

## MECANISMOS QUE CONTROLAN LA VELOCIDAD DE LOS DESLIZAMIENTOS

Núria M. PINYOL\*<sup>#</sup>, M. Rosaria SCOPPETTUOLO<sup>†</sup> y Eduardo E. ALONSO<sup>#</sup>

\* Centre de Metodes Numerics en Enginyeria (CIMNE)

<sup>#</sup> Departamento de Ingeniería Civil y Ambiental, Universitat Politècnica de Catalunya (UPC)

<sup>†</sup> Università degli Studio di Salerno (UNISA)

### RESUMEN

*Los deslizamientos activos a menudo mantienen velocidades lentas o moderadas (del orden de mm/día o cm/día) durante un largo periodo de tiempo. Las variaciones de la velocidad están relacionadas con los cambios en las condiciones externas. En otros casos se observan deslizamientos llamados catastróficos por alcanzar grandes velocidades en algunos casos después de una etapa de movimiento lento. Simples leyes de resistencia no permiten explicar este tipo de comportamientos. En este artículo se analizan tres casos reales de deslizamientos activos lentos tomados de la bibliografía. En primer lugar, se pone de manifiesto que una simple ley de resistencia tipo Mohr-Coulomb predice velocidades mucho mayores que las registradas. A continuación, se muestra cómo la consideración del efecto positivo de la velocidad de deformación en la resistencia friccional permite reproducir satisfactoriamente la evolución del movimiento observado en los tres casos reales analizados mediante un modelo sencillo unidimensional.*

*En la segunda parte de este artículo, se analiza la evolución de los deslizamientos de una fase de reptación a una fase acelerada en la que, aparte de los efectos de la velocidad, se incluye la interacción térmica debido a la disipación del trabajo friccional en forma de calor en las bandas de corte. Un análisis de sensibilidad para el caso de deslizamientos planos muestra como en función del efecto de la velocidad sobre la resistencia y la disipación de los excesos de presión inducidos por el propio movimiento, se distingue entre deslizamientos potencialmente seguros o catastróficos. Dado un deslizamiento, para valores relativamente altos del efecto de la velocidad y del coeficiente de disipación, el deslizamiento se mantiene a velocidad lenta sin que se prevea su aceleración durante un periodo de tiempo en el cual el desplazamiento acumulado se mantiene dentro de un rango de valores razonables.*

## 1. INTRODUCCIÓN

A modo de introducción, se considera el deslizamiento de un bloque sobre una superficie inclinada un ángulo  $\beta$ . Se define la resistencia entre el bloque y la superficie según la ley de Mohr-Coulomb sin cohesión y el  $FS$  como el cociente entre la resistencia friccional disponible y la resistencia friccional movilizada. Bajo estas hipótesis, la velocidad del bloque,  $v$ , aumenta en el tiempo,  $t$ , según la siguiente ecuación:

$$v = g \sin \beta (1 - FS)t \quad (1)$$

donde  $g$  indica la aceleración de la gravedad. Si el  $FS$  se mantiene igual a 1, el bloque permanece quieto. Para iniciar el movimiento es necesario el desequilibrio entre las fuerzas resistentes y las fuerzas actuantes. Es habitual que en taludes y laderas naturales el desequilibrio de fuerzas (debido a cambios en la presión de agua, erosión, excavaciones, entre otros) sea relativamente pequeño. Para el caso de una inclinación  $\beta=10^\circ$  y una reducción del  $FS$  en 0.01 ( $FS = 0.99$ ), la Ec. (1) predice que la velocidad alcanza 1 m/s en menos de un minuto. Sin embargo, esta gran aceleración no se observa en la realidad. De hecho, en deslizamientos activos a menudo se observan velocidades prácticamente constantes.

Por otro lado, en algunos casos de deslizamientos rápidos, se conoce que la masa movilizada acelera de forma repentina y alcanza velocidades catastróficas en pocos segundos. Este es el caso del deslizamiento de Vajont, 1963, Italia (Hendron & Patton 1985) en el que después de una fase de movimiento lento de pocos milímetros por día, el deslizamiento aceleró y alcanzó unos 30 m/s en 15 segundos, aproximadamente. La Ec. (1) no es capaz de predecir tal aceleración. Para el mismo valor de inclinación de la superficie de deslizamiento, una reducción del factor de seguridad en 1% requiere de 30 minutos para alcanzar los 30 m/s.

Es cierto que en la realidad la geometría compleja de los deslizamientos y su evolución con el movimiento, así como la variación gradual de las condiciones de contorno, contribuye a una variación de la velocidad en el tiempo y ello no siempre se puede simplificar a un deslizamiento plano. Pero análisis más detallados de deslizamientos ponen de manifiesto que la Ec. (1) es demasiado simple para poder explicar los fenómenos observados en la realidad y que se requieren leyes de resistencia más complejas o fenómenos adicionales a tener en cuenta. Este artículo analiza el movimiento de deslizamientos con especial atención a la transición de movimientos lentos a movimientos rápidos acelerados. La morfología y dinámica de los deslizamientos es muy variada. Hungr et al. (2014) presenta una clasificación de los deslizamientos teniendo en cuenta distintos aspectos. En este artículo, haciendo una clasificación particular, nos referimos únicamente a los movimientos con un modo de deformación preferente concentrado en superficies de deslizamientos sin entrar en los de tipo flujo. Esta distinción es relevante cuando se consideran los modelos teóricos para su análisis. En el primer caso, los modelos se concentran en la posición y características resistentes a lo largo de las superficies de deslizamiento que deben cumplir la compatibilidad de movimiento. En el segundo caso el análisis de flujos se asocian a modelos viscosos (Iverson et al. 1997; Cascini et al. 2010; Pastor et al. 2014).

Este artículo considera dos fenómenos con efectos contrarios para explicar la evolución de la velocidad de deslizamientos. Por un lado, se introduce el efecto positivo de la velocidad de deformación de corte sobre la resistencia; y por otro, se consideran los incrementos de presión inducidos por el calentamiento a lo largo de la superficie de deslizamiento debido a la disipación del trabajo friccional en forma de calor. Para ello se resuelven las ecuaciones de gobierno en términos adimensionales para el caso de un deslizamiento plano y se discuten los parámetros más relevantes mediante análisis de sensibilidad.

## 2. DEPENDENCIA DE LA RESISTENCIA CON LA VELOCIDAD DE DEFORMACIÓN

El efecto de la velocidad de deformación sobre la resistencia al corte en suelos y rocas ha sido extensamente estudiado mediante ensayos de laboratorio (Skempton 1985; Dieterich 1979; Ruina 1983; Tika & Hutchinson 1999; Di Toro et al. 2006; Liao et al. 2011; Yang et al. 2014) y desde un punto de vista teórico proponiendo expresiones matemáticas para incorporar el efecto de la velocidad sobre la resistencia al corte (Bowden & Tabor 1964; Mitchell 1976; Rice & Ruina, 1983; Davis et al. 1993; Wedage et al. 1998). Por lo general se observa un incremento de la resistencia con la velocidad de deformación que puede representarse mediante leyes logarítmicas y exponenciales. En este apartado se considera una expresión exponencial que determina la evolución de componente friccional de la resistencia desde un valor inicial ( $\tan \phi_{\min}$ ), asociado al valor de resistencia residual a velocidades bajas, a un valor máximo ( $\tan \phi_{\max}$ ) en función de un parámetro del modelo  $\alpha$ .

$$\tan \phi_v = \tan \phi_{\min} + (\tan \phi_{\max} - \tan \phi_{\min}) (1 - e^{-\alpha v}) \quad (2)$$

El subíndice  $v$  indica la dependencia del ángulo de fricción con la velocidad.

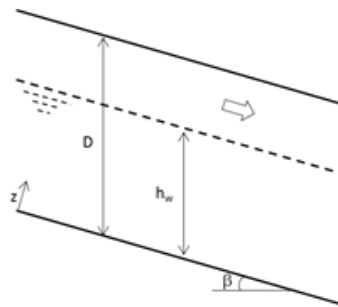


Figura 1. Esquema de deslizamiento plano

Se considera el caso sencillo de un deslizamiento plano como el mostrado en la Figura 1 de espesor  $D$ , con un flujo paralelo a la superficie de deslizamiento y un nivel de agua situado a una altura  $h_w$ . La aplicación de la segunda ley de Newton lleva a la siguiente ecuación diferencial

$$\frac{dv}{dt} = g \left[ \tan \beta - \left( 1 - \frac{\gamma_w h_w}{\gamma_s D} \right) \tan \phi_v \right] \quad (3)$$

que permite determinar la velocidad del deslizamiento en el tiempo para distintos valores del nivel de agua.  $\gamma_w$  y  $\gamma_s$  representan el peso específico del agua y del suelo, respectivamente. Para un deslizamiento en concreto y dada una ley de fricción en función de la velocidad, se puede determinar el nivel de agua máximo ( $h_w^{\max}$ ) y mínimo ( $h_w^{\min}$ ) en el que el deslizamiento alcanza una velocidad equilibrio sin aceleración y se moviliza la resistencia correspondiente al ángulo de fricción mínimo y máximo respectivamente. Dentro de este rango de niveles de agua, la velocidad constante alcanzada por el deslizamiento para un nivel de agua en particular se puede obtener a partir de la Ec. (2) y resulta:

$$v_{const} = -\frac{1}{\alpha} \ln \left[ \frac{\tan \phi_{\max} - \tan \phi_{v_{const}}}{\tan \phi_{\max} - \tan \phi_{\min}} \right] \quad (4)$$

donde

$$\tan \phi_{v_{const}} = \tan \beta / \left( 1 - \frac{\gamma_w h_w}{\gamma_s D} \right) \quad (5)$$

Esta ley ha sido utilizada para simular el comportamiento observado en tres casos reales de deslizamientos activos de los que se dispone de datos: el deslizamiento de Porta Cassia, en la ladera de Orvieto, Italia (Lembo-Fazio et al. 1984; Tommassi et al. 1997;2013), el deslizamiento de Alverà, en Veneto, Italia (Panizza et al. 1996) y el deslizamiento de Vallcebre, situado al noreste de los Pirineos, España (Corominas et al. 2005; Ledesma et al. 2009). Se trata de tres deslizamientos activos que han sido auscultados durante largos periodos de tiempo y de los que se dispone de la geometría, posición de la superficie de deslizamiento, evolución del movimiento y niveles de agua en el tiempo, así como de la caracterización de los materiales involucrados.

Deslizamiento	Altura, D [m]	Densidad natural [g/cm <sup>3</sup> ]	Inclinación, $\beta$ [°]	Ángulo de fricción mínimo [°]	Ángulo de fricción máximo [°]	Parámetro $\alpha$ [s/m]
Porta Cassia	7	1950	10	11	17.8	$1.4 \cdot 10^9$
Alverà	5	1870	11	15.9	21.8	$1.15 \cdot 10^8$
Vallcebre	15.5	2000	6.5	7.8	12.3	$3.85 \cdot 10^7$

Tabla 1. Parámetros geoméricos y constitutivos introducidos en los análisis de deslizamientos.

Cada uno de los deslizamientos analizados se ha representado como un deslizamiento plano con la superficie de deslizamiento situada a una profundidad dada y con una inclinación correspondientes a valores medios calculados a partir de sus secciones representativas (Tabla 1). El ángulo mínimo de rozamiento considerado corresponde al ángulo residual indicado en los artículos de referencia obtenido mediante ensayos de laboratorio. No se dispone de datos de la evolución del ángulo de fricción con la velocidad. Wang et al. (2010) muestra a partir de ensayos de laboratorio incrementos de hasta 18° en ángulo de fricción para dos suelos limosos arcilloso de plasticidad baja a media cuando la velocidad de corte aumenta de 0.001 mm/s a 100 mm/s. Para los mismos rangos de velocidad Schulz & Wang (2014) observa incrementos

menores, de 4°, para un limo arcilloso de alta plasticidad. Los valores de los ángulos de fricción máximos y del parámetro  $\alpha$  calibrados para el ajuste de los resultados de los cálculos con las medidas de campo (Tabla 1) llevan a la variación del ángulo de fricción con la velocidad de deslizamiento que se muestra en la Figura 4.

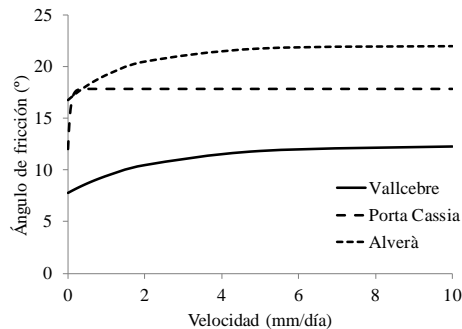


Figura 4. Variación del ángulo de fricción con la velocidad de deslizamiento introducido en los cálculos.

En las Figuras 5-7 se muestran en nivel de agua respecto a la superficie de deslizamiento que se ha introducido en los cálculos, la velocidad y el desplazamiento acumulado. Se comparan los resultados de los cálculos con las medidas de auscultación. Aunque el modelo es sencillo es capaz de reproducir razonablemente bien la evolución del movimiento y permite dar una explicación al hecho de que no se observe una aceleración del deslizamiento tal y como prevé una simple ley de resistencia. Si se aplica la segunda ley de Newton a estos modelos simplificados de los deslizamientos con una ley de resistencia tipo Morh-Coulomb, la aceleración calculada debida a los incrementos de presión de agua por el ascenso de los niveles de agua lleva a una gran aceleración de los deslizamientos que no se observa en la realidad. Como ejemplo, en el caso de Vallecebre, la altura del nivel del agua para una situación de equilibrio estricto es de 5.21 m. El nivel de agua sube por encima de los 14.5 m de la superficie de deslizamiento. Si no se incluyen los efectos de la velocidad sobre la resistencia, para las mismas hipótesis, el nivel del agua a 14.5 m lleva una aceleración de 0.38 m/s. Es decir, que el deslizamiento alcanzaría una velocidad superior a 20 m/s en un minuto. Valores muy alejados de la realidad.

### 3. ACOPLAMIENTO TERMO-HIDRO-MECÁNICO

En el análisis presentado en este apartado se incluyen los efectos térmicos inducidos por la disipación en forma de calor del trabajo friccional generado en las bandas de corte. El problema se plantea de nuevo para el caso de un deslizamiento plano en el que las deformaciones se concentran en una banda de corte de espesor finito sobre la cual desliza una masa rígida. Se resuelve de forma acoplada el balance de masa de agua y de sólido, el balance de energía, las ecuaciones constitutivas que rigen el comportamiento del material de la banda de corte y su entorno y la ecuación de equilibrio dinámico de la masa deslizada.

La metodología de análisis sigue el mismo enfoque que el presentado en Voight & Faust (1982), Hendron & Patton (1985), Vardoulakis (2002), Cecinato et al. (2010). En concreto, las

ecuaciones de gobierno se describen en detalle en Pinyol & Alonso (2010) y Alonso et al. (2010). En este caso se han resuelto de forma adimensional y se ha incorporado el efecto de la velocidad de deformación en la ley de resistencia como se ha descrito en el apartado anterior, pero en este caso utilizando una ley logarítmica,

$$\tan \phi = \tan \phi_{\min} \left( 1 + A \ln \frac{v}{v_0} \right) \quad (5)$$

donde  $v_0$  es una velocidad de referencia a partir de la cual aparece el efecto de la velocidad sobre la resistencia. Para valores de la velocidad inferiores a  $v_0$ , el ángulo de fricción se mantiene igual al ángulo de fricción residual  $\phi_{\min}$ .

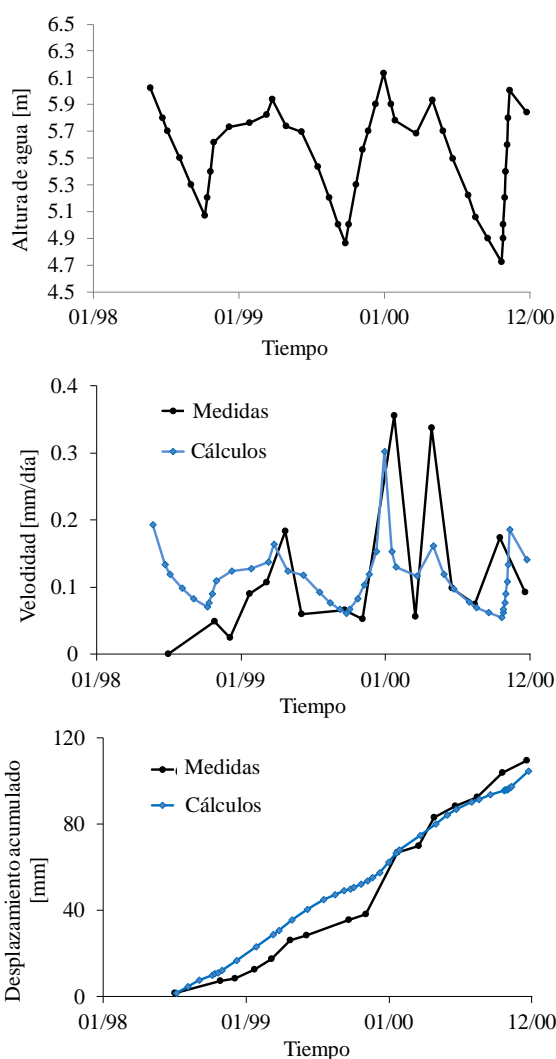


Figura 5. Medidas y resultados de los cálculos para el caso del deslizamiento de Porta Cassia. Medidas del sensor O4 (Tommasi et al. 1997).

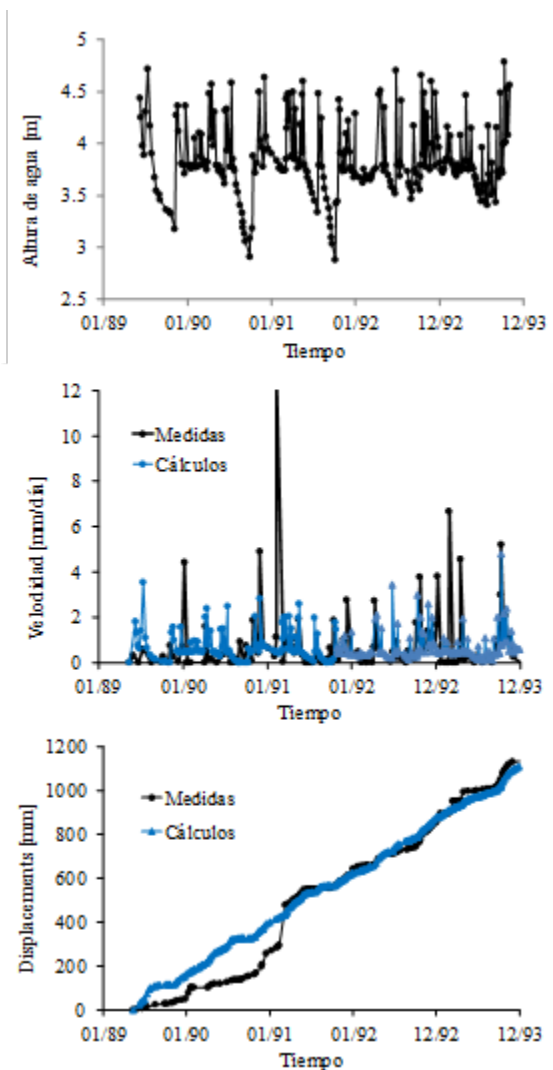


Figura 6. Medidas y resultados de los cálculos para el caso del deslizamiento de Alverà. Medidas en el sensor S5 (Panizza et al. 1996).

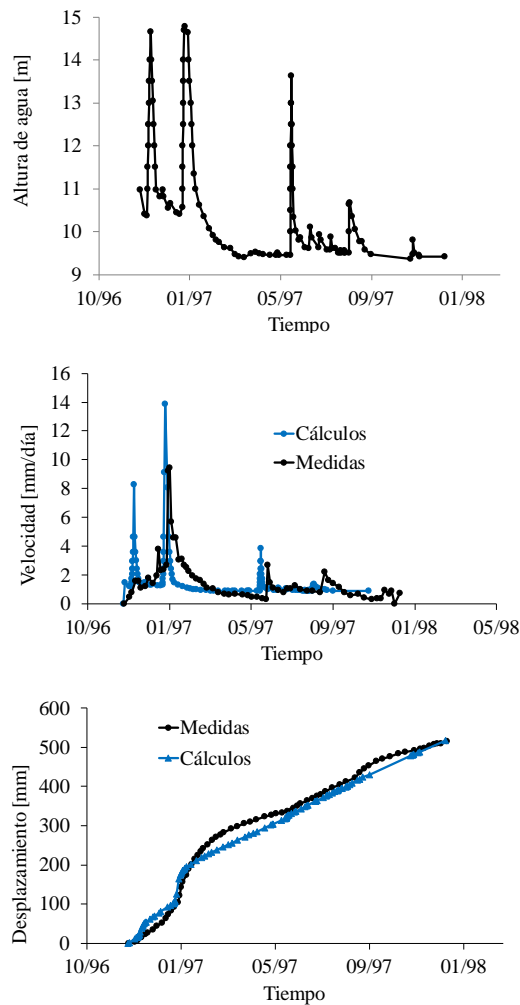


Figura 7. Medidas y resultados de los cálculos para el caso del deslizamiento de Vallcebre. Medidas del sensor S2 (Corominas et al. 2005).

A modo ilustrativo se analiza el caso de un deslizamiento plano definido por (ver Fig. 1)  $D = 25$  m,  $h_w = 11.05$  m,  $\beta = 9.8^\circ$ ,  $\phi_{\min} = 12^\circ$ , espesor de la banda de corte  $2e = 2.5$  mm, coeficiente de deformación edométrica  $m_v = 1.5 \cdot 10^{-9}$  Pa<sup>-1</sup> y permeabilidad  $k = 10^{-9}$  m/s. Se impone una temperatura inicial de  $10^\circ$ . El talud, inicialmente en equilibrio, se moviliza debido a un incremento del nivel del agua. La evolución en el tiempo del nivel de agua impuesto se muestra en la Figura 8 junto a la evolución de otras variables calculadas. Un incremento del nivel de agua a 13 m induce la aceleración del deslizamiento, sin embargo, los efectos de la velocidad en la resistencia friccional contribuyen a mantener el deslizamiento en un equilibrio dinámico a una velocidad prácticamente constante e inferior a 1 mm/seg. Durante el movimiento se generan excesos de presión y temperatura en el interior de la banda que se disipan hacia el exterior. Se alcanzan valores relativamente pequeños de temperatura y presión debido a la pequeña velocidad alcanzada. La reducción posterior del nivel de agua lleva a una reducción

de la velocidad, de la presión de agua y de la temperatura generadas. El ángulo de fricción varía en función de la velocidad según la Ec. (5). Cuando el nivel de agua incrementa a 14 m, el desequilibrio de fuerzas induce un incremento en la velocidad que a su vez induce un incremento de la temperatura y la presión de agua. El efecto positivo de la velocidad en la resistencia no es suficiente para mantener el deslizamiento a una velocidad baja y se inicia un proceso retroalimentado que termina en la aceleración catastrófica del deslizamiento debido a la pérdida de tensión efectiva.

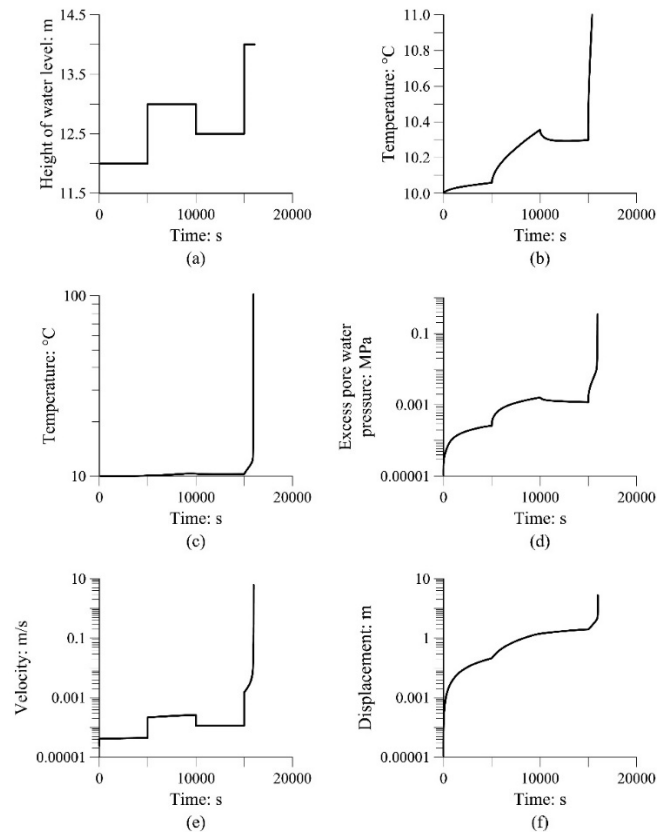


Figura 8. Cálculos de la respuesta de un deslizamiento plano: (a) nivel de agua impuesto; (b) y (c) temperatura en el centro de la banda de corte; (d) excesos de presión de agua en el centro de la banda de corte; (e) velocidad del deslizamiento; (f) desplazamiento del deslizamiento.

Se analiza a continuación el caso de un deslizamiento plano inspirado en el deslizamiento de mayor tamaño ( $D = 240$  m,  $\beta = 9.8^\circ$ ,  $\phi_{\min} = 12^\circ$ ). La Figura 9 muestra la velocidad adimensional ( $v/v_{ref}$ ;  $v_{ref} = 10^{-5}$  m/s) calculada para un deslizamiento de 480 m y para tres valores distintos de parámetro  $A$  ( $9.41 \cdot 10^{-3}$ ,  $4.7 \cdot 10^{-3}$  y 0) que controla el incremento de la resistencia con la velocidad (Figura 10) y para diferentes del parámetro adimensional  $\Sigma$  definido como  $\Sigma = \frac{K}{\gamma_w m_{soil} D \sqrt{gD}}$ . Dada una geometría de deslizamiento, este parámetro es una medida de la disipación de la presión y depende de la permeabilidad y la compresibilidad del suelo, como ocurre con el coeficiente de consolidación de la teoría clásica. Se observa en la Figura 9 que



este parámetro determina la velocidad del deslizamiento. Dado un valor de  $A$ , valores grandes de  $\Sigma$  permiten la disipación durante el propio movimiento de los excesos de presión generados. En este caso, la tensión efectiva y la resistencia se mantienen en valores altos y no se produce la aceleración del deslizamiento. A partir de un valor de  $\Sigma$ , la presión se acumula en la banda de corte y se reduce la tensión efectiva y, en consecuencia, la resistencia friccional. El deslizamiento, frente a la pérdida de resistencia, acelera, aumenta la velocidad, el calor generado y los excesos de presión que reducen la tensión efectiva a valores prácticamente nulos. La velocidad adimensional máxima alcanzada, cercana a 1, es común en todos los casos porque corresponde a la velocidad de caída por el talud sin fricción.

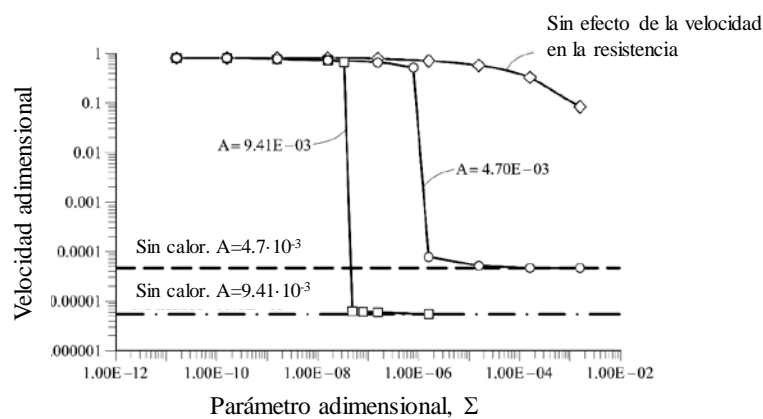


Figura 9. Efecto del parámetro  $A$  que controla el efecto de la velocidad en la resistencia friccional sobre la velocidad adimensionalizada de un deslizamiento plano para distintos valores del parámetro  $\Sigma$ .

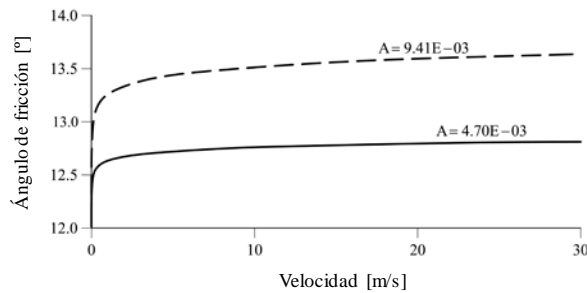


Figura 10. Variación del ángulo de fricción con la velocidad para dos valores del parámetro  $A$ . Se puede ver en la Figura 9 que el efecto de la dependencia de la resistencia con la velocidad es muy significativo. Un incremento del valor  $A$  permite mantener el deslizamiento en velocidades relativamente pequeñas. Esto se puede observar claramente si se compara con la velocidad alcanzada cuando el valor de  $A$  es nulo, que representa la ausencia de efecto de la velocidad sobre la resistencia. Por otro lado, a mayor  $A$ , mayor es el rango de valores del coeficiente de disipación en el que el deslizamiento se mantiene sin acelerar de forma catastrófica.

La Figura 11 muestra los resultados de un análisis de sensibilidad para destacar el efecto de la

dependencia de la resistencia con la velocidad. La curva indicada como “tiempo de aceleración” y referida al eje vertical de la izquierda indica el momento en el que el deslizamiento acelera bruscamente debido al proceso retroalimentado de acumulación de excesos de presión inducidos por calor. El tiempo adimensional se define como  $\hat{t} = t \frac{\sqrt{gD}}{D}$ . Las dos curvas restantes se refieren al eje vertical de la derecha. La curva representada mediante círculos indica la velocidad alcanzada antes de la aceleración catastrófica. Por último, la curva discontinua indica la velocidad del deslizamiento cuando no se incluyen los efectos térmicos. De acuerdo a los resultados obtenidos, se pueden distinguir tres regiones en función del parámetro  $A$ . Para el caso particular analizado, en los casos con valores de  $A$  inferiores a  $5 \cdot 10^{-4}$ , el deslizamiento acelera prácticamente al inicio del movimiento. Para valores intermedios de  $A$  ( $5 \cdot 10^{-4}$ - $6 \cdot 10^{-4}$ ), el deslizamiento avanza a velocidad moderada durante un periodo de tiempo determinado en el cual se acumulan lentamente excesos de presión y finalmente el deslizamiento acaba acelerando catastróficamente en el tiempo indicado en la figura mediante la curva indicada con cuadrados. Para valores mayores de  $A$ , no se observa la aceleración brusca del deslizamiento durante un largo periodo de tiempo y su aceleración no parece posible dentro de desplazamientos razonables. En este caso, el incremento de la resistencia con la velocidad permite mantener el deslizamiento a una velocidad suficientemente pequeña como para que los excesos de presión acumulados no tengan un papel relevante. Sin embargo, al comparar la velocidad alcanzada en estos casos con la velocidad calculada sin el efecto del incremento de la resistencia con la velocidad de corte, se puede concluir que los procesos térmicos tienen efecto incluso en los casos de deslizamientos activos en fase de reptación.

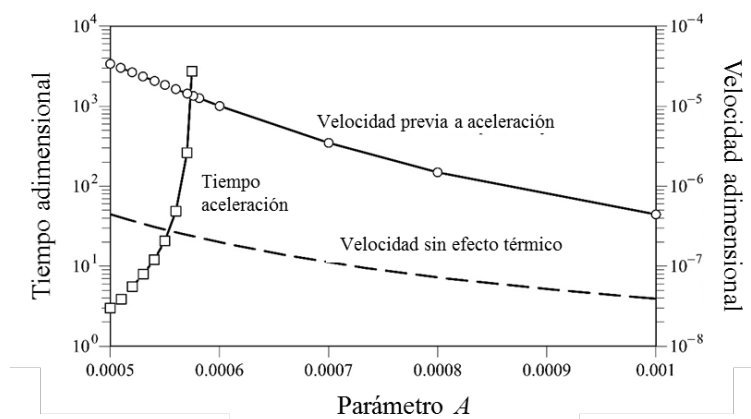


Figura 11. Tiempo en el que el deslizamiento acelera bruscamente y velocidad antes de dicha aceleración en función del parámetro  $A$  que controla la variación del ángulo de fricción con la velocidad.

## 12. CONCLUSIONES

A partir del análisis de tres deslizamientos activos modelados de forma simplificada como deslizamientos planos se ha puesto de manifiesto que la consideración del efecto de la velocidad de deslizamiento, y por tanto la velocidad de deformación de corte a lo largo de la superficie de

rotura, en la resistencia permite explicar el comportamiento observado.

El efecto de la velocidad de corte sobre la resistencia unido al fenómeno de acumulación de excesos de presión de agua inducidos por el incremento de temperatura debido al propio movimiento se ha modelado con el objetivo de dar una explicación a la aceleración catastrófica de deslizamientos después de una fase de reptación durante un largo periodo de tiempo. Un análisis de sensibilidad muestra que, en función de la disipación de los excesos de presión controlados por la compresibilidad y permeabilidad del deslizamiento, el deslizamiento se mantiene a velocidades bajas o acelera catastrófica. La ocurrencia o no de esta aceleración está también determinada por la magnitud del efecto de la velocidad sobre la resistencia. Un mayor incremento de la resistencia con la velocidad lleva a un mayor rango de situaciones en las que el deslizamiento se mantiene “seguro”. De acuerdo con los resultados se puede concluir que incluso en deslizamientos lentos, la velocidad puede estar afectada por los efectos térmicos.

### 13. AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen la ayuda económica a CIMNE vía el programa CERCA / Generalitat de Catalunya, así como la ayuda económica del Ministerio de España a la primera autora (Juan de la Cierva Incorporación IJCI-2015-26342).

### REFERENCIAS

- Alonso, E.E., Pinyol, N.M. & Puzrin, A.M., 2010. *Geomechanics of failures. Advanced topics*,
- Bowden, F. & Tabor, D., 1964. *The friction and lubrication of solids*, Oxford Univ. Press.
- Cascini, L. et al., 2010. Modeling of Rainfall-Induced Shallow Landslides of the Flow-Type. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 1(January), pp.85–98.
- Cecinato, F., Zervos, A. & Veveakis, E., 2010. A thermo-mechanical model for the catastrophic collapse of large landslides. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 35(14), pp.1507–1535.
- Corominas, J. et al., 2005. Prediction of ground displacements and velocities from groundwater level changes at the Vallcebre landslide (Eastern Pyrenees, Spain). *Landslides*, 2(2), pp.83–96.
- Davis, R.O., Desai, C.S. & Smith, N.R., 1993. Stability of motions of translational landslides. *Journal of Geotechnical Engineering*, 119(3), pp.420–432.
- Dieterich, J., 1979. Modeling of rock friction I. Experimental results and constitutive equations. *J. Geophys. Res.*, 84(5b), pp.2161–2168.
- Hendron, A.J. & Patton, F.D., 1985. *The Vaiont slide, a geotechnical analysis based on new geologic observations of the failure surface. Technical Report*, Washington, DC, USA.
- Hungr, O., Leroueil, S. & Picarelli, L., 2014. The Varnes classification of landslide types, an update. *Landslides*, 11(April 2013), pp.167–194.
- Iverson, R.M., Reid, M.E. & Lahusen, R.G., 1997. Debris-flow mobilization from landslides. *Annu. Rev. Earth Planet Sci.*, 25, pp.85–138.
- Ledesma, A. et al., 2009. Modelling slow moving landslides controlled by rainfall. In *Proc 1st*

- Ital Work Landslides*. Napoli, Italy, p. Vol. 1, 196–205.
- Liao, C.J. et al., 2011. A new ring-shear device for testing rocks under high normal stress and dynamic conditions. *Engineering Geology*, 122(1–2), pp.93–105.
- Mitchell, J.K., 1976. *Fundamentals of soil behaviour*, New York, John Wiley & Sons.
- Panizza, M. et al., 1996. Temporal occurrence and activity of landslides in the area of Cortina d'Ampezzo (Dolomites, Italy). *Geomorphology*, 15(3–4), pp.311–326..
- Pastor, M. et al., 2014. Depth Averaged Models for Fast Landslide Propagation: Mathematical, Rheological and Numerical Aspects. *Archives of Computational Methods in Engineering*, 22(1), pp.67–104.
- Pinyol, N.M. & Alonso, E.E., 2010. Criteria for rapid sliding II. Thermo-hydro-mechanical and scale effect in Vaiont case. *Engineering Geology*, 114(3–4), pp.211–227.
- Rice, J.R. & Ruina, a. L., 1983. Stability of Steady Frictional Slipping. *Journal of Applied Mechanics*, 50(2), p.343..
- Ruina, A., 1983. Slip instability and state variable friction laws. *J. Geophys. Res.*, 8(B12), pp.10359–10370.
- Schulz, W.H. & Wang, G., 2014. Residual shear strength variability as a primary control on movement of landslides reactivated by earthquake-induced ground motion: Implication for coastal Oregon, U.S. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 119, pp.1617–1635.
- Skempton, A.W., 1985. Residual strength of clays in landslides, folded strata, and the laboratory. *Géotechnique*, 35(1), pp.3–18.
- Tika, T.E. & Hutchinson, J.N., 1999. Ring shear tests on soil from the Vaiont landslide slip surface. *Géotechnique*, 49(1), pp.59–74.
- Tommasi, P. et al., 2013. Influence of infiltration on the periodic re-activation of slow movements in an overconsolidated clay slope. *Canadian Geotechnical Journal*, 67(Nov. 2012), pp.54–67.
- Tommassi, P., Ribacchi, R. & Sciotti, M., 1997. Slow movements along the slip surface of the 1900 Porta Cassia landslide in the clayey slope of the Orvieto Hill. *Rivista Italiana di Geotecnica*. 2, pp.49–59.
- Di Toro, G. et al., 2006. Natural and experimental evidence of melt lubrication of faults during earthquakes. *Science (New York, N.Y.)*, 311(February), pp.647–649.
- Vardoulakis, I., 2002. Dynamic thermo-poro-mechanical analysis of catastrophic landslides. *Géotechnique*, 52(3), pp.157–171.
- Voight, B. & Faust, C., 1982. Frictional heat and strength loss in some rapid landslides. *Géotechnique*, 32, pp.43–54.
- Wang, G., Suemine, A. & Schulz, W.H., 2010. Shear-rate-dependent strength control on the dynamics of rainfall-triggered landslides, Tokushima Prefecture, Japan. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35(4), pp.407–416.
- Wedage, A., Morgenstern, N.R. & Chan, D.H., 1998. A strain rate dependent constitutive model for clays at residual strength. *Canadian Geotechnical Journal*, 35, pp.364–373.
- Yang, C. et al., 2014. Initiation , movement , and run-out of the giant Tsaoiling landslide — What can we learn from a simple rigid block model and a velocity – displacement dependent friction law ? *Engineering Geology*, 182, pp.158–181.