèle de Körner (1976). Ce modèle montre une accélération initiale très importante (plus de 8 m/s<sup>2</sup>). Dans le cadre de la discussion, nous allons supposer une accélération constante sur les 3 premiers kilomètres, afin de définir une accélération minimale. L'accélération donnée par le modèle utilisé par Evans et al. (1989) étant impossible si on considère le profil sur lequel se déplace la masse en mouvement. Cette accélération, calculée à partir des vitesses déduites des données de terrain, serait de l'ordre de 1 à 1,6 m/s<sup>2</sup>.

#### 4.2 Åkerneset

Le glissement d'Aknes est situé dans les fjords de l'Ouest de la Norvège. Ayant un volume de 50 millions de mètres cubes, cette rupture est un glissement actif n'ayant pas encore atteint une rupture catastrophique. Il est par contre intégré dans cet article pour une raison principale. Harbitz et al. (2014) ont effectué des modélisations physiques sur l'accélération de ce glissement, et ont mis ces modélisations à l'échelle pour obtenir les vitesses que pourraient avoir ce glissement. De plus, Norem (2010) a effectué une analyse numérique avec le logiciel NIS sur l'évolution des vitesses pour ce glissement.

Le site d'Aknes est situé sur la face sud-ouest d'une montagne ayant une pente moyenne d'environ 30 à 35 degrés (Ganerod et al. 2008). L'élévation de cette montagne varie entre le niveau de la mer et une altitude de 1300 m, sur une distance horizontale d'environ 1500 m (Ganerod et al. 2008). L'escarpement arrière du glissement voit le jour à une élévation maximale d'environ 900 m, et la base du glissement, qui voit le jour dans la pente, est quant à elle à une élévation d'environ 150 m (Ganerod et al. 2008). Pour leurs analyses par modélisation physique, Harbitz et al. (2014) ont étudié deux scénarios. Un premier scénario, avec un volume de 54 hm<sup>3</sup>, comporterait l'ensemble de la masse. Le second scénario a quant à lui un volume de 18 hm<sup>3</sup>. Pour chacun de ces deux scénarios, des modélisations en laboratoire ont été effectuées.

Pour les deux scénarios, l'accélération jusqu'à la ligne de rivage est sensiblement la même, pour atteindre des

vitesses d'environ 50 m/s. Pour le scénario 1C, soit celui qui a le volume le plus élevé, la masse continue d'accélérer lorsqu'elle est rendue dans l'eau, et commence à ralentir lorsqu'elle atteint le fond du fjord. La vitesse maximale atteinte est d'environ 80 m/s.

Les modélisations effectuées par Norem (2010) montrent à l'arrivée de la masse dans l'eau une vitesse de l'ordre de 60 m/s tandis que la vitesse maximale atteinte lorsque la masse atteint le fond du fjord est de l'ordre de 80 m/s. Dans les modélisations, Norem (2010) a utilisé un coefficient de frottement de 0,3 dans la partie aérienne du glissement et de 0,21 dans la partie sous-marine, soit des angles de frottement de 16,7° et 11,9° respectivement. Il faut mentionner ici que ces deux angles tiennent compte d'un coefficient  $r_u$ , décrit ci-après.

Pour les deux cas, les vitesses atteintes sont donc sensiblement les mêmes. L'accélération moyenne requise pour atteindre les vitesses observées sont de l'ordre de 3 à 4,2 m/s<sup>2</sup> si l'accélération est constante sur les 600 premiers mètres, soit avant d'atteindre l'eau. Sous l'eau, l'accélération moyenne est entre 2,3 et 3,25 m/s<sup>2</sup>.

#### 4.3 Mount Meager

Le glissement de Mount Meager, en Colombie-Britannique, a été analysé à l'aide des sismogrammes. À l'aide de données provenant de cinq sismomètres situés à des distances variant entre 70 et 276 km du site du glissement, Allstadt (2013) a utilisé la théorie voulant que les glissements ayant un volume important génèrent des ondes sismiques ayant une période longue étant donné l'accélération de la masse qui se fait sur une grande période. Allstadt (2013) a utilisé ces informations pour approximer le mouvement du glissement, et a pu obtenir une série temporelle de la force qu'exerce le glissement sur le sol sous-jacent.

Le glissement du Mount Meager (2010) est un glissement complexe ayant débuté comme un glissement rocheux et évolué en coulée de débris (Guthrie et al. 2012) lorsque le volume rocheux a percuté la vallée opposée et entraîné un glissement de la masse saturée. Le glissement initial avait un volume approximatif de 50 millions de m<sup>3</sup>, et a comme origine l'affaissement complet d'un flanc du mont Meager (2554 m).

L'analyse d'Allstadt (2013) montre, pour les 40 premières secondes du glissement, une accélération initiale de 0,39 m/s<sup>2</sup>. La masse a pris 36 secondes pour accélérer à une vitesse de 15 m/s, ayant parcouru une distance d'environ 250 mètres, sur une pente d'environ 23 degrés.

#### 4.4 Bingham Canyon

Le 10 avril 2013, un glissement important est survenu dans la mine de cuivre de Bingham Canyon près de Salt Lake City, en Utah (Pankow et al. 2014, Hibert et al. 2014). Ce glissement, composé en fait de deux événements distincts séparés par environ 1h30 (Pankow et al. 2014), est situé dans une région où il y a une forte densité de stations ayant un sismographe (Pankow et al. 2014). Le volume total du glissement est d'environ 65 millions de m<sup>3</sup>, faisant de ce glissement le plus important

glissement rocheux non-volcanique de l'Amérique du Nord (Pankow et al. 2014). Selon les analyses de Hibert et al. 2014, le premier glissement aurait déplacé environ 60% du volume total tandis que le deuxième aurait emporté 40% volume, soit 39 millions de mètres cubes et 26 millions de mètres cubes respectivement.

À l'aide de techniques appelées « Landslide Force History », développées par Ekström et Stark (2013), Hibert et al. (2014) ont inversé les données sismiques de grande longueur d'onde, provenant de plusieurs séismogrammes, afin de déterminer la vitesse, trajectoire et accélération des deux glissements. Les distances de parcours pour les deux glissements sont de 1100 m et de 1400 m. Les vitesses maximales de ces glissements seraient de 37 m/s et de 36 m/s, avec des accélérations maximales de 2,1 m/s<sup>2</sup> et 2,3 m/s<sup>2</sup> respectivement.

## 5 MODÉLISATION NUMÉRIQUE

Le modèle NIS (Norem et al. 1987) a été utilisé dans le but de modéliser numériquement la propagation de la masse. Le modèle NIS représente une version modifiée d'un fluide de type CEF (Criminale et al. 1958). L'équation constitutive pour le cisaillement peut s'écrire (8) :

$$\tau_{xy} = c + \sigma(1 - r_u) \tan \phi + m\bar{\rho} \left(\frac{dv}{dy}\right)^r \quad (8)$$

Où  $c$  représente la cohésion (ou le seuil d'écoulement),  $\sigma$  la contrainte verticale totale à la base,  $r_u$  le rapport des pressions interstitielles,  $m$  la viscosité en cisaillement du matériel,  $\bar{\rho}$  la masse volumique moyenne du matériel qui cisaille et  $r$  un exposant qui est égal à 2 (Norem et al. 1990) pour des glissements rocheux en régime inertiel, mais serait égal à 1 dans un régime visqueux. Les premier et troisième termes sont donc en relation avec le comportement visqueux du matériel tandis que le deuxième terme décrit la plasticité en fonction de la contrainte verticale, des pressions interstitielles et du frottement (Locat et Lee, 2005). Ce modèle a été utilisé pour modéliser en premier lieu les avalanches de neige (Norem et al. 1987), mais aussi, par exemple, pour les glissements sous-marins (Norem et al. 1990) et les glissements rocheux (Norem 2014). Cette grande diversité d'applications trouve sa source dans le modèle rhéologique utilisé, comportant autant des termes frictionnels que des termes cohésifs ou liés à la viscosité.

Deux profils ont été utilisés pour modéliser la vitesse et l'accélération potentielle du glissement à l'étude. En premier lieu, une étude à rebours du glissement de 2012 a été effectuée afin de caler les paramètres du modèle à la géométrie pré et post-rupture de ce glissement. Par la suite, le glissement principal a été modélisé, à partir des paramètres établis par l'étude à rebours.

### 5.1 Glissement de 2012

Le glissement de 2012 a été modélisé sur une coupe perpendiculaire au mouvement (Coupe A, figure 1). Dans le logiciel NIS, une topographie initiale du plan de rupture et de l'épaisseur de matériel au-dessus doit être prescrite,

ainsi que la topographie sur laquelle vont s'écouler les débris. La coupe A est reproduite à la figure 3, où sont illustrés la topographie pré-rupture, la topographie modélisée, la surface de rupture, la topographie post-rupture réelle et la topographie post-rupture modélisée. Il est à noter qu'une partie des débris sont sous l'eau, et aucun levé bathymétrique n'a été effectué. La géométrie exacte du pied du glissement est donc inconnue mais devrait s'approcher d'un talus d'éboulis, i.e. assez uniforme avec un angle d'environ 35°.

Deux principaux paramètres doivent être définis dans le modèle (eq. 8), soit le l'angle de frottement ( $\phi$ ) et la viscosité cinématique ( $m$ ). La densité moyenne du matériel a été laissée constante à 3200 kg/m<sup>3</sup> (e.g. Herzbert et al. 1983), soit une masse volumique pouvant être représentative du type de roche en présence, i.e. de la péridotite.

L'angle de frottement est une constante pour le matériel. Selon Hungr et Morgenstern (1984), l'angle de frottement dynamique devrait être de 2 à 4 degrés plus faible que l'angle de frottement statique. Pour la roche en présence, l'angle de frottement statique devrait être entre 35 et 40 degrés, un angle de frottement dynamique entre 30 et 35 degrés devrait être envisageable, correspondant à un coefficient de frottement ( $\tan \phi$ ) compris entre 0,57 et 0,70. Étant donné le rabattement de la nappe par la minière, il peut être mis en hypothèse que les pressions interstitielles soient négligeables sur le plan de rupture actuel, soit un paramètre  $r_u = 0$ .

Deux paramètres ont donc été variés afin de reproduire la morphologie du glissement de 2012, soit le paramètre sur la viscosité cinématique et le coefficient de frottement. Le meilleur agencement a été trouvé avec un coefficient de frottement de 0,67, équivalent à un angle de frottement de 33,5 degrés, et une viscosité cinématique de 1 m<sup>2</sup>/s. Avec ces paramètres, la topographie post-rupture calculée, soit la ligne orange sur la figure 3A, reproduit fidèlement la topographie réelle, soit la ligne

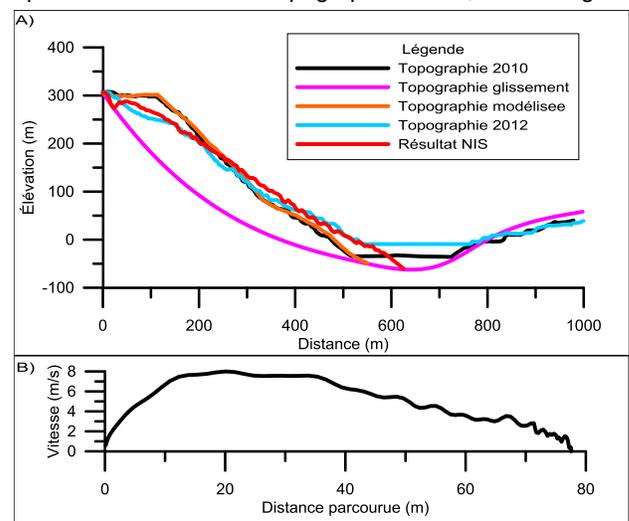


Figure 3 A) Profils utilisés pour la modélisation dans NIS du glissement de 2012 ainsi que les résultats. B) Graphique de la vitesse en fonction de la distance parcourue pour le glissement de 2012.

bleue sur cette même figure.

Le profil de vitesse résultant pour l'élément central est reproduit à la figure 3b. Il montre une accélération rapide de la masse suivi d'une décélération graduelle jusqu'à l'arrêt. L'accélération initiale est d'environ  $2 \text{ m/s}^2$ , et la décélération à partir de la sixième seconde et ce pour 14 secondes est d'environ  $1 \text{ m/s}^2$ .

## 5.2 Glissement total

En utilisant les paramètres de viscosité cinématique déduits du glissement de 2012, une analyse a été effectuée sur l'évolution des vitesses du glissement total (Coupe B, figure 1) en fonction de diverses valeurs de  $r_u$ . Ces valeurs de  $r_u$  représentent le fait que le niveau d'eau du lac augmente et qu'il pourra se développer des pressions interstitielles de plus en plus élevées sur le plan de rupture.

La figure 4a montre les profils topographiques obtenus pour des  $r_u$  de 0,17, 0,32 et 0,47 tandis que la figure 4b montre les profils de vitesse pour l'élément central pour ces mêmes paramètres. Les trois scénarios montrent une morphologie similaire, mais plus le rapport  $r_u$  est élevé, plus la distance d'étalement est grande. Les vitesses maximales obtenues sont de l'ordre de 7 à 16 m/s. Pour les trois scénarios, les courbes de vitesse sont similaires, soit une accélération rapide sur les premières dizaines de mètres, suivi d'un plateau avec vitesse constante et finalement une décélération rapide.

## 6 DISCUSSION

### 6.1 Glissement de 2012

Le coefficient de frottement dynamique utilisé correspond à un angle de frottement de 33,5 degrés, soit un peu moins que l'angle de frottement statique d'un matériel de ce genre. L'utilisation d'un tel angle dans l'analyse à rebours montre que le modèle peut simuler de tels événements. La formulation utilisée dans NIS permet de modéliser l'écoulement comme étant soit dominé par le terme de frottement, soit dominé par la viscosité. Dans ce cas-ci, nous croyons que la mécanique est surtout dictée par la friction, surtout que l'accélération se fait sur une faible distance et que la masse n'a pas le temps de se remanier et de se comporter comme un fluide. La viscosité cinématique utilisée, soit  $1 \text{ m}^2/\text{s}$ , a été volontairement laissée basse afin que le paramètre frictionnel soit le paramètre dominant. D'autres auteurs, tels que Sousa et Voight (1992), ont opté pour des modèles d'écoulement de type Bingham. Dans un tel modèle d'écoulement, le frottement n'est pas pris en compte, et le matériel se comporte uniquement comme un matériel visqueux. Leurs modélisations sur le glissement de La Clapière montre que, pour un tel modèle, des viscosités cinématiques de l'ordre de 10 à  $150 \text{ m}^2/\text{s}$  doivent être utilisés, soit de un à deux ordre de grandeur plus élevé que celles utilisées dans le modèle présenté ici. Pour modéliser le glissement de Madison Canyon, Trunk et al. (1986) ont quant à eux utilisé des valeurs de viscosité cinématique de  $370\text{-}380 \text{ m}^2/\text{s}$ . L'analyse du

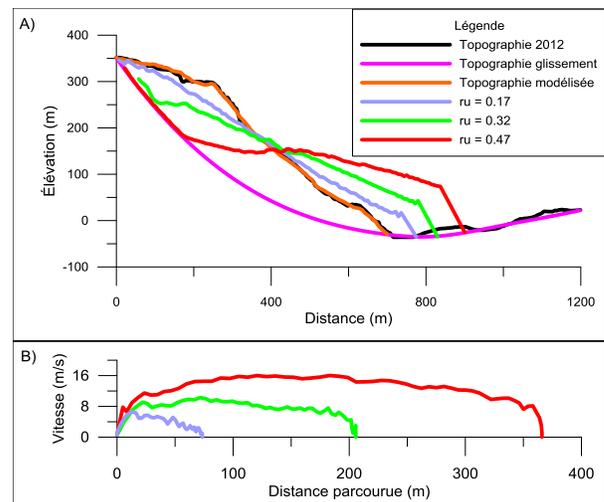
glissement de 2012 montre qu'il est possible d'expliquer le comportement post-rupture du glissement de 2012 à Black Lake en invoquant principalement le frottement comme paramètre régularisant le mouvement.

Les accélérations initiales obtenues avec le modèle sont conformes à l'accélération maximale théorique sur un plan incliné à environ 45 degrés, ce qui correspond environ au plan de rupture tel que défini dans le modèle NIS. La valeur de cette accélération initiale est aussi dans le même ordre que celles mentionnées pour les glissements présentés à la section 4. Autant d'un point de vue géométrique que d'un point de vue dynamique, il appert donc que le modèle NIS reproduit d'une manière satisfaisante le glissement de 2012.

### 6.2 Glissement total

Trois scénarios ont été analysés pour le glissement total, pour trois valeurs de  $r_u$  différentes. L'analyse de la section 2 montre que, lorsque le glissement est dans l'eau, les accélérations sont plus faibles que dans l'air, pour un coefficient de frottement donné. Cette accélération moins importante est engendrée par les forces de masse ajoutée et celles de traînée. Par contre, les valeurs de  $r_u$  seront plus élevées dans l'eau étant donné le milieu qui est saturé. Cette augmentation de  $r_u$  aura pour conséquence la diminution du coefficient de frottement apparent. La présence d'eau a donc un effet double, diamétralement opposé. Il est important de noter que le modèle NIS ne prend pas directement en compte la présence d'eau, même si ce modèle a souvent été utilisé dans le domaine sous-marin, mais en représente l'effet par la valeur de  $r_u$  choisie.

L'étude des accélérations obtenues selon les divers scénarios modélisés démontrent effectivement qu'avec un  $r_u$  plus élevé, l'accélération initiale sera plus élevée. De



**Figure 4 A) Profils utilisés pour la modélisation avec NIS du glissement total ainsi que les résultats pour différentes valeurs de  $r_u$ . B) Graphique de la vitesse en fonction de la distance parcourue pour le glissement total pour différentes valeurs de  $r_u$ .**

plus, les vitesses atteintes seront elles aussi plus élevées. Pour les  $r_u$  variant de 0,47 à 0,17, les accélérations initiales sur les 3 premières secondes seront de 3,8 à 2,1  $m/s^2$ , et les vitesses maximales de 16 à 6 m/s.

Encore ici, les accélérations sont dans le même ordre de grandeur que les accélérations décrites dans la littérature. De plus, ces accélérations sont comparables à celles obtenues en laboratoire pour le cas d'Aknes. De plus, les vitesses atteintes le sont après un parcours relativement faible. Les vitesses maximales atteintes sont entre 7 et 16 m/s, vitesses relativement faibles comparativement au cas présentés précédemment. Ceci s'explique par la faible distance entre le pied du glissement et le pied de la pente, entraînant une courte distance d'accélération.

## 7 CONCLUSION

Une brève revue de la physique décrivant l'accélération initiale potentielle d'un glissement de terrain gouverné a priori par le frottement a été faite. Deux cas ont été étudiés, le cas sec et le cas où la masse est submergée. Par la suite, une description de quelques glissements où les accélérations initiales ont pu être calculées ou déduites a été présentée. L'accélération initiale de ces glissements est entre 0,4 et 4,2  $m/s^2$ , la valeur la plus élevée étant obtenue dans la modélisation physique de la partie aérienne du glissement d'Aknes.

Le modèle NIS a été utilisé ici pour modéliser la phase de post-rupture du glissement de Black Lake. Le glissement de 2012 a en premier lieu été analysé afin de calibrer le modèle. Afin d'obtenir un déplacement similaire au glissement lui-même, un angle de frottement de 33,5 degrés a dû être imposé au modèle, en prenant comme hypothèse que le  $r_u$  était nul. Avec un tel angle de frottement, une accélération d'environ 2  $m/s^2$  a été obtenue. Une fois que la masse a parcouru une quinzaine de mètres, la vitesse est restée stable à environ 7-8 m/s, et la phase de décélération s'en est suivie.

En utilisant le même paramètre de frottement, mais en faisant varier le  $r_u$ , étant donné que le glissement complet se fera de manière submergée presque entièrement, des profils de vitesse et de déplacement ont pu être obtenus pour le glissement total. Pour ce glissement, des accélérations de l'ordre de 2,1 à 3,8  $m/s^2$  ont été calculées, soit des accélérations légèrement supérieures à celles obtenues pour le glissement de 2012, mais comparables à celles décrites dans les autres glissements. Les vitesses maximales des glissements varient entre 7 et 16 m/s selon le  $r_u$  utilisé. Encore ici, l'on peut noter une accélération importante au début, suivi d'une longue phase où la vitesse reste relativement constante.

Dans un but de modéliser l'impact de ces glissements, des scénarios d'accélération et de vitesses semblent donc, au premier abord, être une bonne première approximation des scénarios de vitesse et accélération possibles pour un tel glissement, s'il venait à accélérer brutalement.

## 8 REMERCIEMENTS

Les auteurs voudraient remercier le Ministère des Transports du Québec pour leur support financier à ce projet. Nous aimerions aussi remercier le NGI pour nous avoir permis d'utiliser le logiciel NIS. Finalement, LAB Chrysotile est remerciée pour nous avoir permis l'accès à leurs installations.

## 9 BIBLIOGRAPHIE

- Allstadt, K., 2013, Extracting source characteristics and dynamics of the August 2010 Mount Meager landslide from broadband seismograms, *Journal of geophysical research*, 118, 1472-1490.
- Amoushahi, S., Grenon, M., Locat, J., et Turmel, D. 2014. Assessment of the influence of an inactive open pit mine on the design of a Highway. *Proceedings of GEOHAZARDS 6*, June 15–18 2014, Kingston, Canada.
- Caudal, P. 2012. Analyse d'un glissement actif par suivi LiDAR et modélisation de la rupture : mine LAB Chrysotile à Thetford Mines (Québec). Cnam Paris, France.
- Caudal, P., Grenon, M., Locat, J., et Turmel, D. 2014a. Caractérisation et surveillance d'un glissement rocheux actif d'une mine à ciel ouvert en utilisant le LiDAR. *Proceedings of Geohazards 6*, June 15–18 2014, Kingston, Canada.
- Caudal, P., Grenon, M., et Fabre, D. 2014b. Suivi LiDAR et analyse de la stabilité d'un glissement de versant à la mine LAB Chrysotile, Black Lake, Québec, Canada. *Proceedings of RSS 2014*, April 2–4 2014, Marrakesch, Morocco.
- Criminale, W.O., Ericksen, J.L., et Filbey, G.L., 1957, Steady shear flow of non-Newtonian fluids, *Archive for rational mechanics and analysis*. 1:1, 410-417
- Cruden, D., et Hungr, O., 1985, The debris of the Frank Slide and theories of rockslide-avalanche mobility, *Canadian journal of earth sciences*, 23, 425-432.
- Cruden, B., 1977, The dynamics of the hope landslide / La dynamique de l'éboulement de Hope, *Bulletin of the International Association of Engineering Geology*, 16, 94-98.
- Ekström, G., et Stark, C.P., 2013, Simple scaling of catastrophic landslide dynamics, *Science*, 339, 1416-1419.
- Erismann, T. H., et Abele, G., 2001, Dynamics of Rockslides and Rockfalls, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-67198-6, 316pp.
- Evans, S.G., Clague, J.J., Woodsworth, G.J., et Hungr, O., 1989, The Pandemonium Creek rock avalanche, British Columbia, *Canadian Geotechnical Journal*, 26, 427-446.
- Ganerød G, Grøneng GV, Rønning JS, Dalsegg E, Elvebakk H, Tønnesen JF, Kveldsvik V, Eiken, T, Blikra LH, et Braathen A (2008) Geological model of the Åknes rockslide, western Norway. *Engineering Geology* 102:1–18.

- Guthrie, R. H., Friele, P., Allstadt, K., Roberts, N., Evans, S. G., Delaney, K. B., Roche, D., Clague, J. J., et Jakob, M., 2012, The 6 August 2010 Mount Meager rock slide-debris flow, Coast Mountains, British Columbia: characteristics, dynamics, and implication for hazard and risk assessment, *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 12, 1277-1294.
- Harbitz, C.B., Glimsdal, S., Lovholt, F., Kvelde, V., Pedersen, G.K., et Jensen, A., 2014, Rockslide tsunamis in complex fjords: From an unstable rock slope at Akerneset to tsunami risk in western Norway, *Coastal engineering*, 88, 101-122.
- Herzberg, C.T., Fyfe, W.S., et Carr, M.J., 1983, Density constraints on the formation of the Continental Moho and Crust, *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 84:1, 1-5.
- Hibert, C., Ekström, G., et Stark, C.P., 2014, Dynamics of the Bingham Canyon mine landslides from seismic signal analysis, *Geophysical research letters*, 41, 4535-4541.
- Hungr, O., et Morgenstern, N. R., 1984, Experiments on the flow behaviour of granular materials at high velocity in an open channel, *Géotechnique*, 34:3, 405-413.
- Iverson, R. M., et Denlinger, R. P., 2001, Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain 1. Coulomb mixture theory, *Journal of geophysical research*, 106:B1, 537-552.
- Körner, H.J., 1976, Reichweite und Geschwindigkeit von Bergstürzen und Fliubschneelawnen, *Rock Mechanics*, 8:4, 225-256.
- Locat, J., et Lee, H., 2005, Subaqueous debris flows. In Jacob, M. & Hungr, O. (Eds.), *Debris flow hazards and related phenomena*. Springer and Praxis, 203-245.
- Norem, H.; Irgens, F.; et Schieldrop, B. A., 1987: A continuum model for calculating snow avalanches. In: *Avalanche Formation. Movement and Effects*, (Salm, B. and Gubler, H., eds.), IAHS Publ. No. 126, 363-379.
- Norem, H., Locat, J., et Schieldrop, B., 1990, An approach to the physics and the modelling of submarine flowslides, *Marine Geotechnoogy.*, 9, 93-111.
- Norem, H., 2010, Evaluation of the flow characteristics of the potential Akneset rock slide, Norway, Sintef report, Sintef Building and Infrastructure, Coast and Harbour Research Laboratory, 27pp.
- Pankow, K. L., Moore, J. R., Mark Hale, J., Koper, K.D., Kubacki T., Whidden, K.M., et McCarter, M.K., 2014, Massive landslide at Utah copper mine generates wealth of geophysical data, *GSA Today*, 24:1, 4-9.
- Soussa, J., et Voight, B., 1992, Computational flow modeling for long-runout landslide hazard assessment, with an Example from Clapière Landslide, France, *Bulletin of the Association of Engineering Geologists*, 29:2, 131-150.
- Trunk, F.J., Dent, J.D., et Lang, T.E., 1986, Computer modeling of large rock slides, *Journal of Geotechnical Engineering*, 112:3, 348-360.
- Watts, P., 1997, Water waves generated by underwater landslides, PhD thesis, California institute of Technology, Pasadena, California.
- Watts, P., 1998, Wavemaker curves for tsunamis generated by underwater landslides, *Journal of waterway, port, coastal, and ocean engineering*, 124:3, 127-137.
- Williams, H., et St-Julien, P., 1982, The Baie Verte Brompton Line: Early Paleozoic continent ocean interface in the Canadian Appalachians, in St-Julien, P., and Béland, Major structural zones and faults of the northern Appalachians: *Geological Association of Canada Special Paper 24*, p. 177-207.