

ANALISI DI PROPAGAZIONE DI MOVIMENTI GRAVITATIVI RAPIDI LUNGO VERSANTI NATURALI

Domenico Gaudio
Sapienza Università di Roma
domenico.gaudio@uniroma1.it

Dalila Vescovi
Politecnico di Milano
dalila.vescovi@polimi.it

Claudio Giulio di Prisco
Politecnico di Milano
claudio.diprisco@polimi.it

Sommario

In questa nota sono discussi i risultati di uno studio parametrico effettuato utilizzando un codice di calcolo *smoothed particle hydrodynamics (SPH)*, finalizzato a simulare l'evoluzione spazio-temporale di frane rapide lungo versanti naturali. Le analisi numeriche sono state effettuate prendendo in considerazione geometrie (semplificate) non canalizzate sia bi che tridimensionali. Il comportamento meccanico della massa instabile è stato descritto mediante un modello alla Bingham e, attraverso una opportuna legge empirica, si è tenuto conto dall'erosione al fondo.

Gli autori hanno cercato, attraverso l'analisi critica dei risultati, di mettere in evidenza l'influenza dei fattori geometrici, riguardanti sia il versante che la massa instabile all'istante dell'innesco, sul *runout*, sul volume accumulato a fondo valle e sulla geometria dell'espandimento.

Gli abachi ottenuti possono essere utilizzati per stime speditive nella valutazione del rischio a livello territoriale.

1. Introduzione

L'analisi di propagazione di movimenti gravitativi rapidi ha sollecitato grande interesse nella comunità scientifica negli ultimi 20 anni, con diverse finalità e scale di interesse: dalla definizione di mappe di suscettibilità (Moraci *et al.*, 2017) alla valutazione puntuale delle forze d'impatto su un'opera di difesa passiva (Gioffrè *et al.*, 2017). L'analisi di propagazione viene tipicamente svolta ricorrendo a diversi metodi di calcolo, tra i quali il *Distinct Element Method (DEM)*, il *Material Point Method (MPM)* e lo *Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH)*. In quest'ultimo metodo, privo di reticolo di calcolo (*meshless*), il campo di moto della massa instabile, descritto nell'ambito del continuo, viene "discretizzato" introducendo il concetto di particella (schema quasi-Lagrangiano), consentendo di svolgere analisi alle grandi deformazioni con un ridotto onere computazionale. Nella letteratura scientifica, tale metodo viene tipicamente utilizzato per la previsione della distanza di *runout*, delle velocità e dell'altezza della massa instabile relativamente a specifici casi, sebbene la sua flessibilità consenta di svolgere uno studio parametrico per la comprensione dei fattori influenti sulla propagazione di movimenti gravitativi rapidi.

In questa nota sono discussi i principali risultati di uno studio parametrico volto a simulare la propagazione spazio-temporale di frane rapide lungo versanti naturali. Le analisi numeriche sono state condotte, in condizioni bi e tridimensionali, con il codice di calcolo *GEOFLOW-SPH* (Pastor *et al.*, 2009), nel quale le equazioni locali del moto, mediate in profondità, sono risolte numericamente con il metodo *SPH*. La massa instabile di terreno saturo è stata rappresentata da un materiale monofase, di densità $\rho = 1750 \text{ kN/m}^3$ e concentrazione solida $C_v = 50\%$, il cui comportamento meccanico è descritto mediante un modello alla Bingham, in cui lo sforzo di taglio dipende dalla velocità di deformazione di

Tabella 1. Valori adottati nelle analisi bidimensionali

parametro	valore
H (m)	50 – 100 – 150 – 200
α (°)	20
V_0 (m ³ /m)	50 – 100 – 150 – 200 – 250
F_0 (-)	0.03 – 1
τ_0 (Pa)	184
η (Pa·s)	39
E_r (m ⁻¹)	0.002

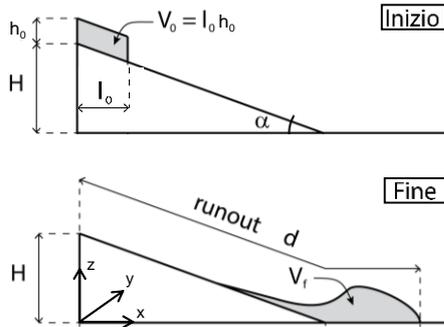


Fig 1. Schema di riferimento del problema

taglio secondo la legge

$$\tau = \tau_0 + \eta \dot{\gamma} \quad (1)$$

dove τ_0 e η sono, rispettivamente, la tensione tangenziale di soglia e il coefficiente di viscosità. In tutte le analisi descritte in seguito, i valori dei parametri τ_0 e η sono stati calcolati adottando le relazioni esponenziali proposte da Moraci *et al.* (2017). Si è inoltre considerata un'erosione al fondo, secondo la legge empirica proposta da McDougall e Hungr (2005):

$$e_r(t) = E_r \cdot h(t) \cdot v(t) \quad (2)$$

in cui E_r è il coefficiente di erosione, e_r è l'incremento di altezza della massa instabile causato dall'erosione nell'unità di tempo, e h e v sono, rispettivamente, l'altezza e la velocità della massa instabile, funzioni del tempo.

2. Analisi in condizioni bidimensionali

Lo schema di riferimento è riportato in Figura 1. La massa instabile, di altezza h_0 e lunghezza l_0 è posta alla sommità di un piano inclinato, caratterizzato da un'altezza H e da un angolo di inclinazione sull'orizzontale α , fissato pari a 20° in tutte le simulazioni. Le condizioni geometriche iniziali della massa instabile vengono definite in termini di volume iniziale (per unità di lunghezza) $V_0 = l_0 \cdot h_0$, e fattore di forma $F_0 = h_0/l_0$.

Al termine della fase di propagazione, la massa instabile ha percorso una distanza d (distanza di *runout*) e presenta un volume finale $V_f = V_0 + V_{\text{eroso}}$, in cui V_{eroso} è il volume accumulato durante il percorso a causa dall'erosione al fondo. I valori dei parametri geometrici e meccanici considerati nelle analisi sono riportati in Tabella 1.

In questa nota viene analizzata l'influenza di tre fattori sul *runout* e sul volume eroso: (i) la deformabilità della massa instabile, (ii) il fattore di forma iniziale F_0 della stessa, e (iii) l'altezza del pendio H .

Al fine di valutare l'influenza della deformabilità della massa instabile, in Figura 2 i risultati ottenuti con il metodo *SPH* sono confrontati con la soluzione che si otterrebbe considerando un corpo rigido, indeformabile, in assenza di erosione. In particolare, si è considerata una massa avente coefficiente di forma iniziale $F_0 = 1$, e si è valutato il *runout* percorso d al variare del volume iniziale della massa V_0 , per quattro diverse altezze H del pendio. Indipendentemente dalla deformabilità della massa instabile,

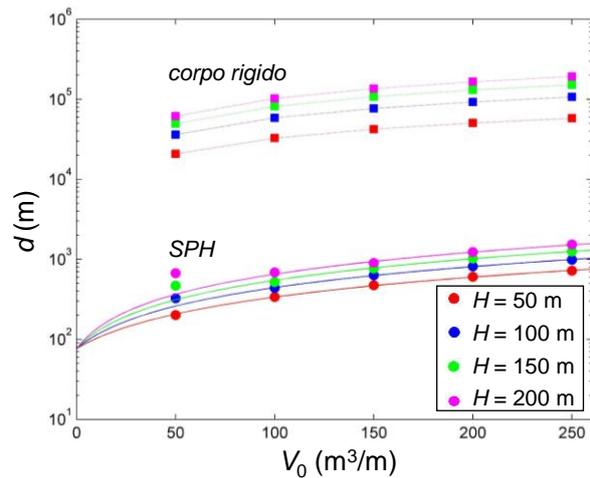


Fig 2. Influenza della deformabilità della massa instabile sul runout

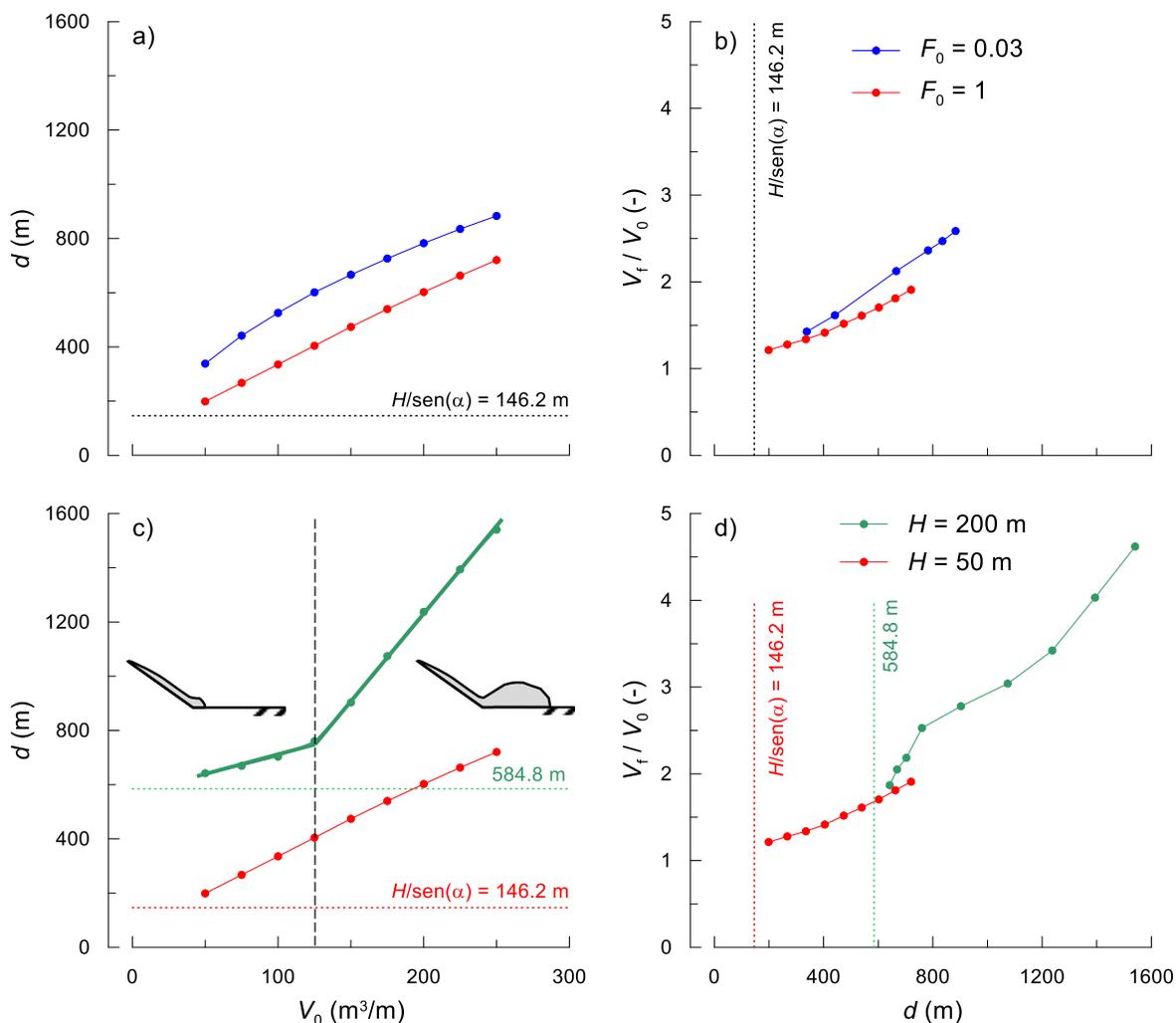


Fig 3. Risultati delle analisi di propagazione svolte in condizioni bidimensionali per $\alpha = 20^\circ$: distanza di runout e rapporto tra i volumi finale e iniziale al variare (a)-(b) del fattore di forma longitudinale iniziale della massa instabile, per $H = 50$ m; (c)-(d) dell'altezza del versante, per $F_0 = 1$

la distanza d cresce con V_0 e con l'altezza di caduta H , poiché cresce l'energia potenziale della massa instabile. Il runout percorso da masse deformabili (cerchi in Fig. 2) risulta minore di quello che si avrebbe in condizioni rigide (quadrati in Fig. 2), di ben tre ordini di grandezza. Ciò è dovuto al fatto che, nel caso di corpi rigidi, tutta l'energia potenziale accumulata viene trasformata in energia cinetica, mentre nel caso di corpi deformabili l'energia potenziale viene in parte utilizzata dal corpo per deformarsi.

Le Figure 3a-b mostrano l'influenza del fattore di forma iniziale della massa instabile F_0 sulla distanza di runout d (a) e sul volume eroso, misurato in termini di rapporto V_f/V_0 (b), per un pendio di altezza $H = 50$ m. I risultati sono stati ottenuti per valori di $F_0 = 1$ e 0.03 , corrispondenti il primo ad una massa inizialmente "snella", e il secondo ad una massa "tozza", cioè la cui larghezza di base è molto maggiore della sua elevazione. A parità di volume iniziale, il volume eroso aumenta al diminuire di F_0 (Fig. 3b), ovvero all'aumentare dell'area di contatto tra massa instabile e pendio, cioè al crescere della base iniziale della massa instabile. Tale incremento di volume eroso dovuto al fattore di forma iniziale genera un incremento di runout (Fig. 3a). L'andamento del runout in funzione di V_0 è circa lineare, indipendentemente dal fattore di forma, con una pendenza costante pari a circa 2.64 m/m³.

L'influenza dell'altezza del versante H sulla distanza di runout d e sul rapporto tra il volume finale e iniziale V_f/V_0 è mostrata nelle Figure 3c-d, per una massa avente rapporto di forma iniziale $F_0 = 1$. Ai risultati ottenuti per $H = 50$ m, precedentemente discussi, sono affiancati i risultati ottenuti per $H = 200$ m. All'aumentare dell'altezza del pendio, il legame tra d e V_0 non resta lineare, ma segue una

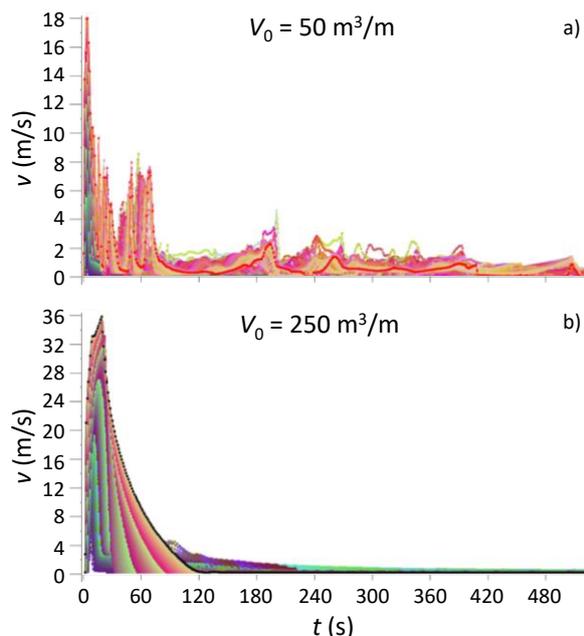


Tabella 2. Valori adottati nelle analisi tridimensionali

parametro	valore
H (m)	50
α ($^\circ$)	20
V_0^{3D} (m^3)	$10^1 - 10^2 - 10^3 - 10^4 - 10^5 - 10^6$
F_0 (-)	1
R_0 (-)	0.5 - 1 - 2 - 10
τ_0 (Pa)	184
η (Pa·s)	39
E_r (m^{-1})	0.002

Fig 4. Storie temporali delle velocità longitudinali ottenute per $H = 200$ m, $\alpha = 20^\circ$ e $F_0 = 1$

curva che può essere interpolata con due rette di diversa pendenza. Per $H = 200$ m, nel caso di volumi iniziali piccoli, la curva $d-V_0$ è circa parallela al caso $H = 50$ m. Osservando la geometria della massa depositatasi alla fine della simulazione, si nota che essa è concentrata ai piedi del versante, ovvero in corrispondenza del cambio di inclinazione del pendio, come illustrato schematicamente in Figura 3(c). Al contrario, nel caso di volumi instabili grandi, la massa riesce a superare abbondantemente il piede del versante e a depositarsi lungo il piano orizzontale, compiendo distanze molto maggiori. Ne consegue che d aumenta sempre linearmente con V_0 , ma con una pendenza notevolmente maggiore (Figura 3c). L'incremento di *runout* implica un aumento del volume eroso (Figura 3d), dovuto all'aumento della superficie di contatto massa instabile-pendio.

Quanto osservato si riflette anche sulle storie temporali delle velocità delle particelle nelle quali è discretizzata la massa instabile, rappresentate in Figura 4. Per volumi elevati (Figura 4b, $V_0 = 250$ m^3/m), tali andamenti temporali sono caratterizzati da un unico picco, collocato al medesimo istante temporale per tutte le particelle, a cui segue una graduale diminuzione delle velocità fino all'annullamento: in questo caso, il fenomeno di propagazione è veloce, e la massa instabile raggiunge ampiamente il piano orizzontale. Viceversa, per volumi piccoli (Figura 4a, $V_0 = 50$ m^3/m), l'andamento delle velocità è frastagliato, diverso per ogni particella e caratterizzato da diversi picchi di ampiezza decrescente: in questo caso il fenomeno di propagazione è meno veloce (valori delle velocità dimezzati analisi rispetto al caso di volumi grandi) e la massa instabile si arresta in prossimità del cambio di inclinazione del pendio. Le particelle di massa instabile più a valle si depositano ai piedi del pendio e vengono progressivamente raggiunte da altre particelle, dando luogo ai diversi picchi temporali delle velocità illustrati in Figura 4a.

3. Analisi in condizioni tridimensionali

Lo studio parametrico è stato esteso alle condizioni tridimensionali al fine di studiare l'espandimento della massa instabile anche nella direzione trasversale al versante (direzione y in Figura 1). Si introduce la dimensione trasversale della massa instabile 3D, b_0 , e i nuovi parametri di *input*: il volume iniziale $V_0^{3D} = l_0 \cdot h_0 \cdot b_0$ e il rapporto di forma trasversale iniziale $R_0 = b_0/l_0$. I valori di V_0^{3D} e R_0 adottati nelle analisi sono stati selezionati sulla base dei valori tipici delle colate detritiche (*debris flows*; Griswold e Iverson, 2008) e sono riportati nella Tabella 2. La geometria dell'espandimento nella direzione trasversale al versante è stata descritta attraverso il *runout* massimo d_{max} , il volume finale

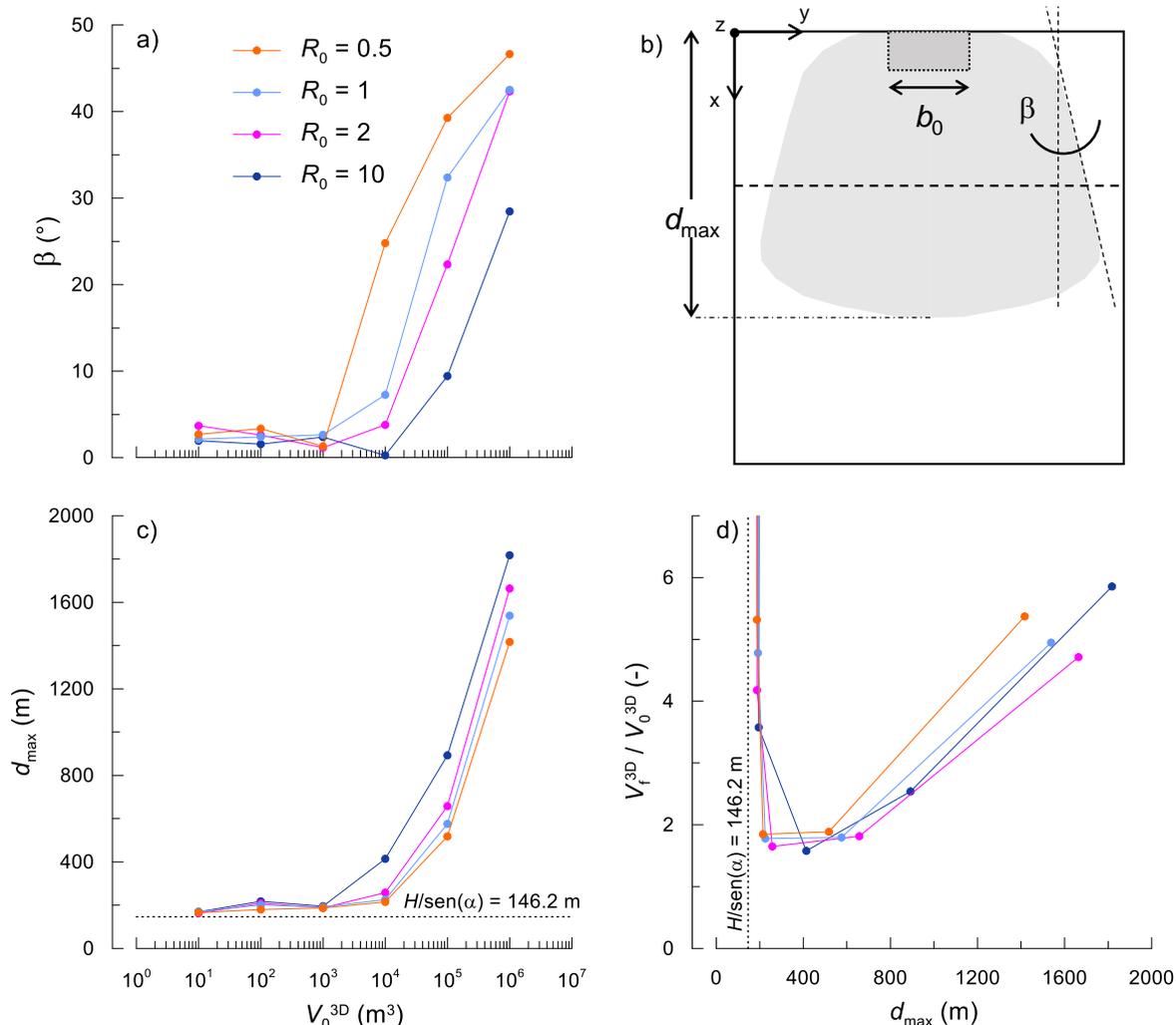


Fig 5. Risultati delle analisi di propagazione svolte in condizioni tridimensionali per $H = 50$ m, $\alpha = 20^\circ$ e $F_0 = 1$: (a) semi-angolo di apertura dell'espandimento; (b) schema per il calcolo dei parametri di output; (c) distanza di runout e (d) rapporto tra i volumi finale e iniziale

V_f^{3D} e il semi-angolo di apertura β (Figura 5b), definito come l'angolo compreso tra la retta tangente all'espandimento in corrispondenza del piede del versante e la retta di massima pendenza.

Le Figure 5a, c-d mostrano l'influenza del rapporto di forma trasversale R_0 sul semi-angolo di apertura β (a), sul runout massimo d_{max} (c) e sul rapporto tra i volumi V_f^{3D}/V_0^{3D} (d), per un piano inclinato di altezza $H = 50$ m e una massa instabile con fattore di forma (longitudinale) iniziale $F_0 = 1$. Per volumi iniziali relativamente piccoli ($V_0^{3D} = 10^1 \div 10^3$ m³) i risultati non dipendono dal rapporto di forma trasversale R_0 ; inoltre, sia β che d_{max} variano molto poco con V_0 e assumono valori molto piccoli.

Viceversa, per maggiori valori del volume iniziale, la tridimensionalità del problema influenza significativamente la geometria dell'espandimento. In particolare, all'aumentare di R_0 si osserva un decremento del semi-angolo di apertura β (Figura 5a) ed un conseguente incremento del runout massimo d_{max} (Figura 5c). Inoltre, sia β che d_{max} aumentano considerevolmente al crescere di V_0 . Il rapporto V_f^{3D}/V_0^{3D} cresce con il runout d_{max} (Figura 5d), ad eccezione di quanto avviene per $d_{max} \approx H/\text{sen}\alpha = 146.2$ m, cioè per masse che si arrestano in prossimità del piede del piano inclinato.

La Figura 6a mostra l'andamento dell'angolo di semi-apertura β in funzione del rapporto di forma trasversale R_0 , per un fissato valore del volume iniziale della massa instabile, $V_0^{3D} = 10^4$ m³. L'angolo β mostra un andamento decrescente, con un valore minimo pari a 0.3° per $R_0 = 10$: in questo caso, l'espandimento laterale della massa instabile è sostanzialmente nullo e si è prossimi alle condizioni di propagazione bidimensionale, dalle quali si ottengono i valori massimi della distanza di runout (Figure

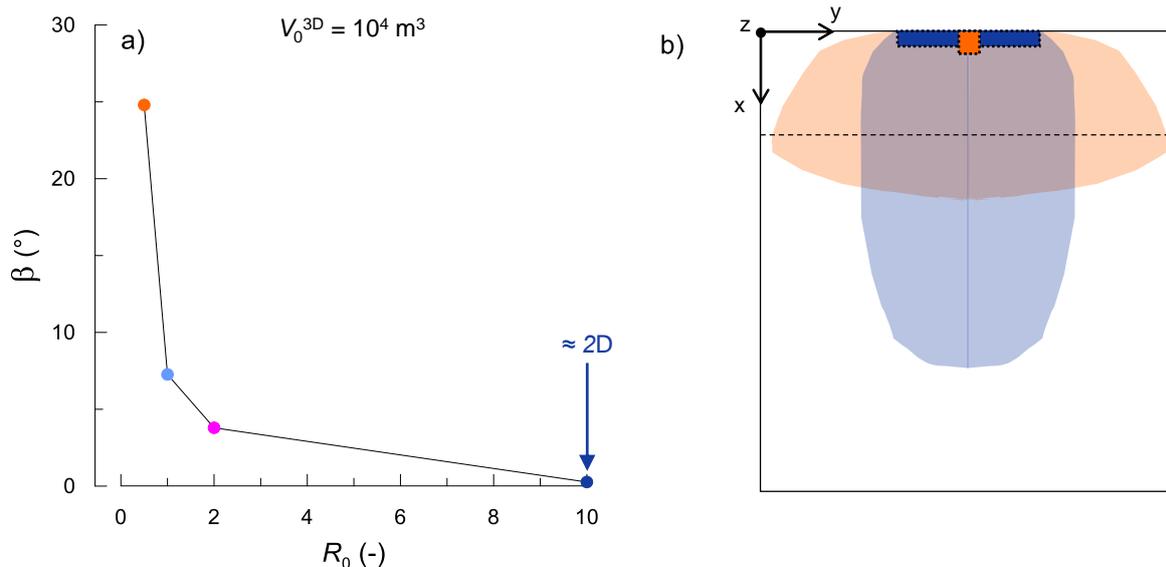


Fig 6. Risultati delle analisi tridimensionali per $H = 50 \text{ m}$, $\alpha = 20^\circ$ e $F_0 = 1$: (a) semi-angolo di apertura dell'espansione in funzione del rapporto di forma trasversale iniziale R_0 della massa instabile e (b) aree in pianta occupate dall'espansione al termine della fase di propagazione, per i valori limite di R_0

5a-c). Nella Figura 6b sono rappresentate le aree interessate dall'espansione per i valori massimo e minimo considerati del rapporto di forma R_0 . La massa instabile con $R_0 = 0.5$ si arresta in prossimità del piede del versante (ridotto valore di *runout*), prediligendo l'espansione laterale; viceversa, la massa con $R_0 = 10$ percorre una distanza molto maggiore a fronte di un espansione laterale modesto. Un ridotto espansione laterale viene osservato anche per la massa con $R_0 = 10$ alla sommità del pendio, a causa di un effetto del tipo *dam-break* non eliminabile, sebbene non realistico.

4. Conclusioni

In questa nota sono stati mostrati i risultati di uno studio parametrico volto alla simulazione della propagazione di movimenti gravitativi rapidi su versanti non canalizzati, sia in condizioni bi che tridimensionali, considerando l'erosione al fondo. Il comportamento meccanico della massa instabile è stato descritto da un modello alla Bingham, trascurando così la natura bifase del materiale ma, allo stesso tempo, consentendo una rapida comprensione dell'effetto della geometria del versante e della massa instabile sulle caratteristiche dell'espansione al termine della fase di propagazione. I risultati delle analisi hanno mostrato un incremento della distanza di *runout* d al crescere dell'altezza del versante H e del fattore di forma trasversale iniziale R_0 e al diminuire del fattore di forma longitudinale iniziale F_0 , insieme con un contestuale incremento dei volumi erosi.

I risultati mostrati possono costituire un utile strumento per una stima speditiva del rischio a livello territoriale.

Bibliografia

- Giofrè D., Mandaglio M. C., di Prisco C., Moraci N. (2017). "Evaluation of rapid landslide impact forces against sheltering structures", *Rivista Italiana di Geotecnica*, 51(3), 64-76.
- Griswold J. P., Iverson R. M. (2008). "Mobility statistics and automated hazard mapping for debris flows and rock avalanches", U.S. Geol. Surv. Sci. Invest. Rep. 2007-5276, 1-59, <http://pubs.usgs.gov/sir/2007/5276/>.
- Haddad B., Pastor M., Palacios D., Muñoz-Salinas E. (2010). "A SPH depth integrated model for Popocatepetl 2001 lahar (Mexico): Sensitivity analysis and runout simulation", *Eng. Geol.*, 114, 312-329.
- McDougall S., Hungr O. (2005). "Dynamic modelling of entrainment in rapid landslides", *Can. Geotech. J.*, 42(5), 1437-1448.
- Moraci N., Mandaglio M. C., Giofrè D., Pitasi A. (2017). "Debris flow susceptibility zoning: an approach applied to a study area", *Rivista Italiana di Geotecnica*, 51(2), 47-62.
- Pastor M., Haddad B., Sorbino G., Cuomo S., Drempetic V. (2009). "A depth-integrated, coupled SPH model for flow-like landslides and related phenomena", *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, 33(2), 143-172.