

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE

Corso di Laurea Magistrale in Fisica del Sistema Terra

**Simulazioni numeriche
di frane sottomarine tsunamigeniche
nel Mar Mediterraneo Orientale**

Relatore:
Dott. Filippo Zaniboni

Presentata da:
Alessio Menconi

**Sessione III
Anno Accademico 2018/2019**

ジャンマルコに、
スーギーとウノに、
植物や自然に
常に別の春があること。

Sommario

Le particolarità morfostrutturali del Mar Mediterraneo Orientale portano alla luce una serie di evidenze che stabiliscono la presenza di trasporti di massa sottomarini. In questo lavoro di tesi vengono prese in considerazione due zone peculiari del bacino: la parte occidentale, largamente influenzata dal trasporto di detriti fluviali da parte del fiume Nilo e la parte orientale, caratterizzata dalla presenza del monte Eratostene, un Guyot sottomarino di origine tettonica. Dopo una breve introduzione ai principali concetti che caratterizzano le frane, vengono descritti i modelli numerici attraverso cui è possibile simulare il moto della massa mobilizzata. A seguire saranno illustrate le prove a favore della presenza di trasporti di massa nelle zone di interesse e individuati due scenari di frana, uno per ogni zona. Si procederà con la ricostruzione degli eventi e tramite analisi di sensibilità dei parametri che maggiormente influenzano il moto della massa si arriverà a determinare una simulazione di riferimento per ciascuno scenario. In particolare si valuterà la perturbazione generata nel bacino sotto forma di onde: è noto infatti che una delle principali cause di tsunami sono proprio i movimenti di massa sottomarini. Le simulazioni di riferimento saranno utilizzate per calcolare la propagazione dell'onda di tsunami generata e le massime altezze che questa potrà raggiungere.

Indice

1	Le frane: introduzione generale	9
1.1	Introduzione	9
1.2	Morfologia di una frana	10
1.3	Modello analitico di frana	14
1.4	Introduzione agli tsunami	16
2	Modelli numerici	19
2.1	Introduzione	19
2.2	Modello unidimensionale	20
2.2.1	Termine gravitativo	22
2.2.2	Termine resistivo	22
2.2.3	Termine interattivo	23
2.2.4	Ciclo iterativo	25
2.3	Modello numerico di tsunami	27
3	Caratteristiche del Mediterraneo Orientale	33
3.1	Struttura morfologica	33
3.2	Instabilità e trasporti di massa	37
3.2.1	Trasporti di massa nella regione orientale	38
3.2.2	Il monte Eratostene	40
3.3	Evidenze di tsunami nel Mediterraneo Orientale	42
4	Simulazione numerica degli scenari di frana	43
4.1	Introduzione	43

4.2	Ricostruzione di una frana nel Rosetta Canyon	43
4.3	Analisi di sensibilità	48
4.3.1	Variazione del coefficiente di attrito	48
4.3.2	Viariazione del numeri di blocchi	52
4.3.3	Variazione del coefficiente resistivo frontale	55
4.3.4	Variazione del coefficiente resistivo superficiale	59
4.3.5	Variazione del coefficiente di interazione	62
4.3.6	Rosetta Canyon: scelta della simulazione di riferimento . . .	65
4.4	Ricostruzione di uno scenario di frana alle pendici del monte Eratostene	66
4.5	Analisi di sensibilità	71
4.5.1	Variazione del coefficiente di attrito	71
4.5.2	Variazione del numero di blocchi	75
4.5.3	Variazione del coefficiente resistivo frontale	78
4.5.4	Variazione del coefficiente resistivo superficiale	82
4.5.5	Variazione del coefficiente di interazione	85
4.5.6	Monte Eratostene: scelta della simulazione di riferimento . .	88
5	Simulazione degli tsunami	89
5.1	Ricostruzione della griglia di calcolo per la simulazione dello tsunami	89
5.2	Tsunami generato da frana nel Rosetta Canyon	91
5.3	Tsunami generato da frana sulle pendici del monte Eratostene	96
6	Conclusioni	101
6.1	Sviluppi e prospettive future	102
A	Metodi numerici	103
A.1	103
A.2	105

Capitolo 1

Le frane: introduzione generale

1.1 Introduzione

In questo capitolo vengono illustrate le caratteristiche principali delle frane e le problematiche che emergono nella loro modellizzazione. Saranno evidenziati i termini chiave a partire da una breve descrizione della morfologia di una frana. Successivamente verrà presentata la classificazione delle frane basata su Varnes D. J., (1978) e su Curden, D. M., e Varnes D. J., (1996) in cui si prendono in considerazione i tipi di materiale e i tipi di movimento coinvolti. Questi ultimi hanno un ruolo fondamentale nel comportamento della frana stessa. Saranno poi presentate le equazioni che governano il moto di una frana e infine sarà esposto il problema delle frane sottomarine e di come queste possono essere causa di tsunami. Le frane e gli tsunami da esse generati rappresentano un pericolo naturale per una serie di motivazioni: le frane possono verificarsi negli ambienti più diversi; le onde generate non sono "annunciate" da altri fenomeni, come ad esempio una scossa sismica nel caso di tsunami da terremoto; le frane negli ambienti costieri spesso sono caratterizzate da elevate accelerazioni iniziali, avvengono a basse profondità e vicino alla costa. Tutti questi fattori rendono questi fenomeni particolarmente insidiosi: la loro conoscenza approfondita e la stima dei loro effetti può aiutare a limitare ingenti danni in termini di infrastrutture e, soprattutto, vite umane.

1.2 Morfologia di una frana

Per descrivere una frana è necessario per prima cosa porre attenzione alla sua morfologia. Nella figura (1.1) sono mostrate le principali caratteristiche di una frana. La parte superiore della frana, che molto spesso rimane esposta al termine dell'evento franoso, è chiamata *scarpata principale* (main scarp) ed è spesso caratterizzata da elevata pendenza. Con il termine *corona* (crown) ci riferiamo al limite superiore non interessato dalla frana sopra la scarpata principale. I bordi laterali di una frana vengono chiamati *fianchi* (flanks) mentre il *corpo principale* (main body) è la parte del materiale coinvolto che giace sopra la *superficie di rottura* (surface of rupture). Quest'ultima è la superficie che divide il materiale coinvolto dalla superficie imperturbata del suolo. Sul corpo principale possono essere osservate anche delle *scarpate minori* (minor scarps). Il punto di contatto tra il materiale coinvolto e la scarpata principale è chiamato *punta iniziale* (tip), la *punta finale* (toe) è il margine finale del materiale coinvolto. Infine la distanza tra la scarpata principale e il punto più lontano raggiunto dal materiale mobilizzato è chiamata *run-out*. Una frana è anche caratterizzata dalla lunghezza totale L che è la lunghezza minima dal *toe* al *crown*, la distanza tra i fianchi W e la profondità D ovvero la massima altezza dalla superficie del corpo di frana alla superficie di scivolamento.

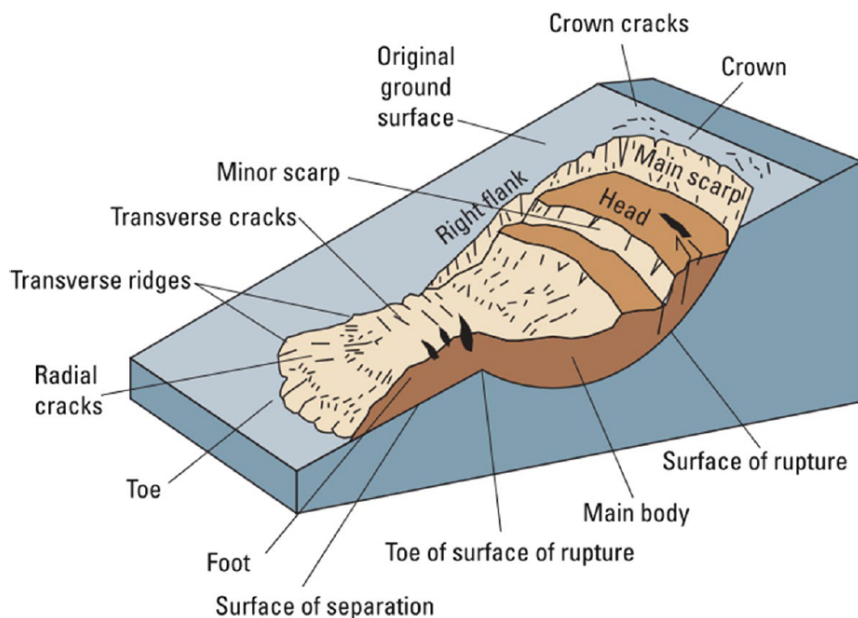


Figura 1.1: Schema di una frana [da Idaho geological Survey]

I tipi di materiali e i tipi di movimento coinvolti sono i principali fattori che influenzano il comportamento di una frana. La descrizione qui presentata segue la classificazione proposta da Varnes nel 1978 e rivista da Cruden nel 1996. Il tipo di materiale viene classificato in base a due tipologie: *rock* e *soil*. Con il termine *rock* ci si riferisce a una massa solida e intatta che giace in una determinata posizione prima che avvenga il movimento. Con il termine *soil* si descrive un materiale meno compatto formato da particelle di minerali e rocce in cui sono presenti vari spazi vuoti, chiamati pori, che possono essere riempiti con gas o liquidi. Il *soil* è diviso a sua volta in *earth* e *debris* a seconda della quantità e della grandezza delle particelle. Un materiale in cui più dell'80% delle particelle ha dimensione più piccola di 2 mm è chiamato *earth*, mentre un materiale in cui le particelle più grandi di 2 mm sono tra il 20% e l'80% è chiamato *debris*. Una frana è caratterizzata anche dal tipo di movimento del materiale coinvolto. Varnes identifica cinque tipi di movimento: *fall*, *topple*, *slide*, *spread* e *flow*.

- **Fall:** avviene con il distaccamento di *soil* o *rock* da un pendio. Il materiale mobilizzato discende per caduta, rimbalzando o rotolando e le velocità caratteristiche possono essere rapide o estremamente rapide.
- **Topple:** consiste nella rotazione di una massa attorno a un punto, o attorno a un asse posizionato sotto il centro di massa dell'unità considerata. Questo tipo di movimento è dovuto non solo alla gravità, ma anche all'intrusione di acqua o ghiaccio attraverso le spaccature nelle rocce. Le velocità tipiche possono andare da estremamente lente a estremamente rapide.
- **Slide:** interessa la superficie di rottura e le zone dove è presente un elevato sforzo di taglio e consiste in un movimento verso il basso da parte del materiale coinvolto. Si possono avere due tipi di *slides*: *rotational* quando l'unità di massa che compone l'intero corpo franante ruota attorno a un asse o *traslational* quando il corpo franante si muove lungo una direzione parallela alla superficie di rottura.
- **Spread:** è un flusso risultante dalla liquefazione da parte di un materiale meno coeso posto sotto a uno strato di materiale più coeso; la superficie di rottura non è caratterizzata da uno sforzo intenso. Lo *spreads* può essere un *block spreads* quando il materiale più coeso, composto da rocce, si frattura e il

materiale sottostante ne riempie le cavità. In questo caso le velocità interessate sono estremamente lente. Si può avere poi un *liquefaction spreads* come risultato di una liquefazione o di un flusso del materiale sottostante.

- **Flow:** in questo tipo di movimento la massa interessata ha una distribuzione di velocità che assomiglia a quella di un fluido viscoso. Il materiale coinvolto non è coeso e può essere umido o secco a seconda della quantità di acqua che contiene.

Viene inoltre riconosciuto un sesto tipo di movimento chiamato *complex*: esso può essere descritto come una combinazione dei precedenti cinque tipi. Bisogna notare che un evento reale di frana comprende generalmente due o più caratteristiche riconducibili alle classi elencate risultando essere sempre un movimento complesso. Gli intervalli delle velocità sono mostrati nella tabella (1.1), uno schema dei movimenti e dei tipi di materiale è presente in figura (1.2).

Velocity class	Description	Velocity (mm/s)	Typical velocity
7	Extremely rapid	5×10^3	5 m/s
6	Very rapid	5×10^1	3 m/min
5	Rapid	5×10^{-1}	1.8 m/h
4	Moderate	5×10^{-3}	13 m/month
3	Slow	5×10^{-5}	1.6 m/year
2	Very slow	5×10^{-7}	16 mm/year
1	Extremely Slow	$< 5 \times 10^{-7}$	< 16 mm/year

Tabella 1.1: Tabella che mostra gli ordini di grandezza della velocità delle frane [da Hungr et al., 2013]

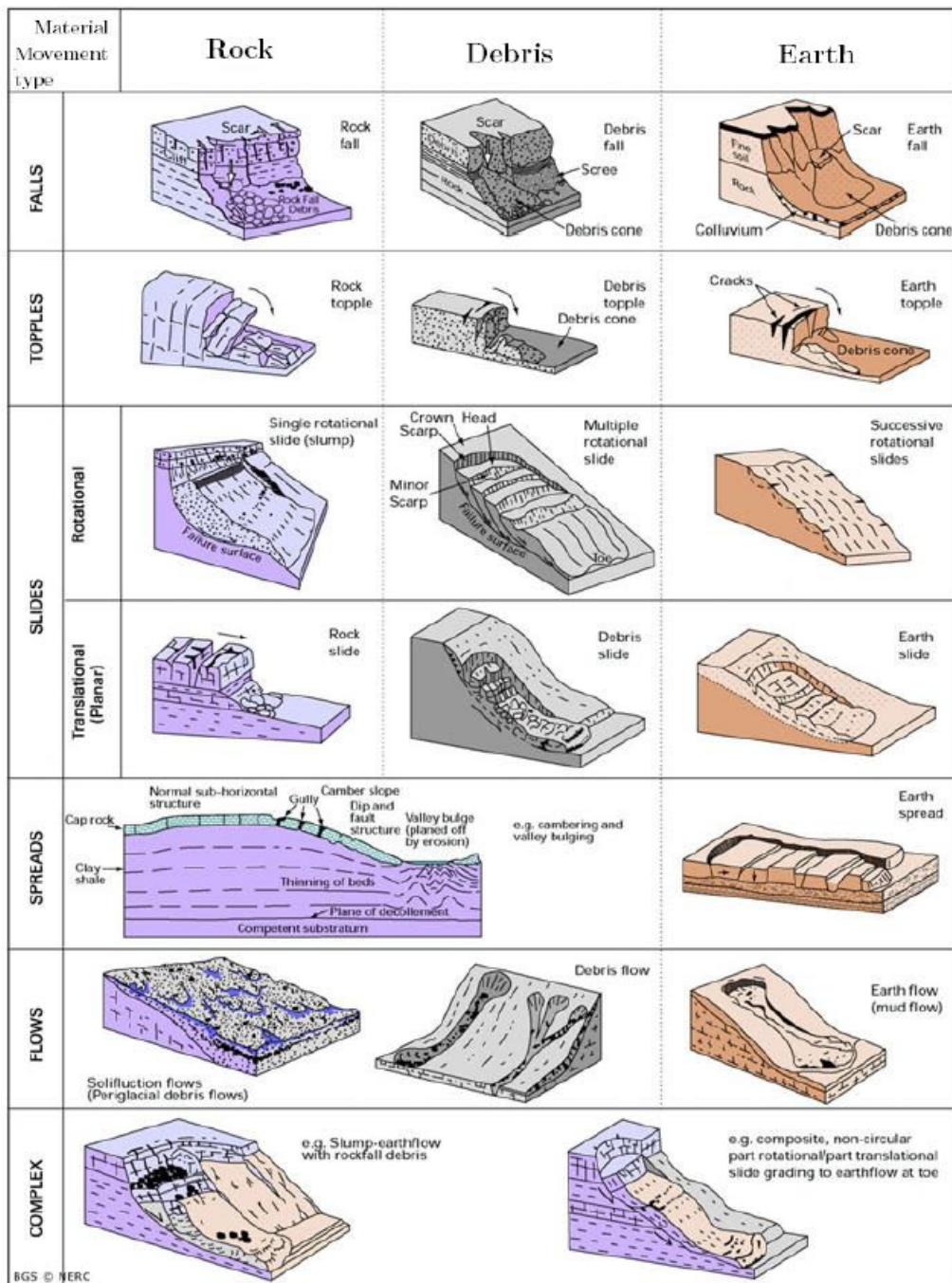


Figura 1.2: Sistema di classificazioni delle frane proposta da Varnes [da British Geological Survey]

1.3 Modello analitico di frana

Una frana può essere considerata come un insieme di particelle di varia grandezza intervallate da spazi vuoti che possono essere riempiti da fluidi come acqua o aria. Dal momento che le dimensioni del corpo franante sono molto più grandi di quelle delle particelle che lo compongono, la massa mobilizzata è approssimata a un mezzo continuo caratterizzato da una densità continua nello spazio. Per descrivere il moto di un corpo franante si possono usare le equazioni di moto per un mezzo continuo, ricavate dalle leggi di conservazione della massa e della quantità di moto:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = \rho \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\sigma} \end{cases}$$

Dove ρ è la densità del mezzo, \vec{g} è l'accelerazione di gravità, \vec{v} è il vettore velocità del mezzo e $\boldsymbol{\sigma}$ è il tensore degli sforzi. Nel caso in cui la frana è considerata come un fluido, il tensore degli sforzi può essere espresso come la somma della pressione locale p che agisce in direzione perpendicolare alla superficie del fluido e lo sforzo deviatorico $\boldsymbol{\tau}$, usando la notazione indiciale si ha:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (1.3.1)$$

Gli sforzi di rilassamento sono considerati per convenzione positivi, mentre quelli compressivi vengono considerati negativi. Sostituendo la (1.3.1) nel precedente sistema di equazioni si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{\tau} \end{cases}$$

A seconda del tipo di fluido si possono avere diversi tipi di equazioni da trattare. Nel caso di un fluido Newtoniano lo sforzo deviatorico dipende dallo *strain rate tensor* e_{ij} , quindi:

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\eta e_{kk}\delta_{ij} + 2\eta e_{ij} \quad (1.3.2)$$

Dove η è la viscosità del fluido considerato. Inserendo la (1.3.2) nelle equazioni di moto si ottengono le equazioni di *Navier-Stokes*:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} p + \frac{1}{3} \eta \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \eta \nabla^2 \vec{v} \end{cases}$$

Il caso più complesso è quello che tratta un fluido *non-Newtoniano* in cui lo sforzo deviatorico può dipendere dal tensore delle deformazioni in modo non lineare. Può dunque sussistere una relazione costitutiva del tipo:

$$\tau_{ij} = \eta e_{ij}^n \quad (1.3.3)$$

Le equazioni si semplificano sotto l'ipotesi di fluido non-viscoso e densità costante. Riscrivendo il sistema con $\tau = 0$ e $\rho = cost.$, si ottiene:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} p \end{cases}$$

In figura (1.3) è mostrata la relazione tra τ ed e a seconda del tipo di fluido considerato.

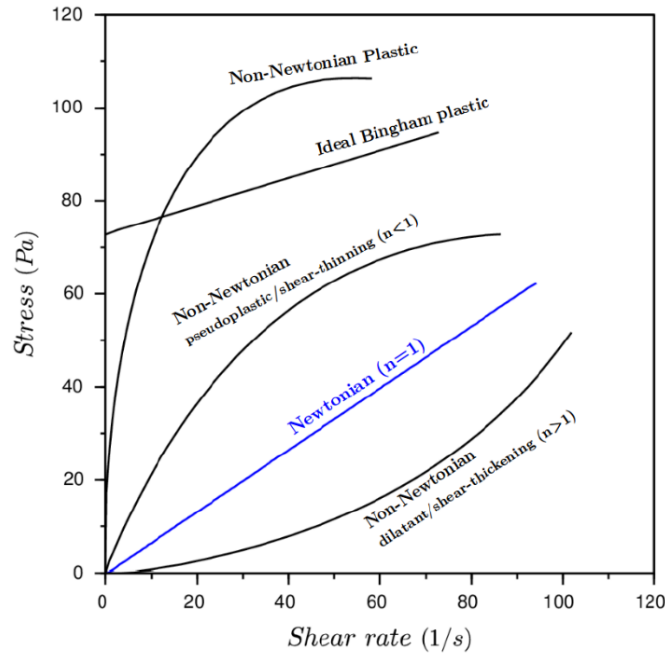


Figura 1.3: [da Gallotti G., 2019]

1.4 Introduzione agli tsunami

Gli tsunami sono perturbazioni che interessano una massa liquida e consistono in onde di gravità generate da una sorgente impulsiva come un terremoto, una frana sottomarina o subaerea e, più raramente, da eventi vulcanici, meteorologici e impatti di meteoriti. Quando la sorgente è una frana sottomarina, le onde sono causate dallo spostamento del liquido imposto dal movimento del corpo franante che trasferisce energia al liquido stesso. La geometria del corpo considerato, la profondità del liquido, le dimensioni e le caratteristiche della frana determinano il tipo di onde. Anche una frana sub-aerea può generare uno tsunami se il materiale mobilizzato si riversa in un bacino. Le frane sottomarine sono generalmente caratterizzate da un volume più grande rispetto a quelle sub-aeree, che può raggiungere i 5000 km^3 . Anche per il *run-out* valgono considerazioni simili, visto che per le frane sottomarine esso può superare i 100 km di distanza. In figura (1.4) sono schematizzati i meccanismi di generazione e propagazione di tsunami generati da eventi sottomarini o sub-aerei. Le frane sottomarine possono inoltre evolversi in correnti torbidity.

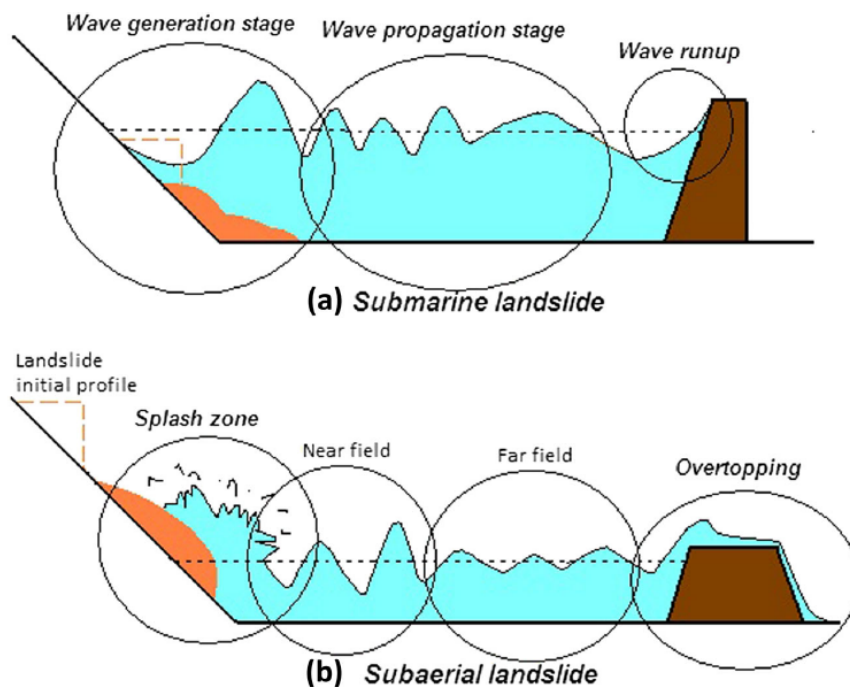


Figura 1.4: Schema che illustra le differenze tra frana sottomarina e frana sub-aerea nel generare onde [da Yavari-Ramshe, S. e Ataie-Ashtiani, R. 2016]

La forza di gravità tende a restaurare la situazione di equilibrio idrostatico del corpo liquido considerato. Nell'approssimazione di liquido non-viscoso, possiamo descriverne il moto con le equazioni viste nella sezione precedente:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} \quad (1.4.4)$$

Tipicamente, per gli tsunami generati da frane, l'ampiezza delle onde a è molto più piccola della dimensione lineare della sorgente L . Se si considera uno tsunami come un pacchetto di onde, la lunghezza d'onda λ è dell'ordine di grandezza di L , quindi $a \ll \lambda$. Considerando il rapporto tra gli ordini di grandezza dei primi due termini dell'equazione si ha:

$$\frac{|(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}|}{|\partial \vec{v} / \partial t|} \approx \frac{a}{\lambda} \ll 1 \quad (1.4.5)$$

Tale assunzione permette di trascurare il termine non lineare e di riscrivere l'equazione nel seguente modo:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} \quad (1.4.6)$$

Risolvendo queste equazioni si trova che la traiettoria seguita dalle particelle del liquido è ellittica. A seconda del rapporto tra l'altezza del fondale H e la lunghezza d'onda λ si possono avere due tipi di approssimazione per le onde: onde in acqua alta (*deep water waves*) e onde in acqua bassa (*shallow water waves*). In acqua alta si ha $\lambda \ll H$ e le traiettorie ellittiche diventano circonferenze il cui raggio decresce esponenzialmente con la profondità. In acqua bassa, $\lambda \gg H$, le orbite delle particelle del liquido sono ellissi con asse verticale che decresce con la profondità e asse orizzontale costante. In entrambi i casi la traiettoria delle particelle dipende fortemente dalla batimetria. Le onde si propagano fino a che non si disperdono o impattano sulla costa. La relazione di dispersione, cioè la dipendenza tra la velocità delle onde e la frequenza, in acqua bassa è lineare, in particolare la velocità di propagazione delle onde dipende dall'altezza del bacino considerato: $c = \sqrt{gH}$. Con l'avvicinarsi delle onde alla costa la loro velocità e l'altezza del fondale H diminuiscono, l'altezza delle onde invece aumenta perché l'energia si concentra in un volume sempre minore. Se il flusso di energia è costante allora l'ampiezza delle onde a cresce come l'inverso della radice quarta della profondità: $a \propto H^{-1/4}$. Nel

prossimo capitolo si illustrerà un modo per risolvere numericamente l'equazione che governa il moto del liquido in modo da avere la simulazione dell'onda generata da una frana sottomarina.

Capitolo 2

Modelli numerici

2.1 Introduzione

Le equazioni che descrivono il moto di una frana non sono risolvibili analiticamente a causa della difficoltà di esprimere tutte le quantità che lo caratterizzano attraverso una funzione che le rappresenti dettagliatamente. È quindi necessario fare delle assunzioni e alcune approssimazioni che permettano la risoluzione numerica di tali equazioni. Per procedere si devono discretizzare opportunamente l'asse dei tempi e dello spazio in modo da applicare le equazioni di moto, alla griglia di nodi così creata e calcolare l'evoluzione al passare del tempo.

Possono essere usati due tipi di approccio. Quando la griglia è solidale al sistema studiato l'approccio da utilizzare è quello *Lagrangiano*. Considerando un punto dello spazio P la cui posizione è individuata dal vettore $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ al tempo $t = 0$, questo può essere identificato all'istante t generico se si conosce la sua posizione in quell'istante. Tale tipo di approccio richiede quindi la conoscenza della funzione $\vec{y} = \vec{y}(x_1, x_2, x_3, t)$. Se la griglia rimane fissa nel tempo viene usato un approccio chiamato *Euleriano*. Vengono dunque considerate le proprietà del flusso del mezzo a un dato istante e in una data posizione nello spazio. Per usare questo tipo di approccio è necessaria la conoscenza della funzione inversa $\vec{x} = \vec{x}(y_1, y_2, y_3, t)$.

Il modello qui descritto è chiamato *UBO-BLOCK1* e adotta un approccio Lagrangiano. Il corpo franante è diviso in blocchi, durante il moto si assume che ogni blocco mantenga un volume costante. La dinamica dei blocchi viene determinata dal centro di massa. Dalla conoscenza delle proprietà geometriche e dinamiche a un determinato istante, si possono calcolare tali proprietà al passo temporale successivo.

2.2 Modello unidimensionale

Il modello *UBO-BLOCK1* viene descritto per la prima volta da Tinti et al., (1997). Come detto in precedenza si basa su un approccio di tipo Lagrangiano in cui la massa mobilizzata dalla frana è divisa in N blocchi; le proprietà del moto vengono studiate calcolando la dinamica delle unità che compongono la massa considerata. L'ipotesi che sta alla base di questo modello consiste nell'imporre che i blocchi, durante il moto, non si compenetrino né si separino tra loro e che il loro volume rimanga costante. Essi possono però cambiare forma. *UBO-BLOCK1* è un modello unidimensionale dal momento che il centro di massa dei blocchi viene vincolato a muoversi su una linea, chiamata traiettoria, che giace sulla superficie di scivolamento. Quest'ultima viene delimitata da due contorni laterali C_1 e C_2 .

La figura (2.1) mostra la traiettoria, chiamata P , e le due curve che delimitano il contorno della superficie interessata.

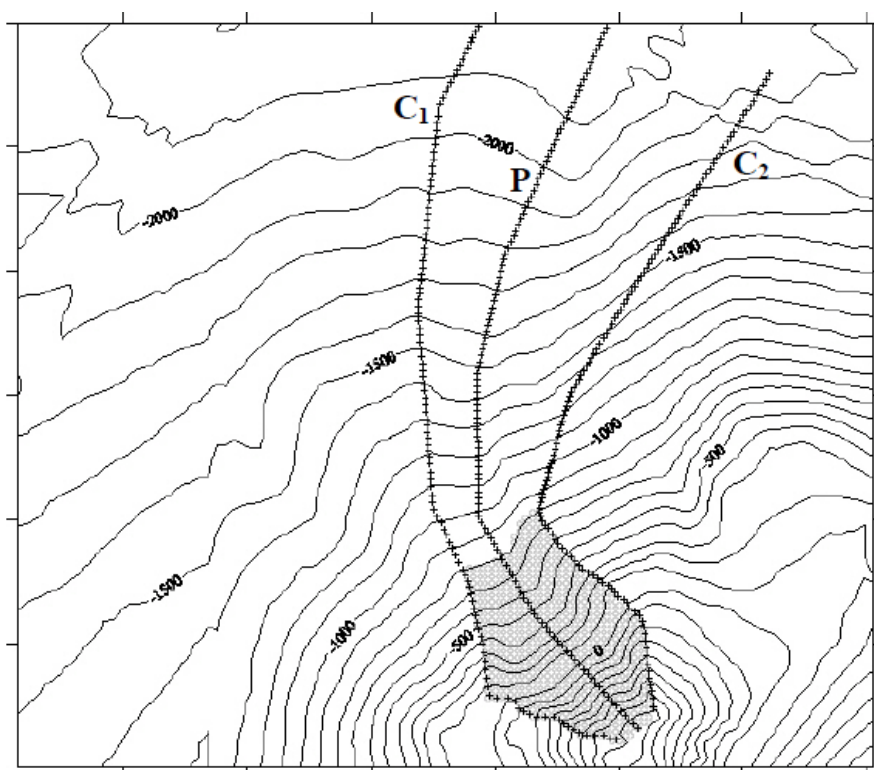


Figura 2.1: In figura sono indicati con P la traiettoria dei centri di massa dei blocchi e con C_1 e C_2 i contorni laterali della superficie di scivolamento [da Zaniboni, 2004]

Il codice numerico richiede come dato di input la topografia della superficie di scivolamento, la superficie superiore del corpo franante, la traiettoria del centro di massa di ciascun blocco e le curve che delimitano i bordi della superficie interessata dall'evento. Come output vengono restituite le grandezze cinematiche di posizione, velocità e accelerazione dei centri di massa e le grandezze geometriche di posizione delle superfici anteriori e posteriori, lunghezza, spessore, altezza e superficie di base di ogni blocco. Considerando il k -esimo blocco all'istante temporale i -esimo, la geometria può essere descritta definendo:

- ξ_k^i centro di massa.
- x_k^i, x_{k+1}^i posizione degli estremi del blocco.
- A_k area basale.
- h_k^i altezza.
- $A_k h_k = V_k$ volume che deve rimanere costante durante il moto.
- α_k^i angolo di pendenza locale.

La figura (2.2) mostra la divisione in blocchi del corpo franante e le loro proprietà principali all'istante i -esimo.

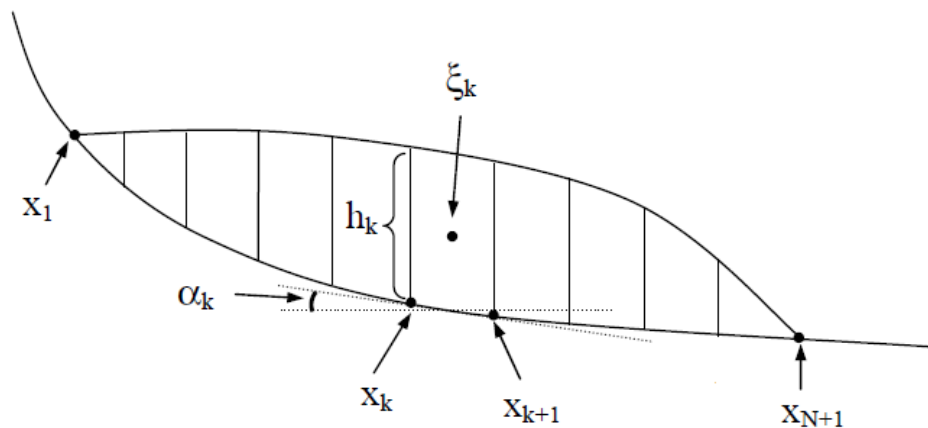


Figura 2.2: Divisione in blocchi del corpo franante e principali grandezze relative al blocco k all'istante i [da Zaniboni, 2004]

L'equazione del moto consiste nel calcolo dell'accelerazione per ogni blocco k , a ogni step temporale i . Questa è data dal contributo di tre termini principali: il termine gravitativo \vec{G}_k^i dovuto all'interazione tra la massa del corpo e il campo gravitazionale, il termine resistivo \vec{R}_k^i esercitato dal fluido in cui si muove la frana e il termine interattivo \vec{F}_k^i che tiene conto della mutua interazione tra i blocchi. Riferendo ogni termine al k -esimo blocco e all' i -esimo istante, si ha:

$$\vec{a}_k^i = \vec{G}_k^i - \vec{R}_k^i + \vec{F}_k^i \quad (2.2.1)$$

Il termine resistivo è negativo: infatti la forza in questione si oppone al moto e agisce in verso opposto alla direzione di scivolamento della frana.

2.2.1 Termine gravitativo

Il termine gravitativo è la forza per unità di volume risultante dalla forza peso scomposta lungo l'asse di scivolamento e dalla forza di attrito che agisce nel verso opposto. Si considera la componente della forza peso parallela alla superficie di scivolamento e la forza di attrito tra il blocco e tale superficie. Prendendo in analisi il k -esimo blocco all'istante i -esimo si ha:

$$G_k^i = \rho' g [\sin(\alpha_k^i) - \mu \cos(\alpha_k^i)] \quad (2.2.2)$$

Dove μ è il coefficiente di attrito. Nelle frane sub-aeree esso assume valori compresi tra 0.15 e 0.25, mentre nelle frane sottomarine l'interazione si complica maggiormente per via della presenza dell'acqua: in questi casi si nota un notevole abbassamento del range di valori utilizzati per il coefficiente d'attrito, solitamente compreso tra 0.02 e 0.10. ρ' è un coefficiente adimensionale che fa riferimento alla forza di galleggiamento causata dalla spinta di Archimede su un corpo di densità ρ immerso in un fluido di densità minore ρ_0 : $\rho' = \frac{\rho - \rho_0}{\rho}$. Valori tipici di questi coefficienti sono, per le frane aeree $\rho' \approx 1$, mentre nelle frane sottomarine la densità del corpo franante è al massimo $1700 - 1800 \text{ kg m}^{-3}$: per questi valori $\rho' \approx 0.4$

2.2.2 Termine resistivo

Il termine resistivo è dato dalla somma di due contributi, R_s e R_f . Con R_s si indica la forza di resistenza esercitata dal fluido sulla superficie superiore della frana, con

R_f si indica il contributo frontale, relativo alle superfici esposte quando il blocco $k - esimo$ è più alto del blocco $k + 1 - esimo$. Tali termini dipendono dalla velocità relativa tra il fluido e il blocco stesso e dalla superficie interessata. In questo senso la dinamica del blocco non è strettamente unidimensionale se il moto avviene in un fluido più denso dell'aria; nelle frane aeree la resistenza dovuta all'aria può essere trascurata e il moto del blocco è totalmente unidimensionale (vedere Zaniboni e Tinti, 2014). Con riferimento al blocco $k - esimo$ e all'istante $i - esimo$ si ha:

$$R_k^i = R_{k,s}^i + R_{k,d}^i = \frac{1}{2} \frac{\rho'}{\rho} \left[\frac{C_s}{h_k^i} v_k^i{}^2 + C_d \frac{\Delta h_k^i w_k^i}{V_k} v_{i,f}^i{}^2 \right] \quad (2.2.3)$$

Dove

- C_s è il coefficiente resistivo superficiale.
- C_d è il coefficiente resistivo frontale.
- $\Delta h_k^i = h_k^i - h_{k+1}^i$ è l'altezza della superficie esposta del $k - esimo$ blocco.
- w_k^i è lo spessore del $k - esimo$ blocco
- v_k^i e $v_{k,f}^i$ sono rispettivamente le velocità del centro di massa e del fronte del blocco.

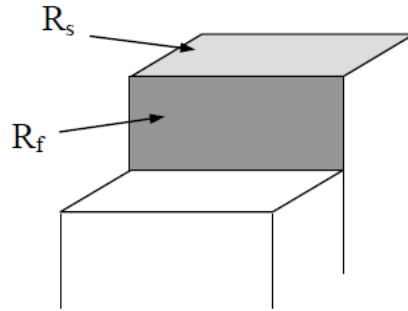


Figura 2.3: Termini resistivi riferiti alle superfici interessate [da Zaniboni, 2004]

2.2.3 Termine interattivo

Il termine interattivo descrive la mutua interazione tra i blocchi in cui la massa mobilizzata è stata divisa. Assumendo che durante il moto vengano conservate la quantità di moto totale e la massa di ogni blocco, si ha:

$$\sum_{k=1}^N m_k v_k^i = \sum_{k=1}^N m_k u_k^i \quad (2.2.4)$$

Definendo u_k^i velocità prima dell'interazione, v_k^i velocità dopo l'interazione e e_k^i coefficiente di interazione, si valuta la differenza tra le velocità di due blocchi adiacenti prima e dopo l'interazione:

$$v_{k+1}^i - v_k^i = e_k^{i-1} (u_{k+1}^i - u_k^i) \quad (2.2.5)$$

La (2.2.4) e la (2.2.5) formano un sistema di equazioni che può essere risolto ricorsivamente. Considerando le seguenti quantità:

- $M = \sum_{l=1}^N m_l$ massa totale del corpo mobilizzato.
- $\bar{u}^i = \frac{1}{M} \sum_{l=1}^N m_l u_l^i$ velocità del centro di massa del corpo mobilizzato prima dell'interazione.

si trova:

$$v_k^i = \bar{u}^i + \frac{1}{M} \sum_{l=1}^{N-1} e_l^{i-1} (u_l^i - u_{l+1}^i) \sum_{j=l+1}^{N-1} m_j \quad (2.2.6)$$

I valori del coefficiente di interazione e_k^i sono compresi tra 0 e 1. Analizzando i valori agli estremi si ha che se $e_k^i = 0$ i due blocchi, dopo l'interazione, hanno la stessa velocità e proseguono come se fossero un unico corpo (interazione massima), se invece $e_k^i = 1$ non c'è interazione e i due blocchi conservano le loro velocità (interazione minima).

Come è stato detto in precedenza, i blocchi sono vincolati a non compenetrarsi a vicenda, quindi il coefficiente di interazione dipende dalla distanza tra i centri di massa di due blocchi consecutivi:

$$\Delta \xi_k^i = \xi_{k-1}^i - \xi_k^i \in I_k^i \quad (2.2.7)$$

Si definisce I_k^i intervallo di deformazione:

$$I_k^i \equiv [(1 - \sigma) \Delta \xi_k^i, (1 + \sigma) \Delta \xi_k^i] \quad (2.2.8)$$

Dove viene indicato con σ il parametro di deformabilità. Il coefficiente di interazione e_k^i è definito empiricamente come:

$$e_k^i := \begin{cases} f_k^i \left(1 - \frac{1}{\sigma} \left|1 - \frac{\Delta \xi_k^i}{\Delta \xi_k^{i-1}}\right|\right)^{\gamma^r}, & \text{se } \Delta \xi_k^i \in I_k^{i-1} \text{ e } r = 1, 2 \\ 0, & \text{se } \Delta \xi_k^i \notin I_k^{i-1} \end{cases}$$

Dove

$$f_k^i := \begin{cases} \lambda, & \text{se } \Delta \xi_k^i \leq \Delta \xi_k^0 \\ \lambda \left(1 - \frac{1}{\sigma_0} \left|1 - \frac{\Delta \xi_k^i}{\Delta \xi_k^0}\right|\right), & \text{se } (1 - \sigma_0) < \Delta \xi_k^i < \Delta \xi_k^0 \\ 0, & \text{se } \Delta \xi_k^i \leq (1 - \sigma_0) \Delta \xi_k^0 \end{cases}$$

Si definiscono anche i seguenti parametri:

- γ è il parametro di forma.
- λ è il massimo valore che raggiunge il coefficiente di interazione.
- σ_0 è il parametro di deformabilità all'istante t_0 .

I valori del coefficiente di interazione interni all'intervallo entro cui è definito sono regolati da f_k^i . Il valore λ rappresenta il valore massimo che f_k^i può raggiungere. Vanno anche considerati i due valori del parametro di forma γ_1 e γ_2 che descrivono rispettivamente l'espansione e la compressione della massa. Si deve notare che, siccome $e_k^i \in [0, 1]$, il valore della velocità dopo che è avvenuta l'interazione può solo essere conservato o diminuire. Tenendo conto di quanto detto, il termine interattivo è espresso dalla seguente equazione:

$$F_k^i = \frac{v_k^i - u_k^i}{\Delta t} \quad (2.2.9)$$

2.2.4 Ciclo iterativo

Una volta che si conoscono la geometria, le proprietà cinematiche e le forze agenti su ogni blocco all' i -esimo istante, si è in grado di calcolare le stesse quantità all'istante successivo. Il metodo numerico utilizzato in questo caso è chiamato *Eulero esplicito* e viene presentato in appendice A.1 dove viene applicato al caso più semplice di un problema differenziale ordinario. Considerando l'istante prima dell'interazione come l'istante $(i - 1)$ -esimo, si integrano tra due istanti successivi $i - 1$ e i i primi due termini dell'accelerazione, trascurando il termine interattivo in quanto l'interazione non è ancora avvenuta. Da tale integrazione si ottiene:

$$u_k^i = v_k^{i-1} + (G_k^{i-1} - R_k^{i-1})\Delta t \quad (2.2.10)$$

Nota la velocità dei centri di massa u_k^i , si trova la velocità dopo l'interazione utilizzando l'espressione (2.2.6). Bisogna poi ricavare la velocità posseduta dagli estremi del blocco, in riferimento al blocco k -esimo. Supponendo che la velocità degli estremi sia proporzionale alla sua posizione relativa rispetto ai centri di massa dei blocchi adiacenti all'istante precedente (per approfondimenti vedere Bortolucci, 2001) si ha:

$$v_k^i = v_{k-1}^i + \frac{x_k^{i-1} - \xi_{k-1}^{i-1}}{\Delta \xi_{k-1}^{i-1}} (v_k^i - v_{k-1}^i) \quad (2.2.11)$$

I blocchi che si trovano ai due estremi del corpo franante sono individuati da $k = 1$ e $k = N + 1$ e le loro velocità sono definite tramite le seguenti equazioni:

$$\begin{cases} v_1^i = v_1^i - (v_2^i - v_1^i) \\ v_{N+1}^i = v_N^i + (v_N^i - v_{N+1}^i) \end{cases}$$

Integrando le espressioni delle velocità degli estremi del blocco k -esimo è possibile risalire alle loro posizioni:

$$x_k^i = x_k^{i-1} + \frac{1}{2}(v_k^i + v_k^{i-1})\Delta t \quad (2.2.12)$$

Dalle posizioni degli estremi si ricava il centro di massa del blocco all'istante i -esimo:

$$\xi_k^i = \frac{x_{k+1}^i + x_k^i}{2} \quad (2.2.13)$$

Si è dunque trovata la posizione del centro di massa del k -esimo blocco all'istante i -esimo basandosi solo sui suoi valori cinematici all'istante precedente $i - 1$. Grazie alla conoscenza di tale valore è possibile risalire all'intera geometria del blocco e da questa calcolare le grandezze cinematiche. Noto il valore dell'accelerazione all'istante i il processo può essere iterato in modo da trovare le proprietà dinamiche della frana a ogni istante successivo. Il seguente schema mostra i passaggi principali del processo iterativo.

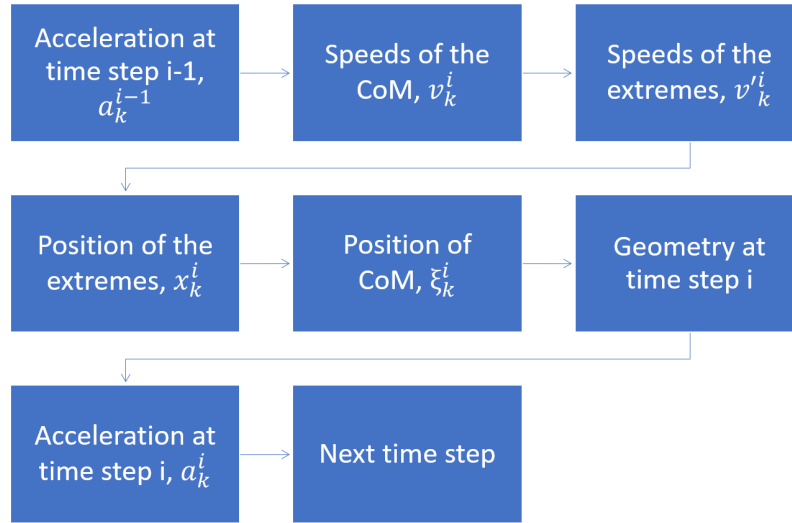


Figura 2.4: [da Zaniboni, 2004]

2.3 Modello numerico di tsunami

Come è stato detto nel capitolo precedente, sotto l'assunzione di liquido non-viscoso e omogeneo, il moto è governato dal sistema di equazioni:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} \end{cases}$$

La prima equazione del sistema è chiamata equazione di continuità. Nell'approssimazione di acqua bassa le componenti orizzontali della velocità non dipendono dalla coordinata verticale e le derivate rispetto a questa coordinata si annullano: si può ridurre il problema da tre a due dimensioni. Chiamando $h(x, y)$ l'altezza del liquido al di sopra della superficie indisturbata H , la pressione idrostatica può essere espressa come:

$$p(x, y) = \rho g h(x, y) + p_0 \quad (2.3.14)$$

Dove p_0 rappresenta la pressione atmosferica. Definendo inoltre u e v come le componenti x e y della velocità rispettivamente e considerando una forza d'attrito con componenti f_x e f_y , si giunge al seguente sistema di equazioni, chiamate *shallow water equations*:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial x} + f_x = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial h}{\partial y} + f_y = 0 \end{cases}$$

Tenendo conto del fatto che le componenti orizzontali della velocità non dipendono dalla coordinata verticale si può integrare l'equazione di continuità dal fondale $z = 0$ alla superficie $z = h(x, y) + H$ ottenendo:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(u(h+H))}{\partial x} + \frac{\partial(v(h+H))}{\partial y} = 0 \quad (2.3.15)$$

Dove il primo termine indica la velocità delle particelle del liquido lungo la direzione z espresso come variazione nel tempo della quota del fluido perturbato sopra la superficie imperturbata rappresentata da $z = H$. Questo termine rappresenta la connessione tra il modello di frana e quello di tsunami: è possibile infatti ricavare la quantità $\frac{\partial h}{\partial t}$ dalla variazione dello spessore della frana H_f , calcolata dal codice di simulazione *UBO-BLOCK1*, tramite una funzione di trasferimento che dipende dalla profondità dell'acqua H come segue:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial H_f}{\partial t} sech(\alpha) \quad (2.3.16)$$

Il termine α è definito dalla seguente equazione:

$$\alpha = \frac{2\pi H}{L_f} \quad (2.3.17)$$

L_f rappresenta la lunghezza caratteristica della porzione di frana immersa nel liquido. Nel caso di frane sottomarine il termine in questione si riferisce alla lunghezza caratteristica di tutta la frana. Quando α tende a zero, la $sech(\alpha)$ tende a 1 e il trasferimento di energia è massimo: in questo limite la variazione di spessore della frana corrisponde alla variazione dell'altezza dell'acqua sopra la superficie imperturbata. Il termine α è piccolo quando la lunghezza della frana è molto maggiore della profondità dell'acqua: per tale motivo le frane hanno capacità di generare onde di ampiezza maggiore nelle vicinanze della costa piuttosto che in mare aperto. Il calcolo di questo termine è compito di un codice ausiliario chiamato *UBO-TSUIMP*, mentre il modello numerico utilizzato per la simulazione dello tsunami è chiamato *UBO-TSUFDF* ed è basato sull'applicazione del precedente sistema di equazioni a una griglia discreta. Poiché non si tiene in considerazione l'accelerazione di Coriolis,

il codice è adeguato per descrivere la propagazione di onde su tempi di poche ore e su distanze fino a un massimo di 1000 km (vedere Tinti, S., Tonini, R., 2013). Nel seguito l'altezza totale della colonna di fluido sarà indicata come D . Si definiscono inoltre le grandezze $M = u(h + H) = uD$ e $N = v(h + H) = vD$ chiamate *discharge fluxes*. Riscrivendo il sistema di equazioni in termini di M , N e D si ottiene:

$$\begin{cases} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{D} \right) + gD \frac{\partial h}{\partial x} + f_x = 0 \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial h}{\partial y} + f_y = 0 \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

Per avere una soluzione numerica di tale sistema si procederà discretizzando il dominio spaziale e temporale in una griglia di nodi. I nodi del dominio spaziale saranno presi a distanze fissate Δx e Δy , quelli del dominio temporale a distanza Δt . Verrà utilizzato un metodo numerico chiamato *leap frog* la cui precisione dipende dalla densità dei punti della griglia. Tale metodo, descritto in appendice A.2, è un metodo alle differenze finite in cui le derivate sono espresse come differenze di quantità su piccoli intervalli. Il metodo è applicato a un sistema di griglia chiamato *staggered grid* in cui le altezze rappresentate dalla variabile $h(x, y)$ sono calcolate nei punti centrali delle celle della griglia, mentre i flussi M e N sono calcolati su punti intermedi spostati di mezzo passo in direzione orizzontale e verticale rispettivamente. In figura (2.5) sono rappresentati i nodi di calcolo di una cella della griglia spaziale e temporale.

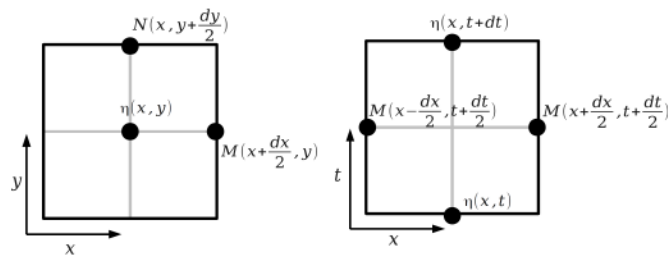


Figura 2.5: La cella di sinistra appartiene alla griglia spaziale in essa è rappresentato il punto centrale su cui si calcola l'altezza del liquido rispetto alla superficie imperturbata, mentre nei punti laterali sono calcolati i flussi M ed N . La cella di destra è riferita alla griglia temporale [da Tinti, S., Tonini, R., 2013]

Utilizzando k come indice temporale e i, j come indici spaziali riferiti alle coordinate x e y rispettivamente e trascurando i termini avvevativi e le forze di attrito, si avrà:

$$\begin{cases} M_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} = M_{i+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}} - gD_{i+\frac{1}{2},j}^k \frac{\Delta t}{\Delta x} (h_{i+1,j}^k - h_{i,j}^k) \\ N_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} = N_{i,j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} - gD_{i,j+\frac{1}{2}}^k \frac{\Delta t}{\Delta y} (h_{i,j+1}^k - h_{i,j}^k) \\ h_{i,j}^{k+1} = h_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (M_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} - M_{i-\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (N_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - N_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}}) \end{cases}$$

Dove la grandezza D è definita nel seguente modo:

$$\begin{aligned} D_{i+\frac{1}{2},j}^k &= H_{i+\frac{1}{2},j} + \frac{1}{2}(h_{i+1,j}^k + h_{i,j}^k) \\ D_{i,j+\frac{1}{2}}^k &= H_{i,j+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}(h_{i,j+1}^k + h_{i,j}^k) \end{aligned}$$

È importante notare che tutte le quantità espresse dalle precedenti equazioni possono essere calcolate a partire dalla conoscenza delle quantità stesse agli istanti precedenti. Per quanto riguarda invece l'istante iniziale si impongono le seguenti condizioni:

$$\begin{aligned} M(x, y, 0) &= N(x, y, 0) = 0 \\ h(x, y, 0) &= h_0 \end{aligned}$$

Nel caso in analisi agli estremi del dominio di calcolo si possono avere due situazioni distinte: l'onda può infatti incontrare la costa o disperdersi in mare aperto. Se non si vuole calcolare l'inondazione, limitandosi alla propagazione in mare aperto si pone la condizione di riflessione totale. Altrimenti, si possono calcolare inondazione e *runup* con la tecnica del *moving boundary*. Supponendo di avere una griglia $N_x \times N_y$, nel primo caso si pone:

$$\begin{cases} M_{1+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} = 0 \\ M_{N_x+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} = 0 \end{cases}$$

Analoghe condizioni si avranno per il flusso N:

$$\begin{cases} N_{i,1+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} = 0 \\ N_{i,N_y+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} = 0 \end{cases}$$

Quando uno o più margini del dominio di calcolo coincidono con il mare aperto, le condizioni da imporre sono quelle di trasparenza: l'onda non interagisce con il bordo del dominio e continua indisturbata. In questo caso si porrà:

$$\begin{cases} M_{1+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta x} \left(c_{2,j} \Delta t M_{2+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}} + (\Delta x - c_{2,j} \Delta t M_{1+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}}) \right) \\ M_{N_x+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta x} \left(c_{N_x,j} \Delta t M_{N_x+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}} + (\Delta x - c_{N_x,j} \Delta t M_{N_x+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}}) \right) \end{cases}$$

Allo stesso modo per il flusso N:

$$\begin{cases} N_{i,1+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta y} \left(c_{i,2} \Delta t N_{i,2+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} + (\Delta x - c_{j,2} \Delta t N_{i,1+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}}) \right) \\ N_{i,N_y+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{\Delta y} \left(c_{i,N_x} \Delta t N_{i,N_y+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} + (\Delta x - c_{i,N_y} \Delta t N_{i,N_y+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}}) \right) \end{cases}$$

Dove $c_{i,j}$ è la velocità delle onde in approssimazione lineare calcolata sui nodi della griglia perché dipende dall'altezza h . In particolare:

$$\begin{aligned} c_{2,j} &= \sqrt{gh_{2,j}}, \\ c_{i,2} &= \sqrt{gh_{i,2}}, \\ c_{N_x,j} &= \sqrt{gh_{N_x,j}}, \\ c_{i,N_y} &= \sqrt{gh_{i,N_y}} \end{aligned}$$

A partire dalle condizioni iniziali e tenendo conto delle condizioni al contorno possiamo iterare il processo e calcolare l'evoluzione della perturbazione su tutti i nodi della griglia ottenendo quindi la simulazione dell'onda generata.

Capitolo 3

Caratteristiche del Mediterraneo Orientale

3.1 Struttura morfologica

L'intera regione del Mediterraneo Orientale è influenzata dai depositi accumulati dal sistema fluviale del Nilo. L'area in questione viene anche chiamata *Nile deep-sea fan* ed è costituita da un sistema torbido che raggiunge un'estensione di circa 90000 km^2 (vedere Loncke et al., 2009). Per sistema torbido si intende un sistema formato dall'accumulo di sedimenti clastici prodotti dalle *correnti torbide*: queste ultime trasportano materiale in sospensione e sono caratterizzate da una densità di poco maggiore di quella della massa d'acqua in cui si muovono.

Tale regione è oggetto di studio fin dal 1998 ed è stata esplorata con una serie di metodi geofisici tra i quali: *multibeam bathymetry*, *backscatter imagery*, *seismic data* e *echo-sounding* in una banda di frequenze da 3 a 5 *khz*. Gli studi condotti hanno portato alla luce differenti tipi di instabilità che interessano i pendii di questa regione. Sempre in accordo con Loncke et al., (2009) il bacino del Mediterraneo orientale può essere diviso in tre principali aree.

- Area occidentale: è la più attiva in termini di depositi torbidi ed è caratterizzata da un profondo canyon chiamato *Rosetta canyon*, dal nome del ramo occidentale del fiume Nilo. Si crea in questo modo una corsia preferenziale attraverso cui i sedimenti vengono trasportati anche a distanze di circa 300 *km* dalla scarpata continentale.

Oltre al Rosetta canyon è presente una fitta rete di canali che permette alle correnti torbide di trasportare materiale nelle zone più profonde della regione marina.

- Area centrale: è formata da un fondale caotico dovuto all'instabilità dei sedimenti e non mostra un sistema di canali ben definito come l'area occidentale. Secondo Abdel Aal et al., (2000), i materiali mobilizzati hanno coperto o spostato alcuni sistemi di canali presenti in passato nella regione.
- Area orientale: è presente un corridoio tettonico orientato NO-SE lungo circa 200 *km* e largo 100 *km* attorno a cui è possibile osservare dei piccoli bacini di forma poligonale.

L'aspetto peculiare di quest'area è la presenza di una montagna sottomarina di origine continentale, il monte Eratostene. In accordo con Robertson (1998) la superficie del monte è deformata a causa di un insieme di faglie normali orientate E-O; in Loncke et al. (2009) viene sostenuta l'ipotesi che la giovane età di queste faglie costituisca una prova di attività tettonica recente. Lungo i pendii del monte sono presenti nicchie e scarpate che evidenziano la possibilità di moti franosi: inoltre sono presenti depositi di materiale alla base.

Al confine tra il monte Eratostene e il deep-sea fan del Nilo è presente un pendio molto ripido.

Una regione ancora più a est delle tre precedenti è stata identificata da Loncke e Mascle (2004) e comprende la parte più orientale del monte Eratostene. Il suo fondale presenta delle sottili pieghe dovute al progressivo scivolamento di sedimenti durante il Messiniano.

In figura (3.1) sono mostrati i dettagli delle aree orientale e occidentale, in figura (3.2) è mostrata la batimetria e la mappa delle pendenze del Rosetta Canyon, in figura (3.3) è mostrata la batimetria dell'intera regione.

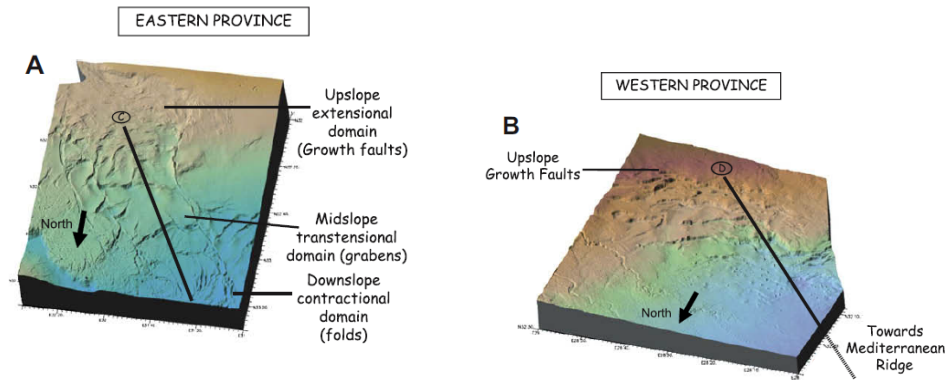


Figura 3.1: Dettagli delle regioni orientale e occidentale [da Loncke et al., 2009]

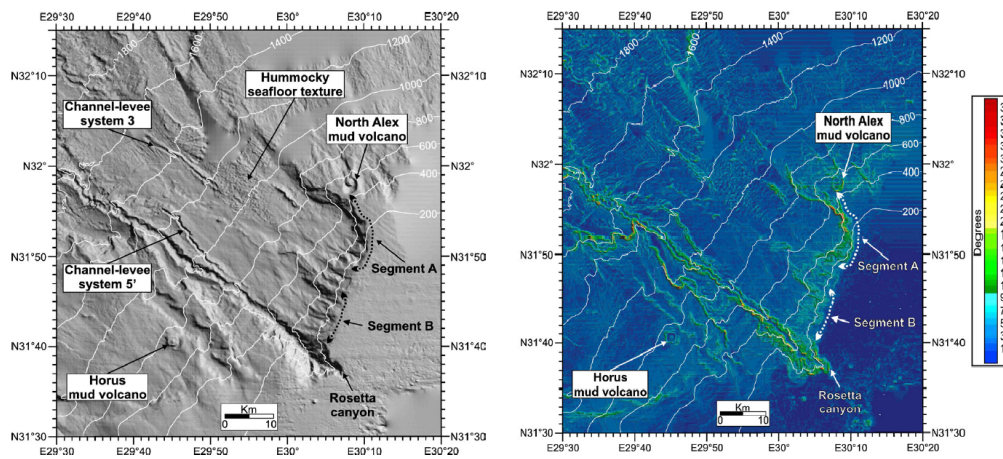


Figura 3.2: Batimetria del Rosetta Canyon (a sinistra), mappa delle pendenze del Rosetta Canyon (a destra) [da Loncke et al., 2009]

3.2 Instabilità e trasporti di massa

I risultati delle analisi sui dati collezionati fin dal 1998 hanno portato alla luce tre principali tipi di instabilità lungo i pendii presenti nella regione del *deep-sea fan* del Nilo:

- Il primo tipo di instabilità è dovuto alla diffusione di materiali trasportati durante il Plio-Quaternario che si sono depositati sugli strati di sale presenti durante il periodo Messiniano. Tale tipo di instabilità è causato quindi dalla forza di gravità a cui sono soggette queste masse.
- Il secondo tipo di instabilità è correlato ai movimenti di grandi masse causati da eventi come terremoti. Interessano regioni fino a 15000 km^2 .
- Il terzo tipo di instabilità è quello che si può trovare lungo i pendii del monte Eratostene e corrisponde alla mobilitazione di strati sottili. Come per il primo tipo, questi sono eventi di piccola scala risultati dall'attività tettonica o dal cedimento dei sedimenti lungo i canali presenti sulla superficie laterale del monte.

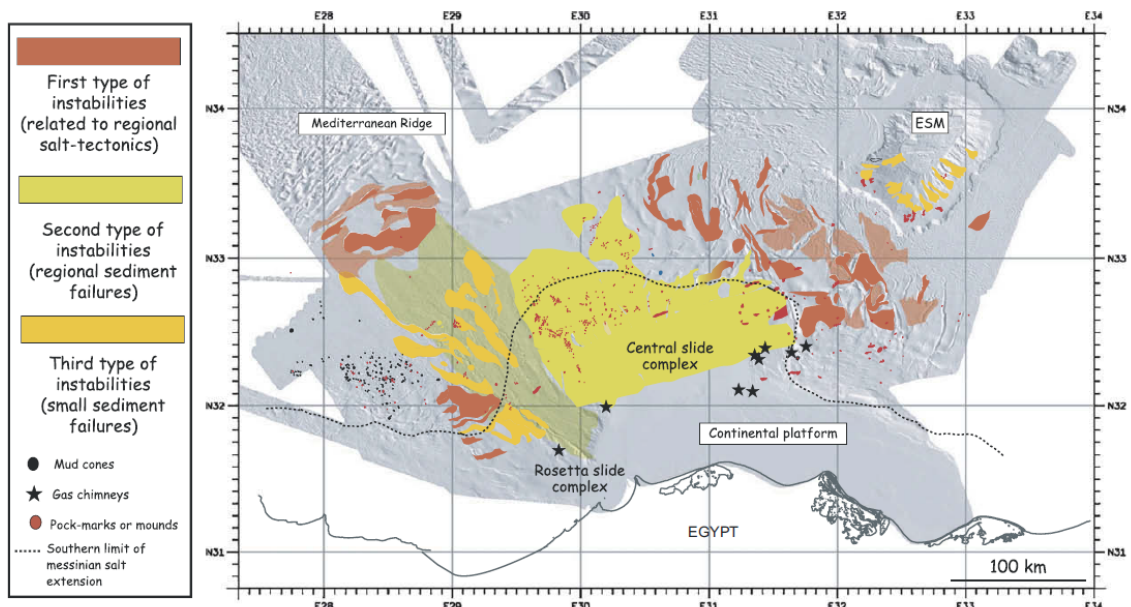


Figura 3.4: Mappa delle instabilità nel Mar Mediterraneo Orientale [da Loncke et al., 2009]

3.2.1 Trasporti di massa nella regione orientale

Come si è detto in precedenza, la regione orientale del *deep-sea fan* è direttamente connessa con uno dei due rami che formano il delta del Nilo e presenta una serie di instabilità gravitazionali. In questa regione sono stati individuati sette depositi di massa (*mass transport deposits* MTDs) lungo il bordo del Rosetta Canyon. Quest'ultimo risulta formato da due segmenti orientati SO-NE. Il segmento A è quello più a est, ha uno spessore approssimativo di circa 14 km e un angolo di pendenza massima tra gli 11° e i 35° . A causa di tali valori, alcuni studi come Garziglia et al., (2008) sostengono che questo segmento può aver dato luogo a cedimenti in tempi recenti. Il segmento B è quello più a ovest e ha un angolo di pendenza tra i 3° e i 9° . I depositi di massa presenti in quest'area sono classificati in base alle loro dimensioni. Ne sono stati individuati di tre tipi:

- Tipo 1: include i depositi di massa più piccoli con una superficie dell'ordine di 200 km^2 e un volume inferiore a 10 km^3 .
- Tipo 2: in questa categoria rientrano i depositi di massa che presentano uno spessore dai 10 m ai 100 m , una superficie interessata dai 400 km^2 agli 800 km^2 e un volume che va dai 10 km^3 ai 50 km^3 .
- Tipo 3: l'unico deposito di massa di questo tipo è chiamato SL2 ed è il più grande tra tutti, interessa una superficie di circa 5000 km^2 e un volume di circa 500 km^3 .

Altri studi più recenti come Omeru et al., (2015), usando dati sismici 3D, hanno individuato in quest'area altri tre depositi di massa, giungendo alla conclusione che due di questi, chiamati deposito B e deposito C, erano in origine parte di un unico corpo che è stato coinvolto in un evento di frana. Quest'ultimo ha portato alla formazione del deposito A e ha diviso in due il corpo originario. I tre depositi hanno la stessa elongazione, B e C si trovano rispettivamente a SO e NE del deposito A. Per quanto riguarda le dimensioni, trovate usando le velocità delle onde P, il volume residuo è di circa 270 km^3 , diviso in 170 km^3 per il deposito A e 50 km^3 sia per il deposito B che per il deposito C: tale valore si può considerare sottostimato poiché il deposito di massa giace oltre il limite dei dati utilizzati. Il volume totale mobilizzato raggiunge quindi i 750 km^3 , mentre il *depleted volume* è di circa 480 km^3 ed è simile

a quello stimato per SL2. Ciò significa che parte del deposito di massa di SL2 è strettamente connesso all'evento di frana che ha portato alla creazione del deposito A e sottolinea la difficoltà di ricostruire in maniera precisa uno degli eventi discusso in questa tesi.

Nella figura (3.5) vengono mostrate le superfici interessate dai depositi di massa individuati. SL2 termina in maniera netta perché il suo deposito va oltre il limite della zona di indagine.

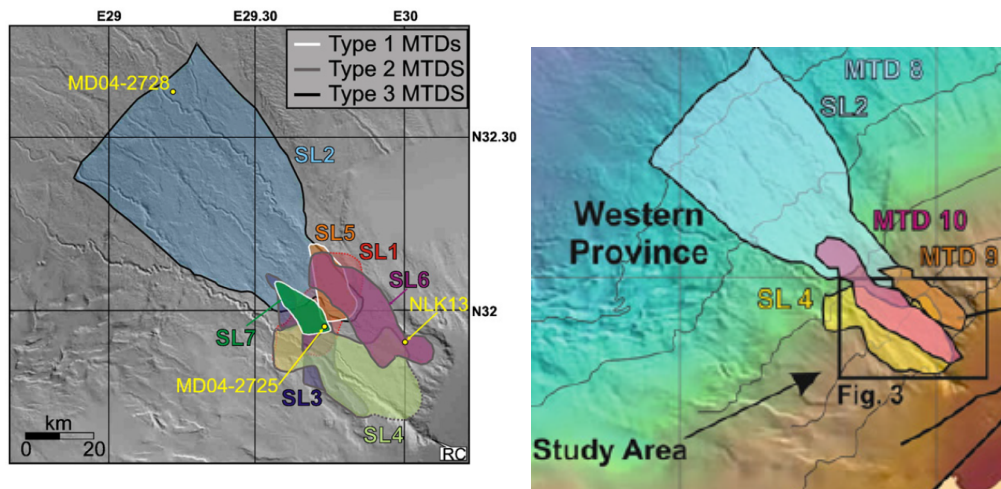


Figura 3.5: Superfici dei depositi di massa (figura di sinistra). Superfici interessate dai depositi A, B, C e da SL2 (figura di destra) [figura di sinistra da Garziglia et al., 2008; figura di destra da Omeru et al., 2015]

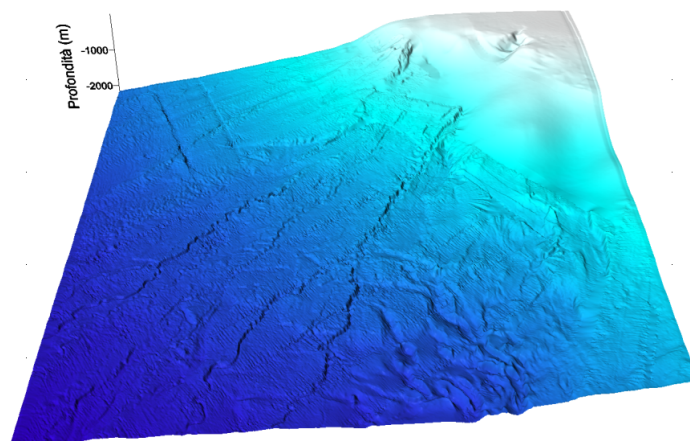


Figura 3.6: Batimetria 3D della superficie interessata da eventi di frana

3.2.2 Il monte Eratostene

Il monte Eratostene è un rilievo sottomarino situato circa 100 km a sud dell'isola di Cipro. Il monte è un *guyot* sottomarino di forma conica troncata con una cima piatta dovuta a processi di erosione. Sorge dalla piana abissale a 2000 metri di profondità e si eleva fino a 700 metri sotto la superficie del mare. Ha un'estensione di circa 120 km in direzione E-O e di circa 80 km in direzione N-S.

La superficie laterale che si estende da SO fino a SE è caratterizzata da un sistema di canali e canyon, mentre quella che si estende da N a NO presenta dei pendii ripidi. In quest'ultima zona è presente, secondo Loncke et al. (2009), una concavità a forma di anfiteatro molto profonda indicata come possibile luogo di trasporti di massa.

Sulla cima del monte è presente una serie di faglie normali orientate da est a ovest. Secondo alcuni studi come Kokinou et al., (2018), il monte sembra essere formato da due segmenti che scorrono uno rispetto all'altro in direzione E-O.

Per quanto riguarda le pendenze, sulla cima del monte hanno valore che va da 0° a 10° , mentre sulle superfici laterali variano da 25° a 60° .

La mappa batimetrica del monte e la mappa delle pendenze sono mostrate in figura (3.7). Nella figura (3.8) vengono mostrate le superfici interessate dai trasporti di massa. Infine la figura (3.9) mostra una mappa batimetrica 3D del monte.

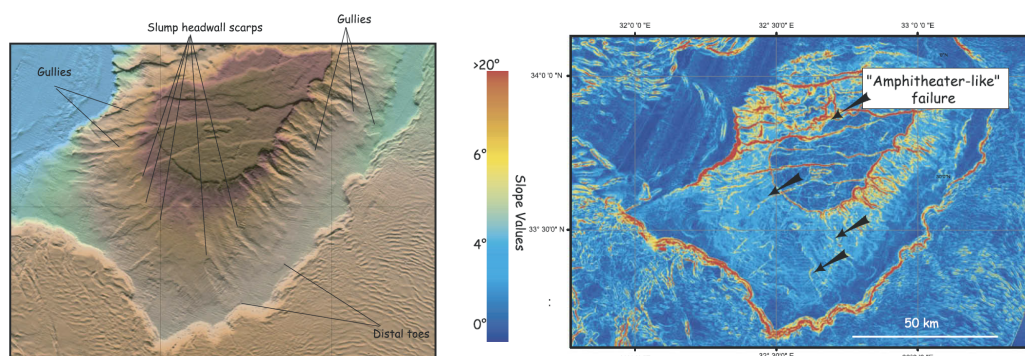


Figura 3.7: Mappa batimetrica della parte sud del monte Eratostene (figura di sinistra). Mappa delle pendenze del monte Eratostene (figura di destra) [da Loncke et al., 2009]

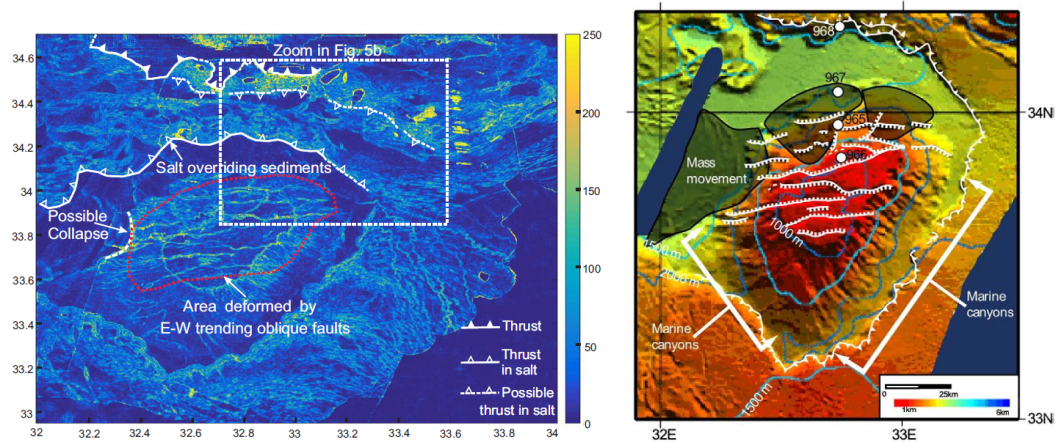


Figura 3.8: Possibili siti di eventi franosi sulle pendici del monte [figura di sinistra da Loncke et al., 2009; figura di destra da Schattner, U., 2010]

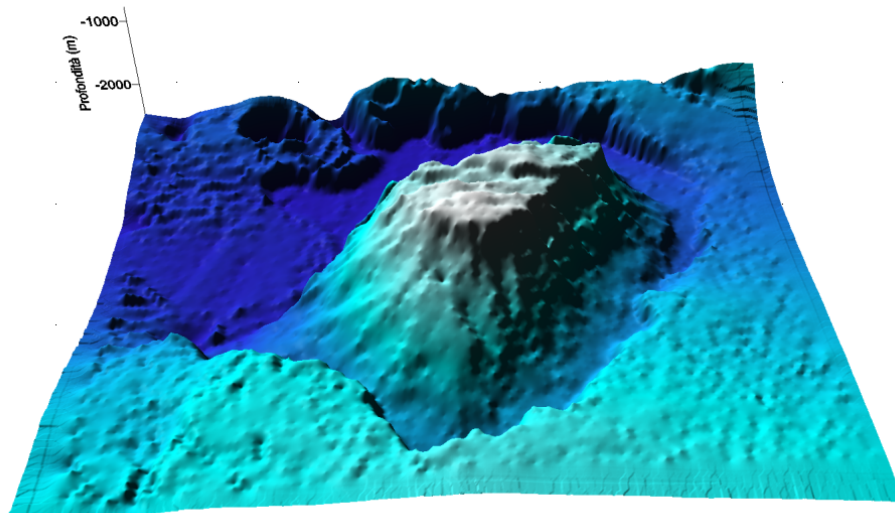


Figura 3.9: Mappa batimetrica 3D del monte Eratostene

3.3 Evidenze di tsunami nel Mediterraneo Orientale

Si hanno evidenze che la costa dell'Egitto, in particolare la città di Alessandria, è stata colpita da numerosi tsunami durante il corso degli anni. Due di questi eventi hanno avuto effetti distruttivi sulla città, uno risalente all'epoca Romana e datato 365 DC, l'altro datato 1303. Il primo è descritto dallo storico Romano Ammianus Marcellinus, vissuto a quell'epoca, il quale riporta un forte terremoto e un conseguente ritiro delle acque. Si accenna inoltre a vascelli che, a innondazione conclusa, vennero trovati sui tetti delle case o a qualche chilometro nell'entroterra. Studi recenti hanno individuato la sorgente di questo maremoto nella zona di subduzione dell'arco Ellenico tra Cipro e il Peloponneso (vedere Pagnoni et al. 2015). Entrambi gli eventi non hanno interessato solo l'Egitto, ma anche la maggior parte dei paesi affacciati sul Mediterraneo Orientale. Attualmente viene messo in dubbio che lo tsunami del 1303 sia stato generato da un singolo terremoto: vista la gravità dei danni che hanno interessato un'area molto grande sembrerebbe più realistico descrivere l'evento come una serie di terremoti avvenuti in diverse zone dell'arco Ellenico.

Le evidenze di instabilità gravitativa presentate in questo capitolo e le testimonianze di eventi di maremoto pregressi mettono in luce l'importanza dello studio di tali fenomeni in questa regione alla luce anche delle aree urbane che si affacciano sul bacino.

Capitolo 4

Simulazione numerica degli scenari di frana

4.1 Introduzione

Per valutare la generazione di tsunami da frana sottomarina sono stati scelti due scenari rappresentativi di eventi che possono verificarsi in questa zona. Essi non sono ricostruzioni dettagliate dei complessi fenomeni gravitativi descritti nel capitolo precedente, ma hanno lo scopo di quantificare la pericolosità da tsunami nel mar Mediterraneo Orientale. In questo capitolo sono presentate le simulazioni degli eventi di frana, mentre in quello successivo le simulazioni di maremoto.

4.2 Ricostruzione di una frana nel Rosetta Canyon

Il primo scenario di frana selezionato è localizzato nel Rosetta Canyon. Le motivazioni che hanno portato a tale scelta sono strettamente connesse all'elevata pendenza che presenta la scarpata orientata S-E del Canyon. Inoltre, come è già stato riportato, sono numerosi gli studi che individuano trasporti di massa in questa regione.

Pur tenendo presente la complessità degli eventi, descritti nel capitolo precedente, per elaborare uno scenario di tsunami generato da frana, in questo elaborato si è preso in considerazione un caso di singola frana che coincide indicativamente con l'evento SL6 individuato da Garziglia et al., (2008). I dati batimetrici sono stati ricavati dal database pubblico *EMODnet* (<http://portal.emodnet-bathymetry.eu>, ac-

cesso online in data 24 Settembre 2019): dopo aver selezionato l'area di interesse si è effettuato il download dei dati in formato ASCII.xyz. Con l'ausilio del software *Surfer11* è stato possibile convertire il formato dei dati scaricati in modo da passare dal sistema di coordinate geografiche WGS84 a coordinate cartesiane UTM, proiettate sulla zona di interesse (che rientra all'interno del fuso 35N). Una volta ottenuti i dati nelle coordinate geografiche desiderate si è costruita una mappa batimetrica della regione, interpolando i dati disponibili su una griglia regolare con un passo di 200 m. Su tale mappa si sono individuati gli input per il programma di frana: la superficie di scivolamento, cioè la superficie indisturbata sulla quale avviene il moto della massa, la superficie superiore del corpo di frana iniziale (chiamato d'ora in poi "tetto"); la traiettoria predefinita seguita dai centri di massa; e i contorni laterali che delimitano la frana durante lo scivolamento. Tali scelte presentano sicuramente un alto tasso di arbitrarietà, e sono state effettuate basandosi su considerazioni morfologiche e sul criterio di conservazione della massa iniziale e finale. L'elemento principale di cui si è tenuto conto nell'individuazione del contorno della frana è la presenza nella batimetria di una nicchia, interpretabile come possibile evidenza di un avvenuto trasporto di massa.

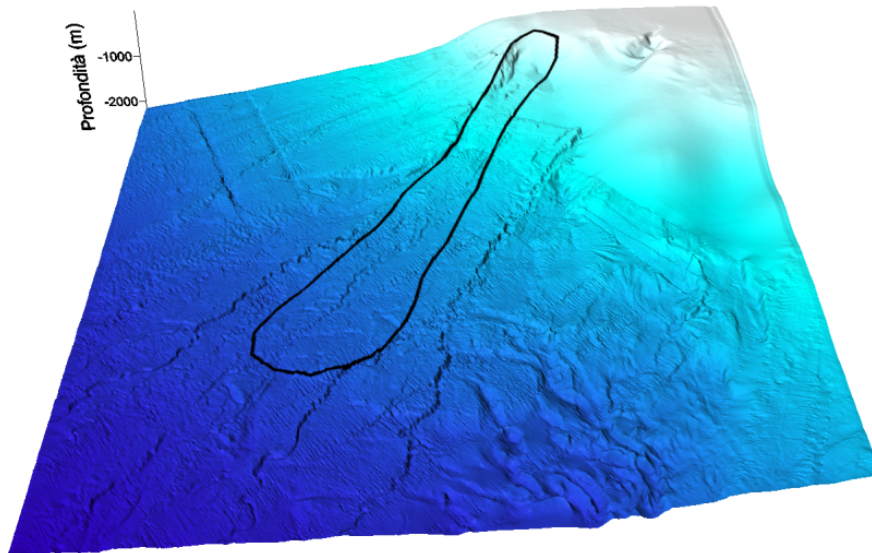


Figura 4.1: Mappa batimetrica del Rosetta Canyon visualizzata con l'opzione *3D surface* presente nel software *Surfer11*. Il contorno scuro rappresenta il contorno di frana scelto. A monte si può notare la nicchia che è evidenza di materiale ceduto.

La ricostruzione del tetto della frana viene fatta con un'operazione di riempimento rispetto ai dati a disposizione, mentre quella della superficie di scivolamento con una di "svuotamento" rispetto alla morfologia attuale. Tali operazioni vengono svolte sempre grazie al software *Surfer11* e consistono nell'estendere all'interno della zona di interesse le curve di livello presenti al di fuori di essa.

È possibile calcolare la differenza tra le quote dei punti del tetto e della superficie di scivolamento in modo da ricavare lo spessore iniziale del corpo di frana. Tale spessore viene mostrato con una scala di colori graduata in figura (4.2). Nello scenario così costruito si ottiene un volume di circa 29.8 km^3 .

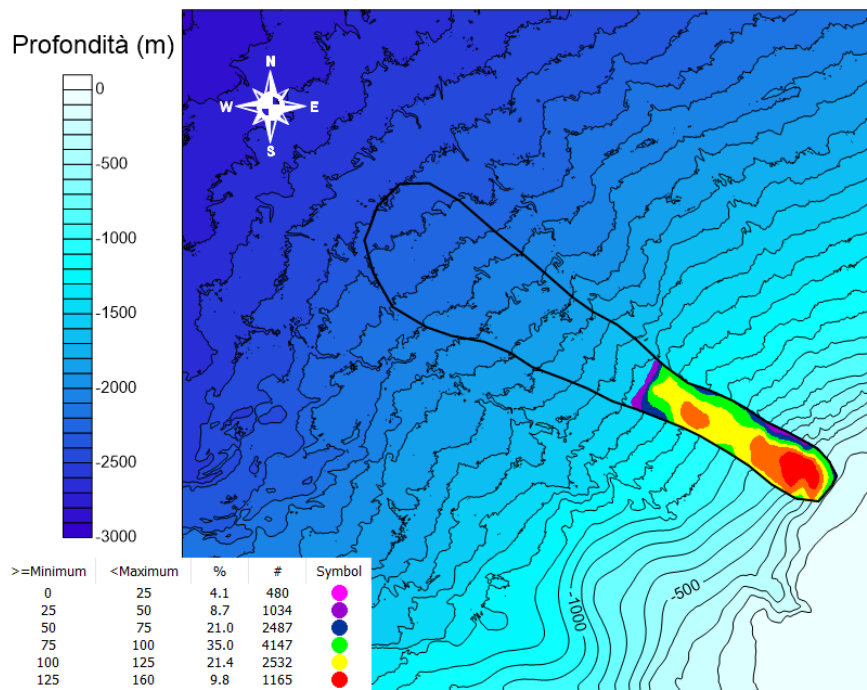


Figura 4.2: Mappa batimetrica del Rosetta Canyon, che mostra lo spessore del deposito iniziale ricostruito. Il software *Surfer11* permette di raggruppare e rappresentare lo spessore iniziale del corpo di frana in classi. Come si vede gli spessori più alti si concentrano nella zona meno profonda, fattore che amplifica la generazione dello tsunami.

Risulta invece complicato verificare la corrispondenza tra il volume iniziale ricostruito e il volume del deposito finale. La difficoltà deriva dalla qualità dei dati: come si vede le curve di livello a valle risultano frammentate e frastagliate, mentre a monte risultano eccessivamente smussate e non permettono di distinguere in maniera precisa i bordi del canyon. Inoltre la zona è stata luogo di molteplici cedimenti che sono andati mano a mano a coprire i depositi di massa. Come viene detto negli studi presi in analisi nel capitolo precedente, la zona è interessata da correnti torbide che hanno densità molto minore delle rocce: ciò porta a una diffusione di materiale che interessa una superficie più ampia.

Dopo aver ricostruito la massa franosa e la superficie di scivolamento, si è individuata la traiettoria seguita dai centri di massa dei blocchi seguendo la pendenza massima locale basandosi sulle curve di livello, mostrata in figura (4.3). In figura (4.4) è presente una sezione verticale lungo la linea rossa. Utilizzando il programma *UBO-BLOCK1 profile*, dando in input la superficie di scivolamento a cui ci si riferirà d'ora in poi con il termine "fondale", il tetto, il contorno laterale della frana e la traiettoria seguita dai centri di massa dei blocchi, vengono creati come output i file di profilo fondale e di profilo tetto, mostrati in figura (4.5).

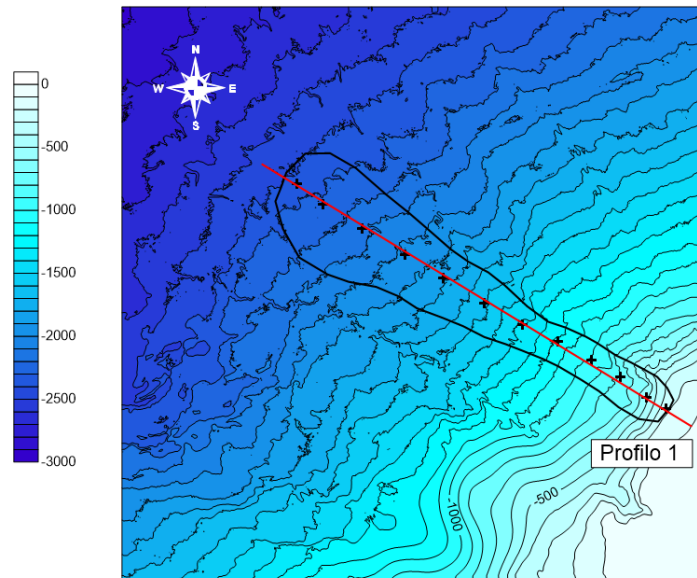


Figura 4.3: I simboli a croce rappresentano i punti della traiettoria mentre il contorno nero rappresenta il contorno di frana scelto basandosi su considerazioni morfologiche.

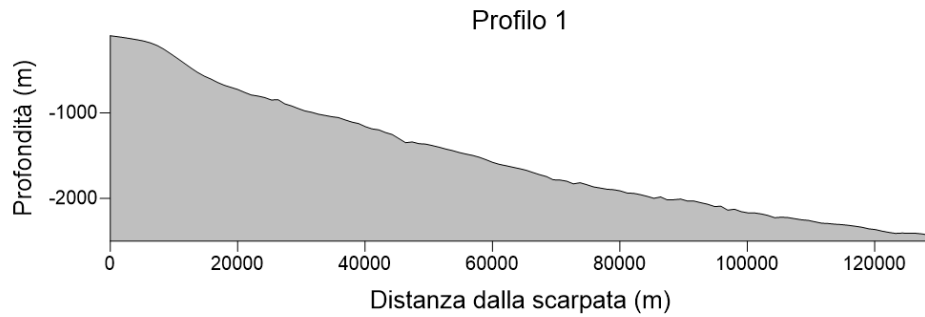


Figura 4.4: Sezione verticale lungo la linea rossa della figura (4.3). Con la misura dell'altezza e della distanza dal bordo del canyon è possibile ricavare l'angolo di pendenza

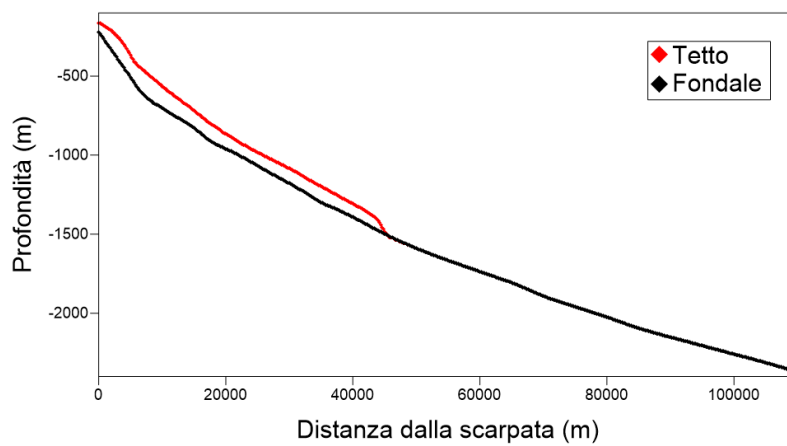


Figura 4.5: Profilo della superficie di scivolamento (in nero) e profilo del tetto (in rosso) lungo la traiettoria predefinita creati da *UBO-BLOCK profile* .

4.3 Analisi di sensibilità

Una volta definiti gli input morfologici del fenomeno franoso, è possibile eseguire la simulazione dello scenario definito. Il codice *UBO-BLOCK1* permette di definire una serie di parametri che descrivono il moto di scivolamento, ognuno dei quali influenza il risultato finale. Per studiare l'effetto dei principali coefficienti sulle caratteristiche del moto, viene effettuata un'analisi di sensibilità del modello, prendendo in considerazione i seguenti parametri:

- μ , coefficiente di attrito.
- N , numero dei blocchi.
- C_d , coefficiente resistivo frontale.
- C_s , coefficiente resistivo superficiale.
- λ , parametro di interazione.

Per ogni parametro è stato definito un range di valori, in cui questo varia in modo discreto. Per descriverne gli effetti sul moto franoso, si è scelto di mostrare il profilo del deposito finale, e della variazione temporale delle velocità.

4.3.1 Variazione del coefficiente di attrito

In figura (4.6) sono presentati i risultati ottenuti al variare del coefficiente di attrito all'interno di un range di valori considerato ragionevole, in accordo con applicazioni ad altri scenari dello stesso tipo simulati attraverso il medesimo codice; gli altri parametri sono invece tenuti fissi. Come si vede dal grafico, il massimo della velocità viene raggiunto dopo circa 10 minuti. All'aumentare dell'attrito tale valore decresce coerentemente con quanto ci si aspetta. Al diminuire dell'attrito, la frana impiega più tempo per fermarsi: si otterrà quindi una maggiore estensione in lunghezza del deposito finale. Nelle figure (4.7), (4.8), (4.9) e (4.10) sono mostrati i depositi al variare del coefficiente di attrito.

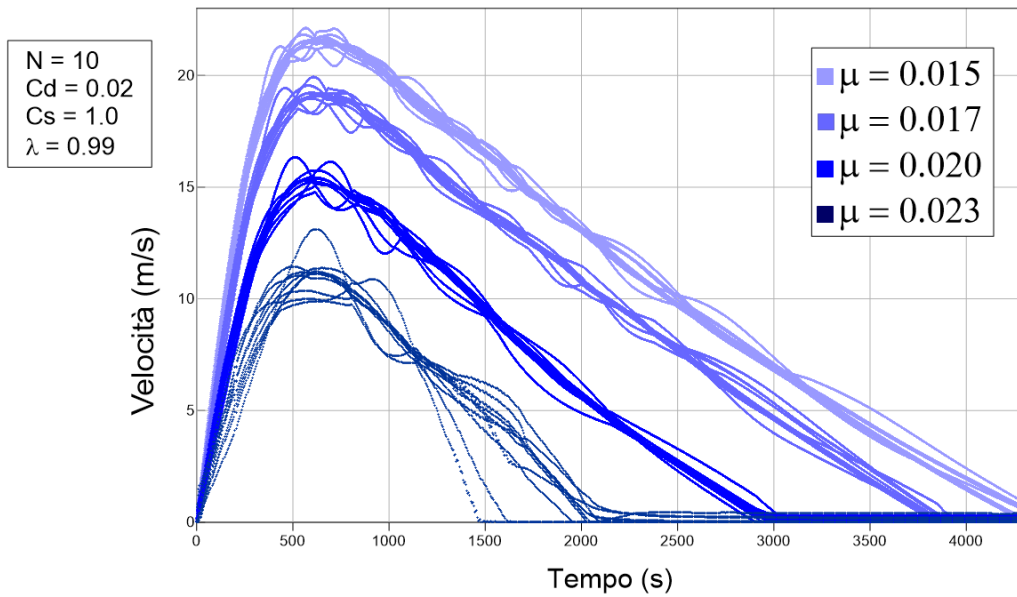


Figura 4.6: Grafico delle velocità per l'evento del Rosetta Canyon al variare del coefficiente di attrito. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

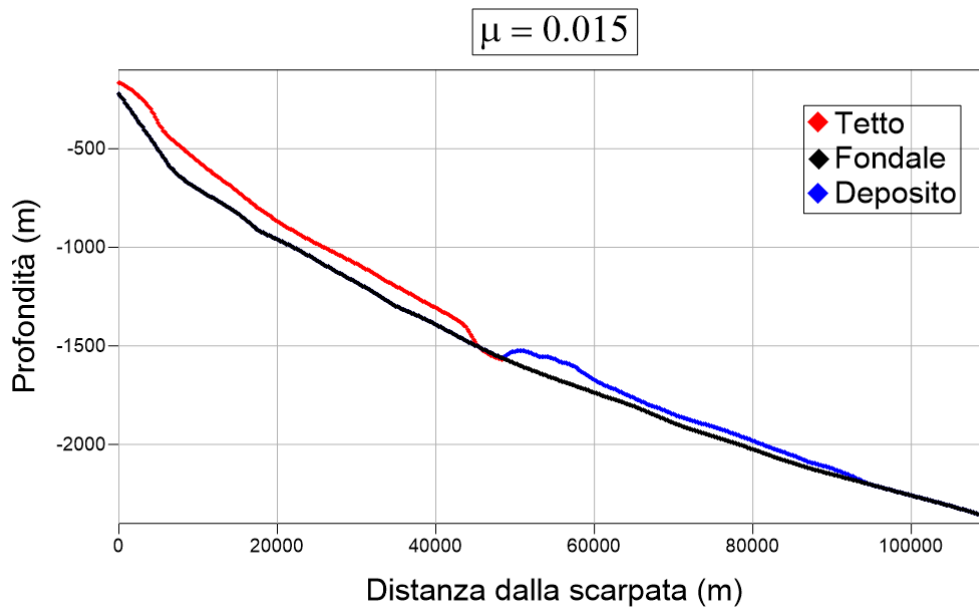


Figura 4.7: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.015$, visualizzato con il software *Surfer11*.

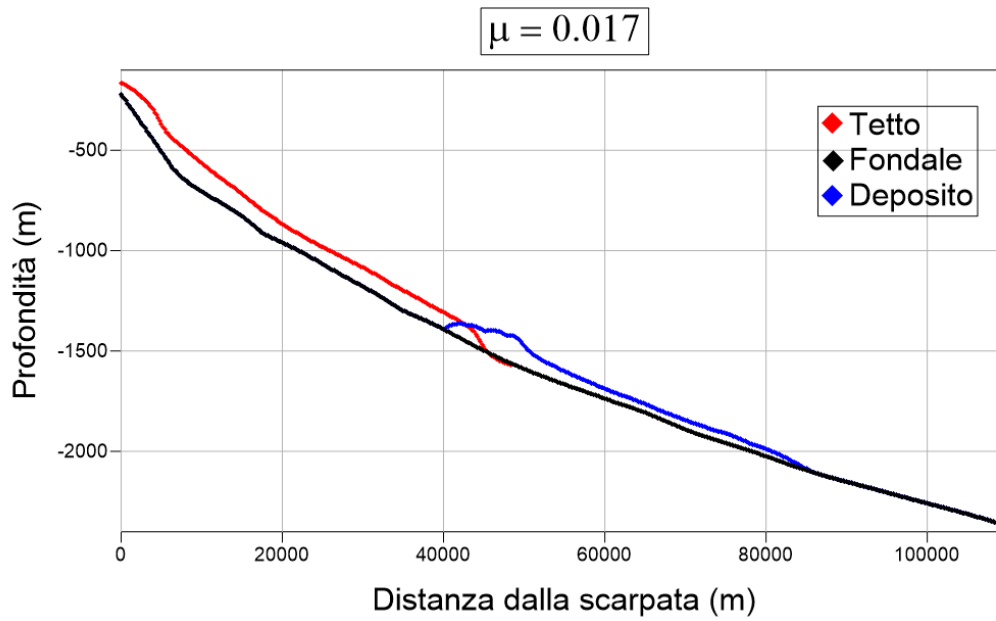


Figura 4.8: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.017$, visualizzato con il software *Surfer11*.

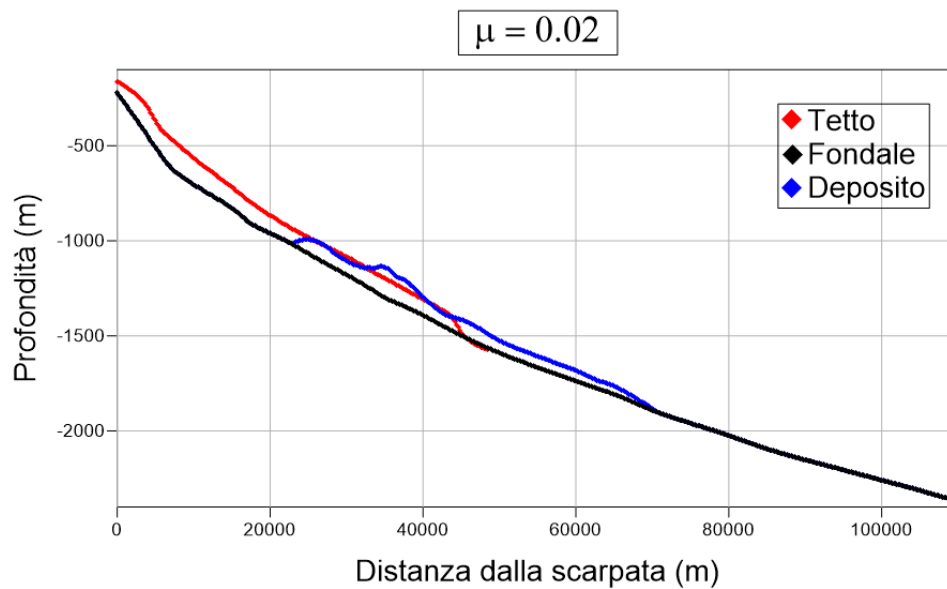


Figura 4.9: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.02$, visualizzato con il software *Surfer11*.

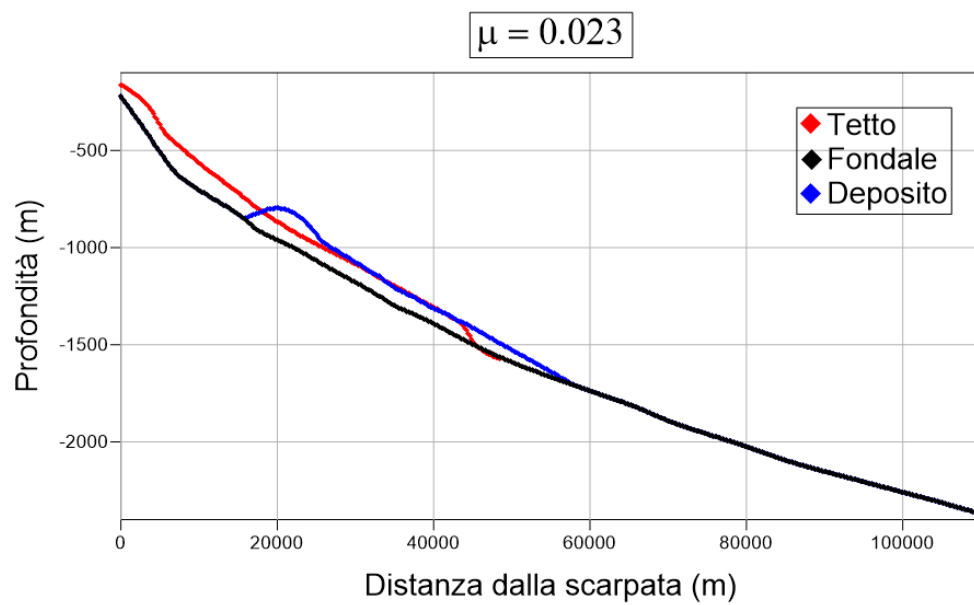


Figura 4.10: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.023$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.3.2 Viariazione del numeri di blocchi

Un altro dei parametri che può essere modificato è il numero dei blocchi in cui viene suddiviso il corpo di frana.

In figura (4.11) sono mostrate le velocità al variare di N : la velocità massima viene raggiunta dopo circa 10 minuti e assume un valore massimo di circa 16 m/s . Tale valore non cambia al crescere o al diminuire di N . Si nota, invece, che all'aumentare del numero di blocchi il comportamento della frana risulta sempre meno coerente e le velocità dei singoli blocchi si discostano sempre di più dalla velocità media: si ha dunque una maggiore dispersione delle velocità attorno al valore medio. Nel caso $N = 5$ si vede come i blocchi si muovono in modo coerente, diversamente dal caso $N = 20$ in cui si iniziano a notare dei punti angolosi e delle cuspidi.

I depositi, mostrati nelle figure (4.12), (4.13), (4.14) e (4.15), risentono di tale andamento. Si nota infatti che all'aumentare di N risultano sempre meno smussati: ciò porta a preferire come valore ideale un numero di blocchi che si discosti di poco dal valore di 10.

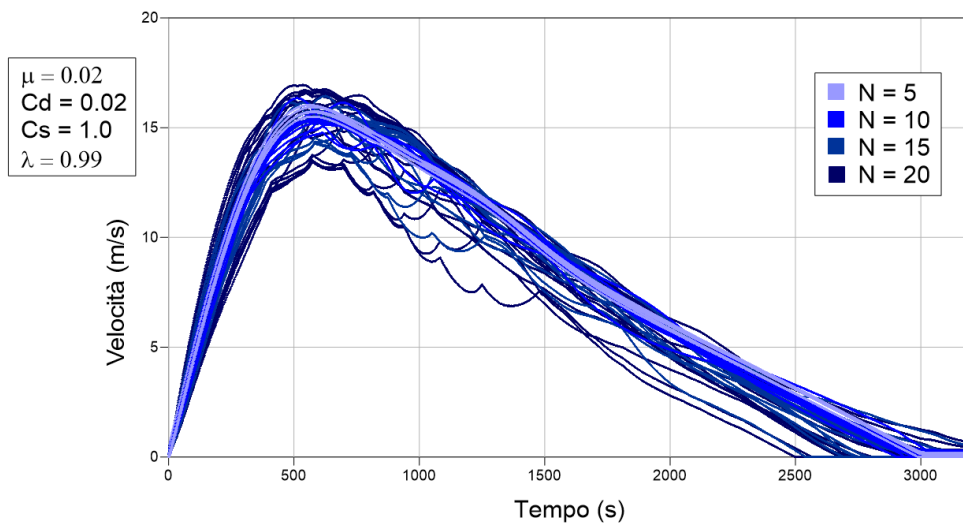


Figura 4.11: Grafico delle velocità per l'evento del Rosetta Canyon al variare del numero dei blocchi. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

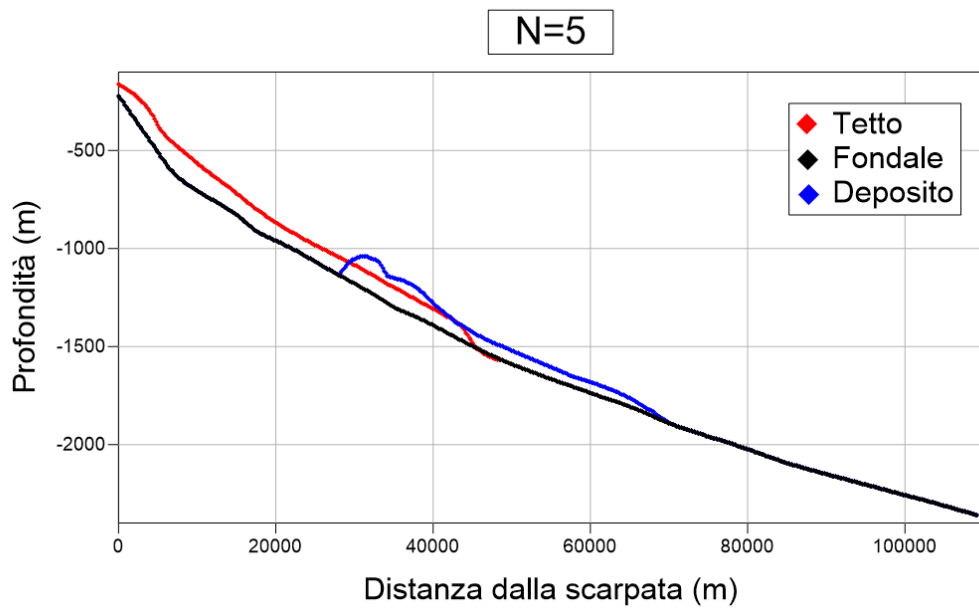


Figura 4.12: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con numero di blocchi $N=5$, visualizzato con il software *Surfer11*.

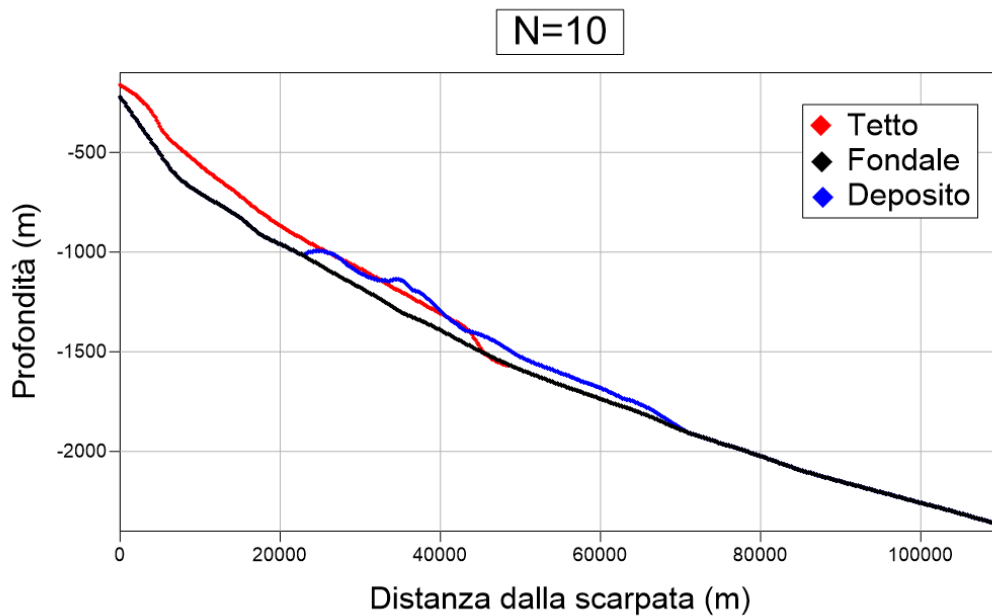


Figura 4.13: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con numero di blocchi $N=10$, visualizzato con il software *Surfer11*.

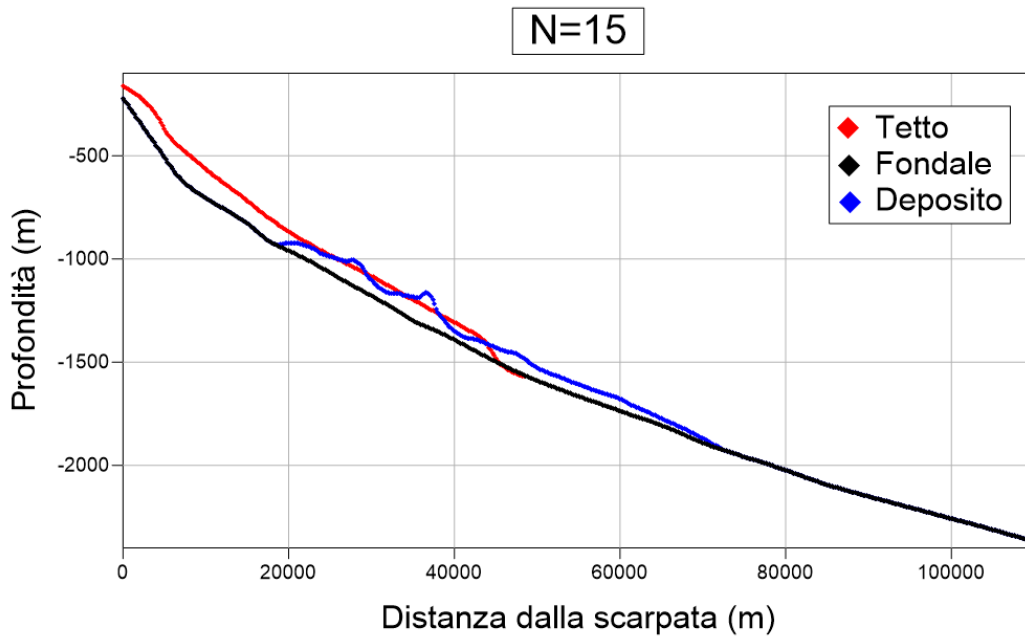


Figura 4.14: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con numero di blocchi $N=15$, visualizzato con il software *Surfer11*.

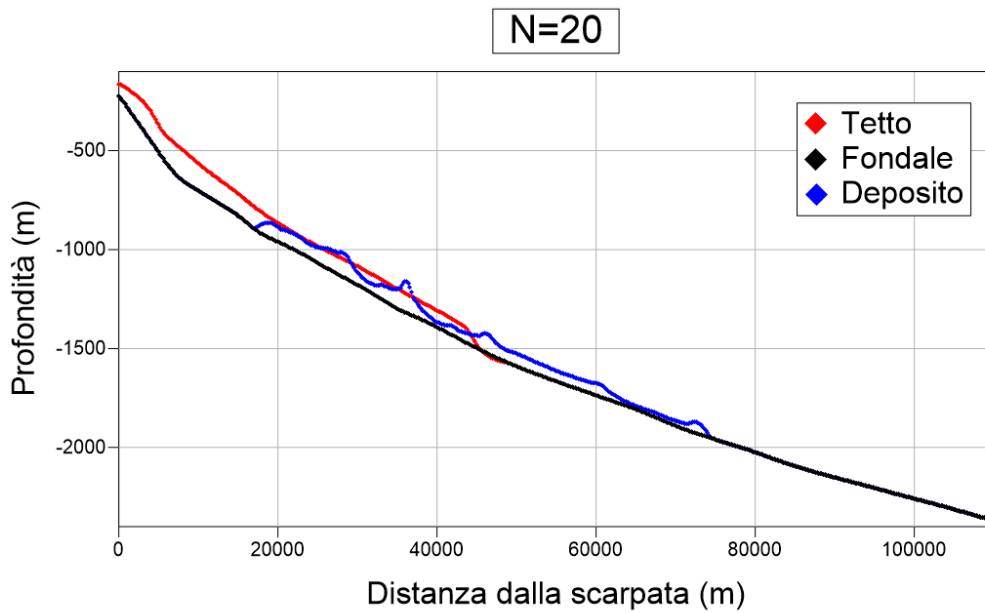


Figura 4.15: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con numero di blocchi $N=20$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.3.3 Variazione del coefficiente resistivo frontale

All'aumentare del coefficiente di resistivo frontale C_d si nota una diminuzione delle velocità, come mostrato in figura (4.16). Per valori più grandi di C_d la frana tende a fermarsi dopo un tempo maggiore. Questo è dovuto al fatto che la resistenza dipende dal quadrato della velocità: quindi rallentando si ha meno resistenza. A causa di tale effetto di compensazione si osserva un'estensione in lunghezza del deposito della stessa entità per tutti i valori del coefficiente resistivo frontale scelti. Si osserva inoltre che la diminuzione di velocità è proporzionale all'aumento di C_d , ma non in modo lineare. Le velocità medie dei casi $C_d = 0.06$ e $C_d = 0.08$ sembrano differire di un valore minore, di circa 1 m/s , rispetto alle velocità medie nei casi $C_d = 0.02$ e $C_d = 0.04$, che differiscono di un valore di circa 2.5 m/s .

Nelle figure (4.17), (4.18), (4.19), (4.20) e (4.21) è mostrato il deposito al variare del coefficiente di attrito frontale.

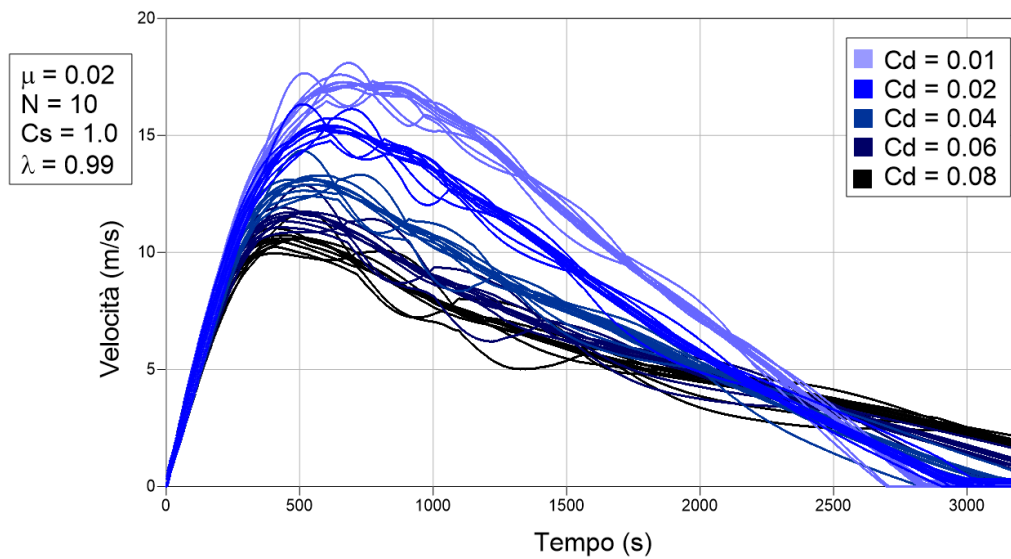


Figura 4.16: Grafico delle velocità per l'evento del Rosetta Canyon al variare del coefficiente resistivo frontale. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

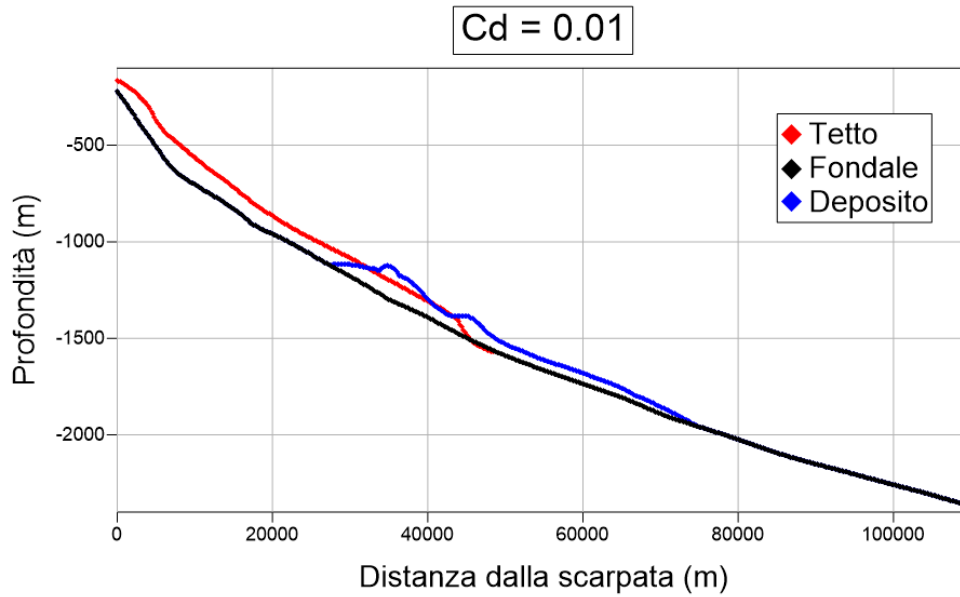


Figura 4.17: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.01$, visualizzato con il software *Surfer11*.

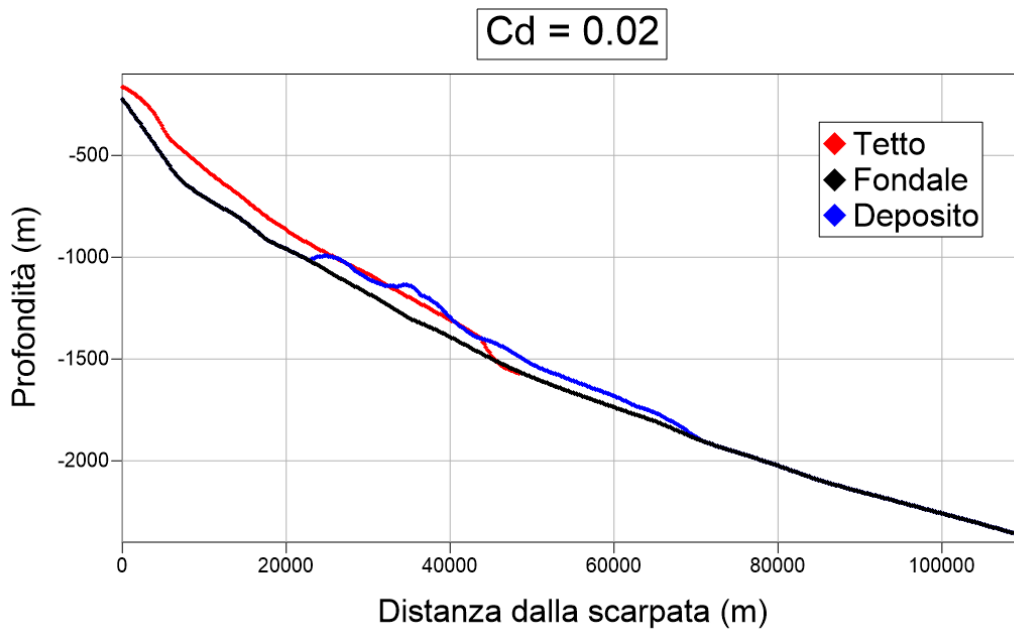


Figura 4.18: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.02$, visualizzato con il software *Surfer11*.

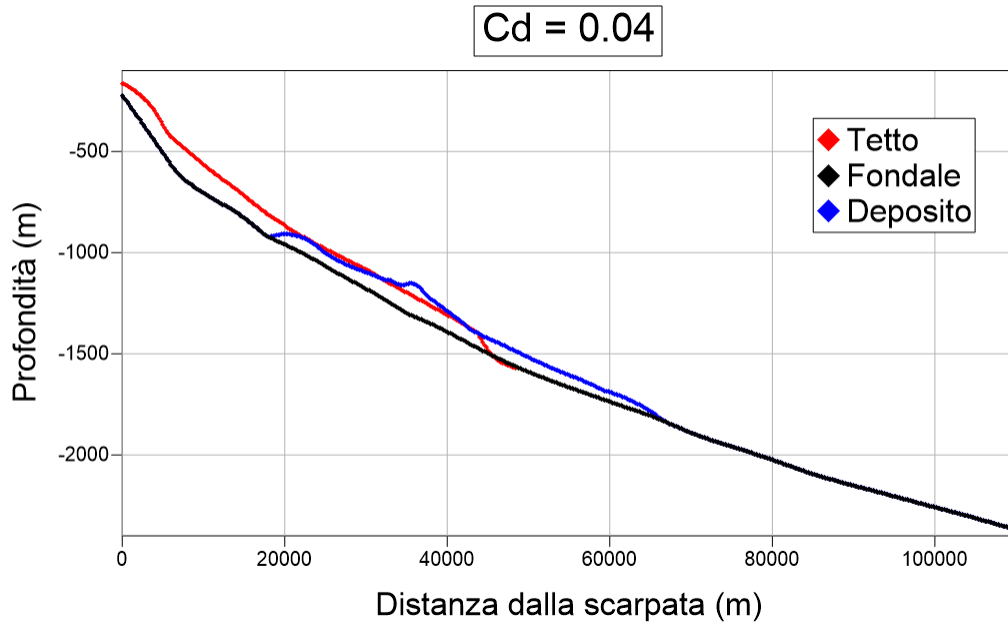


Figura 4.19: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.04$, visualizzato con il software *Surfer11*.

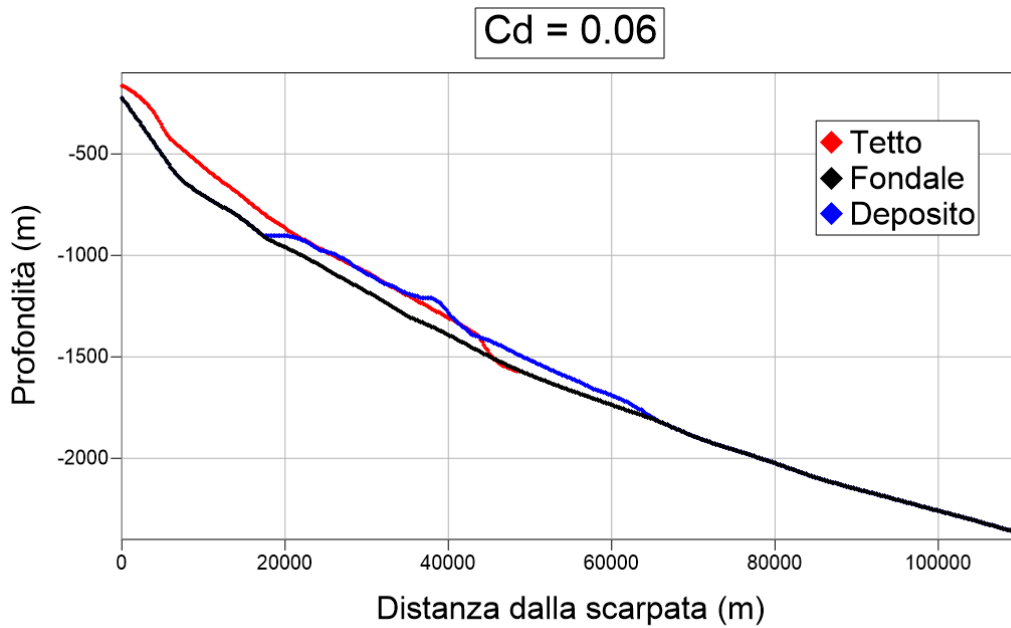


Figura 4.20: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.06$, visualizzato con il software *Surfer11*.

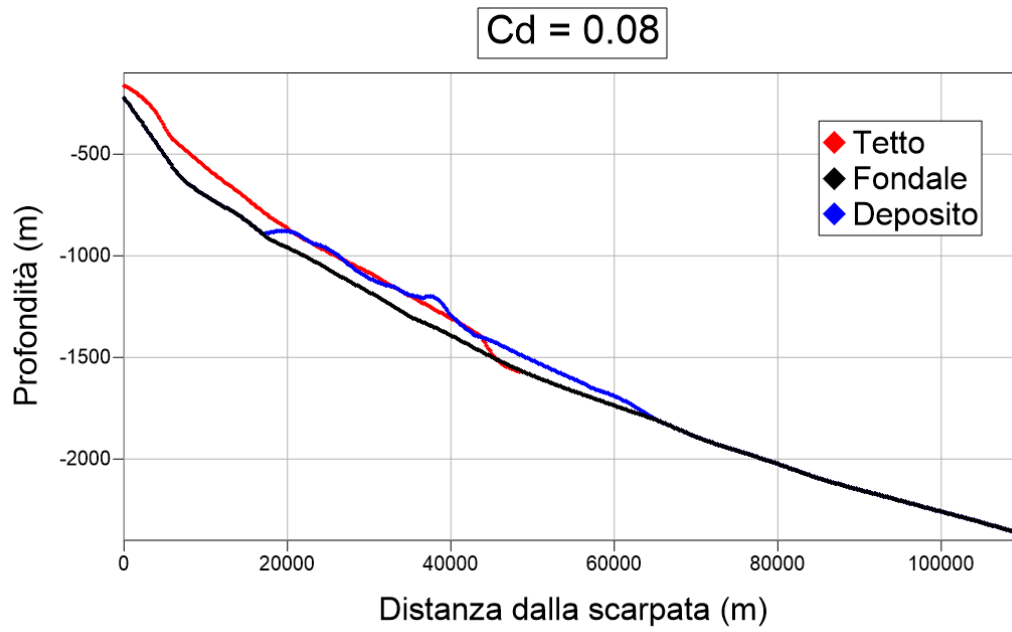


Figura 4.21: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.08$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.3.4 Variazione del coefficiente resistivo superficiale

Per quanto riguarda il coefficiente resistivo superficiale C_s , le velocità sono mostrate in figura (4.22). Non si notano particolari differenze: il picco della velocità viene raggiunto dopo circa 10 minuti e raggiunge un valore massimo di circa 15 m/s . Si nota che nel caso di $C_s = 3.0$ alcuni blocchi hanno velocità leggermente inferiore a quella degli altri e questo indica che la velocità media tende comunque a subire una diminuzione con l'aumentare del coefficiente, ma minore rispetto al caso di resistenza frontale. In tutti i casi la frana si ferma dopo circa 50 minuti: ciò porta ad avere un deposito con la stessa estensione in lunghezza in tutti i casi proposti. Il deposito finale è rappresentato nelle figure (4.23), (4.24), (4.25) e (4.26) e conferma quanto appena descritto.

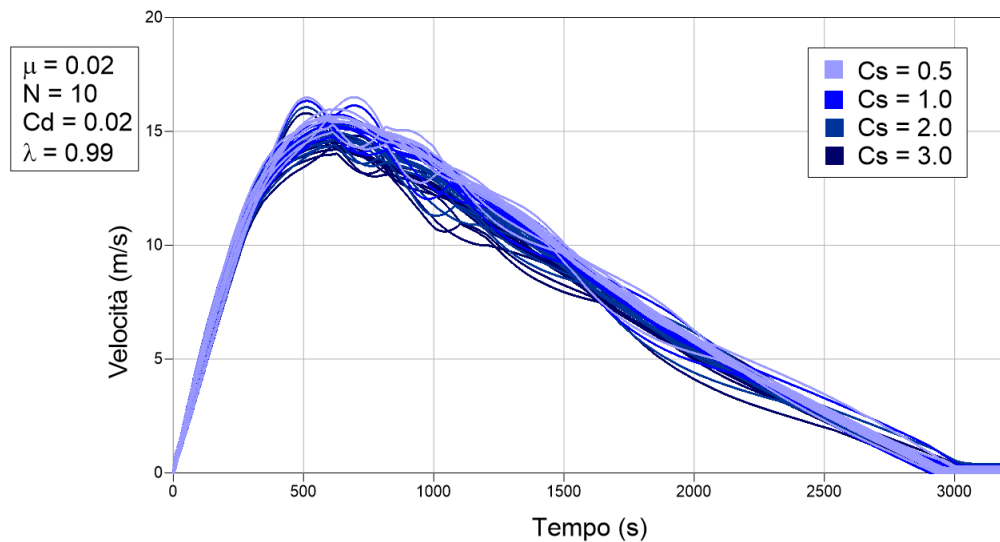


Figura 4.22: Grafico delle velocità per l'evento del Rosetta Canyon al variare del coefficiente resistivo superficiale. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

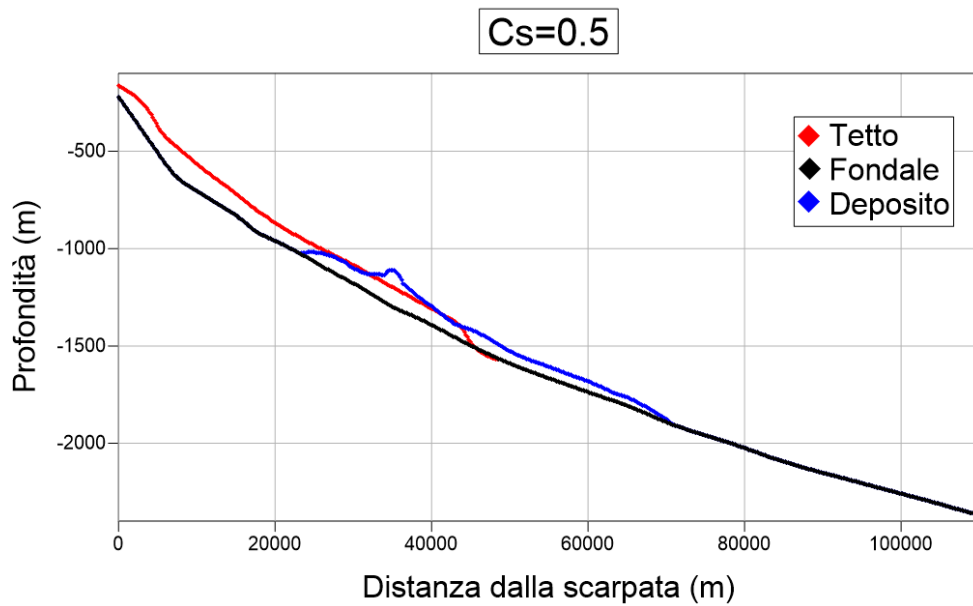


Figura 4.23: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 0.5$, visualizzato con il software *Surfer11*.

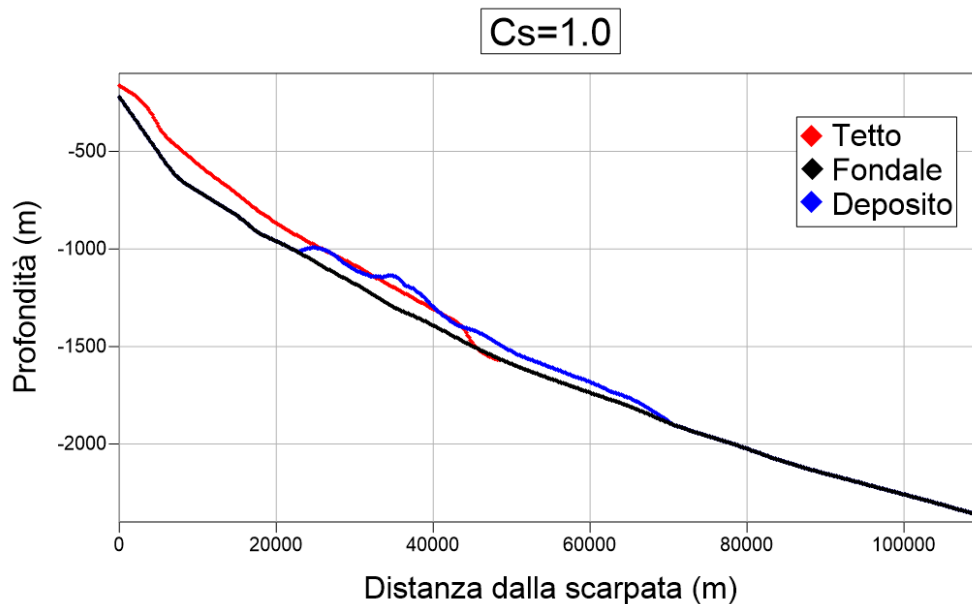


Figura 4.24: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 1.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

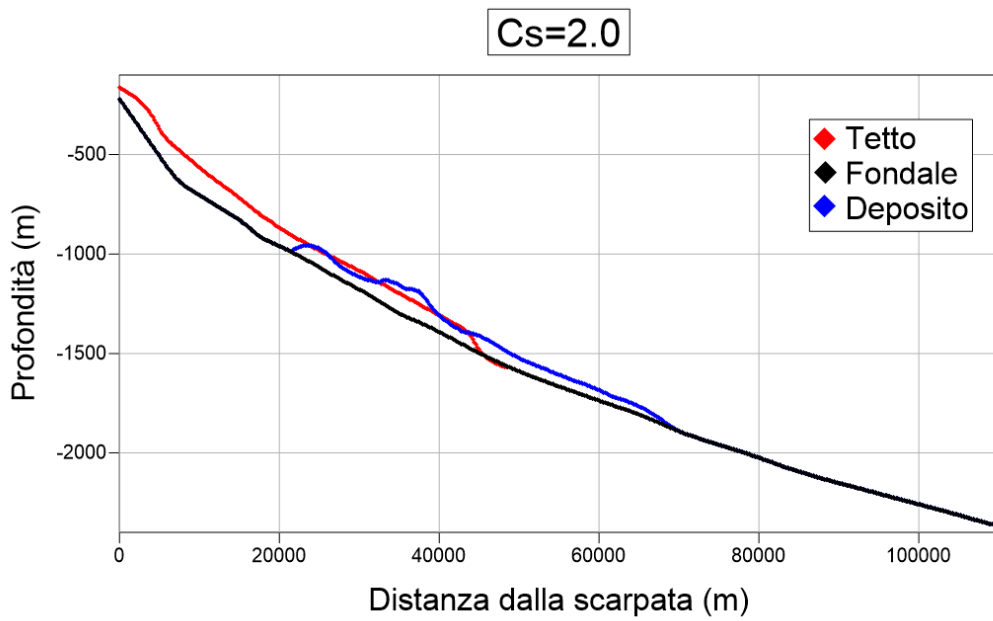


Figura 4.25: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 2.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

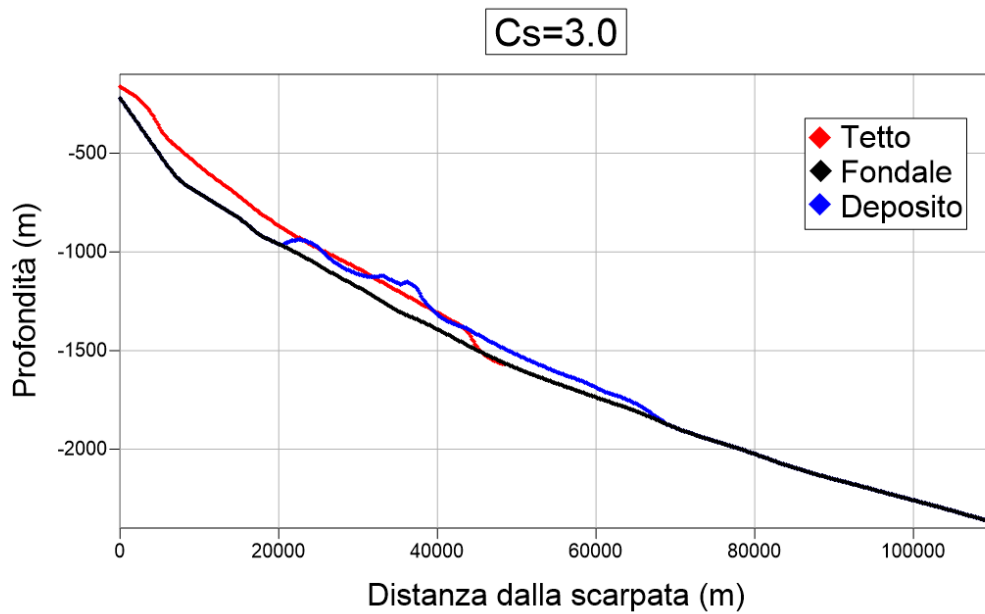


Figura 4.26: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 3.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.3.5 Variazione del coefficiente di interazione

Facendo variare il coefficiente di interazione λ (risultati mostrati in figura (4.27)) si ottiene sempre un valore massimo della velocità di circa 15 m/s dopo circa 10 minuti. Si nota inoltre che, quando l'interazione è minima, cioè il caso $\lambda = 1.0$, si ha una dispersione maggiore delle velocità dei blocchi attorno a un valore medio. Man mano che si abbassa il coefficiente si hanno dispersioni di entità minore. Nel caso $\lambda = 0.95$ si ha una dispersione molto bassa rispetto al valore medio della velocità, molto simile al caso in cui si è considerato il numero totale di blocchi pari a 5. Tale fenomeno può trovare spiegazione nel fatto che meno blocchi si hanno, maggiore sarà l'effetto dell'interazione che si concretizza con una minima dispersione di velocità. Analogamente, maggiore sarà l'interazione, meno influente sarà il numero di blocchi, come nel caso di $\lambda = 0.95$. Anche questa volta si attende un'estensione del deposito finale molto simile per ciascun caso.

Nelle figure (4.28), (4.29), (4.30) e (4.31) si può osservare il deposito.

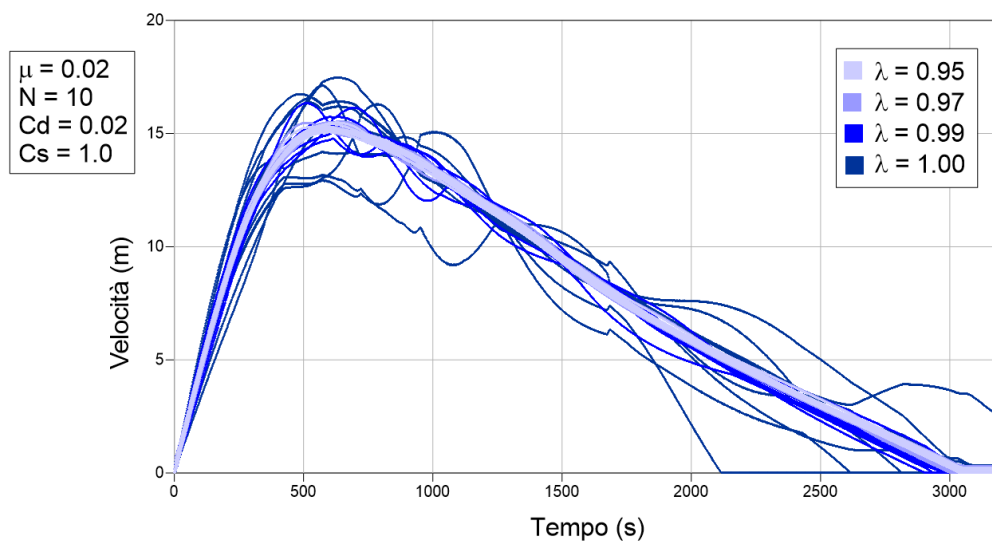


Figura 4.27: Grafico delle velocità per l'evento del Rosetta Canyon al variare del coefficiente di interazione. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

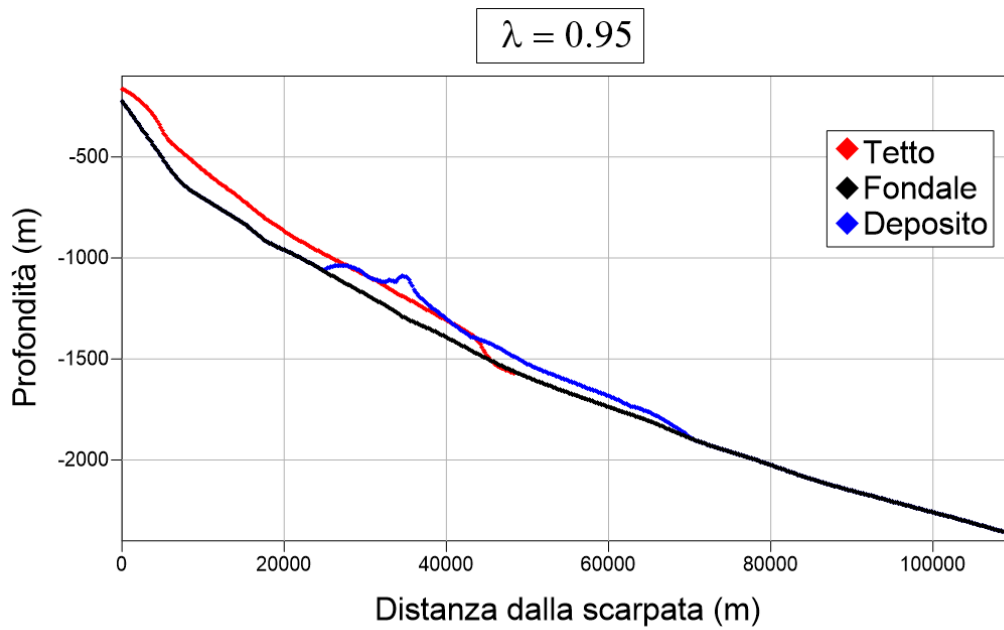


Figura 4.28: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 0.95$, visualizzato con il software *Surfer11*.

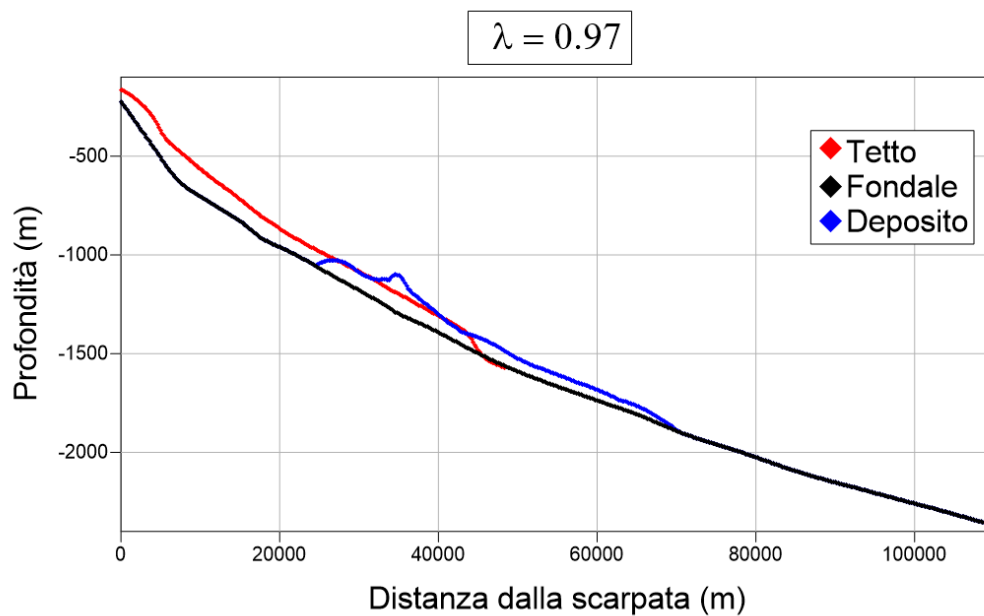


Figura 4.29: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 0.97$, visualizzato con il software *Surfer11*.

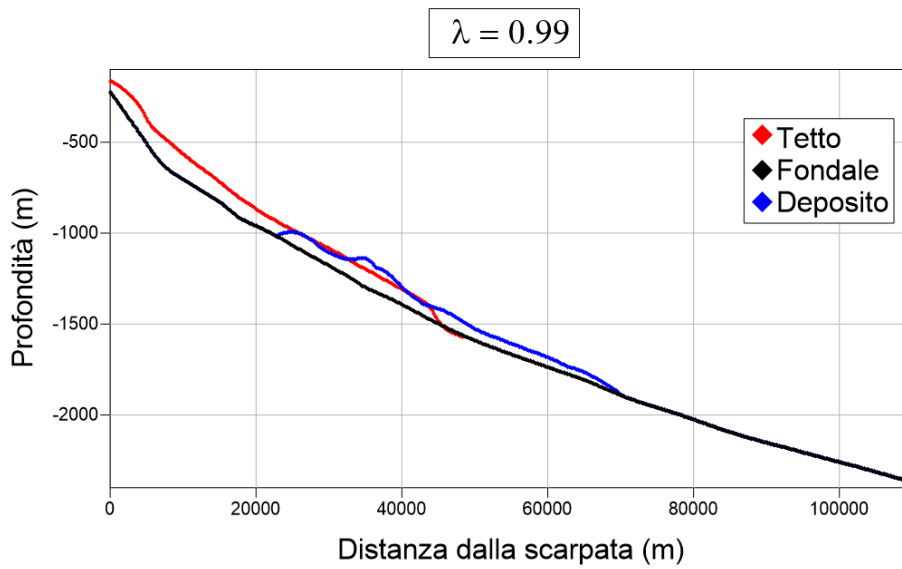


Figura 4.30: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 0.99$, visualizzato con il software *Surfer11*.

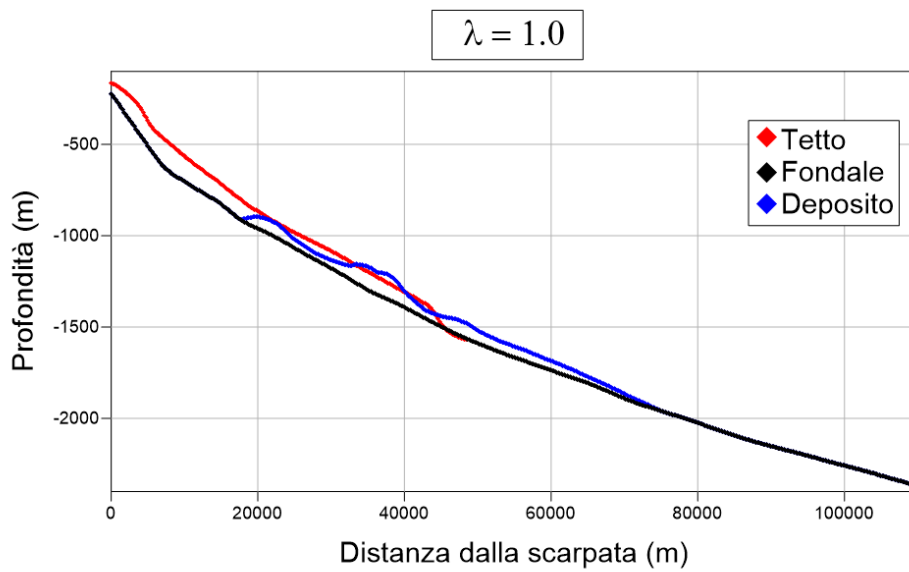


Figura 4.31: Deposito della frana per l'evento del Rosetta Canyon simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 1.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.3.6 Rosetta Canyon: scelta della simulazione di riferimento

Il codice di simulazione della frana permette di ottenere lo spessore dei depositi finali e confrontarlo con i trasporti di massa individuati nel capitolo precedente. In particolare il coefficiente di attrito basale determina più degli altri parametri l'estensione in lunghezza del volume mobilizzato. Sovrapponendo lo spessore calcolato al variare dei parametri al grafico in figura (3.5) risulta evidente che la simulazione che approssima il deposito di SL6 è quella che corrisponde ai seguenti valori: $\mu = 0.02$, $N=10$, $C_d = 0.02$, $C_s = 1.0$ e $\lambda = 0.99$.

In figura (4.32) è mostrato lo spessore del deposito calcolato per i precedenti valori dei parametri sovrapposto alla mappa dei depositi individuati nella regione.

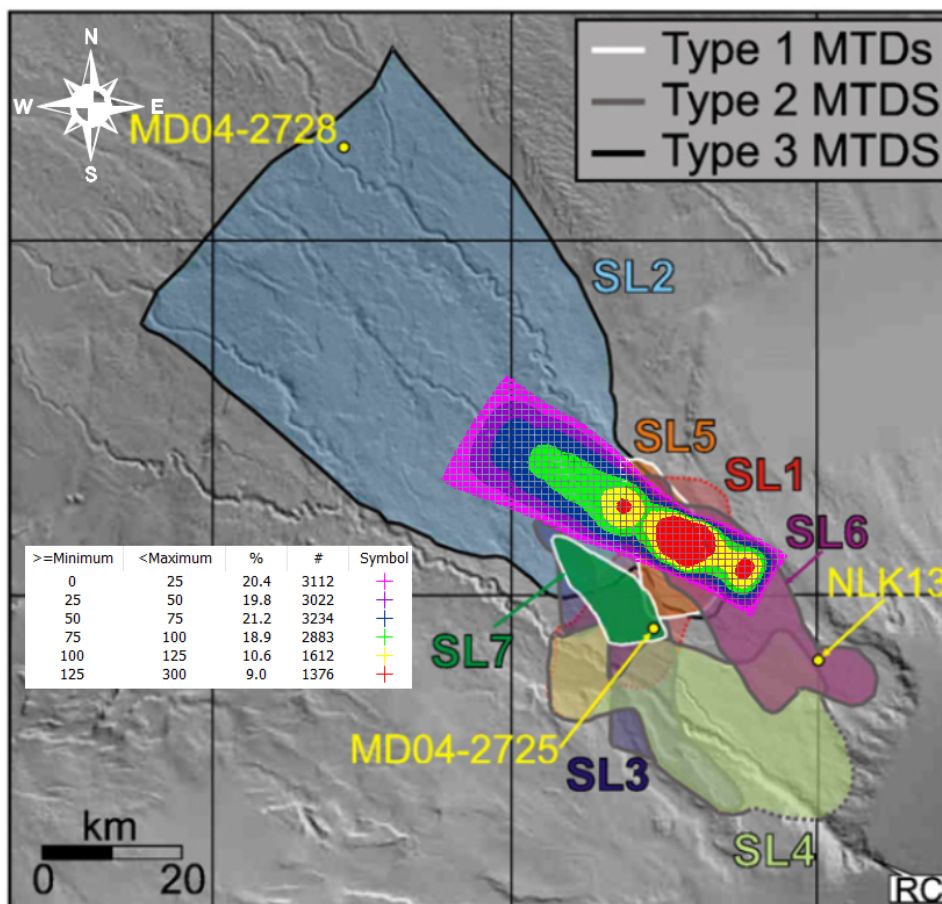


Figura 4.32: Confronto tra il deposito di SL6 individuato da Garziglia et al., (2008) e lo spessore del deposito finale calcolato per la simulazione di riferimento.

4.4 Ricostruzione di uno scenario di frana alle pendici del monte Eratostene

Il secondo evento che si è scelto di studiare consiste in una frana lungo i pendii del monte Eratostene. Anche in questo caso si hanno evidenze di eventi franosi dovuti a instabilità gravitativa, ma, a differenza del precedente, l'evento in questione è risultato più facile da ricostruire: i dati batimetrici scaricati da *EMODnet* in questa zona sono più definiti e presentano evidenti nicchie e depositi. Tuttavia essi non permettono di avere un diretto confronto con il deposito finale. Il fianco meridionale del rilievo montuoso è costituito da una scarpata molto ripida ed è plausibile che nel corso del tempo, nella depressione ai suoi piedi, vedere figura (4.33), si siano accumulati molti depositi provenienti da eventi simili a quello studiato.

Il procedimento seguito è analogo a quello descritto nella sezione precedente: si sono scaricati i dati batimetrici da *EMODnet* (<http://portal.emodnet-bathymetry.eu>, accesso online in data 24 Settembre 2019) in coordinate ASCII.xyz. Grazie a *Surfer11* si è passati a un sistema di coordinate cartesiane UTM nel fuso 35N. Si è poi costruita una mappa batimetrica, interpolando i dati a disposizione su una griglia regolare con passo di 200 m.

In figura (4.34) è mostrata la batimetria. Si è deciso di far arrivare il contorno di frana fino all'apice della scarpata per avere un controllo ulteriore sui parametri che governano il moto di scivolamento, come verrà spiegato in seguito.

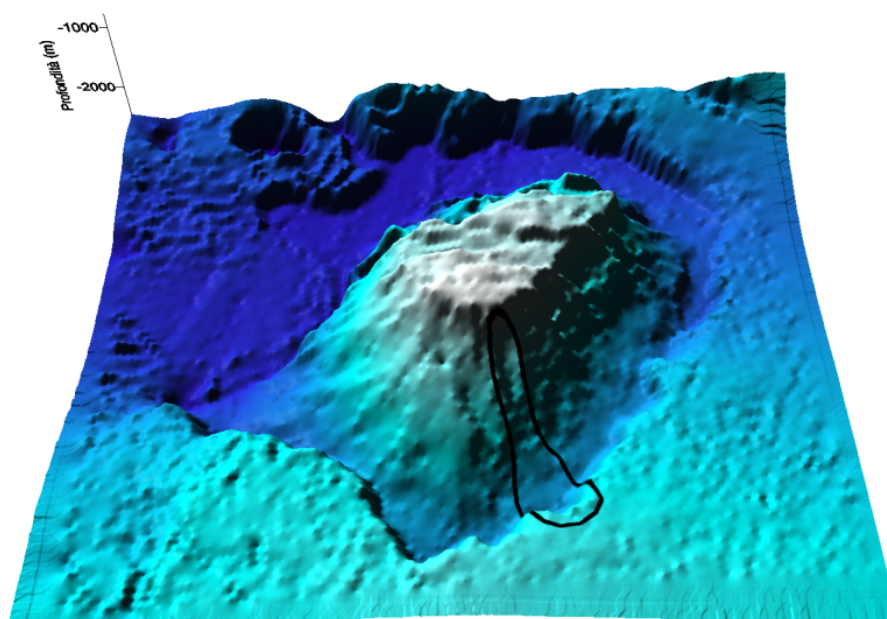


Figura 4.33: Mappa batimetrica ottenuta con l'opzione *3D surface* del software *Surfer11* del monte Eratostene. Il contorno scuro rappresenta il contorno di frana scelto.

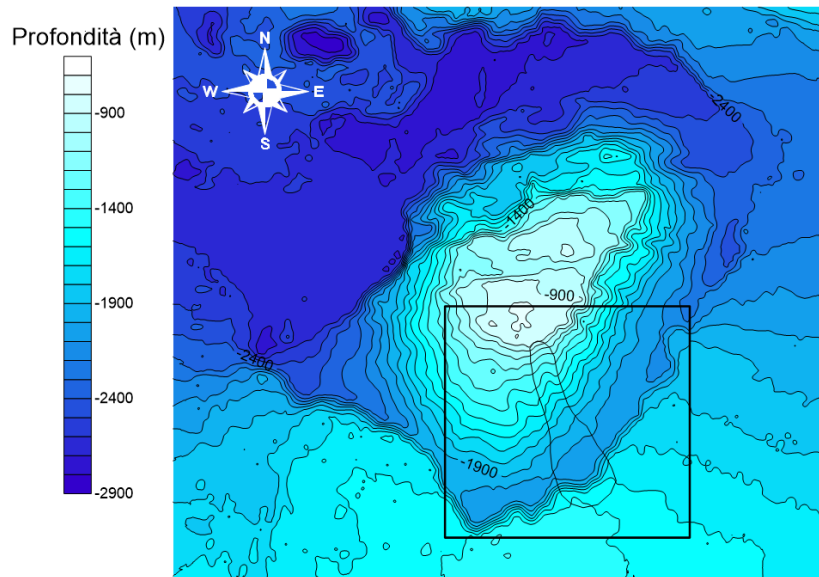


Figura 4.34: Mappa batimetrica del monte Eratostene. Il contorno scuro rappresenta il contorno di frana scelto. Il quadrato in basso rappresenta la zona di interesse di cui, in seguito, verrà fatto un ingrandimento

Come nel caso precedente, con un'operazione di riempimento, è stato ricostruito il tetto della frana. La figura (4.35) mostra lo spessore del corpo di frana iniziale ricostruito, in questo caso si ottiene un volume di circa 5.1 km^3 . Analogamente allo scenario precedente gli spessori più alti si concentrano nella zona meno profonda, fattore che amplifica la generazione dello tsunami.

In seguito si è individuata la traiettoria dei centri di massa, mostrata in figura (4.36); grazie a *UBO-BLOCK1 profile* si sono poi ottenuti i profili della superficie di scivolamento e del tetto mostrati in figura (4.37).

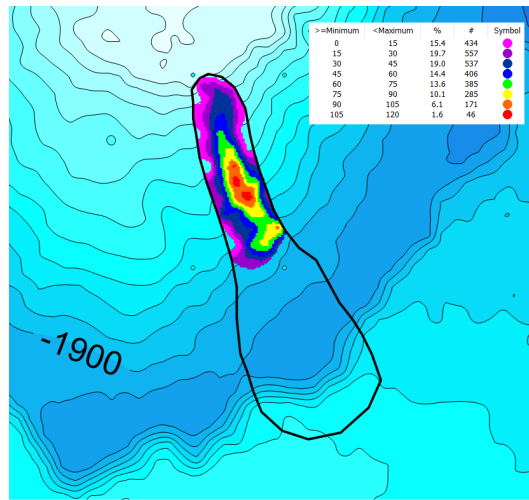


Figura 4.35: Ingrandimento della zona di interesse, che mostra lo spessore iniziale della frana ricostruita.

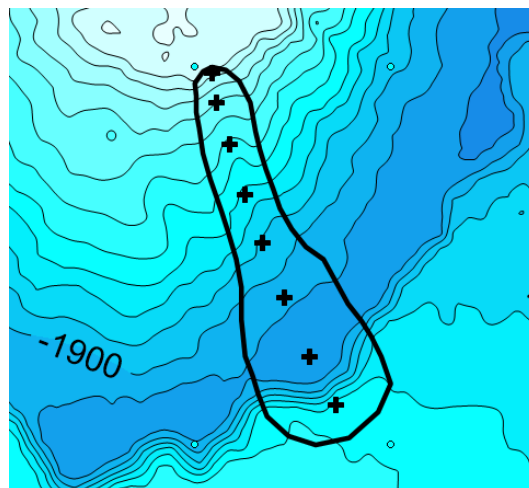


Figura 4.36: Ingrandimento della zona di interesse. Le croci si riferiscono alla traiettoria costruita, seguita dai centri di massa dei blocchi in cui si suddividerà la frana.

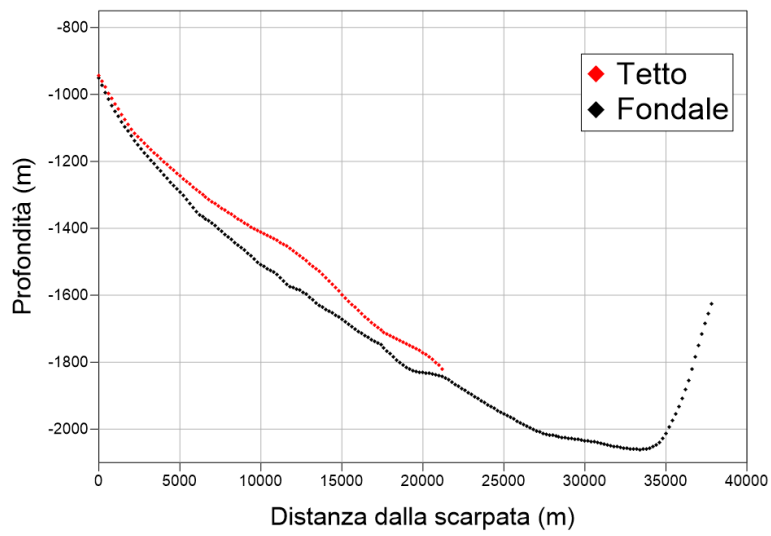


Figura 4.37: Sezione verticale che mostra in nero il profilo della superficie di scivolamento, in rosso il tetto ricostruito: entrambi i profili sono stati creati da *UBO-BLOCK profile*.

4.5 Analisi di sensibilità

Analogamente a quanto visto per lo scenario del Rosetta Canyon, i parametri presi in considerazione per l'analisi sono i seguenti:

- μ , coefficiente di attrito.
- N , numero dei blocchi.
- C_d , coefficiente resistivo frontale.
- C_s , coefficiente resistivo superficiale.
- λ , parametro di interazione.

Come per il caso precedente essi sono stati fatti variare all'interno di intervalli definiti. Per ciascun parametro vengono mostrati i grafici delle velocità e del deposito finale.

4.5.1 Variazione del coefficiente di attrito

In figura (4.38) sono mostrate le velocità al variare del coefficiente d'attrito: il valore massimo della velocità viene raggiunto dopo circa 7 minuti dall'inizio dell'evento. Si vede, coerentemente con quanto ci si aspetta, che all'aumentare dell'attrito la velocità diminuisce: questa assume valore massimo di circa 20 m/s nel caso di attrito minimo e si riduce a circa 8 m/s nel caso di attrito massimo. Si nota anche che al diminuire dell'attrito si ha maggiore dispersione delle velocità dei singoli blocchi. Nelle figure (4.39), (4.40), (4.41) e (4.42) è mostrato il deposito. Va tenuto conto che un'arrampicamento di quest'ultimo lungo la scarpata di destra risulta poco verosimile.

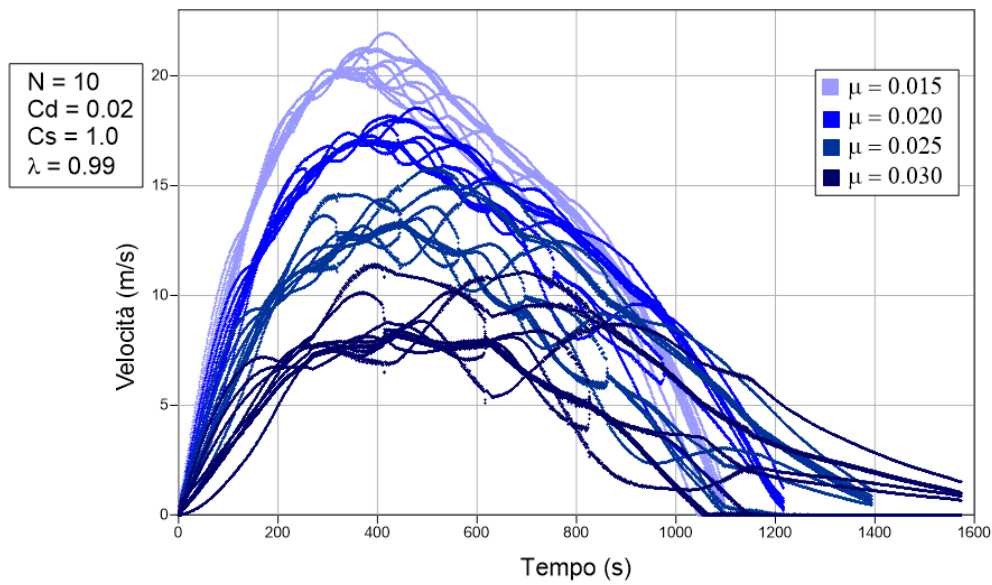


Figura 4.38: Grafico delle velocità per l'evento del monte Eratostene al variare del coefficiente di attrito. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

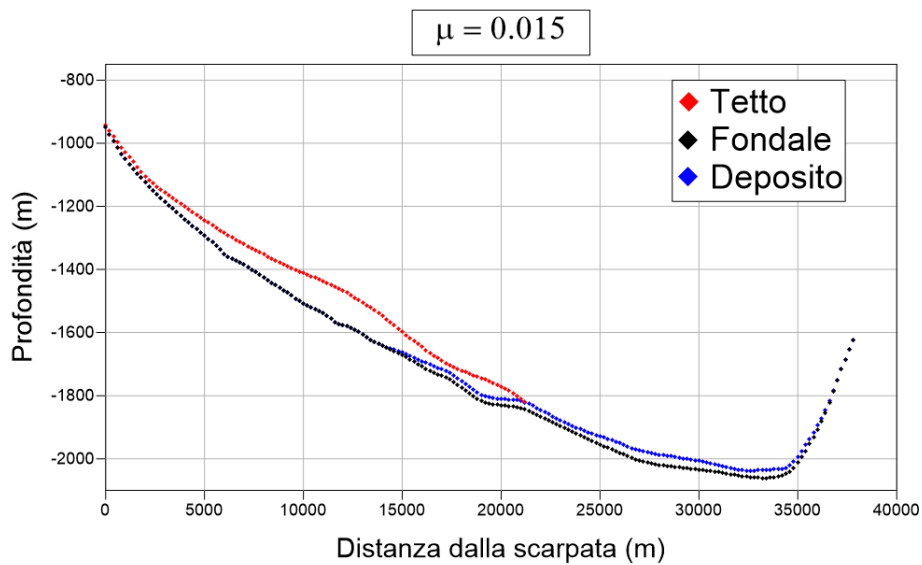


Figura 4.39: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.015$, visualizzato con il software *Surfer11*.

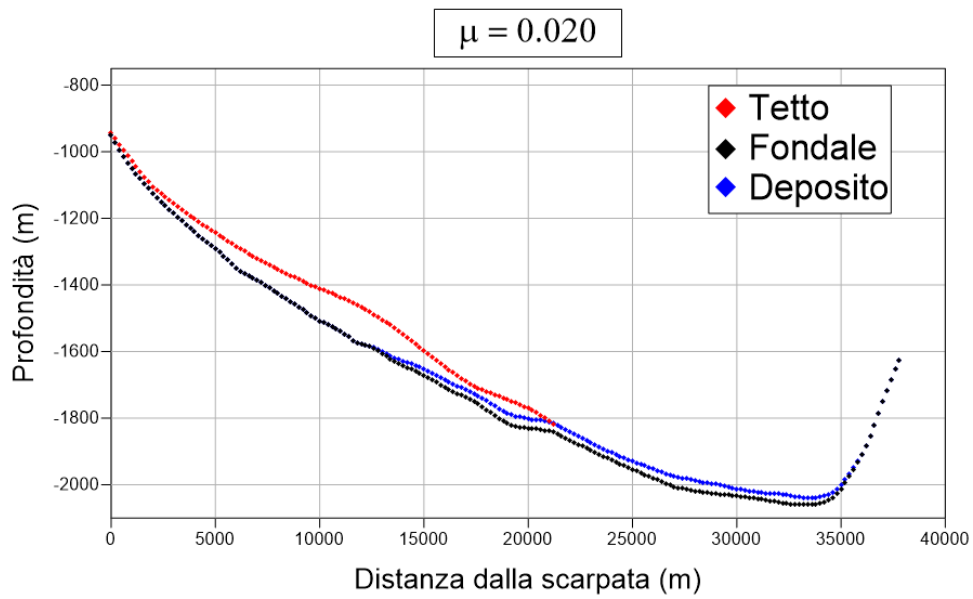


Figura 4.40: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.020$, visualizzato con il software *Surfer11*.

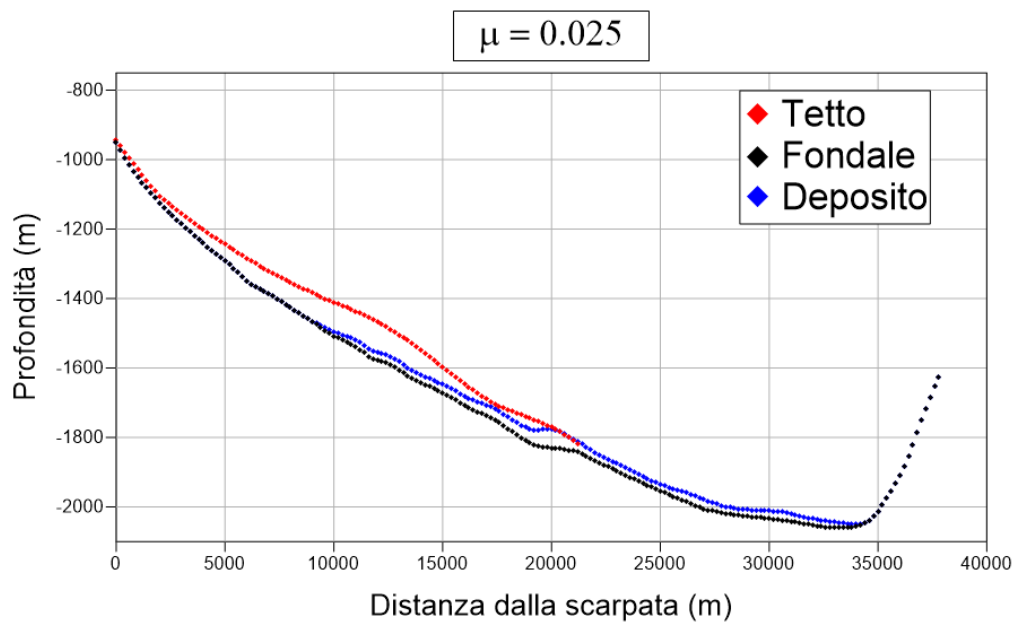


Figura 4.41: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.025$, visualizzato con il software *Surfer11*.

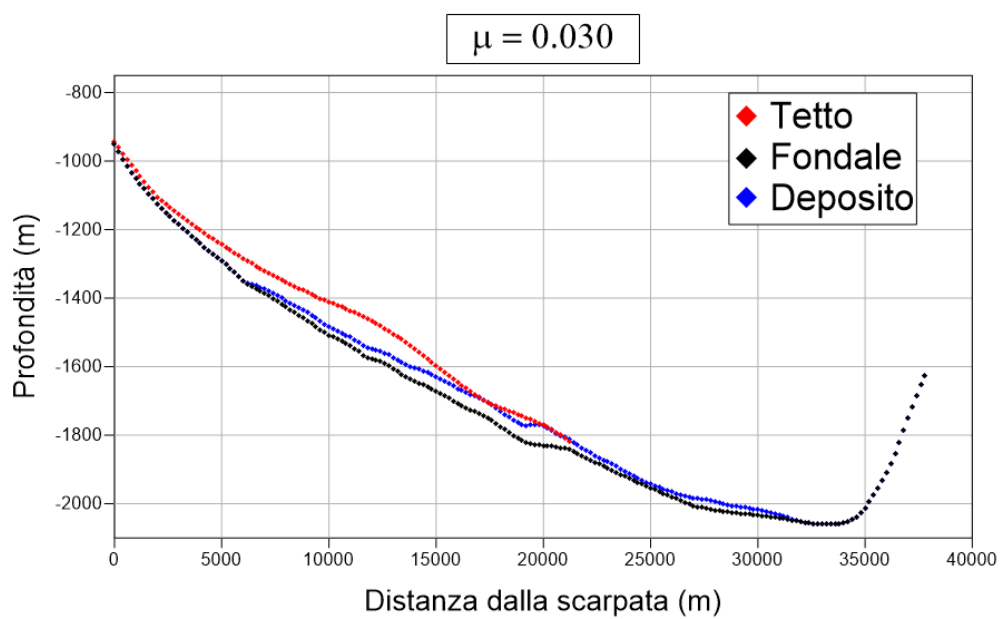


Figura 4.42: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di attrito $\mu = 0.030$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.5.2 Variazione del numero di blocchi

In figura (4.43) sono mostrati i risultati ottenuti agendo sul numero di blocchi. Il valore massimo della velocità è raggiunto, come nel caso precedente, dopo circa 7 minuti dall'inizio dell'evento; il picco delle velocità risulta di circa 17 m/s per ciascuna simulazione e, all'aumentare del numero di blocchi, si ha maggiore dispersione di tale valore. Si attendono dei depositi con la medesima estensione in lunghezza. Questi sono rappresentati nelle figure (4.44), (4.45), (4.46) e (4.47). Come si può vedere la lunghezza dei depositi è di circa 23 km , ad eccezione del caso $N=5$ in cui si attesta sui 20 km circa. Poiché l'interazione è definita tramite un intervallo di valori, che dipende dalla distanza dei centri di massa, meno sono i blocchi, più distanti sono i Cdm, e quindi è più facile che raggiungano i limiti di questo intervallo, arrivando di fatto all'interazione massima nonostante si sia tenuto fisso il coefficiente λ . Inoltre al diminuire di N il profilo dei depositi appare sempre più smussato.

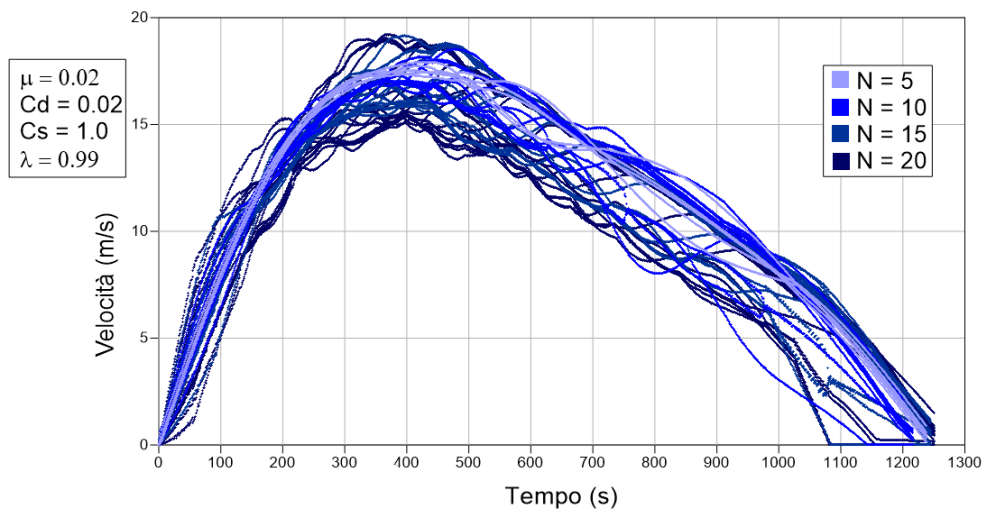


Figura 4.43: Grafico delle velocità per l'evento del monte Eratostene al variare del numero di blocchi. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

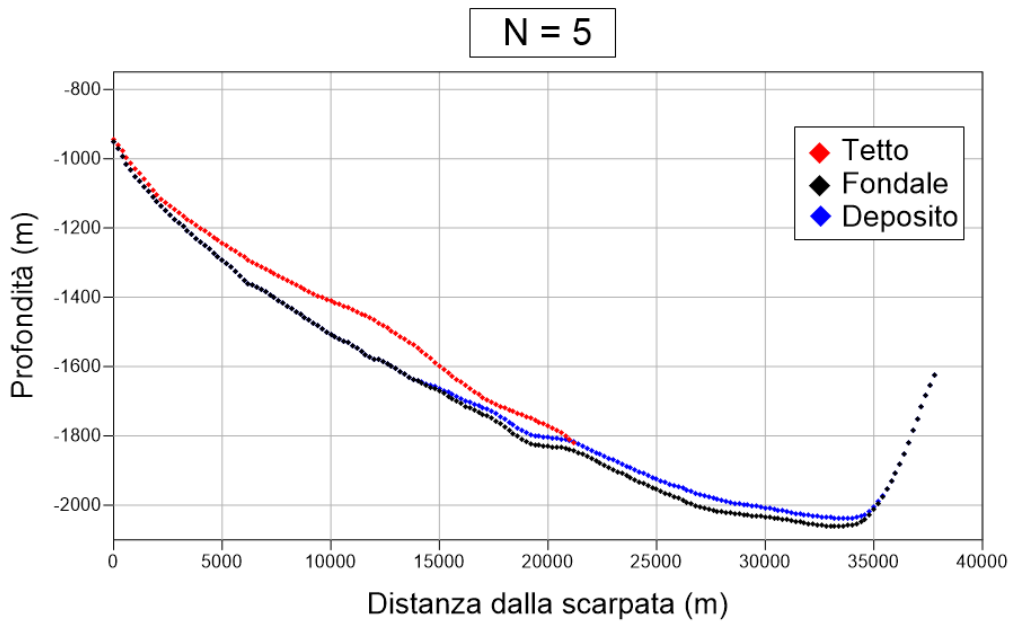


Figura 4.44: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene con numero di blocchi $N=5$, visualizzato con il software *Surfer11*.

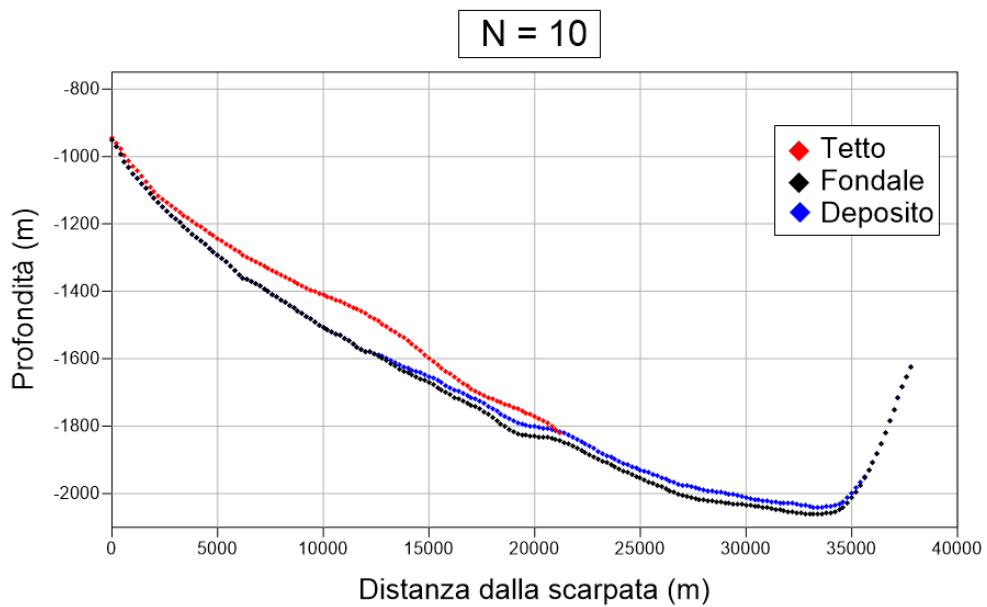


Figura 4.45: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con numero di blocchi $N=10$, visualizzato con il software *Surfer11*.

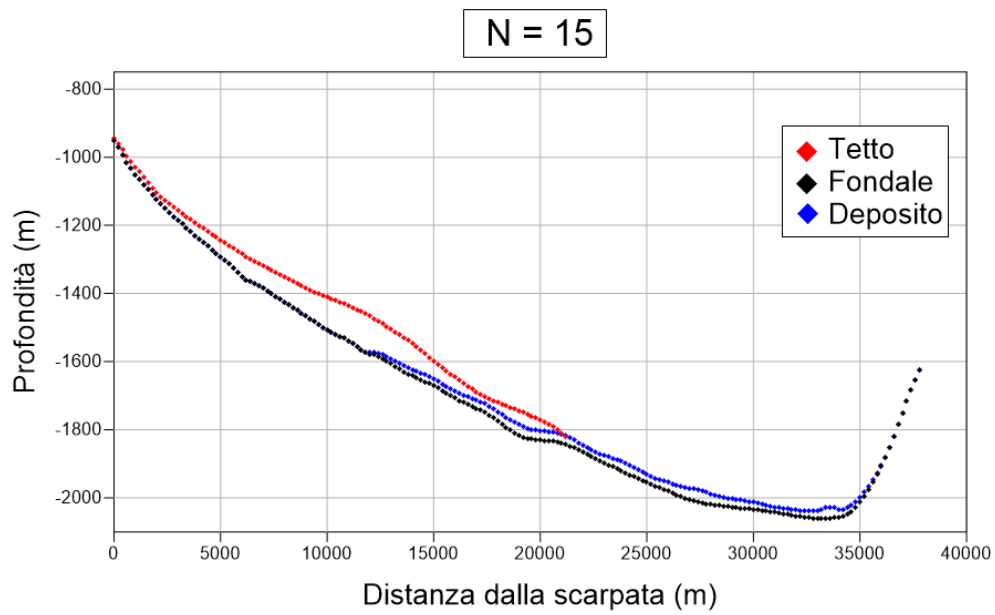


Figura 4.46: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene con numero di blocchi $N=15$, visualizzato con il software *Surfer11*.

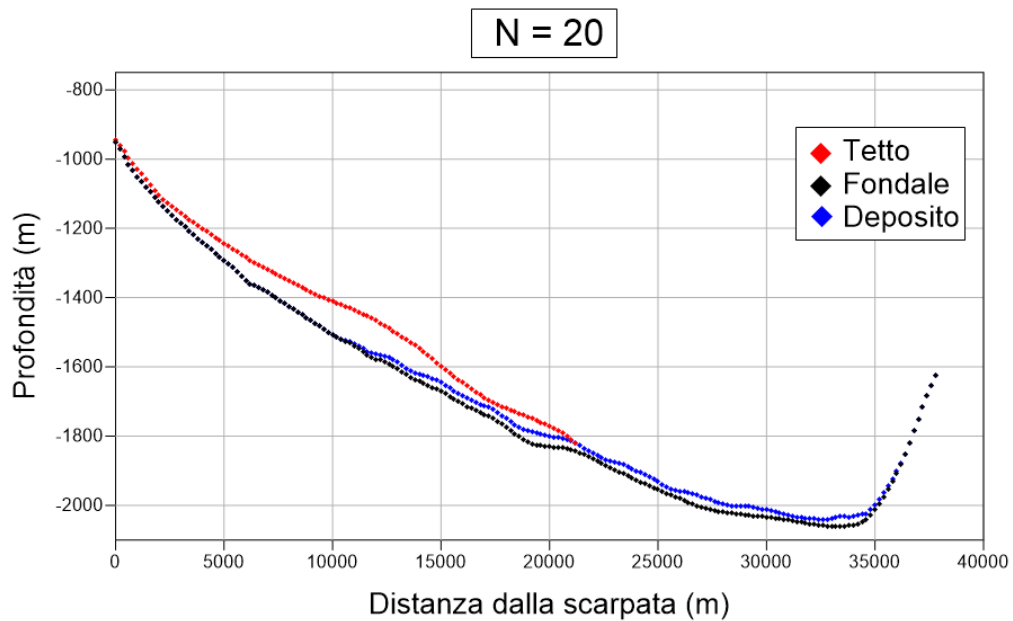


Figura 4.47: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con numero di blocchi $N=20$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.5.3 Variazione del coefficiente resistivo frontale

Aumentando il coefficiente resistivo frontale si nota una diminuzione delle velocità. I risultati sono mostrati in figura (4.48). Il picco di velocità è raggiunto dopo circa 7 minuti nei casi di resistenza più bassa: questo intervallo temporale tende a diminuire all'aumentare di C_d . A causa della dispersione delle velocità e dell'appiattirsi delle curve, la stima dei picchi di velocità nei casi di coefficiente resistivo frontale maggiore risulta incerta. Analogamente al caso del Rosetta Canyon, per valori più grandi di C_d la frana impiega più tempo ad arrestarsi: ci si aspetta anche in questo caso di osservare un'estensione del deposito di lunghezza simile per ciascun valore del coefficiente. Si osserva inoltre che la diminuzione di velocità è proporzionale all'aumento di C_d , ma non in modo lineare. All'aumentare di C_d , la velocità diminuisce progressivamente sempre di meno, fino a un punto, per i valori più alti, in cui sembra raggiungere una sorta di saturazione. Va precisato che tale coefficiente dipende dalla superficie esposta che quindi avrà un limite di estensione. Nelle figure (4.49), (4.50), (4.51), (4.52) e (4.53) è mostrato il deposito al variare del coefficiente di attrito frontale.

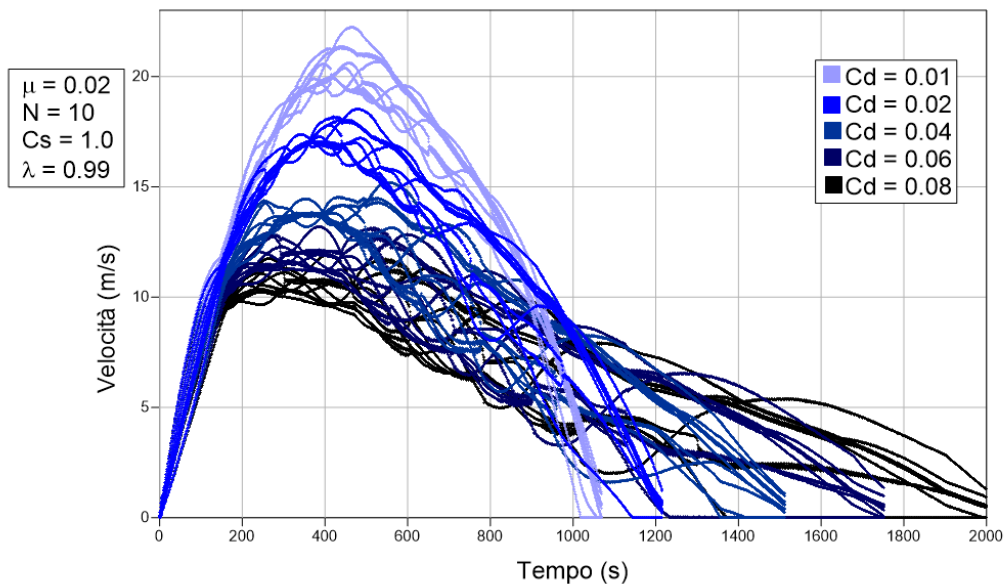


Figura 4.48: Grafico delle velocità per l'evento del monte Eratostene al variare del coefficiente resistivo frontale. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

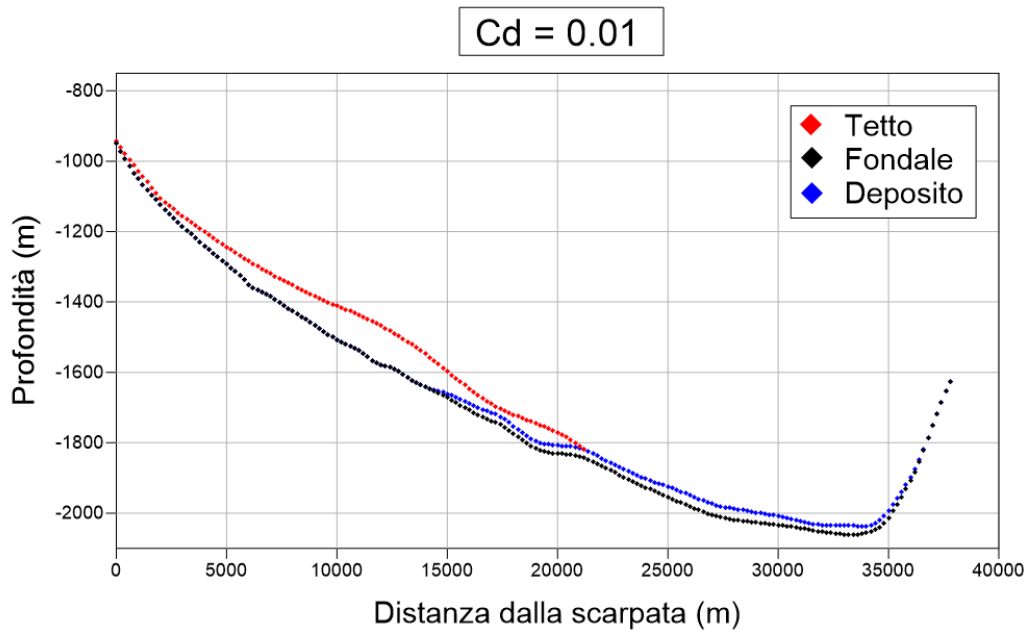


Figura 4.49: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.01$, visualizzato con il software *Surfer11*.

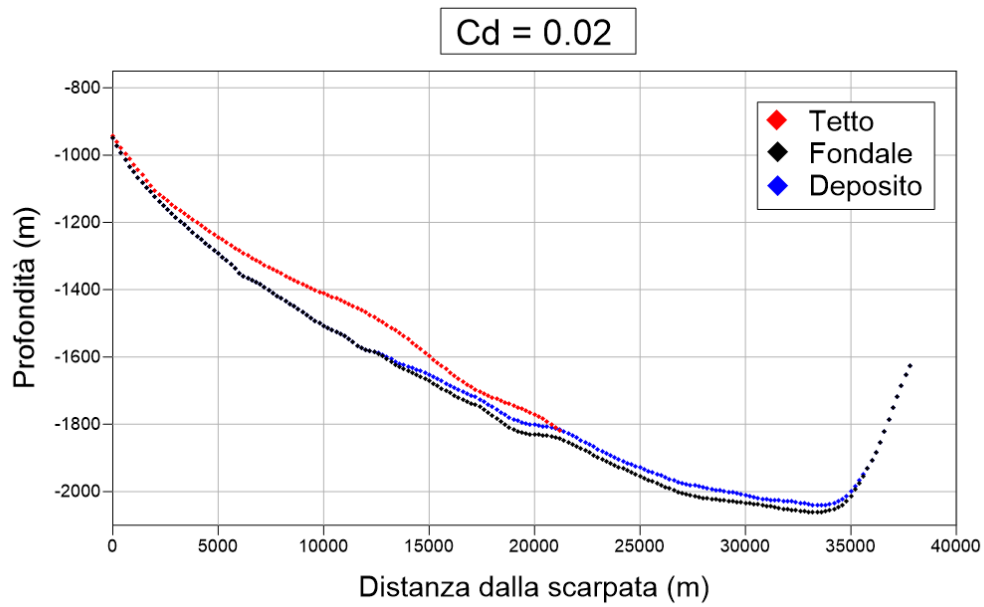


Figura 4.50: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.02$, visualizzato con il software *Surfer11*.

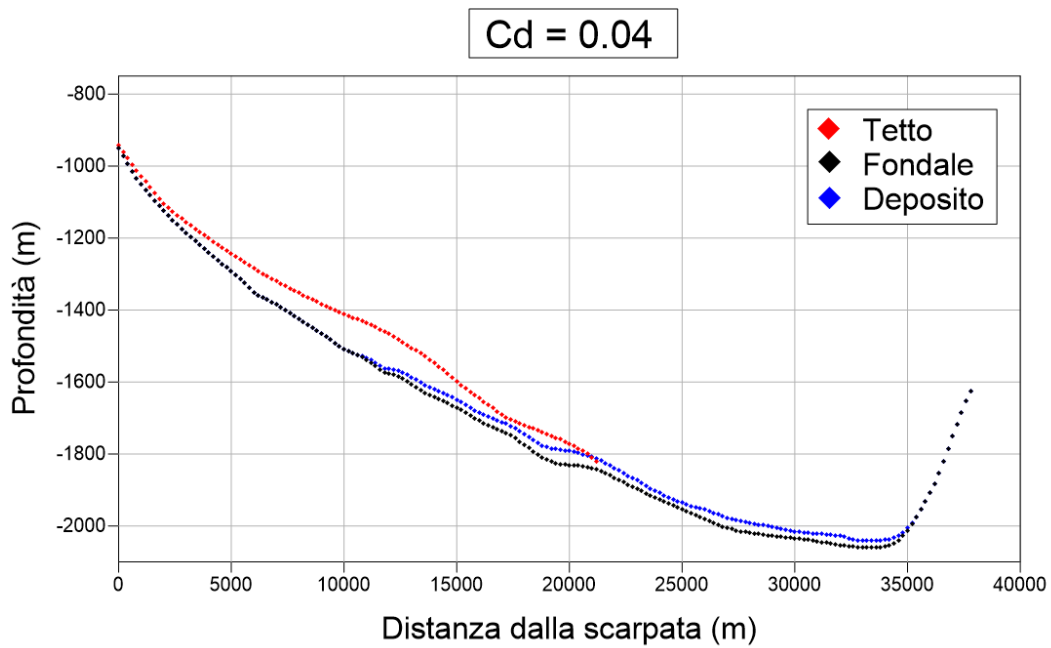


Figura 4.51: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.04$, visualizzato con il software *Surfer11*.

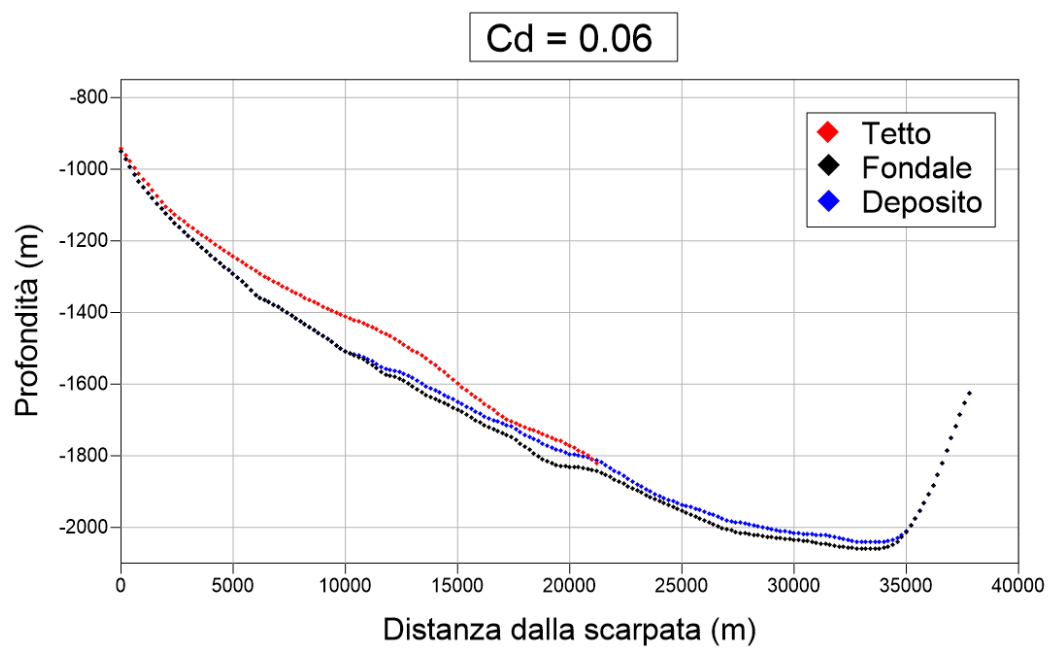


Figura 4.52: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.06$, visualizzato con il software *Surfer11*.

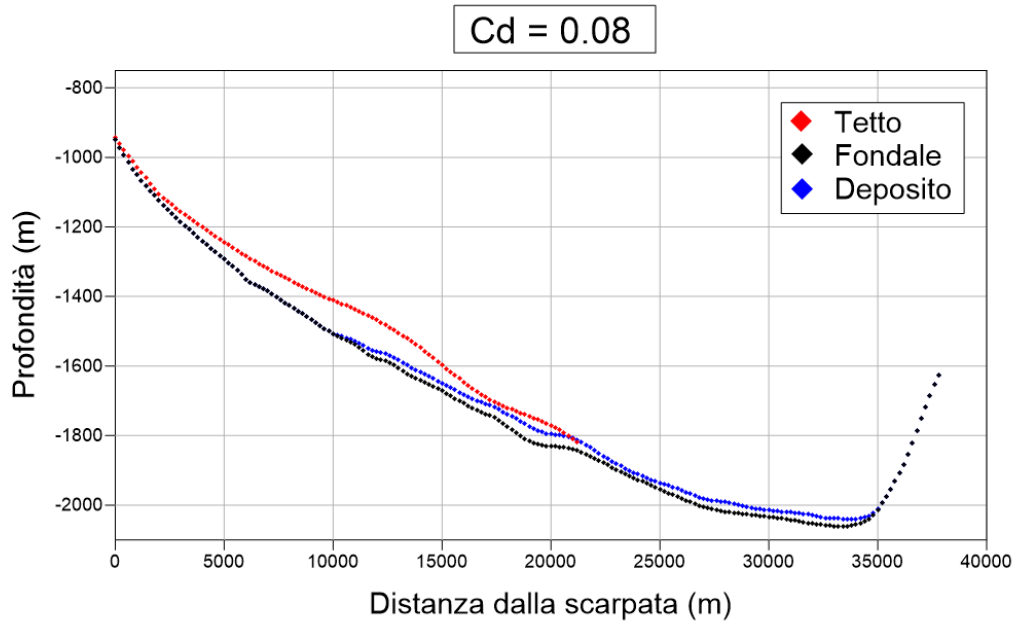


Figura 4.53: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo frontale $C_d = 0.08$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.5.4 Variazione del coefficiente resistivo superficiale

Al variare del coefficiente resistivo superficiale il picco di velocità è raggiunto sempre dopo circa 7 minuti, come si può notare dal grafico in figura (4.54). All'aumentare del coefficiente la velocità diminuisce di poco rispetto al caso dell'attrito basale o della resistenza frontale e assume un valore massimo di circa 18 m/s nel caso $C_s = 0.5$ e un valore minimo di circa 11 m/s nel caso di $C_s = 3.0$. La dispersione delle velocità sembra non subire variazioni.

Nelle figure (4.55), (4.56), (4.57) e (4.58), sono rappresentati i depositi: questi ultimi non risentono in maniera considerevole della variazione del coefficiente di attrito superficiale.

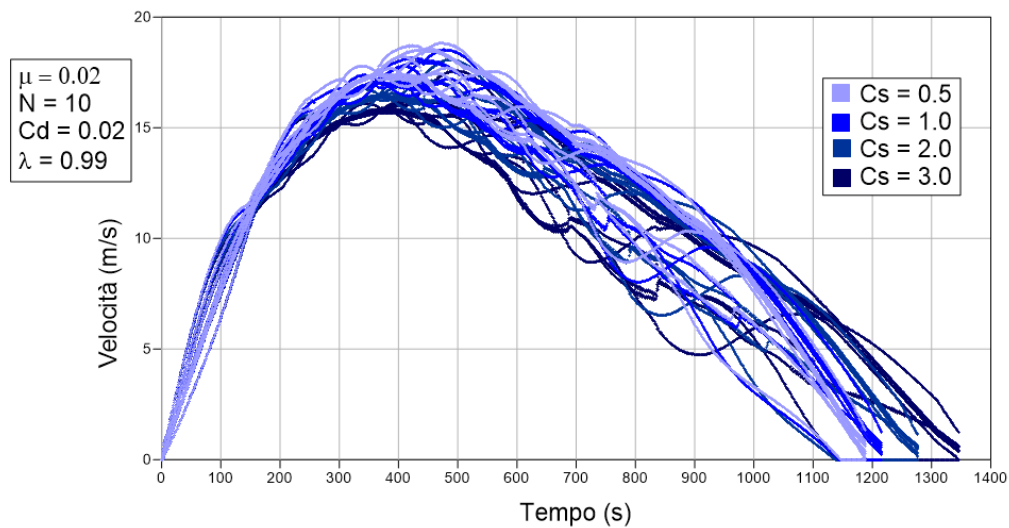


Figura 4.54: Grafico delle velocità per l'evento del monte Eratostene al variare del coefficiente resistivo superficiale. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

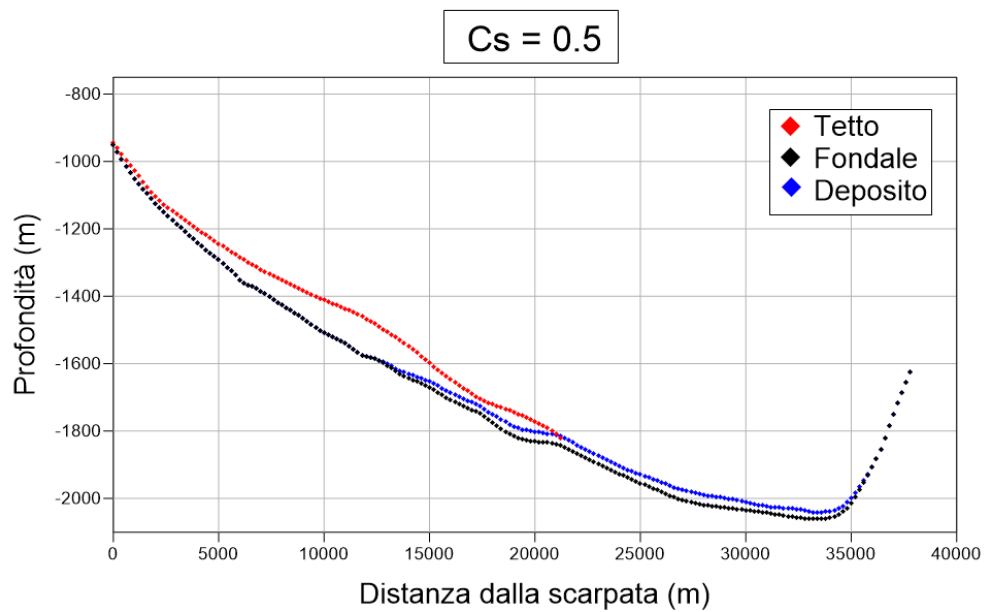


Figura 4.55: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 0.5$, visualizzato con il software *Surfer11*.

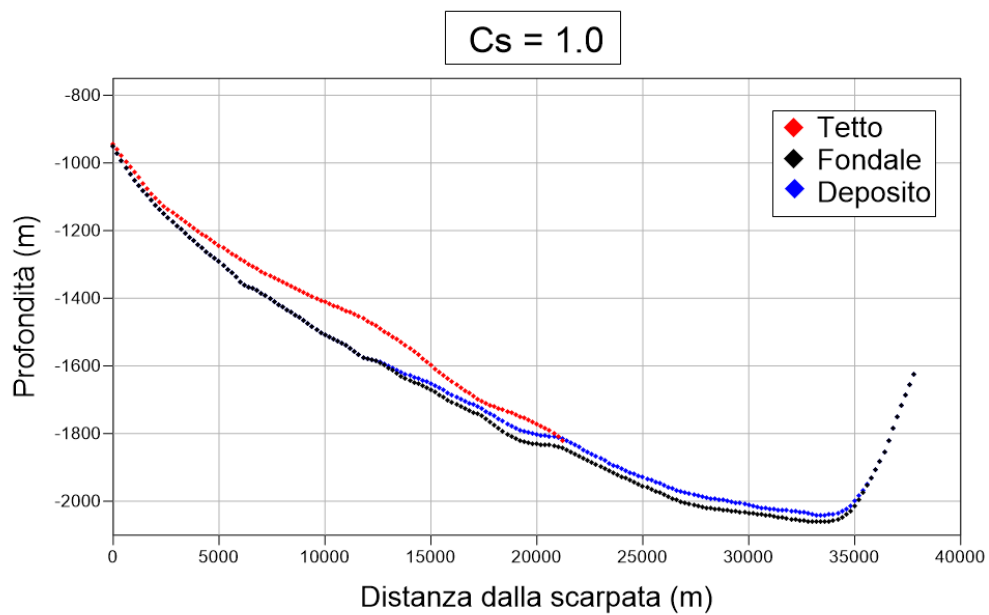


Figura 4.56: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 1.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

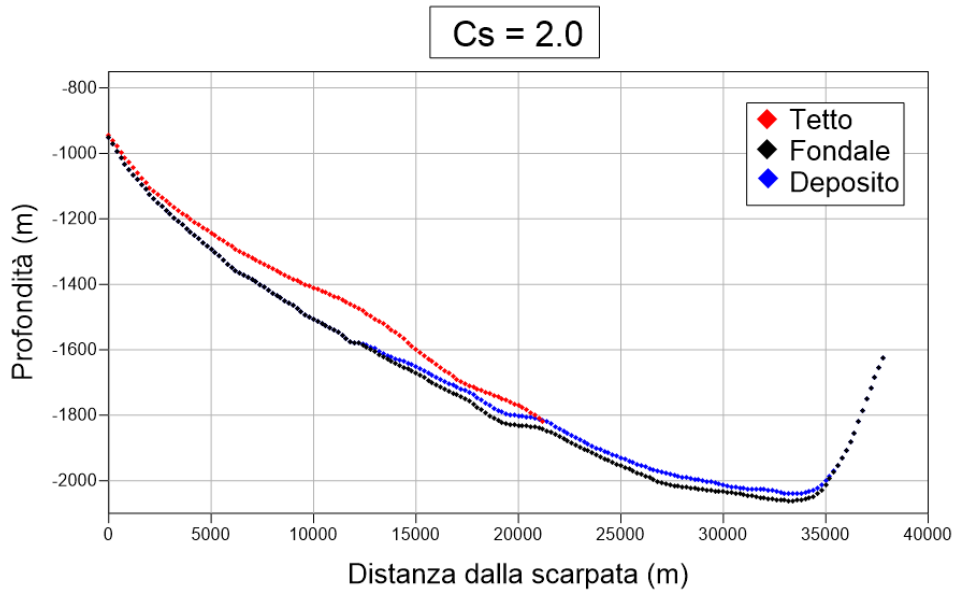


Figura 4.57: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 2.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

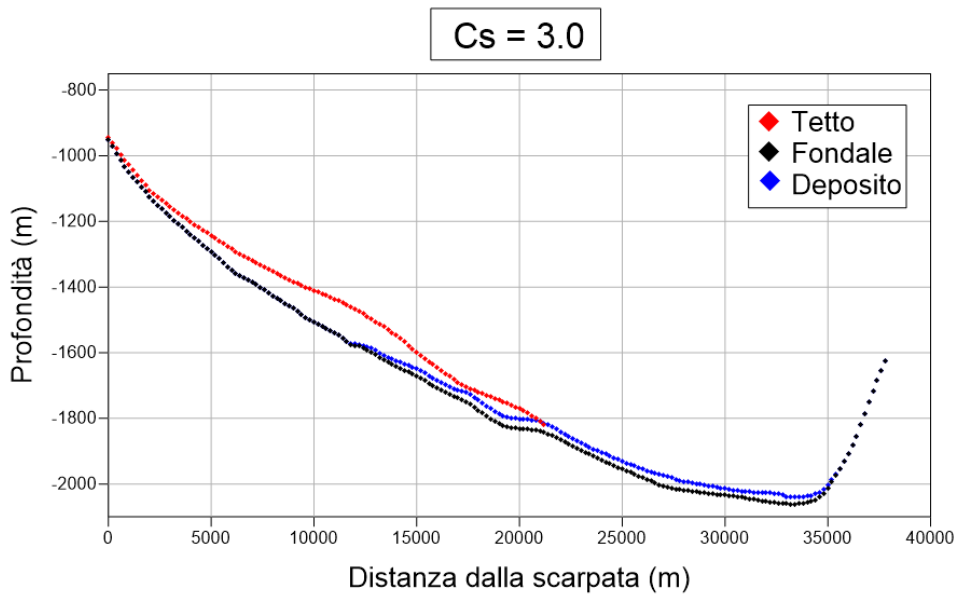


Figura 4.58: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente resistivo superficiale $C_s = 3.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.5.5 Variazione del coefficiente di interazione

In riferimento alla figura (4.59), si nota, in accordo con la maggior parte degli altri casi, che la velocità massima è raggiunta dopo circa 7 minuti e assume un valore di circa 17 m/s . Nel caso $\lambda = 1.0$ si ha interazione minima e quindi una dispersione maggiore delle velocità: tale dispersione diminuisce al diminuire del coefficiente di interazione e diventa quasi nulla nel caso $\lambda = 0.95$. Dove si può osservare un andamento molto coerente soprattutto nei primi minuti del moto. Come è stato detto per lo scenario del Rosetta Canyon, coefficiente di interazione e numero di blocchi influenzano molto la dispersione delle velocità della frana: si possono ottenere dispersioni simili con combinazioni diverse di questi due parametri.

Nelle figure (4.60), (4.61), (4.62) e (4.63), sono mostrati i depositi. In particolare, i primi tre sono molto simili, mentre quello riferito al caso $\lambda = 1.0$ presenta un minor smussamento.

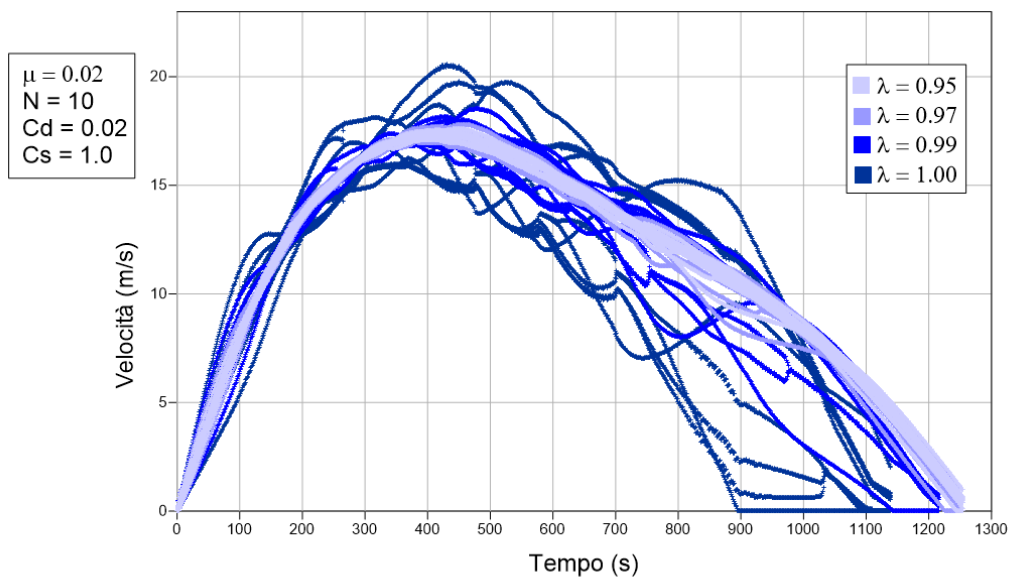


Figura 4.59: Grafico delle velocità per l'evento del monte Eratostene al variare del coefficiente di interazione. Il riquadro sulla sinistra indica i parametri fissi che si sono utilizzati.

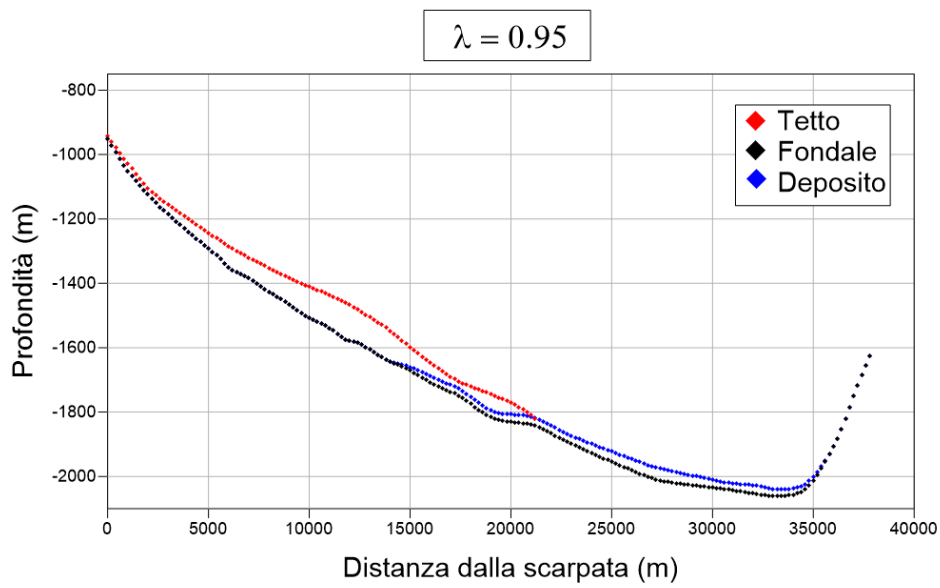


Figura 4.60: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 0.95$, visualizzato con il software *Surfer11*.

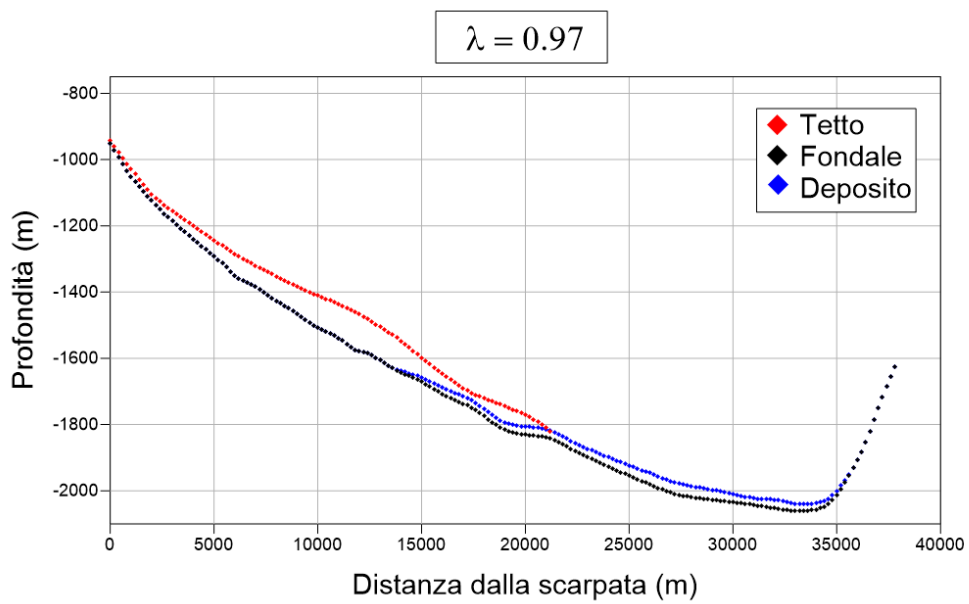


Figura 4.61: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 0.97$, visualizzato con il software *Surfer11*.

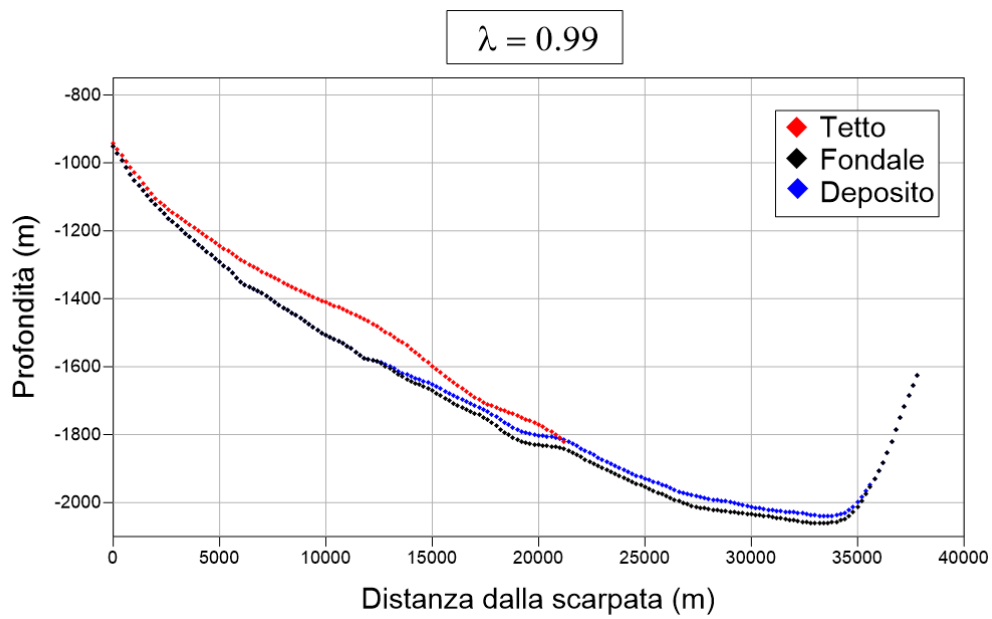


Figura 4.62: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 0.99$, visualizzato con il software *Surfer11*.

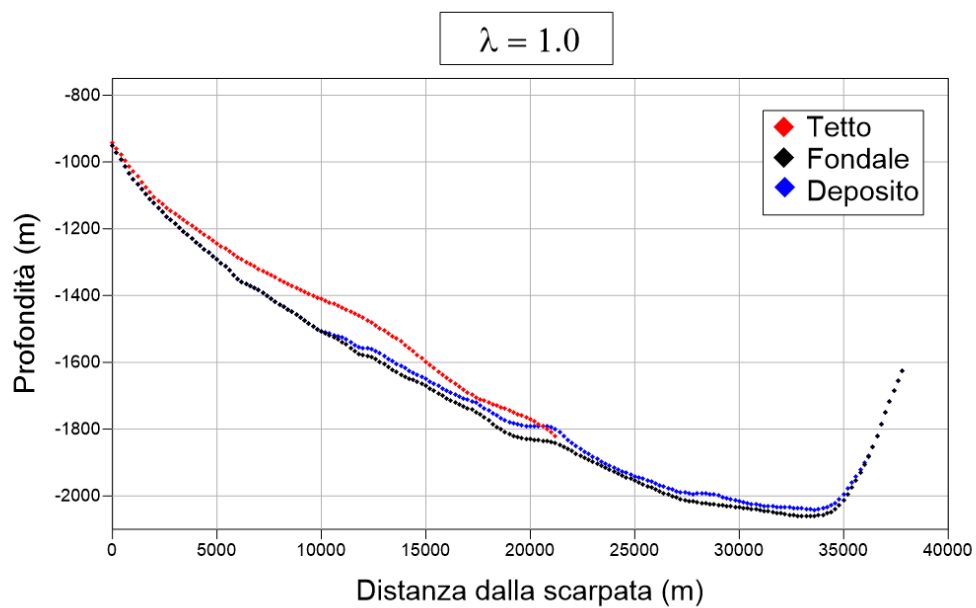


Figura 4.63: Deposito della frana per l'evento del monte Eratostene simulato con coefficiente di interazione $\lambda = 1.0$, visualizzato con il software *Surfer11*.

4.5.6 Monte Eratostene: scelta della simulazione di riferimento

Anche nel caso dell'evento che interessa il monte Eratostene è possibile sovrapporre lo spessore dei depositi finali simulati con il fondale marino della regione. Come è già stato detto, tuttavia, non ci sono evidenze di depositi in questa regione: basandosi quindi esclusivamente sulla morfologia del fondale marino, la simulazione che porta ad avere il deposito finale più ragionevole è quella con parametri: $\mu = 0.02$, $N=10$, $C_d = 0.02$, $C_s = 1.0$ e $\lambda = 0.99$.

In figura (4.64) è mostrato lo spessore del deposito calcolato, sovrapposto alla mappa della regione.

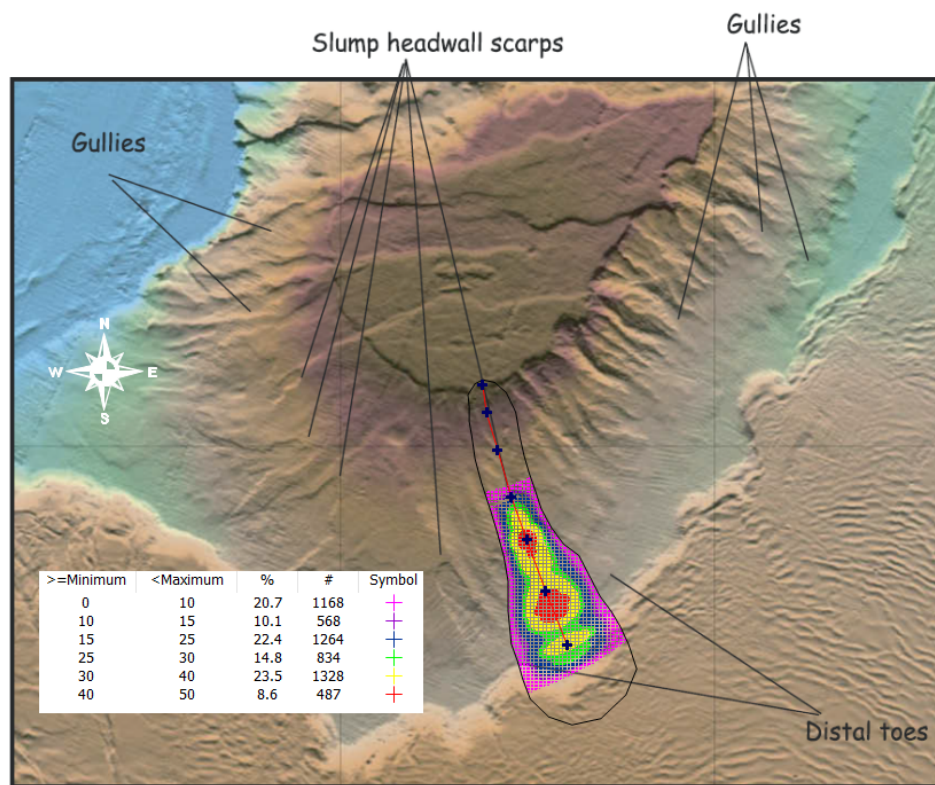


Figura 4.64: Sovrapposizione tra il deposito di massa finale della simulazione di riferimento e la morfologia del fondale individuata da Loncke et al., 2009.

Capitolo 5

Simulazione degli tsunami

5.1 Ricostruzione della griglia di calcolo per la simulazione dello tsunami

Come visto nel capitolo precedente, si è scelto di valutare come sorgenti di maremoto due scenari di frana, uno per il Rosetta Canyon e uno lungo le pendici del monte Eratostene. Per valutare la pericolosità delle onde da esse generate su scala regionale, si è ricostruita una griglia di calcolo più ampia di quella realizzata per le simulazioni di frana, che comprendesse tutta la regione del mar Mediterraneo Orientale. Ancora una volta i dati batimetrici sono stati presi da *EMODnet*. Con lo stesso procedimento descritto per le frane, grazie al software *Surfer11*, si sono convertiti i dati da un sistema di coordinate geografiche WGS84 a un sistema di coordinate cartesiane UTM, proiettate sul fuso di interesse 35N. La griglia così creata contiene 1077 punti lungo la direzione x e 728 punti lungo la y , con un passo di 1000 m per un totale di 784056 nodi. Nella griglia non sono contenuti dati di topografia perché le simulazioni di tsunami vengono fatte a partire dalla linearizzazione delle equazioni di Navier-Stokes: si è interessati infatti a stimare gli effetti di maremoto a livello regionale senza tenere conto dell'inondazione a terra, che richiederebbe la risoluzione delle equazioni con l'inclusione dei termini non lineari e una griglia più fitta. Nella figura (5.1) è mostrata la mappa creata a partire dalla griglia di nodi: è interessante notare che davanti alla città di Alessandria è presente una piattaforma ad acque basse ($< 100 m$) che si estende oltre i 70 km dalla costa. Va notato che la parte che comprende il Mar Egeo (in alto a sinistra nella mappa), data l'abbondante

presenza di isole, richiederebbe una griglia più accurata per la descrizione della propagazione dell'onda al suo interno, per via dei vari fenomeni di riflessione ed effetti non lineari che possono verificarsi: nella discussione dei risultati di maremoto verrà quindi tenuto conto solo dei risultati fino alle isole di Creta e Rodi.

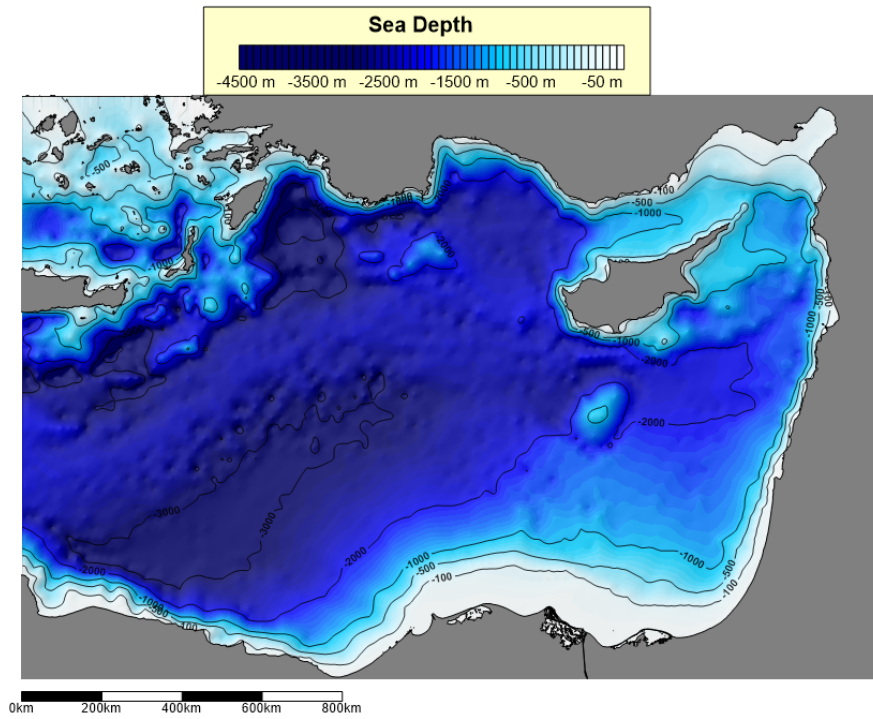


Figura 5.1: Mapa batimetrica del Mediterraneo Orientale ottenuta grazie al software *Surfer11* con un passo di 1000 m.

5.2 Tsunami generato da frana nel Rosetta Canyon

Grazie al programma *UBO-TSUFDF* è stato possibile simulare lo tsunami generato dalla frana in questione. Nelle figure (5.2) e (5.3) si può osservare la propagazione della perturbazione dopo 10 minuti e dopo 15 minuti rispettivamente. La propagazione delle onde avviene in modo radiale, tipica degli tsunami generati da frana. Si nota inoltre che si forma un fronte d'onda positivo nella direzione di scivolamento della frana e un fronte negativo in quella opposta, verso la costa. Dopo circa 30 minuti l'onda raggiunge la costa occidentale dell'Egitto con un picco positivo che supera i 2 metri, mentre la particolare batimetria che caratterizza la zona del delta del Nilo rallenta considerevolmente la propagazione dello tsunami lungo la costa egiziana orientale. Le propagazioni dell'onda dopo 30 e dopo 40 minuti sono mostrate in figura (5.4) e (5.5). Le coste di Creta a ovest, della Turchia a nord e di Cipro a est sono interessate dallo tsunami dopo circa 55 minuti come mostrato in figura (5.6): il maremoto si manifesta con un fronte positivo, con un'altezza di circa mezzo metro. Da notare che viene raggiunta prima l'isola di Cipro rispetto alla costa orientale dell'Egitto. Infine in figura (5.7) si vede che dopo circa 80 minuti l'onda raggiunge le coste del Medio Oriente con un fronte d'onda negativo, interpretabile con un ritiro delle acque. Si noti anche, soprattutto dopo 80 minuti, la serie di picchi positivi e negativi che si verificano lungo la costa egiziana, a rimarcare il transito di una serie di oscillazioni e il particolare fenomeno delle *edge waves*, dovute all'intrappolamento dell'energia dello tsunami nell'interazione con la costa.

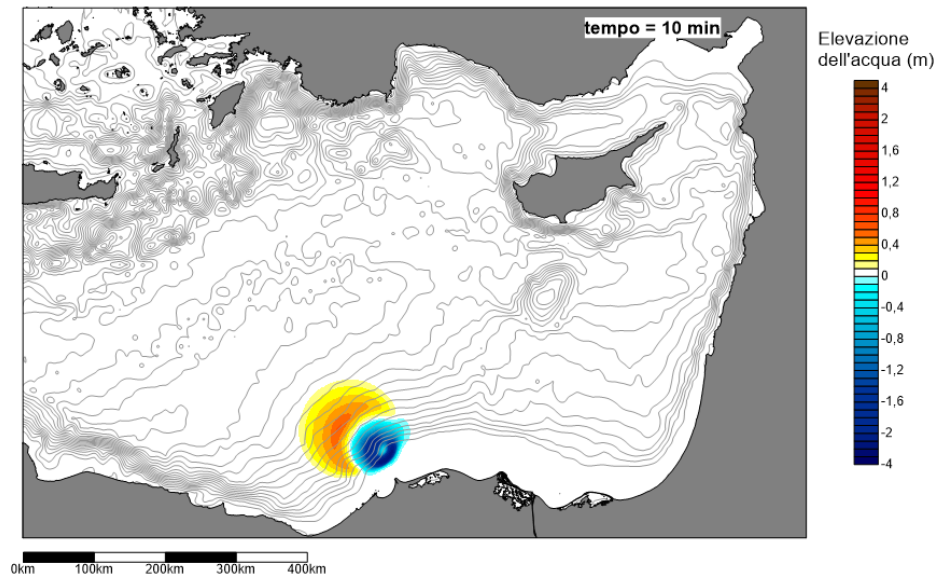


Figura 5.2: Propagazione dello tsunami generato dalla frana del Rosetta Canyon dopo 10 minuti dall'evento.

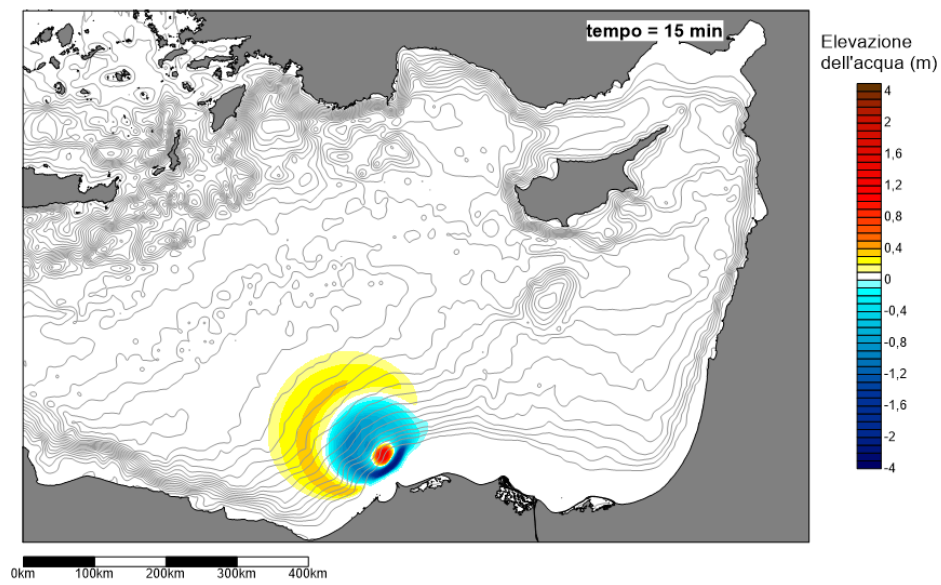


Figura 5.3: Propagazione dello tsunami generato dalla frana del Rosetta Canyon dopo 15 minuti dall'evento.

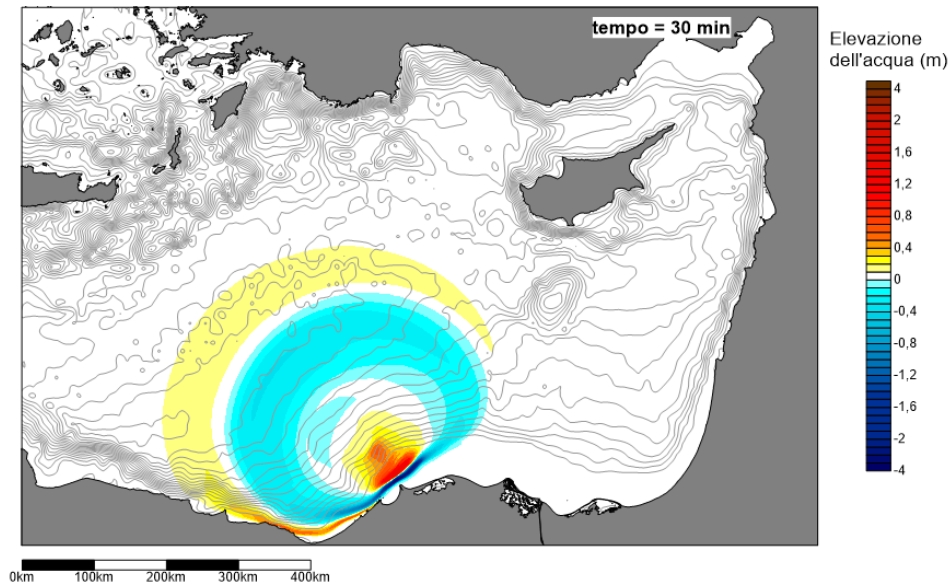


Figura 5.4: Propagazione dello tsunami generato dalla frana del Rosetta Canyon dopo 30 minuti dall'evento.

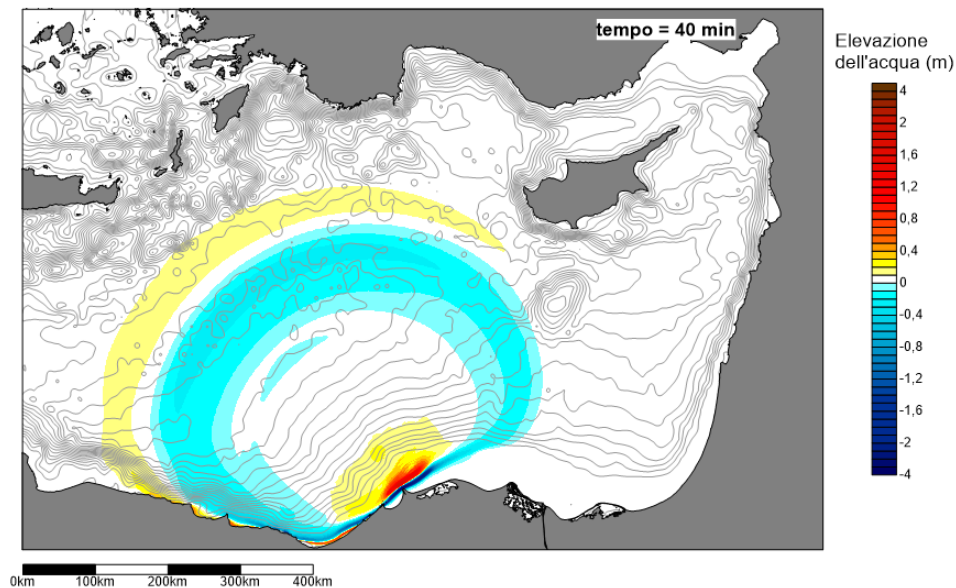


Figura 5.5: Propagazione dello tsunami generato dalla frana del Rosetta Canyon dopo 40 minuti dall'evento.

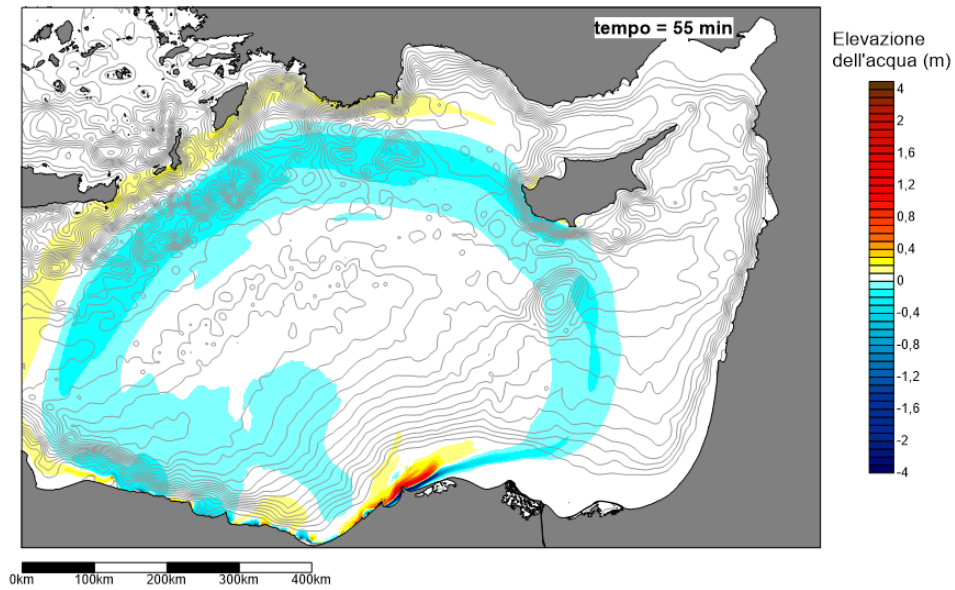


Figura 5.6: Propagazione dello tsunami generato dalla frana del Rosetta Canyon dopo 55 minuti dall'evento.

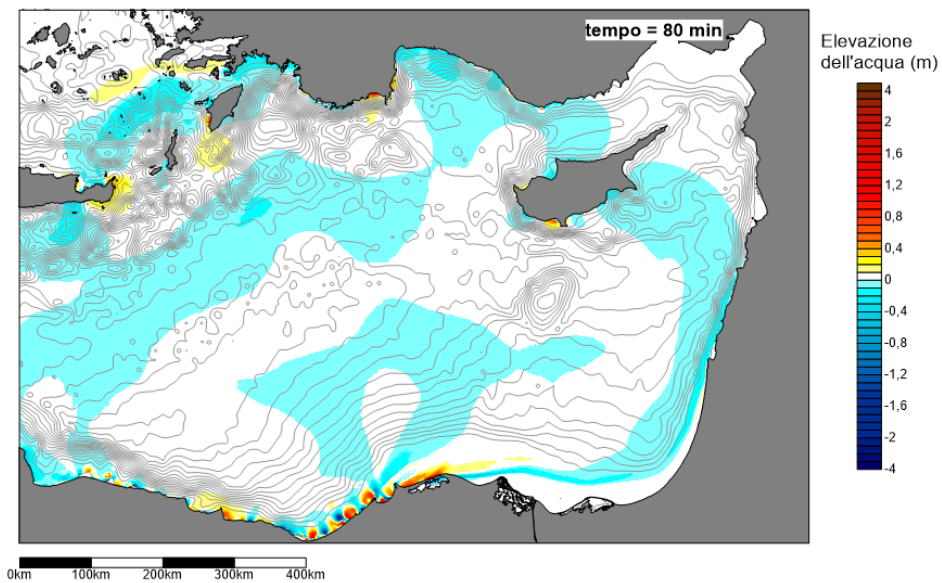


Figura 5.7: Propagazione dello tsunami generato dalla frana del Rosetta Canyon dopo 80 minuti dall'evento.

In figura (5.8) sono mostrate le massime altezze raggiunte dalle onde per ogni punto della griglia di calcolo. Si vede che le zone costiere più a rischio sono quelle poste nell'immediata vicinanza della frana: qui le onde raggiungono un'altezza massima di circa 6 metri. In generale, si nota che onde massime di oltre 1.5 metri interessano un tratto di costa di almeno 500 *km*. Meno alte sono invece le onde che raggiungono le coste di Cipro, della Turchia e del Medio Oriente.

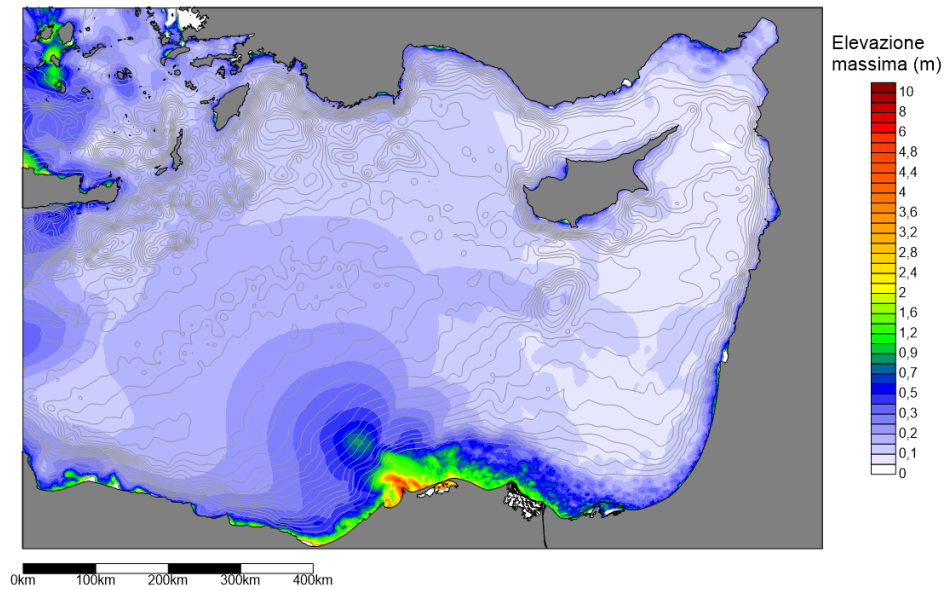


Figura 5.8: Mappa delle massime altezze raggiunte dalle onde di tsunami generato da frana nel Rosetta Canyon.

5.3 Tsunami generato da frana sulle pendici del monte Eratostene

Nel caso dell'Eratostene si sono ottenute onde di minor ampiezza: la massa mobilizzata e l'estensione della frana sono minori rispetto a quella del Rosetta Canyon, e la massa franosa iniziale si trova a profondità maggiore (circa 1000 metri). Dopo 10 minuti dall'evento è evidente la propagazione radiale delle onde; dopo 20 minuti lo tsunami raggiunge la costa sud dell'isola di Cipro, con un fronte positivo. La propagazione dell'onda a questi istanti temporali può essere visualizzata in figura (5.9) e (5.10). La costa del Medio Oriente è raggiunta dopo 30 minuti dall'evento mentre la costa della Turchia dopo 40 minuti, vedere figure (5.11) e (5.12). L'intera costa della Turchia è interessata dall'onda dopo 55 minuti, quella di Creta dopo 70 minuti. Nell'approssimarsi alla costa egiziana, il fronte positivo viene rallentato sensibilmente dalla piattaforma presente al largo del delta del Nilo, e solo dopo più di 80 minuti lo tsunami raggiunge la costa dell'Egitto, come si vede dalle figure (5.13), (5.14) e (5.15).

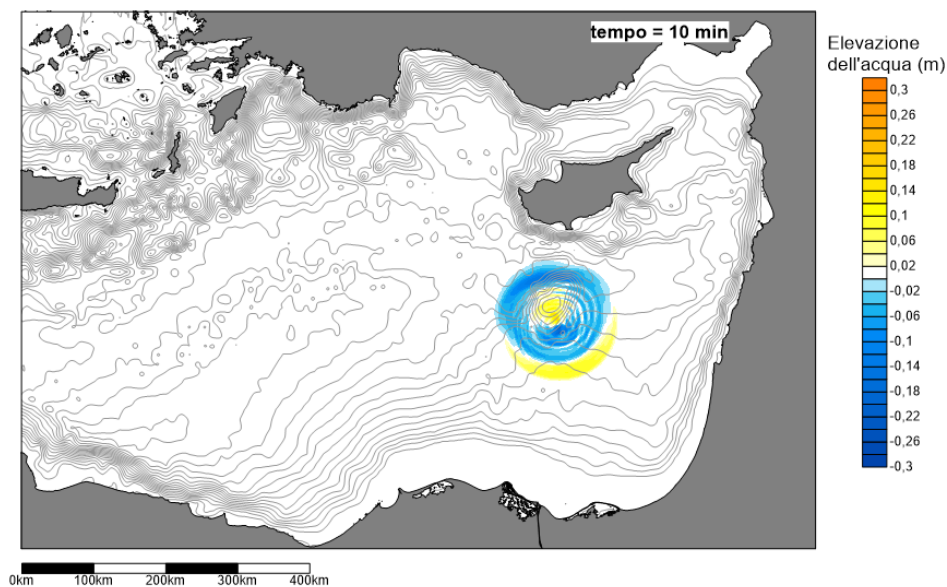


Figura 5.9: Propagazione dello tsunami generato dalla frana sulle pendici del monte Eratostene dopo 10 minuti dall'evento.

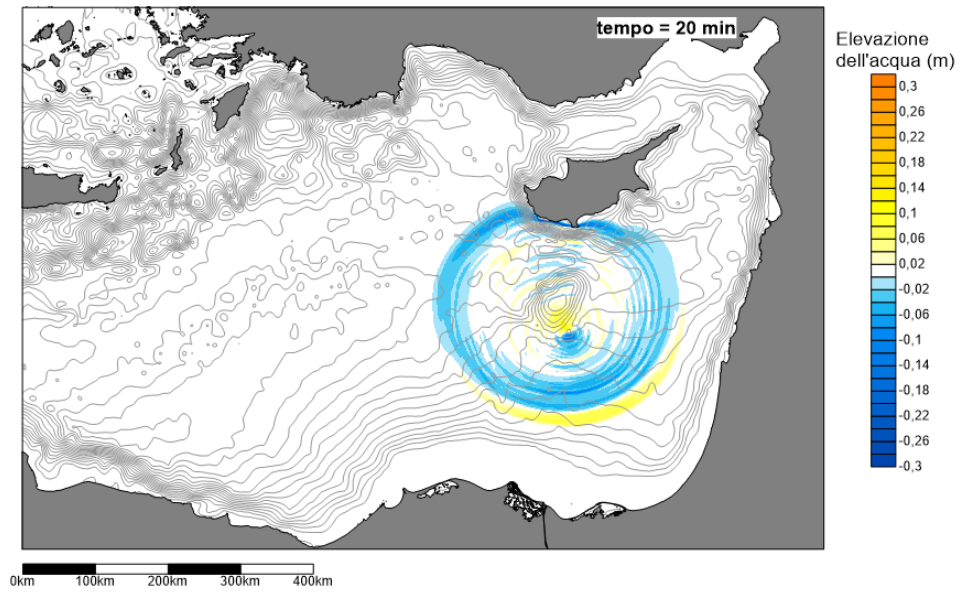


Figura 5.10: Propagazione dello tsunami generato dalla frana sulle pendici del monte Eratostene dopo 20 minuti dall'evento.

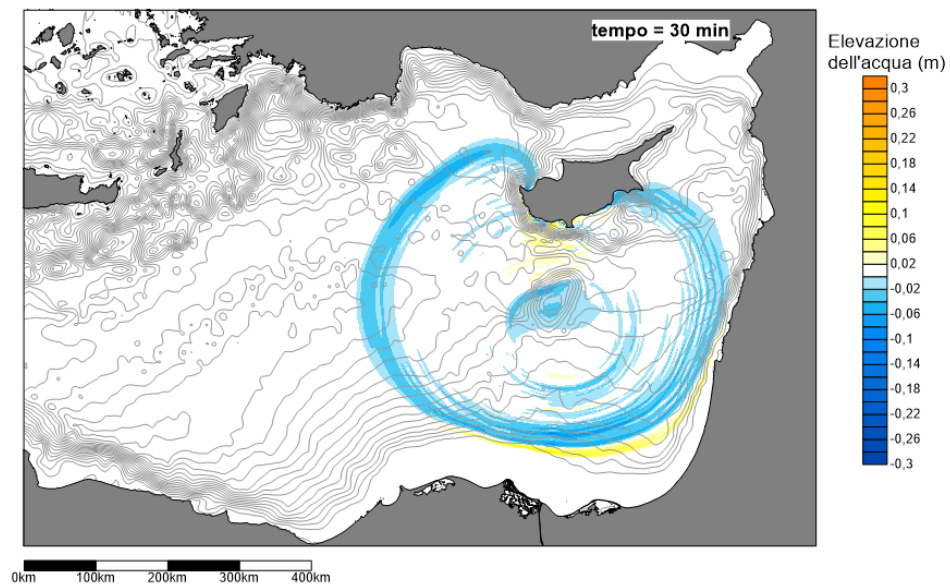


Figura 5.11: Propagazione dello tsunami generato dalla frana sulle pendici del monte Eratostene dopo 30 minuti dall'evento.

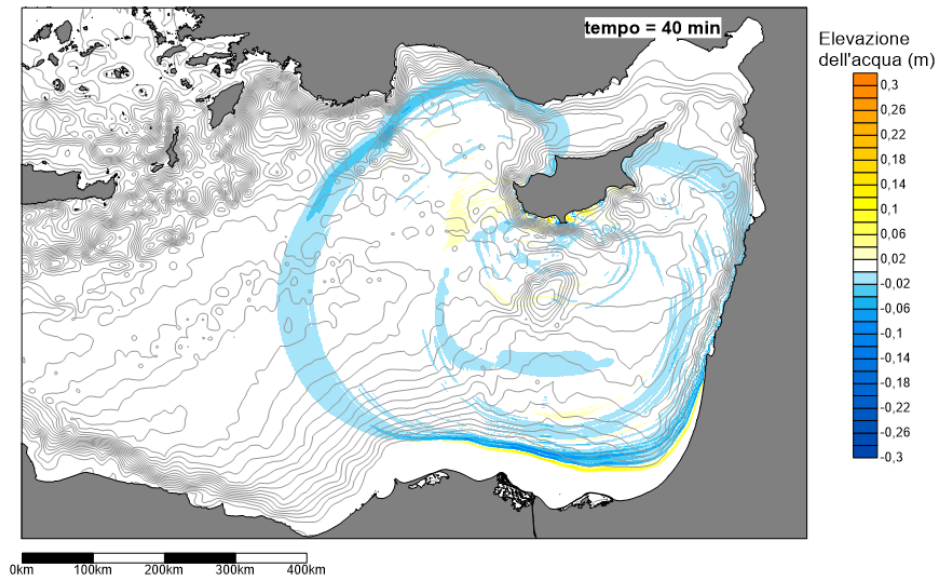


Figura 5.12: Propagazione dello tsunami generato dalla frana sulle pendici del monte Eratostene dopo 40 minuti dall'evento.

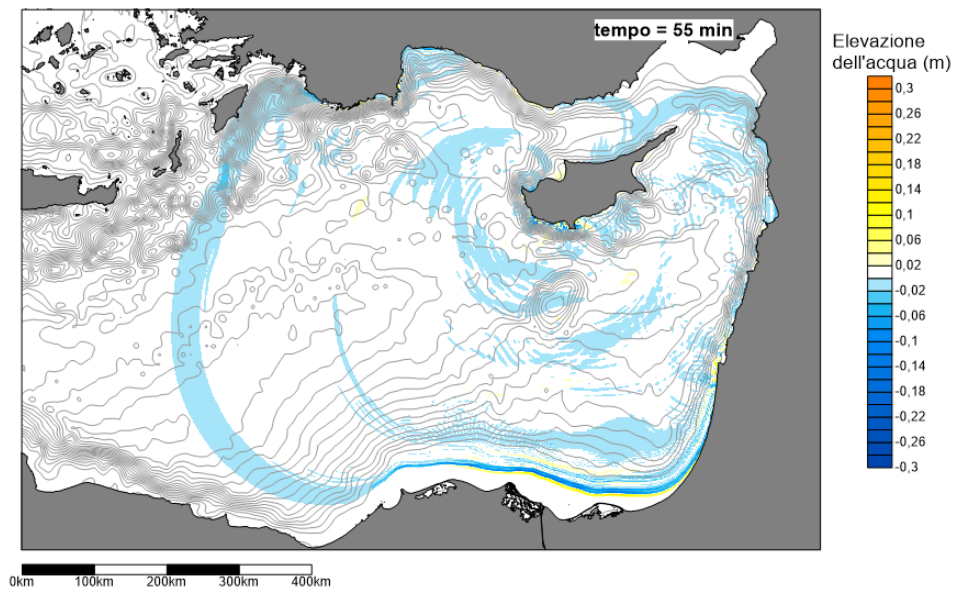


Figura 5.13: Propagazione dello tsunami generato dalla frana sulle pendici del monte Eratostene dopo 55 minuti dall'evento.

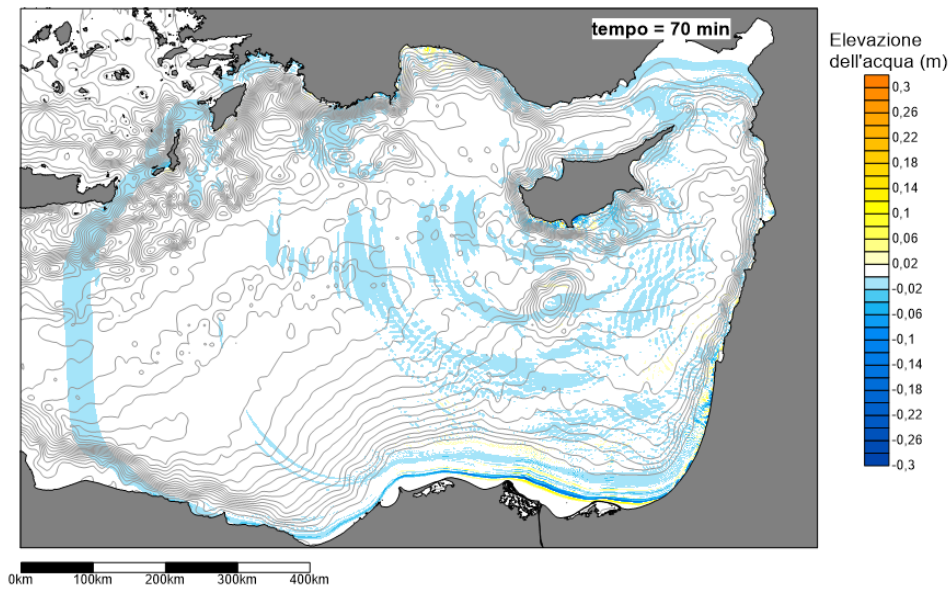


Figura 5.14: Propagazione dello tsunami generato dalla frana sulle pendici del monte Eratostene dopo 70 minuti dall'evento.

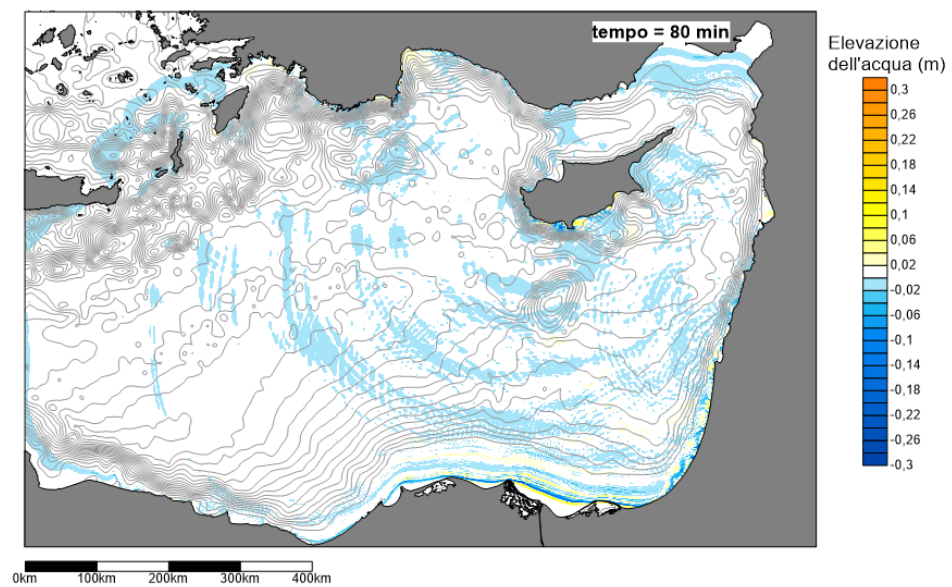


Figura 5.15: Propagazione dello tsunami generato dalla frana sulle pendici del monte Eratostene dopo 80 minuti dall'evento.

In figura (5.16) sono mostrate le altezze massime raggiunte dalle onde. In generale le altezze in questione risultano minori rispetto a quelle generate dalla frana nel Rosetta Canyon: questo è dovuto al minore volume della massa mobilizzata e alla profondità maggiore della frana. Come si è visto il trasferimento dell'energia è più efficiente quanto meno è profonda la frana. I massimi si concentrano soprattutto sulla costa sud dell'isola di Cipro (circa mezzo metro) e sulla costa orientale dell'Egitto: si noti in questa zona l'effetto di amplificazione dell'elevazione delle onde provocato dalla presenza dell'ampia piattaforma ad acque basse già descritta in precedenza.

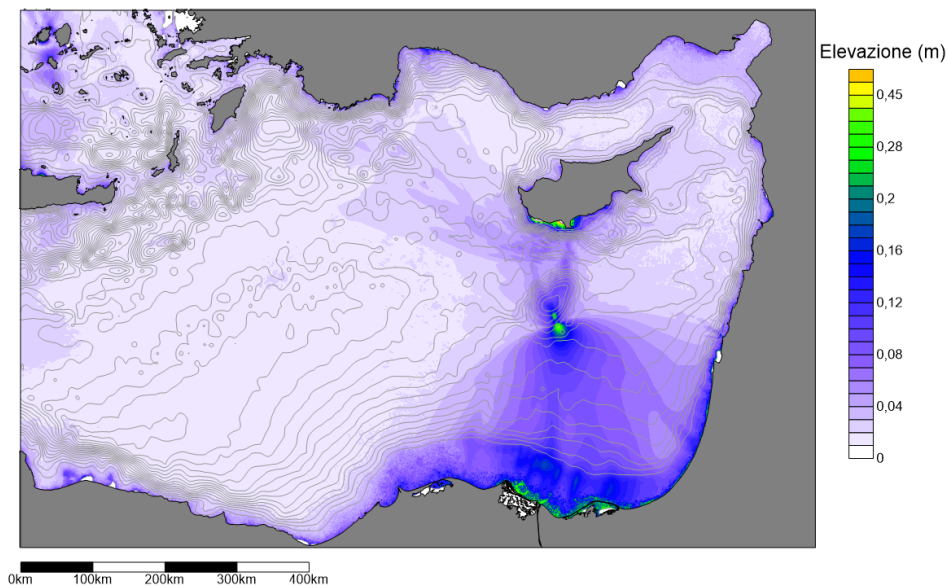


Figura 5.16: Mappa delle massime altezze raggiunte dall'onda di tsunami generato da frana sulle pendici del monte Eratostene.

Capitolo 6

Conclusioni

La tesi proposta ha avuto come argomento principale l'individuazione e lo studio di due scenari di frana sottomarina nella regione del mar Mediterraneo Orientale come sorgente di maremoti. Tale studio è stato possibile solo attraverso i modelli numerici di frana e di tsunami. In particolare l'applicazione del modello che descrive il moto della frana ha permesso di individuare l'impulso trasferito al liquido in modo da poter valutare il moto ondoso che ne consegue. L'obiettivo dell'elaborato è stato quello di analizzare la propagazione delle onde e le massime elevazioni raggiunte a livello regionale per ciascuno scenario. In generale, gli scenari di tsunami, possono essere utilizzati come mezzo per quantificare l'impatto delle onde sulle comunità costiere, mitigarne gli effetti e realizzare piani di evacuazione e di messa in sicurezza delle popolazioni interessate da tali fenomeni.

Grazie allo studio svolto in questa tesi è stato possibile comprendere quali sono le zone costiere più soggette all'impatto delle onde generate dai fenomeni franosi sottomarini considerati. Nel caso dello scenario del Rosetta Canyon, ad esempio, si osservano onde di altezza considerevole, che interessano un tratto di costa egiziana che si estende per circa 500 km , con un picco di 6 metri in prossimità della città di Alessandria. In questo caso il primo segnale dello tsunami è negativo, fattore che va interpretato come un repentino abbassamento delle acque e che potrebbe consentire di mettere in allerta la popolazione. Le onde rallentano invece nella parte orientale della costa egiziana a causa del basso fondale: anche in questo caso il tempestivo allarme potrebbe permettere di organizzare la risposta delle comunità costiere. Va ricordato che le frane simulate non sono eventi storici, difficilmente ricostruibili a causa della complessità del fondale marino, ma potenziali cedimenti che potrebbero

verificarsi nelle zone prese in analisi.

Le prove a favore di questa tesi consistono nei numerosi studi geologici che hanno riguardato la regione nel corso degli ultimi 20 anni. Inoltre, l'importanza dell'analisi del pericolo naturale presentato da frane e tsunami va ricercato nel fatto che la zona è interessata da attività di estrazione petrolifera. Di recente sono stati scoperti nuovi pozzi di idrocarburi a cui sono interessati i paesi che si affacciano sul bacino. È anche in progetto un oleodotto che attraverso queste zone collegherebbe i pozzi in questione ai paesi che hanno come obiettivo l'indipendenza energetica. L'elemento di ulteriore interesse sta nel fatto che l'attività estrattiva potrebbe indurre direttamente o indirettamente fenomeni di cedimento di masse sottomarine con conseguente generazione di onde di maremoto che raggiungerebbero le coste dei paesi orientali in poche ore. Come è già stato detto, lo studio dei pericoli naturali nel mar Mediterraneo Orientale risulta quindi di estrema importanza per limitare danni alle infrastrutture e perdite di vite umane.

6.1 Sviluppi e prospettive future

Lo studio qui presentato può essere considerato un'analisi preliminare, che consente di dare una prima stima della pericolosità legata agli tsunami da frana nella zona. Esso può essere completato e integrato da una serie di ulteriori studi, per dare un quadro più completo della problematica legata a questo tipo di eventi.

Gli scenari di frana possono essere completati con lo studio dei fattori che portano alla loro destabilizzazione, sia per condizioni puramente gravitative (sedimentazione, aumento della ripidità dei pendii), sia per perturbazioni esterne come lo scuotimento sismico, che può essere potenzialmente indotto anche da attività estrattive.

Le indagini geologiche sulla stratigrafia costiera possono aiutare a comprendere e ricostruire in modo più dettagliato i maremoti storici, fornendo anche più vincoli sui parametri del modello.

Infine è possibile considerare le griglie di calcolo più fitte in alcune zone di interesse, che permettano di stimare le inondazioni a terra considerando i termini non lineari delle equazioni di *shallow water* che dominano il moto del liquido al suo arrivo sulla costa. In questo caso, è possibile valutare la vulnerabilità degli edifici e della popolazione a seguito dell'impatto del maremoto.

Appendice A

Metodi numerici

A.1

In questa appendice verrà descritto un metodo numerico per risolvere equazioni differenziali ordinarie (ODE). Un'equazione differenziale ordinaria può essere scritta nel seguente modo:

$$\frac{du(t)}{dt} = f(u(t), t) \quad (\text{A.1.1})$$

La variabile t ricopre il ruolo di variabile temporale. Per alleggerire la notazione possiamo scrivere la derivata temporale come u_t . L'equazione precedente può essere quindi riscritta come:

$$u_t = f(u, t) \quad (\text{A.1.2})$$

Perché sia possibile risolvere analiticamente tale equazione e ricavare u , deve essere nota la condizione iniziale del tipo $u(0) = u_0$. Un generico problema può essere formulato come segue:

$$\begin{cases} u_t = f(u, t) \\ u(0) = u_0 \end{cases}$$

Nei sistemi di ODE si cercano soluzioni $u(t)$ continue, a valore univoco con derivata prima continua ($u \in \mathbb{C}^2$). Perché questo sia possibile $f(u, t)$ deve essere continua in t e in u . Si richiede quindi che $f(u, t)$ sia Lipschitziana, cioè che esista $f(v, t)$ con $v = v(t)$ tale che $\|f(u, t) - f(v, t)\| \leq M\|u - v\|$ con $M > 0$, $M \in \mathbb{R}$.

Se $f(u, t)$ è uniformemente continua secondo Lipschitz allora la soluzione della ODE è unica. Per risolvere numericamente un problema differenziale ordinario si limita la conoscenza della soluzione a un insieme discreto di punti equispaziati da una distanza $k = \Delta t$: l'asse dei tempi viene diviso in punti del tipo $t_1, t_2 \dots t_N$. Si vogliono ottenere, mediante un procedimento iterativo, i valori $v^1, v^2 \dots v_N$ che approssimano la soluzione analitica $u_{t_1}, u_{t_2} \dots u_{t_N}$. Il punto di partenza è definito dal problema: $v^0 = u_0$. Nel seguito si usa la seguente nomenclatura:

$$u(t_n) \simeq v^n \quad (\text{A.1.3})$$

$$f(u(t_n), t_n) \simeq f(v^n, t_n) = f^n \quad (\text{A.1.4})$$

Il procedimento iterativo da seguire è illustrato nella seguente tabella:

$t_0 = 0$	v^0	f^0
$t_1 = k$	v^1	f^1
\dots	\dots	\dots
$t_n = nk$	v^n	f^n
$t_{n+1} = nk + k$	v^{n+1}	f^{n+1}

La derivata temporale di $u(t)$ sarà approssimata come segue:

$$u_t(t_n) \simeq \frac{u(t_{n+1}) - u(t_n)}{\Delta t} \quad (\text{A.1.5})$$

Tenendo in considerazione l'approssimazione fatta, si avrà:

$$\frac{u(t_{n+1}) - u(t_n)}{\Delta t} \simeq \frac{v^{n+1} - v^n}{\Delta t} \quad (\text{A.1.6})$$

Da cui si ottiene:

$$u_t(t_n) = f(u(t_n), t_n) \Rightarrow \frac{v^{n+1} - v^n}{\Delta t} \simeq f^n \quad (\text{A.1.7})$$

Moltiplicando per Δt si giunge infine la formula di *Eulero esplicito*

$$v^{n+1} = v^n + \Delta t f^n \quad (\text{A.1.8})$$

Conoscendo quindi v^n e f^n si può conoscere v^{n+1} e così via (noto v^{n+1} possiamo conoscere $v^{n+2} \dots$).

A.2

Il metodo è applicato al seguente sistema di equazioni:

$$\begin{cases} \frac{\partial M}{\partial t} + gD \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial N}{\partial t} + gD \frac{\partial h}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

Discretizzando il dominio e indicando con gli indici i e j i nodi della griglia spaziale e con k quelli della griglia temporale, si trova:

$$\begin{cases} \delta_t M_{i+\frac{1}{2},j}^k = -gD_{i+\frac{1}{2},j}^k \delta_x (h_{i+\frac{1}{2},j}^k) \\ \delta_t N_{i,j+\frac{1}{2}}^k = -gD_{i,j+\frac{1}{2}}^k \delta_y (h_{i,j+\frac{1}{2}}^k) \\ \delta_t h_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} = -\delta_x M_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} - \delta_y N_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} \end{cases}$$

Dove δ_t , δ_x e δ_y sono operatori di discretizzazione che agiscono nel seguente modo:

$$\begin{aligned} \delta_t A_{i,j}^k &= \frac{A_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} - A_{i,j}^{k-\frac{1}{2}}}{2\Delta t} \\ \delta_x A_{i,j}^k &= \frac{A_{i+\frac{1}{2},j}^k - A_{i-\frac{1}{2},j}^k}{2\Delta x} \\ \delta_y A_{i,j}^k &= \frac{A_{i,j+\frac{1}{2}}^k - A_{i,j-\frac{1}{2}}^k}{2\Delta y} \end{aligned}$$

Utilizzando questi operatori sulle quantità M , N e h si ottiene il sistema:

$$\begin{cases} M_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} = M_{i+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}} - gD_{i+\frac{1}{2},j}^k \frac{\Delta t}{\Delta x} (h_{i+1,j}^k - h_{i,j}^k) \\ N_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} = N_{i,j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}} - gD_{i,j+\frac{1}{2}}^k \frac{\Delta t}{\Delta y} (h_{i,j+1}^k - h_{i,j}^k) \\ h_{i,j}^{k+1} = h_{i,j}^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (M_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} - M_{i-\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (N_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - N_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}}) \end{cases}$$

Può essere fatta un'analisi della stabilità del metodo secondo Von-Neumann e secondo il criterio di Courant-Friedrichs-Lewy che porta alla condizione $\frac{\Delta x}{\Delta t}, \frac{\Delta y}{\Delta t} > c_{max}$. Quest'ultima rappresenta la velocità di fase massima dell'onda di tsunami calcolata sulla griglia.

Bibliografia

- [1] ABDEL, A., EL BARKOOKY, A., GERRITS, M., MEYER, H., SCHWANDER, M., ZAKI, H., *Tectonic evolution of the Eastern Mediterranean Basin and its significance for hydrocarbon prospectivity in the ultradeepwater of the Nile Delta*, 2000. *The Leading Edge*: 19: 1086-1102.
- [2] ARCANGELI, D., *Scenarios of lateral collapses of the Vavilov seamount in the central Tyrrhenian Sea*, 2019. Tesi Magistrale, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna.
- [3] BORTOLUCCI, E., *Modelli dinamici di frane e dei maremoti indotti*, 2001. PhD thesis, Università degli studi di Bologna.
- [4] CURDEN, D. M., VARNES, D. J., *Landslide types and processes*, 1996. In: Turner, A.K., Schuster, R.L., *Landslides: investigation and mitigation*. National Academy Press, Washington, D.C.
- [5] EMODnet. European Marine Observation and Data Network. <http://www.emodnet-bathymetry.eu>, (2019), [Online, accessed September 24, 2019].
- [6] GALLOTTI, G., *A new approach for landslide modelling: applications to the 1783 Scilla event and to potential Marsili volcano collapses*, 2019. PhD thesis, Alma Mater Studiorum, Università di Bologna.
- [7] GARZIGLIA, S., MIGEON, S., DUCASSOU, E., LONCKE, L., MASCLE, J., *Mass-transport deposits on the Rosetta province (NW Nile deep-sea turbidite system, Egyptian margin): Characteristics, distribution, and potential causal processes*, 2008. *Marine Geology* 250: 180-198.

- [8] HAMOUDA, A., Z., *Worst scenarios of tsunami effects along the Mediterranean coast of Egypt*, 2010. *Marine Geophysics Research* 31: 197-214.
- [9] HUEBSCHER, C., RV MARIA S. MERIAN, *Cruise Report MSM14 / L3 Eratosthenes Seamount / Eastern Mediterranean Sea 2010*, 2012. DFG Senatskommission für Ozeanographie, Bremen.
- [10] HUNGR, O., LEROUEIL, S., PICARELLI, L., *The Varnes Classification of landslide types, an update*, 2014. *Landslides* 11: 167-194.
- [11] KLIMKE, J., EHRHARDT, A., *Impact and implications of the Afro-Eurasian collision south of Cyprus from reflection seismic data*, 2014. *Tectonophysics* 626: 105-119.
- [12] KOKINO, E., PANAGIOTAKIS, C., *Structural pattern recognition applied on bathymetric data from the Eratosthenes Seamount (Eastern Mediterranean, Levantine Basin)*, 2018. *Geo-Marine Letters* 38: 527-540.
- [13] LEVIN, B., W., NOSOV, M., A., *General Formulation of the Hydrodynamic Problem*, 2016. In: *Physics of Tsunamis*, second edition, 2016.
- [14] LONCKE, L., GAULLIER, V., DROZ, L., DUCASSOU, E., MIGEON, S., MASCLE, J., *Multi-scale slope instabilities along the Nile deep-sea fan, Egyptian margin: A general overview*, 2009. *Marine and Petroleum Geology* 26: 633-646.
- [15] LONCKE, L., MASCLE, J., *Mud volcanoes, gas chimneys, pockmarks and mounds in the Nile deep-sea fan (Eastern Mediterranean): geophysical evidences*, 2004. *Marine and Petroleum Geology* 21: 669-689.
- [16] MART, Y., ROBERTSON, A., H., F., *Eratosthenes seamount: an oceanographic yardstick recording the late mesozoic-tertiary geological history of the eastern Mediterranean*, 1998. *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Results*, 160.
- [17] OMERU, T., CARTWRIGHT, J., A., *Multistage, progressive slope failure in the Pleistocene pro-deltaic slope of the West Nile Delta (Eastern Mediterranean)*, 2015. *Marine Geology* 362: 76-92.

- [18] PAGNONI, G., ARMIGLIATO, A., TINTI, S., *Scenario-based assessment of buildings' damage and population exposure due to earthquake-induced tsunamis for the town of Alexandria, Egypt*, 2015. *Natural Hazards and earth System Sciences* 15: 2669-2695.
- [19] ROBERTSON, A., H., F., *Formation and destruction of the eratosthenes seamount, Eastern Mediterranean sea, and implications for collisional processes*, 1998. *Tectonophysics* 298: 63-82.
- [20] SCHATTNER, U., *What triggered the early-to-mid Pleistocene tectonic transition across the entire eastern Mediterranean?*, 2010. *earth and Planetary Science Letters* 289: 539-548.
- [21] TANNER, S., J., WILLIAMS, C., A., *A detailed survey near mount Eratosthenes eastern Mediterranean*, 1983, Marine Geophysics Research.
- [22] TINTI, S., BORTOLUCCI, E., AND VANNINI, C., *A block-based theoretical model suited to gravitational sliding*, 1997. *Natural Hazards* 16: 1-28.
- [23] TINTI, S., PAGNONI, G., ZANIBONI, F., *The landslides and tsunamis of the 30th of December 2002 in Stromboli analysed through numerical simulations*, 2005. *Bulletine of Volcanology* 68: 462-479.
- [24] TINTI, S., TONINI, R., *The UBO-TSUF D tsunami inundation model: validation and application to a tsunami case study focused on the city of Catania, Italy*, 2013. *Natural Hazards and earth System Sciences* 13: 1795-1816.
- [25] VARNES, D, J., *Slope movement types and processes*, 1978. In: *Landslides: Analysis and control*. National Research Council, Washington D.C., Transportation Research Board Special Report 176: 11-33.
- [26] YAVARI-RAMSHE, S., ATAIE-ASHATIANI, B., *Numerical modeling of sub-aerial and submarine landslide-generated tsunami waves, recent advances and future challenges*, 2016. *Landslides*.
- [27] ZANIBONI, F., *Modelli numerici di evoluzione di frane con applicazione a casi di frane tsunamigeniche subaeree e sottomarine*, 2004. PhD thesis, Università degli studi di Bologna.

- [28] ZANIBONI, F., ARMIGLIATO, A., PAGNONI, G., TINTI, S., *Continental margin as a source of tsunamis hazard: The 1977 Gioia Tauro (Italy) landslide-tsunami investigated through numerical modeling*, 2014. *Marine Geology* 357: 210-217.
- [29] ZANIBONI, F., TINTI, S., *Numerical simulations of the 1963 Vajont landslide, Italy: application of 1D Lagrangian modelling*, 2014. *Natural Hazards* 70: 567-592.

Ringraziamenti

Un sentito ringraziamento al Dottor Filippo Zaniboni per il tempo prezioso che ha dedicato al mio lavoro di tesi. Un grande ringraziamento alla mia famiglia che mi ha sostenuto e ha reso possibile questo percorso. Un ringraziamento speciale a tutte le persone che mi sono state vicine in questi anni.