

**POLITECNICO DI TORINO**

Dipartimento di Ingegneria Strutturale, Edile e Geotecnica - DISEG

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Civile



Tesi di Laurea Magistrale

**Modellazione numerica dell'evoluzione di movimenti rapidi di versante ed interazione con opere di mitigazione**

Sviluppo di condizioni al contorno e applicazione di modelli costitutivi su scala reale per la simulazione di colate detritiche basate sul metodo Lattice-Boltzmann

**Relatore:**

Prof.ssa Marina Pirulli

**Correlatore:**

Dr. Alessandro Leonardi

**Candidato:**

Antonio Nigro

Anno Accademico 2018/19



# Ringraziamenti

Innanzitutto, vorrei ringraziare i miei relatori Marina e Alessandro per la passione e la professionalità con cui mi hanno guidato nella stesura di questa tesi, per i loro suggerimenti e consigli che mi sono stati dati per affrontare le problematiche del caso oggetto di studio nella tesi.

Un ringraziamento particolare è dovuto a mamma e papà che grazie ai loro sacrifici mi hanno sempre sostenuto moralmente e materialmente. Desidero ringraziare mia nonna, mia sorella e tutti i miei parenti per il loro affetto mostrato in questi anni.

Ai miei nonni e a Mariagrazia che ovunque si trovino possano essere fieri di me.

Infine, un ringraziamento va a tutti i coinquilini trovati a Torino, agli amici e a chi mi ha accompagnato in questo lungo percorso.

*Antonio Nigro  
Torino, Luglio 2019*



## Sommario

I fenomeni di flusso sono dei movimenti di massa rapidi di detriti misti e acqua che frequentemente minacciano il territorio montano. A causa dell'elevato potere distruttivo provoca danni a edifici e infrastrutture e conseguentemente migliaia di vittime ogni anno. Le colate sono da tempo oggetto di studio: in passato si poneva l'attenzione sulla identificazione del fenomeno, alle possibili cause di innesco; oggi la ricerca pone particolare attenzione alla fisica, alla evoluzione del moto di propagazione e all'analisi di interazione tra fenomeno e opera di difesa.

La mitigazione dei fenomeni di flusso di detriti rimane problematica ancora oggi. La prevenzione solitamente si basa sulla redazione di mappe di rischio usando dati storici e simulazioni bidimensionali. Le scale di lunghezza rilevanti del problema sono molteplici e vanno dal minimo granello alla dimensione totale dell'evento. Ciò ha storicamente limitato gli approcci numerici ai metodi bidimensionali mediati in profondità. Nonostante i risultati ottenuti da questi modelli nella stima del percorso di runout, la loro applicabilità per la progettazione di contromisure strutturali rimane problematica. Il problema della struttura del flusso è intrinsecamente 3D, come lo sono molte caratteristiche macroscopiche del flusso dei detriti come separazione delle fasi e segregazione. Nel tentativo di affrontare questo problema, è stato sviluppato un modello numerico 3D completo (sia per la topografia che per il flusso stesso), in grado di simulare l'entità di un intero evento, pur mantenendo la precisione per affrontare le misure di mitigazione. Il modello si basa sul metodo Lattice-Boltzmann (LBM), un solver altamente efficiente e parallelizzabile per la fluidodinamica.

Vengono implementate una serie di leggi reologiche, con particolare attenzione ai comportamenti non newtoniani e di attrito. Viene effettuata una validazione delle differenti leggi reologiche per un caso semplice di piano inclinato indefinito su cui è fatto scorrere un fluido viscoso. Pertanto, è possibile confrontare le soluzioni analitiche, risolvendo le equazioni di Navier-Stokes con le opportune condizioni al contorno, con le soluzioni numeriche ottenute dal metodo LBM.

Il modello viene utilizzato per rianalizzare le dinamiche degli eventi dei fenomeni di flusso artificiali realizzati in un campo prove in scala reale situato in un sito sperimentale in Corea del sud (Jinbu). Le principali caratteristiche del flusso sono ottenute con pochi parametri di calibrazione confrontando i valori registrati in sito con quelli numerici ottenuti da una modellazione del fenomeno. Nell'esperimento sono stati anche testati gli effetti di due elementi frangicolata. La scala del flusso è intermedia tra i grandi movimenti rapidi naturali riportati in letteratura e un tipico apparato sperimentale. Si tratta quindi di un caso ben documentato e che si presta per la validazione di benchmarking di un codice numerico.

Per realizzare le simulazioni si utilizza un codice non commerciale denominato "hybird" scritto in linguaggio di programmazione C++ sviluppato da A. Leonardi (2015). Al fine di poter effettuare un numero maggiore di simulazioni si utilizza il sistema di calcolo di HPC@POLITO. In particolare, si utilizza il cluster denominato CASPER (Cluster Appliance for Scientific Parallel Execution and Rendering) composto da 16 nodi computazionali ognuno equipaggiato con 32 core ADM e 128GB di memoria RAM. I risultati vengono visualizzati tramite il programma ParaView.



# Indice generale

<b>1</b>	<b>Introduzione.....</b>	<b>3</b>
1.1	Origine, descrizione e motivazioni.....	3
1.2	Aspetti critici e finalità.....	7
1.3	Organizzazione.....	9
<b>2</b>	<b>Colate detritiche.....</b>	<b>10</b>
2.1	Classificazione delle colate detritiche.....	10
2.1.1	Classificazione di movimenti franosi, Cruden & Varnes (1996).....	12
2.1.2	Classificazione di Hungr et al. (2001).....	14
2.1.3	Altri sistemi di classificazione.....	19
2.2	Fenomenologia dei debris flow.....	23
2.2.1	Zona di innesco.....	23
2.2.2	Zona di propagazione o trasporto ed erosione.....	24
2.2.3	Zona di accumulo o di deposito.....	25
2.2.4	Caratteristiche fisiche dei debris flow.....	27
<b>3</b>	<b>Interventi di mitigazione del rischio da flussi detritici.....</b>	<b>28</b>
3.1	Interventi di mitigazione non strutturali.....	29
3.2	Interventi di mitigazione strutturali.....	29
3.2.1	Opere di consolidamento.....	31
3.2.2	Opere di trattenuta.....	33
3.2.3	Canale di smaltimento.....	38
<b>4</b>	<b>Modellazione numerica.....</b>	<b>39</b>
4.1	Inquadramento generale sulla modellazione numerica.....	39
4.2	Approccio del continuo monofase e bifase, metodi integrati.....	41
4.3	Approccio discreto (DEM).....	43
4.4	Approccio ibrido continuo-discreto (LBM-DEM).....	43
<b>5</b>	<b>Dinamica della fase fluida con LBM.....</b>	<b>48</b>
5.1	Basi teoriche della teoria cinetica: equazione di Boltzmann.....	48
5.2	Discretizzazione LBM con D3Q19.....	50
5.2.1	Evoluzione della superficie libera e interazione con ostacoli.....	53
5.3	Leggi reologiche: modelli elementari.....	56
5.3.1	Implementazione delle differenti leggi reologiche.....	58
<b>6</b>	<b>Analisi comparativa delle leggi reologiche.....</b>	<b>66</b>

6.1	Soluzioni analitiche esatte delle equazioni di Navier-Stokes .....	66
6.2	Flusso laminare tra piastre piane parallele .....	70
6.2.1	Estensione: flusso newtoniano su piano inclinato.....	73
6.2.2	Flusso alla Bingham su piano inclinato .....	74
6.2.3	Flusso alla Bagnold su piano inclinato .....	77
6.2.4	Flusso alla $\mu(I)$ , attritiva e Voellmy su piano inclinato .....	78
6.3	Soluzioni numeriche LBM e analitiche a confronto per il caso di piano indefinito inclinato .....	80
6.3.1	Legge Newtoniana.....	82
6.3.2	Legge alla Bingham.....	84
6.3.3	Legge di Bagnold .....	88
6.3.4	Legge Attritiva.....	90
6.3.5	Legge alla Voellmy.....	91
6.3.6	Legge $\mu(I)$ .....	93
6.3.7	Sintesi dei risultati.....	94
<b>7</b>	<b>Caso studio in Corea: influenza degli elementi frangicolata su una colata detritica artificiale in scala reale attraverso simulazioni numeriche di back-analysis</b>	<b>96</b>
7.1	Introduzione .....	96
7.2	Descrizione del sito sperimentale e dei test effettuati .....	105
7.2.1	Bacino preso in esame per il flusso di detriti in grandezza reale .....	105
7.2.2	Descrizione della topografia (di base).....	108
7.2.3	Strutture sperimentali.....	111
7.2.4	Descrizione dei test effettuati .....	112
7.2.5	Risultati dei test effettuati.....	120
7.3	Modellazione numerica .....	131
7.3.1	Definizione della superficie topografia.....	132
7.3.2	Condizioni al contorno.....	135
7.3.3	Codice numerico hybrid .....	136
7.4	Back analysis .....	138
7.4.1	Legge Newtoniana (con turbolenza).....	138
7.4.2	Legge alla Bingham.....	141
7.4.3	Legge alla Bagnold.....	147
7.4.4	Legge $\mu(I)$ .....	151
7.4.5	Legge alla Voellmy.....	154
7.4.6	Sintesi dei risultati.....	161
7.4.7	Condizioni reali dei test effettuati .....	163

---

7.4.8	Stima della forza di impatto .....	167
7.5	Cenni sull'erosione.....	171
7.5.1	Applicazione del metodo semplificato .....	175
7.5.2	Stima del volume eroso nel sito sperimentale .....	176
<b>8</b>	<b>Considerazioni Finali.....</b>	<b>177</b>
<b>9</b>	<b>Software utilizzati.....</b>	<b>180</b>
<b>10</b>	<b>Appendice: file di configurazione per analisi numeriche .....</b>	<b>181</b>
<b>11</b>	<b>Bibliografia.....</b>	<b>184</b>

## Indice delle figure

Figura 1: a) Localizzazione di eventi frana mortali non sismicamente innescati dal 2004 al 2016. Eventi frana indicati da un punto nero. b) numero di eventi frana mortali non sismicamente innescati dal 2004 al 2016 per paese (Froude, 2018) .....	4
Figura 2: a sinistra distribuzione delle frane sul territorio nazionale (Progetto IFFI), a destra eventi franosi principali per provincia nel periodo 2010-2016 (Trigila et al., 2018) .....	5
Figura 3: localizzazione del monte Woomyeon nella Corea del sud, disastri provocati dalle colate il 27 luglio 2011 (Park et al., 2013).....	6
Figura 4: passaggio di una colata detritica nei diversi istanti di evoluzione, registrato a Saint Julien Mont Denis in Francia il 21 giugno 2017. ....	7
Figura 5: composizione della matrice in flussi di detriti e in terra: ghiaia, 2-18mm; sabbia, 0.074-2mm; limo e argilla <0.074mm. Dati da Bovis (non pubblicati), Bull (1964), Pierson (1980), Keefer and Johnson (1983), Hutchinson (1988), Takahashi (1991), Major (Hungr & Bovis, 2001) .....	15
Figura 6: rappresentazione grafica basata sul metodo di Hungr et al. (2001) per distinguere le varie classi di terreno il base al limite liquido e l'indice di plasticità; si tratta di una semplificazione della carta di plasticità di Casagrande (Casagrande, 1948).....	15
Figura 7: velocità massime per i vari tipi di flusso basati sull'osservazione (Hungr & Bovis, 2001) .....	17
Figura 8: classificazione reologica di flussi di sedimenti e acqua (Pierson e Costa, 1987) ....	20
Figura 9: Criterio di classificazione dei fenomeni di flusso secondo Takahashi 2007 (schematizzazione secondo Takahaski, 2007) .....	22
Figura 10: schematizzazione del criterio di classificazione di Takahashi con la terminologia corrente dei fenomeni di flusso secondo (Leonardi 2015) .....	22
Figura 11: zone interessate da un debris flow .....	23
Figura 12: rappresentazione di un profilo longitudinale di un versante incanalato con la distinzione delle diverse zone secondo (VanDine, 1996) .....	24
Figura 13: (a) rappresentazione della configurazione geometrica dei blocchi secondo Bardou, 2003; (b) rappresentazione di una sezione longitudinale di un debris flow secondo (Pierson & Costa, 1987) .....	25
Figura 14: possibili forme di deposizione della colata detritica secondo VanDine, 1996 .....	26
Figura 15: fasi progettuali per l'identificazione e analisi del fenomeno franoso (Pirulli, 2014) .....	30

Figura 16: principali opere di mitigazione strutturali per le colate (D'agostino, 2005).....	31
Figura 17: controllo dell'origine del processo mediante briglie di consolidamento (VanDine, 1996) e soglie di stabilizzazione (D'Agostino, 2005).....	32
Figura 18: opere di consolidamento sul fondo del canale (opere trasversali a sinistra) e sulle sponde (opere longitudinali a destra).....	33
Figura 19: briglia frangicolata.....	34
Figura 20: esempi di bacini di deposito con morfologie e caratteristiche differenti.....	34
Figura 21: esempi di briglie filtranti aperte a finestra (a), a fessura (b), a reticolo (c), a pettine (d).....	35
Figura 22: applicazioni di reti flessibili ad anello prima e dopo l'evento (Geobruigg) .....	36
Figura 23: schema di differenti tipologie di briglie aperte ( (Hubl et al., 2009) (1); altri sistemi di trattenuta (2-3).....	37
Figura 24: canale di smaltimento in fase di costruzione a sinistra, a destra in fase di esercizio (Pirulli, 2014) .....	38
Figura 25: tecniche di simulazione e principali metodi sviluppati nella modellazione numerica (Pirulli & Leonardi, 2019).....	40
Figura 26: una tipica distribuzione granulometrica e il suo effetto sulla dinamica della miscela: grani grandi cadono nel regime collisionale, grani piccoli nel regime viscoso, una zona di transizione esibisce caratteristiche intermedie. Il Ba è calcolato con i parametri riportati. ..	44
Figura 27: suddivisione concettuale di un debris flow in una fase fluida e una fase granulare contenente i grani rilevanti (Leonardi, 2015).....	45
Figura 28: schema codice LBM-DEM (Leonardi, 2015) .....	46
Figura 29: vettore posizione e velocità per una particella prima e dopo l'applicazione della forza (Mohamad, 2011) .....	49
Figura 30: reticolo cubico LBM (a) con un set di velocità discrete usate in D3Q19 (b), ogni velocità del reticolo è associata una funzione di distribuzione da $f_0$ a $f_{18}$ (c); il piano ombreggiato viene ridisegnato (d) dove si mostra la direzione del reticolo, la spaziatura e una proiezione 2D di una cella reticolare cubica. (Mohamad, 2011).....	51
Figura 31: divisione dei nodi del reticolo in tre categorie a seconda della posizione del fluido (Leonardi, 2015).....	54
Figura 32: campo di velocità per fluido viscoso tra due piastre parallele .....	56
Figura 33: fluido newtoniano (laminare) - $\eta = \text{cost}$ .....	57
Figura 34: in alto un fluido pseudoplastico, in basso un fluido dilatante .....	57

Figura 35: in alto un fluido tixotropico, in basso un fluido reopettico - in entrambi i casi $\eta=\eta(t)$ .....	57
Figura 36: sintesi fluidi newtoniani e non newtoniani - a sinistra $\eta$ è indipendente da $t$ , a destra $\eta=\eta(t)$ .....	58
Figura 37: modello newtoniano – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b). .....	59
Figura 38: modello trilineare ottenuto dal modello di Bingham – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b).....	60
Figura 39: modello di Bagnold – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b). .....	61
Figura 40: modello attritivo – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b). .....	62
Figura 41: modello di Voellmy – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b). .....	63
Figura 42: esempio di coefficiente d'attrito in funzione del numero inerziale (Jop, Forterre e Pouliquen, 2006) .....	64
Figura 43: volume di controllo per il bilancio di materia in coordinate cartesiane .....	67
Figura 44: schematizzazione di una sezione ad una qualsiasi $z$ del flusso tra due piastre piane parallele, profilo di velocità $u_x(y)$ .....	70
Figura 45: moto di un fluido su un piano inclinato indefinito .....	73
Figura 46: traslazione del sistema di riferimento.....	74
Figura 47: schematizzazione del bilancio di forze di un flusso alla Bingham su piano inclinato .....	75
Figura 48: profilo di velocità per un flusso alla Bingham .....	77
Figura 49: configurazione geometrica analizzata .....	80
Figura 50: schema 1D di flusso su piano inclinato.....	81
Figura 51: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana .82	
Figura 52: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana .....	82
Figura 53: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana82	
Figura 54: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana.....	83

---

Figura 55: sforzi tangenziali-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana .....	83
Figura 56: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham .....	84
Figura 57: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham .....	84
Figura 58: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham .....	84
Figura 59: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham .....	85
Figura 60: sforzi tangenziali-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham .....	85
Figura 61: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Lenght .....	86
Figura 62: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Lenght .....	86
Figura 63: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Lenght .....	86
Figura 64: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Time .....	87
Figura 66: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Time .....	87
Figura 65: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Time .....	87
Figura 67: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold .....	88
Figura 68: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold .....	88
Figura 69: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold .....	88
Figura 70: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica analitica legge alla Bagnold .....	89
Figura 71: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold .....	89
Figura 72: profilo di velocità, soluzione numerica legge attritiva .....	90

Figura 73: profilo di pressione, soluzione numerica legge attritiva .....	90
Figura 74: profilo di viscosità, soluzione numerica legge attritiva.....	90
Figura 75: viscosità-velocità di deformazione, soluzione numerica legge attritiva.....	91
Figura 76: profilo di velocità, soluzione numerica legge alla Voellmy .....	91
Figura 77: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Voellmy .....	92
Figura 78: profilo di viscosità, soluzione numerica legge alla Voellmy .....	92
Figura 79: viscosità-velocità di deformazione per $\gamma=0$ , confronto soluzione numerica e analitica legge alla Voellmy.....	92
Figura 80: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla $\mu(I)$ .....	93
Figura 81: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla $\mu(I)$ .....	93
Figura 82: profilo di viscosità equivalente, confronto soluzione numerica e analitica legge alla $\mu(I)$ .....	94
Figura 83: confronto profili di velocità numerici con le diverse leggi reologiche.....	94
Figura 84: confronto profili di viscosità numerici con le diverse leggi reologiche.....	95
Figura 85: confronto viscosità-velocità di deformazione numerici con l diverse leggi reologiche.....	95
Figura 86: inquadramento della Corea del Sud da Google Earth, l'area rappresentata in giallo indica la provincia di Gangwon con all'interno un marker giallo su Jinbu che indica la posizione del campo prove a scala reale per la generazione dei debris flow artificiali .....	97
Figura 87: media annuale delle precipitazioni in Corea dal 1971 al 2012 (Chan & Kyung, 2016) .....	97
Figura 88: raggruppamento ogni 5 anni dei 42 anni di dati di precipitazioni annuali medie in Corea (Chan & Kyung, 2016) .....	98
Figura 89: media mensile delle precipitazioni degli ultimi 10 anni (2001-2010) rispetto agli anni precedenti (1971-2000). (Chan & Kyung, 2016) .....	98
Figura 90: confronto precipitazioni annuali medie con il numero di frane per anno (Chan & Kyung, 2016) .....	99
Figura 91: numero di morti da rischio frana per 24 anni in Corea (Chan & Kyung, 2016)..	99
Figura 92: localizzazione dei movimenti franosi che ha causato 58 morti e altri danni tra il 29 giugno e il 27 luglio del 2011 .....	100

Figura 93: 12 frane associate a 230mm di pioggia al monte Umyeon, Seoul il 27 luglio 2011. A sinistra le immagini dopo l'evento franoso, a destra le immagini dopo aver ripristinato la viabilità. ....	101
Figura 94: distribuzione spaziale delle frane avvenute nel luglio del 2006 in Jinbu (Cha, 2018) .....	102
Figura 95: proprietà geometriche di lunghezza, larghezza e area di 1412 frane e spessori di 930 frane (Cha, 2018).....	103
Figura 96: immagini satellitari del sito sperimentale in Jinbu-Myeon.....	105
Figura 97: immagini satellitari della posizione della cassa di rilascio e del canale di propagazione del debris flow artificiale.....	106
Figura 98: sequenze temporali di immagini satellitari dal 2004 al 2017 del bacino sperimentale .....	107
Figura 99: schema per l'analisi del debris flow artificiale (Sangyeon et al., 2016).....	108
Figura 100: in alto punti di controllo nell'area sperimentale, in basso punti GPS e stazioni LiDAR (Sangyeon et al., 2016) .....	109
Figura 101: LiDAR data processing: (a) original point cloud, (b) filtered point, (c) generated TIN, (d) generated 10cm DEM (Sangyeon et al., 2016) .....	110
Figura 102: profilo longitudinale del canale a sinistra, immagine LiDAR del sito a destra (linea bianca corrisponde al fondo del canale di cui è tracciato il profilo longitudinale) (Chan & Kyung, 2016) .....	110
Figura 103: schema della cassa di rilascio in alto, immagini in fase di costruzione in basso (Chan & Kyung, 2016).....	111
Figura 104: procedura innesco debris flow artificiale a scala reale (Chan & Kyung, 2016) 112	
Figura 105: test 1, posizione delle videocamere (punti 1, 2 e in corrispondenza della canaletta), dei sensori (celle di carico, sensori a ultrasuoni, celle piezometriche), e canaletta a sezione quadrata (Chan & Kyung, 2016) .....	113
Figura 106: Test 1, sequenza temporale del rilascio del miscuglio terreno-acqua, videocamera in posizione 1 della figura 105 .....	114
Figura 107: test 1, videocamera collocato nelle vicinanze della canaletta di drenaggio.....	115
Figura 108: immagini prima e dopo il passaggio del debris flow artificiale.....	115
Figura 109: test 2, posizione delle videocamere punto 1 e 2, dei sensori (celle di carico su trave IPE, sensori a ultrasuoni, celle piezometriche), ed elementi frangicolata (3, 4, 5) (Chan & Kyung, 2016).....	116

---

Figura 110: rappresentazione della dimensione (a), della disposizione (c) e in fase di realizzazione (b) degli elementi frangicolata (Chan & Kyung, 2016) .....	117
Figura 111: immagini della posizione delle celle di carico (Chan & Kyung, 2016) .....	118
Figura 112: test 1, videocamera collocata nella posizione 2 di figura 109 .....	118
Figura 113: Test 2, sequenza temporale del rilascio del miscuglio terreno-acqua, videocamera in posizione 1 della figura 109 .....	119
Figura 114: valori tipici di densità (Carter and Bentley, 1991) (Chan & Kyung, 2016) .....	120
Figura 115: sistema di classificazione USCS in forma sintetica .....	122
Figura 116: schema per la classificazione delle terre - sistema USCS .....	122
Figura 117: materiale all'interno della cassa di rilascio (Chan & Kyung, 2016) .....	123
Figura 118: materiale catturato dal primo ordine di elementi frangicolata (CL1, CL2, CL3, CL4) (Chan & Kyung, 2016) .....	123
Figura 119: classificazione UNI EN ISO 14688-2 (Chan & Kyung, 2016) .....	124
Figura 120: vista areale della posizione della linea di sezione longitudinale (discretizzazione 10m) e trasversale (discretizzazione 1m) (Chan & Kyung, 2016) .....	125
Figura 121: analisi profilo longitudinale (Sangyeon et al., 2016) .....	125
Figura 122: analisi sezioni trasversali della topografia prima e dopo il passaggio del debris flow (Sangyeon et al., 2016) .....	126
Figura 123: osservazione risultati del cambiamento topografico - erosione e deposizione (Chan & Kyung, 2016) .....	127
Figura 124: variazioni di altezza per test 1 e test 2 dopo l'esperimento (Chan & Kyung, 2016) .....	127
Figura 125: confronto stima della velocità metodo diretto e indiretto - Test 2 (Chan & Kyung, 2016) .....	128
Figura 126: confronto velocità test 1 e test 2 (Chan & Kyung, 2016) .....	128
Figura 127: confronto altezza del flusso media tra test 1 e test 2 (Chan & Kyung, 2016) .....	129
Figura 128: immagini della trave IPE prima e dopo l'esperimento (Chan & Kyung, 2016) .....	130
Figura 129: curve di livello equidistanti 5m in QGis .....	132
Figura 130: TIN del canale di propagazione da LiDAR .....	132
Figura 131: differenza di precisione tra curve di livello ottenute da TIN e da raster .....	133

Figura 132: visualizzazione su QGIS del Lidar in formato raster (a sinistra) e in formato curve di livello con precisione 1cm (a destra) .....	133
Figura 133: topografia finale della zona di interesse.....	134
Figura 134: Surfer – estrazione della griglia di punti 0.1*0.1m .....	134
Figura 135: visualizzazione su Paraview della topografia del canale di propagazione.....	134
Figura 136: posizionamento e modellazione della cassa di rilascio .....	136
Figura 137: posizionamento e modellazione degli elementi frangicolata .....	136
Figura 138: definizione e posizione del volume di innesco.....	137
Figura 139: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana initVisc=50 .....	138
Figura 140: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana initVisc=60 .....	138
Figura 141: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana initVisc=70 .....	139
Figura 142: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana initVisc=80 .....	139
Figura 143: confronto profilo di velocità con legge Newtoniana al crescere della viscosità .....	140
Figura 144: confronto profilo di altezze massime con legge Newtoniana al crescere della viscosità.....	140
Figura 145: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=50, yieldStress=400.....	141
Figura 146: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=50, yieldStress=500.....	141
Figura 147: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=50, yieldStress=600.....	142
Figura 148: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=50, yieldStress=700.....	142
Figura 149: confronto profilo di velocità massima con legge alla Bingham - plasticVisc=50, yieldStress variabile.....	143
Figura 150: confronto profilo di altezze massime con legge alla Bingham - plasticVisc=50, yieldStress variabile.....	143

Figura 151: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=60, yieldStress=500.....	144
Figura 152: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=70, yieldStress=500.....	144
Figura 153: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=80, yieldStress=500.....	145
Figura 154: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plasticVisc=90, yieldStress=500.....	145
Figura 155: confronto profilo di velocità massima con legge alla Bingham – plasticVisc variabile, yieldStress=500 .....	146
Figura 156: confronto profilo di altezza massima con legge alla Bingham – plasticVisc variabile, yieldStress=500 .....	146
Figura 157: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold particleDiameter=0.03, particleDensity=1200.....	147
Figura 158: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold particleDiameter=0.04, particleDensity=1500 .....	147
Figura 159: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold particleDiameter=0.02, particleDensity=1200.....	148
Figura 160: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold particleDiameter=0.04, particleDensity=2200.....	148
Figura 161: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold particleDiameter=0.02, particleDensity=2200.....	149
Figura 162: confronto profilo di velocità massima con legge alla Bagnold - particleDiameter e particleDensity variabili .....	149
Figura 163: confronto profilo di altezza massima con legge alla Bagnold - particleDiameter e particleDensity variabili .....	150
Figura 164: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge $\mu(I)$ frictionCoefFluid=0.38, deltaFriction=0.26, particleDiameter=0.04, particleDensity=1500, baseInertial=0.279 .....	151
Figura 165: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge $\mu(I)$ frictionCoefFluid=0.38, deltaFriction=0.26, particleDiameter=0.04, particleDensity=1500, baseInertial=0.279 con turbolenza.....	151
Figura 166: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge $\mu(I)$ frictionCoefFluid=0.38, deltaFriction=0.26, particleDiameter=0.02, particleDensity=1200, baseInertial=0.279 .....	152

Figura 167: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge $\mu(I)$ frictionCoeffFluid=0.20, deltaFriction=0.26, particleDiameter=0.02, particleDensity=1200, baseInertial=0.279 .....	152
Figura 168: confronto profilo di velocità massima con legge $\mu(I)$ .....	153
Figura 169: confronto profilo di altezza massima con legge $\mu(I)$ .....	153
Figura 170: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy frictionCoeffFluid=0.38, particleDiameter=0.04, particleDensity=1500 .....	154
Figura 171: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy frictionCoeffFluid=0.20, particleDiameter=0.04, particleDensity=1500 .....	154
Figura 172: confronto profilo di altezza massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter=0.04, particleDensity=1500 .....	155
Figura 173: confronto profilo di velocità massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter=0.04, particleDensity=1500 .....	155
Figura 174: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy frictionCoeffFluid=0.38, particleDiameter=0.02, particleDensity=1500 .....	156
Figura 175: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy frictionCoeffFluid=0.38, particleDiameter=0.01, particleDensity=1500 .....	156
Figura 176: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy frictionCoeffFluid=0.28, particleDiameter=0.03, particleDensity=2200 .....	157
Figura 177: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy frictionCoeffFluid=0.28, particleDiameter=0.01, particleDensity=2200 .....	157
Figura 178: confronto profilo di altezza massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter, particleDensity .....	158
Figura 179: confronto profilo di velocità massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter, particleDensity .....	158
Figura 180: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy (a) frictionCoeffFluid=0.18, particleDiameter=0.01, particleDensity=2200; (b) frictionCoeffFluid=0.10, particleDiameter=0.01, particleDensity=2200; (c) frictionCoeffFluid=0.15, particleDiameter=0.01, particleDensity=2200; (d) frictionCoeffFluid=0.20, particleDiameter=0.02, particleDensity=2200; .....	159
Figura 181: confronto profilo di velocità massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter, particleDensity .....	159
Figura 182: confronto profilo di altezza massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter, particleDensity .....	160
Figura 183: confronto velocità massime con diverse leggi reologiche.....	161

Figura 184: confronto altezza massima con diverse leggi reologiche .....	161
Figura 185: confronto profilo di velocità massima del Test 1 senza baffles e del Test 2 con i baffles .....	163
Figura 186: confronto profilo di velocità massima del Test2 con e senza baffles .....	163
Figura 187: confronto profilo di velocità massima del Test 1 senza baffles e del Test 2 con i baffles .....	164
Figura 188: confronto profilo di altezza massima del Test 1 senza baffles e del Test 2 con i baffles .....	164
Figura 189: Illustrazione del flusso ottenuto dalla simulazione in diverse fasi temporali del test 2. Si noti la posizione della cassa di rilascio e degli elementi frangicolata. Il colore del fluido indica la velocità in m/s (scala delle velocità vMagnitude: 0=blu – 16m/s=rosso).	166
Figura 190: forza di impatto - spinta idrostatica .....	167
Figura 191: forza di impatto - spinta idrodinamica .....	167
Figura 192: storia di carico massima per il primo ordine di elementi frangicolata, la linea rossa rappresenta la forza rilevata in sito sull'ipe [Paragrafo 7.2.5] .....	169
Figura 193: Illustrazione interazione flusso-ostacoli dalla simulazione in diverse fasi temporali del test 2. Il colore del fluido indica la velocità in m/s (scala delle velocità vMagnitude 0m/s=blu – 16m/s=rosso) e il colore dei baffles indica la forza di impatto in N (FHydroMagnitude: 0kN=blu – 14kN=giallo) .....	170
Figura 194: dettaglio interazione fluido 3D con elementi frangicolata e registrazione (diretta) della forza.....	170
Figura 195: (a) rappresentazione schematica di un letto saturato sovrastato da un flusso detritico, con una colonna normale di lunghezza e larghezza unitaria. (b) forze che agiscono sulla colonna che includono forza peso e resistenza al taglio alla base. Il carico dovuto al flusso destabilizza il letto alla profondità z. (Jakob & Hungr, 2005) .....	171
Figura 196: predizione della profondità di erosione da soluzione 7.4.10 (linea tratteggiata) e 7.4.12 (linea continua) (Jakob & Hungr, 2005) .....	173
Figura 197: evoluzione temporale con incrementi del volume dello 0%, 50%, 100% rispetto al volume iniziale .....	175
Figura 198: file di configurazione piano inclinato (Paragrafo 6.3) .....	181
Figura 199: file di configurazione caso studio della Corea (Paragrafo 7.4) .....	182
Figura 200: file di configurazione colonna di fluido (erosione Paragrafo 7.5) .....	183

## Indice delle tabelle

Tabella 1: Classificazione dei movimenti franosi secondo Varnes (1978) .....	12
Tabella 2: Scala delle velocità delle frane (Cruden e Varnes, 1996).....	13
Tabella 3: classificazione dei sedimenti in base al loro diametro (British Standard e MIT) .	15
Tabella 4: caratteristiche del materiale coinvolto secondo Hungr et al. (2001); vengono evidenziati i materiali tipici coinvolti nei fenomeni di flusso .....	17
Tabella 5: classificazione dei movimenti di massa secondo Hungr et al. (2001); vengono evidenziati i tipici fenomeni di flusso .....	18
Tabella 6: valori tipici della concentrazione solida in volume $C_v=V_s/V$ e della densità (Pierson e Costa, 1987) .....	19
Tabella 7: proprietà fisiche e valori tipici dei debris flow (Iverson, 1997) .....	27
Tabella 8: parametri di configurazione in input .....	81
Tabella 9: parametri legge reologica $\mu(I)$ .....	93
Tabella 10: dati volumetrici per le simulazioni numeriche del miscuglio solido--acqua ....	112
Tabella 11: densità debris flow .....	120
Tabella 12: valori di densità da letteratura.....	120
Tabella 13: stima della forza mediante relazioni empiriche.....	130
Tabella 14: sintesi valori numerici di velocità, altezza e forza massima per ogni simulazione con reologia differente.....	162
Tabella 15: coefficienti di spianta idrostatici da letteratura.....	168
Tabella 16: coefficienti di spianta idrodinamici da letteratura.....	168
Tabella 17: stima analitica della forza di impatto sugli elementi frangicolata a partire dai valori sperimentali di $v$ ed $h$ .....	168

## Notazione

All'interno di questo documento, se non contrariamente specificato, si utilizza una notazione vettoriale. Le grandezze scalari sono rappresentate da simboli semplici, mentre quelle vettoriali o tensoriali da simboli in grassetto. Quando ci si riferisce ad una grandezza vettoriale servendosi di entrambi i simboli, quelli semplici identificano il modulo del vettore, ad esempio se  $\mathbf{u}$  è il vettore velocità,  $u$  sarà il suo modulo. Principalmente non vi è una distinzione tra simboli in maiuscolo o in minuscolo per quanto riguarda la grandezza indicata. Un punto o due punti al di sopra della grandezza indica la derivazione rispetto al tempo. I tensori sono rappresentati con due simboli in grassetto:  $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$  è il tensore delle velocità di deformazione e  $\boldsymbol{\sigma}$  il tensore delle tensioni. Il sistema di coordinate cartesiane fa riferimento ai tre assi  $x$ ,  $y$  e  $z$ .

Alcuni acronimi sono usati in modo coerente nel testo:

CFD	Computational fluid dynamics
DEM	Discrete Element Method
LBM	Lattice-Boltzmann Method
SPH	Smoothed Particle Hydrodynamics

Segue una lista delle variabili più diffuse nel testo con la loro unità di misura:

Simbolo	Unità di misura	Descrizione
Ba	-	numero di Bagnold
$\mathbf{c}$	m/s	velocità del reticolo (LBM)
$\mathbf{c}_s$	m/s	velocità del suono nel reticolo
$d$	m	diametro delle particelle
$\mathbf{F}$	kg m/ s <sup>2</sup>	forza
$f$	kg/m <sup>3</sup>	funzione di distribuzione di probabilità (pdf)
$f^{\text{eq}}$	kg/m <sup>3</sup>	pdf all'equilibrio
Fr	-	numero di Froude
$\mathbf{g}$	m/ s <sup>2</sup>	accelerazione di gravità
H, h	m	dimensione, di solito altezza
L, l	m	dimensione, di solito lunghezza
$m$	kg	massa
$p$	kg/m s <sup>2</sup>	pressione
Re	-	numero di Reynolds
$t$	s	tempo
$\mathbf{u}$	m/s	velocità di traslazione
$V$	m <sup>3</sup>	volume
$W$	m	dimensione, di solito larghezza
$w_i$	-	pesi nel reticolo
$\mathbf{x}$	m	posizione nello spazio
$\dot{\boldsymbol{\gamma}}$	1/s	tensore della velocità di deformazione
$\Delta l$	m	discretizzazione spaziale nel reticolo
$\Delta t$	s	discretizzazione temporale o time step
$\lambda$	-	frazione liquida in un nodo del reticolo
$\eta$	kg/m s	viscosità del fluido

---

$\eta_0$	kg/m s	viscosità iniziale
$\eta_B$	kg/m s	viscosità plastica di Bingham
$\mu$	-	coefficiente di attrito
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	densità di massa
$\sigma$	kg/m s <sup>2</sup>	tensore delle tensioni
$\sigma_y$	kg/m s <sup>2</sup>	tensione di snervamento
$\tau$	s	tempo di rilassamento LBM
$\tau_0$	s	tempo di rilassamento plastico
$\phi$	-	frazione solida
$\phi_{\max}$	-	frazione solida massima, di solito tra 0.5 e 0.72
$\Omega_{\text{coll}}$	kg/m <sup>3</sup>	operatore collisionale
$\Omega_{\text{force}}$	kg/m <sup>3</sup>	operatore di forza

# Capitolo 1

## 1 Introduzione

### 1.1 Origine, descrizione e motivazioni

Le colate sono dei fenomeni naturali veloci di un miscuglio di sedimenti e acqua che si muovono per effetto della gravità lungo le incisioni di bacini montani. La loro pericolosità è dovuta alla estrema velocità con cui percorrono grandi distanze, alla frequente assenza di segni premonitori e alla difficoltà di progettare contromisure efficaci.

Per l'innescio di una colata sono necessarie almeno tre condizioni quali la presenza di materiale detritico prontamente mobilizzante, acclività dell'incisione adeguata e un apporto di una quantità di acqua sufficiente per mobilizzare il materiale. In particolare, si distinguono:

- le cause predisponenti quali la presenza di materiale mobilizzante (accumuli detritici), acclività dell'incisione (compresa tra  $15^\circ$  e  $40^\circ$ ), distribuzione e tipo di vegetazione, incendi;
- le cause scatenanti sono legate principalmente all'acqua che può provenire da: precipitazioni brevi e intense (temporali estivi), precipitazioni di lunga durata e di minore intensità, rapida fusione dei ghiacciai o di nevai, cedimento di un invaso naturale o artificiale.

Si manifestano in ammassi rocciosi oppure in terreni sciolti con caratteristiche simili a quelle di un fluido viscoso. Il comportamento di una colata è influenzato principalmente dalla composizione granulometrica dei materiali che la compongono e dal contenuto d'acqua che incide sul comportamento plastico della frazione a grana fine. Il meccanismo tipico presuppone la deposizione sul versante di detrito a granulometria variabile successivamente, a causa delle piogge, l'acqua prende in carico tale materiale incanalandosi verso il fondo valle. Si ha quindi la formazione di una massa di detriti in sospensione acquosa che si propaga lungo il versante come un unico corpo, senza la separazione tra fase solida e liquida. Durante il moto di propagazione si ha un aumento di volume della massa per effetto dell'azione

erosiva del letto ed inoltre all'inglobamento di altro materiale detritico e vegetale presente sul versante. La massa arriva a valle con elevata capacità distruttiva ed infine si deposita.

Un fenomeno di instabilità naturale viene definito come pericolo quando può arrecare danno all'uomo. Si definisce la pericolosità di un fenomeno come la probabilità di un dato evento di una data intensità si verifichi in una determinata area in un determinato periodo di tempo. Le colate sono particolarmente pericolose per la loro elevata velocità, il loro impatto distruttivo e la difficile prevedibilità. Quando un fenomeno di instabilità naturale interferisce con l'attività antropica, la sua pericolosità si trasforma in rischio, per i danni che potrebbero verificarsi alle persone, alle attività e ai manufatti. Nelle zone montane, in particolare nelle aree di conoide, i fenomeni di colata costituiscono un fattore di rischio molto importante e aumenta con la crescente antropizzazione del territorio.

A livello globale, le morti causate da frane hanno rappresentato circa il 17% delle vittime dovute a pericoli naturali (Hong et al., 2015). A causa delle enormi perdite è essenziale avere una profonda comprensione delle cause quali ad esempio attività tettoniche (Bennett, 2016), cambiamenti climatici (Moreiras, 2005), terremoti ed attività umane (Petley et al., 2007) di questi disastri.

L'entità dell'impatto dipende dal numero di elementi esposti e dalle loro vulnerabilità associate, dalle conseguenze degli impatti e dall'intensità dell'evento (Glade, 2005). Gli elementi chiave della valutazione del rischio frana sono banche dati e inventari di frana coerenti (Taylor, 2015). Gli inventari forniscono elenchi compilati sistematicamente di eventi franosi che si sono verificati su una specifica scala spaziale entro un determinato periodo di tempo. L'analisi spazio-temporale degli eventi globali di frane ha portato alla identificazione delle regioni geografiche e i paesi più esposti (Petley, 2012).

La banca dati internazionale sui disastri (EM-DAT International Disaster Database) suggerisce che le frane rappresentino il 4,9% di tutti gli eventi di calamità naturali e l'1,3% di tutti gli incidenti mortali tra il 1990 e il 2015; il 54% di questi eventi franosi si è verificato in Asia (Figura 1). Tuttavia, i database dedicati alle frane globali sottostimano l'impatto delle frane sulla società come hanno dimostrato Petley (Petley, 2012) e Kirschbaum et al. (Kirschbaum, 2015).

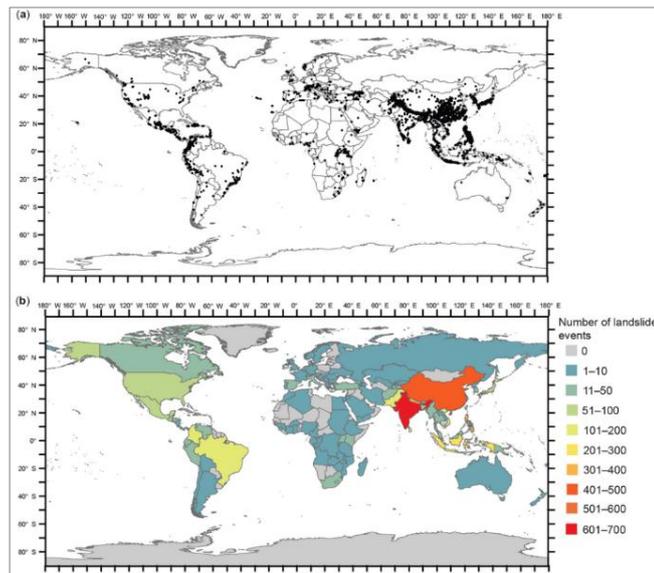


Figura 1: a) Localizzazione di eventi frana mortali non sismicamente innescati dal 2004 al 2016. Eventi frana indicati da un punto nero. b) numero di eventi frana mortali non sismicamente innescati dal 2004 al 2016 per paese (Froude, 2018)

Nelle banche dati degli Stati Europei sono state censite oltre 900mila frane di cui quasi i due terzi sono italiane. Tale dato è contenuto nell'Inventario dei Fenomeni Franosi in Italia (progetto IFFI) riportato in Figura 2 periodicamente aggiornato dall'Istituto Superiore per la protezione e ricerca ambientale (Trigila et al., 2018). L'IFFI rappresenta per dimensioni, qualità, omogeneità del dato e copertura del territorio un utile strumento conoscitivo per la valutazione della pericolosità da frana e, più in generale, come supporto alle decisioni da operare in ambito territoriale.

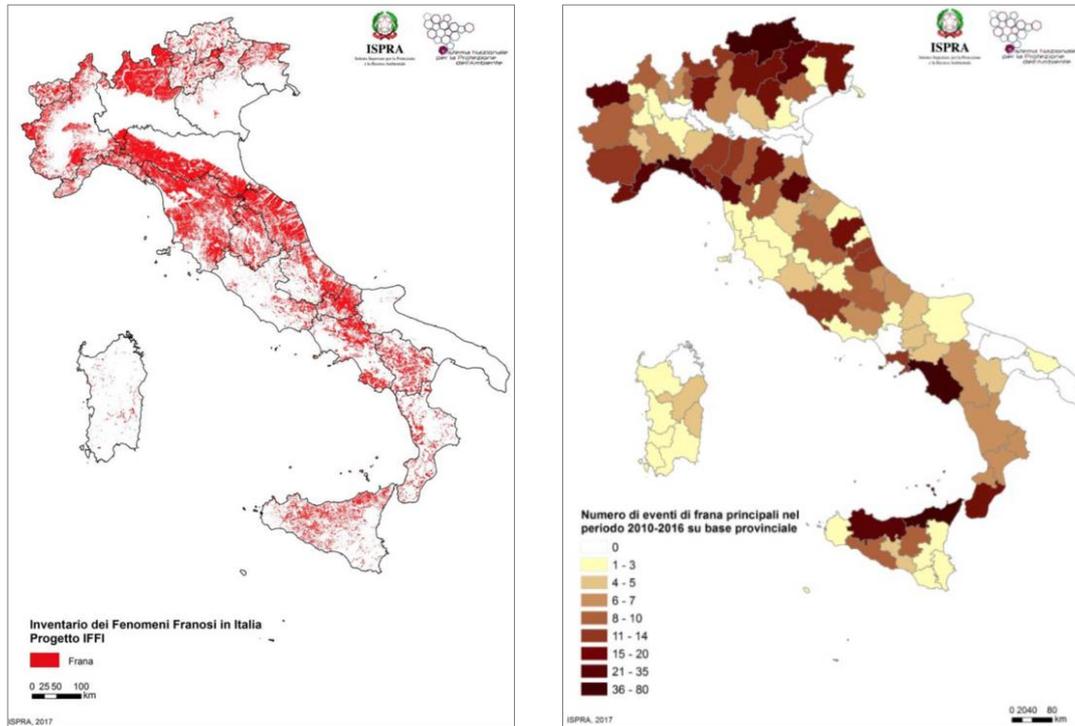


Figura 2: a sinistra distribuzione delle frane sul territorio nazionale (Progetto IFFI), a destra eventi franosi principali per provincia nel periodo 2010-2016 (Trigila et al., 2018)

Tra i fattori più importanti per l'innescò dei fenomeni franosi in Italia oltre alle precipitazioni brevi ma intense, quelle persistenti e i terremoti incidono anche i fattori antropici quali ad esempio scavi, realizzazione di strade, costruzione di edifici, ecc. Tali azioni umane hanno assunto un ruolo sempre più determinante nella mancata tutela del territorio. Il disturbo umano inteso come cambiamento di uso del suolo può essere dannoso per l'incidenza futura dei movimenti franosi con il cambiamento climatico.

In generale i cambiamenti globali del clima potrebbero determinare nuove condizioni meteorologiche e quindi esporre le aree considerate sicure a nuovo rischio (Petley, 2010). Relazionare le modalità climatiche con i modelli di frana è impegnativo a causa della complessità e dei cambiamenti climatici, essi richiederebbero un set di dati di almeno 30 anni.

Per le colate è più difficile quantificare gli incidenti e i danni che ne derivano perché è difficile distinguere le perdite indotte dal flusso dalle perdite causate da alluvioni concomitanti o altri rischi. Un esempio importante è quello del 26-27 luglio 2011 a Seoul (Figura 3), dove a causa di forti precipitazioni (470 mm in due giorni, un importo circa pari al 20% delle precipitazioni annuali totali) si sono verificate 147 frane catastrofiche sul monte Woomyeon (Park et al.,

2013). La maggior parte delle frane erano accompagnate da flussi detritici che invasero la comunità uccidendo 16 persone, sommergendo 30 case e danneggiando 116 edifici.

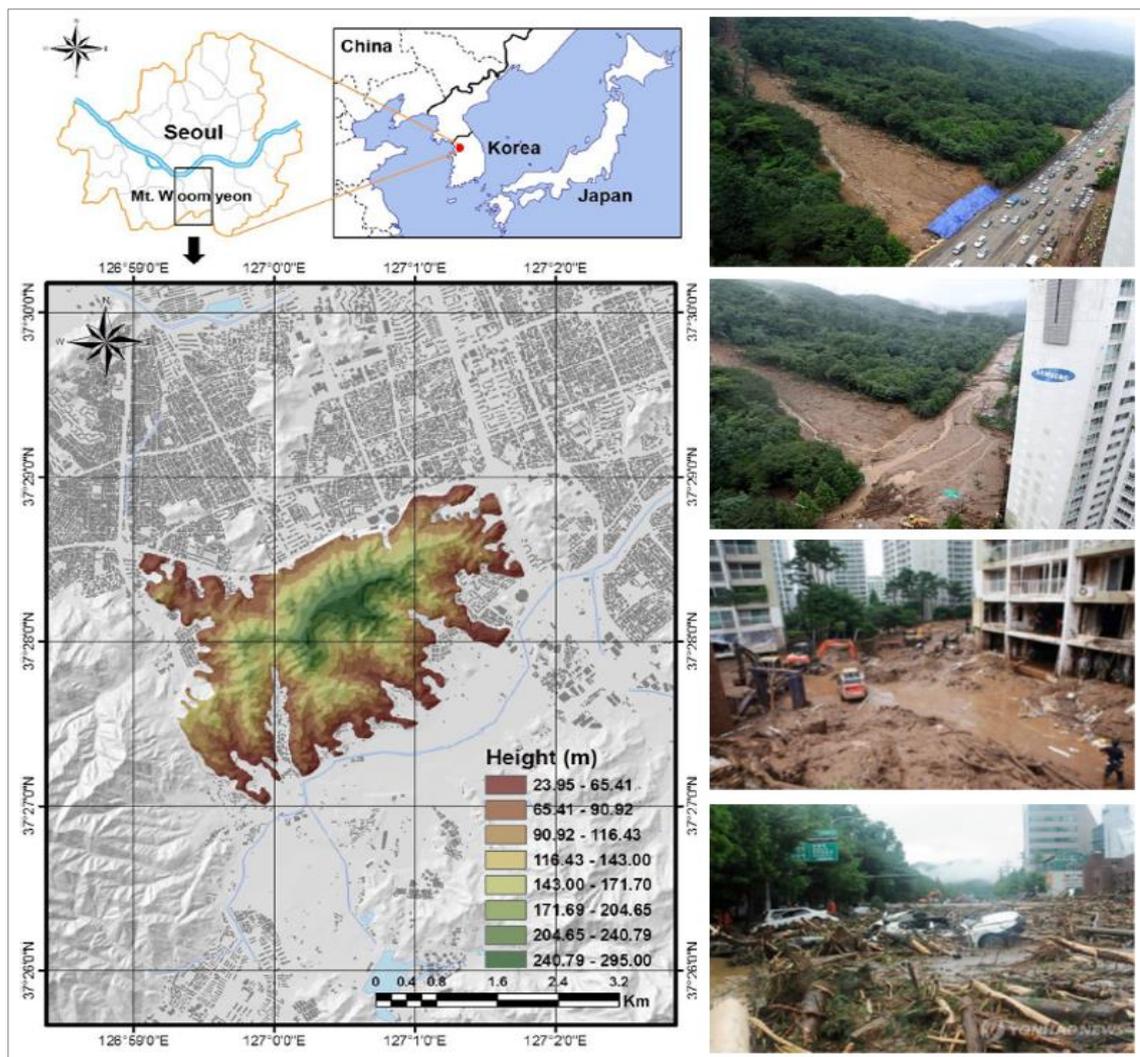


Figura 3: localizzazione del monte Woomyeon nella Corea del sud, disastri provocati dalle colate il 27 luglio 2011 (Park et al., 2013)

Le colate sono oggetto di ricerca da molti anni in quanto la comprensione del loro comportamento meccanico ed idraulico non è ancora soddisfacente, a causa dell'ampia variabilità dei parametri che caratterizzano ogni singolo evento. Modalità di innesco, trasporto ed arresto sono peculiari di ciascuna manifestazione e risulta di conseguenza difficile individuare un unico modello interpretativo.

Inoltre, esistono diversi fenomeni di flusso ed ancora oggi non si ha uno sviluppo sufficiente nel campo della classificazione delle colate. Pertanto, risulta difficile standardizzare la progettazione delle opere di mitigazione.

## 1.2 Aspetti critici e finalità

Nonostante l'elevata pericolosità delle colate lo sviluppo di strategie di prevenzione e difesa rappresenta ancora oggi una priorità. Un utile contributo in questa direzione è dato dalla crescente diffusione di modelli numerici e matematici per la simulazione dei fenomeni di flusso. Con questo tipo di strumenti è possibile ricostruire, prevedere ed analizzare diversi scenari, mapparne la pericolosità ed individuare gli elementi di protezione e mitigazione più idonei.

Il dimensionamento degli interventi di mitigazione strutturali, di tipo attivo e/o passivo, necessitano di una conoscenza di velocità e spessori con cui la massa transita durante il moto di propagazione oltre alla conoscenza dell'area che potenzialmente potrebbe essere impattata dalla massa stessa. Lo studio dell'evoluzione porta alla definizione di tali grandezze attraverso la modellazione numerica.

La simulazione numerica di tali fenomeni è particolarmente impegnativa. In linea di principio sono materiali multifase composti da una miscela di liquido e grani solidi di varie dimensioni. Durante il moto di propagazione si manifestano molteplici meccanismi di interazione tra queste due fasi che rendono il problema abbastanza complesso. Generalmente si osserva che il fronte è ricco di grani di grosse dimensioni con elevato potere distruttivo, seguito da un fluido con caratteristiche più omogenee nella coda del flusso (Figura 4). Con riferimento alle interazioni, i grani piccoli sono legati al liquido mediante forze elettrostatiche, mentre quelli più grandi interagiscono con forze di tipo viscoso (Coussot, 1997).



Figura 4: passaggio di una colata detritica nei diversi istanti di evoluzione, registrato a Saint Julien Mont Denis in Francia il 21 giugno 2017.

Questa tipologia di materiale è estremamente difficile da riprodurre usando una modellazione fisica e numerica. La simulazione di tali materiali si basa sul continuo (Nott & Brady, 2006) o sui metodi delle particelle (Campbell et al., 1995) a seconda degli effetti investigati derivano dalla fisica del fluido o della fase granulare.

L'idea di base è simulare le colate detritiche mediante l'accoppiamento di un solutore continuo per la fase fluida e un solutore discreto per la fase granulare, in cui ogni grano è rappresentato come una particella. In pratica solo le particelle più grandi di una certa soglia sono risolte mentre la frazione rimanente è omogenizzata nella fase fluida attraverso un modello costitutivo non newtoniano. Il tentativo di utilizzare semplici leggi reologiche viene annullato dalla mancanza di omogeneità nelle proprietà del materiale.

Gli strumenti tradizionali per la simulazione di colate detritiche, cioè i modelli integrati sulla profondità, hanno grandi limiti di simulare realisticamente l'interazione tra flusso e ostacoli. Inoltre, molte configurazioni di ostacoli funzionano arrestando il moto delle particelle più grandi lasciando defluire la parte più fluida del flusso. La simulazione di questo meccanismo

richiede un metodo capace di gestire una separazione tra fluido e particelle. Diversi sono gli algoritmi sviluppati negli ultimi anni nell'ambito della modellazione del continuo bifase, in particolare si fa riferimento al metodo Lattice Boltzmann (LBM) (Succi, 2001) per la soluzione della fase fluida e il metodo agli elementi discreti (DEM) per la soluzione della fase granulare. Lo sviluppo del metodo LBM-DEM è in grado di simulare la meccanica dei detriti, la separazione di fase e la riorganizzazione spontanea senza nessuna modellazione aggiuntiva.

Solitamente si fa riferimento ad una modellazione continua monofase, soprattutto per gli eventi a scala reale, in quanto si ha una maggiore semplicità nella preparazione del modello, una maggiore rapidità delle analisi di simulazione e una buona rispondenza dei risultati. Le capacità computazionali ancora oggi non sono sufficienti per gestire l'interazione tra i singoli grani alla scala reale del sito pertanto bisogna rinunciare alla parte DEM. Si considera una omogeneizzazione in un unico fluido con una reologia particolare che permette di tenere in conto gli effetti fisici portati dai grani. Quindi si può simulare l'evoluzione del fenomeno in 3D e l'interazione con opere di mitigazione.

Generalmente gli approcci numerici per le colate si basano sulla semplificazione della geometria legate a un sistema di equazioni bidimensionali per il flusso su una topografia tridimensionale. Per la maggior parte dei fenomeni di flusso le dimensioni areali sono molto più grandi dello spessore del flusso. Le equazioni di conservazione, della massa e della quantità di moto, vengono integrate sulla profondità del flusso producendo una singola velocità media per ogni punto della topografia. Tale formulazione sono valide solo se la regione di flusso è conforme all'ipotesi di flusso "sottile" in cui gli effetti della curvatura della topografia e della superficie libera del flusso sono insignificanti. Tale approccio ha dimostrato fornire buoni risultati per la previsione dell'area inondata e della evoluzione (Vagnon et al., 2007), (Pirulli & Barbero, 2017). Tuttavia, l'ipotesi di avere un valore di velocità media per ogni punto spaziale viene meno quando il flusso interagisce con geometrie particolari come un ostacolo o un salto ripido.

Ancora oggi non esiste nessun consenso sul modo corretto di modellare numericamente l'interazione con gli ostacoli (Leonardi et al., 2016). Lo sviluppo di modelli numerici ha mostrato solo di recente alcuni tentativi di superare l'integrazione sulla profondità. L'emergere di nuovi solutori Navier-Stokes, come Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH), il Material Point Method (Mast, 2014), e il metodo Lattice-Boltzmann (LBM) ha aperto la possibilità di simulare fenomeni senza ricorrere ad integrazione di equazioni.

Simulazioni su scala reale di flussi detritici non sono così diffuse, poiché richiedono un quadro efficiente per gestire le complicate condizioni al contorno ed inoltre di un potente solutore fluido. Inoltre, la natura non newtoniana del materiale, e la presenza di molteplici fasi complicano il problema compromettendo la funzionalità dei solutori tradizionali. Il metodo Lattice Boltzmann (LBM) oggi è considerata una valida alternativa per le categorie di flussi dove i solutori tradizionali presentano svantaggi, come i fluidi multifase, i flussi che attraversano mezzi porosi (Mendoza, 2010), geometrie irregolari (Mendoza et al., 2013) e flussi a superficie libera (Korner, 2005).

In questo studio di tesi, si analizza un'applicazione LBM riproducendo in un ambiente numerico un flusso di detriti innescato e misurato in un sito sperimentale in Corea del sud. Viene esplorata la possibilità di utilizzare il metodo per la valutazione delle contromisure (Choi, 2014), simulando gli effetti di due ordini di deflettori sul percorso del flusso.

### 1.3 Organizzazione

Il presente elaborato di tesi mira ad analizzare l'influenza su elementi frangicolata su una colata detritica artificiale mediante simulazioni a ritroso.

In questa tesi i diversi argomenti vengono organizzati come segue: nel Cap. 2 si descrivono le basi fenomenologiche di una colata detritica e come vengono inquadrare nelle classificazioni dei fenomeni franosi. Nel Cap.3 vengono illustrate le diverse opere di mitigazione da flussi detritici. Nel Cap.4 vengono descritti i metodi numerici per la modellazione numerica di movimenti rapidi di versante, con particolare attenzione al metodo ibrido LBM-DEM. Il Cap. 5 descrive la dinamica della fase fluida mediante il metodo Lattice-Boltzmann, l'interazione con le condizioni al contorno e le principali leggi reologiche. Successivamente vengono confrontati i risultati analitici e numerici nel caso di un piano inclinato indefinito con riferimento alle diverse leggi reologiche (Cap.6). Il Cap. 7 è dedicato alla descrizione del campo prova a scala reale del caso oggetto di studio situato in Corea. Inizialmente viene data una descrizione del sito sperimentale, dei test effettuati e dei dati a disposizione. Successivamente vengono descritte le problematiche affrontate nella modellazione numerica del caso studio in Corea in particolare della topografia, delle condizioni al contorno. Definito il modello, è stata fatta un'operazione di back analysis con i vari modelli reologici variando i diversi parametri per cercare di riprodurre i risultati sperimentali. Si confrontano i valori di velocità, altezza e forze registrati in sito con i rispettivi ottenuti dalla modellazione numerica. Successivamente vengono descritte le problematiche legate all'erosione e alla difficoltà di implementazione da un punto di vista numerico. Infine, nel Cap. 9 vengono tratte le conclusioni con alcune considerazioni sulla modellazione numerica.

## Capitolo 2

### 2 Colate detritiche

Le colate detritiche sono dei fenomeni intrinsecamente complessi per questo ancora oggi la loro classificazione e nomenclatura non è ancora ben definita. Di seguito vengono riportati i principali sistemi di classificazione riconosciuti a livello scientifico, nonostante alcuni presentano alcune criticità a causa dell'enorme complessità del fenomeno. Successivamente viene data una descrizione delle basi fenomenologiche di un fenomeno di flusso con le possibili relative cause di innesco.

#### 2.1 Classificazione delle colate detritiche

Esistono diverse tipologie di sistemi di classificazione e ognuna si concentra su aspetti differenti del fenomeno. Questo è indice del fatto che le colate detritiche sono intrinsecamente complesse e ogni autore fa riferimento a diversi parametri. Le principali caratteristiche vengono riportate di seguito:

- In base alla composizione dei materiali solidi (Du et al., 1986)
  - mud flow, in cui il contenuto di sabbia e argilla supera il 15% della fase solida totale e il comportamento della miscela è quello di un fluido non newtoniano, che spesso si propaga con flusso intermittente;
  - mud-rock flow, costituita da fango e pietre; il contenuto di argilla si aggira intorno al 3-5% e si riscontra la presenza di rocce con diametro caratteristico oltre i 10 cm; la struttura dell'argilla influenza le proprietà dinamiche e la capacità di trasporto della miscela;
  - water-rock flow, la cui fase solida è composta principalmente da sabbia grossolana, ciottoli e blocchi di roccia.
  
- In base alla morfologia della colata (Hutchinson, 1988)

- colamenti fangosi traslazionali, che sono prevalentemente di natura argillosa, lenti e con una zona di accumulo espansa; possono essere a ventaglio o lobati, oppure elongati o ancora incanalati;
  - colate traslazionali detritiche, sono composte in prevalenza da materiali grossolani, avvengono in ambiente montano a causa di intense ed improvvise precipitazioni, provocando movimenti molto rapidi;
  - colamenti detritici viscosi, che sono caratterizzati da un repentino collasso di materiale granulare e detritico provocato da notevoli disturbi nell'ammasso in frana; il materiale ha una struttura metastabile sciolta ed un contenuto d'acqua elevato. Questo tipo di colamento è caratterizzato da uno spostamento molto lento, sino a qualche giorno, e non esiste una demarcazione netta fra massa in frana e substrato.
- In base al regime di moto (Takahashi, 1991)
- colate detritiche viscosi (spesso indicate anche come macroviscosi), caratterizzate da un regime di moto laminare. Se il fluido interstiziale è composto da sola acqua, il regime macroviscoso si verifica quando la concentrazione dei sedimenti nella corrente è superiore al 55%; se il fluido interstiziale è molto viscoso, ad esempio perché contiene molta argilla, si può avere un moto macroviscoso anche per concentrazioni granulari inferiori;
  - colate detritiche inerziali, per le quali è necessario effettuare la seguente distinzione fra:
    - stony debris flow (corrente detritica matura o pietrosa), in cui il sedimento risulta ben distribuito su tutta la profondità della corrente. L'alta concentrazione di sedimenti, almeno pari al 20%, consente contatti e urti tra le particelle solide, che generano sforzi interni alla corrente in grado di mantenere in sospensione i granuli solidi (anche le granulometrie più fini) fino alla superficie libera. Il moto si avvicina, nel suo complesso, al regime laminare;
    - immature debris flow (corrente detritica immatura), in cui i sedimenti si concentrano prevalentemente nella parte inferiore della corrente e sono sovrastati da acqua (che può contenere qualche particella in sospensione). Anche in questo caso gli sforzi tangenziali all'origine della resistenza al moto sono principalmente dovuti agli urti fra i granuli. Questo regime può mantenersi lungo tutto il percorso o evolvere in stony debris flow;
    - turbulent mud flow (corrente fangosa turbolenta), in cui lo sforzo tangenziale turbolento del fluido interstiziale è in grado di mantenere in movimento i sedimenti aventi diametro rappresentativo fino al centimetro. All'interno della corrente si notano grossi vortici che rivelano la presenza di una turbolenza a larga scala;
    - hybrid of stony and muddy debris flow (corrente detritica ibrida), in cui la parte inferiore della corrente è caratterizzata da corrente detritica, matura o immatura, in regime laminare, mentre la parte superiore presenta forte turbolenza con sospensione del materiale solido più minuto (muddy debris flow).
- In base alla densità della miscela di acqua e detriti (Wang, 1994)

- debris flows viscosi, contraddistinti da un valore elevato dello sforzo tangenziale di soglia, da un regime di moto laminare e da un fronte d'avanzamento intermittente;
- debris flows sub viscosi, che sono considerati come uno stato di transizione tra debris flows viscosi e debris flows non viscosi e sono caratterizzati da un basso valore di sforzo tangenziale di soglia e da un regime di flusso turbolento e continuo;
- debris flows non viscosi, che si comportano come fluidi newtoniani e a quali compete un regime di moto assolutamente turbolento.

Di seguito vengono descritti in modo dettagliato i principali sistemi di classificazione. Un primo sistema di classificazione fornito da Cruden e Varnes (Cruden, 1996) è quello di inquadrare le i fenomeni di flusso all'interno dei movimenti franosi. Successivamente viene mostrato un sistema di classificazione che differenzia tutti i fenomeni di flussi tra loro (Hungry et al., 2001). Infine, si fa riferimento al sistema di classificazione delle colate detritiche proposto da Takahashi nel 2007 (Takahashi, 1991) basato su un approccio di tipo fisico mediante dei numeri adimensionali.

### 2.1.1 Classificazione di movimenti franosi, Cruden & Varnes (1996)

Una delle classificazioni di frana più riconosciuta a livello Internazionale è quella sviluppata da Varnes (1978) e perfezionata da Cruden (1996) riportata in Tabella 1. Si distinguono i cinematismi di Varnes in base a due caratteristiche quali:

- tipo di movimento (crollo, ribaltamento, scorrimento, espandimento, colate);
- tipo di materiale (roccia, detrito, terreno).

In particolare, si definisce flusso detritico quando si ha una quantità variabile tra il 20% e l'80% di materiale a grana grossa (dall'analisi granulometrica il diametro delle particelle >2mm), mentre se coinvolge più dell'80% di materiale a grana fine (<2mm) viene definito flusso di terra.

TIPO DI MOVIMENTO	TIPO DI MATERIALE		
	ROCCIA (ROCK)	DETRITO (DEBRIS)	TERRENO (EARTH)
CROLLI (FALLS)	Crollo in roccia ( <i>Rock fall</i> )	Crollo di detrito ( <i>Debris fall</i> )	Crollo di terra ( <i>Earth fall</i> )
RIBALTAMENTI (TOPPLES)	Ribaltamento in roccia ( <i>Rock topple</i> )	Ribaltamento di detrito ( <i>Debris topple</i> )	Ribaltamento di terra ( <i>Earth topple</i> )
SCORRIMENTI o SCIVOLAMENTI	Scorrimento di roccia ( <i>Rock slide</i> )	Scorrimento di detrito ( <i>Debris slide</i> )	Scorrimento di terra ( <i>Earth slide-slump</i> )
ESPANDIMENTO (SPREADING)	Espandimento in roccia ( <i>Rock spread</i> )	Espandimento di detrito ( <i>Debris spread</i> )	Espandimento di terra ( <i>Earth spread</i> )
COLATE o FLUSSI (FLOWS)	Colata in roccia ( <i>Rock flow</i> )	Colata di detrito ( <i>Debris flow</i> )	Colata di terra ( <i>Earth flow</i> )
COMPLESSE (COMPLEX)	Combinazione di due o più tipi principali di movimento		

Tabella 1: Classificazione dei movimenti franosi secondo Varnes (1978)

Tale sistema di classificazione, nonostante abbia una notevole semplicità di classificazione dei movimenti franosi, ha uno scarso grado di dettaglio. Infatti, Cruden e Varnes nel 1996 associano un parametro molto importante da un punto di vista ingegneristico rappresentato dalla velocità di movimento delle frane. Inoltre, viene mostrata una correlazione dei probabili danni associati (Tabella 2).

CLASSE DI VELOCITA'	DESCRIZIONE	VELOCITA' [mm/s]	VELOCITA' TIPICA	DANNI PROBABILI
7	↑ Estremamente rapida	↑ $5 \cdot 10^3$ $5 \cdot 10^1$ $5 \cdot 10^{-1}$ $5 \cdot 10^{-3}$ $5 \cdot 10^{-5}$ $5 \cdot 10^{-7}$ ↓	5 m/s	Catastrofe di eccezionale violenza. Edifici distrutti per l'impatto del materiale spostato. Molti morti. Fuga impossibile.
6	Molto rapida		3 m/min	Perdita di alcune vite umane. Velocità troppo elevata per permettere l'evacuazione delle persone.
5	Rapida		1,8 m/ora	Evacuazione possibile. Distruzione di strutture, immobili ed installazioni permanenti.
4	Moderata		13 m/mese	Alcune strutture temporanee o poco danneggiabili possono essere mantenute.
3	Lenta		1,6 m/anno	Possibilità di intraprendere lavori di riabilitazione e restauro durante il movimento. Le strutture meno danneggiabili possono essere mantenute con frequenti lavori di riabilitazione se il movimento totale non è troppo grande durante una particolare fase di accelerazione.
2	Molto lenta		16 mm/anno	Alcune strutture non permanenti possono essere danneggiate dal movimento.
1	↓ Estremamente lenta			Impercettibile senza strumenti di monitoraggio. Costruzione di edifici possibile con precauzioni.

Tabella 2: Scala delle velocità delle frane (Cruden e Varnes, 1996)

Secondo Varnes (1978) i flussi possono essere inquadrati all'interno di tre classi:

- le *colate in roccia* con cui si indicano i casi in cui il terreno roccioso si comporta come un fluido ad alta viscosità, con movimenti che durano spesso molto più di un giorno (nell'articolo di Cruden e Varnes (1996) vengono definite come "superficial as well as deep creep");
- le *colate di detriti* (o *debris flows*), molto più veloci delle precedenti e che riguardano delle miscele di acqua con sedimenti di diversa granulometria, anche se quelli con diametro maggiore di qualche millimetro sono presenti in quantità maggiori;
- le *colate di terra* (*earth flows*) infine indicano dei flussi non molto rapidi di materiale piuttosto fine e saturo; in questa categoria si potrebbero inserire anche le colate di fango (*mud flows*), in grado di raggiungere velocità simili a quelle di una colata detritica grazie all'effetto lubrificante svolto dall'acqua (Highland, 2008).

Viene fatta infine una ulteriore distinzione tra colate che si propagano lungo una incisione erosiva e quelle che lo fanno liberamente. All'interno dei flussi non incanalati vengono incluse le valanghe di detriti, dette anche debris avalanches. Si distinguono dalle normali colate detritiche per le loro maggiori dimensioni (e quindi minor ricorrenza) in questo caso dell'ordine di milioni di metri cubi. Proprio a causa del loro volume, solitamente sono composte da materiale solo parzialmente saturo d'acqua. Possono raggiungere velocità elevatissime, fino a 100 m/s, probabilmente a causa della vaporizzazione dell'acqua presente durante lo scivolamento.

Cruden e Varnes infine definiscono come lahar una colata detritica che si forma sulle pendici di un vulcano, ed è composta pertanto da materiale di origine magmatica. Questa distinzione appare giustificata, visto che spesso queste colate hanno grandi dimensioni e coinvolgono detriti più fini di quanto accada in eventi simili (Hungri et al., 2001).

La classificazione qui presentata ha sicuramente il grande pregio di essere relativamente semplice: analizzando alcune caratteristiche di un deposito (in particolar modo la composizione granulometrica e morfologia) è possibile individuare il termine per designare il movimento franoso che l'ha provocato.

Questa semplicità d'altra parte comporta che eventi molto diversi fra loro possano essere inclusi nella stessa classe. Inoltre, i confini tra terreni a grana grossa e fine sono di fatto arbitrari e non corrispondono a una reale variazione del comportamento.

### 2.1.2 Classificazione di Hungri et al. (2001)

Secondo Hungri la classificazione di Varnes, basata solo sul tipo di movimento e sulla granulometria del terreno è inadeguata nel caso delle colate di detriti (Hungri et al., 2001).

Secondo lo schema di Varnes una colata è un movimento di massa dove le deformazioni avvengono in maniera distribuita. In un articolo pubblicato nel 2001 da O. Hungri, a cui hanno collaborato anche S. G. Evans, M. J. Bovis e J. N. Hutchinson, obiettò che nella pratica è spesso complicato stabilire se la distorsione interna è prevalente sul limite di scorrimento. Hutchinson (1988) si riferisce all'intero gruppo come "movimenti di detriti in forma di flusso liquido", evitando così qualsiasi impegno verso un modello cinematico specifico. Ad esempio, numerose osservazioni sul campo hanno mostrato come le colate di terra si muovono prevalentemente scivolando lungo superfici di taglio discrete e non mediante un flusso distribuito. In senso più stretto il termine flusso può essere compreso come movimento di un materiale fluido su un letto rigido. Al contrario movimenti distorsivi o lo scorrimento viscoso possono manifestare una piccola differenza di comportamento tra il materiale deformato e il suo substrato e, in molti casi, non chiaramente identificabile nessuna discontinuità di deformazione o spostamento.

La seconda variabile principale usata da Varnes è il tipo di materiale. Il termine earth flow secondo Varnes dovrebbe essere usato quando il numero di particelle con diametro maggiore di 2 mm (limite superiore per la sabbia, vedi Tabella 3) è inferiore al 20%, mentre l'aggettivo debris dovrebbe indicare i casi i cui tale valore è compreso tra il 20 e l'80%. Sebbene questo criterio sia apparentemente molto semplice, risulta a volte difficile da applicare nella pratica, visto che ad esempio la granulometria può dipendere dal punto in cui viene prelevato il campione del deposito. Infatti, la media distribuzione granulometrica di un deposito non può essere facilmente stimata a causa della non omogeneità laterale e verticale di molte frane, combinato alla difficoltà di accesso e mancanza di esposizioni. Diversi studi hanno poi dimostrato che a un limite basato esclusivamente sulle dimensioni dei sedimenti non sempre corrisponde un cambiamento sostanziale delle proprietà di una colata. Sembra al contrario preferibile fare una distinzione che tenga conto della tipologia di materiale

presente nella zona di innesco della colata, non basata esclusivamente sulla granulometria (Hungur et al., 2001).

$d$ [mm]	CLASSIFICAZIONE
>200	Massi ( <i>boulders</i> )
200÷60	Ciottoli ( <i>cobbles</i> )
60÷2	Ghiaia ( <i>gravel</i> )
2÷0.06	Sabbia ( <i>sand</i> )
0.06÷0.002	Limo ( <i>silt</i> )
<0.002	Argilla ( <i>clay</i> )

Tabella 3: classificazione dei sedimenti in base al loro diametro (British Standard e MIT)

Nella Figura 5 si riportano le composizioni della matrice dei flussi di terra e flussi detritici in diverse aree nel mondo. I flussi di detriti contengono in genere meno del 30% di limo e particelle più fini. Su questa base si possono distinguere dai flussi di terra.

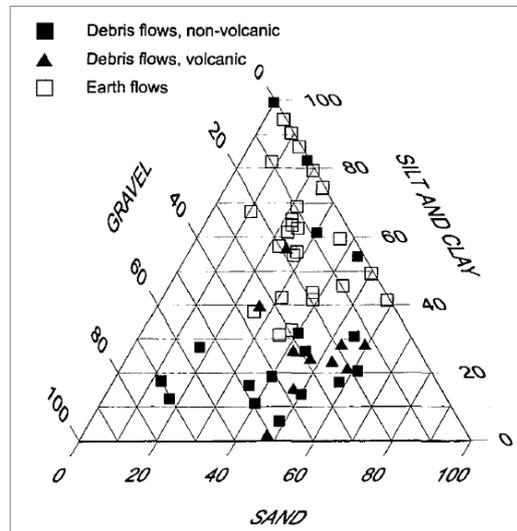


Figura 5: composizione della matrice in flussi di detriti e in terra: ghiaia, 2-18mm; sabbia, 0.074-2mm; limo e argilla <0.074mm. Dati da Bovis (non pubblicati), Bull (1964), Pierson (1980), Keefer and Johnson (1983), Hutchinson (1988), Takahashi (1991), Major (Hungur & Bovis, 2001)

Tuttavia, i flussi di terra e i flussi di fango non possono essere distinti sulla base della tessitura, ma bisogna fare riferimento al contenuto d'acqua  $\omega_L$  e all'indice di plasticità  $I_p$  (Figura 6). IN

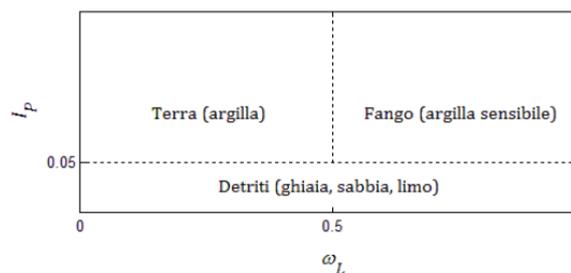


Figura 6: rappresentazione grafica basata sul metodo di Hungur et al. (2001) per distinguere le varie classi di terreno il base al limite liquido e l'indice di plasticità; si tratta di una semplificazione della carta di plasticità di Casagrande (Casagrande, 1948)

In generale, all'aumentare del contenuto d'acqua si passa da un comportamento solido, semisolido, plastico o perfino liquido. I valori limite corrispondenti alla transizione da uno stato di consistenza ad un altro sono rispettivamente il limite solido  $\omega_s$ , il limite plastico  $\omega_p$  e il limite liquido  $\omega_L$  (Lancellotta, 2014).

Quindi si ha:

- $\omega_L$  contenuto d'acqua che indica il passaggio dallo stato plastico allo stato liquido (il contenuto d'acqua è definito come la quantità di acqua presente nei vuoti rapportata alla quantità di materia solida con riferimento alle fasi di un campione di terreno indicato con  $\omega = M_w/M_s$ );
- $I_p$  indice di plasticità pari alla differenza tra limite liquido e plastico che descrive l'intervallo all'interno del quale il materiale ha un comportamento plastico. Pertanto, a seconda dell'ampiezza dell'intervallo a comportamento plastico si distinguono i materiali non coesivi da quelli coesivi (indice di plasticità maggiore);

$$I_p = \omega_L - \omega_p \quad (2.1)$$

- $I_L$  indice di liquidità che descrive lo stato corrente del materiale in termini di limiti di consistenza che è definito come la differenza tra contenuto d'acqua naturale  $\omega_n$  e limite plastico rapportato all'indice di plasticità.  
Quindi quando il contenuto d'acqua naturale tende al limite liquido si avrà flusso di fango ( $I_L > 0.5$ ), mentre quando tende al limite plastico di avrà un flusso di terra ( $I_L < 0.5$ ).

$$I_L = \frac{\omega_n - \omega_p}{I_p} \in [0,1] \quad (2.2)$$

Uno schema proposto per la classificazione dei materiali inglobati è mostrato nella Tabella 4. Il primo livello di distinzione è fatto tra terreno classato e non classato con la roccia frammentata, può essere raggiunto utilizzando tecniche geomorfologiche, che possono identificare il probabile carattere dei depositi basati sulla genesi.

Al secondo livello, la distinzione tra materiali coesivi e non coesivi che può essere derivata dall'analisi geomorfologica, aumentata dalle osservazioni sul campo e mediante i test di laboratorio.

Al terzo livello, le distinzioni tra saturo/secco e liquido/plastico che possono spesso derivare per deduzione dal comportamento della frana osservata, poiché le condizioni del materiale nelle vicinanze della superficie di rottura durante il movimento può essere molto difficile da accertare. Velocità estremamente alta e propagazione lungo pendenze più piatte rispetto all'effettivo angolo di attrito dinamico spesso significa la presenza di saturazione ed eccesso di pressione nei pori.

La velocità del movimento della frana è una funzione del tempo e dello spazio e raramente possono essere mappati in dettaglio. Le velocità riportate sono in genere osservazioni casuali in un punto e in dato istante. Esempi di osservazioni di velocità da varie fonti sono riportati in Figura 7 dove la maggior parte di questi numeri rappresentano punti di osservazione oppure il massimo valore in una posizione casuale e non sono necessariamente i massimi per ogni dato evento. Una chiara distinzione può essere fatta tra i processi estremamente rapidi come i flussi di detrito, di fango e valanghe di detriti rispetto ai processi lenti come i flussi di terra.

Origin	Character	Condition <sup>1</sup>	Name
SORTED (marine, lacustrine, fluvial, eolian, volcanic, anthropogenic)	Non-cohesive (Plastic Limit < 5%)	Dry or Saturated	- Gravel - Sand - Silt
	Cohesive (Plastic Limit > 5%)	- Plastic ( $I_L < 0.5$ ) - Liquid ( $I_L > 0.5$ )	- Clay - Sensitive Clay
UNSORTED (residual, colluvial, glacial, volcanic, anthropogenic)	Non-cohesive (Plastic Limit < 5%)	Dry or Saturated	- Debris <sup>2</sup>
	Cohesive (Plastic Limit < 5%)	- Plastic ( $I_L < 0.5$ ) - Liquid ( $I_L > 0.5$ )	- Earth - Mud
PEAT	Organic	Saturated	- Peat
ROCK	Fragmented	Dry or Saturated	- Rock

<sup>1</sup> Related to the material found in the vicinity of the rupture surface at the time of failure, if it can be determined. In many cases, the material condition must be deduced from the behavior of the landslide, especially velocity.

<sup>2</sup> Debris may contain a considerable proportion of organic material.

Tabella 4: caratteristiche del materiale coinvolto secondo Hungr et al. (2001); vengono evidenziati i materiali tipici coinvolti nei fenomeni di flusso

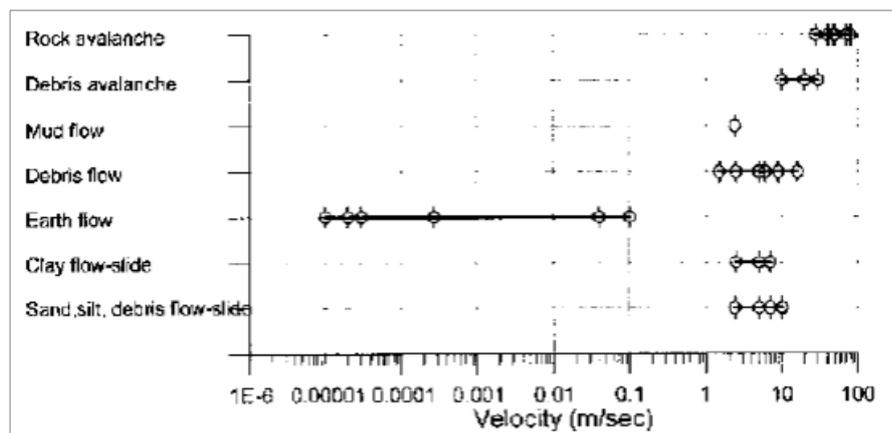


Figura 7: velocità massime per i vari tipi di flusso basati sull'osservazione (Hungr & Bovis, 2001)

In definitiva, Hungr et al. (2001) classificano i movimenti di massa in base al materiale, al contenuto d'acqua, alla morfologia del terreno e alla velocità descritto sinteticamente in Tabella 5. In generale, si può quindi evidenziare la diversità di comportamento che può assumere una colata detritica a seconda delle sue caratteristiche fisiche. Piccole variazioni di concentrazione volumetrica, così come differenze in termini di granulometria, possono influenzare fortemente il suo comportamento, conseguentemente i suoi effetti sul territorio, attribuendone la complessità in termini di previsione e di valutazione del rischio.

Material	Water Content <sup>1</sup>	Special Condition	Velocity	Name
Silt, Sand, Gravel, Debris (talus)	dry, moist or saturated	- no excess pore-pressure, - limited volume	various	Non-liquefied sand (silt, gravel, debris) flow
Silt, Sand, Debris, Weak rock <sup>2</sup>	saturated at rupture surface content	- liquefiable material <sup>3</sup> , - constant water	Ex. Rapid	Sand (silt, debris, rock) flow slide
Sensitive clay	at or above liquid limit	- liquefaction <i>in situ</i> , <sup>3</sup> - constant water content <sup>4</sup>	Ex. Rapid	Clay flow slide
Peat	saturated	- excess pore-pressure	Slow to very rapid	Peat flow
Clay or Earth	near plastic limit	- slow movements, - plug flow (sliding)	< Rapid	Earth flow
Debris	saturated	- established channel <sup>5</sup> , - increased water content <sup>4</sup>	Ex. Rapid	Debris flow
Mud	at or above liquid limit	- fine-grained debris flow	> Very rapid	Mud flow
Debris	free water present	- flood <sup>6</sup>	Ex. Rapid	Debris flood
Debris	partly or fully saturated	- no established channel <sup>5</sup> , - relatively shallow, steep source	Ex. Rapid	Debris avalanche
Fragmented Rock	various, mainly dry	- intact rock at source, - large volume <sup>7</sup>	Ex. Rapid	Rock avalanche

<sup>1</sup> Water content of material in the vicinity of the rupture surface at the time of failure.  
<sup>2</sup> Highly porous, weak rock (examples: weak chalk, weathered tuff, pumice).  
<sup>3</sup> The presence of full or partial *in situ* liquefaction of the source material of the flow slide may be observed or implied.  
<sup>4</sup> Relative to *in situ* source material.  
<sup>5</sup> Presence or absence of a defined channel over a large part of the path, and an established deposition landform (fan). Debris flow is a recurrent phenomenon within its path, while debris avalanche is not.  
<sup>6</sup> Peak discharge of the same order as that of a major flood or an accidental flood. Significant tractive forces of free flowing water. Presence of floating debris.  
<sup>7</sup> Volume greater than 10,000 m<sup>3</sup> approximately. Mass flow, contrasting with fragmental rock fall.

Tabella 5: classificazione dei movimenti di massa secondo Hungr et al. (2001); vengono evidenziati i tipici fenomeni di flusso

Nelle tabelle sono stati evidenziati i principali tipi di flusso che, in accordo alla classificazione di Hungr et al. (2001), sono descritti come:

- *Colata di detrito* (debris flow): flusso molto rapido o estremamente rapido di detriti saturi non plastici che scorre lungo un canale acclive ben definito (indice di plasticità minore al 5%)
- *Colata di fango* (mud flow): flusso estremamente rapido di materiale detritico saturo e plastico lungo un canale, che coinvolge un contenuto d'acqua significativo. L'indice di plasticità è maggiore del 5%.

- *Debris flood*: flusso estremamente rapido di detrito con elevati contenuti di acqua che scorre lungo un canale ripido. È presente acqua libera, per cui la velocità di tale fenomeno è comparabile a quella raggiunta dall'acqua.
- *Valanga di detrito* (debris avalanche): flusso superficiale estremamente rapido di materiale detritico saturo o parzialmente saturo che si mobilita lungo versanti acclivi non confinati.

### 2.1.3 Altri sistemi di classificazione

I sistemi di classificazione dei fenomeni di flusso esposti nei paragrafi precedenti fanno riferimento principalmente a caratteristiche macroscopiche quali la composizione del materiale e il tipo di movimento. In letteratura sono presenti altri sistemi di classificazione (Pierson & Costa, 1987; Davies, 1988; Coussot & Meunier, 1996; Coussot & Ancey, 1999) che fanno riferimento alle interazioni a livello microscopico e che influenzano il comportamento globale della miscela (granulometria, concentrazione solida, viscosità, gradiente di velocità o la velocità media).

*Pierson e Costa* (1987) propongono una classificazione basata su delle soglie nel comportamento reologico riportata in Figura 8. Si distinguono i flussi in base al tasso di deformazione e alla concentrazione del sedimento, mentre la composizione della miscela viene considerata costante (in quanto meno importante della concentrazione del sedimento). La velocità media influenza l'interazione tra fluido e sedimenti ed inoltre nei meccanismi di generazione delle forze dominanti di tipo viscoso o inerziale.

L'aumento della concentrazione (Tabella 6) di sedimenti contribuirà a modificare la forza di snervamento della massa che scorre (Pierson & Costa, 1987):

- per bassa concentrazione il flusso si comporta come acqua (fluido newtoniano);
- all'aumentare della concentrazione acquisirà una certa resistenza allo snervamento (flusso di corrente iperconcentrato), seguito da un brusco aumento della resistenza allo snervamento (fluido non newtoniano).

Flow	$C_v$ (%)	Densità (g/cm <sup>3</sup> )
Water flow	0-20	1.0-1.33
Hyperconcentrated flow	20-47	1.33-1.80
Debris flow	47-77	1.80-2.30

Tabella 6: valori tipici della concentrazione solida in volume  $C_v = V_s/V$  e della densità (Pierson e Costa, 1987)

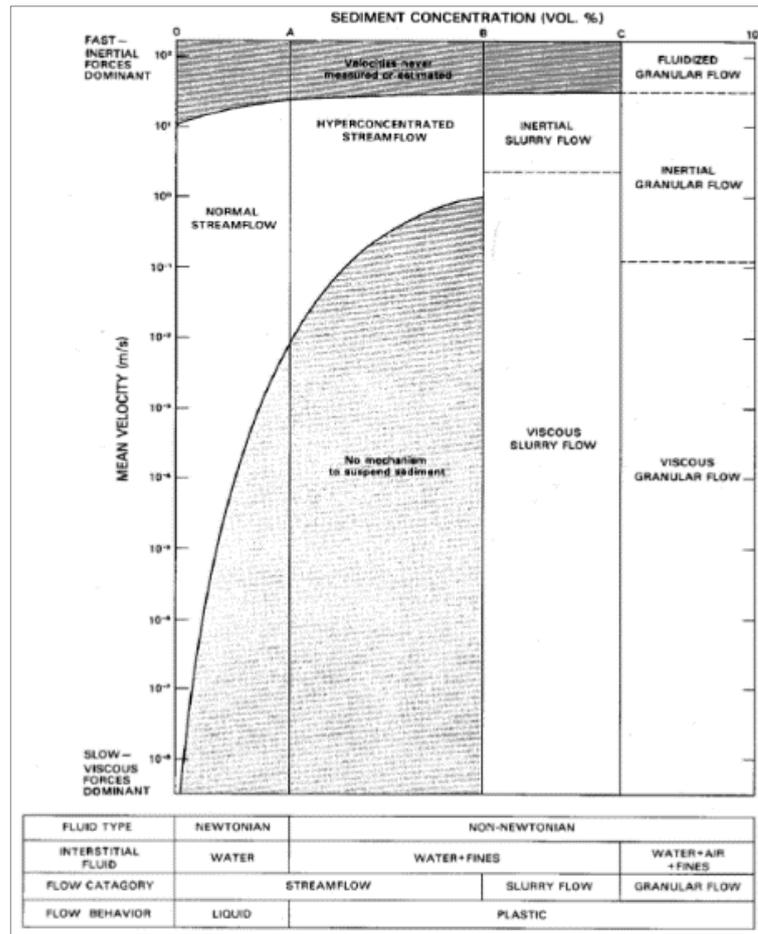


Figura 8: classificazione reologica di flussi di sedimenti e acqua (Pierson e Costa, 1987)

Infine, si fa riferimento al sistema di classificazione delle colate detritiche proposto da *Takahashi* nel 2007 basato su un approccio di tipo fisico mediante dei numeri adimensionali. Il parametro più importante è la concentrazione di particelle grossolane per volume o frazione solida  $\phi$ , determinata dal rapporto tra il volume della fase granulare e il volume totale (con i pedici p ed f si indicano rispettivamente le particelle o grani e il fluido):

$$\phi = \frac{V_p}{V_p + V_f} \quad (2.3)$$

Al variare della concentrazione si può osservare (Figura 9 e Figura 10):

- $\phi < 0.05 \div 0.10$  in genere solo il materiale più fine può essere trasportato in sospensione dalla corrente, mentre quello più grossolano si muove sul fondo;
- $0.10 < \phi < 0.20$  si può formare uno strato carico di sedimenti a ridosso del fondo, ma nella parte superiore la concentrazione tende a rimanere ancora molto bassa. Questo tipo di flusso viene denominato secondo Takahashi come “*debris flow immature*” e che può essere considerato come un trasporto solido di fondo. Con la terminologia corrente si tratta di un flusso di fango (mud flow);
- $0.20 < \phi < 0.50$  si trovano le vere e proprie colate detritiche (*debris flow*) che possono essere distinte in tre sottoclassi:

- Colate di detriti viscosi (*viscous*): la viscosità del fluido quindi le tensioni viscosi costituiscono la principale modalità con cui viene dissipata l'energia e il moto appare piuttosto regolare;
- Colate di detriti turbolente (*muddy*): prevalgono le tensioni inerziali del fluido e il comportamento della colata è simile al moto turbolento dell'acqua;
- Colate di detriti granulari (*stony*): la presenza di materiale grossolano attraverso il moto collisionale, quindi attraverso le tensioni inerziali dei grani, influenzano il comportamento globale della colata.

La distinzione delle differenti tipologie di colate detritiche, ovvero dello stato tensionale prevalente, avviene sulla base di tre numeri adimensionali (vedi triangolo Figura 9 e 10):

- Numero di Reynolds, dato dal rapporto tra tensioni inerziali del fluido e tensioni viscosi del fluido:

$$Re = \frac{\rho_f u_f h}{\eta} \quad (2.4)$$

dove  $\eta$  è la viscosità dinamica del fluido,  $\rho_f$  è la densità del fluido,  $u_f$  la velocità media,  $h$  altezza totale del flusso. Il Re permette la distinzione tra flusso laminare e flusso turbolento;

- Numero di Bagnold (Bagnold, 1954), dato dal rapporto tra tensioni inerziali delle particelle e tensioni viscosi del fluido:

$$Ba = \frac{\rho_p d_p^2 \lambda_p^{1/2} \dot{\gamma}}{\eta} \quad (2.5)$$

dove  $d_p$  è il diametro delle particelle,  $\dot{\gamma}$  velocità di deformazione e  $\lambda(\phi)$  una funzione della frazione solida  $\phi$  definita da Bagnold come segue:

$$\lambda_p = \frac{1}{\left(\frac{\phi_{max}}{\phi}\right)^{1/3} - 1} \quad (2.6)$$

con  $\phi_{max}$  la massima frazione solida (massimo impaccamento delle particelle). Il numero di Bagnold descrive il cambiamento nella reologia complessiva di un fluido dovuto alla presenza di particelle granulari;

- Rapporto di sommergenza (o profondità relativa o numero di massa), pari al rapporto tra tensioni inerziali dei grani e tensioni inerziali del fluido:

$$h/d_p \quad (2.7)$$

Quando il Re e Ba sono entrambi bassi, indipendentemente dalla dimensione delle particelle il comportamento globale del flusso è dominato dalla viscosità della fase fluida. Un incremento della velocità porta all'aumento sia del Re e del Ba sia all'incremento delle forze inerziali di fluido e particelle che dipende dal rapporto di sommergenza (quando tale rapporto è grande il comportamento è di tipo turbolento, mentre quando è piccolo si ha un flusso dominato dall'inerzia dei grani).

- $\phi > 0.5 \div 0.6$  tra i grani si verificano dei contatti prolungati per cui la dissipazione di energia avviene principalmente tramite l'attrito. Questo comportamento viene denominato “*quasi-static motion*” ed è assimilabile ai flussi di terra (*earth flow*);
- $\phi > 0.6$  si ha uno scorrimento sempre più limitato quindi una transizione verso lo stato solido (*rigid*).

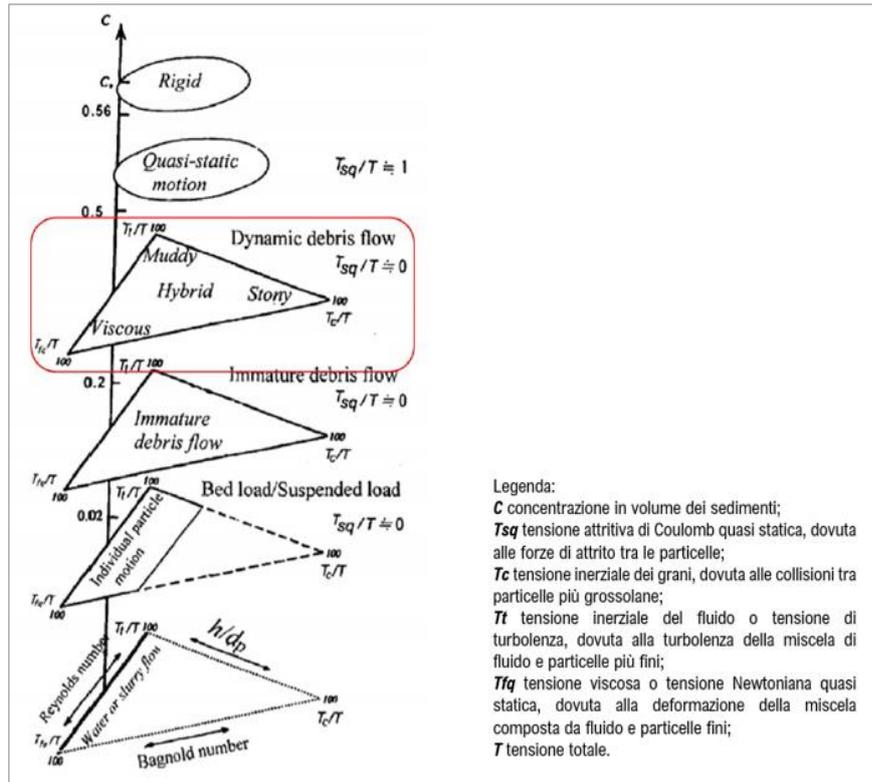


Figura 9: Criterio di classificazione dei fenomeni di flusso secondo Takahashi 2007 (schematizzazione secondo Takahashi, 2007)

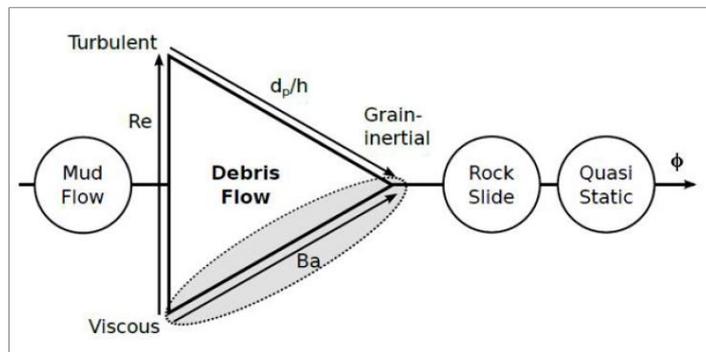


Figura 10: schematizzazione del criterio di classificazione di Takahashi con la terminologia corrente dei fenomeni di flusso secondo (Leonardi 2015)

Numerose colate detritiche presentano un fronte in cui prevalgono le collisioni tra le particelle e una coda del flusso dove le concentrazioni sono minori e il moto risulta più turbolento o viscoso (Figura 4). Inoltre, dato che il regime inerziale è incompatibile con le basse velocità, Takahashi ha affermato che tutte le colate devono passare per il regime viscoso prima di arrestarsi. Un'altra problematica è legata alla non precisa definizione dei limiti tra le varie tipologie di colate ed inoltre alla difficile misurazione di grandezze in sito durante il moto di propagazione come il gradiente di velocità oppure la concentrazione dei sedimenti. Inoltre, tale metodo di classificazione non tiene in considerazione la massa totale del flusso che è strettamente legata al rischio globale del fenomeno di flusso. Per questi motivi, tale classificazione ha una valenza principalmente teorica.

## 2.2 Fenomenologia dei debris flow

Dal punto di vista geomorfologico un fenomeno di colata detritica alla scala del bacino è composto essenzialmente da tre zone distinte con caratteristiche e comportamenti differenti (Figura 11): la zona di innesco (triggering), la zona intermedia detta zona di propagazione e l'area di deposito (runout).

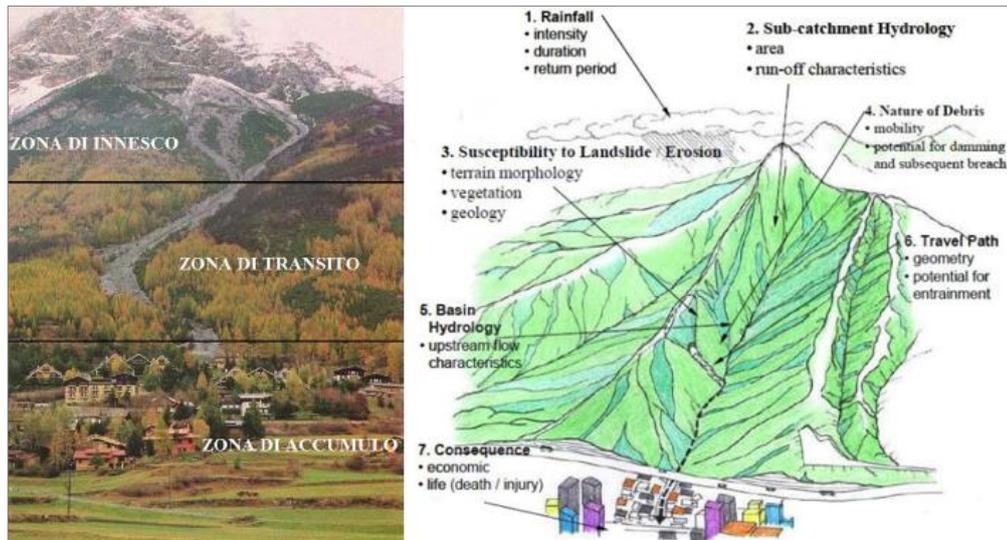


Figura 11: zone interessate da un debris flow

### 2.2.1 Zona di innesco

L'innescò di una colata detritica si manifesta quando avvengono contemporaneamente tre condizioni fondamentali quali la presenza di materiale detritico sciolto, l'apporto di acqua sufficiente per la mobilitazione dei sedimenti e la presenza di pendenze elevate. Secondo VanDine (1996), l'innescò del fenomeno richiede generalmente una pendenza maggiore di  $25^\circ$  (Figura 12). In questa zona prevale l'erosione e la vegetazione è scarsa o del tutto assente. Infatti, il materiale che costituisce i debris flow è proveniente dall'erosione dei versanti oppure alla deposizione in alveo di materiale a causa di frane.

In generale, i meccanismi di formazione tipici di una colata detritica sono:

- mobilitazione di detriti depositati precedentemente sul fondo alveo del torrente, ad opera di correnti superficiali generate da piogge intense o da fenomeni di disgelo;
- collasso di un versante con successiva trasformazione della frana in colata detritica;
- crollo di una diga naturale (dam break), prodotta dall'occlusione di un torrente a seguito di un precedente evento franoso o da una ostruzione prodotta da tronchi d'albero;
- fluidificazione istantanea del materiale costitutivo di una frana, imputabile alla presenza di una corrente idrica superficiale o di affioramenti idrici nella zona di cedimento.

Il primo meccanismo è in genere quello più frequente e può portare alla movimentazione di materiale solido originato da precedenti colate detritiche e depositatosi nelle zone meno acclivi del torrente.

Inoltre, si distinguono le cause che provocano la mobilitazione di un flusso detritico in:

- *cause predisponenti* (ossia le condizioni che rendono una zona sensibile ad uno specifico fenomeno connesse a fattori geologici, morfologici) quali la presenza di materiale mobilizzante (accumuli detritici), acclività dell'incisione (compresa tra  $15^\circ$  e  $40^\circ$  secondo diversi autori sintetizzati da (Marchelli, 2018)), distribuzione e tipo di vegetazione, incendi;
- *cause scatenanti* (ovvero le cause che provocano una perturbazione dalla condizione di equilibrio innescando il movimento) sono legate principalmente all'acqua che può provenire da: precipitazioni brevi e intense (temporali estivi), precipitazioni di lunga durata e di minore intensità, rapida fusione dei ghiacciai o di nevai, cedimento di un invaso naturale o artificiale. Altre cause scatenanti possono essere indotte da eventi sismici o vulcanici e legate a fattori antropici (scavi e riporti, disboscamenti, abbandono delle terre).

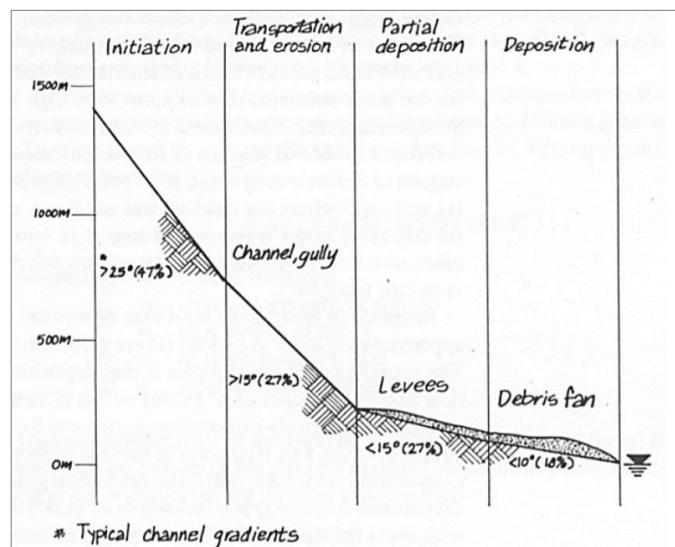


Figura 12: rappresentazione di un profilo longitudinale di un versante incanalato con la distinzione delle diverse zone secondo (VanDine, 1996)

### 2.2.2 Zona di propagazione o trasporto ed erosione

In questo tratto la dinamica è molto variabile, il flusso si propaga verso l'area di conoide erodendo dove le pendenze sono piuttosto elevate e depositando nella parte terminale dove le pendenze si attenuano. Consiste essenzialmente in un canale entro il quale scorre il flusso detritico attraverso pulsazioni, con erosione del fondo e delle sponde con un accrescimento del suo volume fino a dieci volte superiore il volume iniziale (Iverson, 2003). Le colate detritiche sono fenomeni generalmente non stazionari, e spesso danno luogo a ondate successive con intertempo variabile da secondi ad ore, a seconda della natura del fenomeno. Ostruzioni dell'alveo o affluenti in piena liquida, possono variarne sia la magnitudo, la concentrazione e la reologia del flusso. Localmente possono essere presenti accumuli di depositi "terrazzati" dovuti a precedenti eventi di colata. La presenza di vegetazione dipende principalmente dal grado di attività del bacino di colata, anche se di solito è scarsa. Secondo VanDine (1996), il trasporto e l'erosione si sviluppano per pendenze superiori ai  $15^\circ$ . In

generale, le pendenze medie vanno dai 15° ai 35°. Durante il moto di propagazione si osserva il fenomeno della segregazione del flusso (Figura 13) che porta ad avere:

- un'onda minore detta "precusory surge", che si presenta come una miscela fluida e anticipa il fronte vero e proprio dell'ondata in movimento;
- un fronte d'onda dove si ha la presenza di grani grossolani e tiranti maggiori;
- un corpo centrale dove la superficie libera è pressoché parallela al fondo del canale e con un'alta eterogeneità granulometrica (è la zona che conferisce energia al fronte d'onda);
- una coda dove i tiranti idrici diminuiscono progressivamente fino al completo esaurimento della colata e costituiti dalla frazione più fine.

Quindi si ha un comportamento nel fronte prevalentemente di tipo attritivo che viene spinto in avanti della fase più fine simile ad un fluido un comportamento viscoso. Tale configurazione, tipica della maggior parte dei debris flow, può essere spiegata dall'elevato stato di agitazione dello strato inferiore che mantiene i grani più grossolani vicino alla superficie libera del flusso contrastando il loro peso (fenomeno di gradazione inversa). Questa "setacciatura" cinetica insieme a un gradiente di velocità verticale (velocità maggiori sono registrate sulla superficie libera) produce un ordinamento longitudinale del materiale (Iverson, 1997). La concentrazione di materiale grossolano nel fronte di avanzamento della colata detritica è la causa principale della grande energia di impatto sugli ostacoli localizzati lungo il tracciato. Nella zona di propagazione la velocità della colata detritica varia in funzione delle caratteristiche del flusso (composizione granulometrica, dimensione relativa dei grani, concentrazione dei sedimenti) e dalle caratteristiche del canale (dimensioni, grado di tortuosità, presenza di vegetazione, ecc.) con una variabilità compresa tra 0.5 e 20 m/s (Hung et al., 2001).

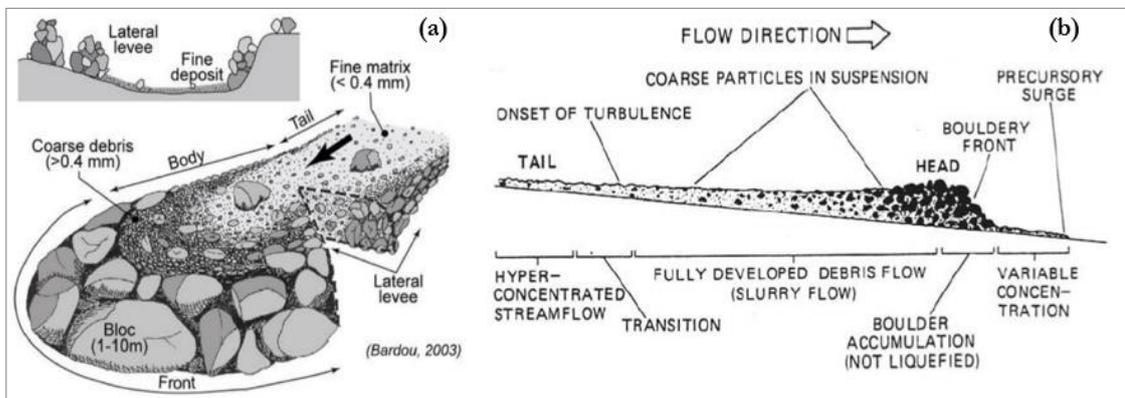


Figura 13: (a) rappresentazione della configurazione geometrica dei blocchi secondo Bardou, 2003; (b) rappresentazione di una sezione longitudinale di un debris flow secondo (Pierson & Costa, 1987)

### 2.2.3 Zona di accumulo o di deposito

Il processo di deposizione può avvenire per una o più condizioni quali la diminuzione di pendenza del canale, la perdita di confinamento e/o la presenza di ostacoli naturali o artificiali che comportano la dissipazione di energia ( (Hung et al., 1984); (VanDine, 1996); (Ancey, 2001)). In generale è la zona più a valle, caratterizzata da basse pendenze che provocano la progressiva dissipazione dell'energia ed il conseguente arresto e deposizione della colata

detritica. I depositi sono di forma lobata, non hanno stratificazioni interne, sono granulometricamente molto eterogenei, contengono blocchi anche metrici. La copertura vegetale è presente, fatta eccezione per le aree con accumuli recenti. La coalescenza di più depositi di colata forma il conoide detritico; più eventi di colata che tendono a sovrapporsi portano a incrementare la pendenza del conoide inoltre, altri processi quali valanghe e crolli, possono contribuire all'accumulo di ulteriore sedimento. Secondo VanDine (1996), il deposito in corrispondenza del conoide si genera per pendenze minori ai  $10^\circ$ . Hungr et al. (1984) sostengono invece che un fenomeno di debris flow comincia a depositarsi su pendenze di versante tra gli  $8^\circ$  e i  $12^\circ$  in presenza di canale confinato, e tra i  $10^\circ$  e  $14^\circ$  quando non vi è confinamento. Oltre alla pendenza, gioca un ruolo fondamentale il confinamento laterale in quanto influisce sia sulla velocità sia sulla forma finale del deposito (Figura 14). Infatti, quando il flusso perde il confinamento, esso tende a collassare lateralmente annullando la spinta verso la parte anteriore provocando un rallentamento del fronte e creando degli argini allungati di materiale grezzo. L'arresto avviene in modo graduale in quanto la fase più grossolana si inizia a depositare con il cambio di pendenza mentre la fase fluida abbonda il miscuglio trascinando a valle il materiale più fine, che prosegue fino a una certa distanza dal punto di inizio della deposizione.

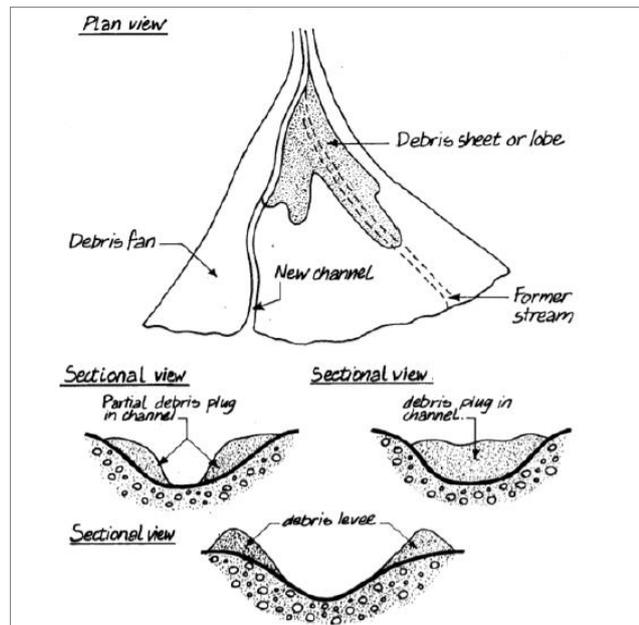


Figura 14: possibili forme di deposizione della colata detritica secondo VanDine, 1996

### 2.2.4 Caratteristiche fisiche dei debris flow

Come visto nei paragrafi precedenti i fenomeni di flusso possono essere molto diversi tra di loro, per cui le proprietà dei suoi costituenti devono avere un campo di variazione molto vasto. In generale, si fa riferimento alle caratteristiche fisiche sintetizzate da Iverson nel 1997 riportate in Tabella 7.

<i>Property and Unit</i>	<i>Symbol</i>	<i>Typical Values</i>
<i>Solid Grain Properties</i>		
Mass density, kg/m <sup>3</sup>	$\rho_s$	2500–3000
Mean diameter, m	$\delta$	10 <sup>-5</sup> –10
Friction angle, deg	$\phi_g$	25–45
Restitution coefficient	$e$	0.1–0.5
<i>Pore Fluid Properties</i>		
Mass density, kg/m <sup>3</sup>	$\rho_f$	1000–1200
Viscosity, Pa s	$\mu$	0.001–0.1
<i>Mixture Properties</i>		
Solid volume fraction	$v_s$	0.4–0.8
Fluid volume fraction	$v_f$	0.2–0.6
Hydraulic permeability, m <sup>2</sup>	$k$	10 <sup>-13</sup> –10 <sup>-9</sup>
Hydraulic conductivity, m/s	$K$	10 <sup>-7</sup> –10 <sup>-2</sup>
Compressive stiffness, Pa	$E$	10 <sup>3</sup> –10 <sup>5</sup>
Friction angle, deg	$\phi$	25–45

Tabella 7: proprietà fisiche e valori tipici dei debris flow (Iverson, 1997)

## Capitolo 3

### 3 Interventi di mitigazione del rischio da flussi detritici

Come descritto nei capitoli precedenti, le colate detritiche hanno una pericolosità molto alta a causa dell'elevata velocità, per il loro impatto distruttivo e, soprattutto, per la difficile prevedibilità.

Si definisce la pericolosità come la probabilità di occorrenza, di un fenomeno potenzialmente distruttivo, si verifichi in una determinata area con una certa intensità e in un determinato intervallo di tempo. Il livello di pericolosità viene definito sulla base delle informazioni che derivano dalla modellazione numerica quali ad esempio volumi, velocità, aree inondate ecc. Quindi il contributo della modellazione numerica è volto alla definizione dell'intensità del fenomeno e alla realizzazione delle carte di pericolosità. Quando un fenomeno d'instabilità naturale interferisce con l'attività antropica, la sua pericolosità si trasforma in rischio, per i danni che potrebbe arrecare alle persone, alle attività e ai manufatti.

Definita la pericolosità una funzione della probabilità di occorrenza e della intensità, si definisce il rischio  $R$  come il prodotto in termini matriciali tra la probabilità di occorrenza  $P$  e l'entità del danno  $D$ . Il danno  $D$  è definito come il prodotto del valore degli elementi a rischio  $E$  (di persone, beni, attività esposte a rischio in una certa area) per la vulnerabilità  $V$  espresso come il grado di perdita (funzione del tipo di fenomeno e dell'intensità):

$$R = P \times E \times V = P \times D \quad (3.1)$$

I fenomeni di colata detritica costituiscono un fattore di rischio molto importante, soprattutto nelle aree di conoide, naturalmente soggette a questo tipo di processo e in genere densamente antropizzate. Gli interventi di mitigazione del rischio mirano a ridurre la vulnerabilità e la pericolosità per la messa in sicurezza dei centri abitati e delle infrastrutture. In particolare, gli interventi di mitigazione del rischio si dividono in interventi non strutturali e strutturali (a loro volta distinti in interventi attivi o passivi).

La scelta tra interventi strutturali e non strutturali dipende in linea di principio dalla destinazione d'uso del pendio ovvero dal tipo di beni a rischio. Di solito si privilegiano gli

interventi non strutturali quando non sussiste una minaccia diretta per la vita umana e sul pendio insistono infrastrutture il cui funzionamento può essere interrotto per brevi periodi. Contrariamente a questo principio, molto spesso le misure non strutturali sono largamente usate come soluzione provvisoria al problema, nell'attesa cioè che si rendano disponibili i finanziamenti, si progettino e si realizzino gli interventi strutturali. Quando è possibile realizzare interventi strutturali la scelta dell'intervento, o della combinazione di interventi più adatta alla specifica circostanza, dipende da numerosi aspetti che caratterizzano il tipo di intervento e il versante (costi, efficienza nel tempo, compatibilità con l'uso del territorio, acclività del pendio e possibilità di accesso con le macchine operatrici, ecc.). Solitamente, per i movimenti rapidi si ricorre ad una combinazione di interventi attivi e passivi e talvolta solo a questi ultimi. Di seguito verranno illustrati in modo dettagliato gli interventi strutturali per i fenomeni di flusso.

### 3.1 Interventi di mitigazione non strutturali

Gli interventi di mitigazione non strutturali sono tutte le azioni che non presuppongono un intervento diretto sulla massa in frana, bensì sui possibili elementi a rischio o sulla vulnerabilità.

Nello specifico, questi interventi possono essere ricondotti a tre categorie fondamentali:

- *strategie di riduzione del valore degli elementi a rischio* (si esplica soprattutto in sede di pianificazione territoriale e di normativa, nell'ambito delle quali possono essere programmate sia azioni di interdizione o limitazione dell'espansione urbanistica in zone instabili che l'evacuazione di aree instabili e il trasferimento dei centri abitati franosi -delocalizzazioni-);
- *strategie di riduzione della vulnerabilità degli elementi a rischio* (interventi di tipo tecnico o normativo che riguardino l'organizzazione sociale del territorio sia agendo direttamente sugli elementi a rischio (opere strutturali atte a consolidare gli edifici e/o le infrastrutture) sia per via indiretta, tramite sistemi di monitoraggio e allerta e l'organizzazione di piani di emergenza e di soccorso);
- *interventi atti ad aumentare le soglie di rischio accettabile* (è perseguibile essenzialmente attraverso l'informazione (per es. installazione di segnaletica di allarme, uso dei mezzi di comunicazione di massa). Le soglie di rischio consapevolmente tollerate sono infatti, nella maggior parte dei casi, notevolmente più elevate rispetto alle soglie di rischio involontario; occorre considerare come una corretta informazione sulla tipologia del fenomeno e sull'entità del rischio conseguente renda la comunità interessata più disposta ad accettare una determinata situazione di rischio).

### 3.2 Interventi di mitigazione strutturali

Negli interventi di mitigazione strutturali sono raggruppate tutte le opere volte alla stabilizzazione del corpo di frana denominati *interventi attivi* (volti a ridurre la probabilità di occorrenza quali ad es. interventi di drenaggio, strutture di sostegno, interventi di riprofilatura dei versanti, sistemi di rinforzo interno, ecc.) che quelle mirate al controllo dei movimenti delle masse in frana denominati *interventi passivi*, attraverso la realizzazione di vere

e proprie strutture difensive lungo il probabile percorso del corpo di frana (ad es. reti e gallerie paramassi, sistemi deflettenti e barriere per flussi detritici, ecc.).

Nell'ambito della progettazione degli interventi strutturali bisogna seguire uno schema logico riportato in Figura 15: i principali aspetti sono legati all'analisi in presenza delle opere, dopo la loro realizzazione bisogna prevedere un piano di monitoraggio (permette di verificare l'efficacia dell'opera realizzata) e infine un piano di manutenzione affinché garantiscano la messa in sicurezza del pendio.

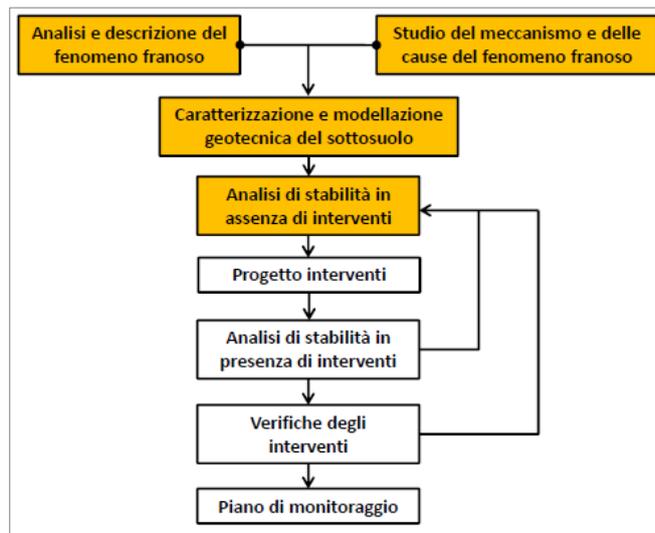


Figura 15: fasi progettuali per l'identificazione e analisi del fenomeno franoso (Pirulli, 2014)

La progettazione delle opere di protezione da fenomeni di flusso richiede la conoscenza del tipo di fenomeno quindi della tipologia di materiali che vengono mobilizzati partendo dalla zona di innesco all'inglobamento di materiale eroso lungo il canale preferenziale. Lo schema tipico riportato in Figura 16 dei fenomeni di flusso è quella di avere un'incisione lungo un versante che arriva nella zona di conoide, con una rappresentazione schematica delle principali opere strutturali. Vengono distinti gli interventi attivi che si collocano nella zona di distacco, dagli interventi passivi che controllano il processo di trasporto e deposizione. In particolare, si hanno:

- *Opere di consolidamento*: la stabilizzazione del canale si può collocare in testata e/o nella zona di transito, generalmente sono delle opere trasversali oppure longitudinali;
- *Opere di trattenuta*: sono opere che hanno la funzionalità di ridurre l'energia del flusso tipicamente trattenendo i massi di grosse dimensioni;
- *Bacino di deposito*: si tratta di aree destinate alla deposizione dei sedimenti, chiuse tipicamente da briglie filtranti;
- *Canale di smaltimento*: opera finalizzata allo smaltimento efficace del flusso d'acqua con la frazione più fine fuoriuscente dalla briglia filtrante;
- *Opere passive accessorie*: opere finalizzate alla protezione e/o alla limitazione dei danni di alcune infrastrutture particolarmente esposte.

In realtà tali opere spesso sono adottate in parte, o con un differente ordine e numero, in funzione delle caratteristiche specifiche di ogni caso (morfologia del bacino, accessibilità, ecc.) e in relazione anche alle risorse economiche (analisi costi-benefici). Pertanto, ogni caso studio necessita di una progettazione di tali opere al fine di ridurre il rischio. Ad oggi uno degli aspetti più critici è quello di dimostrare l'efficacia degli interventi strutturali prima della

loro realizzazione, in quanto la loro progettazione si basa sulla modellazione numerica di eventi pregressi.

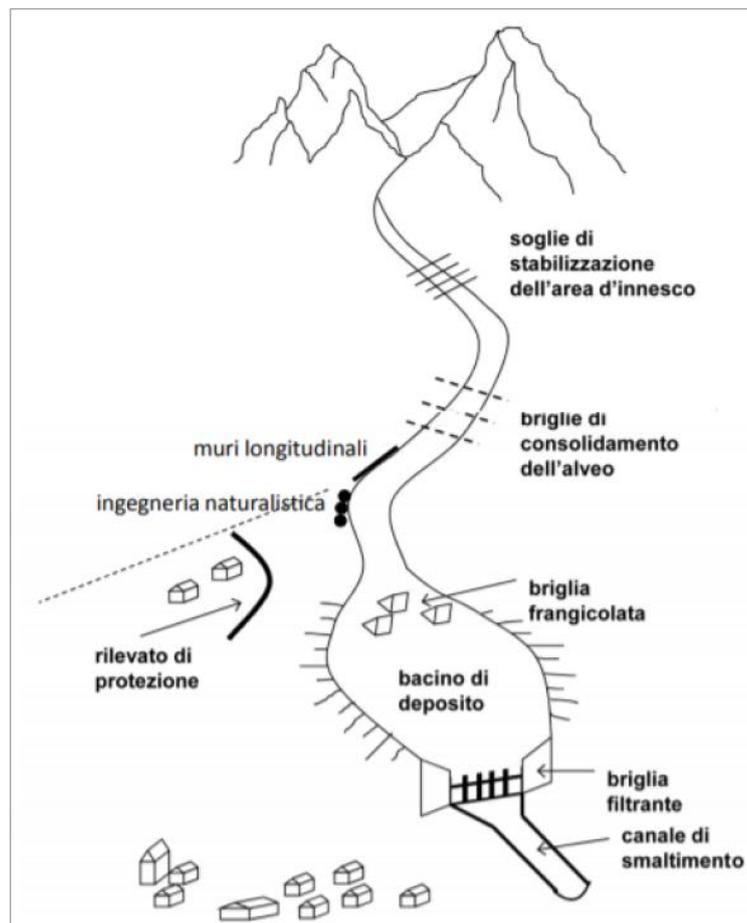


Figura 16: principali opere di mitigazione strutturale per le colate (D'agostino, 2005)

### 3.2.1 Opere di consolidamento

Le opere di consolidamento del canale in testata sono delle opere trasversali rispetto al canale principale con una sistemazione a gradoni, tipicamente realizzati in calcestruzzo armato, legno o gabbioni. La loro funzionalità è quella di ridurre la pendenza del tratto interessato dall'intervento mediante un numero sufficiente di opere (briglie o soglie, Figura 17), realizzando così altrettanti tratti di pendenza inferiore (denominata pendenza di compensazione) a quella originale.

In generale, hanno la duplice funzione di stabilizzare i depositi che si possono mobilitare e di conseguenza impedire l'arretramento verso monte dell'incisione. In realtà quando la sistemazione viene realizzata con *soglie di stabilizzazione*, cioè con opere non sporgenti il profilo topografico, si limita l'erosione progressiva dello strato di materiale sensibile. Invece, le *briglie di consolidamento* sporgono dal profilo topografico, ma comunque la loro altezza rimane limitata, con lo scopo di limitare la retrogressione della zona di distacco.

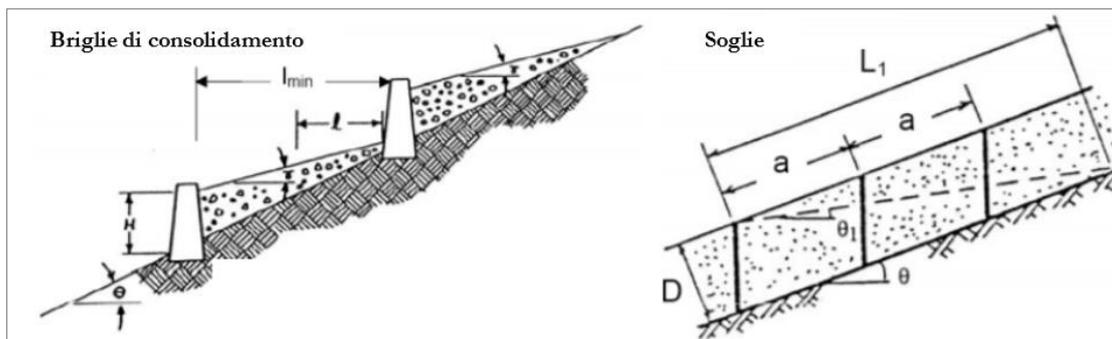


Figura 17: controllo dell'origine del processo mediante briglie di consolidamento (VanDine, 1996) e soglie di stabilizzazione (D'Agostino, 2005)

La pendenza di compensazione è quella pendenza che si stabilisce a monte delle briglie di consolidamento nel tratto stabilizzato (indicato con  $\gamma$  in Figura 17), con valori che sono compresi tra  $6^\circ$  (al fine di evitare l'eccessiva deposizione dal deflusso delle acque) e  $12^\circ$  (al fine di evitare l'erosione che generalmente si ha per pendenze maggiori di  $15^\circ$ ). La distanza tra due briglie successive ( $l_{min}$ ) è legato a due aspetti:

- limite superiore funzione della lunghezza della buca di scavo ( $l$ ) per evitare che il flusso impatti sulla testa dell'opera di valle;
- limite inferiore funzione dell'altezza della briglia ( $H$ ) e dalla differenza di pendenza tra profilo primitivo e profilo di compensazione del canale per evitare che il flusso crei una zona di scavo nella copertura della fondazione della briglia di monte.

La profondità delle fondazioni delle briglie deriva dal calcolo della profondità massima di erosione ( $s$ ). La lunghezza della buca di scavo e della profondità massima di scavo si riferiscono alla portata di progetto del canale e dalla larghezza media della gaveta.

Una volta che sia stato realizzato l'insieme di briglie, la cui altezza complessiva dipende dalla pendenza

di compensazione, a monte di ciascuna di esse si produce il fenomeno dell'interramento: la corrente, per superare la briglia, deve innalzare il pelo libero e l'aumento dell'area bagnata riduce la velocità e fa depositare il materiale che essa trasporta. La pezzatura del materiale trasportato e quindi depositato dipende dal valore della portata e dalla pendenza del fondo, grandezze dalle quali dipende l'energia della corrente. Man mano che l'interramento procede diminuisce l'altezza di rigurgito a ridosso dell'opera e con essa la riduzione locale di velocità; di conseguenza la dimensione media del materiale depositato tende ad aumentare. D'altra parte, la riduzione di pendenza prodotta dall'interramento nel tratto sistemato riduce la capacità erosiva e di trasporto della corrente.

Le soglie di stabilizzazione mirano a limitare l'azione erosiva del materiale alluvionale posto su un substrato roccioso mediante l'utilizzo di taglioni. In particolare, non si agisce riprofilando il versante, ma si tiene in conto della variazione di angolo tra la situazione iniziale ( $\theta$ ) e l'angolo di equilibrio limite per l'innesco dei fenomeni di flusso ( $\theta_1$  con valori indicativi di  $14^\circ$ - $15^\circ$ ) per definire la spaziatura ( $a$ ) tra elementi successivi. Inoltre, nella definizione della spaziatura entra in gioco la profondità dello strato erodibile ( $D$ ). La lunghezza dei taglioni deve essere maggiore dello strato erodibile al fine di garantire un immorsamento nel substrato roccioso sottostante.

Nella zona di innesco la capacità di realizzare le briglie o le soglie con la stessa funzionalità di contenimento è legata alle caratteristiche e all'accessibilità del sito.

Le opere di consolidamento nelle zone di transito (Figura 18) possono essere:

- delle opere longitudinali che eliminano l'erosione spondale con l'apporto di materiale nel flusso e allargamento dell'incisione sul versante. Queste opere possono essere di diversa natura: ingegneria naturalistica, oppure si va dai rivestimenti più rigidi in calcestruzzo gettato in opera o prefabbricato, a quelli in pietre legate con malta cementizia, ai rivestimenti flessibili, costituiti da pietrame a secco gettato a scogliera o, in mancanza di massi di dimensioni adeguate, da gabbioni riempiti di materiale di pezzatura più piccola.
- briglie di consolidamento disposte a gradinata che, in funzione del grado di incisione dell'alveo e della stabilizzazione che si intendono ottenere, assumono altezze comprese tra i 2.5m e 7m. Sono di solito più alte, rispetto alle briglie realizzate nella zona di innesco, in quanto si vuole ridurre la velocità del flusso sfruttando quindi l'incremento di salto. Quando l'altezza è inferiore a 3m possono essere realizzati i muri a gravità (es. opere in massi con scheletro in calcestruzzo), mentre quando è superiore a 3m si realizzano delle opere a mensola in calcestruzzo armato. A valle dell'opera si realizzano delle scogliere con blocchi di roccia cementata per limitare l'azione erosiva.



Figura 18: opere di consolidamento sul fondo del canale (opere trasversali a sinistra) e sulle sponde (opere longitudinali a destra)

Tali opere trasversali o longitudinali devono rispondere alle verifiche delle opere di sostegno quindi verifica a scorrimento sul piano di posa, verifica a ribaltamento, verifica di capacità portante, verifica di stabilità globale. L'unica differenza risiede nella definizione dell'azione dinamica del fenomeno che li impatta.

### 3.2.2 Opere di trattenuta

Verso valle a causa del cambiamento della dinamica del flusso si trovano le opere passive cioè con la funzione di trattenuta. Se nella zona di monte si hanno i fenomeni di innesco, erosione e trasporto verso il fondo valle si ha progressiva deposizione del materiale. Tale fenomeno di deposizione deve essere controllato mediante dei sistemi di trattenuta parziale disposti lungo il canale. Si individuano a partire dal conoide:

- Briglia frangicolata: si tratta di elementi a pettine che hanno lo scopo di disturbare il flusso riducendo la velocità e il livello energetico per favorire la deposizione dei sedimenti nel bacino di deposito posto più a valle (Figura 19). La caratteristica principale delle briglie frangicolate, rispetto alle opere di stabilizzazione, è legata all'impatto diretto quindi all'azione dinamica del materiale impattante. Generalmente è collocata all'apice del conoide ed è prevista quando la velocità del flusso è superiore a 1.5m/s. Sono tipicamente costituiti da contrafforti in calcestruzzo armato preposte al controllo e trattenuta dei massi di più grosse dimensioni che compongono il fronte della colata.



Figura 19: briglia frangicolata

- Bacino di deposito: la riduzione di velocità messa in atto dalla briglia frangicolata serve per la deposizione della gran parte del materiale detritico lasciando defluire la parte più fluida. La predisposizione delle piazze di deposito avviene solitamente nelle zone depresse del conoide, dove c'è quindi una rottura di pendenza che favorisce il deposito dei materiali, e in presenza di un allargamento naturale dell'incisione. Nel caso in cui l'allargamento non è così marcato è possibile realizzare una serie di vasche di deposito poste in successione. In alternativa, possono essere realizzati artificialmente mediante argini in terra o in calcestruzzo armato (Figura 20). All'uscita del bacino di deposito viene installata una briglia filtrante che ha lo scopo di alzare il pelo libero riducendo ulteriormente la velocità e favorendo così il deposito di materiale. Le indicazioni progettuali variano a seconda del tipo di fenomeno atteso e dalla briglia filtrante, tipicamente si ha che: la capacità di invaso deve essere almeno del 40-50% del volume solido della colata di progetto, l'angolo di progetto di inclinazione del fondo vasca è compreso tra 3° (per colate di fango) e gli 8° (per colate detritiche), rottura di pendenza tra canale in arrivo della zona di deposito e canale in uscita.



Figura 20: esempi di bacini di deposito con morfologie e caratteristiche differenti

- *Briglie filtranti*: fino agli anni '60 venivano utilizzate delle briglie a corpo pieno con l'idea di trattenere tutto il materiale all'interno di esse. La problematica principale di questa tipologia di briglie era il fatto di essere soggette a sollecitazioni dinamiche molto elevate, pertanto il passaggio successivo è stato quello di passare a una *successione di briglie a corpo aperto* dove si garantisce il deflusso dell'acqua riducendo la spinta a monte e trattenendo quota parte di tutto il materiale. Le briglie filtranti aperte, dette anche selettive, sono caratterizzate da un corpo con un'apertura centrale nella quale viene alloggiato un filtro, avente la funzione di operare una selezione granulometrica del materiale trasportato dalla corrente. Differenti tipologie di filtro hanno diversi meccanismi di funzionamento, pertanto la loro scelta è legata al tipo di fenomeno atteso, al regime dei corsi d'acqua ed inoltre in base agli obiettivi prefissati. La scelta del grado di apertura complessivo deriva da un compromesso tra la necessità di intercettare le colate più pericolose o per lo meno del detrito più grossolano e quella di evitare una completa occlusione del filtro in fase di deposizione. Le principali funzioni delle briglie filtranti sono:
  - di ritenzione (trattenimento di materiale grossolano da asportare meccanicamente);
  - dosaggio (ossia il trattenimento temporaneo di sedimenti più fini che verranno asportati naturalmente dal torrente);
  - filtraggio (ossia il passaggio dell'acqua con deposizione della frazione più grossolana);
  - dissipazione energetica (riduzione della velocità legata alla deposizione del materiale più grossolano quindi dell'energia).

Esistono differenti tipologie di briglie filtranti quali:

- *briglie a finestra e a fessura* (Figura 21 a-b): sono generalmente impiegate per la funzione di dosaggio e dissipazione energetica. Lasciano transitare senza apprezzabile disturbo le portate ordinarie. In occasione delle piene provocano un rigurgito (in funzione del rapporto di strozzamento) che, rallentando l'acqua, causa la deposizione del materiale di medie grandi dimensioni in carico della corrente. Esauritasi la piena, la corrente di morbida asporta il materiale di dimensioni medie e lo ridistribuisce a valle (funzione autopulente). Nella briglia a finestra questa funzione autopulente non sempre succede e la briglia si intasa.



Figura 21: esempi di briglie filtranti aperte a finestra (a), a fessura (b), a reticolo (c), a pettine (d)

- *briglie a reticolo e a pettine* (Figura 22 c-d): sono generalmente utilizzate per il filtraggio e la dissipazione energetica. Intercettano il materiale galleggiante oltre al trasporto solido di fondo. Permettono di intercettare materiali che tipicamente creano problemi per ostruzione di ponti e tombini (es. tronchi) durante le piene. Al contrario delle precedenti, necessitano di una manutenzione immediata, in quanto vengono completamente ostruite dal materiale intercettato.

Nelle barriere aperte a reticolo si possono considerare le *reti flessibili ad anelli* (Figura 22). Originariamente concepite come barriere paramassi solo di recente sono state adottate come contromisura efficace dei fenomeni di flusso. Queste barriere presentano alcuni vantaggi rispetto alle classiche briglie in calcestruzzo e acciaio: installazione veloci, costi inferiori, minore impatto ambientale e facile riattivazione delle condizioni iniziali dopo un evento. Sono tipicamente collocate nell'incisione con larghezze variabili e sono ancorati alle sponde mediante ancoraggi a spirale o auto-perforanti. Le reti ad anello (maggiore flessibilità e maggiore assorbimento di energia) sono sostenute sia inferiormente che superiormente da cavi in acciaio interposti da elementi di dissipazione (Geobrugg). La dimensione della maglia dipende dal tipo di fenomeno atteso e dal tipo di materiale coinvolto, generalmente si sovrappongono due reti con dimensioni differenti.



Figura 22: applicazioni di reti flessibili ad anello prima e dopo l'evento (Geobrugg)

- Altre tipologie di briglie aperte vengono riportate in Figura 23 dove la progettazione è basata per lo più su approcci sperimentali. Infine, vengono riportati in Figura 23 (2-3) altri sistemi di trattenuta basati su meccanismi di funzionamento diversi quali: sistemi che permettono il drenaggio dell'acqua arrestando il moto della componente grossolana, briglie inclinate per permettere che i tronchi vengano portati sulla parte superiore della biglia lasciando defluire la parte più fluida del flusso.

Le briglie filtranti devono essere progettate nell'ipotesi di filtro intasato prima del passaggio della portata di picco. Infatti, in ogni tipologia di opera sia essa aperta o

chiusa è necessario predisporre la gaveta (generalmente di forma trapezoidale con scarpe a 45°) al di sopra della barriera che permette di convogliare il flusso solitamente nella parte centrale del canale per limitare l'erosione spondale. Le barriere selettive risultano spesso non selettive e di conseguenza operano una trattenuta di tipo indifferenziato che finisce per invasare nel bacino di deposito anche un volume molto ingente di sedimenti fini. La capacità di auto-svuotamento dell'opera deve essere sempre assunta come trascurabile. Il dimensionamento del bacino di deposito e l'altezza della briglia di trattenuta sono spesso condotti per passi successivi: scegliendo una possibile altezza della briglia e fissando l'angolo rispetto all'orizzontale (solitamente valori compresi tra 3°-8°) secondo cui si disporrà il profilo superiore del materiale intercettato per definire il volume, si valuta quindi in base alla topografia del bacino e la volumetria utile a ospitare i sedimenti e la si confronta con il volume solido della colata di progetto. È da tenere presente anche che quando il filtro della briglia è più aperto gli angoli di deposito tendono ad essere più alti (D'Agostino, 2005).

La singola opera di trattenuta può risultare sottodimensionata, in quanto l'intervento è progettato in funzione di una volumetria attesa in quel bacino (e non per qualsiasi volumetria) associata a una portata di progetto che verrà invasata per step successivi sul versante.

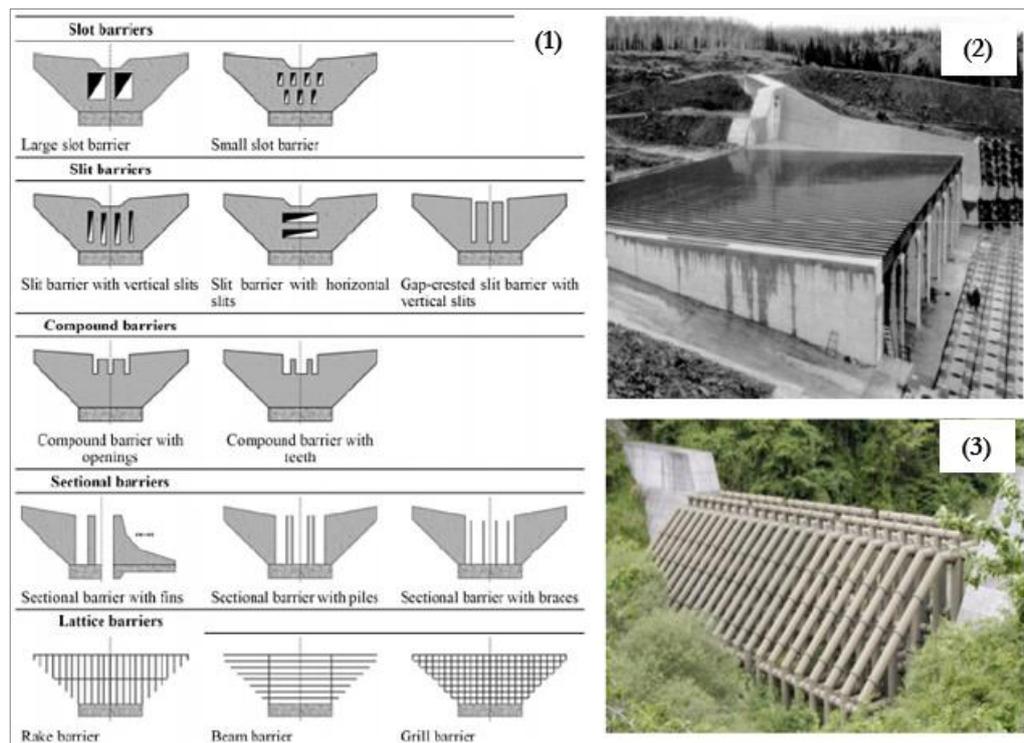


Figura 23: schema di differenti tipologie di briglie aperte (Hubl et al., 2009) (1); altri sistemi di trattenuta (2-3)

Ricordiamo che gli interventi volti a trattenere il materiale hanno una durata limitata nel tempo. Infatti, nella progettazione degli elementi di trattenuta, bisogna tenere in conto la realizzazione di piste di accesso da macchine movimento terra sia nella fase di realizzazione dell'opera sia durante la fase in esercizio. Dopo ogni evento bisogna rimuovere il materiale depositato al fine di garantire un'efficacia dell'opera per un evento futuro.

### 3.2.3 Canale di smaltimento

Il tratto di canale compreso tra l'ultima briglia di trattenuta e la confluenza del torrente con il collettore di fondo valle deve solitamente essere sistemato in modo da ottimizzare la sua capacità di smaltire flussi ad alta concentrazione solida. Anche nell'ipotesi che le opere di trattenuta a monte lavorino in modo efficace, è opportuno considerare che una quota residua della porta di progetto della colata debba defluire nel canale.



Figura 24: canale di smaltimento in fase di costruzione a sinistra, a destra in fase di esercizio (Pirulli, 2014)

Le sezioni trasversali più efficaci sono quelle di forma parabolica, semicircolare o ad “U” in quanto limitano la deposizione sul fondo e agevolano la fase autopulente durante le condizioni di morbida. Solitamente è consigliato un irrigidimento del fondo e delle sponde mediante l'utilizzo di grossi blocchi lapidei posto a secco o legato con malta cementizia (Figura 24) per evitare l'azione erosiva. Inoltre, in planimetria il canale deve tendere il più possibile alla rettilinearità quindi con interventi di risagomatura dell'alveo (se necessari cambi di direzione bisogna ricorrere a grandi raggi di curvatura). In altimetria deve mantenere il più possibile una pendenza costante senza cambi di sezione ed evitare l'inserimento di briglie di consolidamento nel canale in quanto salti idraulici ( $>2\text{m}$ ) causano una perdita di energia ed eccessivo rallentamento della massa con conseguente rischio di fuoriuscita della colata. Quando i salti idraulici risultano necessari per rallentare il flusso a causa di vincoli topografici (es. attraversamento di centri abitati), l'altezza di ogni salto non dovrà superare ai 0.5-0.7m. Il franco idraulico lungo tutta la canalizzazione dovrebbe essere almeno 1.5-2m, ove il valore 2m è fortemente consigliato in corrispondenza degli attraversamenti stradali (es. ponti).

## Capitolo 4

### 4 Modellazione numerica

Questo capitolo descrive lo stato attuale della modellazione numerica per la simulazione dei fenomeni di flusso. La modellazione numerica, che rappresenta oggi l'approccio più recente dell'analisi di propagazione, può essere divisa in due categorie. Un primo approccio è quello del continuo equivalente 3D completo in cui si superano le limitazioni dei modelli integrati quali di flusso sottile ed interazione con gli ostacoli. Il secondo approccio utilizza una rappresentazione discreta, dove ogni grano è rappresentato come punto lagrangiano e la dinamica dell'intero sistema viene ricostruita con una risoluzione del contatto tra i grani. La complessità delle interazioni tra fasi granulari e fluide di una sospensione nelle simulazioni numeriche richiede sistemi computazionali ibridi. Questo è fatto quando la descrizione lagrangiana della dinamica della particella trova una corrispondenza nella descrizione del fluido. In questa tesi si fa riferimento al metodo Lattice-Boltzmann (LBM) come solutore fluido.

#### 4.1 Inquadramento generale sulla modellazione numerica

Esistono due approcci principali nella simulazione delle equazioni di trasporto (massa, moto): continuo e discreto. In un approccio continuo, le equazioni differenziali parziali possono essere ottenute applicando l'equazione di conservazione della massa e della quantità di moto per un volume di controllo infinitesimale. Risulta difficile risolvere le equazioni differenziali per diverse ragioni legate alla non linearità, a condizioni al contorno complesse, geometrie complesse, ecc. Quindi metodi alle differenze finite, ai volumi finiti, agli elementi finiti, e altri metodi sono usati per convertire le equazioni differenziali, con un data condizione al contorno e condizioni iniziali, in un sistema di equazioni algebriche. Tali equazioni algebriche possono essere risolte in modo iterativamente fino a quando la convergenza è assicurata. In particolare, prima di tutto bisogna identificare le equazioni differenziali alle derivate parziali che regolano il sistema. Successivamente si passa alla discretizzazione del dominio in volumi, griglie o elementi a seconda del metodo di soluzione. Si può osservare a questo punto che il passaggio a volume o nodo o elemento contiene un insieme di particelle molto grande (dell'ordine di  $10^{16}$ ). Questa è la *scala macroscopica*. La velocità, la densità e la pressione di tutte quelle particelle è rappresentata da un valore nodale, o mediato su un volume finito, o semplicemente assunto in modo lineare o bilineare da un nodo all'altro. Le proprietà fisiche quali a viscosità sono in generale parametri noti.

All'altro estremo, il mezzo può essere considerato fatto di piccole particelle e queste interagiscono tra di loro. Questa è la *scala microscopica*. Quindi si ha la necessità di identificare le forze interparticellari e risolvere l'equazione differenziale ordinaria della seconda legge di Newton (conservazione della quantità di moto). Ad ogni passo temporale bisogna identificare la posizione e la velocità di ogni particella ovvero la traiettoria di ognuna di essi. A questo livello non esiste una definizione di pressione e proprietà fisiche come la viscosità. Nel processo di contabilità bisogna identificare la posizione  $(x, y, z)$  e la velocità  $(c_x, c_y, c_z)$  di ogni particella. Inoltre, il time step di simulazione dovrebbe essere inferiore al tempo di collisione delle particelle ( $10^{-12}$ s). Questo metodo è chiamato simulazione dinamica molecolare (MD) che risulta impossibile da risolvere per problemi di grandi dimensioni. Focalizzando l'attenzione sul comportamento delle singole particelle (posizione e velocità) non è un problema importate per la scala macroscopica, ciò che conta sono solo gli effetti risultanti. La meccanica statistica deve essere utilizzata come traduttore tra il modo microscopico e il mondo macroscopico. L'idea principale di Boltzmann è quella di colmare il gap tra scala microscopica e macroscopica non considerando il comportamento di ogni particella ma il comportamento di un insieme di particelle (Figura 25). Le proprietà dell'insieme di particelle sono rappresentate da una funzione di distribuzione. Questa scala è chiamata *scala mesoscopica*.

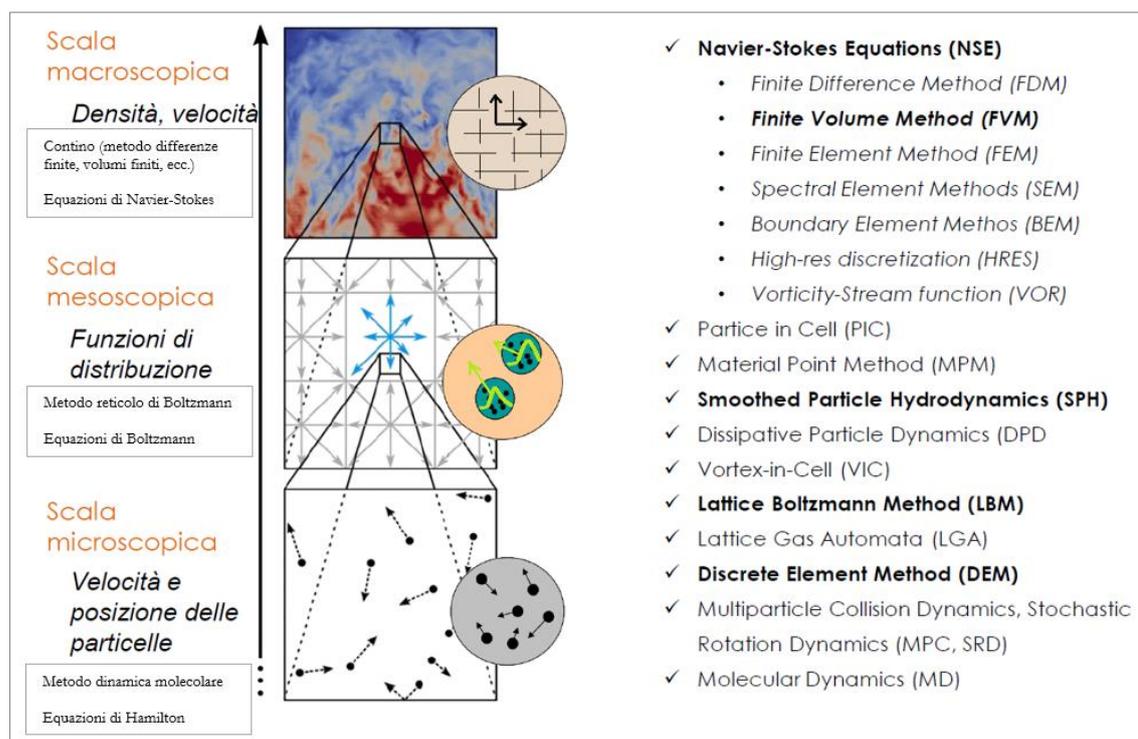


Figura 25: tecniche di simulazione e principali metodi sviluppati nella modellazione numerica (Pirulli & Leonardi, 2019)

Una simulazione numerica completa richiede la combinazione dell'approccio del continuo e delle particelle. La complessità di un approccio accoppiato è dovuta al fatto che le particelle rappresentano una condizione irregolare e discontinua per il fluido ed inoltre bisogna gestire la continua evoluzione di queste interfacce. I solutori tradizionali CFD, come i metodi ai volumi finiti o agli elementi finiti, hanno grandi difficoltà nella gestione delle interfacce, mentre il metodo Lattice-Boltzmann (LBM) è dotato di una estrema flessibilità nella elaborazione delle condizioni al contorno. LBM gode di vantaggi da entrambi gli approcci microscopici e macroscopici, con risorse gestibili da un punto di vista computazionale. LBM

è facile da applicare a domini complessi, trattare sistemi multifase-multicomponente e può essere parallelizzabile nei processi di calcolo. Non è necessario risolvere l'equazione di Laplace in ciascun time step per soddisfare l'equazione di continuità di incompressibilità, come è fatto nell'equazione di Navier-Stokes (NS) per il moto vario. Tuttavia, ha bisogno di maggiore memoria rispetto a un solutore NS, ma questo non è una grossa limitazione. Inoltre, si può gestire micro e macro-scala con una precisione affidabile (Mohamad, 2011). Ancora oggi l'approccio accoppiato alla scala reale del sito non è applicabile a causa di un elevato onere computazionale, per cui generalmente è solo basata sul continuo o sui metodi delle particelle a seconda degli effetti predominati dalle due fasi. Con i metodi delle particelle, come ad esempio il metodo agli elementi discreti (DEM), si possono tenere in conto i meccanismi di interazione delle particelle mediante elementi rigidi o deformabili (Leonardi et al., 2019). I metodi del continuo sono appropriati quando è possibile descrivere il comportamento del fluido equivalente mediante leggi reologiche, anche se molti fenomeni fisici sono impossibili da riprodurre (es. la segregazione di fase che causa delle variazioni locali delle proprietà). I modelli del continuo a loro volta si dividono in approccio monofasico e bifasico. Nell'approccio bifasico, la fase solida e liquida vengono considerate come due continui distinti associando ad ognuno una legge costitutiva. Con un continuo monofase la fase fluida e solida viene omogeneizzata in un fluido equivalente con caratteristiche reologiche omogenee in ogni punto.

La modellazione numerica mediante un continuo equivalente si basa sulle equazioni di conservazione della massa e della quantità di moto, denominate equazioni di bilancio o equazioni di Navier-Stokes (sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali che descrivono il comportamento da un punto di vista macroscopico-Figura 25). Integrando tali equazioni sull'altezza si ottengono le equazioni a pelo libero o equazioni di De Saint Venant. Per descrivere il comportamento del fluido in diverse condizioni bisogna affiancare alle equazioni di bilancio una legge reologica con una calibrazione dei parametri più appropriata. La scelta della legge reologica, le caratteristiche del terreno e la presenza di aree di erosione/deposizione influenzano i risultati. Pertanto, questi metodi richiedono una calibrazione accurata dei parametri sulla base di analisi a ritroso di eventi reali.

## 4.2 Approccio del continuo monofase e bifase, metodi integrati

La modellazione numerica con un continuo equivalente monofase, mediante un sistema di equazioni differenziali integrate sull'altezza, fa riferimento a delle ipotesi di base: il materiale rimane poco profondo rispetto alla dimensione areale durante il moto di propagazione e che il profilo di velocità è noto ed è il medesimo in ogni punto sull'altezza (sistema di coordinate cartesiane ortogonali in cui la coordinata  $z$  è normale alla topografia). Inoltre, si impone una condizione al contorno cinematica sulle superfici libere e sul letto secondo cui la massa non entra né tantomeno esce da queste superfici a meno di non introdurre una legge di erosione. Nelle condizioni sopra descritte e assumendo il fluido incompressibile (densità costante) e omogeneo ((Hutter, 1989); (Hung, 1995); (Denlinger & Iverson, 2001)) il moto può essere descritto usando il principio di conservazione della massa e della quantità di moto. L'integrazione sulla profondità semplifica la descrizione 3D del flusso ottenendo un singolo valore di velocità medio sulla profondità del flusso per ogni punto della massa che scorre. Inoltre, le caratteristiche reologiche sono incluse in un unico termine che agisce all'interfaccia tra flusso e superficie topografica. Nel 1989 le equazioni di profondità media furono applicate per la prima volta all'analisi di propagazione di una massa granulare da Savage e Hutter. Da

allora molti modelli numerici sono stati progressivamente implementati: anche se le equazioni di bilancio e le ipotesi sono le stesse ciò che cambia è il tipo di risolutore numerico.

Nella dinamica del continuo le equazioni del moto possono essere formulate in uno dei due fotogrammi di riferimento: Euleriano o Lagrangiano. Un sistema di riferimento euleriano è fisso nello spazio, mentre un sistema di riferimento lagrangiano si muove con il flusso. Per il calcolo del bilancio di massa può essere effettuata una discretizzazione delle equazioni usando una mesh (strutturata o non strutturata). In uno schema senza mesh il bilancio può essere determinato su una distribuzione spaziale di movimento. Di seguito si riportano due esempi di metodi integrati con differenti solutori numerici:

- RASH3D (Pirulli, 2005) discretizza la superficie topografica utilizzando una mesh triangolare con una struttura di dati a elementi finiti (FVM) e calcola il flusso nelle diverse direzioni di flusso utilizzando un volume di controllo (doppio mediano delle celle). Quindi tale metodo utilizza un metodo euleriano e un sistema di riferimento fisso per valutare le caratteristiche del moto del flusso.
- GeoFlow\_SPH (Pastor et al., 2007) la superficie topografica scorrevole è schematizzata con una serie di nodi con movimento fittizio in termini di massa e pressione. Quindi in pratica utilizza un metodo lagrangiano senza mesh conosciuto come Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) e il sistema di riferimento è integrato con la posizione della particella. Nel modello SPH, una data funzione e le sue derivate spaziali possono essere approssimate da approssimazioni integrali quindi ulteriormente trasformati in sommatorie su tutti i valori corrispondenti alle particelle vicine in un dominio locale. La massa di propagazione viene discretizzata in un insieme di particelle o nodi mobili in cui distribuzioni regolari sono utilizzate per approssimare i valori di funzioni e derivate. Una descrizione dettagliata del metodo può essere trovata in (Pastor, 2015)

Questi metodi per eseguire le analisi hanno bisogno di dati in input quali modello di elevazione digitale pre-evento (Digital Elevation Model), la posizione e la grandezza di un'area di innesco e una legge reologica. La scelta di una legge reologica, per l'analisi di un caso studio con diversi codici numerici, porta a dei parametri reologici che non sono facilmente intercambiabili tra codici differenti. Questo fatto ha delle conseguenze importanti nella definizione degli scenari di rischio o per la pianificazione di contromisure. Quindi le incertezze legate alla valutazione delle caratteristiche di propagazione sono dovute sia alla scelta del codice numerico sia ai valori dei parametri reologici.

Per riprodurre un flusso detritico è stato necessario negli ultimi anni includere, oltre alla fase solida, anche la fase liquida sulla base della teoria della miscela. In questo approccio di continuo bifasico due serie di equazioni per acque poco profonde sono risolte, una per la fase fluida e una per la fase granulare. L'assunzione alla base della teoria della miscela è che ovunque siano presenti entrambe le fasi che si scambiano una forza di interazione idrodinamica proporzionale alla frazione volumetrica. L'assunzione di una distribuzione uniforme delle due fasi limita la capacità del modello, infatti non è in grado di riprodurre in modo rigoroso il fenomeno della segregazione. Qualche tentativo di includere la segregazione nella profondità media è stato fatto da Grey et al. (Gray & Thornton, 2005), (Gray, 2013), (Kokelaar, 2010), (Gray et al., 2011).

Questi metodi integrati possono essere applicati a quantità notevoli di materiale, ma hanno la difficoltà di gestire geometrie complesse e l'interazione tra flusso e gli ostacoli. Le geometrie potrebbero essere implementate come variazioni topografiche, ma chiaramente non riproducono lo stesso effetto di una modellazione 3D, come ad esempio la resistenza allo scorrimento nello sviluppo dell'altezza del flusso. Per quanto riguarda la stima delle forze

di impatto, che è fondamentale per la progettazione di contromisure, avviene in modo indiretto sulla base di formulazioni empiriche basate sulla velocità e altezza del flusso.

### 4.3 Approccio discreto (DEM)

Nella modellazione numerica mediante un approccio del discontinuo (Discrete Element Method - DEM) ogni singolo grano è risolto come un punto lagrangiano, i cui gradi di libertà sono tracciati continuamente da una soluzione dell'equazione di Newton. Questa modellazione utilizza delle leggi meccaniche di contatto semplici, ma si ottengono risultati molto realistici a causa dell'elevato numero di particelle coinvolte. Quindi il DEM è un metodo intrinsecamente 3D. Questo richiede alte prestazioni computazionali ed inoltre il calcolo parallelo è indispensabile. I vantaggi del DEM sono complementari ai metodi integrati: è in grado di riprodurre gli effetti di segregazione durante il moto di propagazione ed inoltre l'interazione con elementi esterni. In particolare, una volta calibrato il modello è utile perché consente lo studio di barriere alternative. La classica formulazione del DEM è considerare le particelle come corpi rigidi con contatti "morbidi" consentendo piccole sovrapposizioni tra oggetti in contatto. Generalmente si fa l'approssimazione di considerare le particelle come delle sfere.

La scelta di utilizzare il DEM per rappresentare i grani dà la possibilità di simulare il comportamento reale di una colata detritica. Dato che ogni particella è rappresentata come punto lagrangiano, questo comporta una complessità dell'algoritmo che scala con il numero di particelle. Questo è molto problematico se si tiene a mente una tipica distribuzione granulometrica delle colate detritiche in quanto segue una legge di potenza che varia su diversi ordini di grandezza. In un volume di controllo di materiale succede che un piccolo numero di particelle di grandi dimensioni possono venire a contatto insieme a un gran numero di piccole particelle. Inoltre, i grani di differenti dimensioni hanno una influenza sul comportamento della miscela. In definitiva, da un punto di vista pratico è impossibile simulare ogni grano, quindi si individuano le dimensioni che riproducono gli aspetti fondamentali del fenomeno.

### 4.4 Approccio ibrido continuo-discreto (LBM-DEM)

Il comportamento dei flussi detritici, governato dai meccanismi di interazione tra fase granulare e liquida, ancora oggi è di difficile interpretazione a causa delle diverse scale coinvolte. Ad esempio, i grani piccoli sono legati al liquido mediante delle forze elettrostatiche, mentre quelli di dimensioni maggiori interagiscono tra loro principalmente con forze viscosive. Inoltre, i grani hanno un'ampia distribuzione granulometrica, che si estende su differenti ordini di grandezza, influenzando il comportamento meccanico della miscela. Per una classificazione fenomenologica usiamo il termine di:

- *piccola scala* quando le forze elettrostatiche sono dominanti (es. forze di Van Der Waals): queste particelle fini insieme all'acqua forma una dispersione colloidale che praticamente è descritta da un approccio del continuo;
- *scala media* quando prevalgono le forze viscosive: gli effetti idrodinamici dovuti alla natura viscosa del fluido diventano dominanti, quindi questi grani possono essere omogeneizzati nel fluido;
- *larga scala* quando dominano le forze collisionali interparticellare: quando gli effetti collisionali non sono smorzati dalla viscosità i grani danno origine a fenomeni collettivi (es. segregazione, onde d'urto);

Si noti che queste scale definite dalle dimensioni granulometriche non sono di significato assoluto, ma dipendono da altri parametri come la concentrazione delle particelle, la viscosità del liquido e lo stato del sistema (in quanto lo stesso materiale può esibire comportamenti diversi a seconda della velocità di deformazione (Coussot, 1997)). Bagnold ha definito un numero adimensionale dato dal rapporto tra le tensioni collisionale dei grani e tensioni viscosi, equazione (2.5) Cap.2, riportata di seguito:

$$Ba = \frac{\rho_p d_p^2 \lambda_p^{1/2} \dot{\gamma}}{\eta} \quad (2.5)$$

Quindi a rigore bisogna utilizzare il numero di Bagnold per distinguere i due regimi: miscele con Ba piccoli (grani piccoli) sono dominati dalla viscosità del fluido (quindi la tensione di taglio è direttamente proporzionale alla velocità di deformazione di taglio), mentre Ba alti (particelle grandi) sono dominati dagli effetti collisionali e i grani non possono essere omogeneizzati in un continuo equivalente con la descrizione di leggi reologiche semplici. Nell'intervallo di variabilità tra due estremi si hanno entrambi gli effetti con caratteristiche ibride.

La Figura 26 mostra una distribuzione granulometrica ideale, seguendo una legge di potenza. Ogni frazione granulometrica corrisponde a un numero di Ba che può essere calcolato con l'equazione (2.5). Lo stesso Bagnold propose i valori con  $Ba < 40$  per il regime macroviscoso e  $Ba > 450$  per il regime inerziale dei grani.

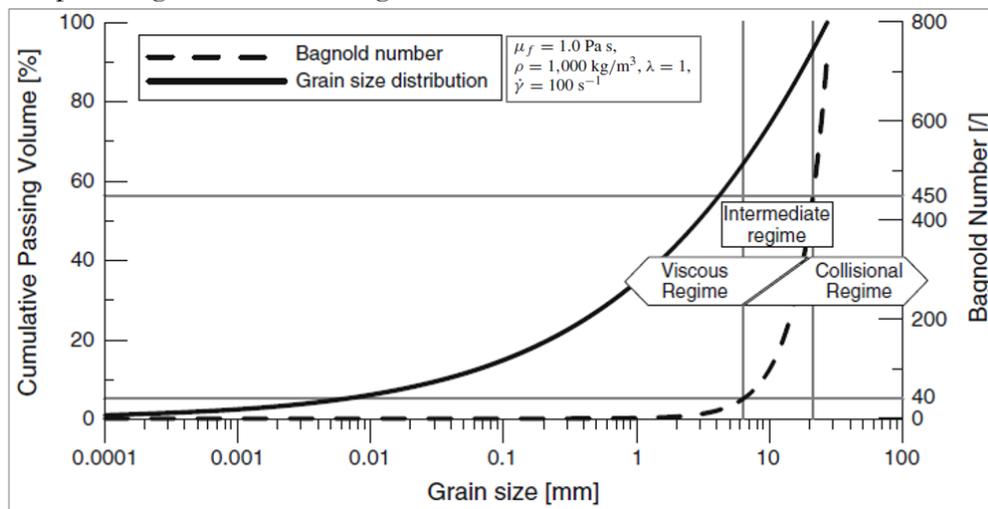


Figura 26: una tipica distribuzione granulometrica e il suo effetto sulla dinamica della miscela: grani grandi cadono nel regime collisionale, grani piccoli nel regime viscoso, una zona di transizione esibisce caratteristiche intermedie. Il Ba è calcolato con i parametri riportati.

Un'ulteriore osservazione riguarda la fase fluida che incorpora i piccoli grani (ad es. argilla e limo) che una volta miscelati costituiscono una dispersione fangosa. Il comportamento finale risulta viscoso ma non può essere descritto in modo soddisfacente usando un modello newtoniano. Esistono altre relazioni costitutive che possono essere utilizzate per descrivere la relazione tra sedimenti e proprietà plastiche. Ad esempio, la legge reologica più semplice che include la plasticità è il modello di Bingham.

L'approccio del continuo e le equazioni DEM sono complementari e potrebbero essere accoppiate per fornire uno strumento di simulazione completo. L'idea di base (Figura 27) è che i grani piccoli e fase fluida possono essere descritti da una semplice legge viscosa, e poi risolti con un solutore fluido. Solo i grani più grandi, che sono responsabili del comportamento collisionale e i complessi meccanismi associati ai debris flow, sono risolti

con il DEM. La divisione tra particelle grandi (Ba alti) e particelle piccole (Ba bassi) è concettualmente utile in quanto fornisce uno sfondo teorico per il metodo LBM-DEM.

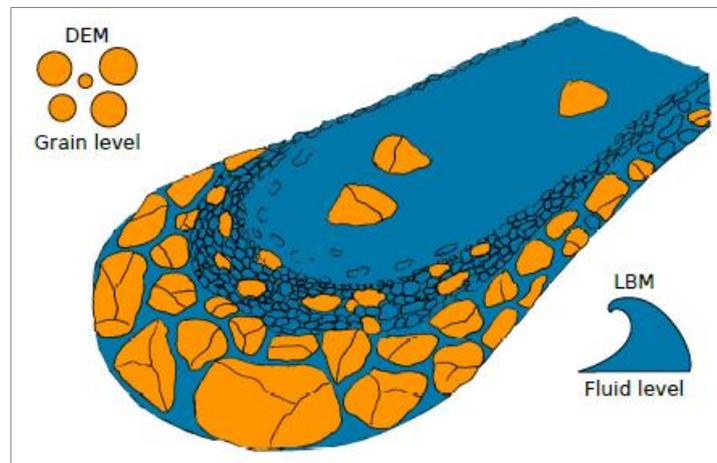


Figura 27: suddivisione concettuale di un debris flow in una fase fluida e una fase granulare contenente i grani rilevanti (Leonardi, 2015)

Il metodo Lattice Boltzmann (LBM) è diventato una alternativa alla simulazione di equazioni differenziali parziali (Zanetti, 1988), (Succi & Benzi, 1991). Rispetto ai CFD tradizionali, dove si ha un continuo integrato quindi 2D, il metodo LBM permette di tenere in conto la tridimensionalità del fenomeno. Il fluido può essere risolto con un risolutore lagrangiano alternativo, che rende l'accoppiamento con il DEM più naturale, ed inoltre consente di avere un compromesso ottimale tra precisione e convenienza computazionale. Tale metodo è particolarmente indicato per le simulazioni di fenomeni di flusso in quanto è adatto per gestire complesse condizioni al contorno ed è facilmente parallelizzabile permettendo così la simulazione di grandi sistemi. Diversi sono i solutori fluidi sviluppati negli ultimi anni ad esempio un altro metodo è il metodo SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) che funziona dividendo il fluido in un insieme di particelle discrete con un approccio puramente lagrangiano. Un'altra alternativa di solutore fluido è il metodo del Punto Materiale noto anche come Particle-FEM (PFEM). Il PFEM utilizza una formulazione FEM tradizionale supportata da particelle lagrangiane che controllano l'evoluzione della maglia per grandi spostamenti. Questo metodo sicuramente è il più impegnativo da un punto di vista computazionale in quanto traccia l'evoluzione della mesh. Nell'ambito di questa tesi si fa riferimento solo al metodo LBM.

LBM è una approssimazione delle equazioni di Navier-Stokes per il fluido incomprimibile alla scala mesoscopica (Figura 25) basata sulla teoria cinetica. Usando LBM non è richiesta alcuna iterazione per risolvere il campo di velocità del fluido e il campo di pressione. Inoltre, la natura LBM è una descrizione dell'intero sistema fluido mediante una raccolta di "molecole" che facilita l'accoppiamento tra fluido e particelle solide. Questo accoppiamento tra LBM e DEM avviene, applicando le condizioni limite di non scivolamento tra fluidi e solidi con un'interazione idrodinamica secondo il principio di conservazione della quantità di moto, secondo due approcci:

- metodo del Momentum Exchange (ME): la frontiera senza scivolamento è ottenuta tramite uno schema di rimbalzo (bounce-back) all'interfaccia fluido-particella (Ladd, 1994). Questo metodo è instabile se le particelle si muovono rapidamente all'interno del reticolo e che ha portato allo sviluppo di altri metodi;

- metodo del Immersed Moving Boundary (IMB): l'operatore collisionale LBM viene modificato secondo il principio di rimbalzo di non equilibrio se una cella fluida è coperta da solido (Noble & Torczynski, 1998).

La determinazione di una risoluzione spaziale sufficiente è essenziale per la simulazione LBM-DEM poiché è il parametro chiave che influenza il tempo di simulazione. Inoltre, un altro parametro importante è il tempo di rilassamento in quanto può influenzare in modo significativo l'accuratezza e la stabilità del metodo LBM. L'accuratezza del modello LBM-DEM dipende molto dal regime di flusso del problema in esame. Per un numero di Reynolds elevato diventa necessario risolvere completamente i vortici su piccola scala quindi è necessario avere una risoluzione spaziale più elevata. Tuttavia, l'aumento della risoluzione spaziale può portare a una domanda computazionale inaccessibile soprattutto per le simulazioni 3D che coinvolgono centinaia e migliaia di particelle. In alternativa gli effetti da piccoli vortici possono essere catturati da un modello di turbolenza. In questo modo le interazioni fluido-particella possono essere risolte su una vasta gamma di numeri di Reynolds e in modo accurato ed efficiente. Infine, il tempo di rilassamento deve essere scelto in base al numero di Mach.

Lo schema DEM-LBM è risolto attraverso l'iterazione successiva di due metodi, come illustrato in Figura 28. I due metodi funzionano separatamente anche se sono necessarie alcune comunicazioni nella fase di accoppiamento. In particolare, LBM richiede la posizione della particella, come aggiornata in modo ricorsivo dal DEM. Inoltre, il DEM richiede l'interazione fluido-particella che è calcolata all'interno del LBM. Per quanto riguarda la discretizzazione temporale è spesso utile impostare il passo temporale LBM su un valore più alto, cioè  $\Delta t_{LBM} > \Delta t_{DEM}$ , questo al fine di avere collisioni rapide che possono essere risolte in time step piccolo. Questo può essere ottenuto eseguendo  $n$  iterazioni nella parte dello schema tra "New list" e "DEM Corrector step" dove  $\Delta t_{LBM} = n \Delta t_{DEM}$ .

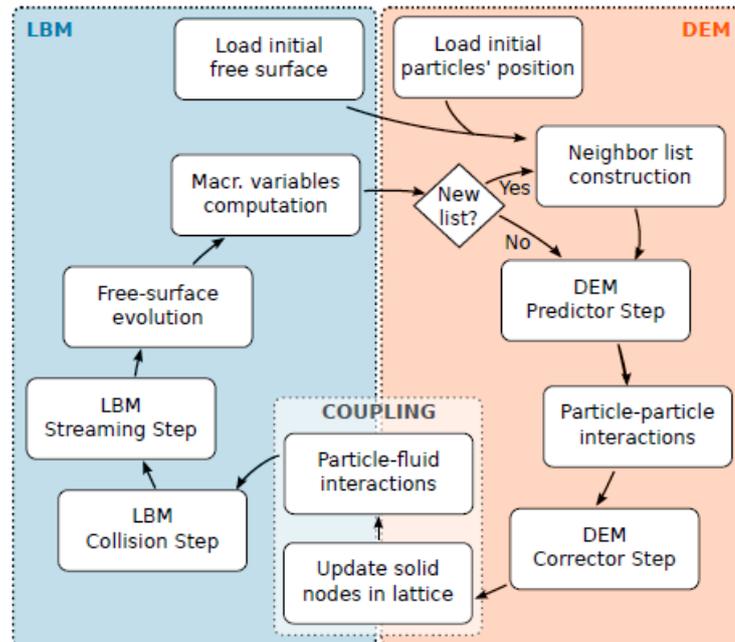


Figura 28: schema codice LBM-DEM (Leonardi, 2015)

---

Nell'ambito di questa tesi, dato che si vuole riprodurre un fenomeno a scala reale del sito, si fa riferimento solo alla parte LBM considerando un fluido equivalente con una particolare legge reologica. Questo è legato alle limitazioni computazionali non ancora sviluppate per la gestione delle interazioni fluido-particella alla scala reale del sito. Oltre alle considerazioni fatte precedentemente sulla difficoltà nell'applicabilità del DEM alla scala del sito (legata principalmente al numero di particelle), nel caso specifico viene superata dal tipo di materiale rilasciato negli esperimenti del caso studio (Cap. 7). Tale materiale risulta essere abbastanza fine, quindi ben si presta ad una modellazione del continuo.

## Capitolo 5

### 5 Dinamica della fase fluida con LBM

Nei solutori CFD più tradizionali, come il metodo ai volumi finiti e agli elementi finiti, la conservazione della quantità della massa e di moto viene imposta direttamente su quantità macroscopiche (cioè velocità, pressione) attraverso una soluzione delle equazioni di Navier-Stokes. Il metodo LBM risolve il problema idrodinamico con riferimento alla teoria cinetica dei gas in una scala mesoscopica (Chen & Doolen, 1998). Il fisico austriaco Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906) nell'ambito della meccanica statistica spiega e predice come le proprietà di atomi e molecole (proprietà microscopiche) determinano le proprietà fenomenologiche macroscopiche della materia come viscosità, velocità. L'intero sistema fluido è descritto da un insieme di molecole mediante funzioni di distribuzione, quindi con un numero abbastanza rilevante in qualsiasi volume che risulta impossibile da simularlo. Pertanto, LBM riduce drasticamente i gradi di libertà che descrivono il tempo, lo spazio e la velocità in una forma discreta. Mentre la discretizzazione temporale e spaziale è comune anche nei CFD, la discretizzazione dello spazio delle velocità è peculiare del LBM ed è ereditato da Lattice Automata. Diversamente dai CFD tradizionali che risolvono il problema parziale non lineare di equazioni differenziali in termini di variabili macroscopiche, l'equazione di riferimento in LBM descrive l'evoluzione delle funzioni di distribuzione con l'approssimazione di BGK dell'equazione di Boltzmann può essere riscritta in forma discretizzata.

#### 5.1 Basi teoriche della teoria cinetica: equazione di Boltzmann

Immaginando un sistema di particelle senza struttura che seguono un moto caotico ed interagiscono tramite un potenziale a due corpi a corto raggio. In tali condizioni le interazioni intermolecolari possono essere descritte in termini di collisioni binarie localizzate. In realtà, dato che trattiamo un numero enorme di particelle, ci occupiamo di caratterizzare il sistema nel suo insieme per mezzo di grandezze macroscopiche quindi è ragionevole l'introduzione di un approccio fluido. Tuttavia, potrebbe non essere così facile definire il concetto di fluido in quanto esistono diverse scale temporali che identificano di conseguenza diverse sequenze di stadi dinamici (stadio iniziale, cinetico e fluido).

Questo può essere descritto impiegando una funzione densità di probabilità  $f(\mathbf{x}, t, \mathbf{c})$  che rappresenta il numero di molecole al tempo  $t$  posizionate tra  $\mathbf{x}$  e  $\mathbf{x}+d\mathbf{x}$  con velocità  $\mathbf{c}$  e  $\mathbf{c}+d\mathbf{c}$  (quindi la probabilità di trovare una particella nella posizione  $\mathbf{x}$  al tempo  $t$  e con velocità  $\mathbf{c}$ ).

Una forza esterna  $\mathbf{F}$  che agisce su una molecola di massa unitaria cambia la velocità della molecola da  $\mathbf{c}$  a  $\mathbf{c} + \mathbf{F}dt$ , e la sua posizione da  $\mathbf{x}$  a  $\mathbf{x} + \mathbf{c}dt$  (Figura 29). Nel caso in cui non avvengono collisioni tra le molecole allora il numero di molecole prima dell'applicazione della forza esterna è uguale al numero di molecole dopo il disturbo, quindi:

$$f(\mathbf{x} + \mathbf{c}dt, t + dt, \mathbf{c} + \mathbf{F}dt) - f(\mathbf{x}, t, \mathbf{c}) = 0 \quad (5.1.1)$$

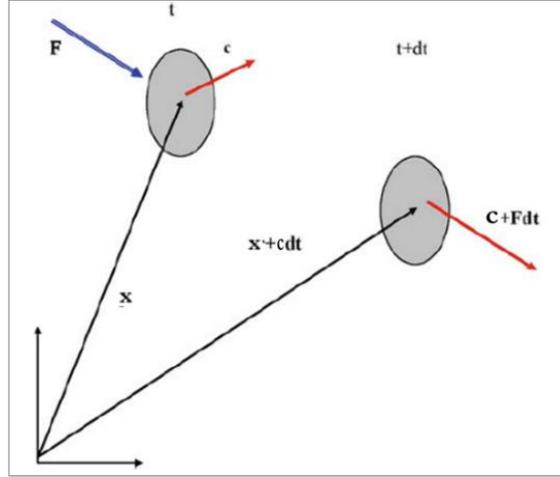


Figura 29: vettore posizione e velocità per una particella prima e dopo l'applicazione della forza (Mohamad, 2011)

Tuttavia, se si verificano collisioni tra le molecole ci sarà una netta differenza tra i numeri di molecole nell'intervallo  $d\mathbf{x}d\mathbf{c}$ : il cambio tra stato iniziale e finale della funzione di distribuzione è chiamato operatore collisionale  $\Omega_{coll}$ :

$$f(\mathbf{x} + \mathbf{c}dt, t + dt, \mathbf{c} + \mathbf{F}dt)d\mathbf{x}d\mathbf{c} - f(\mathbf{x}, t, \mathbf{c})d\mathbf{x}d\mathbf{c} = \Omega(f)_{coll} d\mathbf{x}d\mathbf{c}dt \quad (5.1.2)$$

Dividendo la seguente equazione per  $d\mathbf{x}d\mathbf{c}dt$  e come limite  $dt \rightarrow 0$  si ha:

$$\frac{df}{dt} = \Omega_{coll} \quad (5.1.3)$$

L'equazione riportata sopra afferma che la variazione della funzione di distribuzione è uguale al tasso di collisione. Dato che  $f$  è una funzione di  $\mathbf{x}$ ,  $t$ ,  $\mathbf{c}$  allora si può esprimere come segue:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} \frac{d\mathbf{x}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{c}} \frac{d\mathbf{c}}{dt} = \Omega_{coll} \quad (5.1.4)$$

dove  $d\mathbf{c}/dt = \mathbf{a}$ , l'accelerazione può essere legata alla forza  $\mathbf{F}$  tramite la seconda legge di Newton  $\mathbf{a} = \mathbf{F}/m$ . L'equazione (4.5.3) può essere riscritta come, ottenendo l'equazione di trasporto di Boltzmann:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} \mathbf{c} + \frac{\mathbf{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{c}} = \Omega_{coll} \quad (5.1.5)$$

Notare che l'operatore collisionale è una funzione di  $f$  che deve essere determinato per risolvere l'equazione di Boltzmann. La relazione tra l'equazione (4.5.4) e le quantità

macroscopiche come la densità del fluido  $\rho$  e la velocità  $\mathbf{u}$  si possono esprimere come (m è la massa molecolare):

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \int m f(\mathbf{x}, t, \mathbf{c}) d\mathbf{c} \quad (5.1.6)$$

$$\rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \int m \mathbf{c} f(\mathbf{x}, t, \mathbf{c}) d\mathbf{c} \quad (5.1.7)$$

L'equazione (5.1.6) e (5.1.7) rappresentano rispettivamente la conservazione della massa e della quantità di moto.

Risolvere l'equazione di Boltzmann è difficile in quanto il termine collisionale è molto complicato. Nel 1954 *Bhatnagar, Gross e Krook* (BGK) hanno introdotto una formulazione semplificata dell'operatore collisionale come segue (Bhatnagar et al., 1954):

$$\Omega_{coll} = \frac{1}{\tau(\mathbf{x}, t)} (f^{eq}(\rho, \mathbf{u}) - f(\mathbf{x}, t)) \quad (5.1.8)$$

Il termine  $\tau$  è chiamato tempo di rilassamento, la funzione di distribuzione dell'equilibrio locale è denotato da  $f^{eq}$  che in pratica è la funzione di distribuzione di Maxwell-Boltzmann ( $c_s$  è la velocità del suono):

$$f^{eq}(\rho, \mathbf{u}) = \frac{1}{2\pi c_s^2} e^{-\frac{(\mathbf{c}-\mathbf{u})^2}{2c_s^2}} \cong \frac{1}{2\pi c_s^2} e^{-\frac{c^2}{2c_s^2}} \left[ 1 + \frac{\mathbf{c} \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c} \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2} + \dots \right] \quad (5.1.9)$$

Dopo avere introdotto l'approssimazione BGK l'equazione di Boltzmann, considerando la forza agente  $F$  nulla, può essere riscritta come segue:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} = \frac{1}{\tau} (f^{eq} - f) \quad (5.1.10)$$

L'equazione (5.1.10) rappresenta l'equazione risolta nel metodo LBM e sostituisce le equazioni di Navier-Stokes nelle simulazioni CFD più tradizionali. È possibile derivare le equazioni di NS dall'equazione di Boltzmann. Si tratta di un'equazione differenziale lineare, il lato destro rappresenta lo *streaming* mentre il lato destro il processo di *collisione*.

## 5.2 Discretizzazione LBM con D3Q19

Per passare al metodo LBM bisogna effettuare una discretizzazione nello spazio, nel tempo e nello spazio delle velocità. L'intero sistema fluido è descritto da un insieme di molecole situate su una griglia regolare (lattice) con celle cubiche. Il numero di molecole di fluido, a ciascun nodo del reticolo, è quantificato da un insieme di funzioni distribuzioni di particelle  $f_i$  (con  $i=0, \dots, N$ ) definito come:

$$f_i(\mathbf{x}, t) = f(\mathbf{x}, t, \mathbf{c}_i) \quad (5.2.1)$$

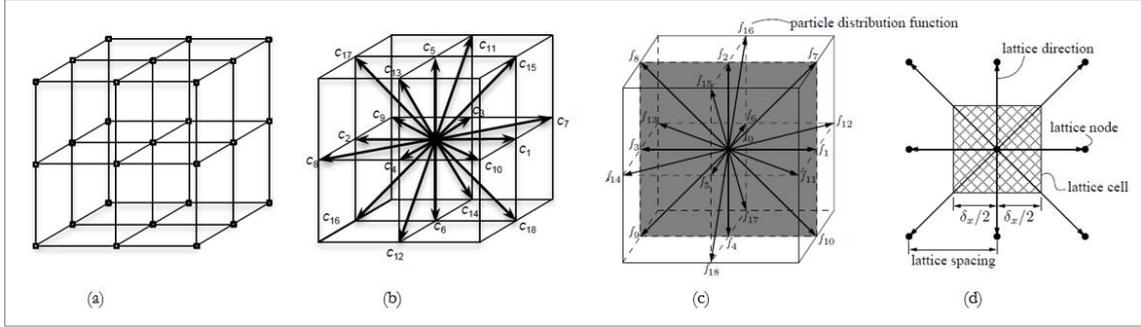


Figura 30: reticolo cubico LBM (a) con un set di velocità discrete usate in D3Q19 (b), ogni velocità del reticolo è associata una funzione di distribuzione da  $f_0$  a  $f_{18}$  (c); il piano ombreggiato viene ridisegnato (d) dove si mostra la direzione del reticolo, la spaziatura e una proiezione 2D di una cella reticolare cubica. (Mohamad, 2011)

Viene utilizzata per le simulazioni 3D con LBM una struttura reticolate D3Q19 (3 dimensioni, 19 vettori di velocità) come mostrato in Figura 30: sono utilizzate 19 velocità discrete  $\mathbf{c}_i$  per ottenere un buon equilibrio tra precisione ed efficienza. In ogni istante le particelle situate in un nodo  $\mathbf{x}_0$  possono passare a un nodo prossimo  $\mathbf{x}_i$ , e dato che il time step  $\Delta t$  è fissato allora ogni movimento corrisponde a una velocità specifica calcolata come:

$$\mathbf{c}_i = \frac{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_0}{\Delta t} \quad (5.2.2)$$

In particolare, per una simulazione di fluidodinamica vengono scelte 19 velocità che corrispondono a:

$$\mathbf{c}_i = \frac{\Delta \mathbf{x}}{\Delta t} \begin{cases} (0, 0, 0) & \text{for } i = 0, \\ (\pm 1, 0, 0) & \text{for } i = 1, 2, \\ (0, \pm 1, 0) & \text{for } i = 3, 4, \\ (0, 0, \pm 1) & \text{for } i = 5, 6, \\ (\pm 1, \pm 1, 0) & \text{for } i = 7..10, \\ (0, \pm 1, \pm 1) & \text{for } i = 11..14, \\ (\pm 1, 0, \pm 1) & \text{for } i = 15..18. \end{cases} \quad (5.2.3)$$

Qui sopra e in seguito, discretizzazione spaziale e temporale sono considerate unitarie cioè  $\Delta \mathbf{x}=1$  e  $\Delta t=1$ , ed inoltre dato che la velocità del reticolo è pari a  $c=\Delta \mathbf{x}/ \Delta t$  allora anche essa è unitaria, semplificando notevolmente la notazione (*unità del reticolo adimensionalizzate*). In una simulazione reale, le equazioni sono risolte con discretizzazioni unitarie e i risultati vengono scalati durante la post-elaborazione.

Una volta che il reticolo è definito, le variabili macroscopiche come la densità e la velocità sono ricostruite come semplice sommatoria:

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \quad \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \mathbf{c}_i}{\rho_f(\mathbf{x}, t)} \quad (5.2.4)$$

La densità del fluido è quindi considerata come una variabile con una comprimibilità limitata. La pressione può essere ricostruita come ( $c_s$  è la norma della velocità del suono definita come:  $c_s = c/\sqrt{3} = 1/\sqrt{3}$ , *unità del reticolo*):

$$p(\mathbf{x}, t) = c_s^2 \rho(\mathbf{x}, t) \quad (5.2.5)$$

In ogni istante, le popolazioni che convergono verso lo stesso nodo si scontrano in quella posizione. La dinamica delle collisioni è governata dall'equazione di Boltzmann (5.1.5). In assenza di forze, per ogni velocità  $\mathbf{c}_i$  bisogna risolvere l'equazione di evoluzione (5.1.10):

$$\frac{f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} + \mathbf{c}_i \frac{f_i(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{x}, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t)}{\Delta \mathbf{x}} = \Omega_{coll,i}(\mathbf{x}, t) \quad (5.2.6)$$

Introducendo l'equazione (5.1.5) si ha:

$$\frac{f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} + \mathbf{c}_i \frac{f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t + \Delta t)}{\mathbf{c}_i \Delta t} = \Omega_{coll,i}(\mathbf{x}, t) \quad (5.2.7)$$

$$\frac{f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} = \Omega_{coll,i}(\mathbf{x}, t) \quad (5.2.8)$$

Avendo scelto un time step unitario si ha quindi (Lattice Boltzmann Equation - LBE):

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i, t + 1) = f_i(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{\tau(\mathbf{x}, t)} (f_i^{eq}(\rho, \mathbf{u}) - f_i(\mathbf{x}, t)) \quad (5.2.9)$$

Dove la funzione di distribuzione di equilibrio (5.1.9) in forma discretizzata può essere riscritta con un'espansione di Taylor arrestata al secondo ordine come:

$$f_i^{eq}(\rho, \mathbf{u}) = \rho w_i \left( 1 + \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{\mathbf{u}^2}{2c_s^2} \right) \quad (5.2.10)$$

Il set dei pesi  $w_i$  è scelto in modo che l'operatore di collisione conservi la massa e la quantità di moto. I valori per D3Q19 sono:

$$w_i = \begin{cases} 1/3 & \text{for } i = 0 \\ 1/18 & \text{for } i = 1..6 \\ 1/36 & \text{for } i = 7..18 \end{cases} \quad (5.2.11)$$

Osservando l'equazione (5.2.8) il lato sinistro rappresenta il *processo di streaming* durante il quale le funzioni di distribuzione vengono passate ai nodi adiacenti del reticolo con una velocità  $\mathbf{c}_i$  lungo l' $i$ -esima direzione su un passo temporale  $\Delta t$ , mentre il lato destro rappresenta il *processo di collisione* durante il quale le funzioni di distribuzione sono legate linearmente attraverso le funzioni di distribuzione di equilibrio con un solo tempo di rilassamento. Il termine di non linearità dell'approccio macroscopico è incorporato implicitamente nella parte sinistra della LBE dal processo di streaming lineare. LBM può essere considerato un metodo esplicito in cui non è necessario risolvere equazioni simultaneamente ad ogni passo temporale. Inoltre, dato che streaming e collisione sono processi locali il metodo LBM può essere facilmente utilizzato in macchine con processori in parallelo.

Stabilità e precisione sono limitati da bassi numeri di Mach, cioè nella simulazione deve essere sempre rispettata la condizione che  $Ma = \|\mathbf{u}\|/c_s \ll 1$  per approssimare un fluido incomprimibile. Inoltre, la viscosità del fluido è direttamente correlata al tempo di rilassamento secondo:

$$\eta(\mathbf{x}, t) = c_s^2 \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \left( \tau(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{2} \right) = \frac{\tau(\mathbf{x}, t) - 1/2}{3} \quad (5.2.12)$$

Per un fluido newtoniano il tempo di rilassamento  $\tau$  è una costante ed inoltre rappresenta un parametro globale. In ogni caso per riprodurre più sospensioni bisogna implementare più formulazioni non newtoniane andando a considerare il tempo di rilassamento come una variabile locale  $\tau(\mathbf{x}, t)$  (in Sec. 5.2.2).

Se una forza esterna agisce sul sistema (ad es. la gravità) bisogna considerare un operatore aggiuntivo  $\Omega_{force}$  da introdurre nel sistema. Esistono diverse tecniche di implementazione di tale operatore riportate nel rif. (Guo & Zheng, 2002), la più utilizzata viene riportata di seguito:

$$\Omega_{force,i} = w_i \left( 1 - \frac{1}{2\tau} \right) [3(\mathbf{c}_i - \mathbf{u}) + \mathbf{c}_i(\mathbf{c}_i \mathbf{u})] \mathbf{F} \quad (5.2.13)$$

Le equazioni (5.2.4) che rappresentano le grandezza macroscopiche devono essere inoltre modificate:

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \quad \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\sum_i f_i(\mathbf{x}, t) \mathbf{c}_i + \mathbf{F}/2}{\rho_f(\mathbf{x}, t)} \quad (5.2.14)$$

Questa formulazione di base necessita di essere estesa con qualche altro termine per una modellazione più corretta. In particolare, come bisogna considerare l'evoluzione della superficie libera e gli effetti della reologia non newtoniana. Non viene analizzata l'interazione delle particelle con DEM, in quanto in questa tesi si considera un fluido equivalente per il problema analizzato.

Sinteticamente per ogni passo temporale prima si calcolano le variabili macroscopiche usando Eq (5.2.4), e la corrisponde funzione di distribuzione di equilibrio dall'Eq. (5.2.10). Quindi si usa l'Eq. (5.2.9) per evolvere la funzione di distribuzione, che fornisce la nuova densità e velocità del fluido per il passo successivo. Dato che questo viene risolto a livello locale allora lo schema può essere facilmente implementato in un ambiente parallelo (Monitzer, 2012).

### 5.2.1 Evoluzione della superficie libera e interazione con ostacoli

Viene utilizzato l'algoritmo di tracciamento della massa descritto da Kernner et al. (Chen & Doolen, 1998), (Mendoza & Wittel, 2010) che nonostante la sua semplicità porta a una stabilità e precisione dell'evoluzione superficiale.

I nodi del reticolo sono suddivisi in nodi *liquidi*, nodi *interfaccia* e nodi *gas*: in pratica i nodi liquidi e di interfaccia sono considerati attivi quindi viene risolta LBE, mentre il resto dei nodi gas sono inattivi quindi senza alcuna evoluzione dell'equazione.

L'evoluzione della fase gassosa non ha nessun interesse pratico e la sua influenza sul movimento del liquido è minima. I nodi liquidi e di gas sono sempre collegati mediante un nodo interfaccia (Figura 31).

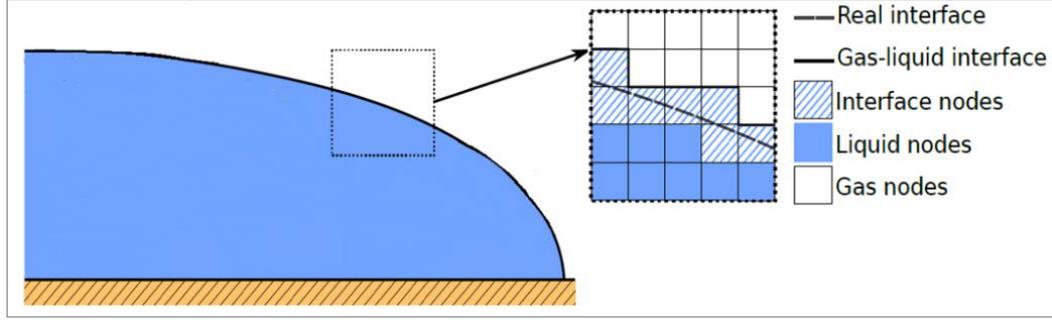


Figura 31: divisione dei nodi del reticolo in tre categorie a seconda della posizione del fluido (Leonardi, 2015)

Lo stato di un nodo viene definito introducendo una variabile macroscopica aggiuntiva chiamata frazione liquida  $\lambda$ , quindi la massa immagazzinata in un nodo  $m(\mathbf{x}, t) = \lambda \rho(\mathbf{x}, t)$ :

$$\begin{cases} \lambda = 1 \\ 0 < \lambda < 1 \\ \lambda = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} m(\mathbf{x}, t) = \rho(\mathbf{x}, t) \\ 0 < m(\mathbf{x}, t) < \rho(\mathbf{x}, t) \\ m(\mathbf{x}, t) = 0 \end{cases} \begin{array}{l} \text{nodo liquido} \\ \text{nodo interfaccia} \\ \text{nodo gas} \end{array} \quad (5.2.14)$$

La massa viene aggiornata rintracciando le popolazioni streaming dentro e fuori ogni nodo usando l'equazione:

$$m(\mathbf{x}, t + 1) = m(\mathbf{x}, t) \sum_i \alpha_i [f_{i^*}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i, t) - f_i(\mathbf{x}, t)] \quad (5.2.15)$$

dove  $i^*$  è la direzione opposta a  $i$ , inoltre la conservazione della massa è garantita dal parametro  $\alpha_i$  che è funzione della frazione liquida dei nodi vicini (situati a  $\mathbf{x} + \mathbf{c}_i$ ) come:

$$\alpha_i = \begin{cases} 1 \\ \frac{1}{2} [m(\mathbf{x}, t) + m(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i, t)] \\ 0 \end{cases} \begin{array}{l} \text{nodo liquido} \\ \text{nodo interfaccia} \\ \text{nodo gas} \end{array} \quad (5.2.16)$$

Un nodo interfaccia si evolverà in un nodo gas quando la massa scende a zero, mentre un nodo liquido se tende all'unità. Ogni volta che ogni nodo subisce una trasformazione anche i nodi vicini evolvono, in modo tale da rispettare sempre la condizione che i nodi fluidi non siano direttamente a contatto con i nodi gas, ma siano separati da nodi interfaccia. Mentre l'algoritmo formulato teoricamente conserva la massa, l'integrazione discreta dell'evoluzione dei nodi porta a una diminuzione o un aumento di massa che viene calcolata in ogni istante temporale e viene corretta distribuendo una quantità di massa opposta tra tutti i nodi interfaccia.

Inoltre, dato che i nodi gas sono inattivi, non esistono funzioni di distribuzione streaming da nodi gas ai nodi interfaccia. Queste funzioni di distribuzione mancanti sono calcolate dalle variabili macroscopiche all'interfaccia, supponendo che un nodo gas abbia la stessa velocità del nodo interfaccia  $\mathbf{u}_{int}$  e dalla densità atmosferica  $\rho_{atm}$  come:

$$f_{i^*}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_{i^*}, t + 1) = f_i^{eq}(\mathbf{u}_{int}, \rho_{atm}) + f_{i^*}^{eq}(\mathbf{u}_{int}, \rho_{atm}) - f_i(\mathbf{x}, t) \quad (5.2.17)$$

Questo è analogo all'applicazione di una condizione al contorno di una fissata pressione all'interfaccia, e di una condizione di simmetria locale per la velocità. Nelle simulazioni si utilizza  $\rho_{\text{atm}}=1$  in unità del reticolo, quindi di conseguenza nei nodi liquidi si avrà  $\rho>1$ .

Per quanto riguarda l'interazione del fluido con un ostacolo si fa riferimento alla condizione senza scivolamento che è comunemente implementato in LBM attraverso la regola del rimbalzo (*bounce-back condition*). In pratica ogni volta che una funzione di distribuzione è in streaming verso un nodo solido, questa viene riflessa indietro nella direzione opposta. In notazione LBM si ha:

$$f_{i^*}(\mathbf{x}, t + 1) = f_i(\mathbf{x}, t) \quad (5.2.18)$$

dove  $\mathbf{x}$  è la posizione del nodo fluido vicino al muro,  $i$  è la direzione di streaming che punta al muro e  $i^*$  la direzione opposta. Per ottenere una precisione del secondo ordine, la posizione del rimbalzo dovrebbe essere posizionata esattamente a metà strada tra il nodo solido e nodo fluido. Questa regola è applicata ogni volta che il fluido viene a contatto con il muro come ad esempio il letto del canale o un ostacolo.

### 5.3 Leggi reologiche: modelli elementari

La reologia è la scienza che studia l'andamento delle deformazioni nella materia sotto l'effetto dell'applicazione di un sistema di sollecitazioni. L'obiettivo principale è quello di definire dei modelli matematici che stabiliscano dei legami tra tensioni, deformazioni e tempo. La scelta di un modello reologico è legata al tipo di materiale, ma anche soprattutto al fenomeno fisico che lo interessa. Nell'ambito dei modelli viscosi, che descrivono il comportamento sforzo-deformazione dei fluidi, la grandezza fondamentale è la viscosità  $\eta$ , ossia la resistenza opposta dal materiale a fluire sotto l'azione dello sforzo. La viscosità misura la capacità di scorrimento di un fluido sotto l'azione di forze di taglio e viene espressa mediante due parametri: la tensione di taglio applicata e la velocità di deformazione. Si considerino due superfici parallele, ciascuna di area  $A$ , poste a una distanza  $h$ , tra le quali è interposto un fluido così come mostrato in Figura 32. Esercitando sulla superficie superiore una tensione di taglio  $\sigma = F/A$ , che le permetta di muoversi con velocità costante  $u$ . Se la superficie inferiore è ferma, passando da questa a quella superiore si ha una variazione della velocità con un profilo di velocità triangolare. Si ipotizza inoltre che si lavori in un regime laminare, il che significa che gli strati liquidi infinitamente sottili scivolano uno sull'altro (come le carte di un mazzo da gioco). Uno strato laminare risulta allora spostato rispetto allo strato adiacente di una frazione dello spostamento totale che si ha nel liquido tra le superfici.

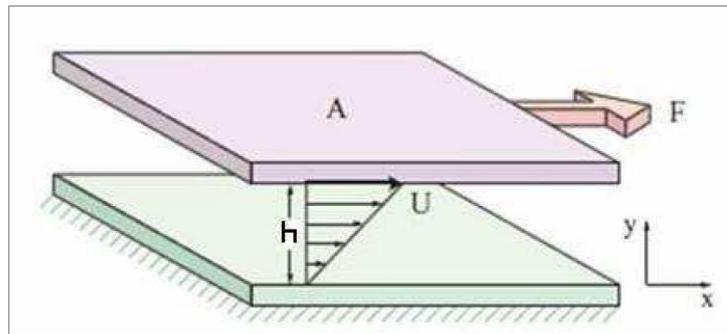


Figura 32: campo di velocità per fluido viscoso tra due piastre parallele

La tensione di taglio a cui viene sottoposto il fluido in questo semplice flusso di scorrimento, determina il gradiente di scorrimento o velocità di deformazione  $\dot{\gamma}$ :

$$\dot{\gamma} = \frac{\gamma}{dt} = \frac{dx}{dy dt} = \frac{du}{dy} = \frac{u_{max}}{h} \quad (5.3.1)$$

Newton stabilì che esiste una relazione di proporzionalità tra tensioni di taglio e gradiente di velocità mediante la *viscosità dinamica* del fluido definita come:

$$\eta = \frac{\sigma}{\dot{\gamma}} = \frac{F/A}{\dot{\gamma}} \quad (5.3.2)$$

Al termine viscosità solitamente viene aggiunto l'aggettivo *dinamica*, per distinguerla dalla viscosità cinematica  $\nu$  definita come  $\eta/\rho$ . La viscosità, quindi, è un fattore di resistenza legato fondamentalmente alla natura del corpo sottoposto a taglio.

Generalmente si distingue:

- *Fluido Newtoniano*: si tratta di un fluido la cui viscosità è costante e indipendente dalla velocità di deformazione (ovviamente a temperatura costante). La rappresentazione della legge costitutiva di un fluido newtoniano (5.2.20), in un diagramma della

tensione in funzione della velocità di deformazione, è costituita da una retta come riportato in Figura 33;

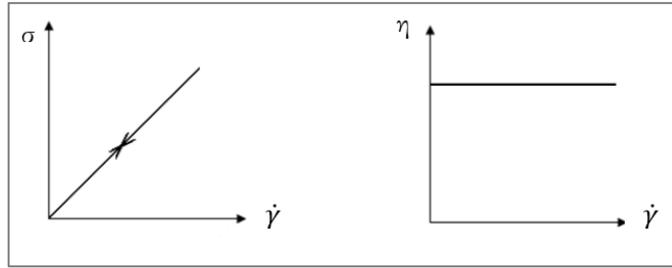


Figura 33: fluido newtoniano (laminare) -  $\eta = cost$

- **Fluido non Newtoniano:** si tratta di un fluido la cui viscosità non è più costante ma è funzione della velocità di deformazione. Si distinguono i fluidi *pseudoplastici* nei quali la tensione di taglio è una funzione decrescente dalla velocità di deformazione, dai fluidi *dilatanti* in cui invece è una funzione crescente (Figura 34). I fluidi per i quali non sono soddisfatte entrambe le condizioni sono fluidi viscoplastici o *fluidi alla Bingham* (Figura 36), che in analogia ai materiali con comportamento plastico, si deformano solo quando viene superato un valore di soglia della tensione e iniziano a fluire con un comportamento viscoso. Questi fluidi non newtoniani sono tempo-indipendenti in quanto le proprietà reologiche non dipendono dal tempo (a differenza dei fluidi *tixotropici* e *reopettici* -Figura 35)

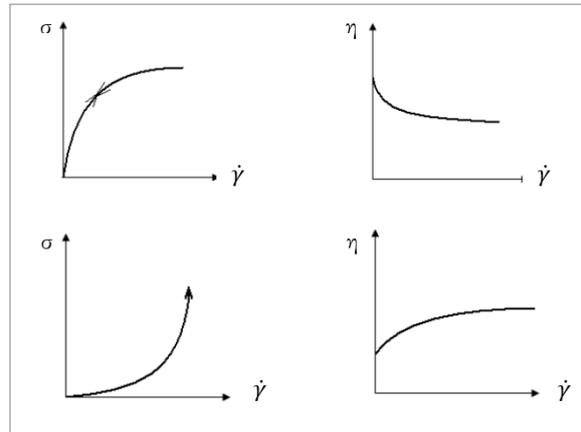


Figura 34: in alto un fluido pseudoplastico, in basso un fluido dilatante

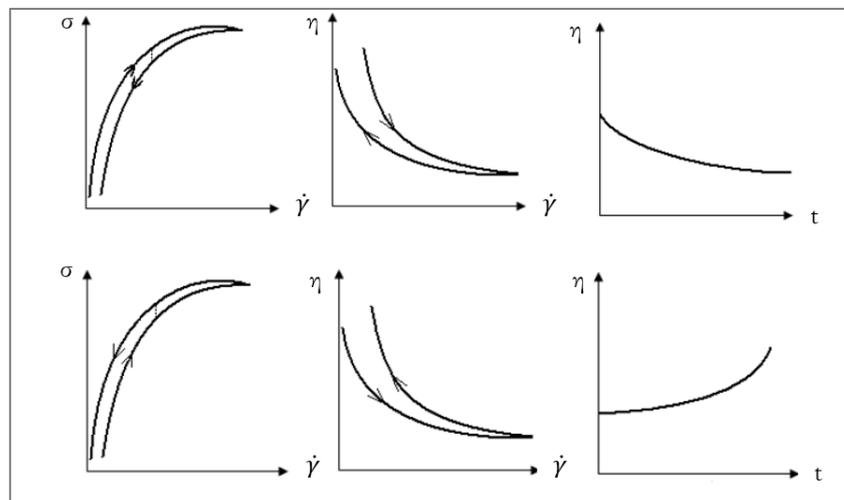


Figura 35: in alto un fluido tixotropico, in basso un fluido reopettico - in entrambi i casi  $\eta = \eta(t)$

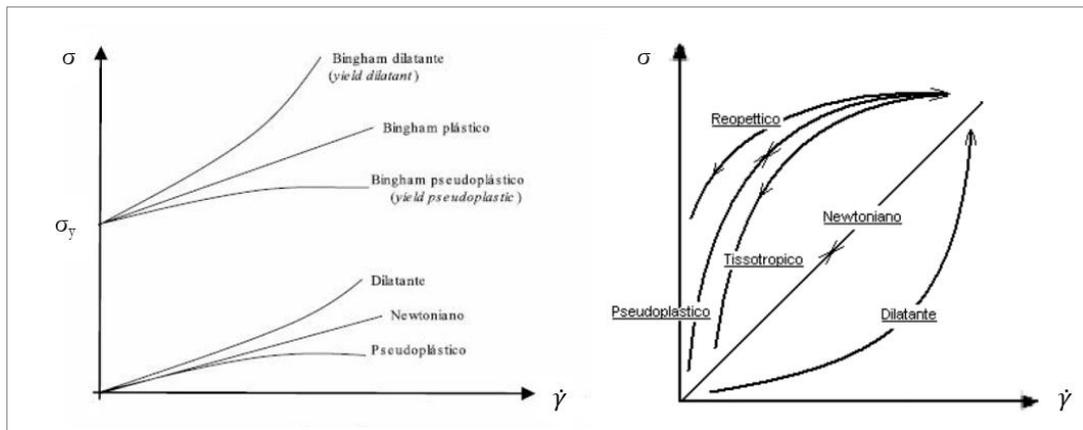


Figura 36: sintesi fluidi newtoniani e non newtoniani - a sinistra  $\eta$  è indipendente da  $t$ , a destra  $\eta = \eta(t)$

### 5.3.1 Implementazione delle differenti leggi reologiche

L'eq. (5.3.2), che riporta la definizione della viscosità, risulta essere una costante del materiale in quanto si tratta di un parametro fisico. Si definisce *viscosità apparente*  $\eta_a$  come la sollecitazione di taglio applicata a un fluido diviso per la velocità di taglio, che non è una costante del materiale ma varia da punto a punto in base a diverse condizioni (ad es. stato di agitazione del sistema, pressione, ecc.). Per un fluido newtoniano, la viscosità apparente è uguale alla viscosità dinamica del fluido, mentre per i fluidi non newtoniani la viscosità apparente dipende dalla velocità di deformazione locale.

$$\eta_a = \frac{\sigma}{\dot{\gamma}} \quad (5.3.3)$$

Soluzioni analitiche raramente esistono anche per i flussi di fluido non newtoniani più semplici a causa della complessità che comporta una relazione costitutiva non lineare. In genere è più pratico approssimare usando metodi numerici dove la viscosità, funzione della velocità di deformazione, richiede una soluzione iterativa ad ogni istante temporale e spaziale. Il metodo LBM ha il vantaggio di calcolare ogni soluzione iterativa in parallelo in modo analogo al metodo delle differenze finite. Problemi di instabilità sono altrettanto prevalenti, soprattutto nella simulazione di fluidi non newtoniani in quanto la relazione non lineare tra sforzo di taglio e velocità di deformazione può portare a fluttuazioni altamente non lineari. L'approccio più semplice per simulare la viscosità dipendente dalla velocità di deformazione è quello di rendere la frequenza di collisione variabile e dipendente dal tasso di deformazione locale. Un potenziale problema è legato alla stabilità del tempo di rilassamento andando a impostare dei limiti superiori e inferiori su frequenze di collisione ammissibili.

Il codice utilizzato implementa in modo rigoroso solo la legge newtoniana mentre tutte le altre leggi reologiche sono approssimate tramite la definizione della viscosità apparente. Quindi si definisce in modo artificiale la tensione tramite la viscosità apparente che viene modificata punto per punto.

Di seguito si riportano le leggi reologiche utilizzate:

- Legge Newtoniana

Un fluido si definisce newtoniano quando il gradiente di velocità aumenta in modo lineare con l'aumentare dello sforzo tangenziale applicato. In questo caso la viscosità è costante (Figura 37).

$$\eta = \eta_a \tag{5.3.4}$$

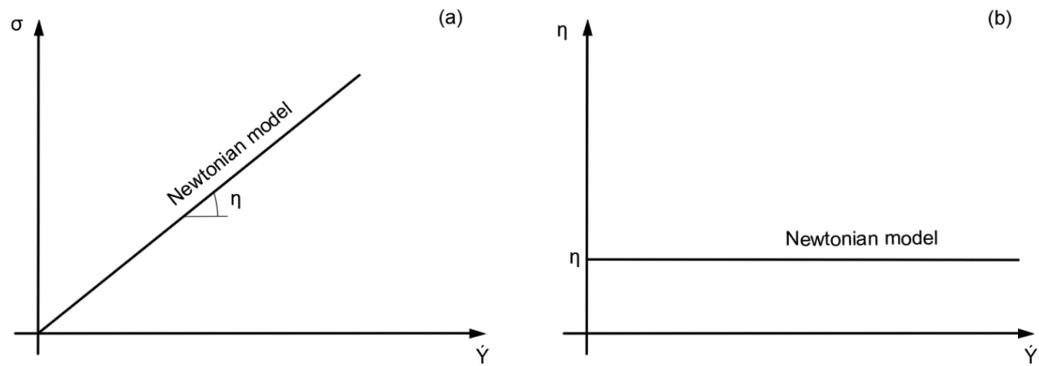


Figura 37: modello newtoniano – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b).

- Legge di Bingham

I fluidi che presentano un comportamento di tipo plastico iniziano a scorrere solo dopo che la forza di taglio ha superato un certo valore soglia, che prende il nome di limite di scorrimento. Superato questo valore, il fluido si comporta in modo analogo ad un fluido newtoniano.

$$\begin{cases} \dot{\gamma} = 0 & \text{se } \sigma < \sigma_y \\ \sigma = \sigma_y + \eta_{pl}\dot{\gamma} & \text{se } \sigma > \sigma_y \end{cases} \tag{5.3.5}$$

dove  $\sigma_y$  e  $\eta_{pl}$  denotano la tensione di snervamento e la viscosità plastica. Un analogo modo per scrivere questa legge in analogia a quella newtoniana viene riportato di seguito:

$$\eta_a = \eta_{pl} + \frac{\sigma_y}{\dot{\gamma}} \tag{5.3.6}$$

dove per  $\dot{\gamma} \rightarrow 0$  la viscosità apparente diverge tendendo ad infinito (ovvero si tratta di un solido, è utile ricordare però che per ipotesi un fluido è indipendente dallo stato tensionale e deformativo ma dipende solo dalla velocità di deformazione), oppure per  $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$  la viscosità apparente tende a quella plastica. Questo comporta dei problemi di instabilità del codice che viene risolto andando ad implementare una limitazione del tempo di rilassamento tra due valori  $\tau_{min}$  e  $\tau_{max}$ . I valori di questi due limiti sono determinati empiricamente e valgono  $\tau_{min}=0.501$  e  $\tau_{max}=1.0$ , scelta ragionevole in quanto rappresenta un giusto compromesso tra accuratezza e prestazioni, effettuata considerando la seguente legge (riferimento Eq. 5.2.13):

$$\tau(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} + 3 \eta(\mathbf{x}, t) \quad (5.3.7)$$

A partire da tali valori di  $\tau_{\min}$  e  $\tau_{\max}$  invertendo l'Eq. 5.3.4 si ottengono i valori di  $\eta_{\min}$  e  $\eta_{\max}$ . La reologia risultante è un modello trilineare come schematizzato in Figura 38. Tuttavia, se  $\eta_{pl} > \eta_{\min}$ , che di solito è facile da ottenere adattando il passo temporale, la reologia si riduce a un modello bi-lineare che fornisce una buona approssimazione per la maggior parte dei casi. Generalmente la velocità massima di deformazione nel fluido equivalente si ha al contatto con la superficie topografica quindi si preferisce avere il ramo di iperbole discendente data da  $\eta_{pl}$  dove la velocità diminuisce, rispetto ad una retta costante data da  $\eta_{\min}$  dove la velocità è costante (Figura 38-b).

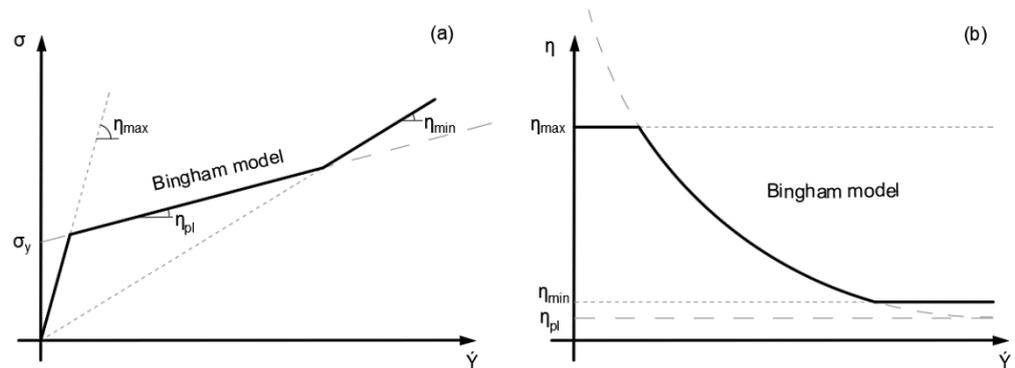


Figura 38: modello trilineare ottenuto dal modello di Bingham – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b).

Infine, si osservi come al diminuire della velocità di deformazione si ha un aumento della viscosità apparente, quindi la massa che nella realtà tenderebbe ad arrestarsi in pratica nel codice si continua a muovere con una velocità ridotta. Ai fini pratici, dato che si analizzano fenomeni di tipo veloci, si considerano velocità molto basse corrispondenti ad un arresto della massa.

#### Legge di Bagnold

Nel 1954 Bagnold condusse degli esperimenti di laboratorio in cui dimostrò come quando una miscela con una concentrazione relativamente alta di solidi granulari è in movimento, le particelle più grossolane tendono a migrare verso la superficie (Bagnold, 1954). Questo sollevamento delle particelle avviene per effetto delle collisioni quindi mediante la trasmissione di forze tra le particelle stesse. Bagnold chiamò pressione dispersiva questa forza di sollevamento e trovò che essa è direttamente proporzionale al quadrato del diametro delle particelle e al quadrato del gradiente di velocità. Essendo la tensione di taglio ( $[\text{kg}]/[\text{m s}^2]$ ) direttamente proporzionale al quadrato del gradiente di deformazione ( $[\text{s}^2]$ ) a meno di una costante ( $[\text{kg}]/[\text{m}]$ ) che risulta pari al prodotto della densità ( $[\text{kg}]/[\text{m}^3]$ ) per il diametro al quadrato ( $[\text{m}^2]$ ). Un aumento del diametro della particella comporterebbe un aumento della pressione dispersiva; poiché quindi le forze dispersive agiscono più intensamente sulle particelle più grosse e nelle zone dove lo sforzo di taglio è massimo, i blocchi più grossolani tendono a migrare verso il fronte e verso la

superficie del debris flow. Questo è quanto si osserva comunemente nei depositi da colata detritica. Quindi si ha:

$$\sigma = \rho d^2 \dot{\gamma}^2 \tag{5.3.8}$$

L'Eq. 5.3.8 divisa per la velocità di deformazione, può essere riscritta in termini di viscosità apparente come segue:

$$\eta_a = \rho d^2 \dot{\gamma} \tag{5.3.9}$$

Infine, si schematizza in Figura 39 il seguente modello reologico:

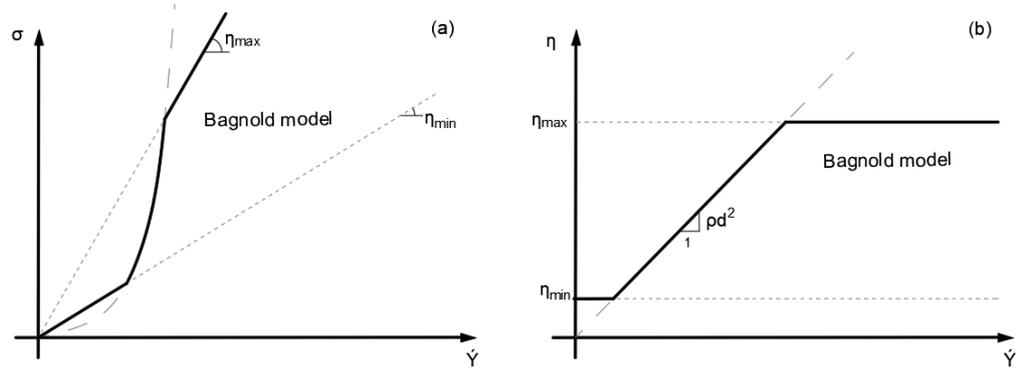


Figura 39: modello di Bagnold – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b).

- Legge attritiva o di Coulomb

Tale legge per i mezzi granulari (coesione nulla) è descritta dalla seguente relazione:

$$\sigma = p \tan\varphi_a = p \mu \tag{5.3.10}$$

dove la pressione p viene determinata in base alla posizione della flusso. La pressione viene limitata tra due limiti numerici quali la pressione atmosferica e il peso di ogni singola cella fluida (Figura 31). Il termine  $\varphi_a$  è l'angolo di attrito apparente (valori tipici  $10^\circ$ - $15^\circ$ ) che tiene conto della presenza dell'acqua e delle altre fasi presenti in un unico continuo equivalente. Partendo dalla definizione della legge attritiva e dividendola per la tensione totale, si ottiene il coefficiente d'attrito  $\mu = \tan\varphi_a = (1 - r_u) \tan\varphi'$  dove il rapporto di pressione interstiziale  $r_u = \gamma_w / \gamma_t$  è un parametro che tiene conto dell'acqua ( $\gamma_w$  peso specifico dell'acqua e  $\gamma_t$  peso specifico della parte solida) e  $\varphi'$  è l'angolo di resistenza al taglio (valori tipici di  $30^\circ$ - $35^\circ$ ). Nel caso specifico di assenza di acqua ovvero in condizioni di materiale secco ( $r_u = 0$ ) si ha che  $\varphi_a = \varphi'$ . In termini di viscosità apparente si ha:

$$\eta_a = \frac{p \mu}{\dot{\gamma}} \tag{5.3.11}$$

Tale legge attritiva risulta essere simile alla legge alla Bingham dove compare solo il secondo termine (Eq. 5.3.6) con la differenza che in questo caso la tensione dipende dalla pressione. Questa osservazione permette di distinguere un fluido Newtoniano o alla Bingham (indipendente dalla pressione) da un fluido granulare (dipendente

dalla pressione, quindi all'aumentare del confinamento più si oppone alla deformazione).

Da un punto di vista numerico bisogna limitare i casi in cui la viscosità apparente tende a infinito oppure a zero in modo analogo ai casi precedenti (Figura 40). In questo caso si introduce una viscosità iniziale  $\eta_{init}$ , per evitare il valore di viscosità nullo, che coincide con  $\eta_{min}$  pertanto si ha:

$$\eta_a = \eta_{min} + \frac{p \mu}{\dot{\gamma}} \quad (5.3.12)$$

Inoltre, vengono impostati dei limiti alla pressione in quanto al pelo libero del flusso la pressione è pari alla pressione atmosferica  $p=p_a$ , mentre per ogni cella all'interno del fluido la pressione è pari al peso di ogni cubetto fluido  $p_{min}=\rho V/A$  (dove  $V$  e  $A$  sono rispettivamente il volume e l'area del cubetto nella discretizzazione LBM).

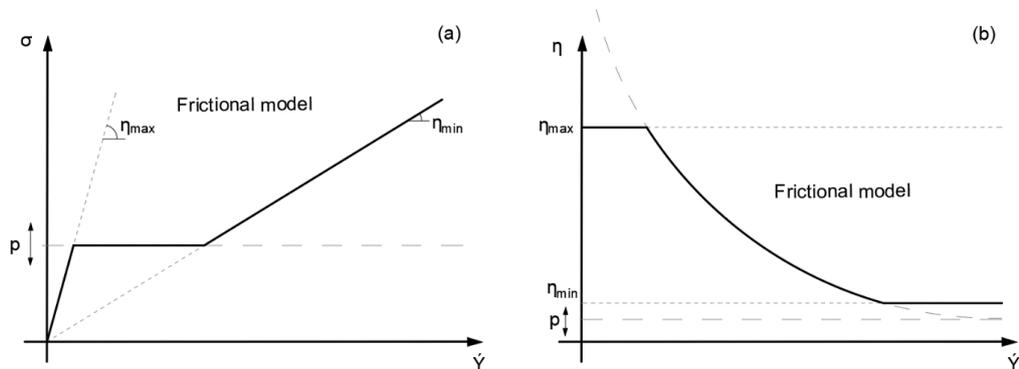


Figura 40: modello attritivo – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b).

Come si osserva da Figura 40 si evidenzia come l'asintoto inferiore dipende dalla pressione che è una variabile di stato e non una costante come il caso Newtoniano o di Bingham. Pertanto, a parità di velocità di deformazione, confrontando la legge attritiva e quella di Bingham, la legge attritiva è quella che ha più resistenza. Quindi dato che la pressione cresce linearmente con la profondità del flusso, con una modellazione 3D si avrà una resistenza generalizzata maggiore nel fluido e non solo limitata al contatto con la superficie topografica come nei modelli integrati.

- Legge di Voellmy

Tale legge reologica è utilizzata nei metodi integrati, ed è ottenuta dalla combinazione della legge attritiva e una legge turbolenta (in cui compare la velocità al quadrato e un coefficiente di turbolenza  $\xi$ ) secondo la seguente relazione:

$$\sigma = p \tan \phi_a + \rho g \frac{u^2}{\xi} \quad (5.3.13)$$

Tale formulazione Eq. 5.3.13 non ha senso in 3D in quanto non ha nessuna base fisica. Nello stesso spirito di utilizzare la combinazione di due leggi reologiche al posto della velocità bisogna considerare la variazione di velocità quindi il gradiente di velocità di deformazione per tenere in conto gli effetti di dissipazione di energia.

Quindi in pratica la legge Voellmy a cui si fa riferimento è data dalla combinazione della legge attritiva e dalla legge di Bagnold come riportato di seguito:

$$\sigma = p \mu + \rho d^2 \dot{\gamma}^2 \tag{5.3.14}$$

L'Eq. 5.3.14 può essere riscritta in termini di viscosità apparente come segue:

$$\eta_a = \frac{p \mu}{\dot{\gamma}} + \rho d^2 \dot{\gamma} \tag{5.3.15}$$

Riportando tali equazioni in forma grafica si ha:

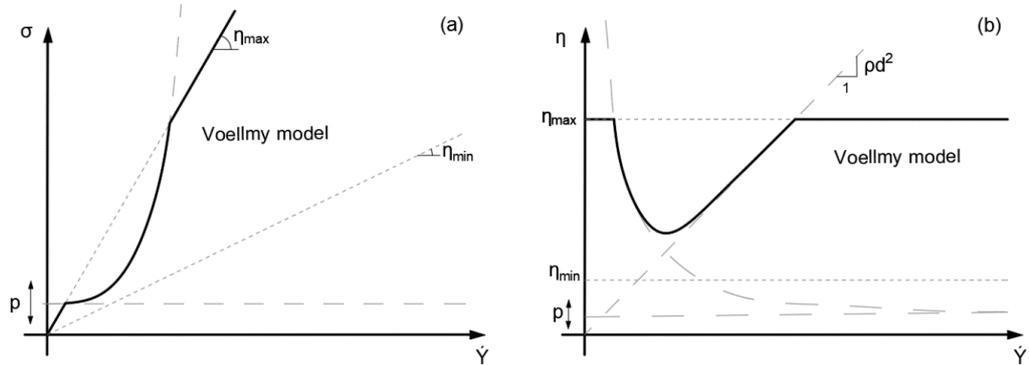


Figura 41: modello di Voellmy – andamento della tensione di taglio (a), andamento della viscosità apparente (b).

Dalla Figura 41 si evidenzia come per basse velocità di deformazione governa la legge attritiva mentre per alte velocità di deformazione governa la legge di Bagnold di tipo collisionale.

- Legge  $\mu(I)$

Tale legge reologica, di recente sviluppo per i flussi granulari densi, si esprime come:

$$\sigma = p \mu(I) \tag{5.3.16}$$

che risulta essere simile alla legge attritiva Eq. 5.3.10 in quanto anche in questo caso si ha la tensione tangenziale direttamente proporzionale alla pressione e al coefficiente d'attrito che non è più costante ma è funzione del numero inerziale I. Il numero inerziale I è una grandezza adimensionale ed è definito come segue:

$$I = \frac{\dot{\gamma} d}{\sqrt{p/\rho}} \tag{5.3.17}$$

Tale numero inerziale rappresenta il rapporto tra due scale temporali: una microscopica inerziale governata dal termine  $d/\sqrt{p/\rho}$ , che rappresenta il tempo di caduta di una particella sotto la pressione  $p$ , e una macroscopica  $\dot{\gamma}$ , legata alla deformazione media a taglio. Valori bassi di  $I$  corrispondono a un regime quasi-statico, mentre valori grandi di  $I$  corrispondono a flussi rapidi.

Una volta definito  $I$ , il coefficiente di attrito effettivo  $\mu(I)$  si determina con la seguente espressione e riportato in Figura 42:

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\Delta\mu}{I_0/(I+1)} \quad (5.3.18)$$

dove  $\mu_s$ ,  $\Delta\mu = \mu_2 - \mu_1$ ,  $I_0$  sono delle costanti che dipendono dal tipo di materiale.

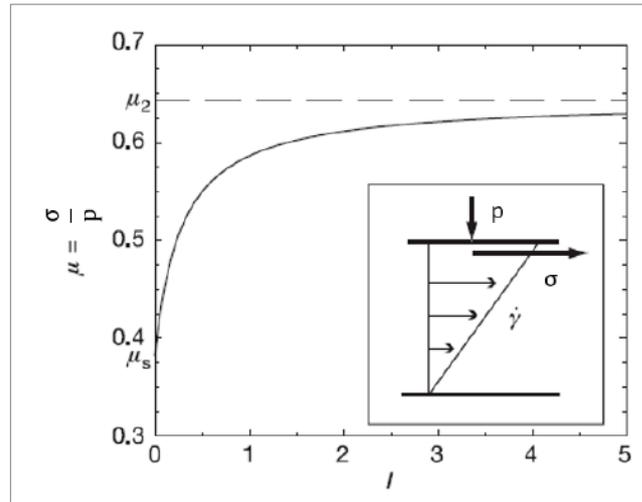


Figura 42: esempio di coefficiente d'attrito in funzione del numero inerziale (Jop, Forterre e Pouliquen, 2006)

A partire dall'eq. 5.3.16 si ottiene dividendo per la velocità di deformazione la viscosità apparente:

$$\eta_a = \frac{p \mu(I)}{\dot{\gamma}} \quad (5.3.19)$$

Tale legge reologica è simile alla legge di Voellmy in quanto si tiene in conto sia dell'attrito sia dell'effetto collisionale tra le particelle.

#### - Turbolenza

Tutti i modelli reologici esposti precedentemente permettono di attivare o meno un solutore di turbolenza, aggiungendo alle leggi reologiche il parametro di viscosità turbolenta  $\eta_t$ , sviluppato secondo il modello di Smagorinsky-Lilly con la seguente formulazione:

$$\eta_t = \rho(C_s \Delta x)^2 \dot{\gamma} \quad (5.3.20)$$

in cui  $\Delta x$  è la discretizzazione del reticolo e  $C_s$  è la costante di Smagorinsky. Questo termine aggiuntivo è simile a quello ideato da Bagnold (calcolando la tensione si ha una funzione quadratica). Dato che la presente tesi simula un fenomeno a scala reale, non si possono tenere in conto i vortici a livello locale, ma in modo indiretto si considera una viscosità aggiuntiva  $\eta_t$  che tiene in conto delle dissipazioni energetiche.

Il codice considera una discretizzazione unitaria e vengono scalati in una fase successiva di elaborazione in modo da essere più efficiente quindi:

$$\eta_t = c \dot{\gamma} \quad (5.3.21)$$

dove  $c=C_s^2$  è la costante di turbolenza. Ad esempio, la legge newtoniana ha bisogno della definizione della turbolenza affinché il codice vada a convergenza in quanto trova un bilancio energetico.

Per quanto riguarda i due valori limite del tempo di rilassamento vengono utilizzati in tutta questa tesi  $\tau_{\min}=0.501$  e  $\tau_{\max}=1.0$ . Questi sono dei numeri arbitrari, tuttavia per i fluidi newtoniani dovrebbe essere scelto più vicino all'unità. I valori limite del tempo di rilassamento diventano rilevanti quando il fluido non è newtoniano, dove giocano un ruolo chiave nella corretta rappresentazione del comportamento reologico.

Infine, si vuole ricordare che nessuna di queste leggi reologiche ha dei parametri fisici reali ma sono solo dei parametri numerici, in quanto l'importanza di tali leggi è la dipendenza della varie grandezze fisiche e non il valore dei parametri.

## Capitolo 6

### 6 Analisi comparativa delle leggi reologiche

In questo capitolo, il metodo LBM con le differenti leggi reologiche descritto nel capitolo precedente viene validato. Viene utilizzato a tal fine un benchmark classico a partire da un flusso di Poiseuille cambiando la legge reologica del fluido. Si tratta quindi di trovare le soluzioni analitiche, nel caso di un fluido che scorre su un piano inclinato infinito, a partire dalle equazioni di Navier-Stokes con le opportune condizioni al contorno. Queste soluzioni analitiche verranno confrontate con le soluzioni numeriche ottenute dal codice hybrid basato sul metodo LBM-DEM in cui si implementano le varie leggi reologiche, e nel quale si utilizza solo il solutore LBM, quindi trascurando la fase discreta. Valutate le varie leggi reologiche, queste verranno utilizzate per determinare la reologia più appropriata per il caso oggetto di studio in Corea mediante simulazioni a ritroso.

#### 6.1 Soluzioni analitiche esatte delle equazioni di Navier-Stokes

La struttura dettagliata di un campo di moto e la sua evoluzione nel tempo sono descritte da un sistema di equazioni differenziali alle derivate parziali che esprimono la conservazione di grandezze scalari quali la massa e l'energia, o vettoriali, quali la quantità di moto. In generale, se si considera una parte dello spazio compresa in un volume di controllo, il principio di conservazione di una grandezza può essere espresso nella seguente forma: la portata in ingresso al volume di controllo meno la portata in uscita è pari alla variazione nel tempo nel volume di controllo.

##### *Principio di conservazione della massa*

Con riferimento alla Figura 43, se si utilizza un volume di controllo  $\Delta V$  il parallelepipedo di lati  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  e  $\Delta z$ , la massa contenuta è data da  $\rho \Delta x \Delta y \Delta z$  allora la sua variazione nel tempo quindi l'accumulo è pari a  $\frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta V$ . I flussi in ingresso dalle facce normali all'asse  $x$  nelle posizioni  $x$  e  $x+\Delta x$  di superficie  $\Delta y \Delta z$  danno quindi alla seguente equazione:

$$(\rho v_x|_x - \rho v_x|_{x+\Delta x}) \Delta y \Delta z = \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (6.1.1)$$

Il termine di flusso di massa in direzione x valutato alla posizione  $x+\Delta x$  possono essere espressi fermandosi al primo termine dello sviluppo in serie di Taylor per  $\Delta x \rightarrow 0$  come:

$$\rho v_x|_{x+\Delta x} = \rho v_x|_x + \left. \frac{\partial \rho v_x}{\partial x} \right|_x \Delta x \quad (6.1.2)$$

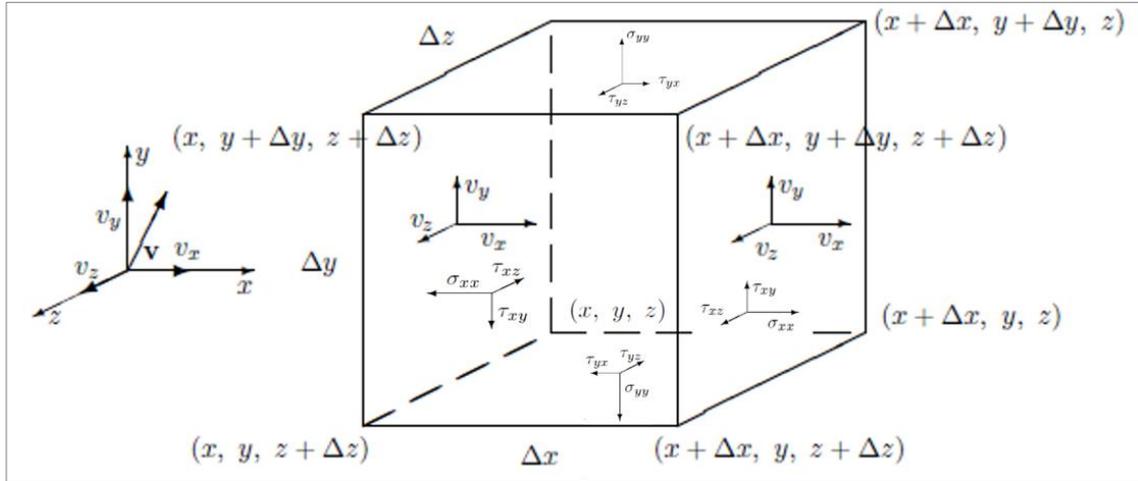


Figura 43: volume di controllo per il bilancio di materia in coordinate cartesiane

Quindi in definitiva considerando i flussi per le altre facce il bilancio complessivo di massa dà:

$$-\left( \frac{\partial \rho v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho v_z}{\partial z} \right) \Delta x \Delta y \Delta z = \frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (6.1.3)$$

Questa Eq. 6.1.3 è chiamata *equazione di continuità* che in forma vettoriale è data da:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (6.1.4)$$

Un analogo risultato può essere ottenuto con un bilancio di massa effettuato su un volume finito V del campo di moto delimitato da una superficie S:

$$\int \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = - \int \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS \quad (6.1.5)$$

dove a sinistra viene riportata la variazione nel tempo della massa contenuta in V mentre a destra viene riportata la variazione tra massa in ingresso ed in uscita in cui il segno negativo è dovuto al fatto che il vettore  $\mathbf{n}$  è diretto all'esterno della superficie S. Ricordando il teorema di Gauss il termine a destra della Eq. 6.1.5 può essere riscritto come segue:

$$\int \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) \right] dV = 0 \quad (6.1.6)$$

Questa equazione è soddisfatta se l'integrando è nullo, permettendo di ricavare l'equazione di continuità.

Principio di conservazione della quantità di moto

La quantità di moto è una grandezza vettoriale che si conserva nelle tre direzioni dando luogo ad una equazione vettoriale ovvero a tre equazioni scalari. Per ogni direzione, il principio di conservazione stabilisce che la variazione di quantità di moto nel volume di controllo è pari alla differenza tra la quantità di moto in ingresso e quella in uscita, più la somma di tutte le forze agenti sul volume di controllo. La variazione nel tempo della quantità di moto nella direzione x è pari a  $\partial(\rho v_x)/\partial t \Delta x \Delta y \Delta z$ . Il flusso in ingresso, per esempio nella direzione x è pari a  $\rho v_x \Delta y \Delta z$ . La quantità di moto in direzione x associata a questo flusso è pari a  $\rho v_x \Delta y \Delta z \cdot \mathbf{v}_x |_x$ .

Sull'elemento di volume agiscono forze di volume ed in primo luogo la forza di gravità che ha componente secondo x pari a  $\rho g_x \Delta x \Delta y \Delta z$ . Agiscono inoltre sforzi normali e tangenziali sulle facce del volume di controllo. La forza che il fluido esterno alla faccia x esercita su questa faccia è pari  $\sigma_x \Delta y \Delta z$  (in cui  $\sigma_x = \sigma_{xx} \mathbf{i} + \tau_{xy} \mathbf{j} + \tau_{xz} \mathbf{k}$ ). Considerando i vari termini, il bilancio di quantità di moto in direzione x diviene:

$$\frac{\partial \rho v_x}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_x v_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_x v_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho v_x v_z}{\partial z} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho g_x \quad (6.1.7)$$

Questa equazione può essere riscritta con la definizione della derivata sostanziale D/Dt (viene interpretata come una derivata rispetto al tempo presa con riferimento ad un osservatore che si muove con la velocità di un elemento fluido) come segue:

$$\rho \frac{Dv_x}{Dt} = \rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + \rho v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + \rho v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho g_x \quad (6.1.8)$$

Equazioni analoghe possono essere scritte per le componenti della quantità di moto in direzione y e z. In notazione vettoriale, le tre componenti dell'equazione di conservazione della quantità di moto possono essere espresse come segue:

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g} \quad (6.1.9)$$

dove  $\boldsymbol{\sigma}$  è un tensore ed il prodotto  $\nabla \boldsymbol{\sigma}$  è un vettore. Le componenti del tensore  $\boldsymbol{\sigma}$  sono simmetriche in virtù del principio di conservazione della quantità di moto angolare ( $\tau_{xy} = \tau_{yx}$ ,  $\tau_{xz} = \tau_{zx}$ , ecc.). Il tensore degli sforzi è spesso diviso in due termini quali il tensore volumetrico, responsabile del cambiamento del volume del corpo, e il tensore deviatorico, responsabile della deformazione.

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} p & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sigma_{xx} + p & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \sigma_{yy} + p & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \sigma_{zz} + p \end{pmatrix} \quad (6.1.10)$$

Per la soluzione dell'equazione di conservazione della quantità di moto è necessario stabilire equazioni costitutive che mettono in relazione in relazione il tensore degli sforzi con il campo di velocità. Nei fluidi Newtoniani gli sforzi di taglio sono direttamente proporzionali alle derivate prime del campo di velocità. Se si considera che il moto avvenga solo in direzione x, tra due superfici posti a distanza  $\Delta y$  si avrà:

$$\tau_{yx} = \eta \frac{dv_x}{dy} = \tau_{xy} \quad (6.1.11)$$

Poiché in generale il moto non avviene secondo una sola direzione in forma generale si ha:

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \quad (6.1.12)$$

Per le componenti normali degli sforzi bisogna ricordare alcune proprietà dei fluidi Newtoniani quali: gli sforzi sono simmetrici, in una data posizione lo sforzo dipende solo dal valore istantaneo del gradiente di velocità in quella posizione, gli sforzi sono una funzione lineare del gradiente di velocità ed inoltre sono isotropi in assenza di moto. Queste proprietà portano alla definizione delle componenti normali degli sforzi, ad esempio:

$$\sigma_{xx} = -p + 2\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\eta \nabla \mathbf{v} \quad (6.1.13)$$

La somma degli sforzi normali dà luogo a:

$$\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} = -3p + 2\eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) - \frac{6}{3}\eta \nabla \mathbf{v} = -3p \quad (6.1.14)$$

ovvero

$$p = -\frac{1}{3} (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \quad (6.1.15)$$

Questa equazione mostra come la pressione sia uno sforzo di compressione (segno negativo) pari al valore medio degli sforzi normali agenti sul volume di controllo.

Le equazioni di conservazione della quantità di moto sono note come *equazioni di Navier-Stokes* per un fluido Newtoniano la cui viscosità non dipende dalla posizione ( $\eta = \text{cost}$ ), possono essere scritte nella forma (componente secondo x):

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dv_x}{Dt} &= \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho g_x \\ \rho \frac{Dv_x}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ -p + 2\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\eta \nabla \mathbf{v} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] + \rho g_x \end{aligned} \quad (6.1.16)$$

Per un fluido incomprimibile ( $\rho = \text{cost}$ ) si ha dall'equazione di continuità, Eq. 6.1.4, che risulta  $\nabla \mathbf{v} = 0$  quindi si ha una semplificazione dell'Eq. 6.1.16 come segue:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left[ -p + 2\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] = \\ &= \left[ -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} \right] + \left[ \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \eta \frac{\partial^2 v_y}{\partial x \partial y} \right] + \left[ \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} + \eta \frac{\partial^2 v_z}{\partial x \partial z} \right] = \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \left( \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) + \left( \eta \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^2 v_y}{\partial x \partial y} + \eta \frac{\partial^2 v_z}{\partial x \partial z} \right) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \nabla^2 v_x + \eta \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \nabla^2 v_x + \eta \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \mathbf{v}) \\
 &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \nabla^2 v_x + 0 \\
 \rho \frac{Dv_x}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \nabla^2 v_x + \rho g_x \tag{6.1.17}
 \end{aligned}$$

L'equazione di N-S per i fluidi incomprimibili in forma vettoriale diviene:

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla p + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} \tag{6.1.18}$$

Il problema principale nella risoluzione dell'equazione di NS sta nella non linearità dei termini convettivi  $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}$  che rendono impossibile la determinazione di soluzioni analitiche. In alcuni casi, a causa delle particolari condizioni iniziali e al contorno, i termini non lineari possono essere trascurati e risulta possibile determinare le soluzioni analitiche esatte. Tale approccio è sempre riferito al caso di flussi laminari (numero di Re molto bassi) in quanto la natura aleatoria delle fluttuazioni di velocità nel caso turbolento, rende in ogni caso impossibile la soluzione analitica. Sebbene la loro applicabilità a fenomeni reali sia praticamente nulla in realtà hanno un interesse fluidodinamico poiché permettono di comprendere alcuni meccanismi che sono presenti anche in flussi più complessi.

### 6.2 Flusso laminare tra piastre piane parallele

Si consideri il flusso tra due piastre parallele a distanza  $2h$ . Scegliamo il sistema di riferimento come riportato in Figura 44, cioè con l'asse  $x$  che passa per l'asse di simmetria tra le due piastre. Il flusso di viscosità  $\eta$  si muove parallelamente alle lastre (da sinistra verso destra) in direzione  $x$ .

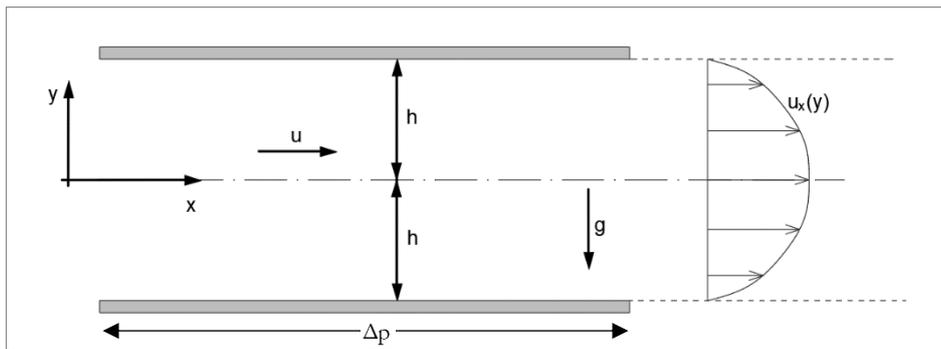


Figura 44: schematizzazione di una sezione ad una qualsiasi  $z$  del flusso tra due piastre piane parallele, profilo di velocità  $u_x(y)$

Si considerano le seguenti assunzioni realistiche:

- moto stazionario, fluido newtoniano con costanti  $\rho$  e  $\eta$ ;
- $\mathbf{v}=(v_x, 0, 0)$  in quanto per le condizioni geometriche si ha  $v_y=v_z=0$ ;
- l'assunzione di piastra infinita lungo  $z$  suppone che non ci sia variazione di velocità lungo  $z$  quindi si ha  $\partial v_x/\partial z=0$ ;
- si assume che la gravità agisca secondo la direzione verticale quindi  $\mathbf{g}=(0, g_y, 0)=(0, -g, 0)$ , il flusso si muove per effetto di una differenza di pressione  $\Delta p$ ;
- la velocità a contatto con le pareti è nulla.

Analizzando l'equazione di continuità (Eq. 6.1.4) si ha che essendo un fluido incomprimibile ( $\rho = \text{cost}$ ) e con  $v_y = v_z = 0$  si riduce a:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} = 0 \quad \rightarrow \quad v_x = v_x(y) \quad (6.2.1)$$

questo significa che  $v_x$  è indipendente dalla distanza in ingresso dal condotto, il profilo di velocità è lo stesso per ogni valore di  $x$  e per l'assunzione di piastra infinita lungo  $z$  si ha che è solo funzione di  $y$ .

La conservazione della quantità di moto (Eq. 6.1.18) nella direzione  $x, y, z$  con l'assunzione di fluido newtoniano con costanti  $\rho$  e  $\eta$  sono:

$$\begin{cases} \rho \left( \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \right) + \rho g_x \\ \rho \left( \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left( \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2} \right) + \rho g_y \\ \rho \left( \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \left( \frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + \rho g_z \end{cases} \quad (6.2.2)$$

per l'assunzione di moto stazionario si ha  $\partial/\partial t = 0$ ,  $v_y = v_z = 0$ , dall'equazione di continuità si ha  $\partial v_x/\partial x = 0$  e per  $g_y = -g$  il sistema di equazioni (6.2.2) si riduce come segue:

$$\begin{cases} 0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right) \\ 0 = -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g \\ 0 = -\frac{\partial p}{\partial z} \end{cases} \quad (6.2.3)$$

Distribuzione di pressione

Dall'equazione di conservazione della quantità di moto in direzione  $z$  (3° equazione di Eq. 6.2.3) si vede come non ci sia nessuna variazione di pressione lungo la direzione  $z$  (come è ovvio che sia). Integrando la 2° equazione di Eq. 6.2.3 si ottiene (essendo un'equazione differenziale parziale non si ottiene una costante di integrazione ma una funzione di integrazione):

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g \quad \rightarrow \quad p = -\rho g y + f(x) \quad (6.2.4)$$

Assumendo che  $\partial p/\partial x = \text{cost}$  (viene dimostrato successivamente) per  $y=0$  la pressione è descritta da una funzione lineare del tipo:

$$p_{y=0} = a + bx \quad (6.2.5)$$

dove le costanti  $a, b$  si determinano dalle pressioni agenti all'ingresso e all'uscita del condotto considerando lungo  $x$  una distanza finita  $l$ : per  $x=0$  si ha  $p=p_{in}=a$ , per  $x=l$  si ha  $p=p_{out}=a+bl$  quindi:

$$p = p_{in} - \frac{x}{l}(p_{in} - p_{out}) - \rho g y \quad (6.2.6)$$

Quindi la pressione varia linearmente a partire dall'asse di simmetria del condotto.

#### Profilo di velocità

Dalla 1° equazione di Eq. 6.2.3 dato che  $v_x(y)$  si può riscrivere nel seguente modo, ottenendo un'equazione differenziale di secondo grado ordinaria, inoltre si considera il gradiente di pressione uniforme tra ingresso e uscita  $-\partial p / \partial x = (p_{in} - p_{out}) / l$ :

$$\begin{aligned} \eta \left( \frac{d^2 v_x}{dy^2} \right) &= \frac{\partial p}{\partial x} \\ v_x &= \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} y^2 + c_1 y + c_2 \end{aligned} \quad (6.2.7)$$

Le due costanti di integrazione sono determinate con le condizioni al contorno:  $y=0$  si ha  $dv_x/dy=0$  quindi  $c_1=0$ , per  $y=h$  si ha  $v_x=0$  quindi  $c_2 = -\frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} h^2$ , quindi:

$$v_x = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} y^2 - \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} h^2 = \frac{1}{2\eta} \left( -\frac{\partial p}{\partial x} \right) (h^2 - y^2) = -\frac{\partial p}{\partial x} \frac{h^2}{2\eta} \left( 1 - \frac{y^2}{h^2} \right) \quad (6.2.8)$$

in cui i termini nelle parentesi sono entrambi positivi ed inoltre si ottiene un profilo di velocità parabolico in  $y$  (Figura 44) dove il valore massimo è collocato sull'asse di simmetria ( $y=0$ ). Osservando  $\partial p / \partial x$  sicuramente è un termine negativo quindi è decrescente in direzione  $x$  e di conseguenza il flusso si muove lungo  $x$ . Questo è il *flusso di Poiseuille* tra due piastre parallele.

#### Portata

Integrando il profilo di velocità si ottiene la portata per unità di spessore come:

$$Q = \int_{-h}^h v_x dy = \int_{-h}^h \frac{1}{2\eta} \left( -\frac{\partial p}{\partial x} \right) (h^2 - y^2) dy = \frac{2}{3} \frac{h^3}{\eta} \left( -\frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (6.2.9)$$

Dato che  $Q$  è una costante da un equilibrio allora anche  $\partial p / \partial x$  è una costante indipendente da  $x$  quindi l'assunzione che è verificata.

#### Tensioni di taglio

Dall'Eq. 6.1.12 introducendo l'Eq.6.2.8 si ha:

$$\tau_{yx} = \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) = \eta \left( \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} y \right) = -y \left( -\frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (6.2.10)$$

6.2.1 Estensione: flusso newtoniano su piano inclinato

Per determinare la distribuzione di velocità su un piano inclinato di un angolo  $\vartheta$  rispetto all'orizzontale si fa riferimento al caso sviluppato al capitolo precedente con le osservazioni riportate di seguito. In particolare, per  $y=0$  ovvero in corrispondenza dell'asse di simmetria tra due piastre parallele, si ha un piano di simmetria che equivale ad analizzare un flusso in condizioni di pelo libero. A rigore sul pelo libero del flusso agisce la pressione atmosferica che oppone una resistenza al moto del flusso quindi si hanno degli sforzi tangenziali diversi da zero. Però dato che  $\rho_{aria} \ll \rho_{acqua}$  allora questo stato tensionale può essere trascurato.

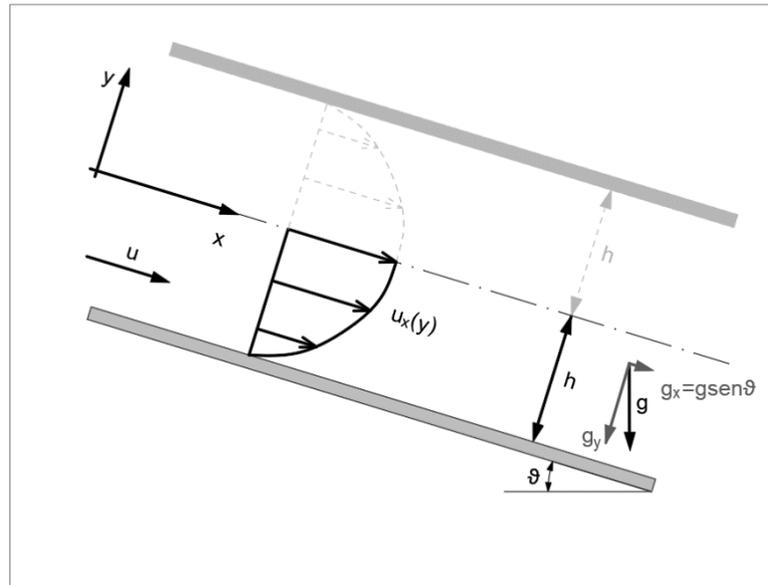


Figura 45: moto di un fluido su un piano inclinato indefinito

Considerando x la direzione di massima pendenza del piano (Figura 45), il moto del fluido è assunto uniforme. Le forze presenti nella direzione x sono la forza di viscosità e la componente di gravità lungo x che è pari a  $g \sin \vartheta$ . L'equazione di conservazione della massa è analoga al caso precedente, Eq. 6.2.1. Ciò che cambiano sono le equazioni di conservazione della quantità di moto ovvero:

$$\begin{cases} 0 = -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right) + \rho g_x \\ 0 = -\frac{\partial p}{\partial y} - \rho g_y \\ 0 = -\frac{\partial p}{\partial z} \end{cases} \quad (6.2.11)$$

In modo analogo a prima si trova che la pressione è costante lungo z. Dalla 2° equazione si trova il profilo idrostatico delle pressioni a meno di  $f(x)$  come segue:

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g_y \quad \rightarrow \quad p = -\rho g_y y = \rho g \cos \vartheta y \quad (6.2.12)$$

Infine, dalla 1° equazione trascurando  $\partial p / \partial x$  poiché è costante ed è indipendente da x si scrive:

$$0 = +\eta \left( \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \right) + \rho g \text{sen} \vartheta y$$

$$v_x = -\frac{\rho g}{\eta} \text{sen} \vartheta \frac{y^2}{2} + c_1 y + c_2 \quad (6.2.13)$$

Le due costanti di integrazione sono determinate con le condizioni al contorno:  $y=0$  si ha  $dv_x/dy=0$  quindi  $c_1=0$ , per  $y=h$  si ha  $v_x=0$  quindi  $c_2 = \frac{\rho g h^2}{\eta} \text{sen} \vartheta$ , quindi:

$$v_x = \frac{\rho g}{2\eta} \text{sen} \vartheta (h^2 - y^2) \quad (6.2.14)$$

L'Eq. 6.2.14 fa riferimento a un sistema posto a distanza  $h$  dalla piano inclinato (Figura 46). Ai fini pratici risulta più conveniente traslare tale sistema di riferimento in modo tale da coincidere con la base della lastra inferiore (Figura 46). Quindi si effettua una traslazione di  $-h$ . Sostituendo nell'Eq. 6.2.14 al posto di  $y$  la nuova definizione di  $(y-h)$  si ottiene:

$$v_x = \frac{\rho g}{2\eta} \text{sen} \vartheta (2hy - y^2) \quad (6.2.15)$$

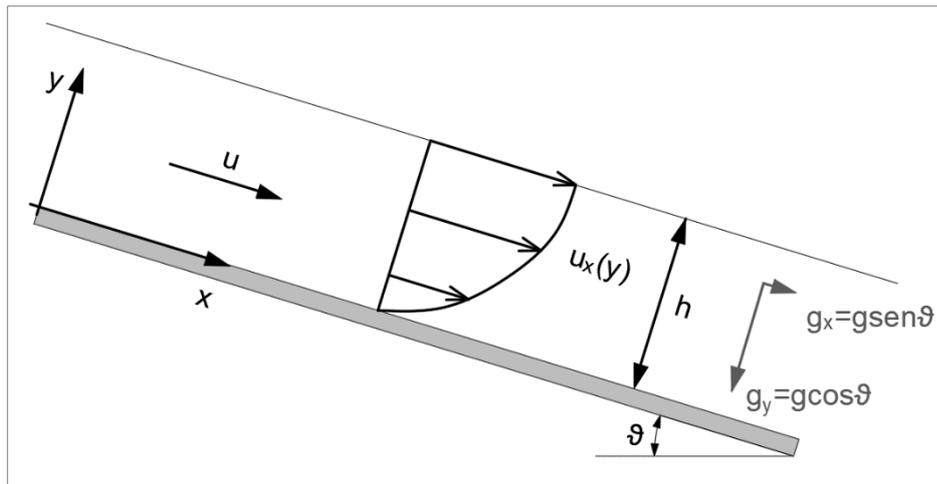


Figura 46: traslazione del sistema di riferimento

### 6.2.2 Flusso alla Bingham su piano inclinato

Il fluido alla Bingham rappresenta idealmente un materiale che si comporta come un solido o come un liquido a seconda che il livello di sforzo tangenziale sviluppato cada rispettivamente al di sopra o al di sotto di un valore limite detto sforzo di soglia o yield stress (Eq. 5.3.5). I parametri di tale modello sono quindi lo yield stress e la viscosità, che nel caso

più semplice è costante ma che può assumere una dipendenza dallo shear rate proprio come nel caso dei fluidi puramente viscosi.

Vediamo di seguito la risposta di un fluido alla Bingham in moto su un piano inclinato. Il liquido scorre su un piano di lunghezza  $l$  e profondità  $t$  (perpendicolare al piano del disegno), inclinato di un angolo  $\vartheta$  rispetto all'orizzontale. Il pelo libero del fluido si trova a distanza  $h$  dal piano inclinato (Figura 47).

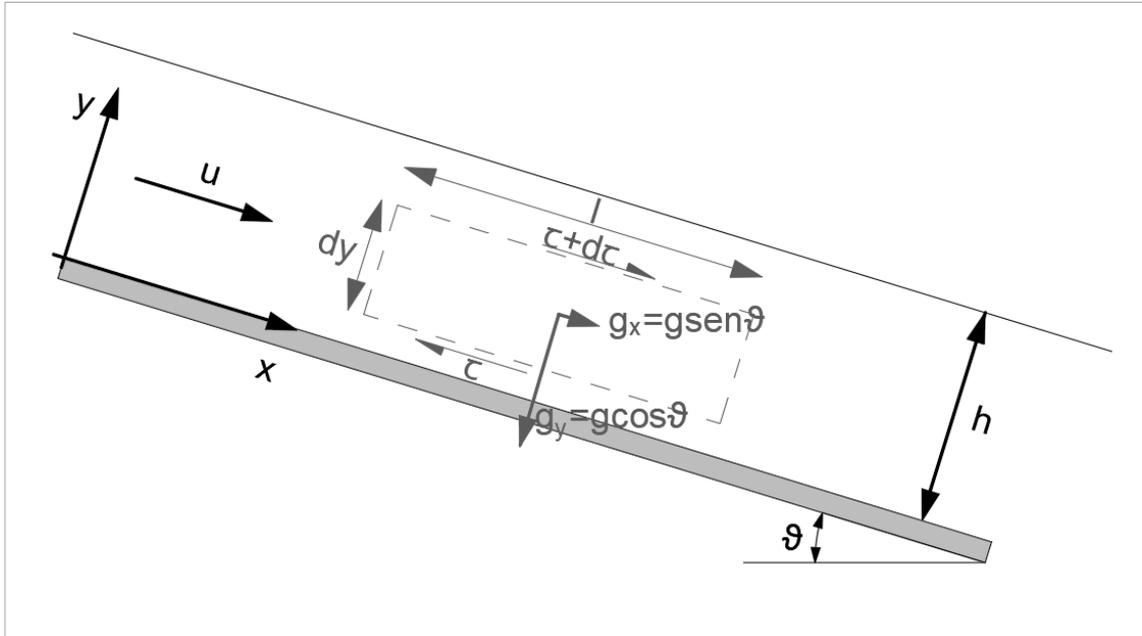


Figura 47: schematizzazione del bilancio di forze di un flusso alla Bingham su piano inclinato

Il moto avviene a causa della forza peso e in questo caso il bilancio di forze lungo la direzione del flusso fornisce:

$$-l t \tau|_y + l t \tau|_{y+dy} + \rho g \text{ sen}\vartheta l t dy = 0 \tag{6.2.16}$$

Dividendo tale equazione per  $l t dy$  e facendo tendere  $dy$  a zero si ottiene la seguente equazione differenziale:

$$\frac{d\tau}{dy} + \rho g \text{ sen}\vartheta = 0 \tag{6.2.17}$$

Integrando l'Eq. 6.2.17 con la condizione al contorno che per  $y=h$  si ha  $\tau=0$  si ottiene:

$$\tau = \rho g \text{ sen}\vartheta (h - y) \tag{6.2.18}$$

Nel caso di fluido Newtoniano si ritrova l'Eq. 6.2.15 andando a integrare tale espressione (Eq. 5.3.1):

$$\tau = \eta \dot{\gamma} = \eta \frac{dv_x}{dy} \rightarrow v_x = \frac{\rho g}{2\eta} \text{ sen}\vartheta (2hy - y^2) \tag{6.2.19}$$

Nel caso di fluidi alla Bingham bisogna distinguere due casi:

- $\tau < \tau_0$ , lo sforzo di taglio è minore dello yield stress in tutto il fluido

$$\rho g \operatorname{sen}\vartheta h < \tau_0 \quad (6.2.20)$$

Utilizzando la condizione di aderenza sul piano ( $y=0$  si ha  $v_x=0$ ) indica che la velocità è nulla ovunque;

- $\tau \geq \tau_0$ , lo sforzo di taglio lungo lo spessore del fluido assumerà valori sia minori che maggiori dello sforzo di soglia  $\tau_0$

$$\rho g \operatorname{sen}\vartheta h \geq \tau_0 \quad (6.2.21)$$

In particolare, esiste un valore della coordinata  $y$  tale per cui lo sforzo sia pari proprio a  $\tau_0$  ovvero:

$$y^* = \frac{\tau_0}{\rho g \operatorname{sen}\vartheta} \quad (6.2.22)$$

Quindi si può descrivere il problema come (con riferimento all'Eq. 6.2.18):

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dy} = 0 & \text{per } y > y^* \\ \rho g \operatorname{sen}\vartheta (h - y) = \tau_0 + \eta_B \frac{dv_x}{dy} & \text{per } y \leq y^* \end{cases} \quad (6.2.23)$$

Dalla seconda equazione di 6.2.23 si osserva che nella zona in cui lo sforzo è maggiore dello yield stress il flusso è equivalente a un fluido Newtoniano di viscosità  $\eta_B$  sottoposto ad un profilo lineare di sforzo utile dato da:

$$\tau_u = \rho g \operatorname{sen}\vartheta (h - y) - \tau_0 = \eta_B \frac{dv_x}{dy} \quad (6.2.24)$$

Integrando con la condizione di aderenza sulla parete ( $y=0$  si ha  $v_x=0$ ) porta a:

$$v_x = \frac{\rho g \operatorname{sen}\vartheta}{\eta_B} y \left( h - \frac{y}{2} \right) - \frac{\tau_0}{\eta_B} y \quad \text{per } y \leq y^* \quad (6.2.25)$$

Il profilo di velocità per  $y \leq y^*$  è sempre parabolico ma compare un termine correttivo di tipo lineare che dipende dalla  $\tau_0$  (che diviene nullo quando  $\tau_0 = 0$ ).  
Dalla prima equazione di 6.2.23 fornisce il risultato che la velocità è costante per  $y > y^*$ , ciò significa che essa assume proprio il valore assunto per  $y = y^*$ :

$$\frac{dv_x}{dy} = 0 \quad \text{per } y > y^* \quad \rightarrow \quad v_x = \text{cost} \quad (6.2.26)$$

Sostituendo il valore di  $y = y^* = \tau_0 / \rho g \operatorname{sen}\vartheta$  nell'Eq. 6.2.25 si ottiene:

$$v_x = \frac{\tau_0}{\eta_B} \left[ h - \frac{3\tau_0}{2\rho g \text{sen}\vartheta} \right] \quad \text{per } y > y^* \quad (6.2.27)$$

In definitiva si ha (Figura 48):

$$\begin{cases} v_x = \frac{\rho g \text{sen}\vartheta}{\eta_B} y \left( h - \frac{y}{2} \right) - \frac{\tau_0}{\eta_B} y & \text{per } y \leq \frac{\tau_0}{\rho g \text{sen}\vartheta} \\ v_x = \frac{\tau_0}{\eta_B} \left[ h - \frac{3\tau_0}{2\rho g \text{sen}\vartheta} \right] & \text{per } y > \frac{\tau_0}{\rho g \text{sen}\vartheta} \end{cases} \quad (6.2.28)$$

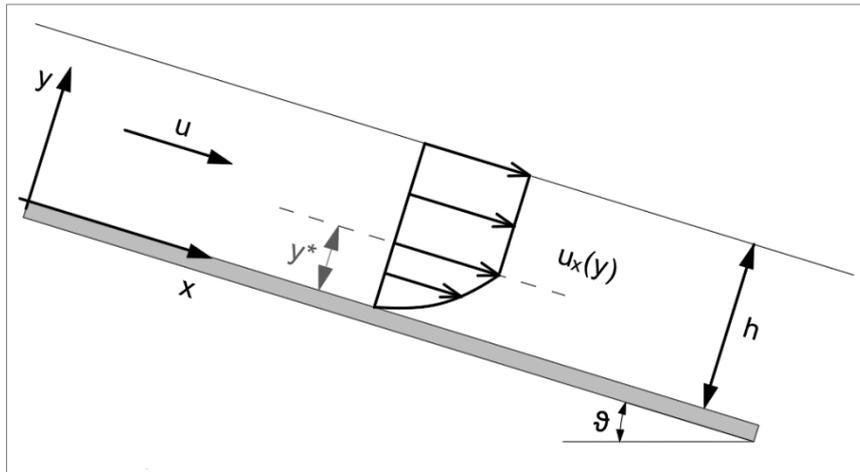


Figura 48: profilo di velocità per un flusso alla Bingham

### 6.2.3 Flusso alla Bagnold su piano inclinato

Questo caso fu studiato da Bagnold (1954) usando un modello semplice. Consideriamo un flusso granulare in 2D lungo un piano infinito inclinato di  $\vartheta$ ,  $x$  è la direzione lungo il piano e  $y$  è la direzione perpendicolare. La base si trova per  $y=0$  e la superficie del flusso per  $y=h$ . Lo spessore del flusso è  $h$  (molto più grande della dimensione della dei grani,  $d \ll h$ ). Il flusso è supposto in condizioni stazionarie ed è incomprimibile quindi può essere usata la formulazione della meccanica del continuo. In un fluido il tensore degli sforzi è decomposto in due contributi  $\sigma_{xy}=\tau$  e  $\sigma_{yy}=-p$  rispettivamente in direzione tangenziale e normale al flusso. Sulla superficie del flusso si ha  $\tau=0$  e  $p=0$  per  $y=h$ , dove  $h$  è lo spessore dello strato granulare. Si assume una condizione di non scivolamento alla base per  $y=0$ . La conservazione della massa è consistente con il campo di velocità quindi  $v_x=v_x(y)$  e  $v_y=0$ , dove  $v_x$  e  $v_y$  sono le componenti del campo di velocità in direzione  $x$  e  $y$ . Sotto questi ipotesi la conservazione della quantità di moto implica l'equilibrio tra tensioni e peso:

$$\begin{cases} 0 = \frac{\partial}{\partial y} \tau + \rho_s g \operatorname{sen} \vartheta \\ 0 = -\frac{\partial}{\partial y} p - \rho_s g \operatorname{cos} \vartheta \end{cases} \quad (6.2.29)$$

dove  $\rho_s$  è la densità dei grani. Queste equazioni di conservazione possono essere integrate senza assunzioni sulla legge costitutiva. Non essendoci vincoli per  $y=h$  si ha:

$$\begin{cases} \tau = \rho_s g h \left(1 - \frac{y}{h}\right) \operatorname{sen} \vartheta \\ p = \rho_s g h \left(1 - \frac{y}{h}\right) \operatorname{cos} \vartheta \end{cases} \quad (6.2.30)$$

Si introduce ora la viscosità di Bagnold, che osservò secondo una semplice reologia nel quale il flusso granulare si comporta come fluido viscoso:

$$\tau = \eta \dot{\gamma} = \rho v \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (6.2.31)$$

dove  $v=\eta/\rho$  è la viscosità cinematica e può essere ricostruita con quantità locali come la dimensione del grano  $d$  e la velocità di deformazione. Nel caso di flusso parallelo:

$$v = d^2 \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (6.2.32)$$

è un buon candidato solo da un punto di vista dimensionale. Questa formulazione ricorda la viscosità turbolenta di Prandtl (Schlichting, 1987). Usando l'Eq. 6.2.32, la conservazione della quantità di moto dà come risultato la seguente soluzione per la velocità, nota come profilo di velocità di Bagnold:

$$\begin{cases} v_x = \frac{2}{3} \sqrt{gd} \left( \operatorname{sen} \vartheta \frac{h^3}{d^3} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left(1 - \frac{y}{h}\right)^{3/2} \right] \\ p = \rho_s g h \left(1 - \frac{y}{h}\right) \operatorname{cos} \vartheta \end{cases} \quad (6.2.33)$$

Infatti, molti autori chiamano profilo di Bagnold la dipendenza tra le parentesi quadre. Una limitazione di tale modello è l'assenza di un angolo critico sotto il quale non c'è flusso. In pratica anche con un angolo di inclinazione del piano molto piccolo si trova sempre una velocità e quindi una evoluzione del flusso.

#### 6.2.4 Flusso alla $\mu(I)$ , attritività e Voellmy su piano inclinato

Consideriamo un flusso granulare in condizioni stazionarie ed incompressibile di spessore  $h$  lungo un piano inclinato di  $\vartheta$  rispetto all'orizzontale. Gli equilibri integrati danno  $\tau$  e  $p$  che sono solo funzione di  $y$  (Eq. 6.2.30). Dalla definizione di  $\mu(I)=\tau/p$  dove la componente del tensore degli sforzi è costante per qualunque valore di pendenza  $\vartheta$  quindi  $\mu(I)=\tan \vartheta$ . Questo significa che per un dato valore di pendenza  $\vartheta$ , il numero inerziale  $I$  è una costante,  $I=I_\vartheta$  con  $I_\vartheta=\mu^{-1}(\tan \vartheta)$ , dove  $\mu^{-1}$  è la funzione inversa di  $\mu$ :

$$I_\theta = \mu^{-1}(\tan\vartheta) = I_0 \frac{\tan\vartheta - \mu_s}{\mu_s + \Delta\mu - \tan\vartheta} \quad (6.2.34)$$

Dalla definizione del numero inerziale I (Eq. 5.3.17), si ottiene la velocità di deformazione come una funzione esplicita di y:

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{I_\theta}{d} \sqrt{\frac{p}{\rho_s}} = \frac{I_\theta}{d} \sqrt{gh \left(1 - \frac{y}{h}\right) \cos\vartheta} \quad (6.2.35)$$

che integrando sotto la condizione di aderenza per  $y=0$ , questo significa che  $\tan\vartheta > \mu_s$  e per  $0 < y < h$  si ha:

$$\begin{cases} v_x = \frac{2}{3} I_\theta \sqrt{gd \cos\vartheta} \frac{h^3}{d^3} \left[ 1 - \left(1 - \frac{y}{h}\right)^{3/2} \right] \\ p = \rho_s gh \left(1 - \frac{y}{h}\right) \cos\vartheta \\ \tau = \rho_s g (h - y) \sin\vartheta \end{cases} \quad (6.2.36)$$

Nell'Eq. 6.2.36 nella velocità ricorda il profilo di Bagnold con una differenza di un premoltiplicatore. L'angolo di inclinazione  $\vartheta$  adesso deve essere più grande della  $\arctan(\mu_s)$  per indurre il flusso che sia coerente con una soglia di debris flow. Il rapporto  $\tau/\dot{\gamma}$  definisce una viscosità equivalente per il flusso in questo caso:

$$\rho_s v_{eq} = \rho_s (d/h) \frac{\sin\vartheta \sqrt{gh} h}{(\cos\vartheta)^{1/2} I_\theta} \sqrt{1 - y/h} \quad (6.2.37)$$

così tale valore è nullo sulla superficie. Al limite della validità della approssimazione della meccanica del continuo noi possiamo considerare che il più piccolo valore preso da una corrispondente viscosità per il valore a una profondità di un grano sotto la superficie: la più piccola viscosità cinematica è valutata a  $y=h-d$

$$v_{min} \cong \frac{\sin\vartheta \sqrt{gh} h}{(\cos\vartheta)^{1/2} I_\theta} \left(\frac{d}{h}\right)^{3/2} \quad (6.2.38)$$

e l'ordine di magnitudo del più piccolo valore di viscosità è approssimato con  $\rho\sqrt{gd^3}$ .

La legge attritiva è un sottocaso della legge  $\mu(I)$  in quanto  $\mu = \text{cost}$  ovvero  $\Delta\mu = 0$ . Quindi si ha:

$$\mu = \mu_s = \tan\varphi \quad (6.2.39)$$

dove  $\varphi$  è l'angolo di attrito. Dalle Eq. 6.2.30 si trova:

$$\frac{\tau}{p} = \tan\vartheta \quad (6.2.40)$$

Ricordando il modello costitutivo (Eq. 5.3.10 con la notazione corrente) si trova:

$$\frac{\tau}{p} = \tan\vartheta = \mu \quad \rightarrow \quad \tan\vartheta = \mu \quad (6.2.41)$$

Quindi a seconda dell'angolo di attrito del materiale si distinguono due casi: quando l'attrito interno è minore della pendenza esterna si ha un comportamento simile a quello Newtoniano con  $\eta_{\max}$ , invece quando è minore il flusso si arresta (Newtoniano con  $\eta_{\min}$ ). Quindi nel caso attritivo a seconda del livello tensionale si ha:

- se è tale per cui è inferiore alla tensione di snervamento la soluzione analitica non è immediata in quanto il fluido diventa solido pertanto non valgono più le stesse equazioni, ovvero non si tratta più di un bilancio di quantità di moto ma di un bilancio di tensione. Pertanto, non vale più l'ipotesi di fluido che resiste alla velocità di deformazione  $\tau \propto \dot{\gamma}$  ma vale  $\tau \propto \gamma$  nei solidi;
- se è tale per cui è superiore alla tensione di snervamento esiste una soluzione ma prevedere che il fluido acceleri indefinitamente.

In definitiva, nel caso attritivo la soluzione analitica non è di facile derivazione.

Per la legge Voellmy, non viene cercata la soluzione analitica, pertanto si fa affidamento solo alla soluzione numerica con riferimento agli ordini di grandezza dei casi per cui esistono le soluzioni analitiche.

### 6.3 Soluzioni numeriche LBM e analitiche a confronto per il caso di piano indefinito inclinato

Gli obiettivi di queste simulazioni numeriche tramite l'approccio del continuo sono dimostrare come il metodo LBM sia in grado di riprodurre qualitativamente gli stessi risultati delle soluzioni analitiche per il caso di piano indefinito inclinato utilizzando le diverse leggi reologiche per il flusso.

Da un punto di vista geometrico, dato che si tratta di un piano indefinito, dalle soluzioni analitiche si trova che ogni grandezza (es. velocità) è solo funzione della coordinata  $y$  quindi indipendenti dalla direzione longitudinale (direzione  $x$ ) e trasversale (direzione  $z$ ). Pertanto, si tratta di un problema da modellare in 1D.

Si sceglie di analizzare una configurazione geometrica con  $\vartheta=30^\circ$  e  $h=1\text{m}$  come riportato in Figura 49.

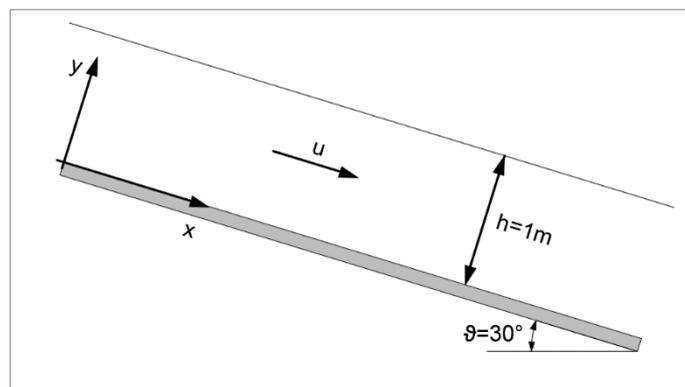


Figura 49: configurazione geometrica analizzata

Quindi all'interno di hybrid viene scritto il codice in C++ per simulare il flusso su un piano inclinato in condizioni 1D. In linea generale bisogna definire il dominio di simulazione (chiamato dominio LBM) all'interno del quale viene definito il fluido con differente reologia con le condizioni iniziali e le condizioni al contorno (Figura 50). Dato che viene modellato in 1D l'inclinazione del piano rientra nella definizione delle forze applicate.

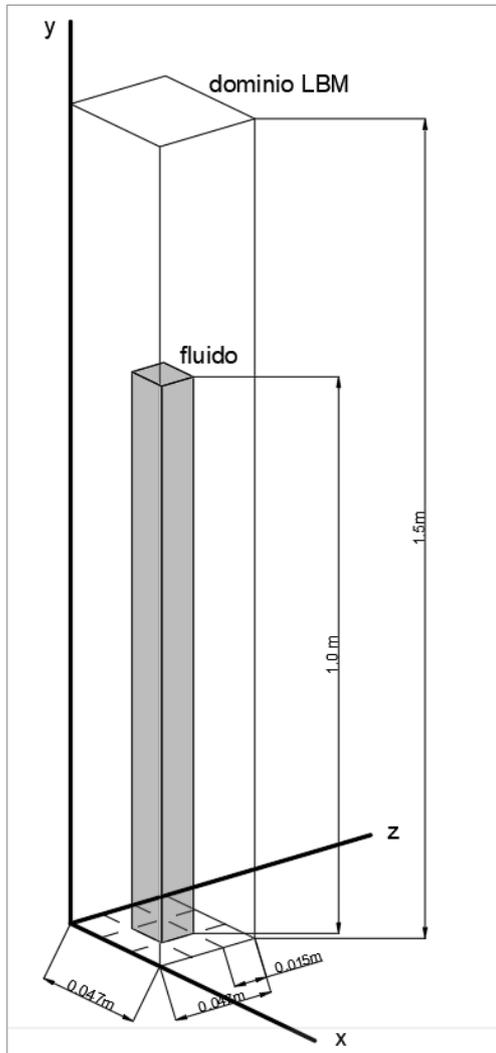


Figura 50: schema 1D di flusso su piano inclinato

LBM SCALING UNITS	
unitLength	0.015625
unitTime	1.0e-4
unitDensity	1.5e3
LBM PARAMETERS	
lbSizeX	0.046875
lbSizeY	1.5
lbSizeZ	0.046875
initVelocityX	0.0
initVelocityY	0.0
initVelocityZ	0.0
lbFX	4.905
lbFY	-8.495709
lbFZ	0.0
boundary0 (x<0)	periodic
boundary1 (x>0)	periodic
boundary2 (y<0)	static wall
boundary3 (y>0)	Slip static wall
boundary4 (z<0)	periodic
boundary5 (z>0)	periodic

Tabella 8: parametri di configurazione in input

I parametri di configurazione riportati in Tabella 8 sono comuni a tutte le simulazioni. Ciò che cambia per ogni simulazione sono la legge reologica ed i parametri associati ad ognuna. In generale, si utilizza qualsiasi legge reologica senza turbolenza.

Di seguito vengono riportati i risultati delle simulazioni numeriche comparati con le rispettive soluzioni analitiche. In particolare, si riporta profilo di velocità, di pressione, di viscosità in funzione dell'altezza del fluido e il profilo della viscosità apparente e degli sforzi tangenziali in funzione della velocità di deformazione.

### 6.3.1 Legge Newtoniana

Si tratta di una legge reologica ad un parametro, quindi  $\eta=400$  kg/ms (discretizzazione spaziale  $uL=0.015625$ , discretizzazione temporale  $uT=1.0e-4$ ).

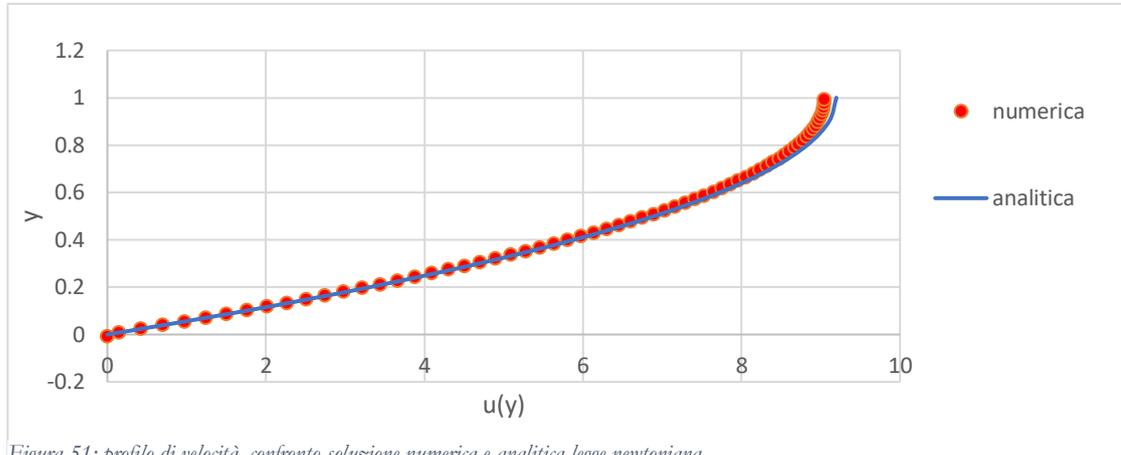


Figura 51: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana

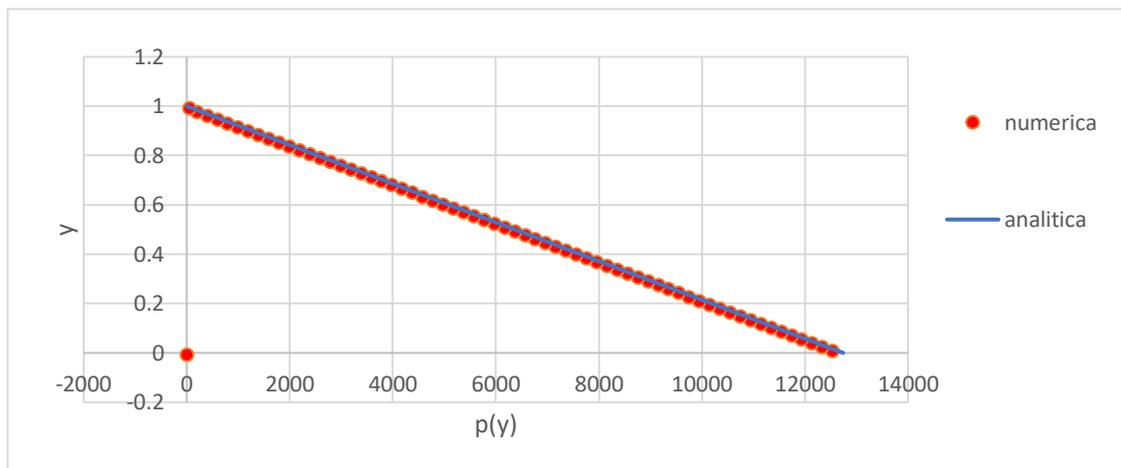


Figura 52: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana

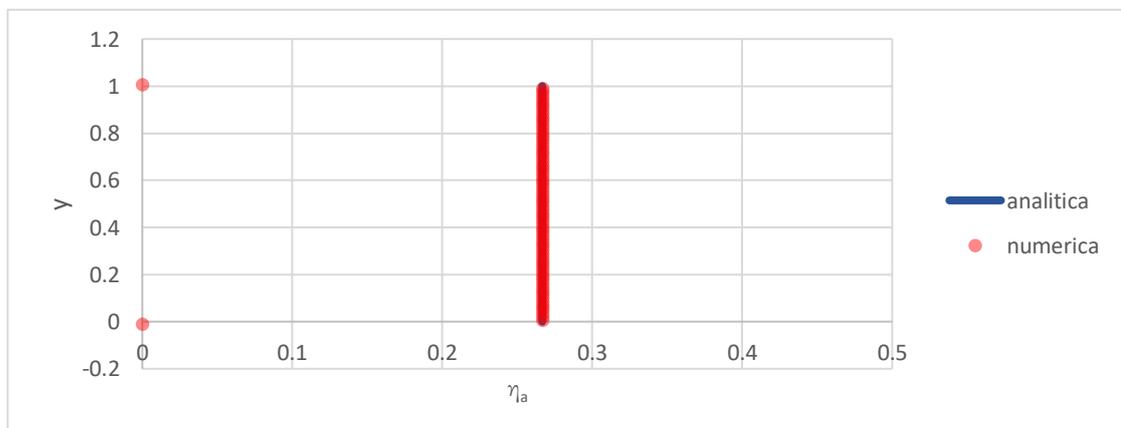


Figura 53: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana

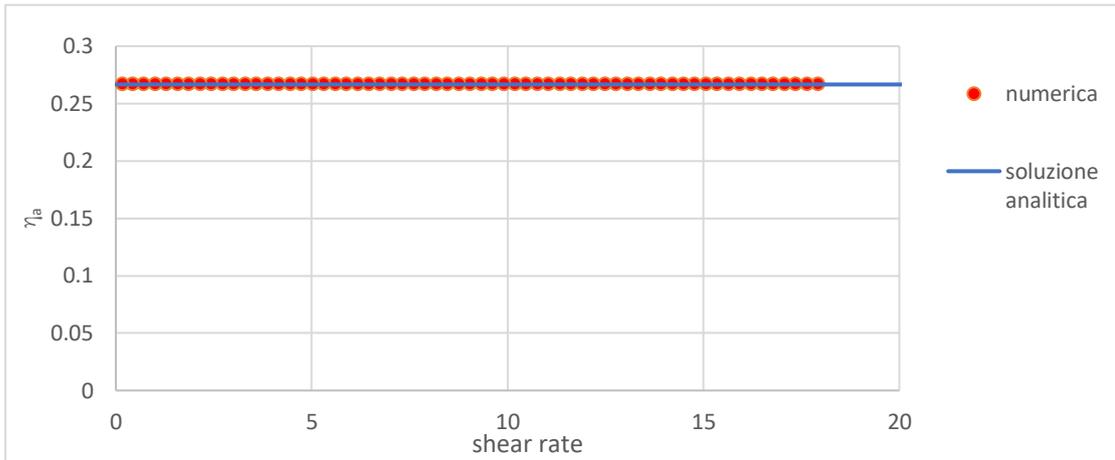


Figura 54: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana

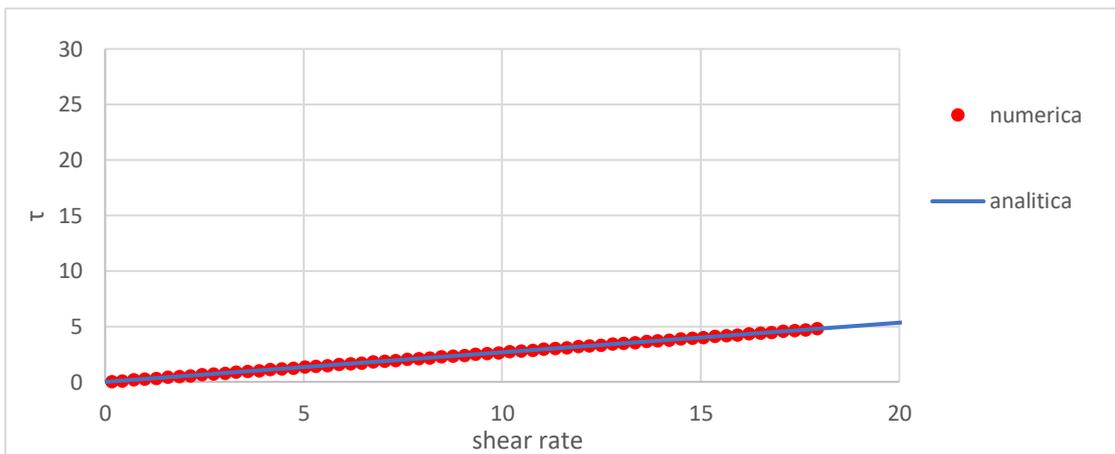


Figura 55: sforzi tangenziali-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge newtoniana

Come si osserva nel caso newtoniano si ha una buona rispondenza tra soluzione analitica e soluzione numerica dei risultati poiché nel codice hybrid viene implementato in modo rigoroso solo tale legge reologica.

### 6.3.2 Legge alla Bingham

Si tratta di un modello a due parametri quindi  $\eta_B=50 \text{ kg/ms}$  e  $\tau_y=3500 \text{ kg/ms}^2$  ( $uL=0.015625$ ,  $uT=1.0e-4$ ).

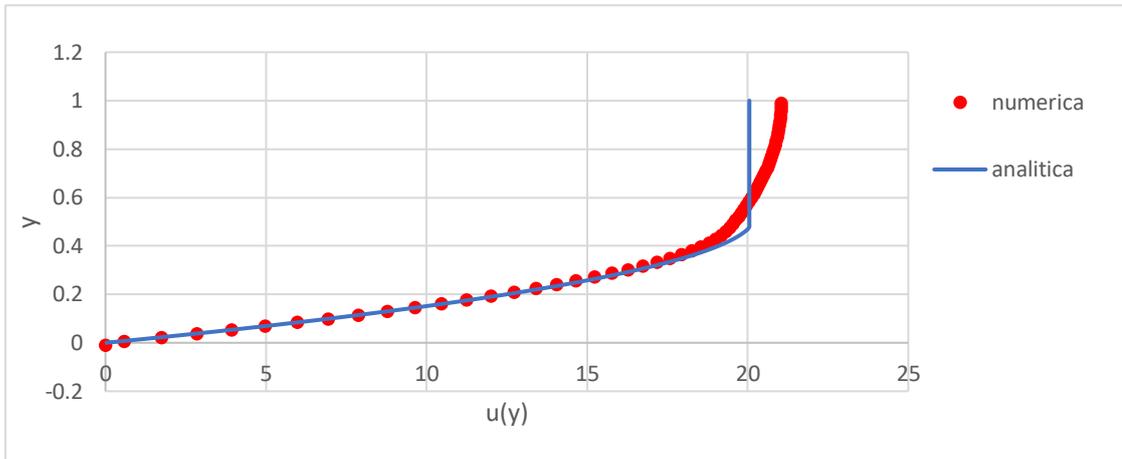


Figura 56: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham

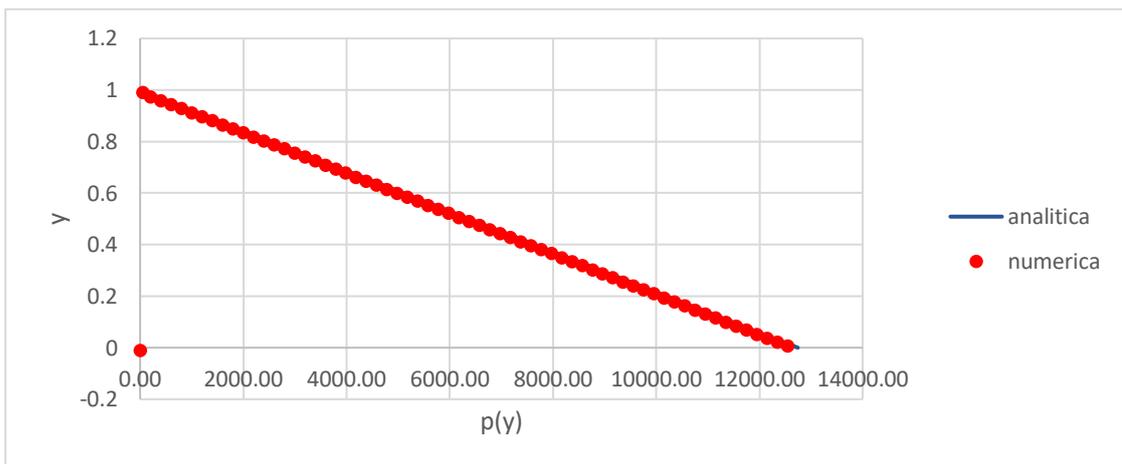


Figura 57: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham

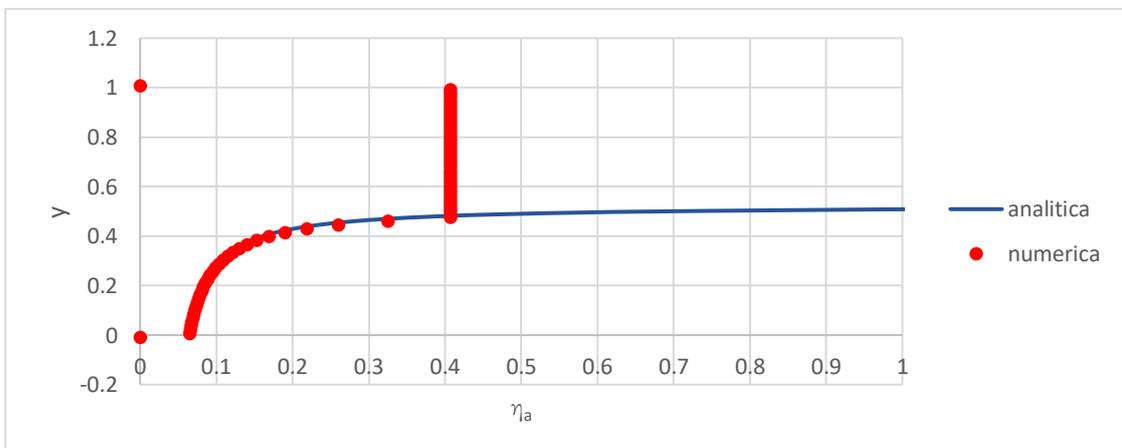


Figura 58: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham

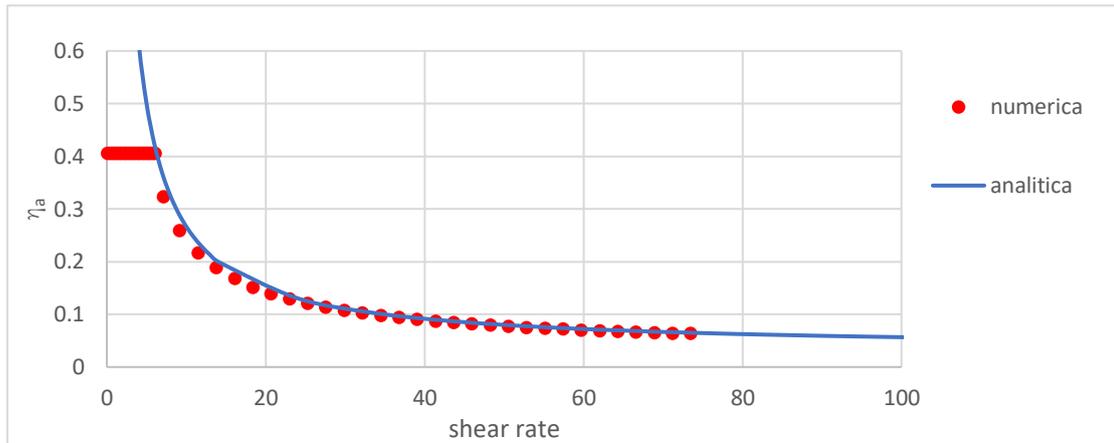


Figura 59: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham

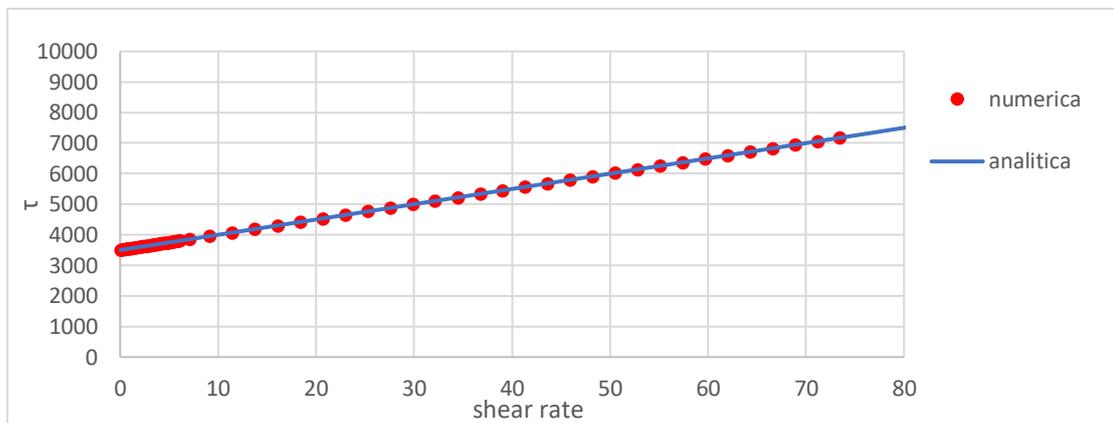


Figura 60: sforzi tangenziali-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham

Dalla Figura 58, nella soluzione analitica si osserva la presenza di un asintoto orizzontale in quanto per  $y=h$  si ha  $\partial u/\partial y=0$  quindi  $\eta \rightarrow \infty$ , mentre nella soluzione numerica si approssima con una viscosità  $\eta_{\max}$  che risulta essere finita ed è comparabile con le altre viscosità per  $0 < y < h$  in termini di ordini di grandezza. Lo stesso concetto vale per la viscosità minima  $\eta_{\min}$ .

Osservando il profilo di velocità (Figura 56), si nota come per  $y \geq y^*$  vi è una discrepanza tra soluzione analitica e numerica legata alla viscosità massima  $\eta_{\max}$  che viene settata dal codice automaticamente in funzione della discretizzazione spaziale e temporale. Per i nostri fini, per il caso studio che verrà affrontato nel capitolo successivo, si può ritenere un'approssimazione accettabile per il tipo di materiale. Questo è legato al fatto che nel modello di Bingham la definizione di  $y^*$  è solo funzione dello sforzo di taglio  $\tau_0$  e non della viscosità plastica  $\eta_{pl}$  (Eq. 6.2.22). In questa sezione, poiché si vuole testare l'efficacia del codice, si varia la discretizzazione spaziale ( $uL$ ) e temporale ( $uT$ ).

Prima si effettua un affinamento della discretizzazione spaziale (si dimezza rispetto al caso precedente) con la stessa discretizzazione temporale ( $\eta_B=50 \text{ kg/ms}$  e  $\tau_y=3500 \text{ kg/ms}^2$   $uL=0.0078$ ,  $uT=1.0e-4$ ).

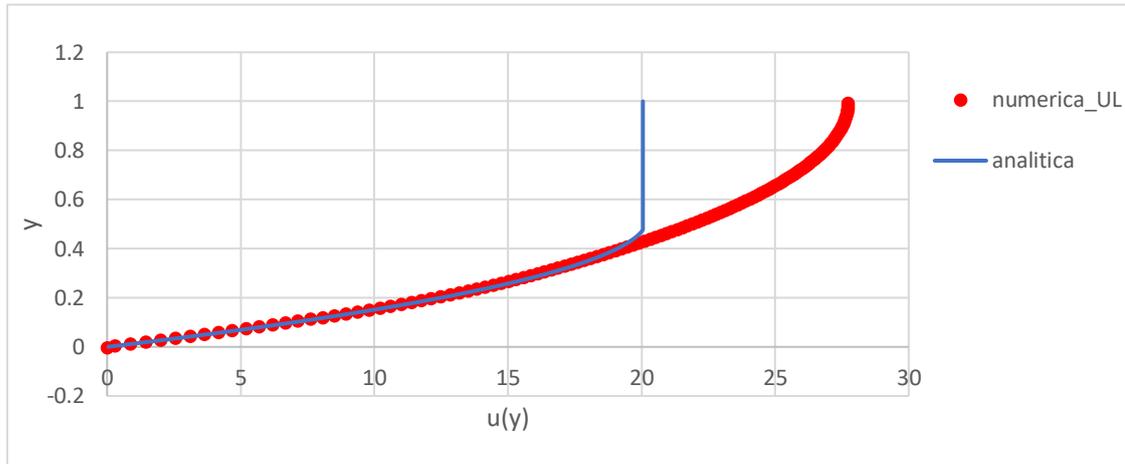


Figura 61: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Lenght

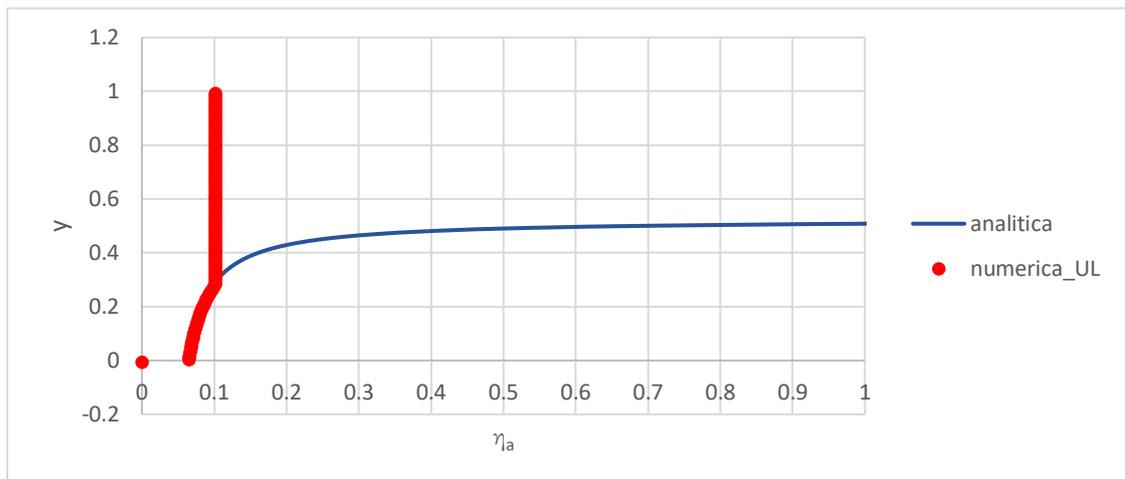


Figura 62: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Lenght

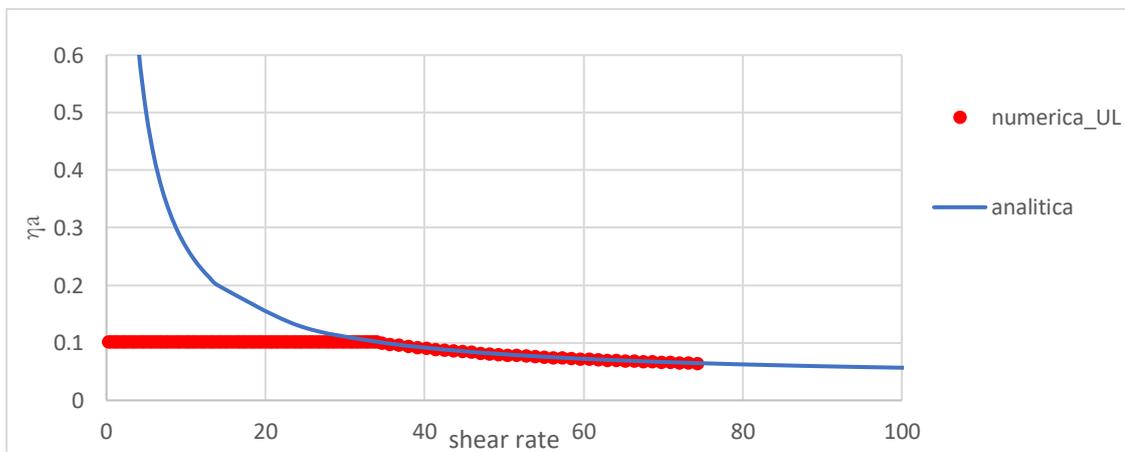


Figura 63: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Lenght

Come si evidenzia da Figura 61-63 un dimezzamento della discretizzazione spaziale porta ad avere un peggioramento della approssimazione. Quindi si utilizza la stessa discretizzazione spaziale del primo caso ma con un dimezzamento della discretizzazione temporale ( $\eta_B=50$  kg/ms e  $\tau_y=3500$  kg/ms<sup>2</sup> uL= 0.015625, uT=0.05e-3). Da Figura 64-66 si deduce un migliore approssimazione.

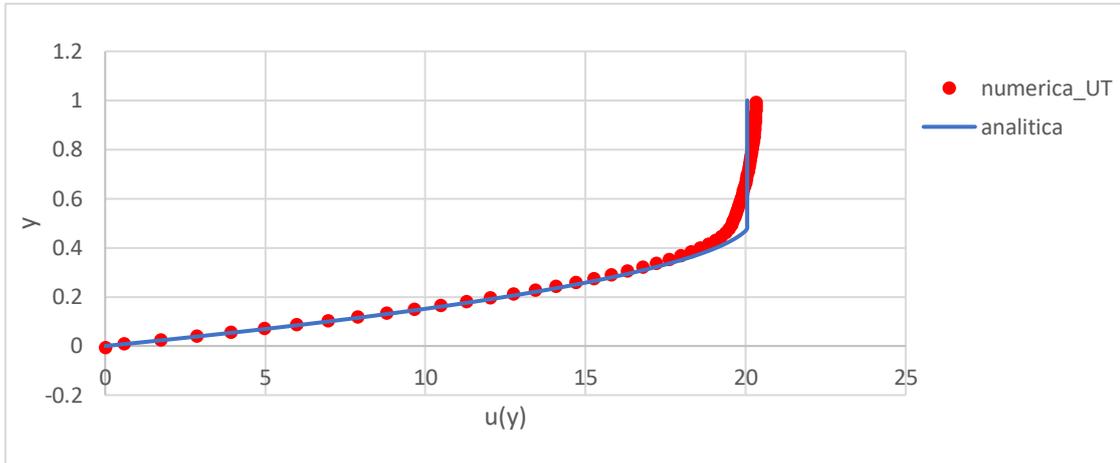


Figura 64: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Time

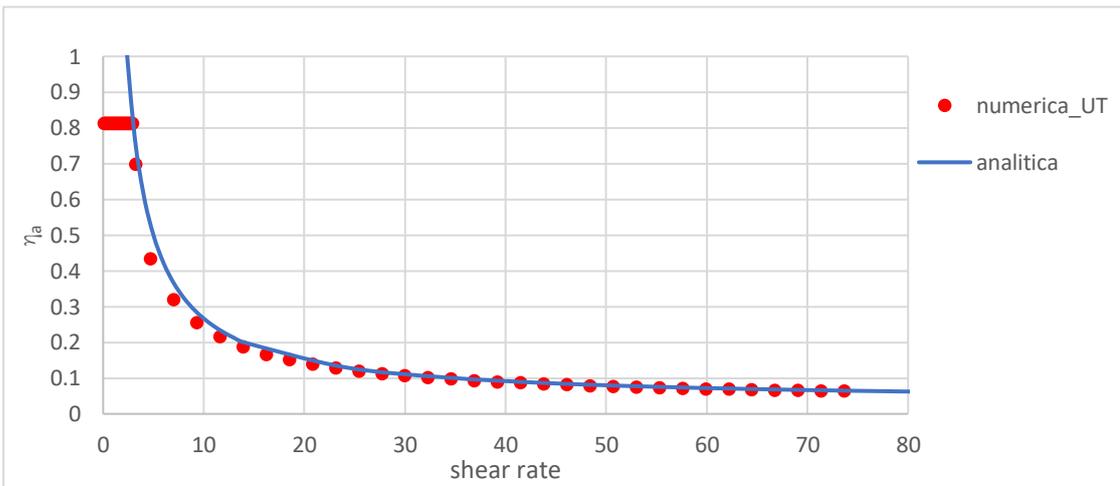


Figura 66: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Time

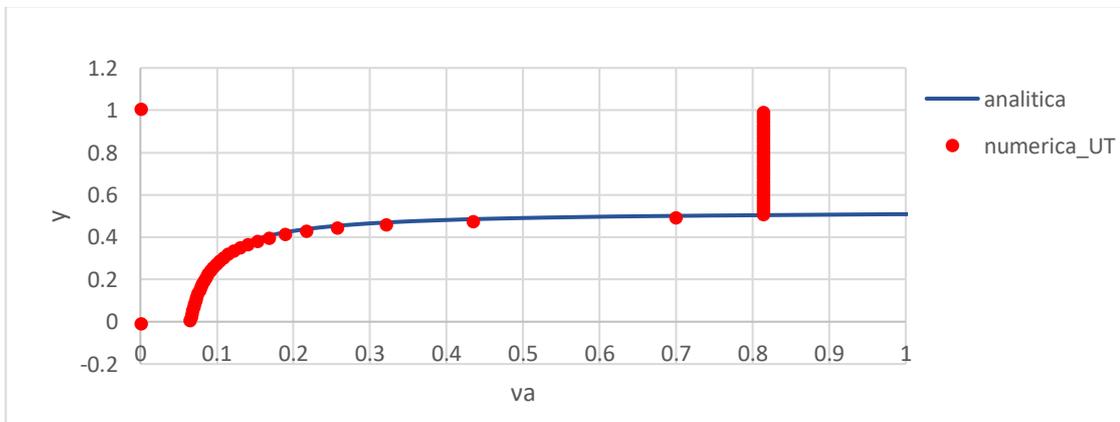


Figura 65: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bingham - unit Time

### 6.3.3 Legge di Bagnold

Si tratta di un modello a due parametri quindi  $d_p=0.04$  m e  $\rho=1500$  kg/m<sup>3</sup> ( $uL=0.015625$ ,  $uT=1.0e-4$ ).

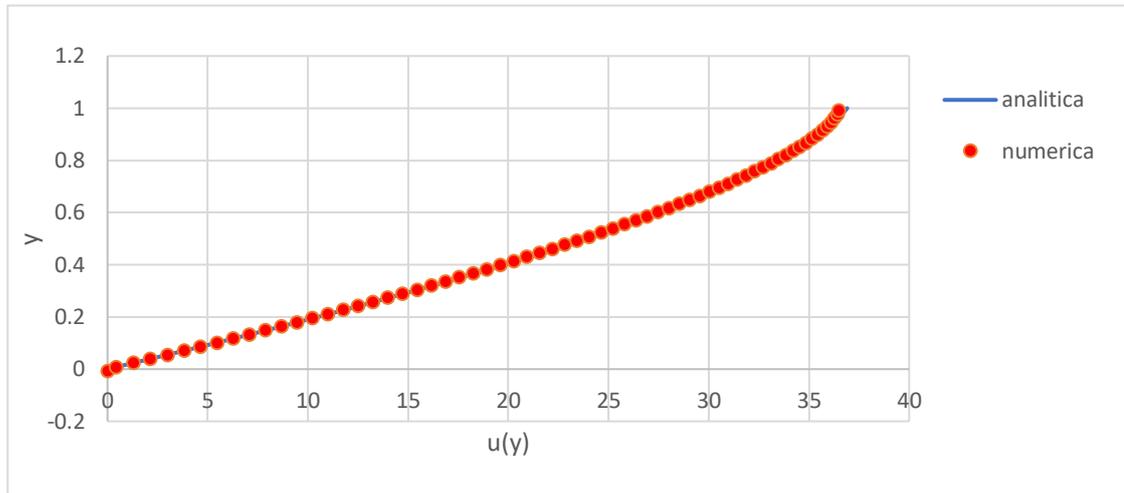


Figura 67: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold

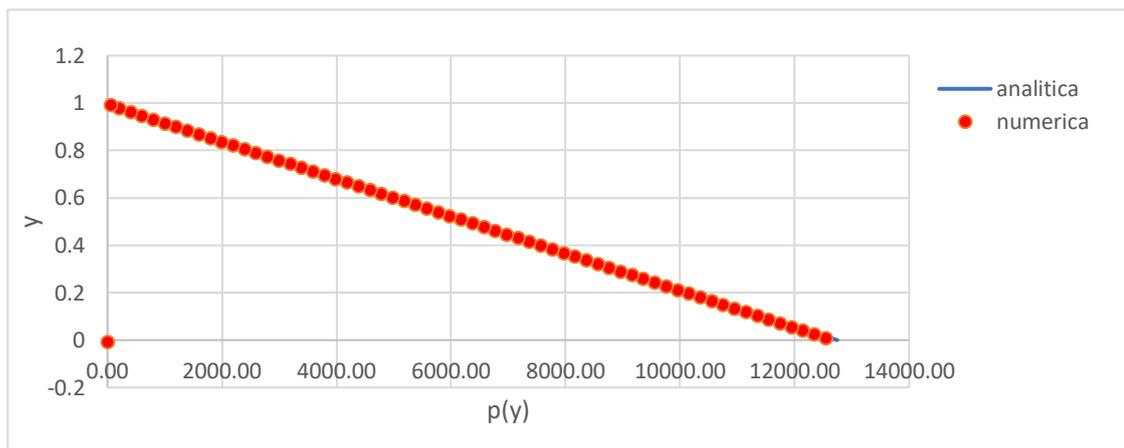


Figura 68: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold

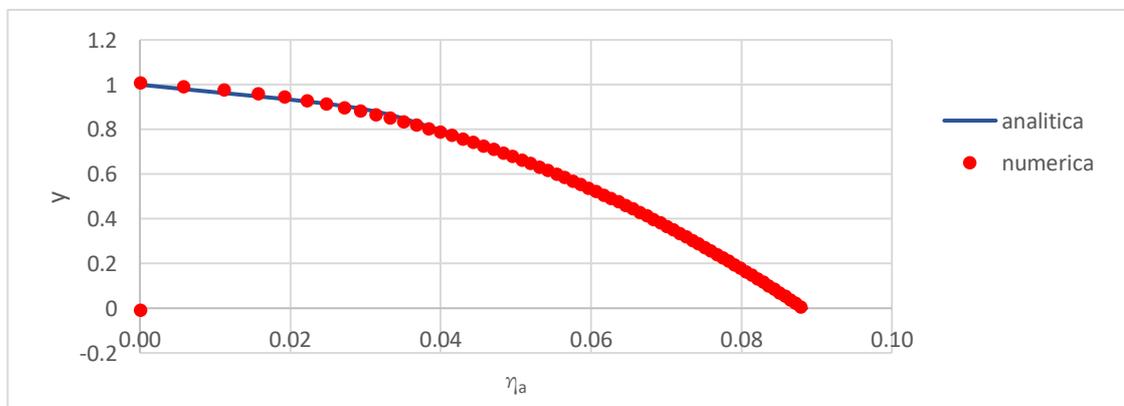


Figura 69: profilo di viscosità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold

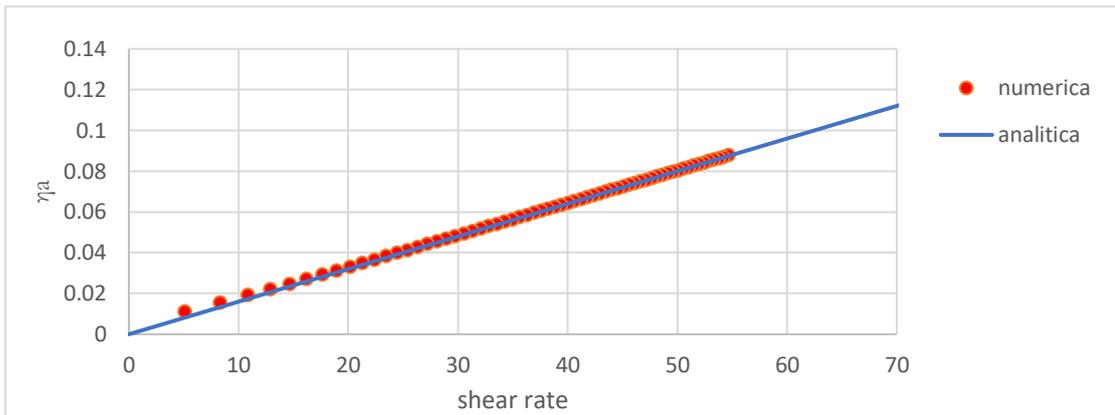


Figura 70: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica analitica legge alla Bagnold

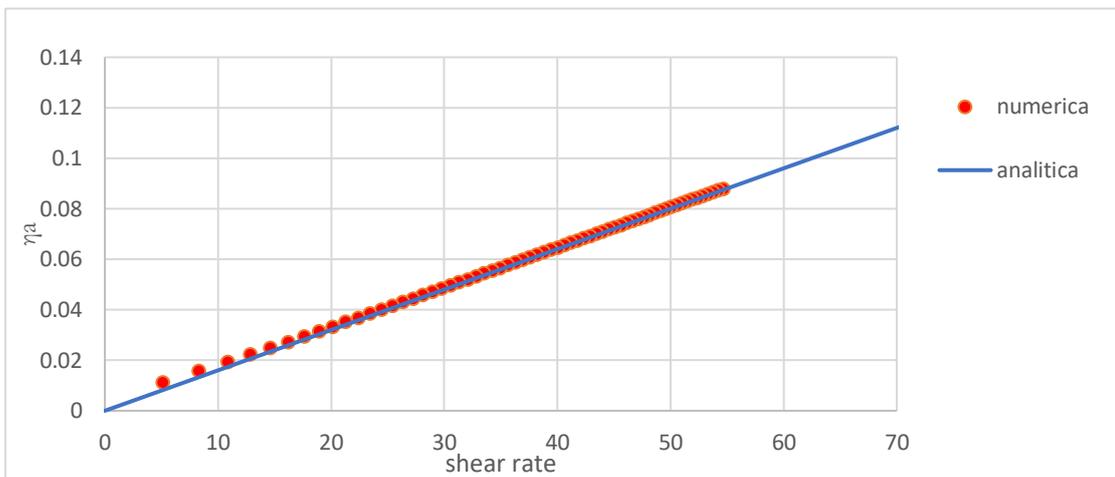


Figura 71: viscosità-velocità di deformazione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Bagnold

Come si osserva nel caso alla Bagnold si ha una buona rispondenza tra soluzione analitica e soluzione numerica dei risultati.

### 6.3.4 Legge Attritiva

Si tratta di un modello a due parametri quindi  $\eta_{\min}=400$  kg/ms e  $\mu=\tan\varphi=0.5774$  ( $uL=0.015625$ ,  $uT=1.0e-4$ ). Di seguito si riportano solo le soluzioni numeriche, in quanto come riportato al capitolo precedente non è possibile trovare le soluzioni analitiche per tale configurazione.

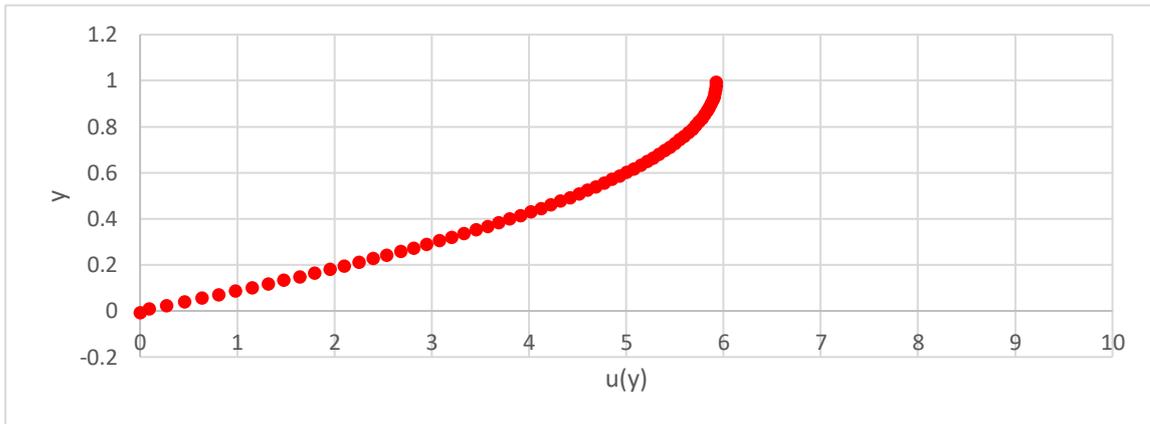


Figura 72: profilo di velocità, soluzione numerica legge attritiva

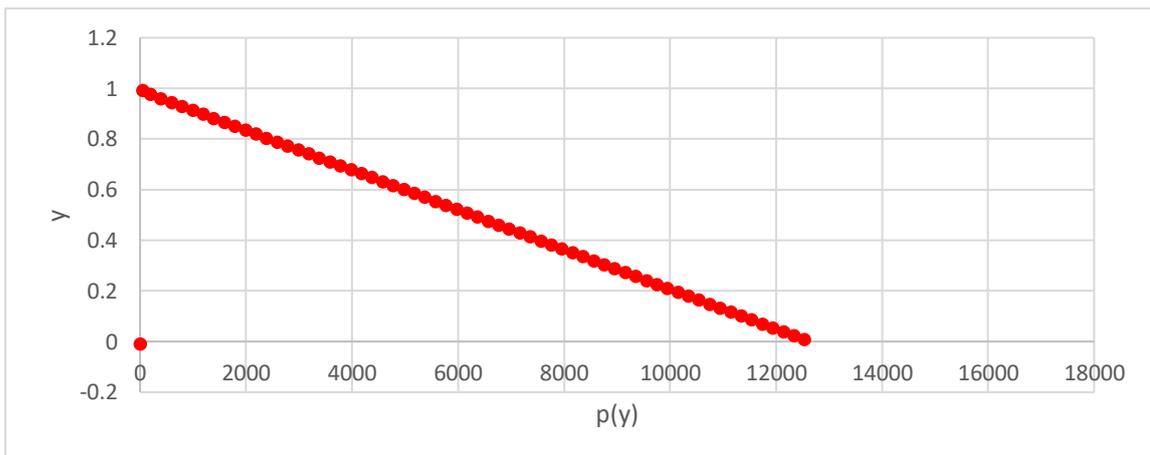


Figura 73: profilo di pressione, soluzione numerica legge attritiva

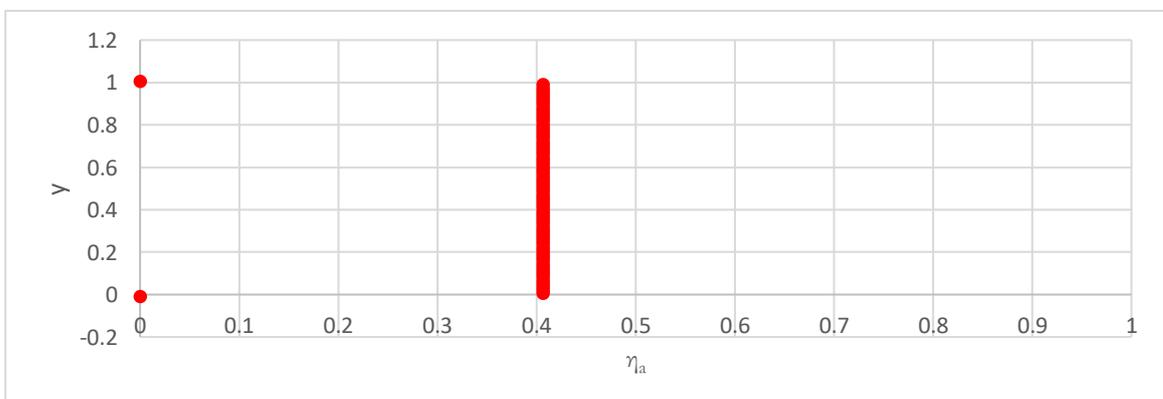


Figura 74: profilo di viscosità, soluzione numerica legge attritiva

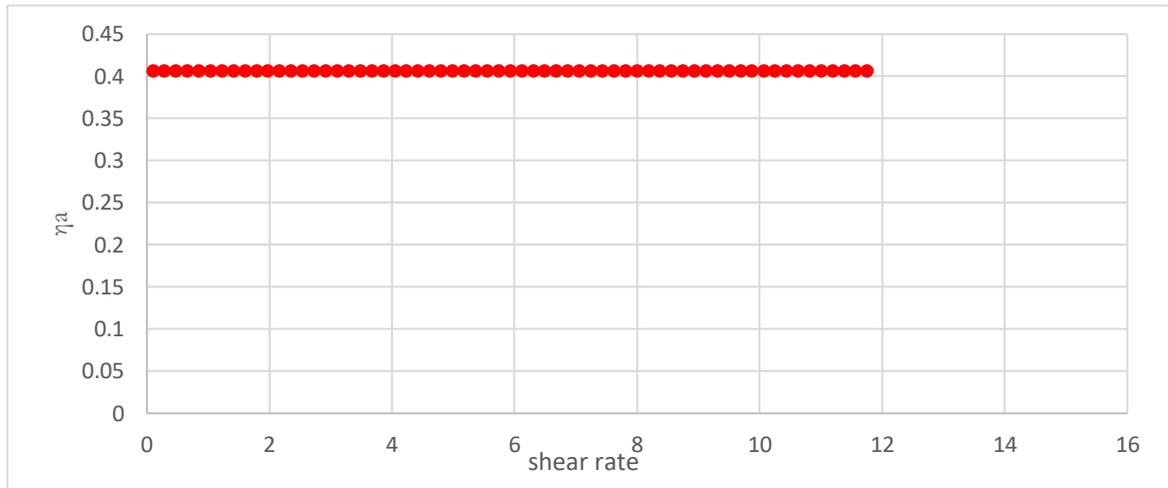


Figura 75: viscosità-velocità di deformazione, soluzione numerica legge attritiva

### 6.3.5 Legge alla Voellmy

La legge reologica alla Voellmy è la combinazione della legge di Bagnold e della legge attritiva, quindi la soluzione analitica per il profilo di velocità rimane indeterminata. Si tratta di un modello a tre parametri quindi  $d_p=0.04$  m,  $\rho=1500$  kg/m<sup>3</sup> e  $\mu=\tan\varphi=0.5774$  ( $uL=0.015625$ ,  $uT=1.0e-4$ ).

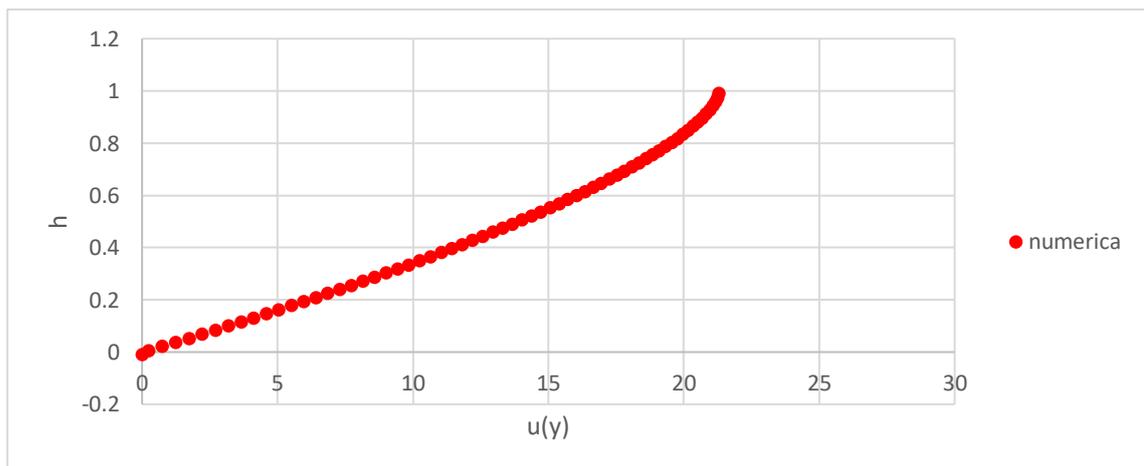


Figura 76: profilo di velocità, soluzione numerica legge alla Voellmy

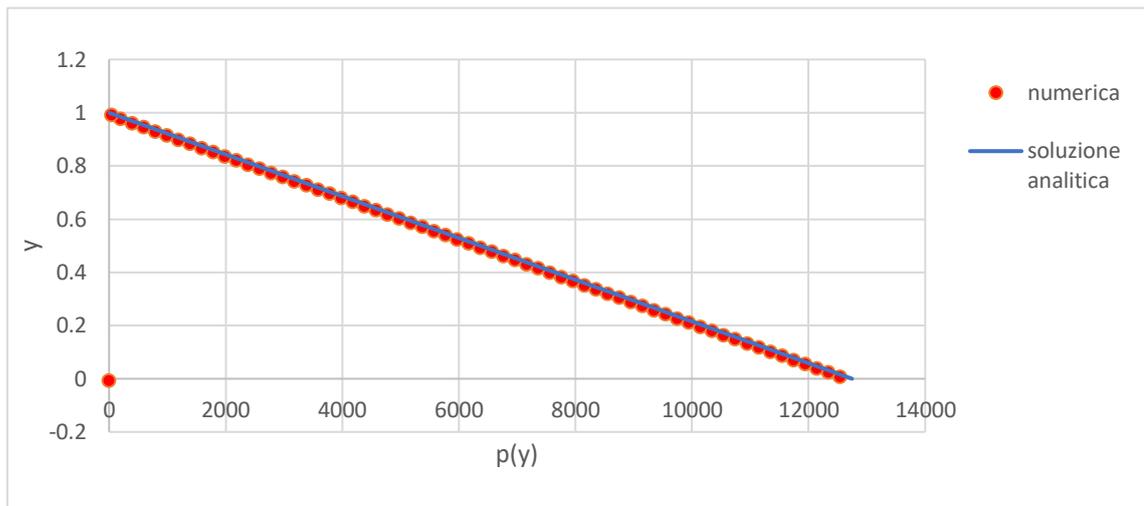


Figura 77: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla Voellmy

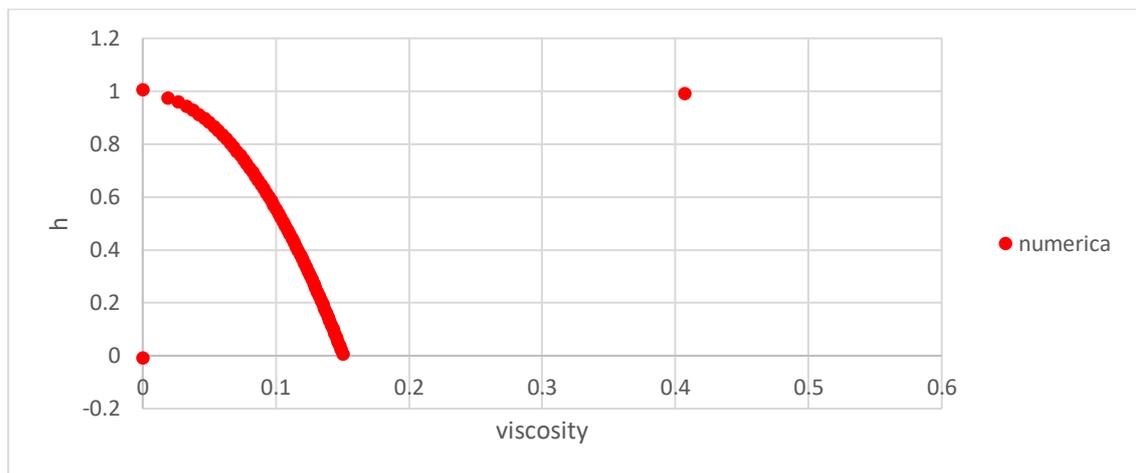


Figura 78: profilo di viscosità, soluzione numerica legge alla Voellmy

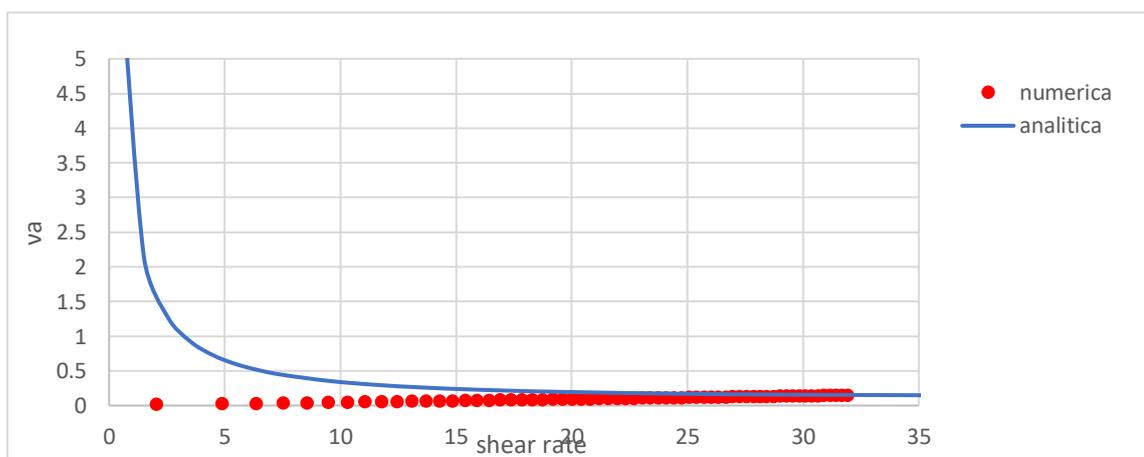


Figura 79: viscosità-velocità di deformazione per  $y=0$ , confronto soluzione numerica e analitica legge alla Voellmy

### 6.3.6 Legge $\mu(I)$

Si tratta di un modello a cinque parametri riportati nella tabella seguente ( $uL= 0.015625$ ,  $uT=1.0e-4$ ):

$I_0$ [-]	0.279
$\mu_s$ [-]	0.38
$\Delta\mu$ [-]	0.26
$d_p$ [m]	0.04
$\rho_s$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1500

Tabella 9: parametri legge reologica  $\mu(I)$

Viene soddisfatta la condizione  $\tan\vartheta > \mu_s$  (dove  $\vartheta$  è l'inclinazione del piano indefinito rispetto all'orizzontale) affinché il flusso possa muoversi.

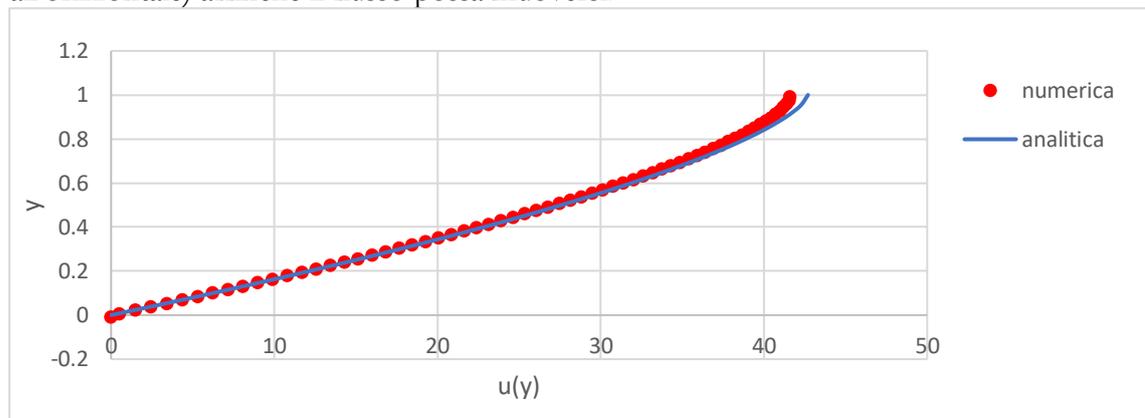


Figura 80: profilo di velocità, confronto soluzione numerica e analitica legge alla  $\mu(I)$

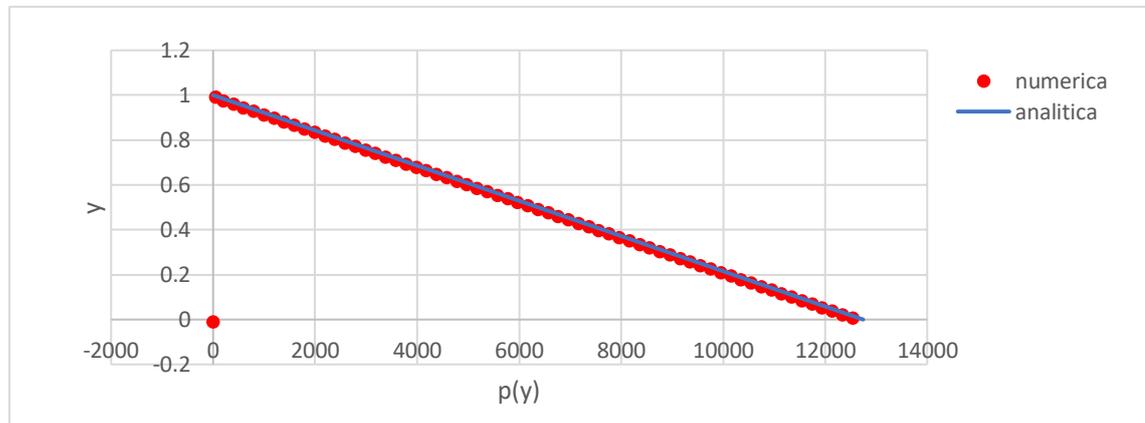


Figura 81: profilo di pressione, confronto soluzione numerica e analitica legge alla  $\mu(I)$

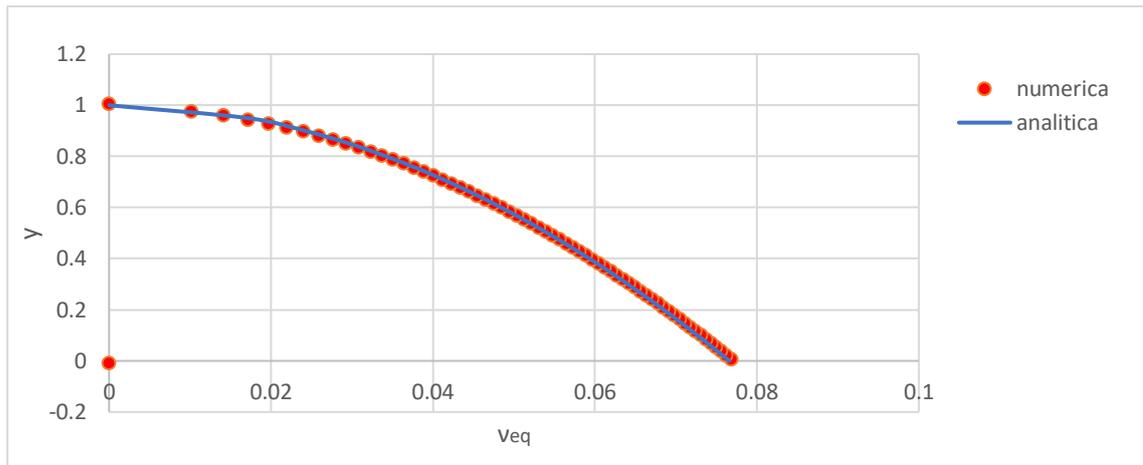


Figura 82: profilo di viscosità equivalente, confronto soluzione numerica e analitica legge alla  $\mu(I)$

Anche nel caso di reologia  $\mu(I)$  si ha una buona rispondenza dei risultati tra soluzione numerica e analitica.

### 6.3.7 Sintesi dei risultati

Di seguito si riassumono i risultati delle soluzioni numeriche, mettendo a confronto i profili di velocità e di viscosità ottenuti con le diverse leggi reologiche.

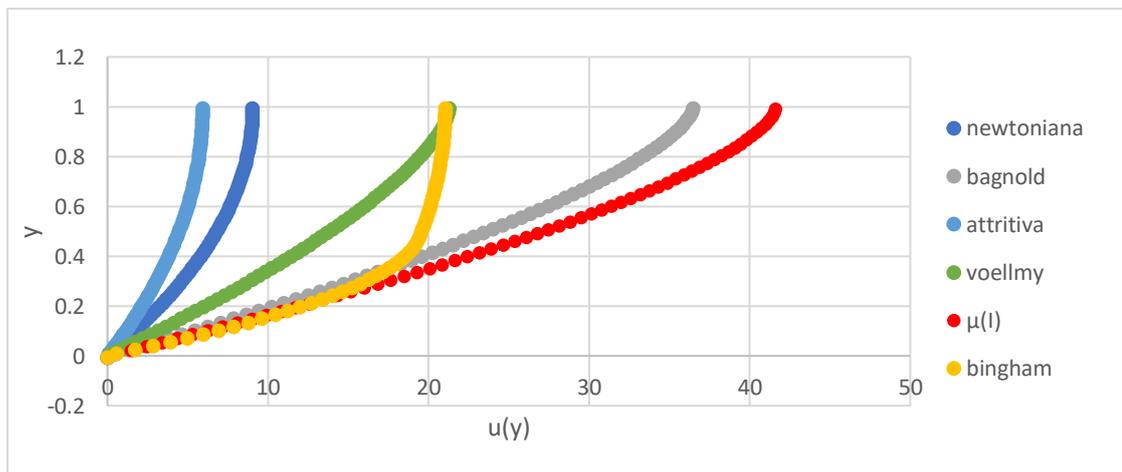


Figura 83: confronto profili di velocità numerici con le diverse leggi reologiche

Dal grafico del profilo di velocità (Figura 83) si osserva una variazione legata esclusivamente ai parametri di ogni legge reologica.

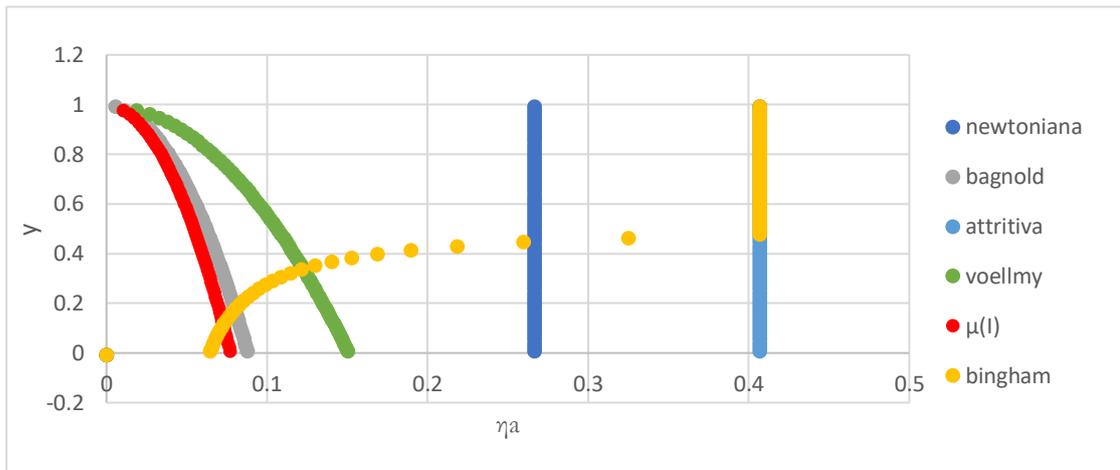


Figura 84: confronto profili di viscosità numerici con le diverse leggi reologiche

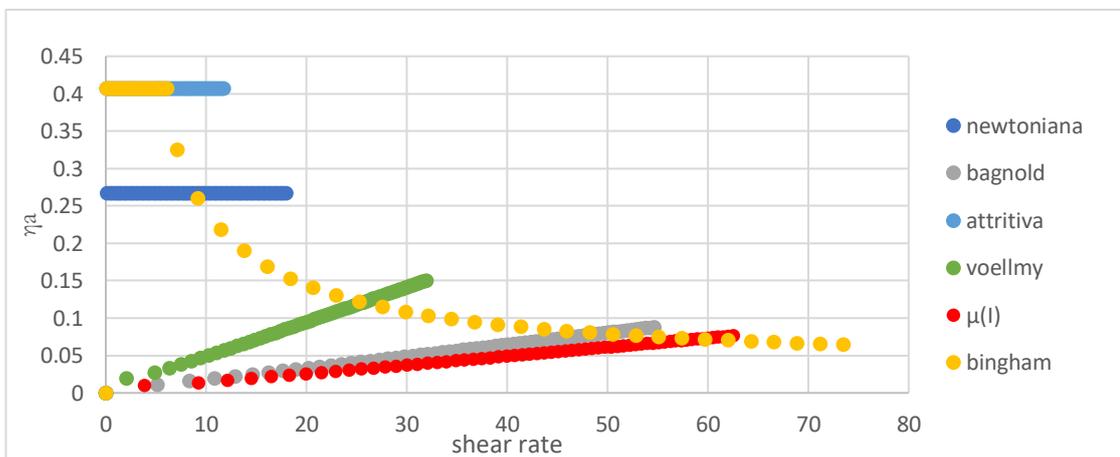


Figura 85: confronto viscosità-velocità di deformazione numerici con le diverse leggi reologiche

In generale, si osserva che la viscosità incide sui risultati quando cambia l'ordine di grandezza. In particolare:

- per la legge alla Bagnold si ha la problematica legata all'arresto della massa, in quanto anche se si ha una riduzione della velocità e un incremento della resistenza il fluido continua a scorrere;
- per le legge attritiva il movimento del fluido è legato all'attrito che si ha al contatto alla base ( $y=0$ ), quindi se si ha una riduzione della velocità con una certa resistenza si ha l'arresto della massa;
- per la legge alla Voellmy, ottenuta come combinazione della legge alla Bagnold e attritiva, cerca di sopperire a queste due limitazioni in base alla velocità di deformazione: infatti per basse velocità di deformazioni governa la legge attritiva, mentre per alte velocità di deformazione governa l'effetto collisionale delle particelle (Bagnold).

## Capitolo 7

### 7 Caso studio in Corea: influenza degli elementi frangicolata su una colata detritica artificiale in scala reale attraverso simulazioni numeriche di back-analysis

Nell'ambito di questo lavoro di tesi si esplora l'applicabilità di un nuovo approccio alla simulazione numerica su larga scala dei flussi detritici quale il metodo LBM. In particolare, si utilizza un modello 3D completo sia per la topografia che per il flusso stesso, abbandonando l'approccio classico dei metodi integrati sull'altezza (Leonardi et al., 2015). La natura 3D, di tale approccio, consente di riprodurre accuratamente l'interazione tra flusso e contromisure strutturali. Un flusso di detriti artificiale, generato in scala reale in un sito sperimentale in Corea del Sud, fornisce le basi per un confronto incrociato dei risultati numerici e sperimentali. In tale esperimento vengono testati gli effetti di due ordini di elementi frangicolata. La scala del flusso è intermedia tra i grandi flussi naturali, che sono solitamente riportati in letteratura, e un tipico apparato sperimentale. Quindi si tratta di un candidato ideale per un'applicazione esplorativa dei metodi numerici, in particolare del metodo LBM.

#### 7.1 Introduzione

La Corea del Sud è una penisola situata nel nord-est asiatico e situato tra Cina e Giappone, con un'area di 99.600km<sup>2</sup> (Figura 86). La capitale è Seoul con una popolazione nazionale di circa 50.000.000 persone. In generale, la penisola è montuosa (circa il 70% della superficie totale), ma raramente supera i 1.200 m di altitudine. La temperatura media annuale è di 10°C, che varia tra -15°C in inverno e 30°C in estate, con quattro stagioni ben distinte. La copertura vegetale rappresenta circa il 70% della superficie totale della Corea. La geologia della penisola coreana è molto variabile. Indipendentemente dai tipi di roccia, la profondità dei terreni è generalmente limitata a pochi metri.

In Corea la maggior parte delle frane sono causate da intense piogge durante i tifoni e le piogge stagionali da giugno a settembre. È evidente che il rischio per la vita e i beni aumentano man mano che aumenta lo sviluppo sui pendii naturali in zone montuose. In terreni naturali, le frane si verificano generalmente con pendenze comprese tra 20° e 40°. La rottura è tipicamente poco profonda, spesso minore di 1 m, con frane che si innescano a

causa delle forti piogge associate a falde acquifere poco profonde e a processi di erosione. Per i flussi detritici canalizzati, le lunghezze massime di evoluzione vanno da 100 m a 5000 m. I principali danni si hanno spesso associati all'erosione da flussi detritici che si muovono verso i corsi d'acqua. In media, in Corea possono essere attribuiti ogni anno 30 morti e danni a beni stimati per circa 1000 milioni di dollari. Inoltre, le interruzioni del traffico sono una conseguenza frequente dei flussi detritici, in quanto le strade si trovano vicino al fondo delle vallate principali e sono particolarmente vulnerabili agli effetti dei flussi detritici. Le precipitazioni annuali in Corea in media sono di circa 1.400 mm. Si evidenzia come la media annuale delle precipitazioni negli ultimi anni sia incrementata rispetto agli anni passati (Figura 87).

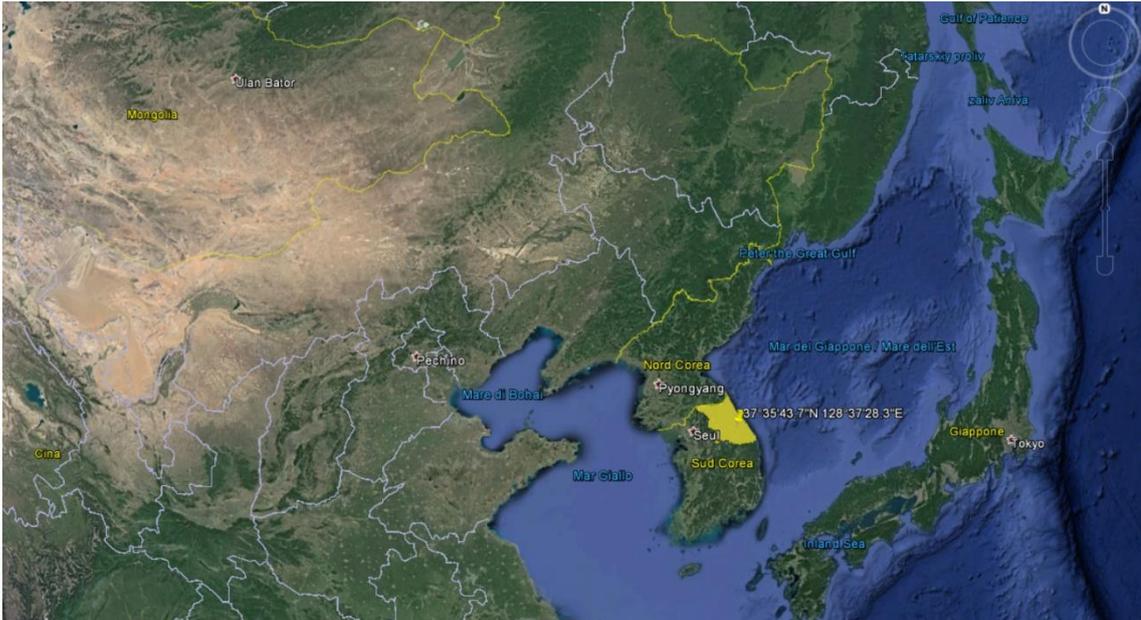


Figura 86: inquadratura della Corea del Sud da Google Earth, l'area rappresentata in giallo indica la provincia di Gangwon con all'interno un marker giallo su Jindo che indica la posizione del campo prove a scala reale per la generazione dei debris flow artificiali

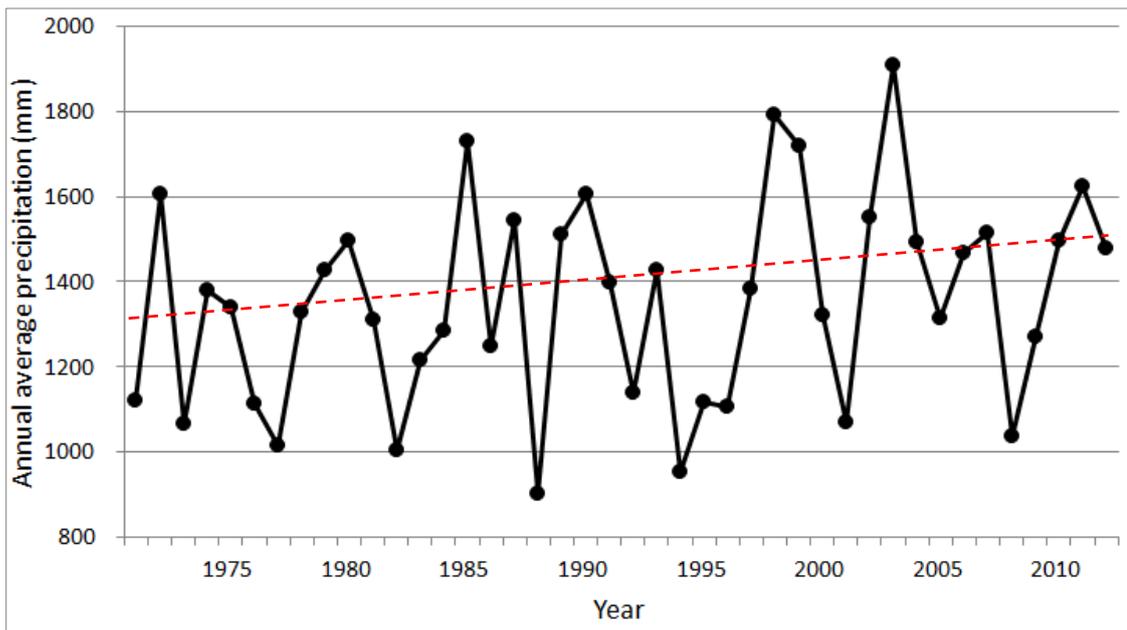


Figura 87: media annuale delle precipitazioni in Corea dal 1971 al 2012 (Chan & Kyung, 2016)

Raggruppando i dati delle precipitazioni annue medie (Figura 88) si osserva un incremento di 140 mm (11%) in media dopo il 1996 in Corea: si passa da un massimo medio di 1291 mm a 1429 mm.

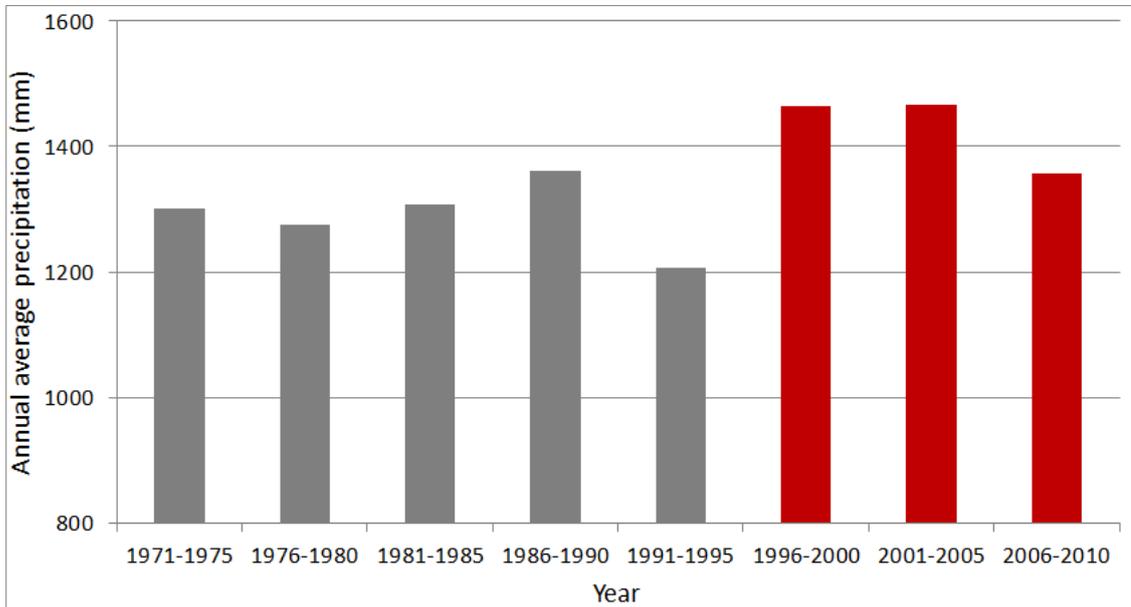


Figura 88: raggruppamento ogni 5 anni dei 42 anni di dati di precipitazioni annuali medie in Corea (Chan & Kyung, 2016)

Il 60% della precipitazione media annuale cade nella stagione estiva, tra giugno e agosto (Figura 89). In particolare, la quantità di piogge estiva è aumentata negli ultimi dieci anni quindi si tende ad avere precipitazioni intense di breve durata (incremento del 33% negli ultimi anni dal 2001 al 2010)

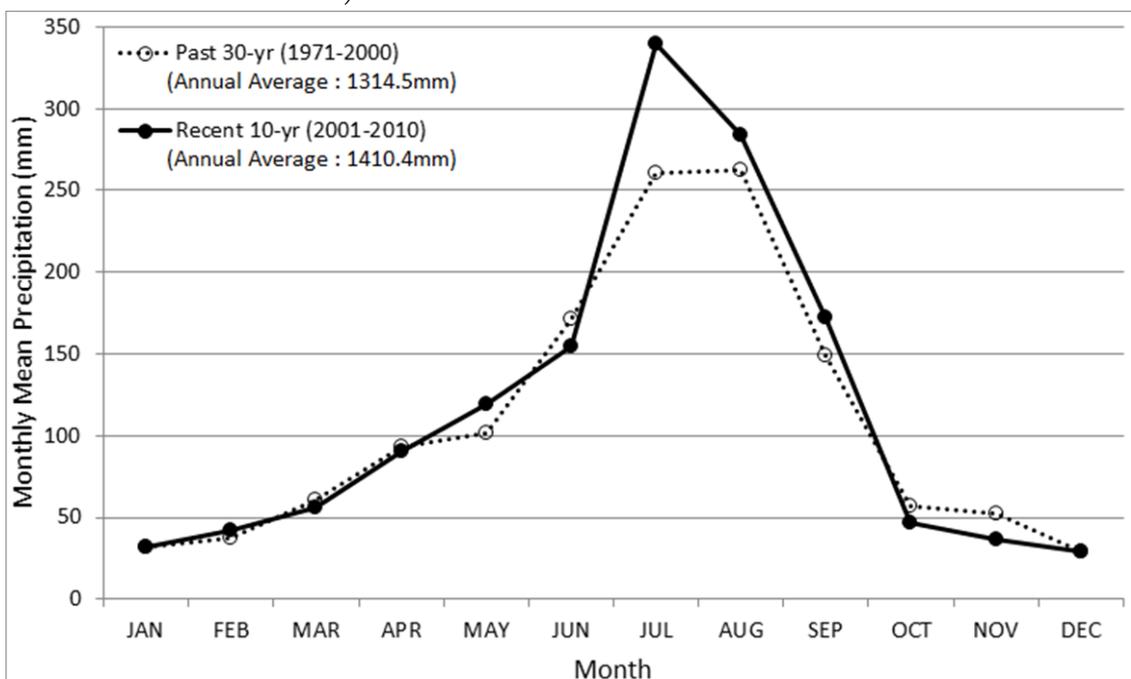


Figura 89: media mensile delle precipitazioni degli ultimi 10 anni (2001-2010) rispetto agli anni precedenti (1971-2000). (Chan & Kyung, 2016)

La quantità di precipitazione e il rischio frana sono strettamente correlati. Infatti, precipitazioni più elevate inducono maggiori frane con una riduzione del rischio nel prossimo anno anche con precipitazioni più elevate (Figura 90).

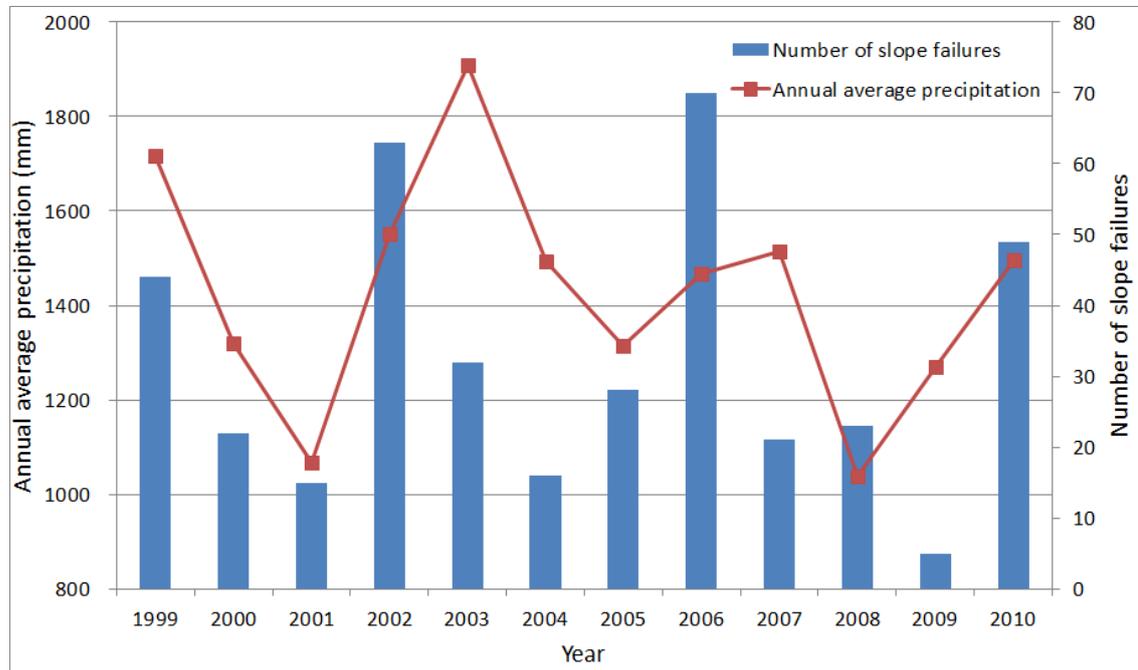


Figura 90: confronto precipitazioni annuali medie con il numero di frane per anno (Chan & Kyung, 2016)

In media, in Corea possono essere attribuiti ogni anno 30 morti (Figura 91) e danni a beni stimati per circa 1000 milioni di dollari.

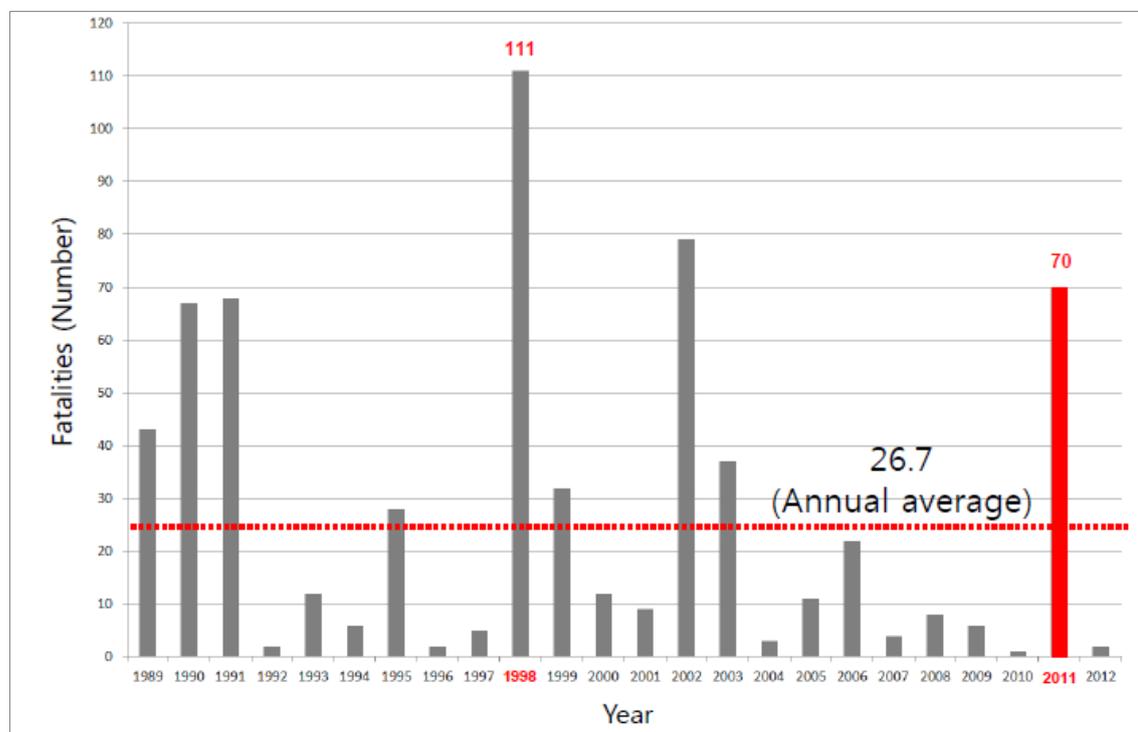


Figura 91: numero di morti da rischio frana per 24 anni in Corea (Chan & Kyung, 2016)

In Corea, il 70% del territorio è montuoso quindi è suscettibile a frane e colate detritiche che si verificano principalmente nel periodo estivo. La maggior parte dei rischi si concentrano nelle aree limitrofe alla regione montuosa. Ci sono state molte vittime e perdite di proprietà a causa di debris flow derivanti da tifoni o piogge intense durante l'estate tra giugno e settembre. Recenti rapporti mostrano che ci sono stati 321 incidenti e una perdita di 3.4 miliardi di dollari durante il tifone "Rusa" nel 2002 (NIDP, 2002) e 132 incidenti con la perdita di proprietà di 3.9 miliardi di dollari durante il tifone "Maemi" (NIDP, 2003). Nel 2006, le intense piogge regionali hanno seguito il tifone "Ewnia" che ha causato 61 incidenti con 1.8 miliardi di dollari di danni alle proprietà (Yune et al., 2016).

Il 27 luglio 2011, si sono verificati 33 debris flow dal monte Umyeonsan intorno a zone residenziali densamente popolate a Seoul (Kim & Lee, 2015). La maggior parte dei flussi sono stati attivati da frane superficiali, che sono state innescate da un intenso temporale con un'intensità massima di 112.5 mm/h. Un gran numero di frane si è verificato in Corea del Sud come risultato di forti piogge (160-300 mm/giorno - (Yune et al., 2017)) che sono cadute tra il 29 giugno e il 27 luglio 2011 (Figura 91, numero di vittime nell'anno 2011). Dall'analisi della densità di frane con l'intensità delle precipitazioni di 24 ore, l'intensità di pioggia di circa 300 mm per 24 ore avrebbe dovuto provocare circa 1 incidente per km quadrato. Tali frane hanno provocato la perdita di molte vite umane (circa 58) e circa 200 feriti in 11 località (Figura 92). Gli incidenti (Seoul (Mt. Choan), Boeun, Gunsan, Suncheon e Songchi) illustrati in Figura 92 sono stati associati con danni alle infrastrutture quali strade ed edifici. Tra gli 11 casi, le frane di Seoul sono state le più numerose, e questi servono ad illustrare alcuni dei problemi attuali con la gestione delle frane in Corea del sud. Il 27 luglio 2011 ci sono stati molti flussi di detriti che si sono verificati simultaneamente a Umyeonsan in centro Seoul (Figura 93). In primo luogo, si nota che diversi flussi di detriti importanti si erano verificati sulla stessa montagna il 21 settembre 2010, ma nessun tentativo era stato fatto per condurre studi da identificare cause, suscettibilità e misure di prevenzione. La risposta immediata era effettuare il ripristino da operatori forestali senza input da eventuali specialisti geotecnici. I lavori di restauro erano volti a ridurre l'erosione mediante la costruzione di canali di drenaggio con rivestimento di roccia. I lavori non sono stati progettati, infatti non erano previste opere che mitigassero ulteriormente le frane o la prevenzione di impatti da detriti. Il 30% dei lavori di restauro pianificati era stata completata entro il 14 novembre 2011, quando

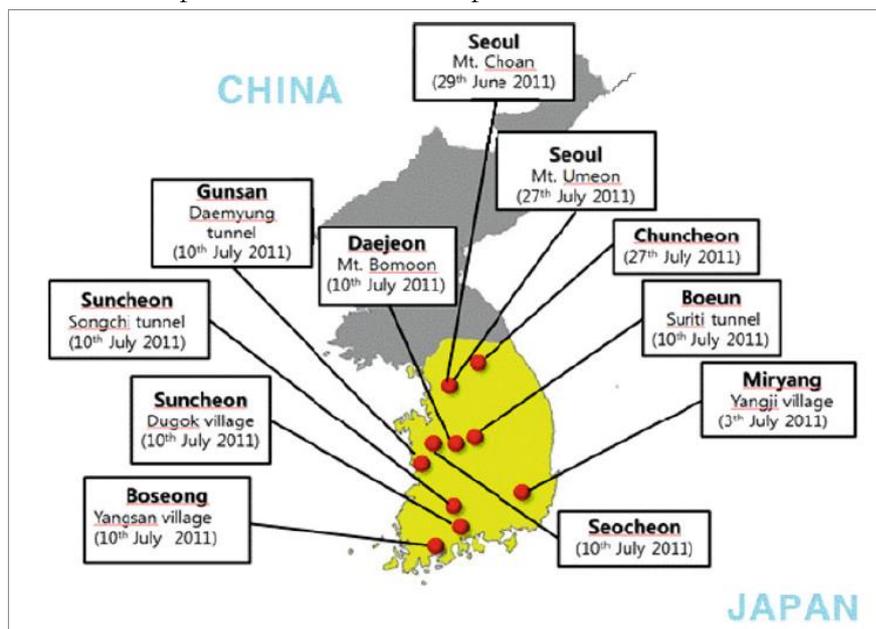


Figura 92: localizzazione dei movimenti franosi che ha causato 58 morti e altri danni tra il 29 giugno e il 27 luglio del 2011

il governo coreano aveva concluso che il progetto era inadeguato. Un secondo progetto di lavori di restauro furono quindi prodotti entro la fine di Gennaio 2012, ma il concetto era quasi lo stesso di quello originale. Alla fine del novembre del 2011 è stato completato un



Figura 93: 12 frane associate a 230mm di pioggia al monte Umyeon, Seoul il 27 luglio 2011. A sinistra le immagini dopo l'evento franoso, a destra le immagini dopo aver ripristinato la viabilità.

rapporto di indagine sulla sicurezza dalla Korean Geotechnical Society (KGS, 2011) dimostrando il collegamento della pioggia con l'evoluzione dei movimenti franosi. Non c'è stato alcun tentativo di esaminare i meccanismi o modellare le frane a fini previsionali in tempi brevi.

Ogni anno eventi simili si verificano in Corea del sud e negli ultimi 20 anni gli specialisti di frana hanno sollecitato il governo di Seoul sulla necessità di stabilire sistemi di prevenzione e attenuazione delle frane. Si è concluso l'istituzione di un'agenzia, simile alla GEO ad Hong Kong, con la funzione di standardizzazione dei criteri di progettazione e costruzione per nuovi sviluppi nelle aree montuose.

Solo successivamente sono stati pubblicati dei documenti che fornivano una descrizione dei rischi dei flussi detritici a Umyeonsan con le caratteristiche morfologiche, idrologiche e geotecniche del caso specifico. Inoltre, sono stati utilizzati dei metodi di predizione basati su GIS di suscettibilità da frana che hanno permesso successivamente la combinazione di diverse soluzioni ingegneristiche al fine di mitigare il rischio da debris flow (come ad esempio canali in pietra, chiodatura del suolo e la progettazione di barriere in calcestruzzo).

Nella Figura 94, viene evidenziata la provincia di Gangwon dove è stato condotto uno studio per l'analisi delle caratteristiche dei debris flow mediante il raccoglimento dei dati (include dati di indagine sul campo, dati di precipitazione, dati topografici e geologici su siti di debris flow esistenti) in un database. In questo database, che include un totale di 153 eventi di debris flow nell'area di Gangwon, sono state analizzate le caratteristiche geomorfiche della zona di innesco, il meccanismo di avvio e trasporto, e la soglia di precipitazioni per un sistema di allarme rapido. Tale database ha portato alla stesura di mappe per la previsione delle aree suscettibili a debris flow e alla valutazione dei danni in quelle aree. La provincia di Gangwon è costituita da territorio montuoso per il 90% ed occupa il 17% del territorio coreano, ed è ritenuta l'area più vulnerabile per disastri come frane e debris flow.

Le agenzie governative coreane e altre organizzazioni (National Institute for Disaster Prevention, NIDP; Korea Institute of Geoscience and Mineral Resources, KIGAM; Korea Expressway Corporation, KEC) hanno presentato progetti nazionali per la prevenzione e mitigazione dei disastri provocati dai debris flow. Tale database ha portato alla conclusione dei seguenti risultati (Yune et al., 2011):

- I volumi nella zona di innesco dei debris flow sono nel range 16-11.310 m<sup>3</sup> e la maggior parte di essi sono meno di 1000 m<sup>3</sup>.
- I flussi di detriti sono avviati su pendenze relativamente ripide e sono associate alle caratteristiche geomorfiche della provincia di Gangwon. Viaggiano insieme a ruscelli di montagna con un gradiente relativamente dolce di 17° in media e su distanze relativamente brevi di 408 m in media.
- Le aree del bacino sono inferiori a 1.2 km<sup>2</sup> (aree piuttosto piccole in confronto con le scale degli Stati Uniti e delle Alpi Svizzere). Il gradiente medio del bacino è 13°.
- Gli eventi piovosi che provocano flussi detritici sono precipitazioni maggiori ai limiti di soglia per indurre una frana, proposte dal KFS (Korea Forest Service). Quantità di precipitazioni cumulative durante tre giorni potrebbero indurre un flusso detritico.

Nel luglio del 2006, nella zona di Jinbu (marker giallo, Figura 86) nella parte orientale di Gangwon, sono avvenute intense frane superficiali innescate da forti piogge. Un inventario di 1412 frane superficiali (Figura 94) è stato costruito da un intensivo lavoro di rilievo sul campo e di interpretazione di fotografie aeree basate sul web. Le misure erano proprietà geometriche (lunghezza, ampiezza, profondità della frana) delle singole frane per stabilire la relazione che lega l'area di innesco della frana al volume della frana.

L'area di studio situata a Jinbu (Cha, 2018) occupa circa 127 km<sup>2</sup> e il 73% dell'area di studio è boscosa, con altitudini comprese tra 475 m e 1390 m, il gradiente di pendenza medio è 23°. La pioggia annuale media di 30 anni è 1350 mm. Durante la stagione delle piogge, da giugno a luglio del 2006, forti piogge hanno causato molte frane superficiali sopra l'area studio. Quei temporali rilasciarono circa 440 mm in più di precipitazione nella zona di Jinbu rispetto alla media nazionale (340 mm) durante la stagione delle piogge. Inoltre, si erano concentrate

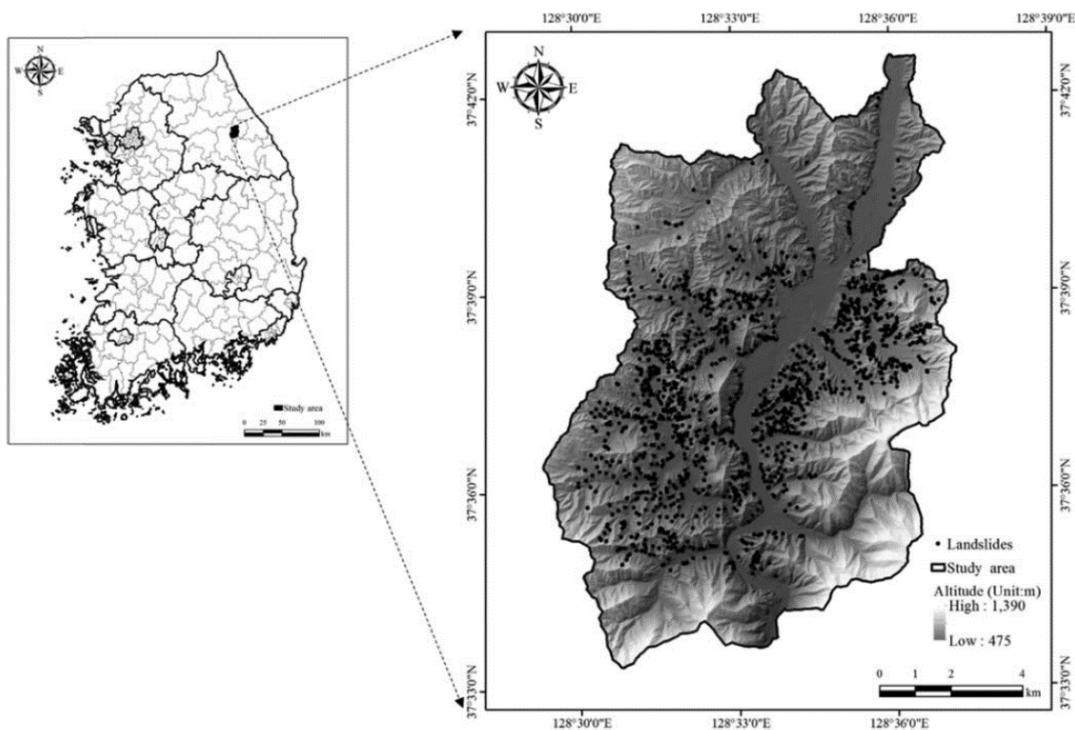


Figura 94: distribuzione spaziale delle frane avvenute nel luglio del 2006 in Jinbu (Cha, 2018)

single piogge intense sopra l'area di Jinbu per 72 ore (430 mm) prima degli eventi di frana (14-15 luglio 2006).

Le distribuzioni di frequenza (Figura 95) mostrano proprietà geometriche come lunghezza, larghezza, profondità e area per tutte le frane che si verificano nell'area di studio. Lunghezze significative erano di circa 32m, con larghezza media di 17m e una profondità media <1m, con un'area media intorno a 393 m<sup>2</sup>. In totale le frane mappate occupavano 1.7 km<sup>2</sup>, ovvero quasi l'1.5% dell'area intera di studio (127 km<sup>2</sup>).

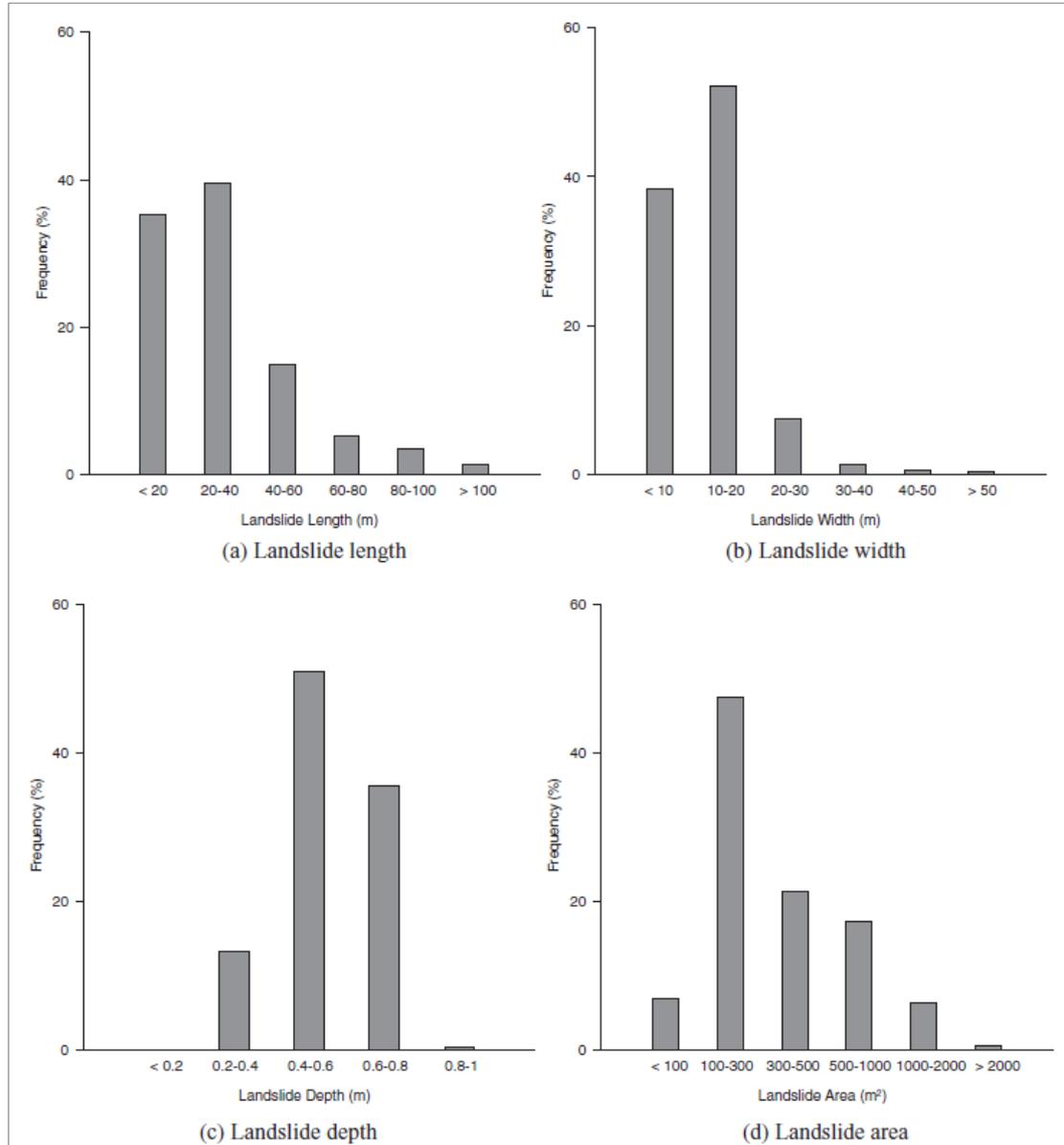


Figura 95: proprietà geometriche di lunghezza, larghezza e area di 1412 frane e spessori di 930 frane (Cha, 2018)

Per esaminare la relazione tra area e volume di frana si era fatto riferimento alla seguente relazione (Larsen et al., 2010):

$$V = \alpha \cdot A^\gamma = 0.596 \cdot A^{1.02} \quad (7.1)$$

dove V è il volume della frana, A è l'area della frana,  $\gamma$  è l'esponente di ridimensionamento e  $\alpha$  è l'intercetta. Tali valori sono stati determinati mediante i dati di volumi noti di 930 frane e

sono ragionevoli per eventi superficiali di piccola scala. Tale relazione è stata confrontata con le relazioni presenti in letteratura ( (Martin et al., 2002); (Guzzetti, 2008); (Imaizumi et al., 2008)). Tale relazione può essere utilizzata per stimare il volume delle singole frane con profondità dal suolo poco profonda e quando l'area della frana è nota. Tuttavia, le impostazioni geologiche e geomorfologiche dovrebbero essere considerate per stimare il volume esatto nel rispetto della prevenzione delle catastrofi.

Comprendere il meccanismo di innesco e di propagazione dei flussi detritici è essenziale per la previsione del verificarsi e della stima del suo pericolo. Tuttavia, ci sono diversi fattori che influiscono sull'innesco e sulla propagazione, pertanto molti istituti di ricerca e agenzie dedicate alla mitigazione del rischio di debris flow negli ultimi anni hanno sviluppato diversi metodi di valutazione. Ad esempio, il KFRI (Korea Forest Research Institute) ha sviluppato un modello di predizione (si tiene in conto aspetto geologico, geomorfologico, geotecnico, fattori idrologici e condizioni di vegetazione) da danneggiamento di debris flow pubblicando una mappa di pericolosità su GIS (Kim & Song, 2017).

Il Research Center for River Flow Impingement and Debris flow insieme ad altri enti di ricerca (Gangneung-Wonju National University, INSAN Corporation, Korea Forest Research Institute, Korea Forest service) e supporti finanziari (Ministry of Land, Infrastructure and Transport, Korea Agency for Infrastructure technology Advacement - KAIA) hanno portato alla realizzazione di un mega-progetto sul rischio da debris flow in Corea iniziato nel 2008. Una parte di questo progetto era la realizzazione di un test a scala reale di un debris flow per comprendere l'evoluzione durante il moto di propagazione e l'interazione con elementi frangicolata.

Sebbene oggi giorno la stesura di mappe di rischio sia una pratica ben diffusa, per la conoscenza delle aree potenzialmente a rischio da debris flow grazie al supporto di una modellazione numerica generalmente bidimensionale per la previsione dell'area inondata, molto meno diffuso è lo sviluppo di contromisure efficaci per la gestione di tale rischio.

Nell'ambito di questa tesi si vuole mettere in evidenza l'applicazione di una modellazione tridimensionale nella fase di propagazione per capire il problema dell'interazione del flusso durante il moto di propagazione con le opere di mitigazione al fine di ottenere altezze e velocità di impatto per una progettazione di contromisure efficaci.

## 7.2 Descrizione del sito sperimentale e dei test effettuati

### 7.2.1 Bacino preso in esame per il flusso di detriti in grandezza reale

Il bacino utilizzato per l'esperimento per analizzare il flusso di detriti si trova nell'area Jinbu-Myeon di Pyeongchang nella regione di Gangwon, come si vede nella Figura 96. Questa zona del bacino è dove si verificano più frequentemente flussi di detriti nell'area del Gangwon. La grandezza del bacino, l'inclinazione e le caratteristiche del terreno del sito oggetto di studio sono tipiche dei fenomeni di debris flow in Corea del Sud (Sangyeon et al., 2016). Si tratta di un sito sperimentale a scala reale che permette di analizzare i debris flow per quanto riguarda la deposizione o l'erosione e l'interazione con elementi frangicolata durante il moto di evoluzione della massa.



Figura 96: immagini satellitari del sito sperimentale in Jinbu-Myeon

Nell'area del sito sperimentale si osserva da Google Earth la posizione del bacino e della cassa di rilascio per la generazione artificiale del debris flow (Figura 97).



Figura 97: immagini satellitari della posizione della cassa di rilascio e del canale di propagazione del debris flow artificiale

Da Google Earth si dispongono immagini satellitari in diversi istanti temporali a partire dal 2004 fino al 2018 (Figura 97), che permettono di capire nell'area sperimentale le variazioni in termini di vegetazione dalla stagione invernale a quella estiva, oppure l'eventuale cambiamento morfologico sia del bacino che del canale di propagazione.

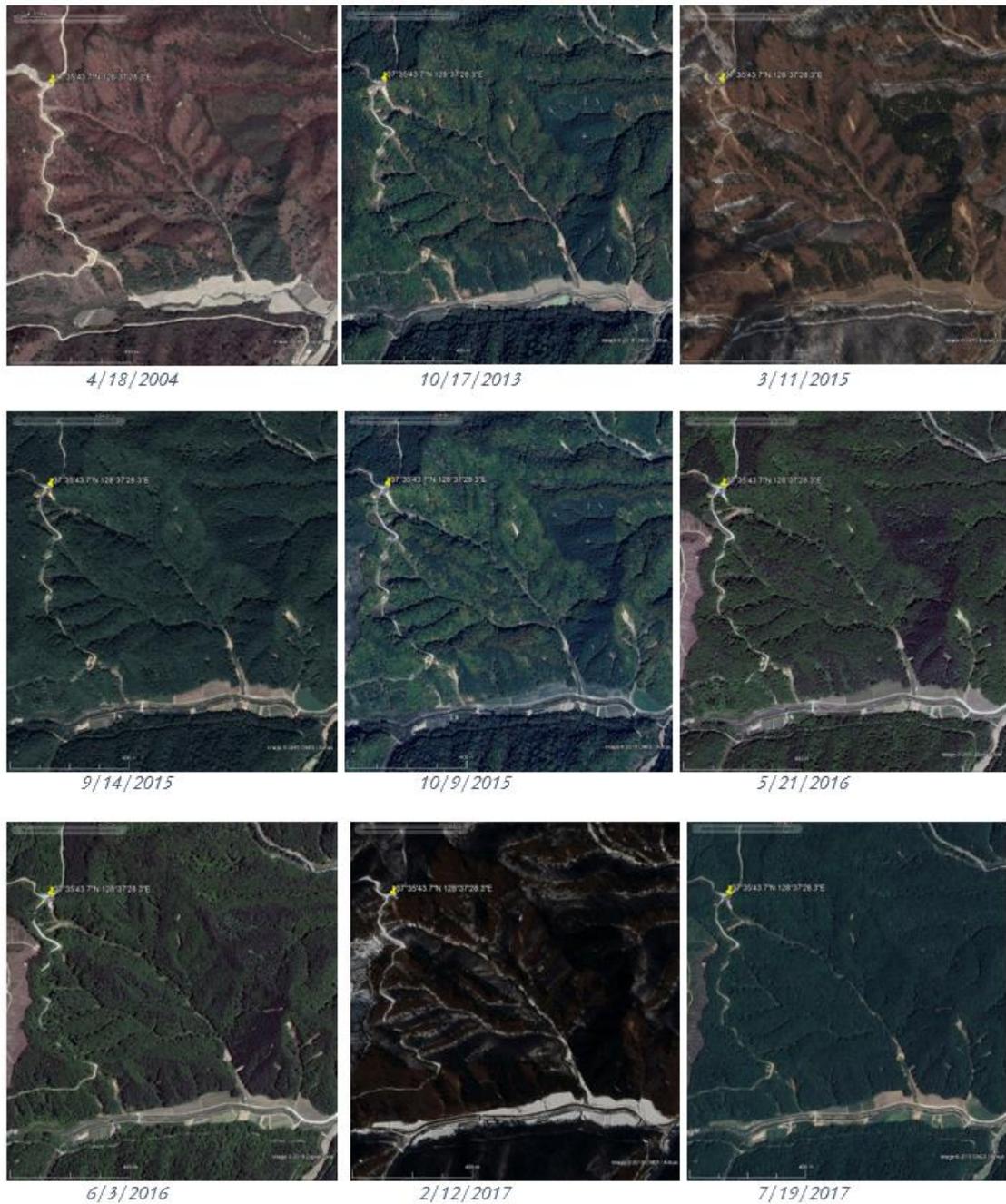


Figura 98: sequenze temporali di immagini satellitari dal 2004 al 2017 del bacino sperimentale

Da Google Earth non risultano immagini satellitari dal 2005 al 2012 e del 2014. Dalla Figura 98 si osserva che nel 2004 la cassa ancora non era stata costruita, mentre nel 2013 risulta costruita. Si noti il cambio della vegetazione dalla stagione estiva a quella invernale, che ha delle effetti sulla pioggia utile (quota parte di precipitazioni che può essere trattenuta dal terreno nelle strato interessato dalle radici delle piante) che dipende dalle caratteristiche delle precipitazioni (quantità, intensità e frequenza), dalla traspirazione, dalle caratteristiche ortografiche (pendenza) ed idrologiche (permeabilità) del suolo. Per quanto riguarda la morfologia del canale non si evidenzia nessun cambiamento.

### 7.2.2 Descrizione della topografia (di base)

Per avere una descrizione del canale, nella Figura 99, viene riportato uno schema dei vari passi effettuati dai coreani per analizzare e sperimentare i flussi detritici artificiali in grandezza reale. Prima di tutto, utilizzando il GPS e la stazione totale sono stati georeferenziati i punti topografici dove sono state fatte le riprese LiDAR che ha portato alla definizione di una nuvola di punti nell'area di interesse per capire la topografia prima dell'esperimento. Successivamente, sono stati ottenuti i dati topografici dopo l'esperimento usando il LiDAR, sono state condotte della analisi sull'area invasa dal flusso detritico durante il moto di propagazione e la differenza di DEM prima e dopo la sperimentazione ha permesso di capire i cambiamenti topografici.

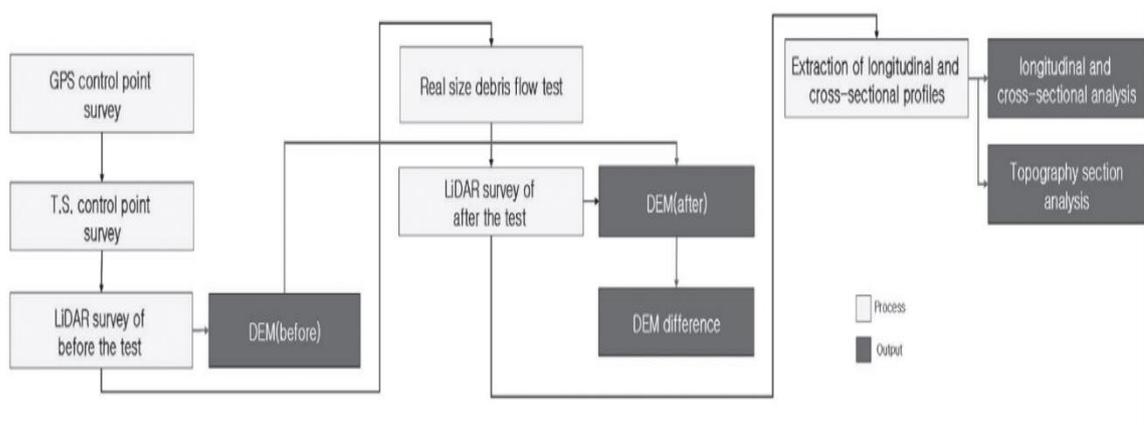


Figura 99: schema per l'analisi del debris flow artificiale (Sangyeon et al., 2016)

Per osservare i cambiamenti topografici prima e dopo dell'esperimento, sono stati installati dei punti GPS lungo il canale a valle e sulla camera come riportato nella Figura 100.

Usando il LiDAR a terra viene misurata la topografia prima e dopo l'esperimento. I dati raccolti grazie al LiDAR sono stati ottenuti in una forma di "point cloud" ottenendo delle informazioni quali: posizione dell'oggetto (X, Y, Z), informazioni sul colore (R, G, B) e intensità di riflessione (Intensity, I). Tra i dati raccolti vi sono anche delle informazioni aggiuntive, quali ad esempio del legname oltre che dei punti topografici, pertanto viene effettuata una operazione di post-processing dei dati acquisiti. A causa di questi rumori, durante l'attesa dell'arrivo della massa potrebbero essere raccolti materiali che non si trovano nel posto dei veri obiettivi, poiché ad esempio potrebbe riflettere la polvere oppure il legname diverse volte. Quindi, bisogna effettuare delle operazioni di filtraggio andando ad estrarre solo i materiali il più possibile vicini alla topografia. A tal fine, i dati acquisiti vengono processati usando un programma commerciale per trattare i dati LiDAR in formato ASCII, andando a rimuovere i segnali di disturbo.

Successivamente, dopo aver ottenuto la nuvola di punti filtrati, viene usato un software commerciale GIS per il trattamento dei punti topografici usando il metodo che genera un DEM (rappresentazione digitale di una superficie topografica espressa come punti x, y, z) di risoluzione spaziale di 10 cm in formato TIN (modello per aree: sequenza di aree triangolari non sovrapposti con vertici in punti di quota nota con inclinazione del piano costante per ogni triangolo che variano in dimensione e forma). Nella figura 101 si può osservare il processo di misurazione da laser-scanner LiDAR (Light Detection and Ranging) dall'immagine (a) alla (d).

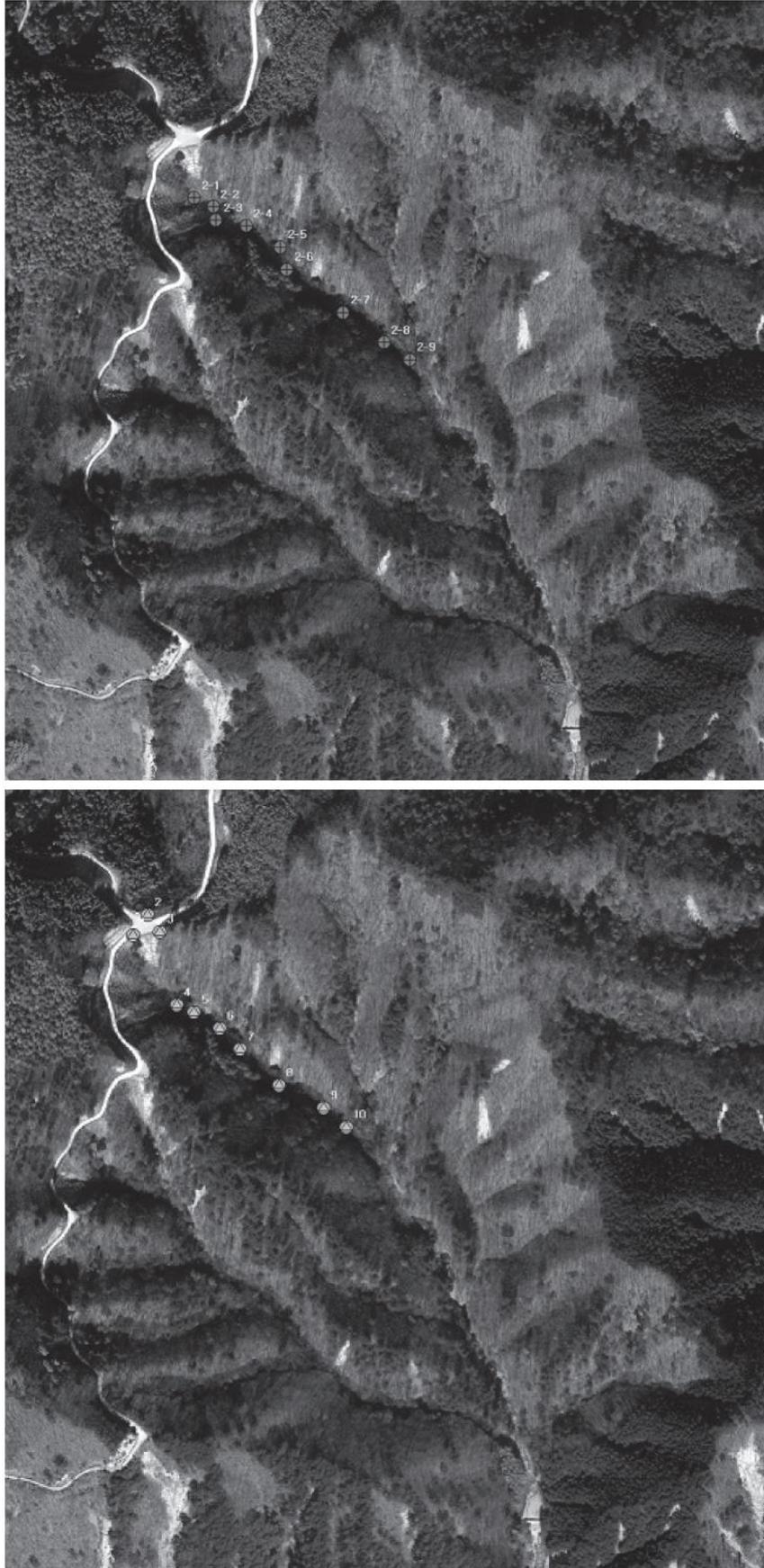


Figura 100: in alto punti di controllo nell'area sperimentale, in basso punti GPS e stazioni LiDAR (Sangyeon et al., 2016)

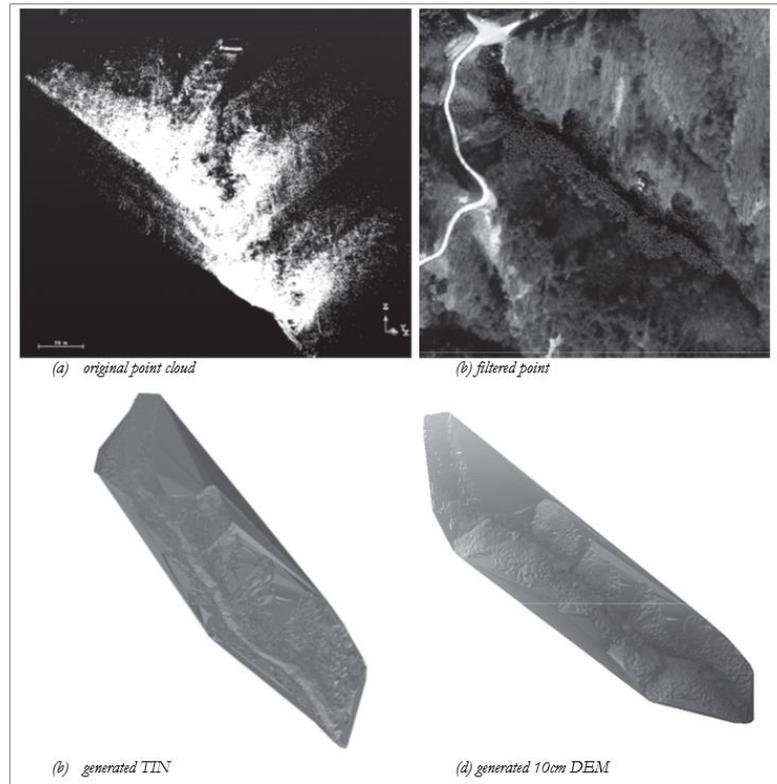


Figura 101: LiDAR data processing: (a) original point cloud, (b) filtered point, (c) generated TIN, (d) generated 10cm DEM (Sangyeon et al., 2016)

Grazie ad una conoscenza dettagliata della topografia, si possono misurare le informazioni dei diversi flussi di detriti per sezione e sperimentare le variazioni delle caratteristiche del flusso dopo averli provocati a grandezza naturale del bacino. Quindi si sono analizzate le caratteristiche del canale prima di effettuare i test di debris flow artificiale (Figura 102). In particolare, la lunghezza del bacino è di 820 metri circa e la larghezza può variare dai 5 ai 20 metri, l'inclinazione media della cresta del canale è di  $35.5^\circ$ , la pendenza media a valle è  $5.3^\circ$  e la pendenza massima è di  $47^\circ$ . Solitamente la profondità della coltre superficiale supera i 2 metri circa, quindi mentre i detriti si spostano, si possono osservare delle variazioni del comportamento reologico a causa dell'erosione di una quota parte del flusso, dell'inclinazione e della diffusione di detriti.

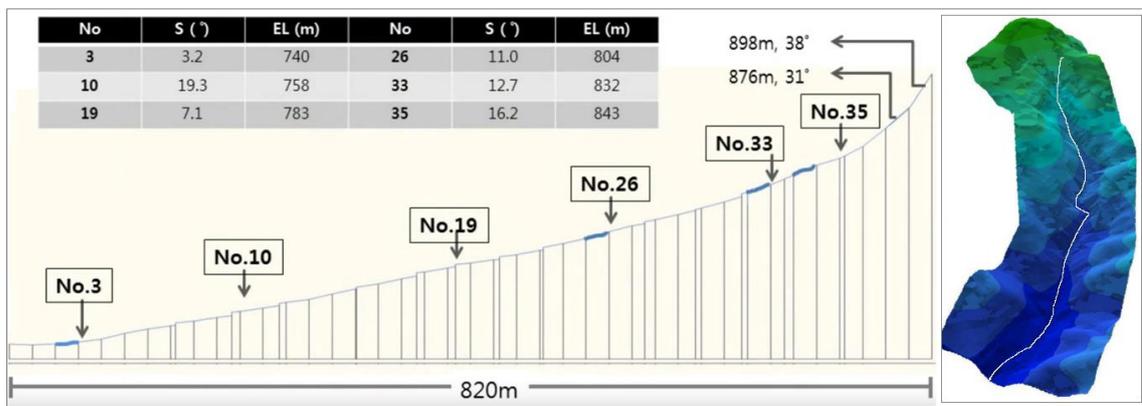


Figura 102: profilo longitudinale del canale a sinistra, immagine LiDAR del sito a destra (linea bianca corrisponde al fondo del canale di cui è tracciato il profilo longitudinale) (Chan & Kyung, 2016)

### 7.2.3 Strutture sperimentali

Sul punto più alto della valle è stata costruita una struttura in calcestruzzo per l'avvio di un debris flow artificiale, con dimensioni  $12.6 \times 12.0 \times 6.4 \text{ m}^3$ . Si tratta di una cassa di rilascio costituita da due setti (Figura 103). Il primo setto posto all'interno della cassa è di calcestruzzo e suddivide la parte solida dalla parte fluida (acqua). Esso è predisposto di barbacani lungo lo sviluppo in altezza e di un dreno nella parte sottostante che permettono l'insorgere di un moto di filtrazione orizzontale. Il secondo setto mobile è costituito in acciaio e permette di essere movimentato mediante degli argani per la fuoriuscita della massa. La cassa di rilascio permette di contenere fino a  $614 \text{ m}^3$  di sedimenti e acqua in due sezioni separate (al massimo  $346 \text{ m}^3$  di sedimenti e  $268 \text{ m}^3$  di acqua). La parte anteriore contenente la parte solida presenta un fondo inclinato di circa  $17^\circ$  al fine di favorire la fuoriuscita della massa fluida. Per facilitare l'innesco della massa viene disposto un letto di ghiaia tra il fondo inclinato della cassa in calcestruzzo e il terreno con una riduzione dell'aderenza.

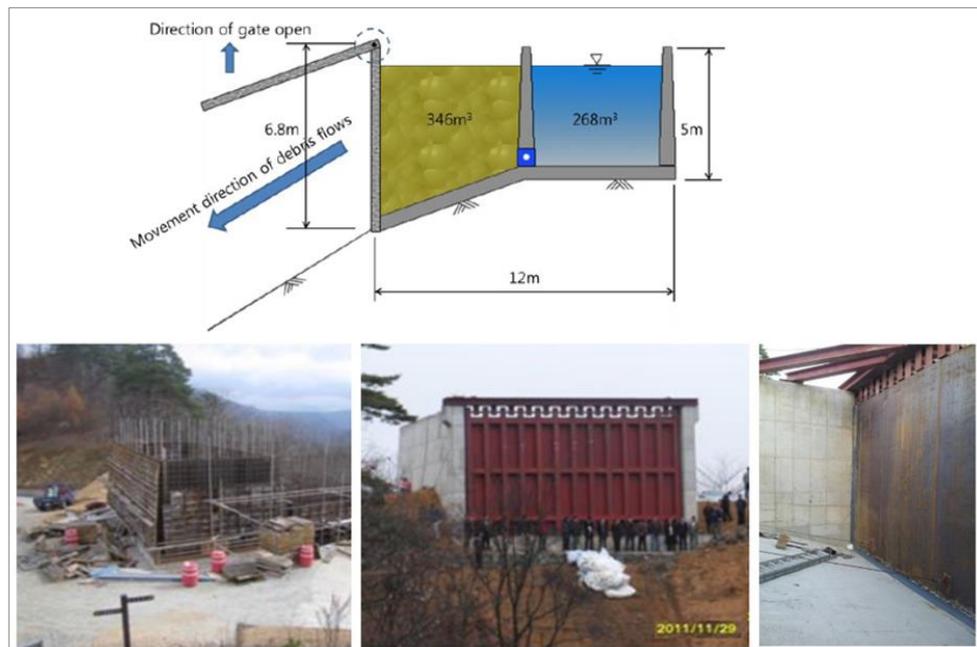


Figura 103: schema della cassa di rilascio in alto, immagini in fase di costruzione in basso (Chan & Kyung, 2016)

Viene disposto un geotessile ad alta resistenza, installato immediatamente a valle della cassa di rilascio per evitare un'erosione eccessiva nella parte iniziale. Diverse telecamere e sensori (celle piezometriche, celle di carico e sensori a ultrasuoni) sono stati collocati nel canale e forniscono una stima della profondità del flusso e della velocità della superficie del flusso alle varie progressive. Inoltre, è stato installato un pluviometro nelle vicinanze della cassa. Lungo il canale vi sono predisposti delle briglie di consolidamento in successione con la funzione di limitare l'azione erosiva durante il moto di propagazione della massa, degli elementi frangicolata e infine a valle la predisposizione di una piazza di deposito.

La procedura di attivazione dei debris flow artificiale a scala reale consiste (Figura 104):

- riempimento della parte anteriore della cassa di terreno;
- riempimento della parte posteriore della cassa di acqua;
- percolazione dell'acqua verso la parte solida saturando il terreno;
- procedura di bagnatura del canale (per simulare l'effetto delle piogge);
- apertura del setto mobile in acciaio con la fuoriuscita del miscuglio terreno-acqua.



Figura 104: procedura innescò debris flow artificiale a scala reale (Chan & Kyung, 2016)

#### 7.2.4 Descrizione dei test effettuati

Dopo aver descritto l'area sperimentale, le caratteristiche del canale e della cassa di rilascio, nel presente paragrafo si vuole dare una descrizione dei due test di debris flow artificiali a scala reale effettuati. In particolare, le principali caratteristiche per i due test sono:

- Test 1 (18 Settembre, 2012): volume solido pari a  $255 \text{ m}^3$  (357t), condizioni di bagnatura del canale dopo 100mm per tre giorni di pioggia cumulativa, riprese video registrate usando un elicottero della KFS, installazione di una canaletta quadrata di dimensioni  $1.2 \times 1.2 \text{ m}$  nella parte centrale del canale;
- Test 2 (9 Novembre, 2012): volume solido pari a  $214 \text{ m}^3$  (300t), prima dell'apertura del setto in acciaio viene effettuata un'operazione di bagnatura del canale mediante una pompa (tubo affiancato alla cassa di rilascio) per 43 secondi, costruzione di elementi frangicolata.

Quindi i due test differiscono per volume solido innescato, per le condizioni di bagnatura del canale e per le modalità di registrazione della massa fluida durante il moto di propagazione. Il volume dell'acqua contenuto nella parte posteriore della cassa non viene specificato, pertanto viene fatta un'assunzione sulla base della conoscenza del volume del miscuglio solido-acqua nei due test (test 1 di  $600 \text{ m}^3$ , test 2 di  $400 \text{ m}^3$ ). Quindi per le simulazioni che verranno condotte si utilizzeranno i seguenti valori:

	Data	Volume solido [ $\text{m}^3$ ]	Volume acqua [ $\text{m}^3$ ]	Volume miscuglio [ $\text{m}^3$ ]
TEST 1	18 settembre 2012	255	345	600
TEST 2	9 novembre 2012	214	186	400

Tabella 10: dati volumetrici per le simulazioni numeriche del miscuglio solido-acqua

Nel test 1 si osserva che il volume d'acqua supera il limite massimo che può contenere la parte posteriore della cassa ( $268 \text{ m}^3$ ), ma comunque è ragionevole in quanto la parte eccedente di acqua è stata deposta nella parte di cassa adibita al solo contenimento della parte solida.

### Test 1 (18 Settembre 2012)

Il test 1 di debris flow artificiale a scala reale viene condotto il 18 Settembre 2012, dopo 100 mm di pioggia cumulativa nell'area sperimentale. Il volume di innesco del miscuglio terreno-acqua è pari a 600 m<sup>3</sup>. Lungo il canale vengono installate delle videocamere, dei sensori e una canaletta a sezione quadrata di dimensioni 1.2\*1.2m come riportato in Figura 105.



Figura 105: test 1, posizione delle videocamere (punti 1, 2 e in corrispondenza della canaletta), dei sensori (celle di carico, sensori a ultrasuoni, celle piezometriche), e canaletta a sezione quadrata (Chan & Kyung, 2016)

Si dispone di un elicottero che ha permesso inizialmente la fase di bagnatura del canale e successivamente le riprese video durante l'esperimento.

Di seguito vengono riportate le sequenze temporali delle riprese video in due posizioni differenti del canale (Figura 106 e 107). La prima ripresa video corrisponde alla posizione 1 riportata in Figura 105 in cui si osserva che il rilascio della massa avviene in meno di 1 minuto. La seconda ripresa video avviene in corrispondenza della posizione della canaletta di drenaggio.



Figura 106: Test 1, sequenza temporale del rilascio del miscuglio terreno-acqua, videocamera in posizione 1 della figura 105



Figura 107: test 1, videocamera collocato nelle vicinanze della canaletta di drenaggio

Come si osserva dalla Figura 107 il canale di ricerca di 1.2m\*1.2m, installato a 400 m a valle del punto di inizio viene completamente distrutto dal flusso (Figura 108) di detriti avviato all'improvviso da una miscela di terreno e acqua del volume di 600 m<sup>3</sup> all'estremità a monte di un bacino di motagna lungo 820 m.



Figura 108: immagini prima e dopo il passaggio del debris flow artificiale

### Test 2 (9 Novembre 2012)

Il test 2 di debris flow artificiale a scala reale viene condotto il 9 Novembre 2012. Prima dell'apertura del setto in acciaio viene effettuata un'operazione di bagnatura del canale mediante una pompa (tubo affiancato alla cassa di rilascio) per 43 secondi. Il volume di innesco del miscuglio terreno-acqua è pari a 400 m<sup>3</sup>. Lungo il canale vengono installate delle videocamere, dei sensori e duei oridini di elementi frangicolata come riportato in Figura 109.

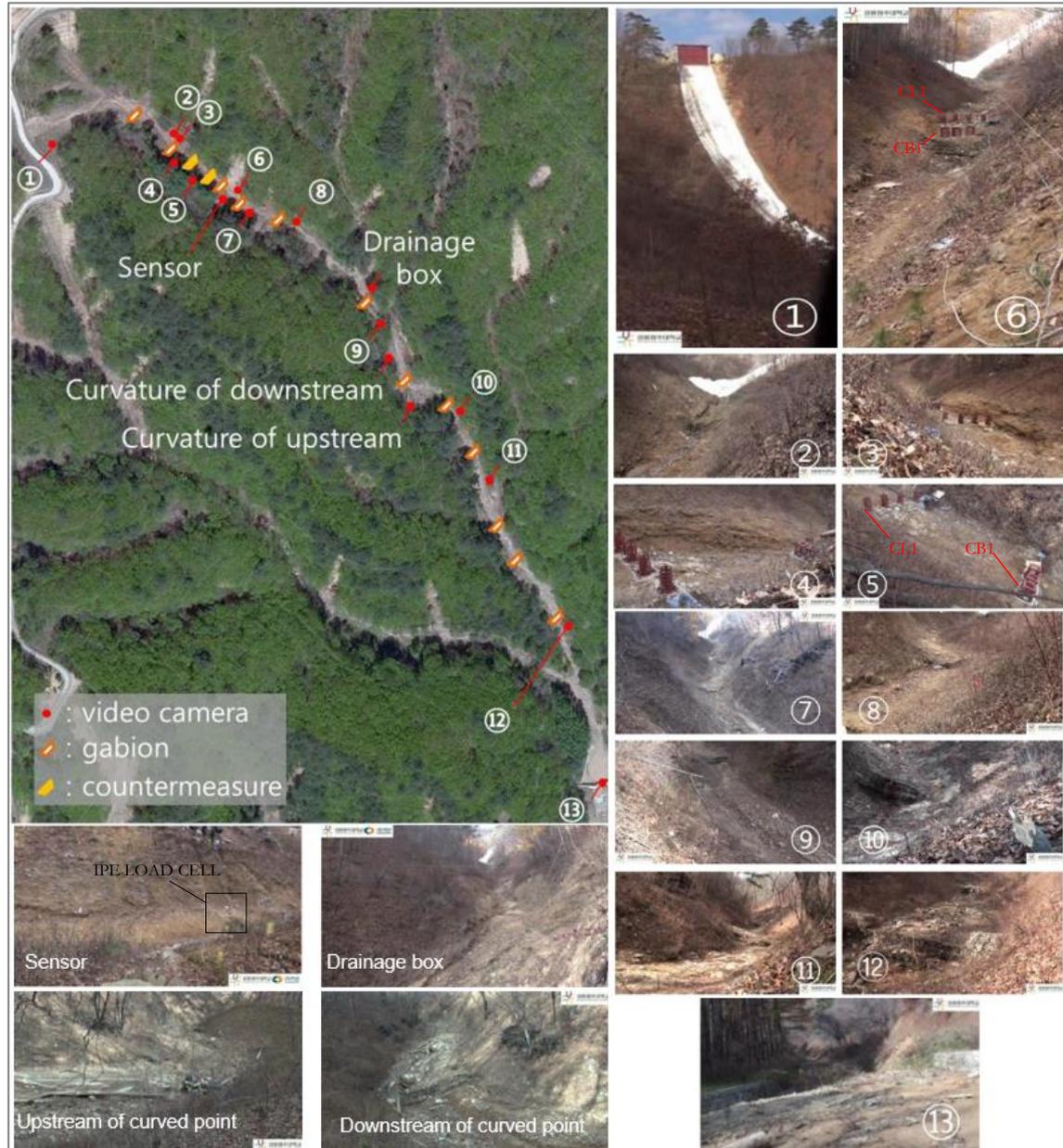


Figura 109: test 2, posizione delle videocamere punto 1 e 2, dei sensori (celle di carico su trave IPE, sensori a ultrasuoni, celle piezometriche), ed elementi frangicolata (3, 4, 5) (Chan & Kyung, 2016)

Come si osserva dalla Figura 109 nel test 2, rispetto al test 1, vi è un cambio della vegetazione che provoca delle variazioni sul processo di infiltrazione e deflusso superficiale da parte delle precipitazioni. In particolare, la presenza di una vegetazione verde e una copertura erbacea (test 1) aumentano la capacità di infiltrazione del suolo con una riduzione del deflusso superficiale. Questo da un punto di vista del moto di propagazione dei debris flow comporta

un'azione erosiva maggiore in quanto si ha una riduzione degli sforzi efficaci, legata all'incremento di pressione interstiziale, quindi ad una riduzione della capacità di resistenza immaginando ad esempio un criterio di resistenza alla Mohr-Coulomb ( $\tau_r = c' + \sigma' \tan \varphi'$ ).

Alla progressiva di 180m dal punto di rilascio della massa vengono installati due ordini di elementi frangicolata (distanziati di 12m - Figura 110(c)) con lo scopo di ridurre la velocità della massa. Le caratteristiche generali sono quella di poter essere: installati sia nella parte di deposito sia nella parte di innesco e propagazione del canale, facili da costruire e riparare (o sostituire) e infine assorbire l'energia dinamica e favorirne la deposizione della massa. Nel caso specifico vengono utilizzati due tipi di elementi frangicolata (cilindro -CL- e parallelepipedo -CB-) con le caratteristiche riportate in Figura 110. La loro disposizione nel canale è rappresentata nella Figura 109 (nella immagine aerea e in 5, 6).

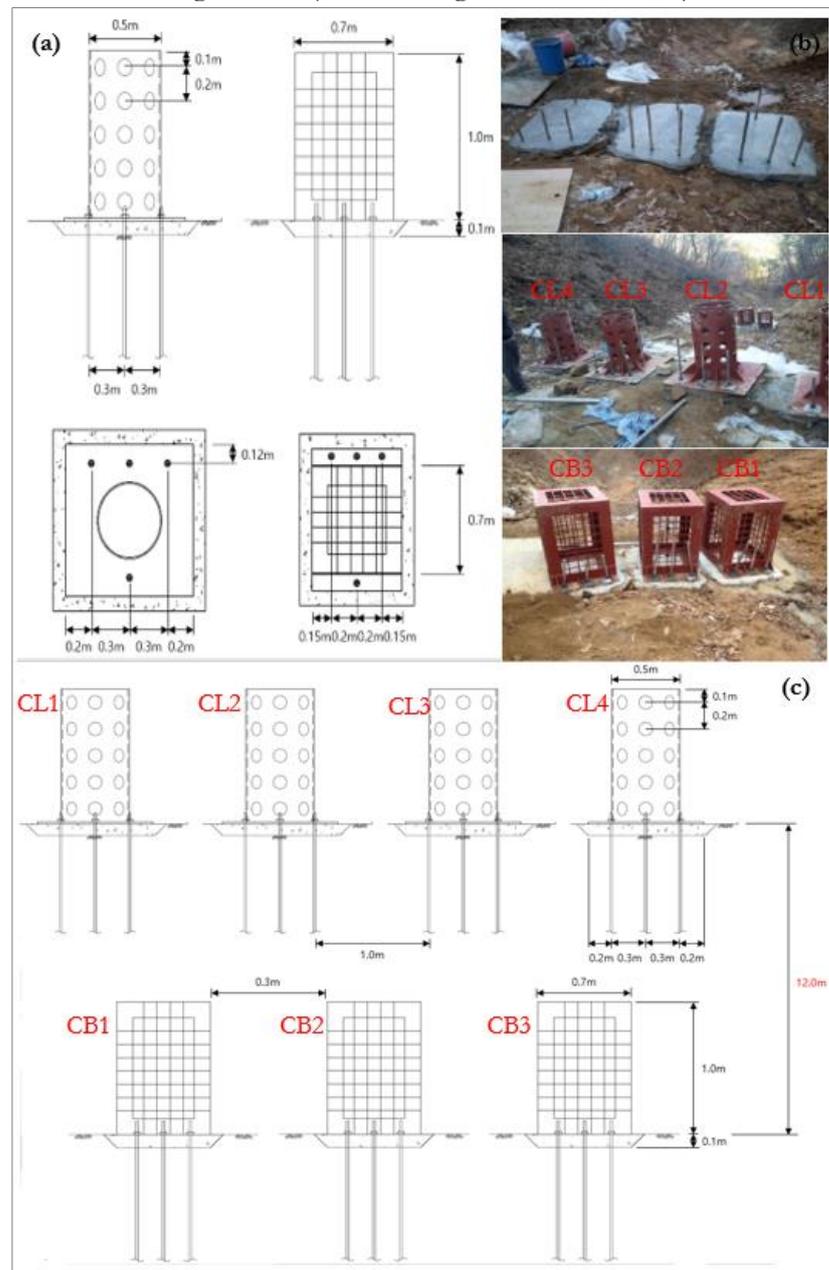


Figura 110: rappresentazione della dimensione (a), della disposizione (c) e in fase di realizzazione (b) degli elementi frangicolata (Chan & Kyung, 2016)

Più a valle, di circa 20m rispetto alla posizione del secondo ordine di elementi frangicolata (CB1-CB3), oppure dal punto di rilascio alla progressiva di 210m, è posizionata una trave IPE. La lunghezza totale di tale trave è di 2.0m, di cui 1.2m è immorsata nel terreno e per la restante parte sporgente (0.8m) vengono installate due celle di carico (Figura 111) per la registrazione delle forze di impatto da parte della massa durante il moto di propagazione. La sua disposizione nel canale è rappresentata nella Figura 109 (nella immagine aerea sensori).

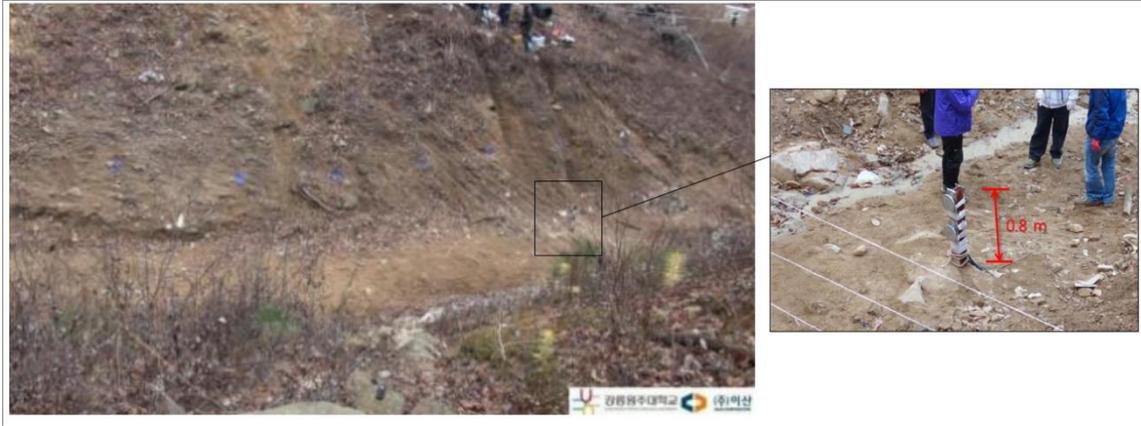


Figura 111: immagini della posizione delle celle di carico (Chan & Kyung, 2016)

Di seguito vengono riportate le sequenze temporali delle riprese video in due posizioni differenti del canale (Figura 112 e 113). La prima ripresa video corrisponde alla posizione 1 riportata in Figura 109 in cui si osserva che il rilascio della massa avviene in meno di 1 minuto. La seconda ripresa video avviene in corrispondenza della posizione 2 di Figura 109.



Figura 112: test 1, videocamera collocata nella posizione 2 di figura 109



Figura 113: Test 2, sequenza temporale del rilascio del miscuglio terreno-acqua, videocamera in posizione 1 della figura 109

### 7.2.5 Risultati dei test effettuati

#### Densità del flusso di detriti

La stima della densità del debris flow può essere fatta in modo diretto mediante il prelievo di un campione di terreno saturo. In particolare, questo viene fatto grazie alla geometria del primo ordine di elementi frangicolata (CL) che trattiene del materiale all'interno di esso durante il moto di propagazione della massa. Dalla definizione di densità ( $\rho = m/V$ ) si ottengono i seguenti valori:

	CL1	CL2	CL3	CL4
Wet density (g/cm <sup>3</sup> )	2.25	2.23	2.18	2.19
average	<b>2.21</b>			

Tabella 11: densità debris flow

Viene fatto un confronto con dei valori di densità tipici dei fenomeni di debris flow della Corea del sud, riportati in letteratura:

	Wet density (g/cm <sup>3</sup> )
Bungnion et al. (2012)	1.91
Chen and Yong (2012)	2.14
Chen et al. (2012)	2.00-2.30
Luna et al. (2012)	1.6

Tabella 12: valori di densità da letteratura

Material	Natural density (g/cm <sup>3</sup> )	
	Bulk density*	Dry density
Sands and gravels : very loose	1.7-1.8	1.3-1.4
loose	1.8-1.9	1.4-1.5
medium dense	1.9-2.1	1.5-1.8
dense	2.0-2.2	1.7-2.0
<b>very dense</b>	<b>2.2-2.3</b>	<b>2.0-2.2</b>
Poorly-graded sands	1.7-1.9	1.3-1.5
Well-graded sands	1.8-2.3	1.4-2.2
Well-graded sand/gravel mixtures	1.9-2.3	1.5-2.2
Clays : unconsolidated muds	1.6-1.7	0.9-1.1
soft, open-structured	1.7-1.9	1.1-1.4
typical, normally consolidated	1.8-2.2	1.3-1.9
Boulder clays (overconsolidated)	2.0-2.4	1.7-2.2
Red tropical soils	1.7-2.1	1.3-1.8
* Assumes saturated or nearly saturated conditions		

Figura 114: valori tipici di densità (Carter and Bentley, 1991) (Chan & Kyung, 2016)

Quindi il valore medio di densità nel caso specifico viene assunto pari a 2.21 kg/m<sup>3</sup>.

## Distribuzione granulometrica e classificazione USCS

La composizione granulometrica influenza le proprietà meccaniche e idrauliche dei terreni, quindi una prima distinzione viene fatta tra terreni a grana grossa e a grana fine.

Il comportamento dei terreni a grana grossa è marcatamente influenzato dalle dimensioni dei grani e dalla distribuzione percentuale di tali dimensioni, ovvero dalla granulometria. Quindi si effettua un'analisi granulometrica, che consiste nella determinazione della distribuzione percentuale del diametro dei granuli presenti nel terreno, mediante due tecniche:

- setacciatura o vagliatura meccanica (ASTM D422) per la frazione grossolana (diametro dei grani maggiore di 0.074mm) eseguita utilizzando una serie di setacci (a maglia quadrata) e/o crivelli (con fori circolari) con aperture di diverse dimensioni (la scelta delle dimensioni della maglia va fatta in relazione al tipo di terreno da analizzare). I setacci vengono disposti l'uno sull'altro, con apertura decrescente verso il basso (ad esempio ogni setaccio dovrebbe avere l'apertura delle maglie pari a circa la metà di quello sovrastante per ottenere una buona curva granulometrica – Associazione Geotecnica Italiana) posti su una tavola vibrante. Viene misurata la frazione trattenuta da ogni setaccio e si riporta in un grafico, che ha sulle ascisse il diametro delle particelle (definito dall'apertura dei setacci) e in ordinate la percentuale (in peso) delle particelle aventi diametro inferiore. Poiché le dimensioni delle particelle si collocano in un intervallo che interessa diversi ordini di grandezza, le percentuali di passante sono rappresentate in funzione del logaritmo del diametro medio dei grani, ottenendo la curva granulometrica.
- analisi per sedimentazione per la frazione fine (diametro dei grani minore di 0.074 mm – n° setaccio ASTM 200), in cui si misura la densità di una sospensione, ottenuta miscelando il materiale all'acqua con l'aggiunta di sostanze disperdenti per favorire la separazione delle particelle. È basata sulla legge di Stokes, che lega la velocità di sedimentazione di una particella in sospensione al diametro della particella e alla densità della miscela. Eseguendo misure di densità a diversi intervalli di tempo e conoscendo il peso specifico dei grani è possibile ricavare il diametro equivalente e la percentuale in peso delle particelle rimaste in sospensione e quindi aventi diametro equivalente inferiore a quelle sedimentate. Utilizzando questi dati è possibile completare la curva granulometrica.

Nel caso dei terreni a grana fine, le proprietà dipendono dalla natura delle particelle e non tanto dalle loro dimensioni, pertanto in circostanze ben definite il contenuto d'acqua riflette la composizione mineralogica. I valori del contenuto d'acqua, corrispondenti a stati fisici ben definiti, sono noti come limiti di consistenza o limiti di Atterberg. I valori limite corrispondenti alla transizione da uno stato di consistenza all'altro sono il limite solido (da solido a semisolido), il limite plastico (da semisolido a plastico) e il limite liquido (da plastico a liquido) al crescere del contenuto d'acqua. Il limite liquido si determina con il metodo del cucchiaio di Casagrande (per un numero di colpi pari a 25 si determina il contenuto d'acqua). Il limite plastico è il contenuto d'acqua in corrispondenza del quale il campione di terra inizia a perdere il suo comportamento plastico (formazione di bastoncini determinando il contenuto d'acqua quando si iniziano a fessurare). L'intervallo all'interno del quale il materiale ha un comportamento plastico è descritto dall'indice di plasticità (differenza tra limite liquido e plastico) che rappresenta un indicatore della sensibilità all'acqua di un terreno.

La classificazione di un terreno secondo l'USCS (Unified Soil Classification System) prevede di effettuare un'analisi granulometrica (ai vagli di 4.76 mm, 0.42 mm e 0.075 mm), la

determinazione del limite liquido, dell'indice di plasticità e il contenuto di sostanze organiche. Divide i terreni a grana grossa (>50% trattenuto a 0.075mm) dai terreni a grana fine (>50% passante a 0.075mm) come riportato nella Figura 115 e 116.

Grana grossa		Grana fine	
G (ghiaia)	W (ben gradato)	M (limo)	L ( $w_L < 50$ )
	P (mal gradato)	C (argilla)	
S (sabbia)	M (limoso)	O (terreno con materia organica)	H ( $w_L > 50$ )
	C (argilloso)		

Figura 115: sistema di classificazione USCS in forma sintetica

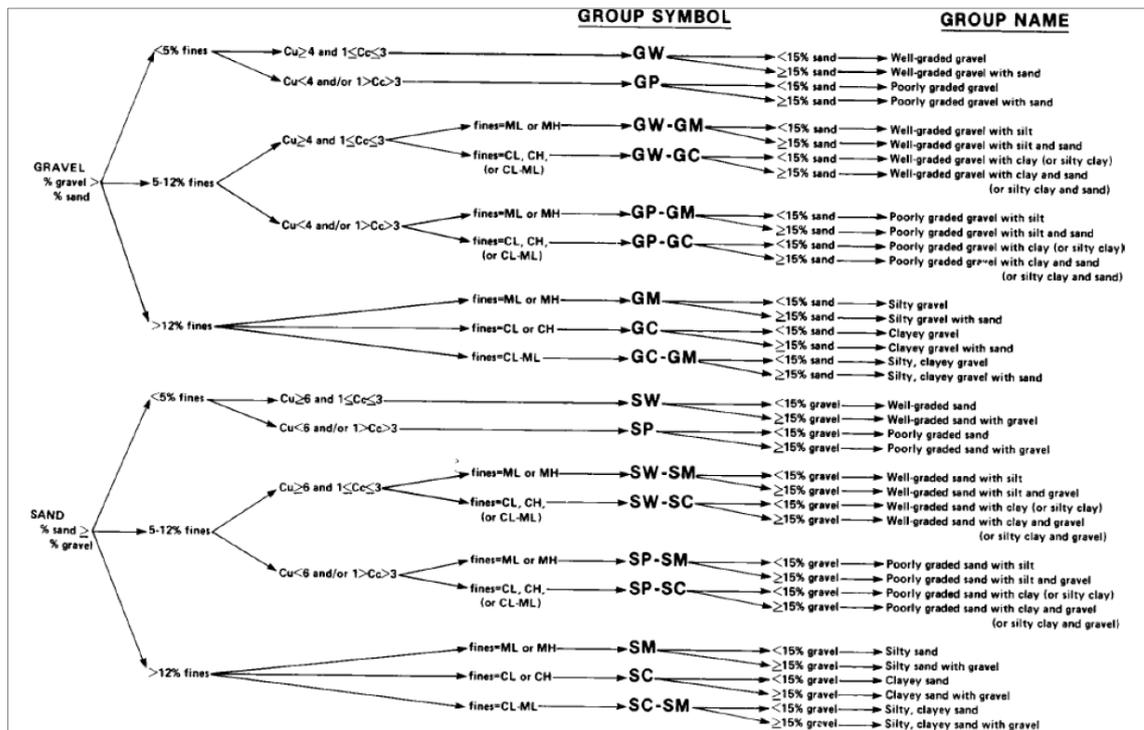


Figura 116: schema per la classificazione delle terre - sistema USCS

Durante il moto di propagazione della massa fluida si ha un processo di erosione/deposizione in base alla morfologia del canale quindi si vuole capire come variano le composizioni granulometriche del materiale. Nel caso specifico viene effettuato un confronto tra il materiale posto all'interno della cassa e il materiale catturato all'interno del primo ordine di elemento frangicolata (CL). Di seguito vengono riportate due curve granulometriche e una classificazione USCS del materiale prima di essere rilasciato (Figura 117) e del materiale catturato dai baffles cilindrici (Figura 118).

Quello che si osserva è:

- il materiale prima di essere rilasciato è una ghiaia o miscela di ghiaia e sabbia male assortita con poco fine (GP);
- il materiale catturato dai baffles cilindrici risulta essere una sabbia o sabbia ghiaiosa ben assortita con poco fine (SW).

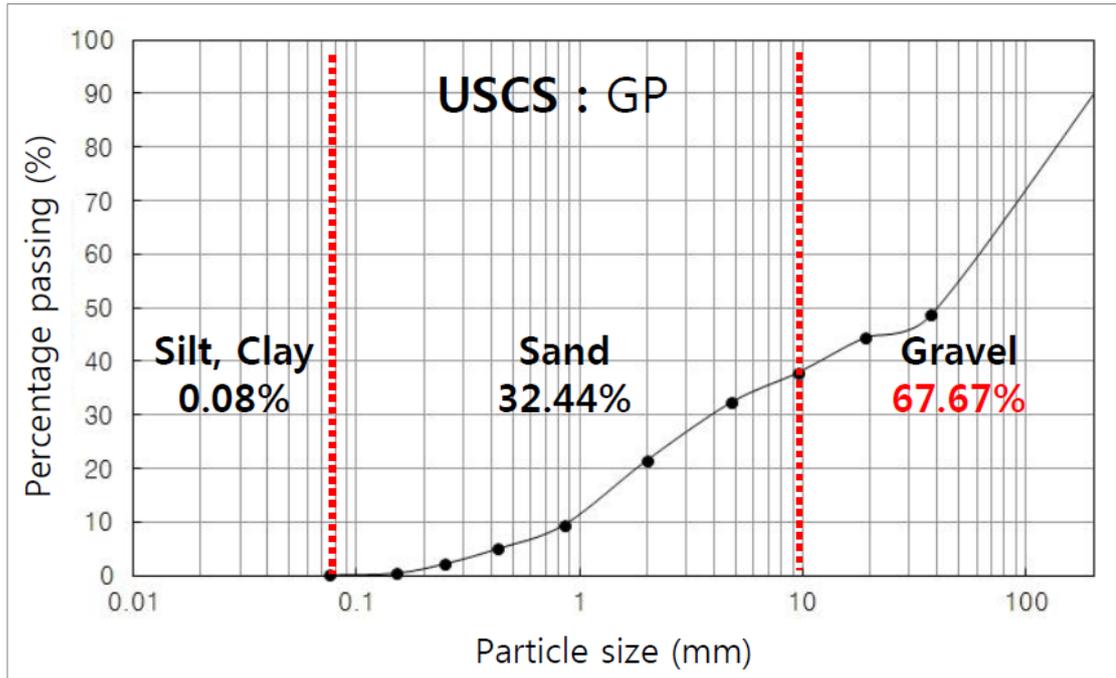


Figura 117: materiale all'interno della cassa di rilascio (Chan & Kyung, 2016)

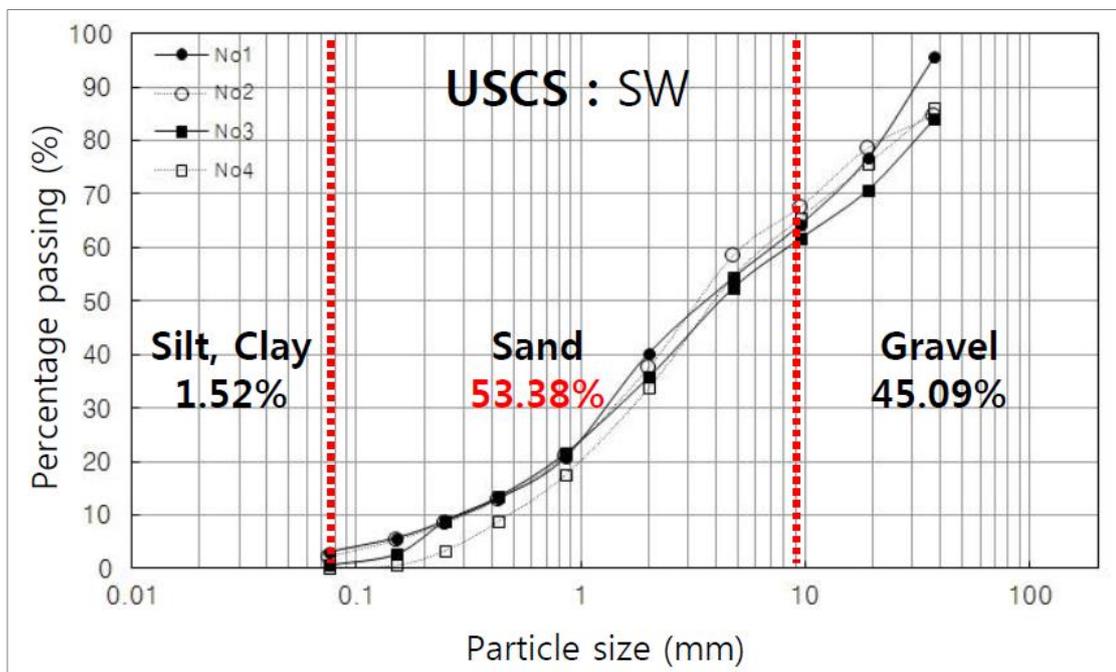


Figura 118: materiale catturato dal primo ordine di elementi frangicolata (CL1, CL2, CL3, CL4) (Chan & Kyung, 2016)

Quindi si tratta di una terra a grana grossa che prima di essere rilasciata è a prevalenza ghiaiosa, dopo a causa dell'erosione diventa a prevalenza sabbiosa.

Infine, si riporta la classificazione UNI EN ISO 14688-2 (classificazione puramente descrittiva basata solo sulla granulometria e valida per i materiali privi di frazione fine suscettibile all'acqua) di una serie di eventi di debris flow (Figura 119).

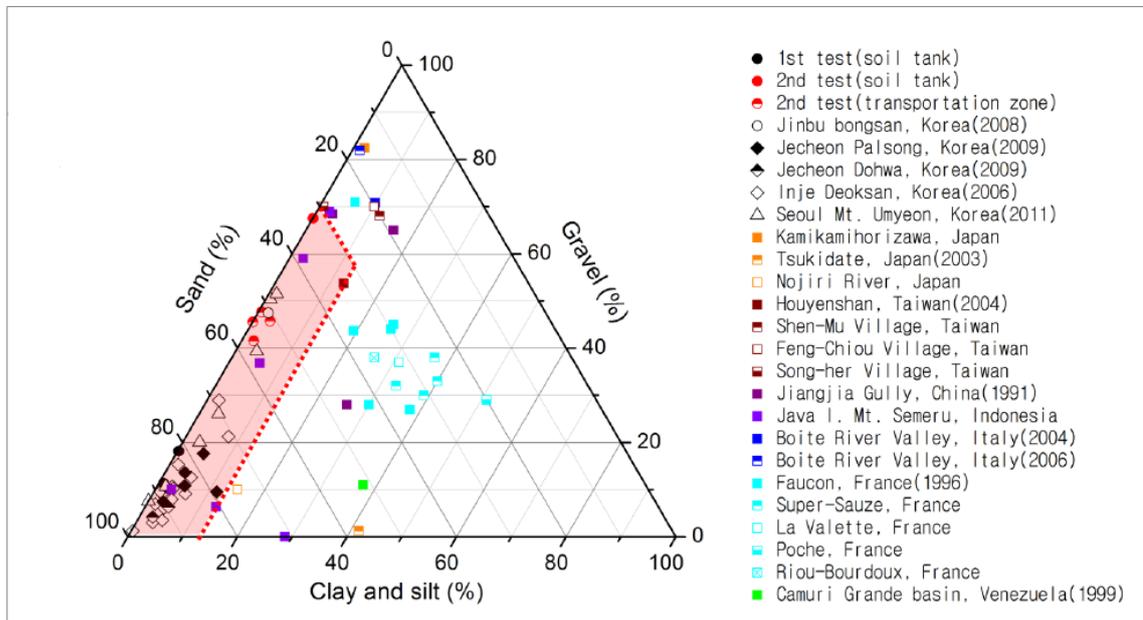


Figura 119: classificazione UNI EN ISO 14688-2 (Chan & Kyung, 2016)

In Figura 119, si evidenzia un'area che mostra la composizione del terreno che generalmente si può ritrovare nei debris flow in Corea con i seguenti intervalli di variabilità:

- sabbia 32.4-100%
- ghiaia 0-67.5%
- argilla e limo 0-11.5%

### Misurazioni LiDAR

Sebbene la lunghezza totale del canale sia di 824 m, vengono analizzati solo i primi 300 m a partire dalla posizione della cassa di rilascio. Nel test 1, del seguente esperimento a grandezza reale condotto sui flussi detritici, la proporzione di miscela di detriti e acqua all'inizio dell'esperimento è di 6:4 con una classificazione secondo il sistema di classificazione USCS di tipo "poorly graded gravel with sand" (GP). Dopo aver fatto transitare 255 m<sup>3</sup> di detriti viene effettuata un'analisi LiDAR che ha portato alla fine alla definizione di un DEM con risoluzione di 10cm. L'analisi è stata condotta dopo aver installato una suddivisione lungo il canale a intervalli di 10m come mostrato in Figura 120, per osservare i cambiamenti topografici che si verificano in seguito al passaggio della massa. A partire dal punto di rilascio fino alla progressiva di 60m, dove in pratica è stato installato il geotessile, si ha un'erosione entro 1m. Dopo questa parte, la quantità di erosione aumenta gradualmente e si presenta un'imponente erosione all'interno dei 2 m da quella sezione fino ai 200m. In questo tratto alla progressiva di 140m si ha l'erosione massima di 2.23 m. I risultati del processo erosivo vengono riassunti in un grafico riportato in Figura 121 dove si riporta un profilo longitudinale prima e dopo l'esperimento. In particolare, l'altezza topografica dopo l'esperimento viene mostrata con un incremento di tre volte per evidenziare la differenza. In modo analogo viene condotta un'analisi trasversale estraendo i valori di altezza prima e dopo l'esperimento con intervalli di 1 m come riportato in Figura 122.



Figura 120: vista areale della posizione della linea di sezione longitudinale (discretizzazione 10m) e trasversale (discretizzazione 1m) (Chan & Kyung, 2016)

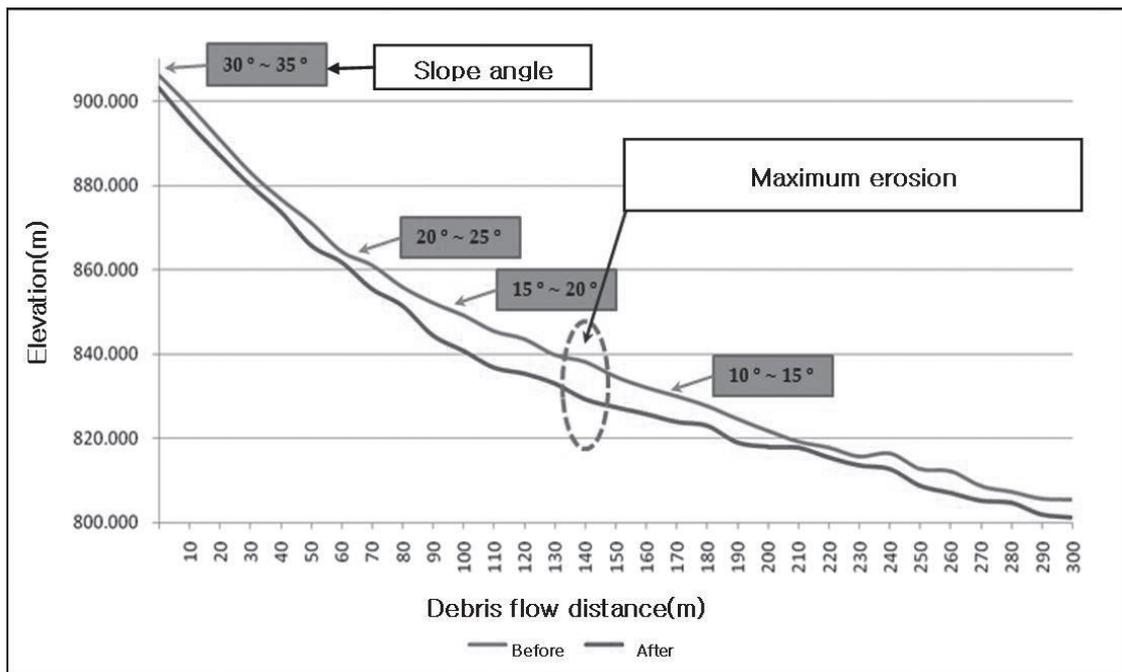


Figura 121: analisi profilo longitudinale (Sangyeon et al., 2016)

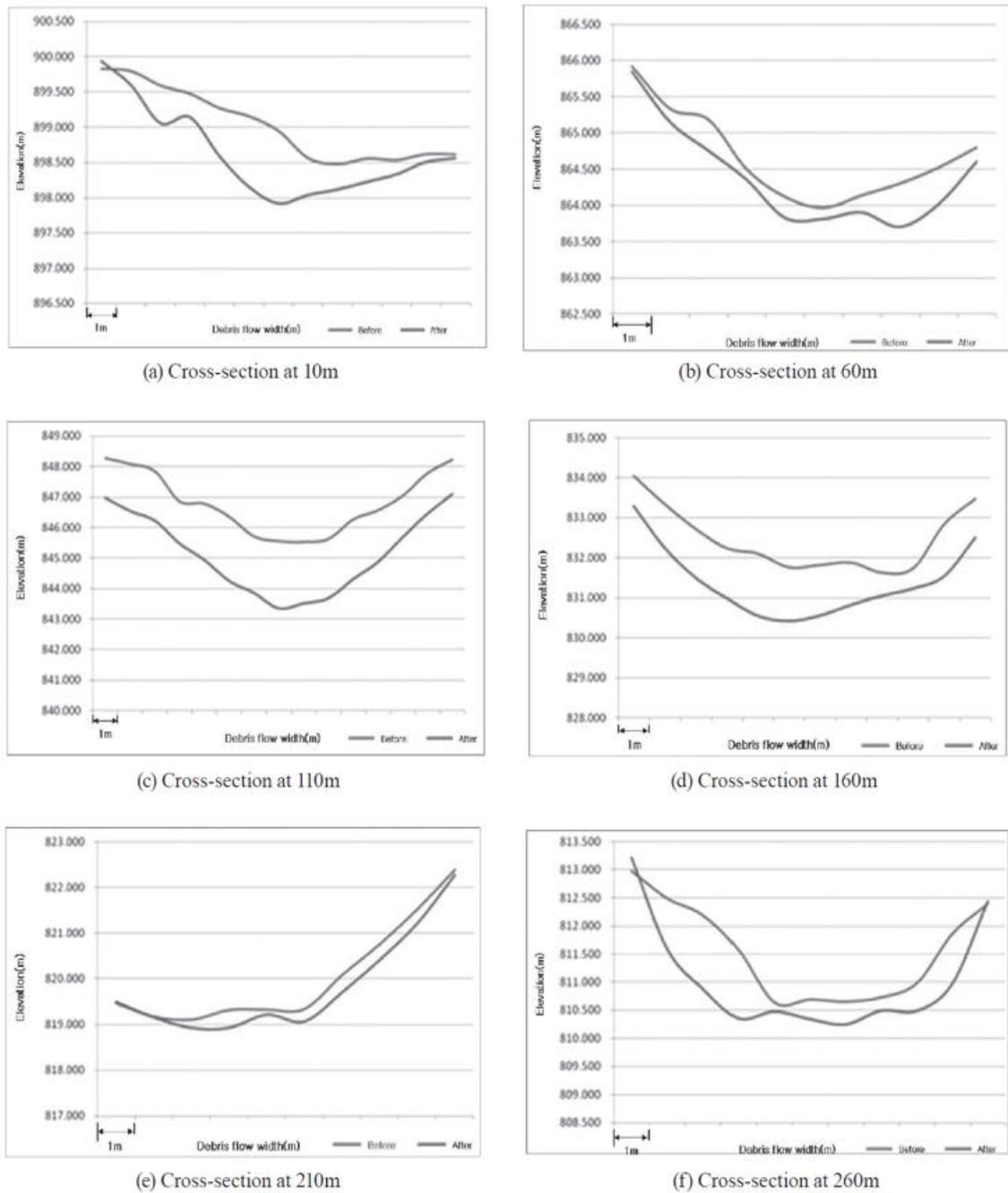


Figura 122: analisi sezioni trasversali della topografia prima e dopo il passaggio del debris flow (Sangyeon et al., 2016)

Partendo dai risultati dell'analisi trasversale prima e dopo l'esperimento (Figura 122 (a)), nella parte dove si ha il geotessile si può notare che l'erosione nella sponda sinistra è maggiore rispetto a quella destra (con un osservatore posto a valle che guarda verso monte). Dopo i 60 m (Figura 122 (b)), dove si ha un cambio di direzione drastico, si osserva che l'erosione è maggiore nella sponda destra rispetto a quella sinistra. Dopo i 100 m (Figura 122 (c)), si può notare che l'erosione si verifica sia nella sponda destra che sinistra. La larghezza del canale, in relazione al bacino, è in generale di larghezza di circa 10m.

I risultati dell'analisi dei cambiamenti topografici prima e dopo l'esperimento, come mostrato in Figura 123, dimostrano che il cambiamento topografico con più di 1m di erosione si ha

nel tratto che va dalla progressiva 80m fino a 190m. I detriti si scontrano violentemente nel punto dove l'inclinazione cambia in modo istantaneo (progressiva 140m) quindi a causa dell'elevato potere energetico si ha una maggiore erosione.

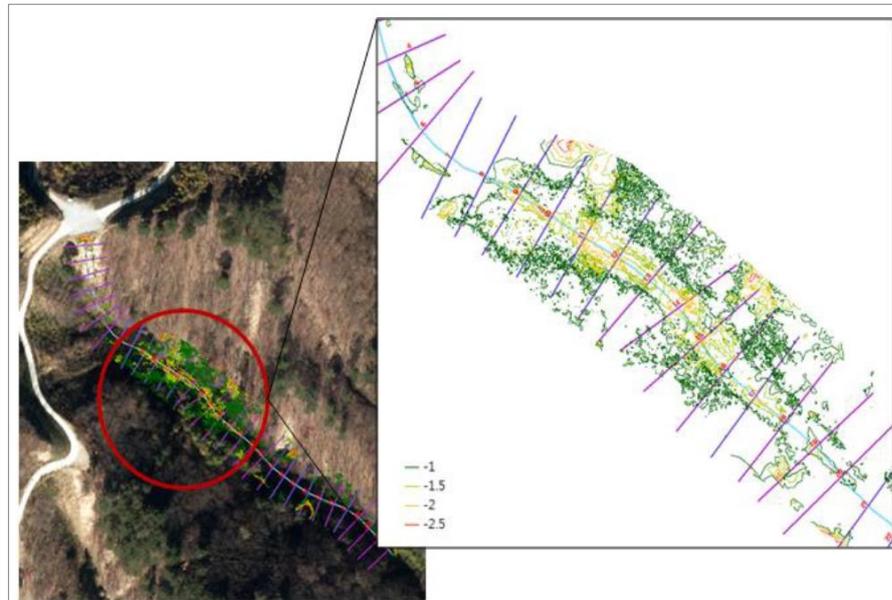


Figura 123: osservazione risultati del cambiamento topografico - erosione e deposizione (Chan & Kyung, 2016)

In definitiva, in Figura 124, per i due test si ha una distribuzione areale nell'intorno del canale delle variazioni di altezza rispetto alla topografia prima dell'esperimento.

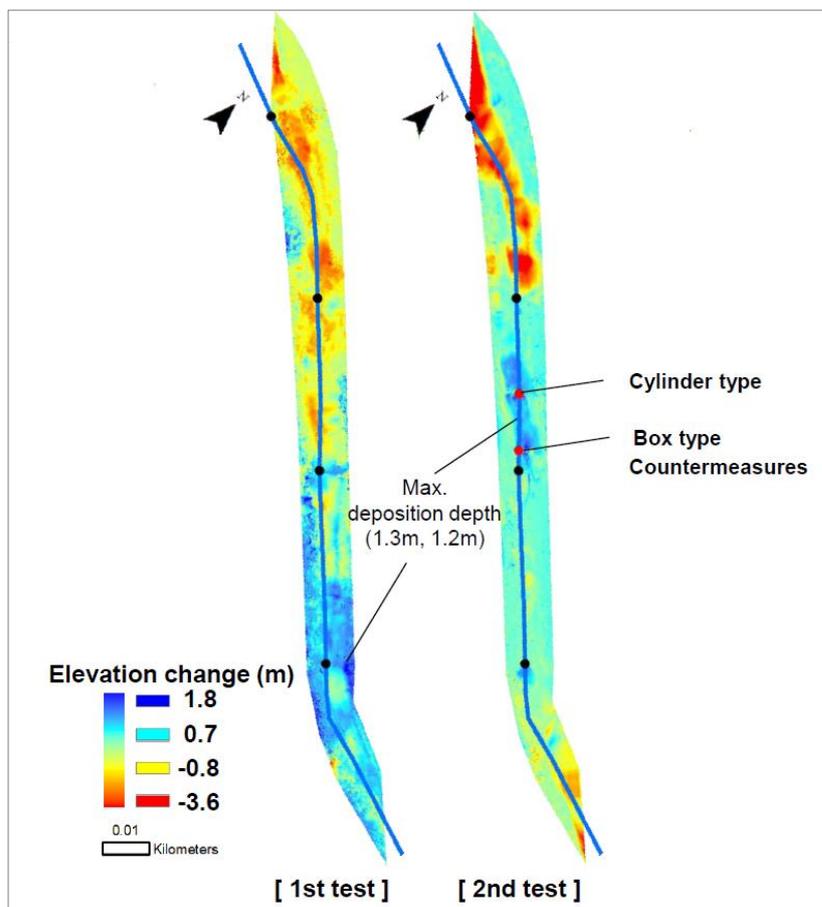


Figura 124: variazioni di altezza per test 1 e test 2 dopo l'esperimento (Chan & Kyung, 2016)

### Stima della velocità e delle altezze del debris flow

La stima della velocità della massa durante il moto di propagazione viene fatta secondo due possibili modalità, quali: stima diretta dalle registrazioni video e stima indiretta sulla base del tempo di arrivo. In particolare, per il test 2 si applicano entrambi i metodi per mettere in evidenza le eventuali differenze. Dalla Figura 125 si nota come la velocità è quasi identica indipendentemente dal metodo di stima.

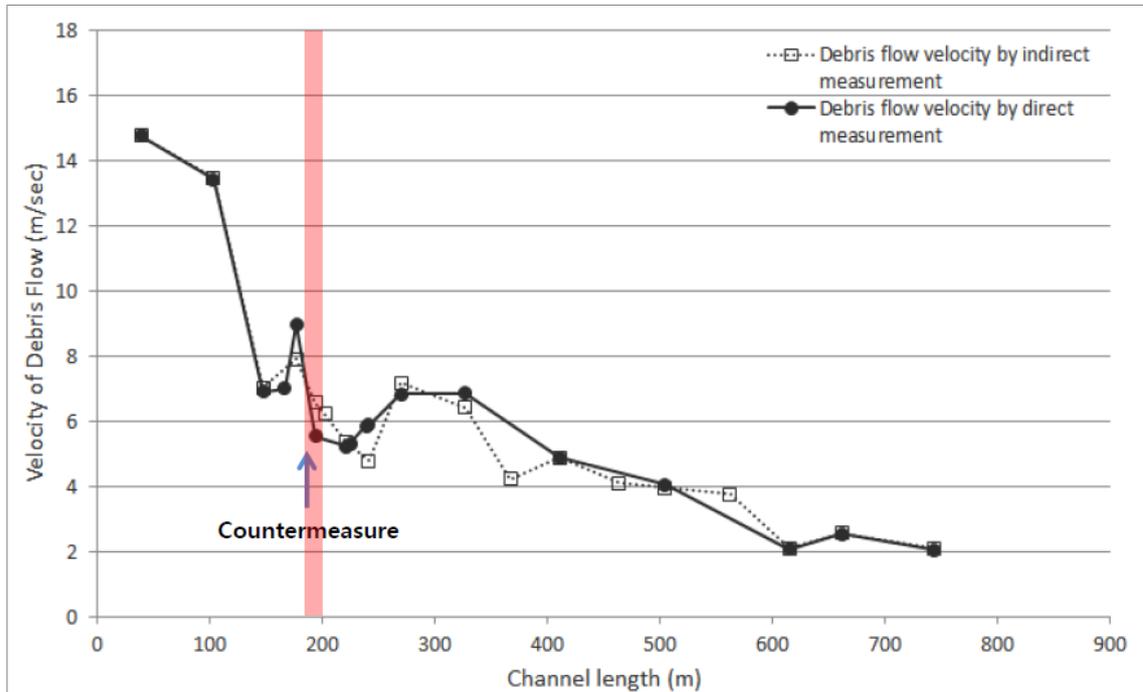


Figura 125: confronto stima della velocità metodo diretto e indiretto - Test 2 (Chan & Kyung, 2016)

Quindi si riporta il confronto tra test 1 e test 2 in termini di velocità (Figura 126).

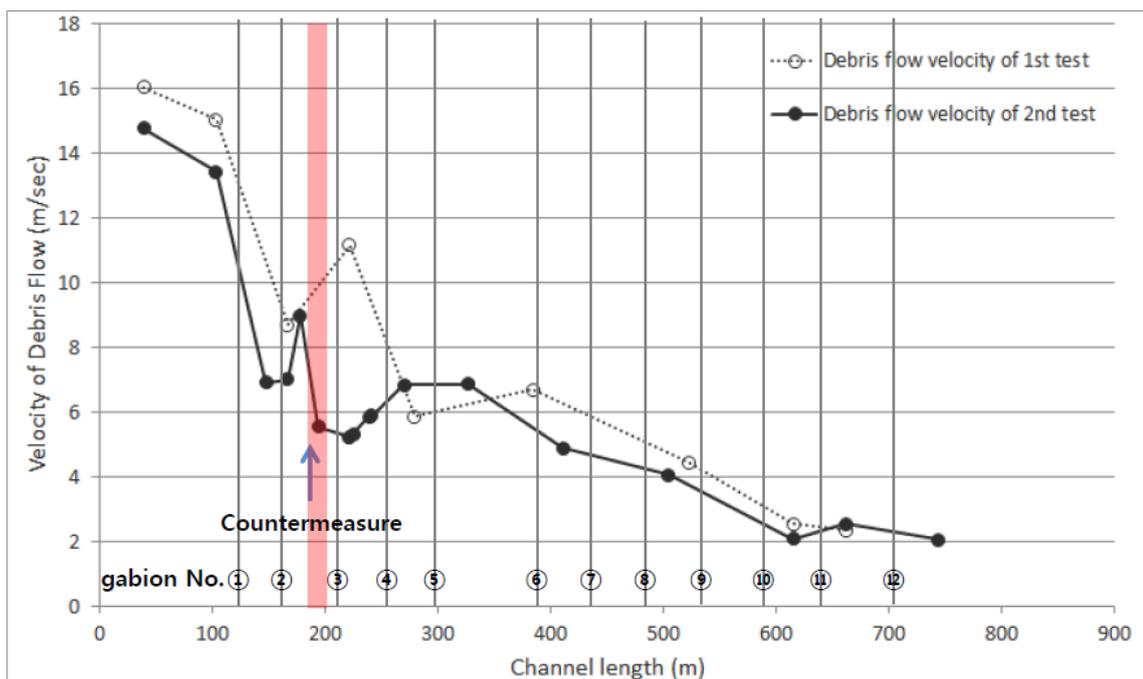


Figura 126: confronto velocità test 1 e test 2 (Chan & Kyung, 2016)

Dal confronto delle velocità tra i due test si osserva che per il test 1, dato che il volume di innesco è di  $600\text{m}^3$ , si hanno delle velocità maggiori rispetto al test 2 (volume di innesco  $400\text{m}^3$ ). Nel test 2 la presenza di elementi frangicolata, posti nella sezione accelerata del canale provocano una riduzione delle velocità nelle immediate vicinanze, mentre più a valle non c'è nessuna influenza della loro presenza. La presenza di briglie di consolidamento posti lungo il canale (12 gabion) sembra non avere nessun effetto sulla dinamica del flusso detritico.

Vengono stimate le altezze del flusso nei due test come riportato in Figura 127.

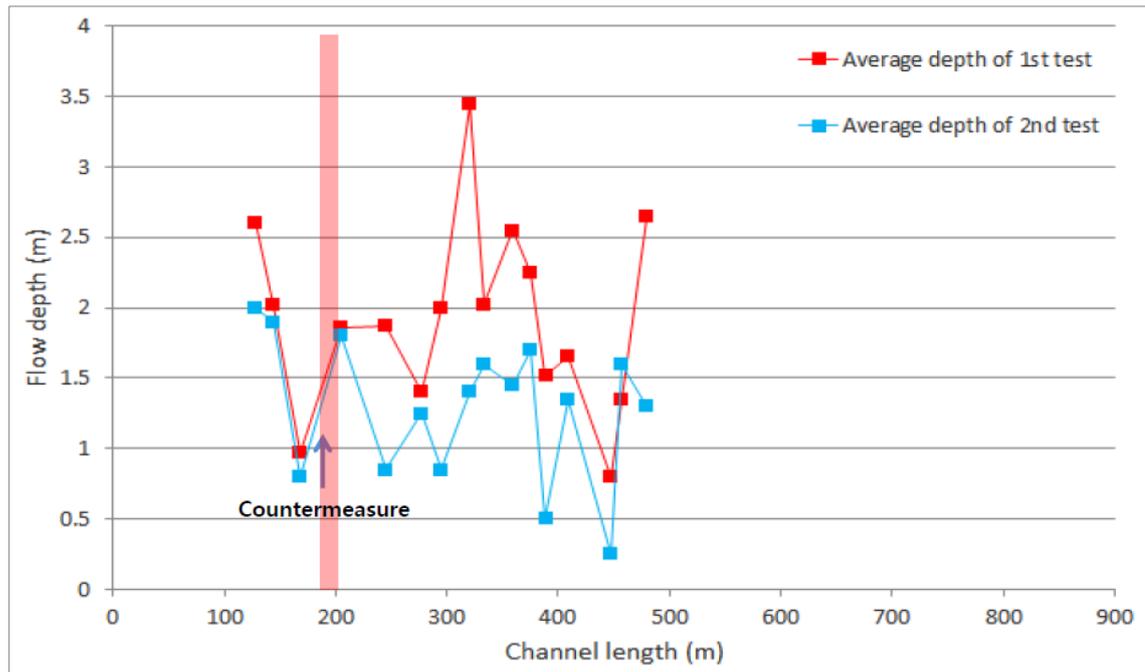


Figura 127: confronto altezza del flusso media tra test 1 e test 2 (Chan & Kyung, 2016)

La presenza di elementi frangicolata nel test 2 porta ad una riduzione delle velocità quindi ad un incremento delle altezze a causa della deposizione della massa fluida. Sebbene nel test 2 le altezze medie del flusso sono minori, in quanto il volume rilasciato è minore, in corrispondenza degli elementi frangicolata si osserva un incremento delle altezze medie. Questo ha come conseguenza una riduzione dell'energia dinamica e quindi una riduzione della forza di impatto.

In realtà, i valori di velocità e altezza che sono stati determinati non sono stati pubblicati ufficialmente, in quanto le effettive variazioni possono essere legate alla differenza del volume di rilascio oppure alla presenza degli elementi frangicolata.

### Stima della forza di impatto (trave IPE)

La stima della forza di impatto sulla trave IPE (Figura 128) fa riferimento a due approcci:

- basata sul momento di plasticizzazione della trave: il momento flettente ammissibile della trave è di 10 kNm. Si trova che la forza di impatto registrata è a **>26.8 kNm**.
- basata su relazioni teoriche ed empiriche (Hungri et al. - 1984, Bugnion et al. - 2012, Holzinger and Hubl - 2004)

		F [kN]
Hungr et al., 1984	$F=AQv^2$	6.2
Bugnion et al., 2012	$F=C_pAQv^2$	3.7
Holzinger and Hubl, 2004	$F=1/2 \cdot C_D A Q v^2$	13.0

Tabella 13: stima della forza mediante relazioni empiriche

Le relazioni teorico-empiriche sottostimano la forza di impatto del debris flow.



Figura 128: immagini della trave IPE prima e dopo l'esperimento (Chan & Kyung, 2016)

### Sintesi dei risultati per i test effettuati

Si sintetizzano i principali risultati ottenuti dai coreani per i test effettuati:

- 1) Generazione di flussi detritici artificiali a scala reale per simulare il comportamento di un debris flow e stimare l'efficienza degli elementi frangicolata nel sito sperimentale in Jinbu (Corea);
- 2) Lungo il canale di 824m, a partire dal punto di rilascio del miscuglio solido-acqua, sono state installate 17 videocamere. Tramite l'analisi dei video si è stimata la velocità del debris flow prima e dopo l'installazione degli elementi frangicolata;
- 3) Usando le misurazioni LiDAR si sono analizzate le variazioni della topografia e i processi di erosione e deposizione indotti dagli elementi frangicolata nei primi 300m;
- 4) Gli elementi frangicolata riducono la velocità in un lasso temporale molto breve e di conseguenza anche l'energia dinamica del debris flow;
- 5) La forza di impatto sulla trave IPE è basata sul momento di plasticizzazione e su equazioni di letteratura. Si è trovato che le relazioni empiriche sottostimano la forza di impatto.

### 7.3 Modellazione numerica

I principali aspetti da considerare in una modellazione a scala reale sono:

- Implementazione delle caratteristiche topografiche;
- Reologie consistenti con le osservazioni;
- Benchmarking con dati accurati da casi studio.

L'ambiente altamente controllato, insieme al volume relativamente basso del flusso, rende il caso studio in Jinbu (Corea del sud) un candidato ideale per la convalida del codice LBM. Uno dei principali vantaggi di LBM, oltre alla sua velocità e semplicità computazionale, è che le prestazioni del codice non risentono molto quando si implementano condizioni al contorno complesse o irregolari, rendendolo quindi un candidato ideale per la simulazioni numeriche dell'evoluzione dei flussi detritici e dell'interazione con le contromisure strutturali. I flussi detritici possono essere simulati come fluido equivalente utilizzando delle leggi reologiche visco-plastiche (come la legge di Bingham – Capitolo 6), oppure leggi attrittive che spesso includono forme di dissipazione turbolenta come la cosiddetta legge Voellmy. Inoltre, è disponibile una più semplice legge reologica newtoniana, con un modello di turbolenza basato sull'approccio Smagorinsky (Leonardi et al., 2018). In LBM, questi modelli costitutivi possono essere implementati direttamente senza ricorrere all'integrazione di un profilo di velocità ipotizzato, ma piuttosto calcolando localmente su ogni nodo fluido la pressione  $p$  e la velocità di deformazione a taglio  $\dot{\gamma}$ .

In linea generale i modelli numerici del continuo richiedono la definizione del modello geometrico (costituito dal DTM e dal volume di innesco), la scelta della legge reologica con la calibrazione dei parametri ed infine l'erosione.

La validazione del benchmark richiede la definizione dei seguenti aspetti:

1. Conoscenza della topografia;
2. Posizione e caratteristiche geometriche delle singolarità nel canale (cassa, elementi frangicolata, celle di carico);
3. Conoscenza delle caratteristiche del materiale (e non della reologia del flusso);
4. Misurazioni della velocità e altezza del flusso;
5. Stima della forza di impatto sugli elementi frangicolata.

È buona pratica analizzare la qualità dei dati di input in quanto questi hanno una grande influenza sui dati di output. Si ricorda infine che il modello di propagazione coglie gli aspetti principali che regolano i caratteri generali del fenomeno dei debris flow.

### 7.3.1 Definizione della superficie topografica

Per la definizione della superficie topografica nell'area sperimentale si dispongono di due informazioni:

- Carta topografica con curve di livello (equidistanza tra le isoipse di 5m) di una zona molto estesa attorno all'area di interesse, di seguito si riporta in Figura 129 la visualizzazione in QGis. Il sistema di riferimento è di tipo locale (SR generato +lat\_0=38.0 +lon\_0=129 +x\_0=200000 +y\_0=600000 +ellps=GRS80).

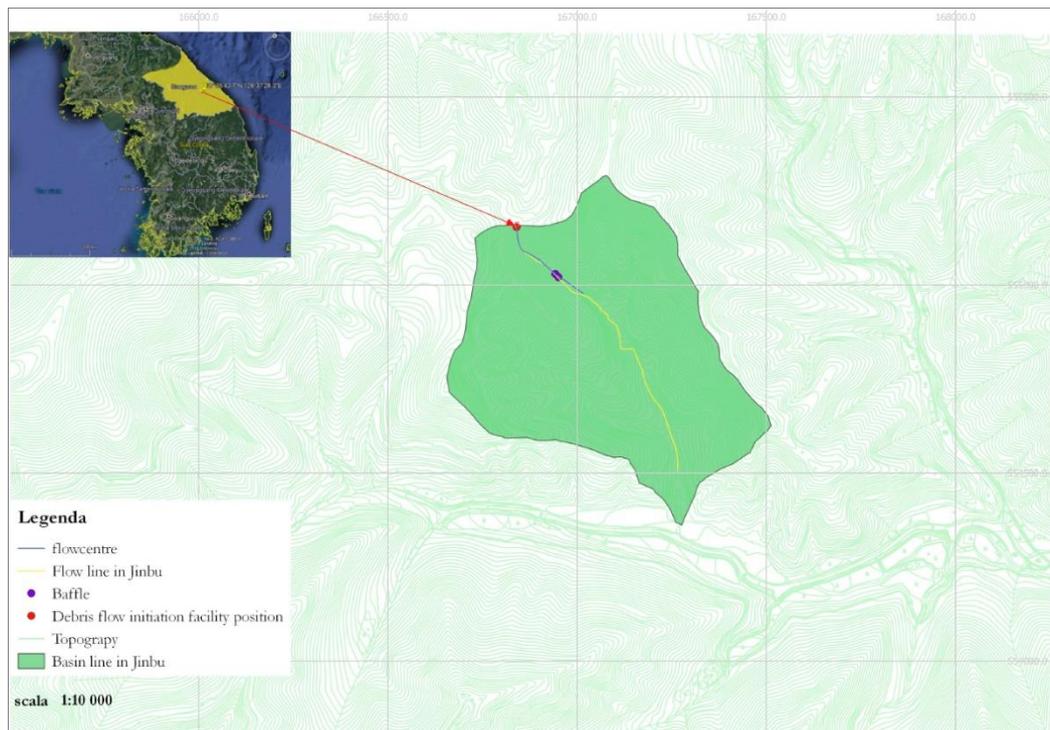


Figura 129: curve di livello equidistanti 5m in QGis

- Lidar in formato TIN (rete triangolare irregolare che è una rappresentazione vettoriale di una superficie) del solo canale dove avviene il moto di propagazione con una precisione di 10cm.

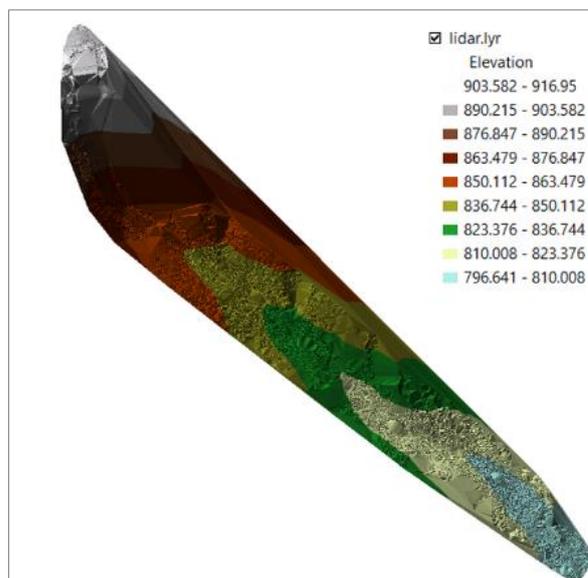


Figura 130: TIN del canale di propagazione da LiDAR

Non è sufficiente utilizzare solo la parte LiDAR in quanto come si mostrerà successivamente la massa dopo essere fuoriuscita dalla cassa subisce una brusca deviazione che va al limite di tale topografia. Sebbene sia possibile convertire un TIN direttamente in uno shapefile di linee si ottengono risultati migliori convertendo dapprima il TIN in un raster di elevazione (griglia) e quindi creando i contorni del raster di elevazione. I contorni prodotti direttamente da un TIN tendono a contenere errori topologici e presentano bordi irregolari. I contorni prodotti da un raster di elevazione tendono ad essere più levigati e contengono meno errori topologici (Figura 131). Prima si effettua un'operazione di filtraggio del raster di input per rimuovere eventuali celle anomale al fine di ridurre il numero di isolamenti (picchi piccoli e insignificanti) creati dallo strumento di contorno.

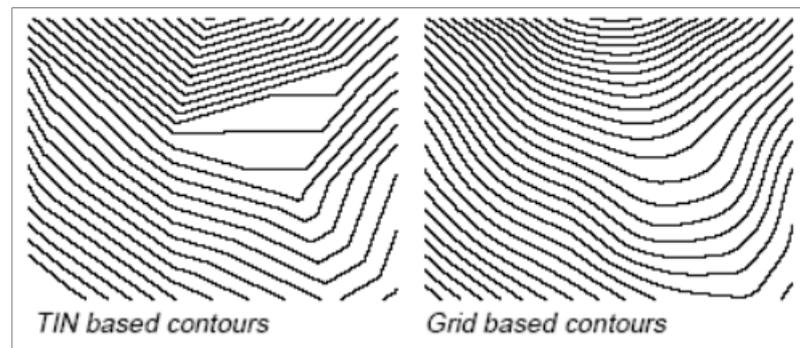


Figura 131: differenza di precisione tra curve di livello ottenute da TIN e da raster

Quindi si riporta su QGIS il raster del LiDAR e si estraggono le curve di livello con precisione 1 cm come riportato in Figura 132.

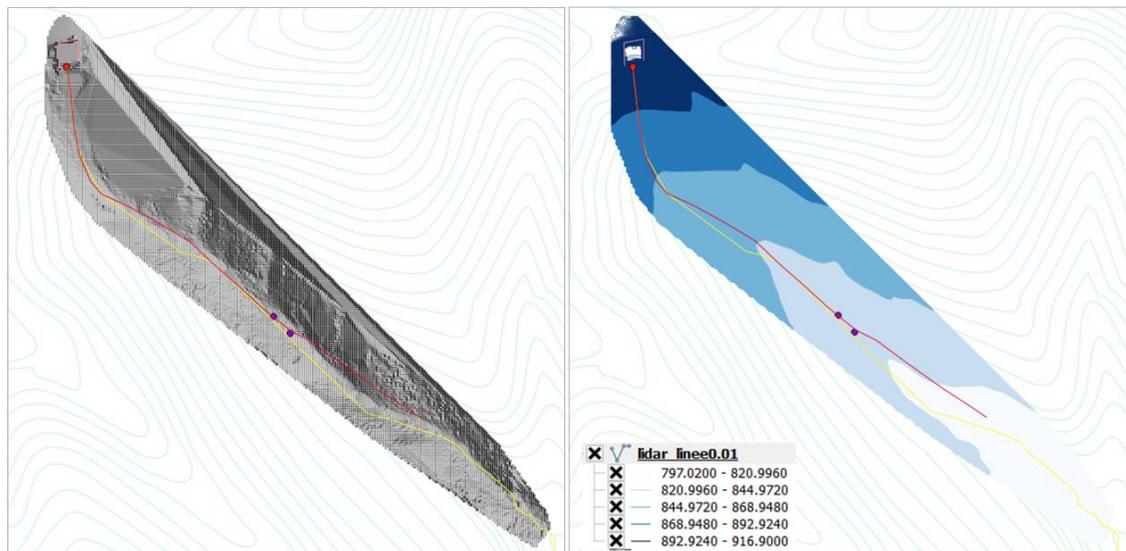


Figura 132: visualizzazione su QGIS del Lidar in formato raster (a sinistra) e in formato curve di livello con precisione 1cm (a destra)

Ai fini della modellazione numerica, per minimizzare l'area di simulazione, si effettua una rotazione antioraria di  $+45^\circ$  rispetto all'origine del sistema di riferimento locale, si ritaglia la zona di interesse delle curve di livello con precisione 5m e si sovrappone la parte del LiDAR sotto forma di curve di livello con precisione 1cm. Tale operazione è effettuata in Autocad e viene riportata in modo qualitativo in Figura 133. Inoltre, sia le curve di livello con precisione 5m sia quelle con precisione 1cm non riportano nessuna informazione riguardanti il fondo

della cassa inclinato, pertanto si ricostruiscono delle curve di livello nella zona in cui essa è posizionata in modo tale da riprodurre un'inclinazione di circa  $17^\circ$ .

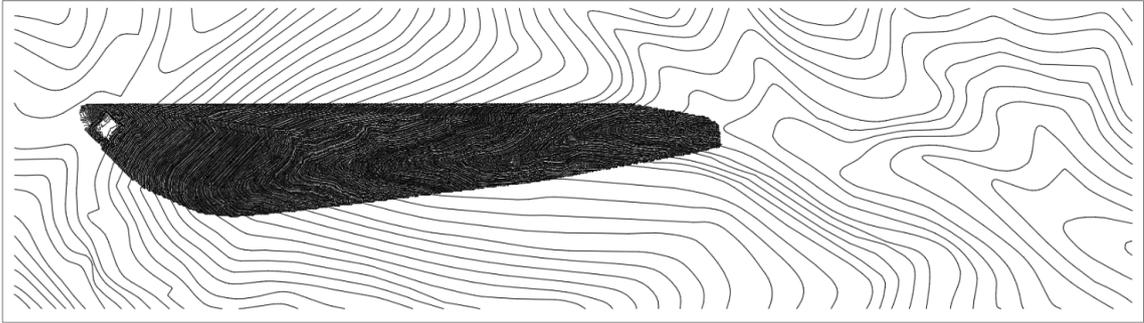


Figura 133: topografia finale della zona di interesse

Utilizzando il software “Dxf2xyz 2.0” si estraggono da ogni curva di livello le coordinate  $x$ ,  $y$ ,  $z$  che vengono salvate in un file di testo. Da quest’ultimo file, mediante il software “Surfer 13” si estrae una griglia di punti regolari con precisione  $0.1\text{m} \times 0.1\text{m}$  con il metodo “kriging” (Figura 134).

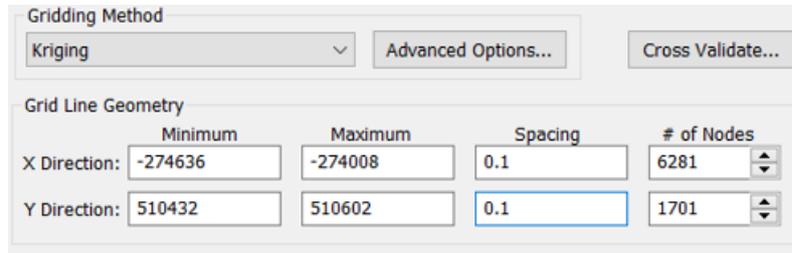


Figura 134: Surfer – estrazione della griglia di punti  $0.1 \times 0.1\text{m}$

La modellazione numerica con hybrid richiede la traslazione delle coordinate della griglia di punti regolari, al fine di avere l’origine del sistema di riferimento del dominio di simulazione LBM in basso a sinistra (immaginando ad esempio una vista in pianta di un’area rettangolare). Questo generalmente viene fatto sottraendo la prima riga del file della griglia di punti (Figura 134), infatti le coordinate di traslazione sono  $x_t = +274636 - 15$ ,  $y_t = -510432 - 40$ ,  $z_t = -795$ . Quindi le nuove coordinate della griglia di punti regolari traslati con precisione  $10\text{cm}$  (Figura 135) si ottengono come  $x = x + x_t$ ,  $y = y + y_t$ ,  $z = z + z_t$ .

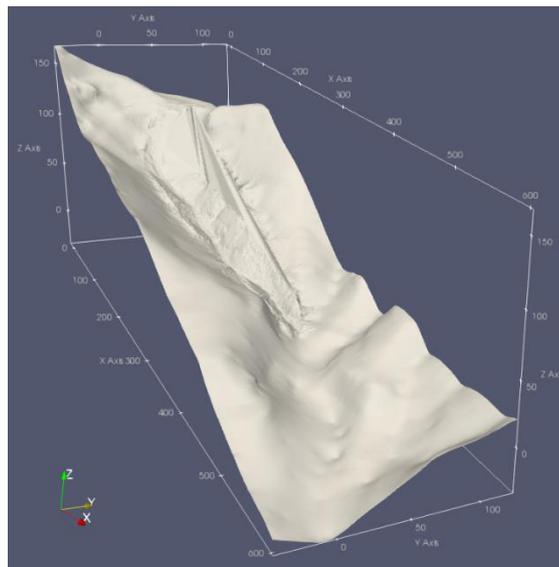


Figura 135: visualizzazione su Paraview della topografia del canale di propagazione

### 7.3.2 Condizioni al contorno

Le condizioni al contorno da tenere in considerazione sono:

- sulla topografia: file di testo (.txt) con le coordinate della griglia di punti ordinati per righe (percorso del file della topografia inserito nel file di configurazione);
- sul dominio di simulazione LBM: con un sistema di riferimento  $x, y, z$  si ha un “cubo” di cui ogni faccia richiede una condizione, in particolare si ha  $x < 0$  (boundary[0]),  $x > 0$  (boundary[1]),  $y < 0$  (boundary[2]),  $y > 0$  (boundary[3]),  $z < 0$  (boundary[4]),  $z > 0$  (boundary[5]). Tali condizioni al contorno vengono impostate come muro statico, ad eccezione di  $x > 0$  in cui si imposta una condizione di outlet. Quest’ultima condizione consente la fuoriuscita del flusso in modo indisturbato dal dominio di simulazione in quanto vengono analizzati solo i primi 250m della lunghezza totale del canale (824m). Queste condizioni vengono impostate nel file di configurazione (.cfg);
- delle particelle: queste si dividono in particelle mobili (nel caso si effettua una simulazione LBM-DEM) e in particelle fisse (per la definizione di condizioni al contorno per il fluido). Nel caso specifico si adotta una modellazione LBM, poiché ancora oggi per le simulazioni numeriche di debris flow a scala reale le prestazioni computazionali del solutore numerico LBM-DEM non sono così avanzate, quindi si realizza un file di testo contenente un valore nullo (null.dat). Le particelle fisse si utilizzano per riprodurre le singolarità del caso specifico, in particolare per la modellazione della cassa di rilascio e degli elementi frangicolata. In generale queste particelle sono di tipo sferico quindi necessitano della definizione del raggio e della loro posizione. Il raggio deve essere maggiore o uguale alla dimensione della discretizzazione spaziale del dominio di simulazione LBM (2-3 volte) al fine di costituire una barriera per il flusso. Queste particelle fisse, per la rappresentazione della cassa e dei baffles, si trovano in un file di testo (denominato cassa+baffle.dat) scritto mediante un programma in C++ organizzato come segue “numero-particella 1 r1 x1 y1 z1 0 0 0 0 0 1 0 0 0 0 0 0”.

Per quanto riguarda la cassa di rilascio si conosce la posizione centrale nel sistema di riferimento locale, che deve essere ruotato ( $x_0=y_0=0, \vartheta=45^\circ$ ) e traslato ( $x_t, y_t, z_t$ ) nel sistema LBM come segue:

$$\begin{cases} x = 166839.83 \\ y = 555154.42 \\ z = 910.0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} x' = x_0 + x \cos \theta - y \sin \theta \\ y' = y_0 + x \sin \theta + y \cos \theta \\ z' = z \end{cases} \rightarrow \begin{cases} x^{LBM} = x' + x_t = 41.12 \\ y^{LBM} = y' + y_t = 55.03 \\ z^{LBM} = z' + z_t = 115.0 \end{cases} \quad (7.3.1)$$

Si decide di modellare la cassa di rilascio mediante tre piani costituiti da particelle fisse. Conoscendo le dimensioni della cassa di rilascio si ricavano le posizioni dei tre piani a partire dall’Eq. (7.3.1). Viene definito un sistema di riferimento locale per la cassa fissato nell’angolo in basso a sinistra (Figura 136). La definizione dei tre piani è ostacolata dal fatto che essi non sono paralleli al dominio di simulazione LBM, in quanto la cassa è ruotata di  $45^\circ$  rispetto al sistema LBM.

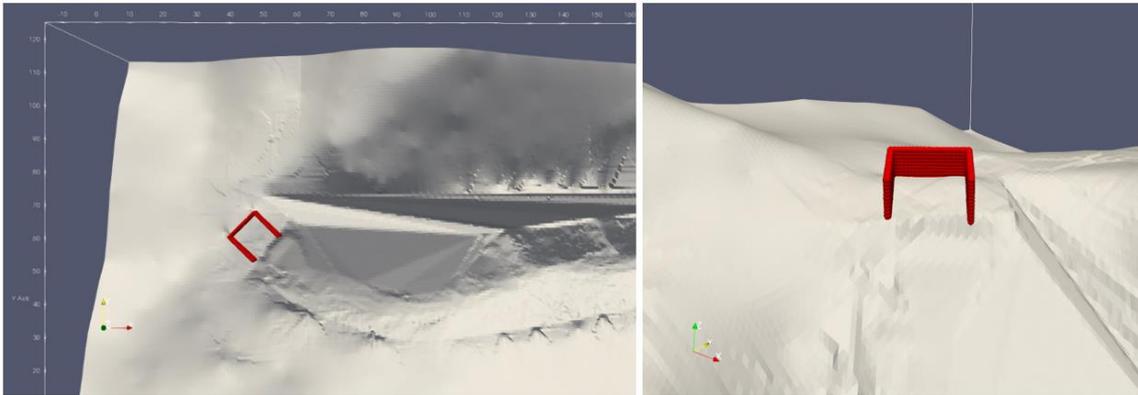


Figura 136: posizionamento e modellazione della cassa di rilascio

Per quanto riguarda la definizione dei due ordini di elementi frangicolata si sceglie di definire la posizione di un elemento e da quella ricavarne la posizione degli elementi adiacenti. In particolare, vengono definite le coordinate per il primo ordine da CL1 ( $x=201.98$ ,  $y=37.00$ ,  $z=34.58$  nel sistema LBM) mentre per il secondo ordine da CB2 ( $x=213.86$ ,  $y=40.50$ ,  $z=31.95$  nel sistema LBM). Dalla Figura 110 si ricostruisce la posizione degli elementi adiacenti. In modo analogo per la definizione dell'ipe ( $x=243.86$ ,  $y=40.50$ ,  $z=24.00$  nel sistema LBM).



Figura 137: posizionamento e modellazione degli elementi frangicolata

### 7.3.3 Codice numerico hybrid

Il codice numerico per l'implementazione del metodo LBM sviluppato su C++ richiede quindi la definizione della topografia, delle condizioni al contorno e infine della massa fluida. Generalmente nella definizione della topografia si trova anche la definizione della massa fluida ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $h$ ). Nel caso specifico la topografia è costituita da punti di coordinate  $x$ ,  $y$ ,  $z$  quindi la definizione della massa fluida avviene all'interno del codice LB.cpp. Pertanto, all'interno della griglia tridimensionale del dominio di simulazione LBM bisogna individuare i nodi liquidi dove si collocherà la massa fluida. La definizione del volume di rilascio (si tratta di un cubo delimitato inferiormente dalla topografia) è complicata dal fatto che la posizione della massa fluida non è parallela al dominio di simulazione, quindi si sfrutta la definizione di un piano descritto da un punto e un versore. Si utilizzano quattro piani per le pareti laterali del cubo, per la parte superiore è sufficiente la definizione di una quota mentre la parte inferiore è definita dalla topografia. Si tratta per ogni punto preso in esame di calcolare una

distanza vettoriale dal piano generico, calcolare la distanza nella direzione del versore del piano generico (ottenuto dal prodotto vettoriale della distanza per il versore) e verificarne se essa è positiva/negativa ovvero se è fluido/gas.



Figura 138: definizione e posizione del volume di innesco

Riassumendo i file necessari per una simulazione sono:

- hybrid.exe ovvero l'eseguibile del codice numerico LBM;
- topografia\_korea\_0.1 ovvero la definizione della topografia traslata per minimizzare il volume di simulazione;
- null.dat ovvero nessuna particella mobile all'interno della massa fluida (modellazione LBM);
- particelle\_cassa+baffle.dat ovvero un file di testo contenente le particelle organizzate per riga per la modellizzazione delle singolarità quali la cassa di rilascio e degli elementi frangicolata;
- korea.cfg ovvero un file di configurazione che contiene:
  - il problem name definito all'interno di hybrid.exe;
  - il tipo di output (stampa i dati sullo schermo per ogni istante di tempo, stampa i file lagrangiani vtk per la visualizzazione a video, stampa i file topografici 2D per la visualizzazione su QGIS, stampa i file degli oggetti per ogni istante di tempo);
  - tempo di integrazione: discretizzazione temporale (unitTime o fluidTimeSteps) e tempo massimo di integrazione;
  - domino: dimensione del dominio LBM, campo di forze esterno (campo gravitazionale (forceX=forceY=0 e forceZ=-9.81), discretizzazione spaziale (unitLenght o latticeSpacing);
  - parametri LBM: discretizzazione spaziale, densità del fluido, topografia, reologia e parametri reologici, erosione;
  - parametri DEM: percorso del file null.dat e del file di oggetti particelle\_cassa+baffle.dat.

L'ultimo aspetto da mettere in evidenza riguarda gli output del codice. In particolare, per i file 2D da importare su QGIS (fluid2DFile.txt) bisogna effettuare una rototraslazione per passare dal sistema di riferimento LBM al sistema di riferimento locale. Quindi le coordinate di traslazione sono  $x_{scaling}=-x_t$ ,  $y_{scaling}=-y_t$ ,  $z_{scaling}=-z_t$  e l'angolo di rotazione  $\vartheta=-45^\circ$ .

Per tracciare il grafico delle velocità e delle altezze del flusso si fa riferimento al file fluid2DFile.txt. Si scrive un programma in Matlab che estrae ed interpola i valori di velocità ed altezza del flusso sulle coordinate della linea di sezione lungo il canale, al fine di fare un confronto con i valori rilevati in sito.

Per analizzare i valori della forza registrati sugli elementi frangicolata bisogna estrarre il valore della forza contenuto all'interno del file di oggetti (objectfile.vtu). Questa operazione viene fatta attraverso la scrittura di un programma in Matlab che analizza tutti i file oggetti e per ogni elemento si costruisce la storia di carico (ogni file rappresenta un istante temporale).

## 7.4 Back analysis

Per ogni modello reologico descritto nel Capitolo 5.3.1, è stato condotto uno studio preliminare per trovare l'insieme di parametri che meglio si adattano alle registrazioni sperimentali.

In una prima analisi di variabilità dei parametri delle differenti leggi reologiche, il confronto viene fatto solo sulle velocità rilevate e non sulle altezze, in quanto nella modellazione numerica non si tiene in conto dell'erosione.

### 7.4.1 Legge Newtoniana (con turbolenza)

Si tratta di un modello con un solo parametro che è la viscosità del fluido. Di seguito si riportano i risultati in termini di velocità aumentando i valori di viscosità.

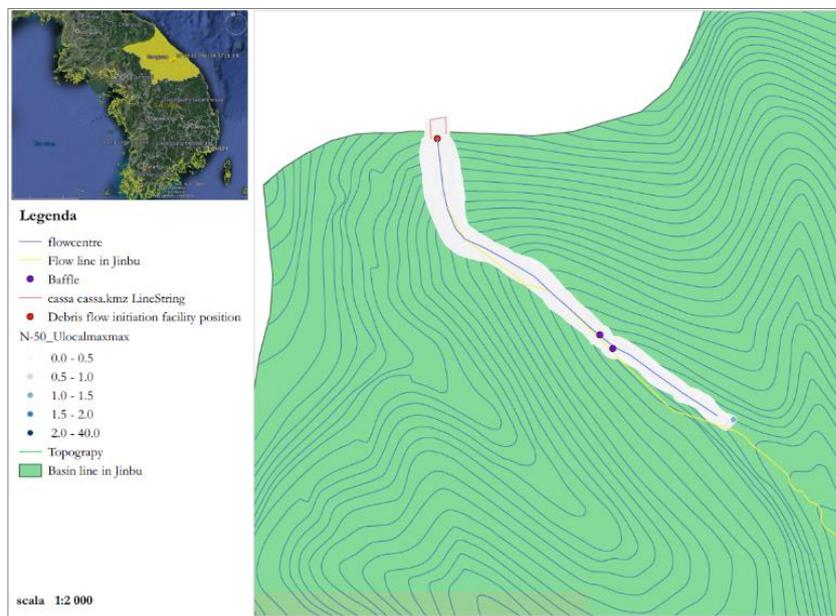


Figura 139: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana  $initVisc=50$

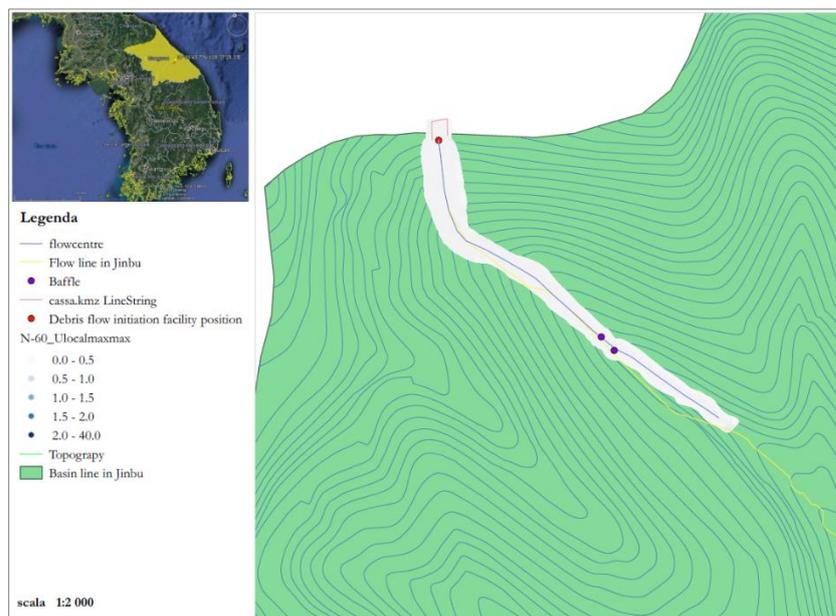


Figura 140: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana  $initVisc=60$

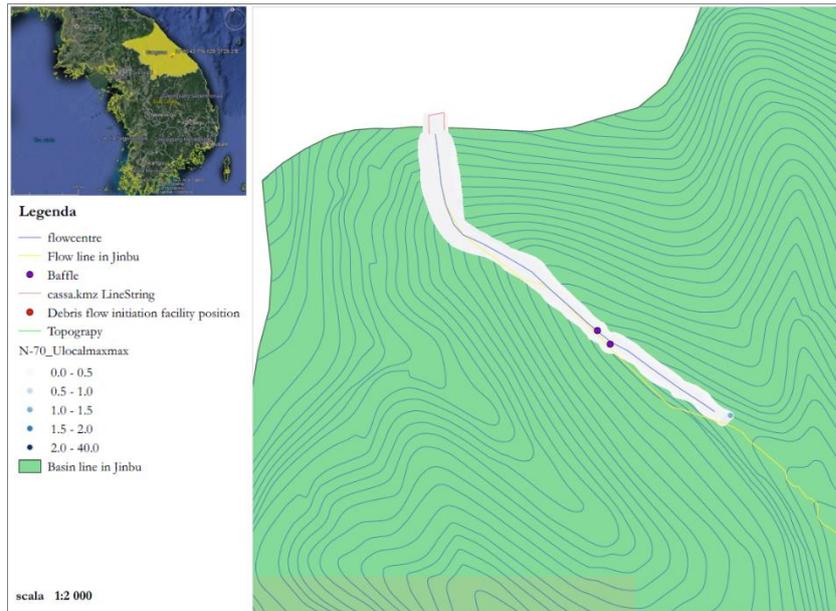


Figura 141: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana  $initVisc=70$

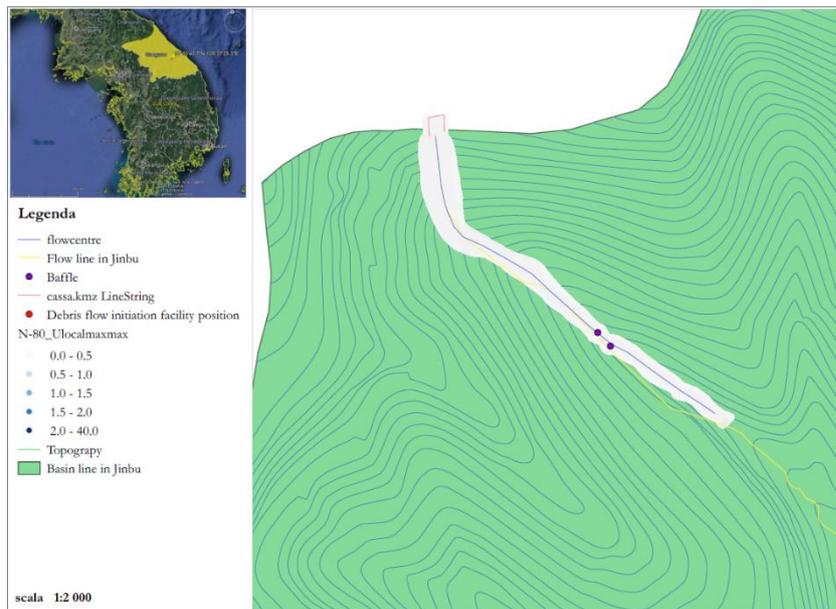


Figura 142: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Newtoniana  $initVisc=80$

Come si osserva dalle Figure 139-142 non si ha nessuna variazione in termini di area inondata e di velocità massime al crescere del valore di viscosità.

Per avere un confronto diretto tra velocità rilevate in sito e velocità numeriche si traccia su QGIS una linea di sezione lungo il canale di propagazione (denominata flowcentre) di cui vengono estratte le coordinate nel sistema di riferimento locale. Successivamente si scrive un codice in Matlab che permette di effettuare un'interpolazione sulla linea di sezione a partire dagli output di hybrid (fluid2DExpTime.txt). Di seguito in Figura 143 si riportano i valori di

velocità massima per ogni simulazione con la legge reologica newtoniana incrementando il valore di viscosità.

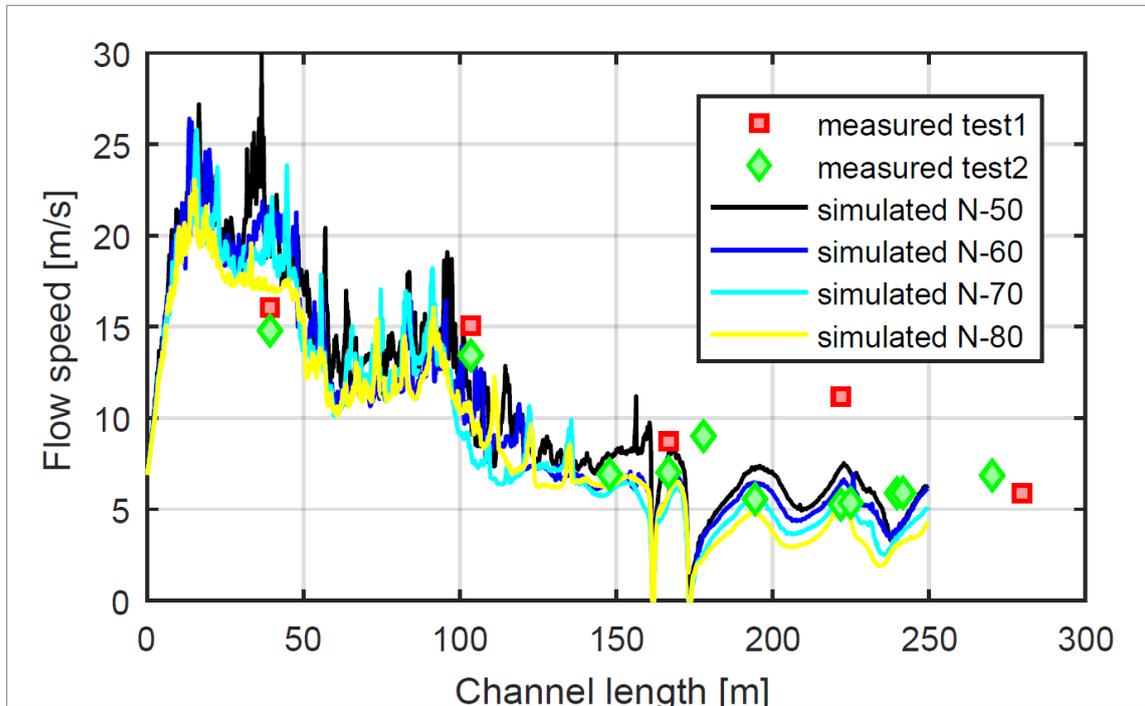


Figura 143: confronto profilo di velocità con legge Newtoniana al crescere della viscosità

Dalla Figura 143 si osserva come i valori di velocità ottenuti dalle simulazioni numeriche sono confrontabili con quelli rilevati in sito. Intuitivamente si ha che all'aumentare della viscosità si ha una riduzione delle velocità. Quindi con la legge newtoniana il valore di viscosità che meglio si presta a riprodurre il fenomeno è di 50 kg/ms. Simulazioni numeriche con valori di viscosità inferiori non hanno portato a soluzioni confrontabili.

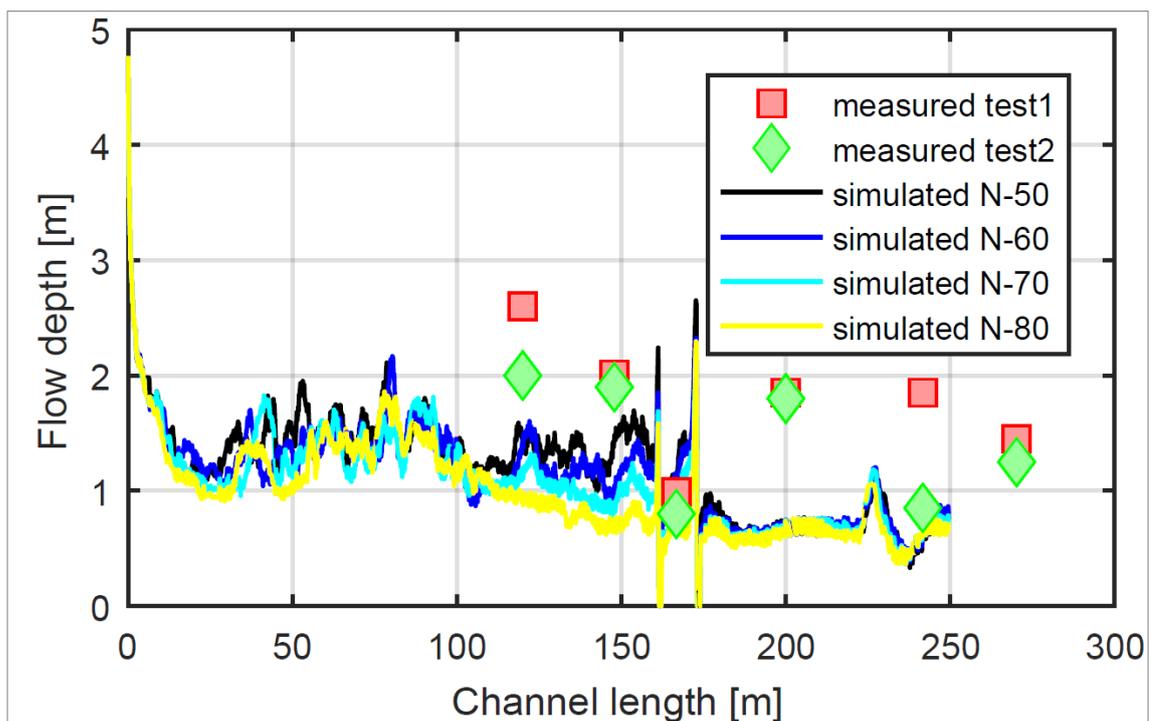


Figura 144: confronto profilo di altezze massime con legge Newtoniana al crescere della viscosità

### 7.4.2 Legge alla Bingham

Si tratta di una legge con due parametri quali la tensione di snervamento ( $yieldStress$ ) e la viscosità plastica ( $plasticVisc$ ). Per capire come influenzano il comportamento si studia la variabilità di un parametro tenendo costante l'altro. In particolare, prima si studi la variabilità sulla tensione di snervamento e successivamente sulla viscosità plastica.

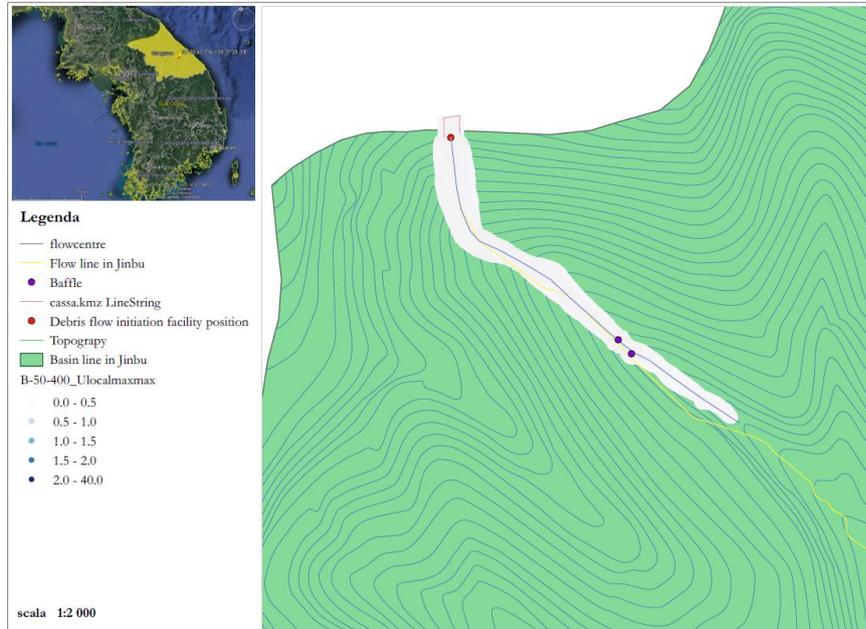


Figura 145: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham  $plasticVisc=50$ ,  $yieldStress=400$

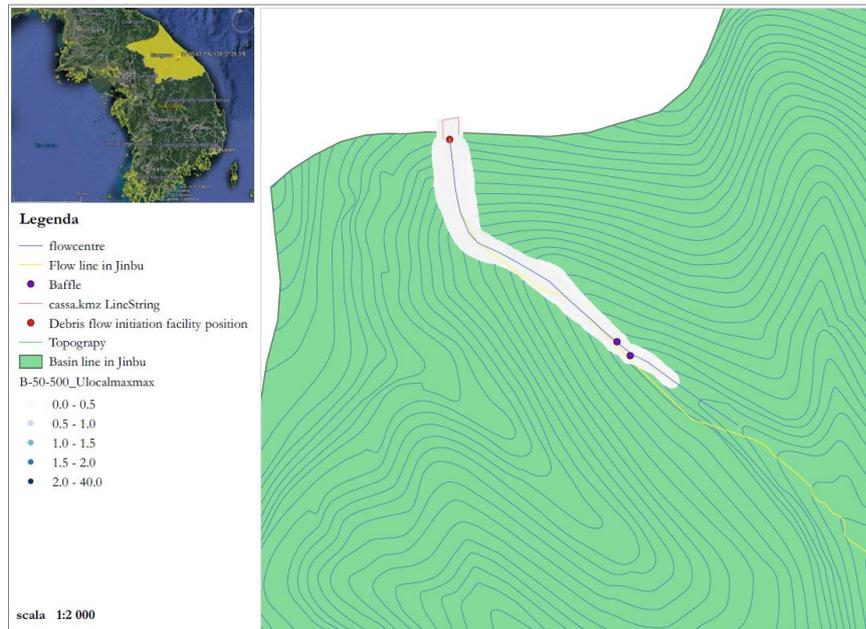


Figura 146: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham  $plasticVisc=50$ ,  $yieldStress=500$



Figura 147: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham  $plasticVisc=50$ ,  $yieldStress=600$

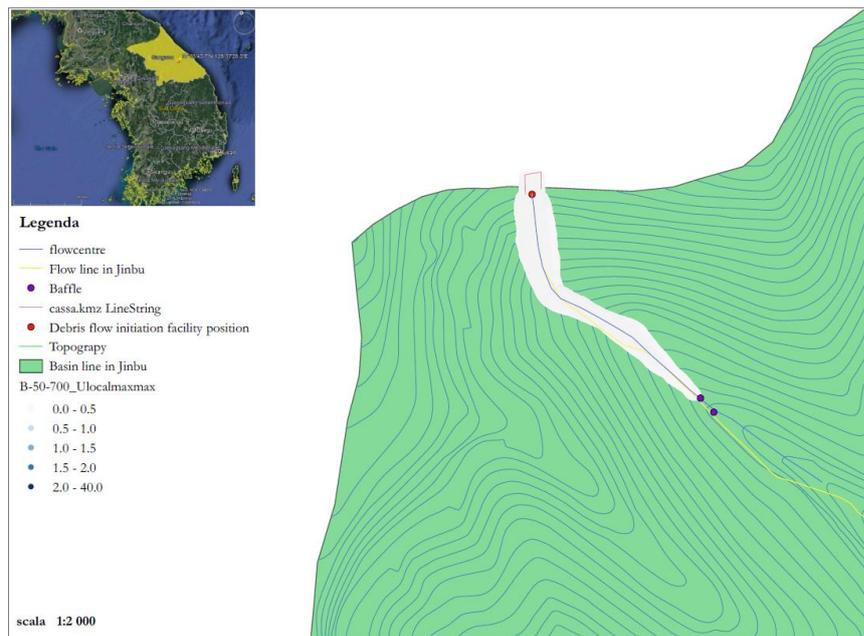


Figura 148: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham  $plasticVisc=50$ ,  $yieldStress=700$

Come si osserva dalle Figure 145-148 si ha una variazione in termini di area inondata. In particolare, al crescere della tensione di snervamento si ha una riduzione dell'area inondata lungo il canale di propagazione. Per quanto riguarda l'estensione laterale dell'area inondata, il flusso è confinato dall'incisione del canale quindi non si ha nessuna variazione.

Si riportano i valori di velocità massima per ogni simulazione con la legge reologica alla Bingham mantenendo costante il valore di viscosità plastica (50 kg/ms) e incrementando il valore della tensione di snervamento (Figura 149). Si riporta anche un confronto sulle altezze massime (Figura 150).

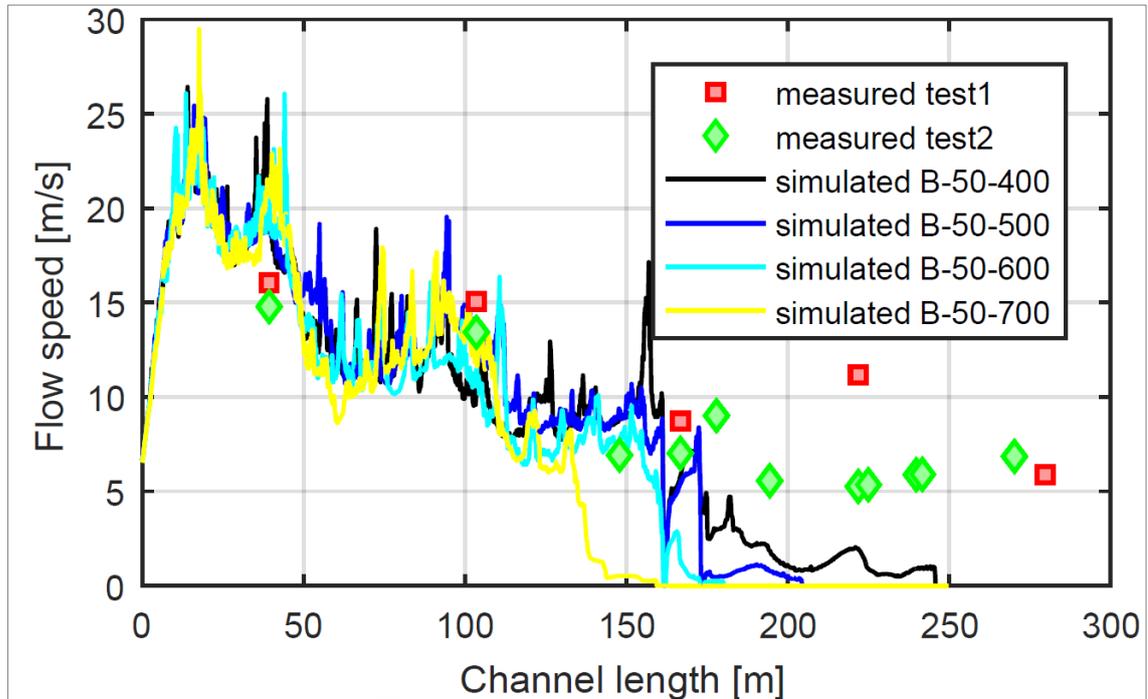


Figura 149: confronto profilo di velocità massima con legge alla Bingham -  $plasticVisc=50$ ,  $yieldStress$  variabile

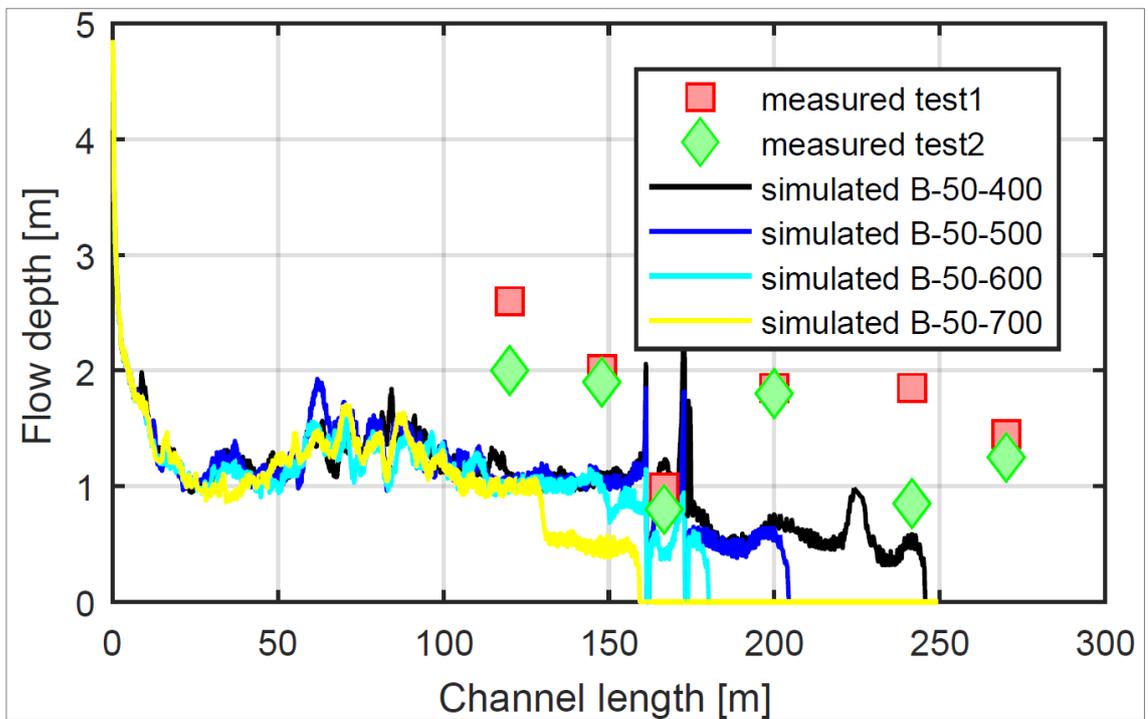


Figura 150: confronto profilo di altezze massime con legge alla Bingham -  $plasticVisc=50$ ,  $yieldStress$  variabile

Di seguito si analizza la variabilità sulla viscosità plastica tenendo costante la tensione di snervamento ( $500 \text{ kg/ms}^2$ ).



Figura 151: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plastic  $Visc=60$ ,  $yieldStress=500$



Figura 152: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plastic  $Visc=70$ ,  $yieldStress=500$

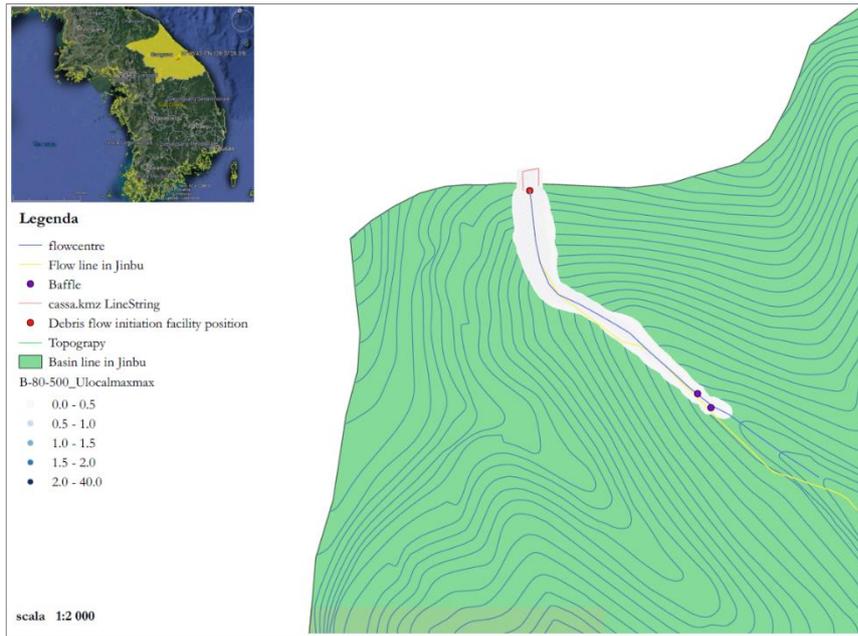


Figura 153: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plastic  $V_{isc}=80$ ,  $yieldStress=500$

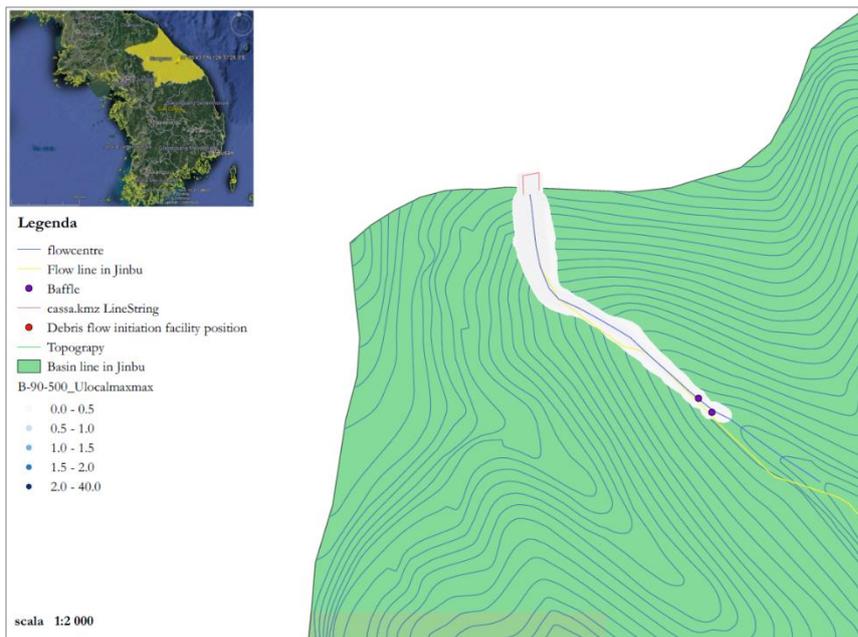


Figura 154: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bingham plastic  $V_{isc}=90$ ,  $yieldStress=500$

Come si osserva dalle Figure 151-154 non si ha una variazione significativa in termini di area inondata lungo il canale al crescere della viscosità plastica. Si riportano i valori di velocità massima per ogni simulazione con la legge reologica alla Bingham mantenendo costante il valore della tensione di snervamento ( $500 \text{ kg/ms}^2$ ) e incrementando il valore di viscosità plastica (Figura 155). Si riporta anche un confronto sulle altezze massime (Figura 156).

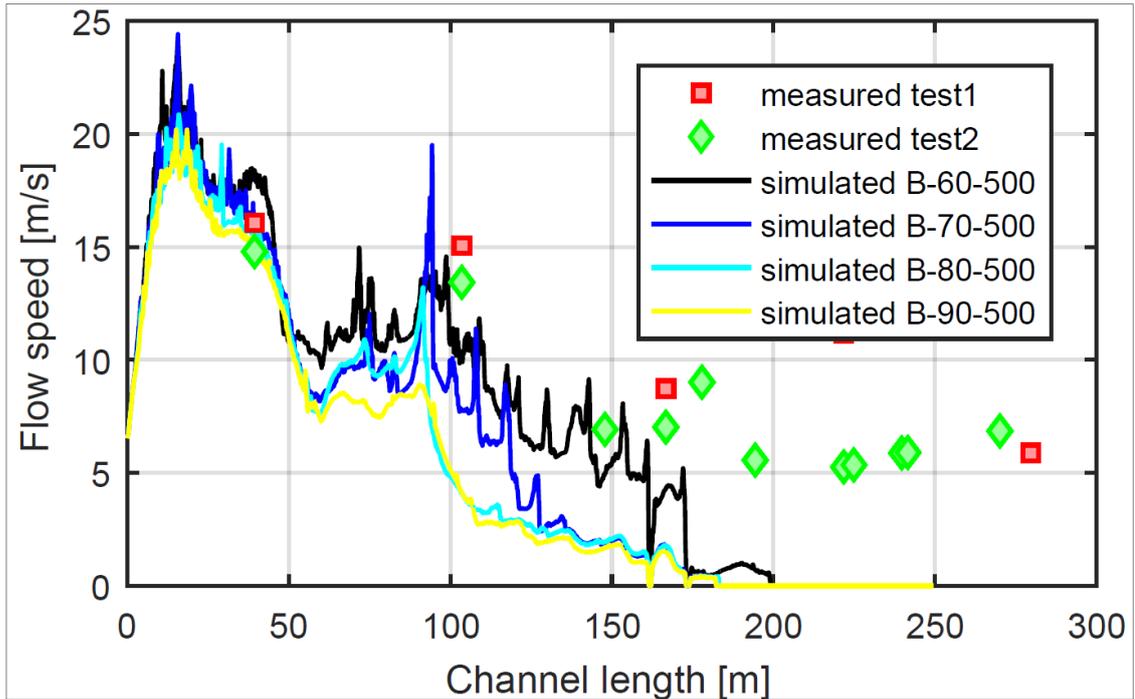


Figura 155: confronto profilo di velocità massima con legge alla Bingham –  $\text{plasticVisc}$  variabile,  $\text{yieldStress}=500$

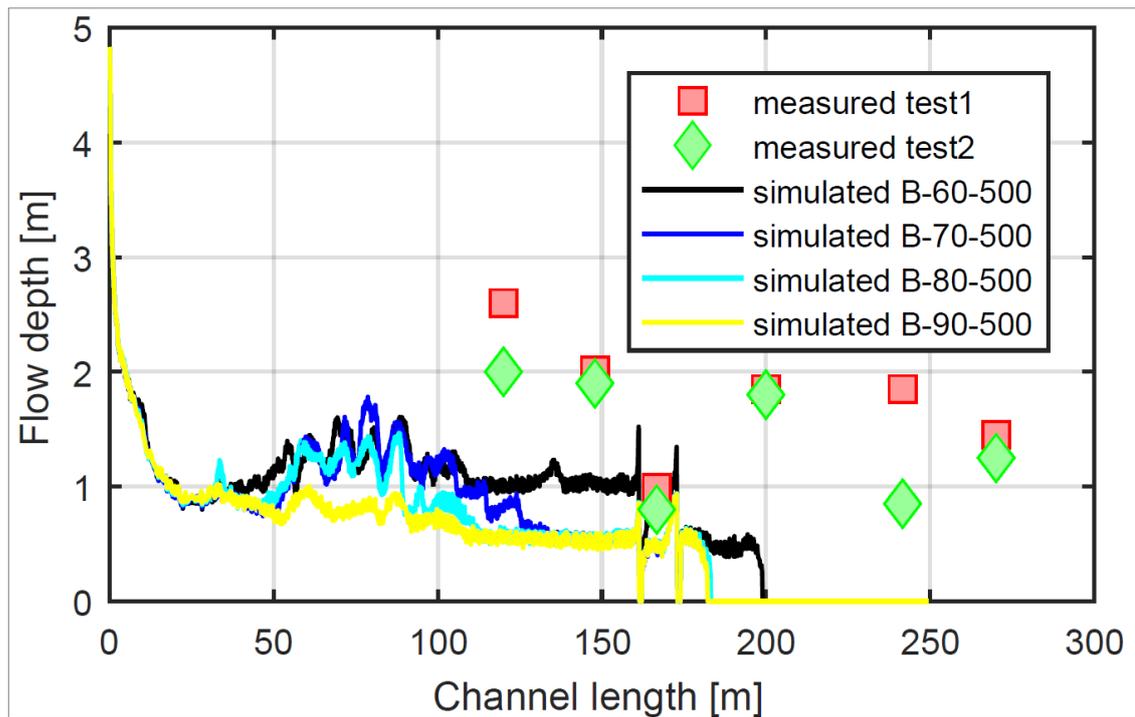


Figura 156: confronto profilo di altezza massima con legge alla Bingham –  $\text{plasticVisc}$  variabile,  $\text{yieldStress}=500$

Incrementando la tensione di snervamento il fluido risulta essere più viscoso quindi mostra un progressivo rallentamento prima dell'arrivo agli elementi frangicolata (Figura 149). Incrementando invece la viscosità plastica si ha sempre una riduzione delle velocità ma con un effetto sulla distanza di propagazione meno marcato (Figura 155).

### 7.4.3 Legge alla Bagnold

Bagnold ha osservato che la tensione nel fluido era direttamente proporzionale al quadrato del gradiente della velocità di deformazione a meno di una costante. Tale costante da un punto di vista dimensionale è stata interpretata come il prodotto della densità per il diametro delle particelle al quadrato. Quindi si tratta di un modello a due parametri.



Figura 158: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold  
 $particleDiameter=0.04$ ,  $particleDensity=1500$

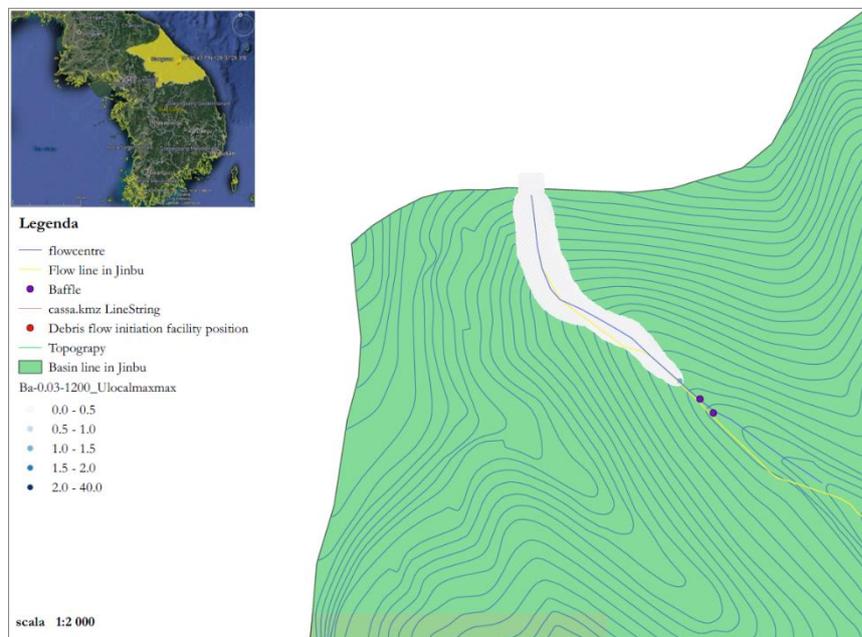


Figura 157: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold  
 $particleDiameter=0.03$ ,  $particleDensity=1200$

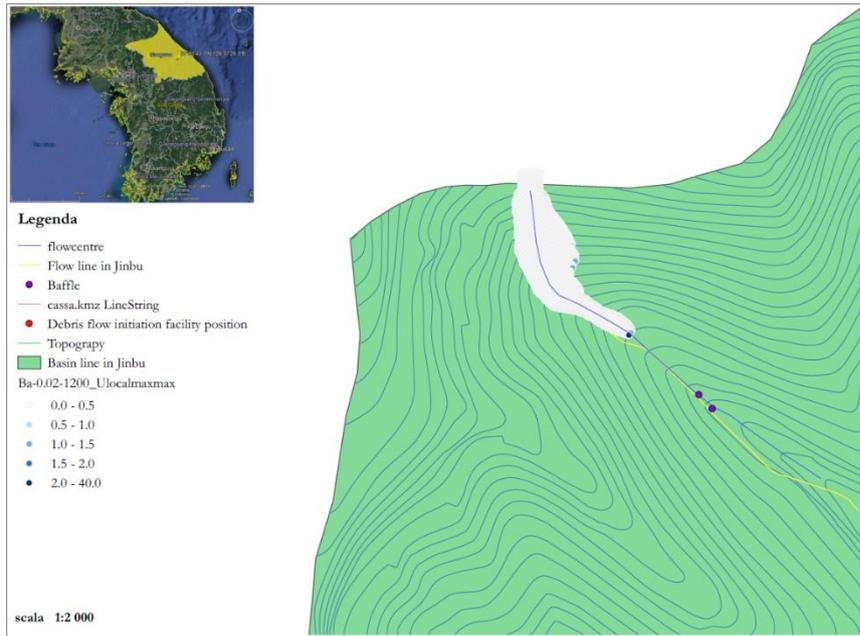


Figura 159: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnola  $particleDiameter=0.02$ ,  $particleDensity=1200$



Figura 160: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnola  $particleDiameter=0.04$ ,  $particleDensity=2200$

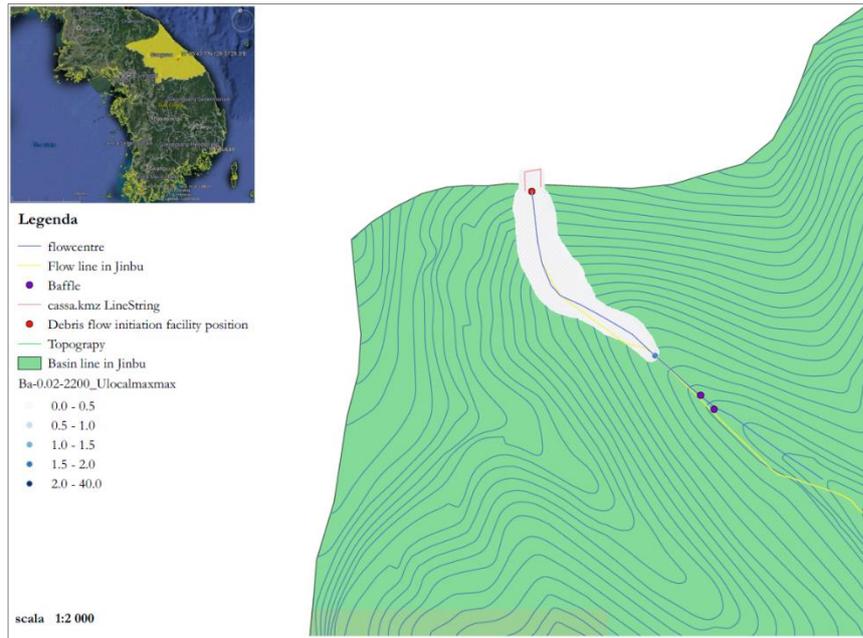


Figura 161: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Bagnold  $particleDiameter=0.02$ ,  $particleDensity=2200$

Si riportano i valori di velocità massima per ogni simulazione con la legge reologica alla Bagnold (Figura 162). Si riporta anche un confronto sulle altezze massime (Figura 163).

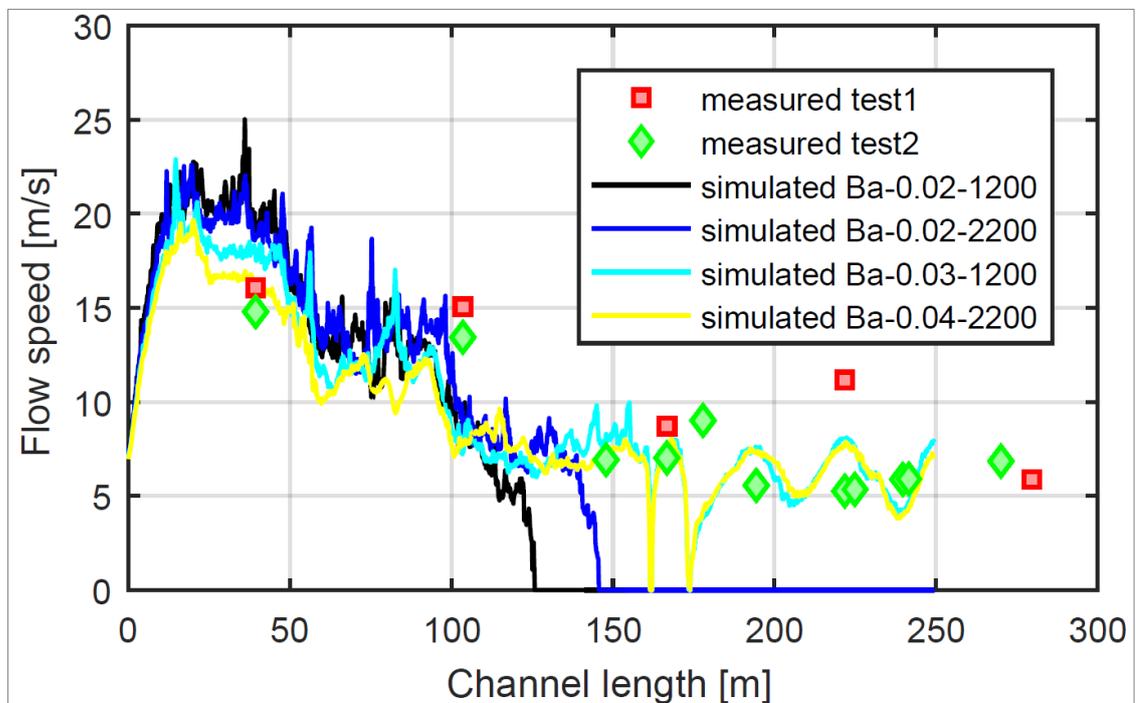


Figura 162: confronto profilo di velocità massima con legge alla Bagnold -  $particleDiameter$  e  $particleDensity$  variabili

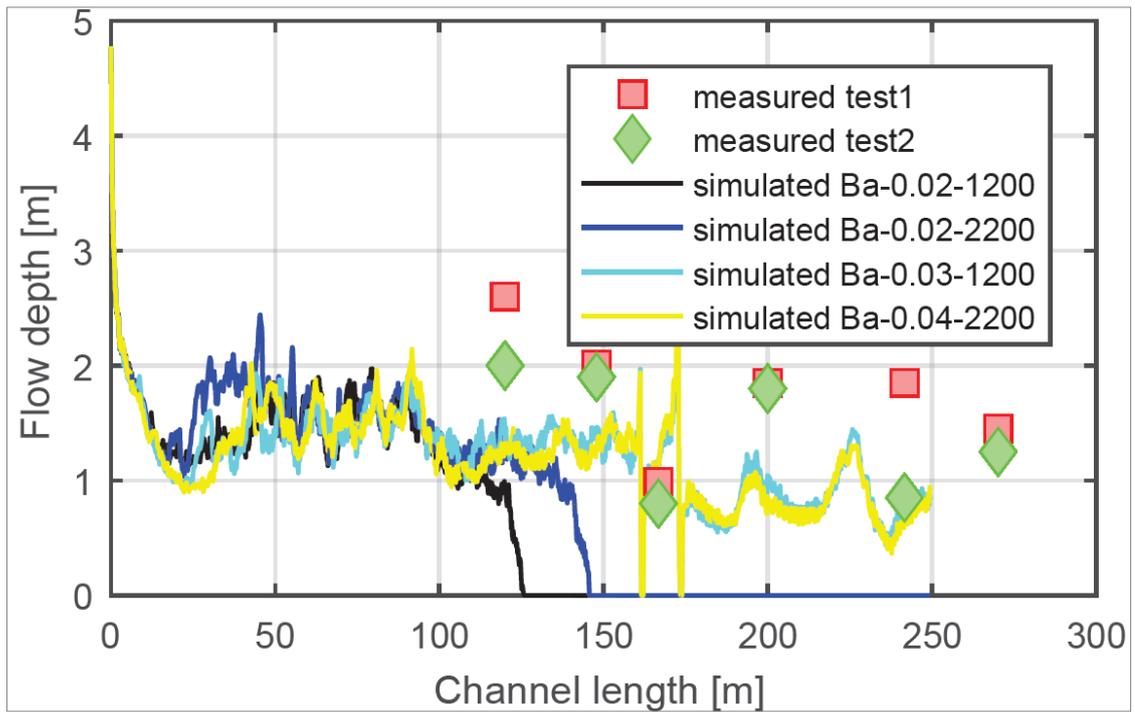


Figura 163: confronto profilo di altezza massima con legge alla Bagnold - *particleDiameter* e *particleDensity* variabili

Si osserva come la variabilità della densità delle particelle è trascurabile, in quanto il parametro che ha una influenza maggiore è il diametro delle particelle poiché questo parametro nella legge reologica ha una potenza quadratica rispetto alla densità delle particelle che ha potenza unitaria. Quello che si osserva è che al diminuire del diametro delle particelle si ha un effetto di dissipazione energetica maggiore, quindi il flusso presenta una notevole riduzione di velocità prima dell'arrivo agli elementi frangicolata.

Inoltre, non si considera la turbolenza in quanto già nella legge reologica viene considerato un termine dissipativo di tipo collisionale con le particelle stesse. Nel caso in cui si considerasse la turbolenza si avrebbero dei risultati analoghi.

Le limitazioni risiedono nel fatto che nel caso in cui il fluido dovesse depositarsi (nella realtà) con questa reologia continuerebbe a scorrere senza mai fermarsi (nella modellazione).

#### 7.4.4 Legge $\mu(I)$

Si tratta di un modello reologico a cinque parametri quali il `frictionCoeffFluid`, `deltaFriction`, `baseInertial`, `particleDiameter` e `particleDensity`. Si effettua inizialmente un'analisi parametrica sul `frictionCoeffFluid` e sul `particleDiameter`.

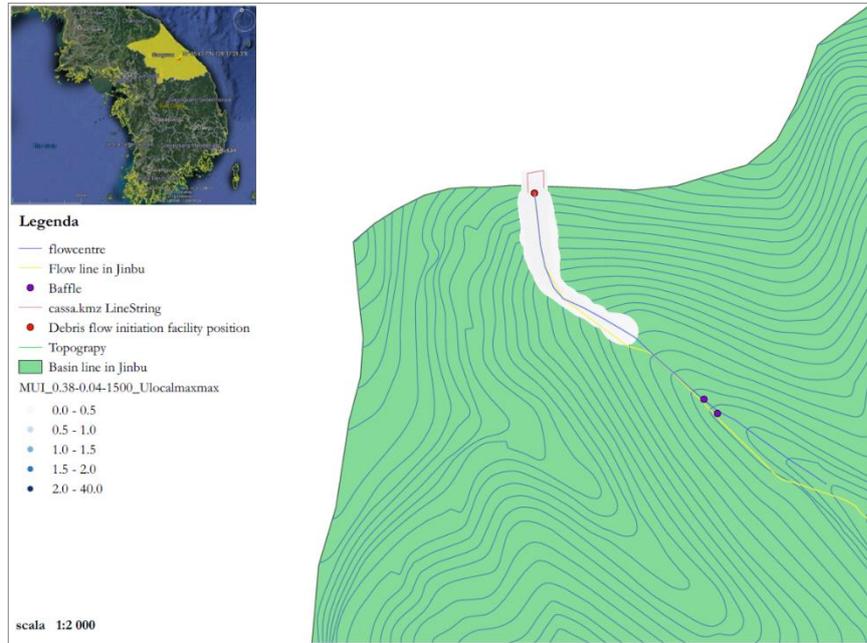


Figura 164: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge  $\mu(I)$  `frictionCoeffFluid`=0.38, `deltaFriction`=0.26, `particleDiameter`=0.04, `particleDensity`=1500, `baseInertial`=0.279

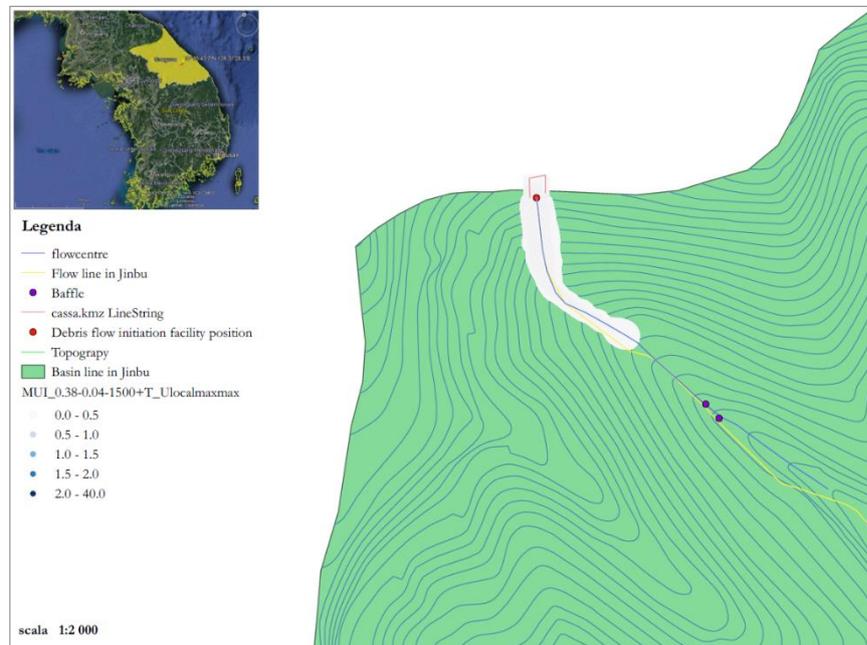


Figura 165: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge  $\mu(I)$  `frictionCoeffFluid`=0.38, `deltaFriction`=0.26, `particleDiameter`=0.04, `particleDensity`=1500, `baseInertial`=0.279 con turbolenza

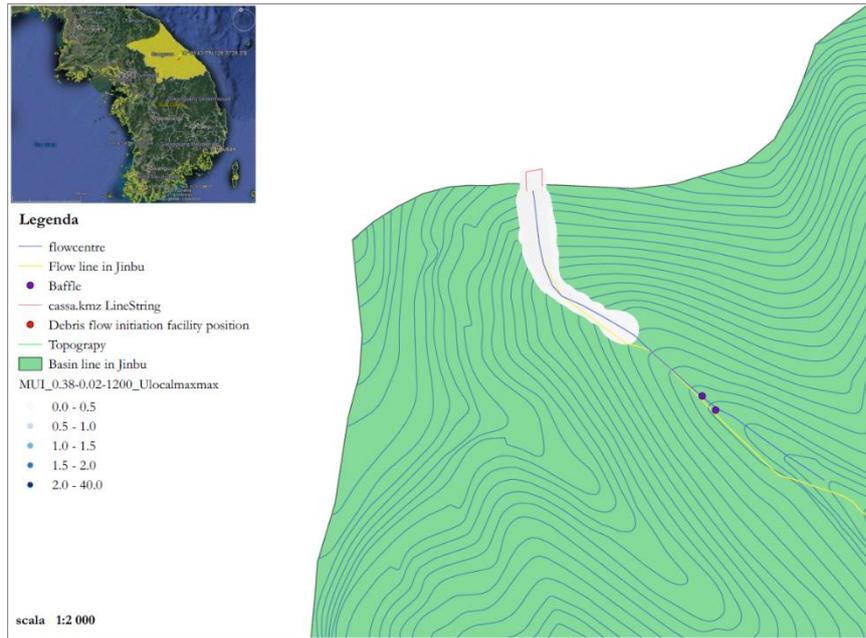


Figura 166: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge  $\mu(I)$   $frictionCoeFluid=0.38$ ,  $deltaFriction=0.26$ ,  $partideDiameter=0.02$ ,  $partideDensity=1200$ ,  $baseInertial=0.279$

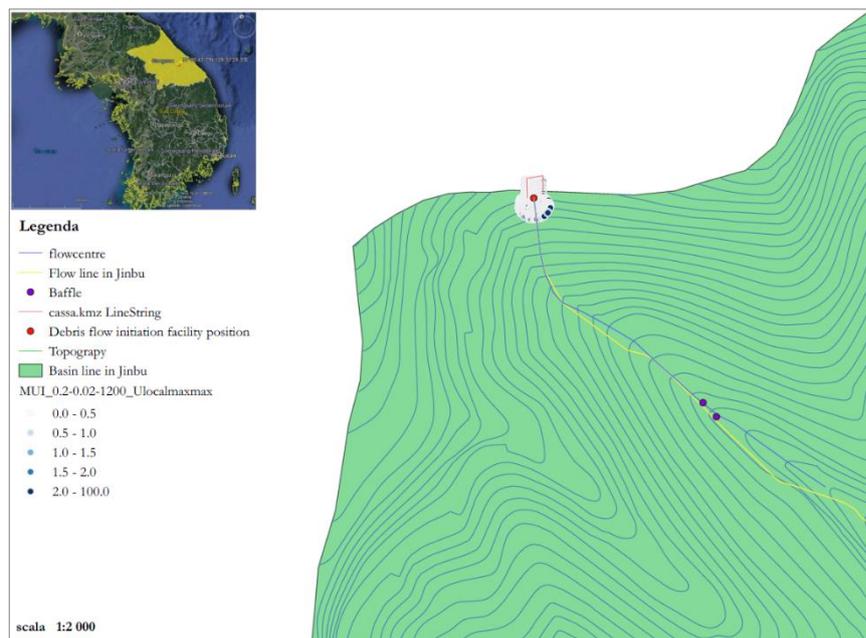


Figura 167: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge  $\mu(I)$   $frictionCoeFluid=0.20$ ,  $deltaFriction=0.26$ ,  $partideDiameter=0.02$ ,  $partideDensity=1200$ ,  $baseInertial=0.279$

Si riportano i valori di velocità massima per ogni simulazione con la legge reologica alla Bagnold (Figura 168). Si riporta anche un confronto sulle altezze massime (Figura 169).

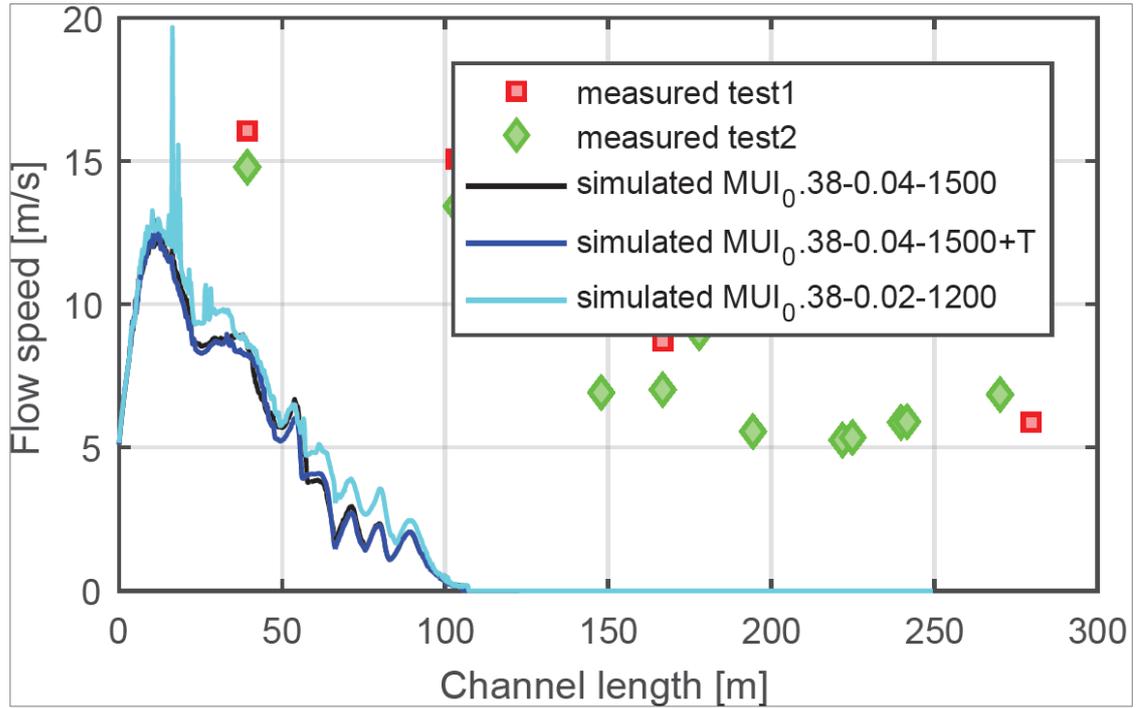


Figura 168: confronto profilo di velocità massima con legge  $\mu(l)$

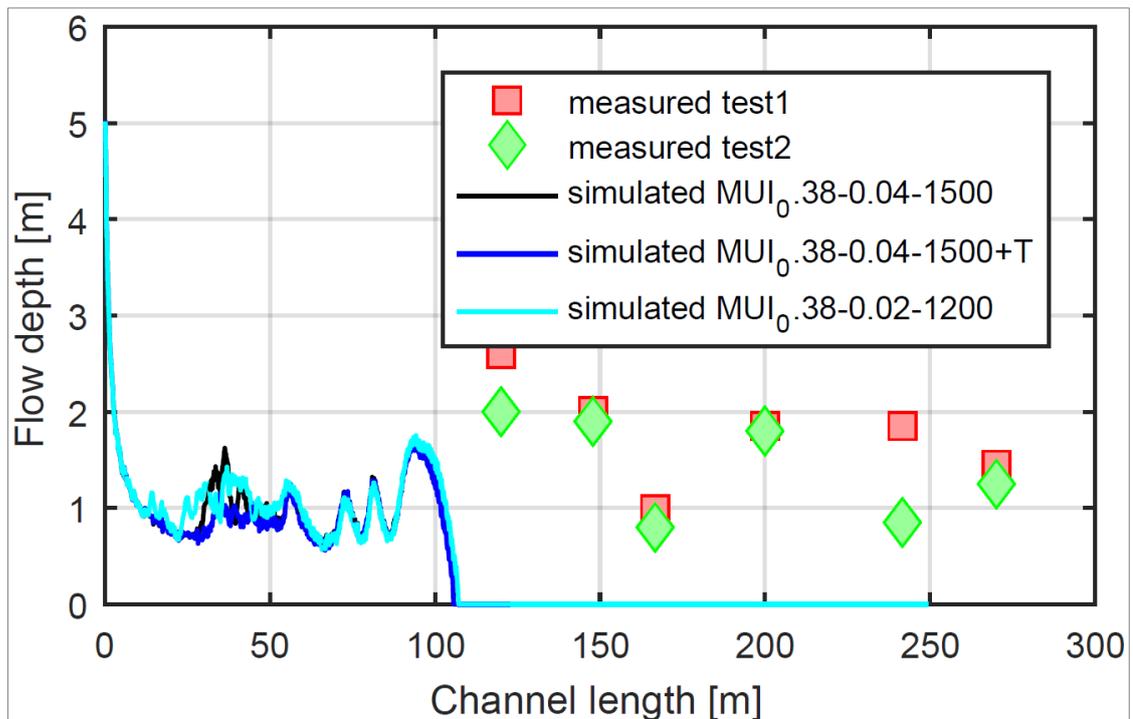


Figura 169: confronto profilo di altezza massima con legge  $\mu(l)$

Tale legge reologica è pensata per un materiale puramente attritivo senza acqua, quindi senza nessuna forma di fluidizzazione, pertanto non è adatta a simulare tale fenomeno.

### 7.4.5 Legge alla Voellmy

La legge Voellmy a cui si fa riferimento è data dalla combinazione della legge attritiva e della legge di Bagnold. Quindi si tratta di un modello con tre parametri reologici quali  $\text{frictionCoeffFluid}$ ,  $\text{particleDiameter}$  e  $\text{particleDensity}$ . Si effettua un'analisi parametrica su ogni parametro.



Figura 170: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy  $\text{frictionCoeffFluid}=0.38$ ,  $\text{particleDiameter}=0.04$ ,  $\text{particleDensity}=1500$



Figura 171: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy  $\text{frictionCoeffFluid}=0.20$ ,  $\text{particleDiameter}=0.04$ ,  $\text{particleDensity}=1500$

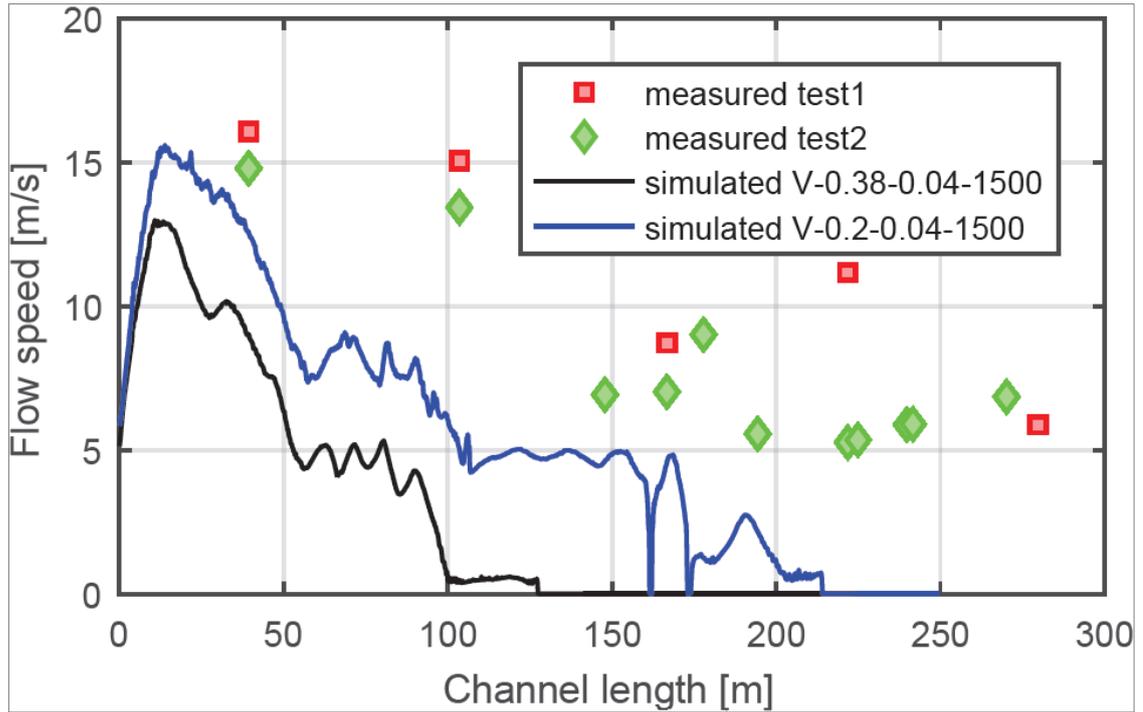


Figura 173: confronto profilo di velocità massima con legge Voellmy -  $\text{frictionCoeffFluid}$  variabile,  $\text{particleDiameter}=0.04$ ,  $\text{particleDensity}=1500$

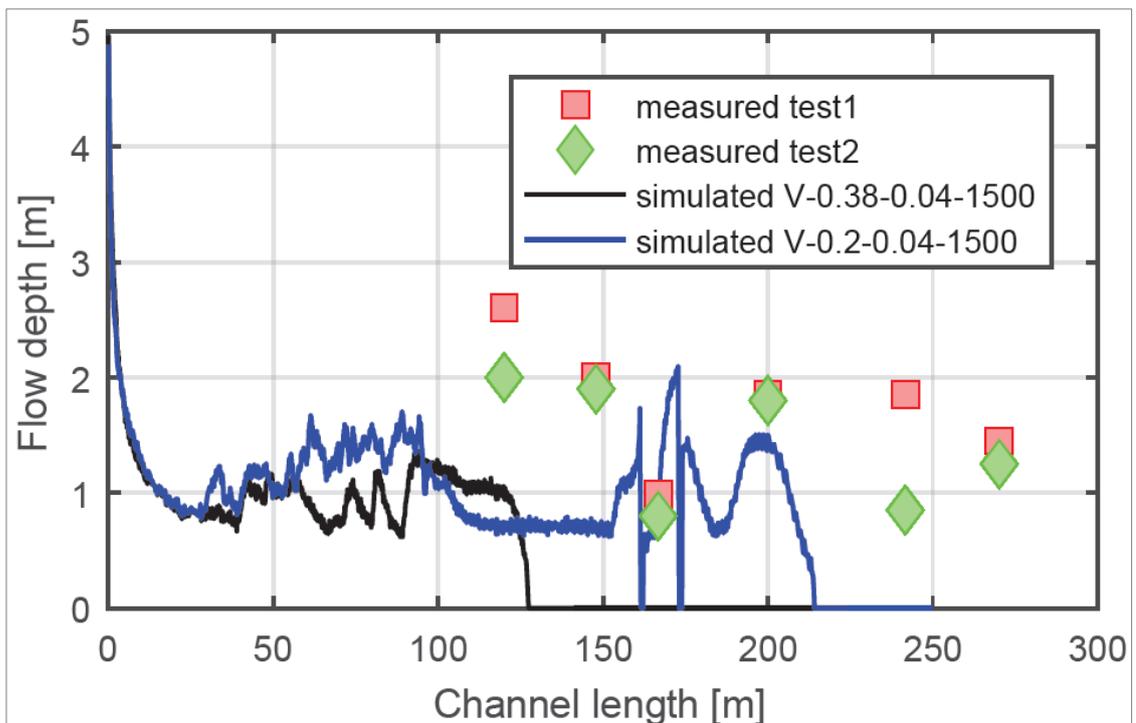


Figura 172: confronto profilo di altezza massima con legge Voellmy -  $\text{frictionCoeffFluid}$  variabile,  $\text{particleDiameter}=0.04$ ,  $\text{particleDensity}=1500$

Come si osserva cambiando il coefficiente di attrito  $\mu = \tan\varphi$  (dove  $\varphi$  è l'angolo di attrito equivalente:  $\varphi = 21^\circ \rightarrow \mu = 0.38$  e  $\varphi = 11^\circ \rightarrow \mu = 0.20$ ) si ha un effetto sulla distanza di

propagazione lungo l'asse del canale. In particolare, al diminuire di  $\mu$  si ha una distanza percorsa dalla massa maggiore.

Di seguito si analizza l'influenza del diametro delle particelle (*particleDiameter*) e della densità delle particelle (*particleDensity*).

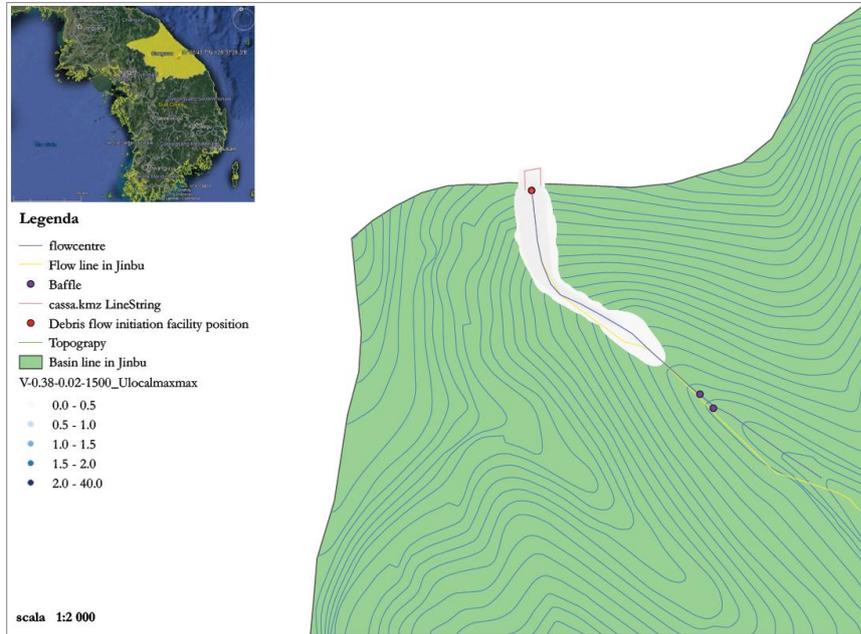


Figura 174: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy  $frictionCoeefFluid=0.38$ ,  $particleDiameter=0.02$ ,  $particleDensity=1500$

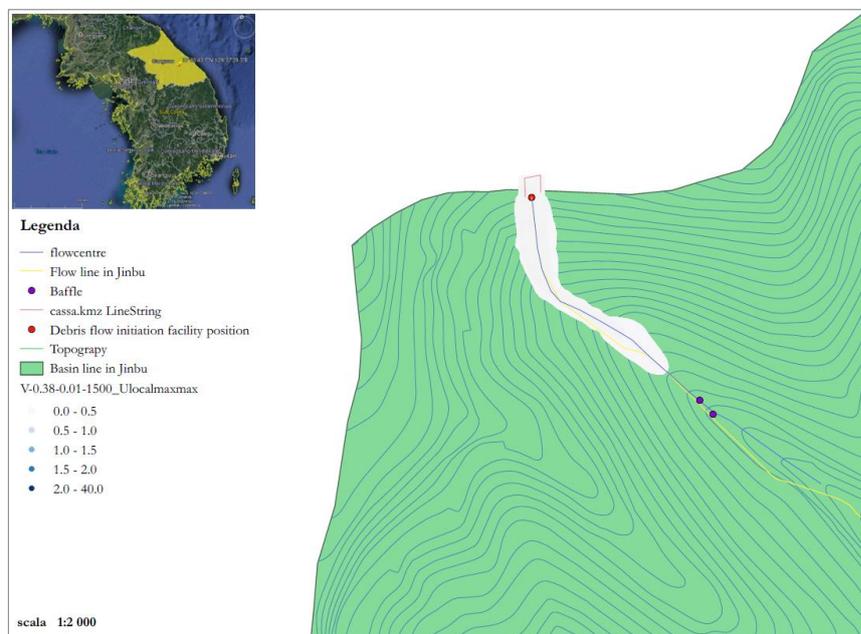


Figura 175: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy  $frictionCoeefFluid=0.38$ ,  $particleDiameter=0.01$ ,  $particleDensity=1500$



Figura 176: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy  
 $frictionCoeffFluid=0.28$ ,  $particleDiameter=0.03$ ,  $particleDensity=2200$

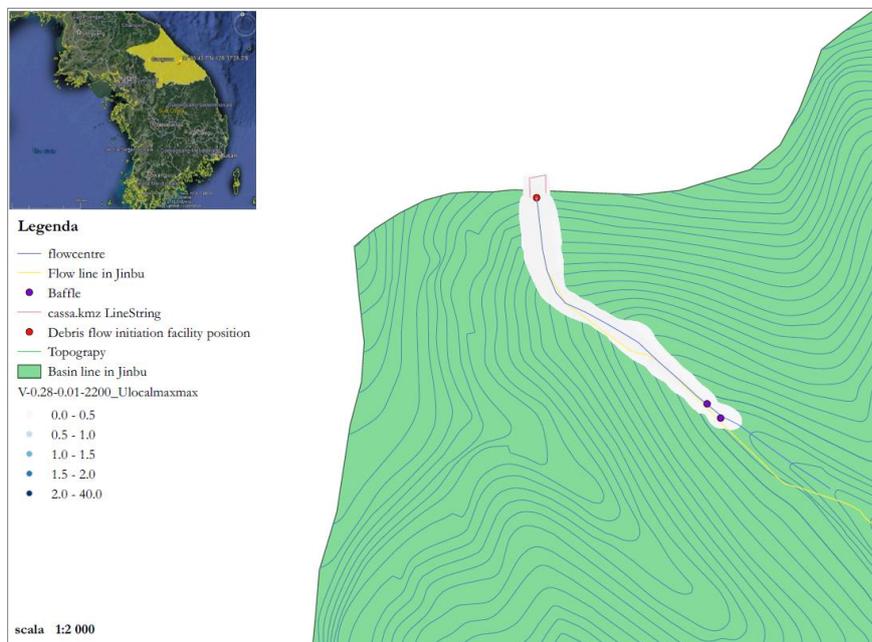


Figura 177: area inondata e distribuzione areale delle velocità massime - legge Voellmy  
 $frictionCoeffFluid=0.28$ ,  $particleDiameter=0.01$ ,  $particleDensity=2200$

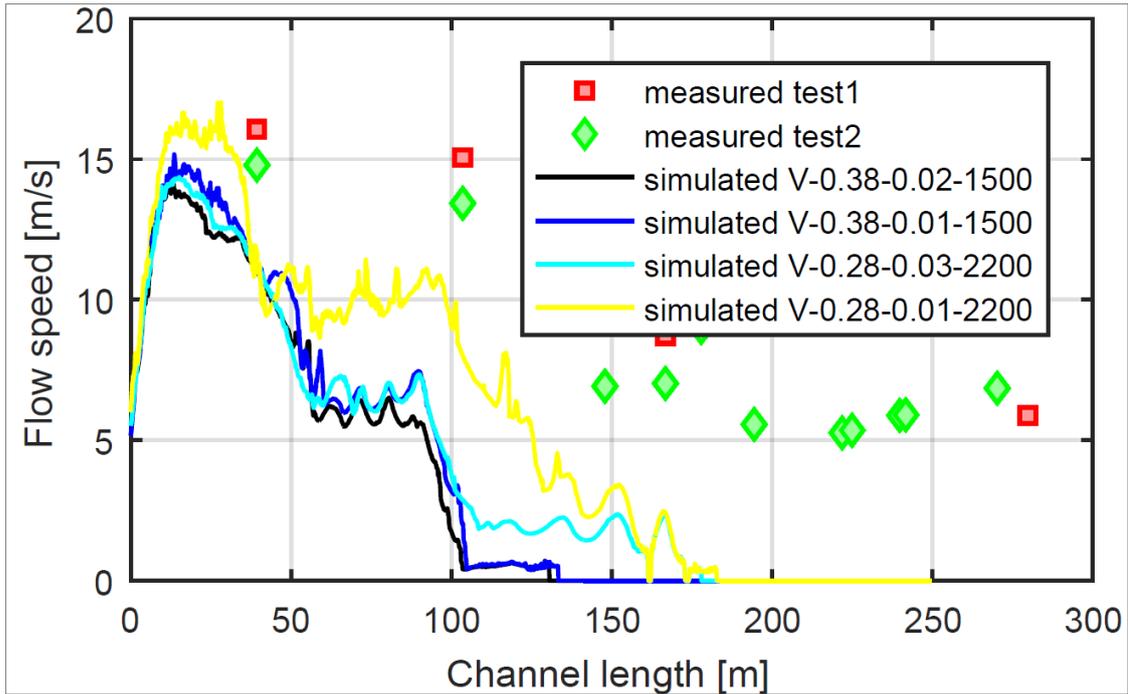


Figura 179: confronto profilo di velocità massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter, particleDensity

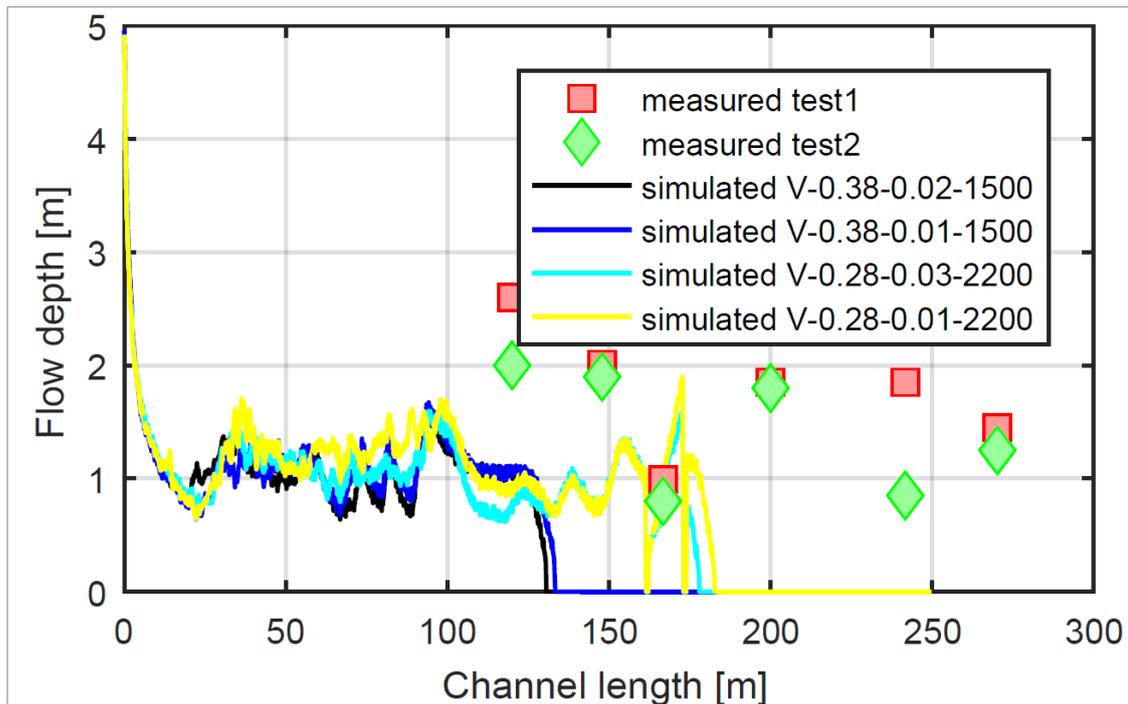


Figura 178: confronto profilo di altezza massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter, particleDensity

Come si osserva da Figura 174-178 non si ha un sostanziale cambiamento della distanza di propagazione lungo il canale della massa fluida a parità di coefficiente di attrito. Si evidenzia un aspetto legato alle velocità massime raggiunte, in quanto diametri delle particelle più grandi hanno una maggiore dissipazione energetica quindi una riduzione delle velocità massime raggiunte (Figura 178).

Infine, si riportano i risultati di altre simulazioni numeriche ritenute importanti.

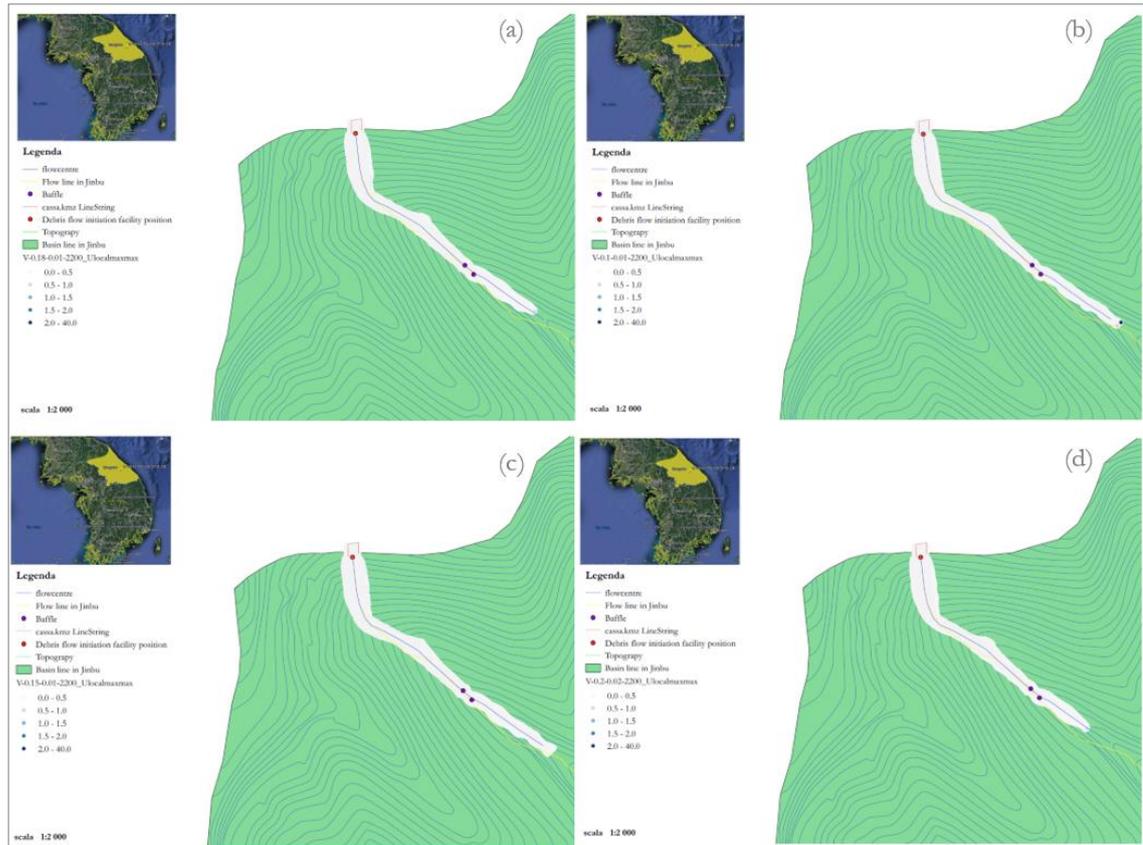


Figura 180: area inondata e distribuzione areale delle velocità massima - legge Voellmy (a)  $frictionCoeffFluid=0.18$ ,  $particleDiameter=0.01$ ,  $particleDensity=2200$ ; (b)  $frictionCoeffFluid=0.10$ ,  $particleDiameter=0.01$ ,  $particleDensity=2200$ ; (c)  $frictionCoeffFluid=0.15$ ,  $particleDiameter=0.01$ ,  $particleDensity=2200$ ; (d)  $frictionCoeffFluid=0.20$ ,  $particleDiameter=0.02$ ,  $particleDensity=2200$ ;

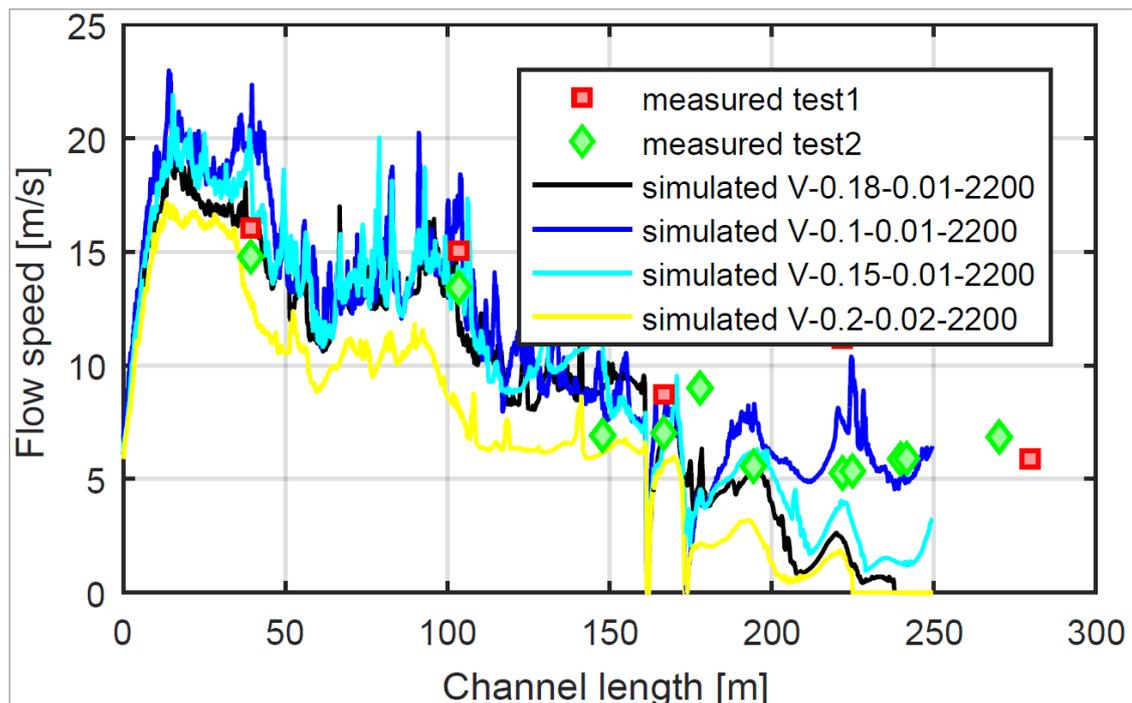


Figura 181: confronto profilo di velocità massima con legge Voellmy -  $frictionCoeffFluid$  variabile,  $particleDiameter$ ,  $particleDensity$

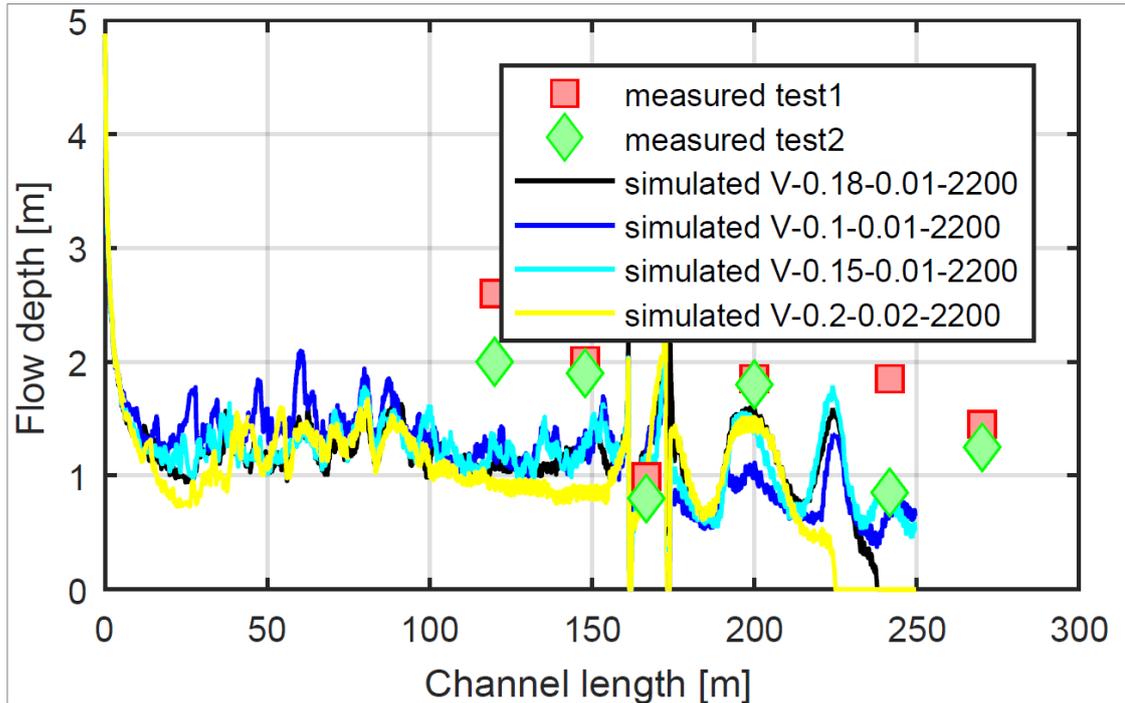


Figura 182: confronto profilo di altezza massima con legge Voellmy – frictionCoeffFluid variabile, particleDiameter, particleDensity

Si mette infine in evidenza come non si è riportata la legge attritiva in quanto sovrastima la velocità e nei fenomeni incanalati, come questo analizzato, la massa non riesce a seguire il percorso naturale. Questo è legato al fatto che la legge attritiva non ha nessun controllo sulla velocità o sulla velocità di deformazione del materiale a differenza della legge Voellmy.

In generale, in una certa area (Corea del sud, ecc.) bisogna vedere quali leggi reologiche sono state utilizzate per la simulazione numerica di eventi pregressi per avere un punto di riferimento da cui partire, pertanto risulta di fondamentale importanza il dato storico. Nel caso specifico della Corea del sud ancora oggi non si è trovata una legge reologica che si adatta a descrivere il comportamento delle colate detritiche in quella zona (mancanza di simulazioni numeriche 3D, mancanza del dato rilevato in sito, mancanza di informazioni a causa della lingua coreana degli articoli).

Invece, per quanto riguarda i fenomeni di movimenti franosi avvenuti in Italia dall'esperienza si è visto che una:

- valanga di roccia si riesce a modellare con una legge attritiva (a meno di condizioni particolari);
- colata detritica (Nord Italia, ad esempio nell'arco Alpino) si riesce a modellare con una legge alla Voellmy in quanto ha un controllo sulle velocità della massa durante il moto di propagazione;
- colata di fango (Sud Italia, ad esempio l'evento di Sarno) si riesce a modellare con una legge alla Bingham poiché si tratta generalmente di materiale piroclastico (materiale fine) che miscelato con acqua assume un comportamento viscoso.

#### 7.4.6 Sintesi dei risultati

Si mettono a confronto le principali leggi reologiche con i relativi parametri che meglio si prestano a riprodurre i risultati rilevati in sito.

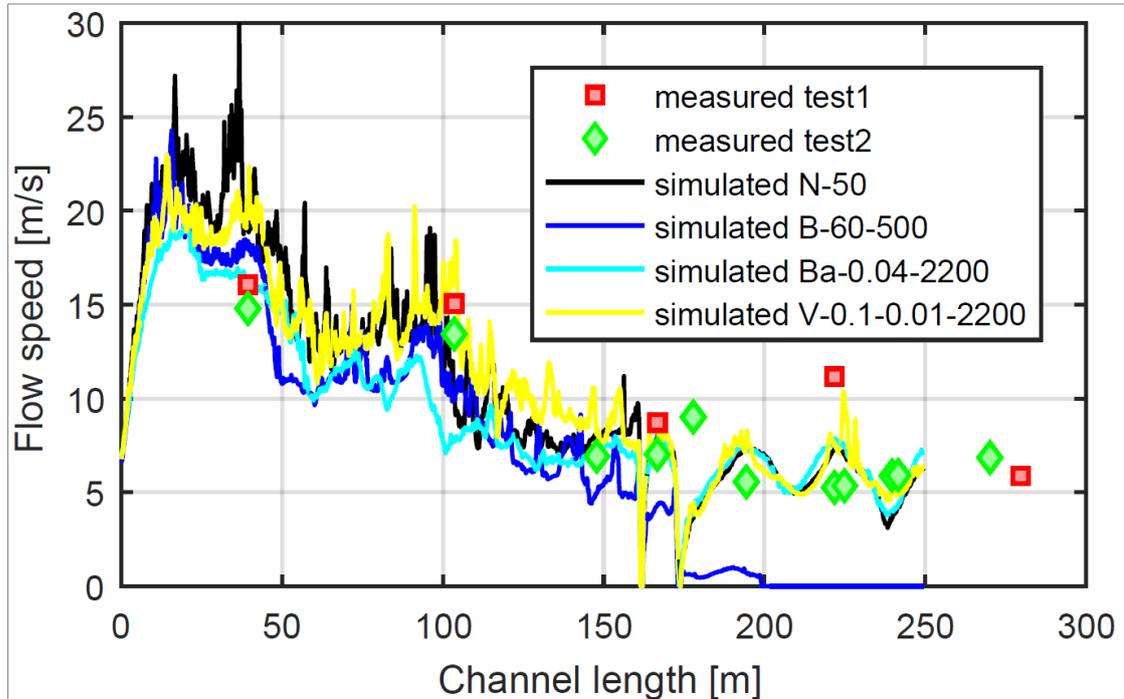


Figura 183: confronto velocità massima con diverse leggi reologiche

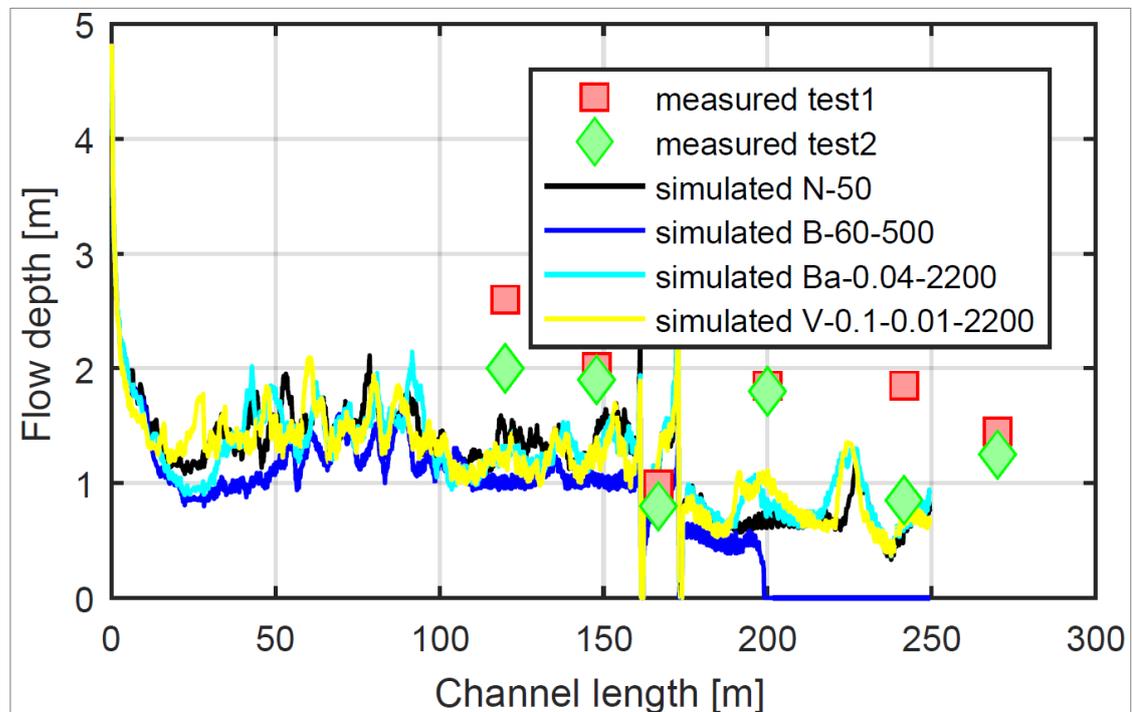


Figura 184: confronto altezza massima con diverse leggi reologiche

Infine, si riassumono in Tabella 14 le principali simulazioni numeriche in cui si riportano i valori numerici di velocità massima, altezza massima prima e dopo gli elementi frangicolata (rispettivamente alla progressiva 147.9m e 166.7) e forza massima registrata.

	Speed before baffles (CL) [m/s]	Speed after baffles (CL) [m/s]	Flow depth before baffles (CL) [m]	Flow depth after baffles (CL) [m]	Max baffle force (CL) [kN]	Max baffle force (CB) [kN]
<b>Experimental</b>	<b>6.92</b>	<b>7.02</b>	<b>1.9</b>	<b>0.8</b>	<b>&gt;27</b>	<b>&gt;27</b>
Newtonian with turbulence ( $\eta=50\text{Pa}\cdot\text{s}$ )	7.90	6.43	1.48	1.12	39.73	52.75
Newtonian with turbulence ( $\eta=60\text{Pa}\cdot\text{s}$ )	6.43	5.85	1.05	1.10	34.47	46.09
Bingham ( $\sigma_y=400\text{Pa}$ , $\eta_B=50\text{Pa}\cdot\text{s}$ )	8.81	5.82	1.10	1.21	179.71	60.63
Bagnold ( $d=0.04\text{m}$ , $\rho=1500\text{kg}/\text{m}^3$ )	7.93	7.28	1.46	1.16	72.97	61.04
Bagnold ( $d=0.04\text{m}$ , $\rho=2200\text{kg}/\text{m}^3$ )	7.16	7.42	1.32	1.15	45.54	55.00
Voellmy ( $\varphi=10^\circ$ , $d=0.01\text{m}$ , $\rho=2200\text{kg}/\text{m}^3$ )	9.00	7.05	1.22	1.21	81.80	82.88
Voellmy ( $\varphi=6^\circ$ , $d=0.01\text{m}$ , $\rho=2200\text{kg}/\text{m}^3$ )	8.08	7.64	1.40	1.20	90.28	61.55

Tabella 14: sintesi valori numerici di velocità, altezza e forza massima per ogni simulazione con reologia differente

Osservando il profilo di velocità (Figura 183) la legge reologica che meglio si presta al caso studio è la Voellmy con i seguenti parametri reologici:  $\text{frictionCoefFluid}=0.1$ ,  $\text{particleDiameter}=0.01$ ,  $\text{particleDensity}=2200$  (ovvero  $\varphi=6^\circ$ ,  $d=0.01\text{m}$ ,  $\rho=2200\text{kg}/\text{m}^3$ ).

### 7.4.7 Condizioni reali dei test effettuati

Una volta scelta la legge reologica e i suoi parametri che meglio si prestano alla simulazione numerica di quello registrato in sito, si affina la modellazione cercando di riprodurre le condizioni per ogni test effettuato. In particolare, per quanto riguarda il volume rilasciato dalla cassa e la presenza degli elementi frangicolata.

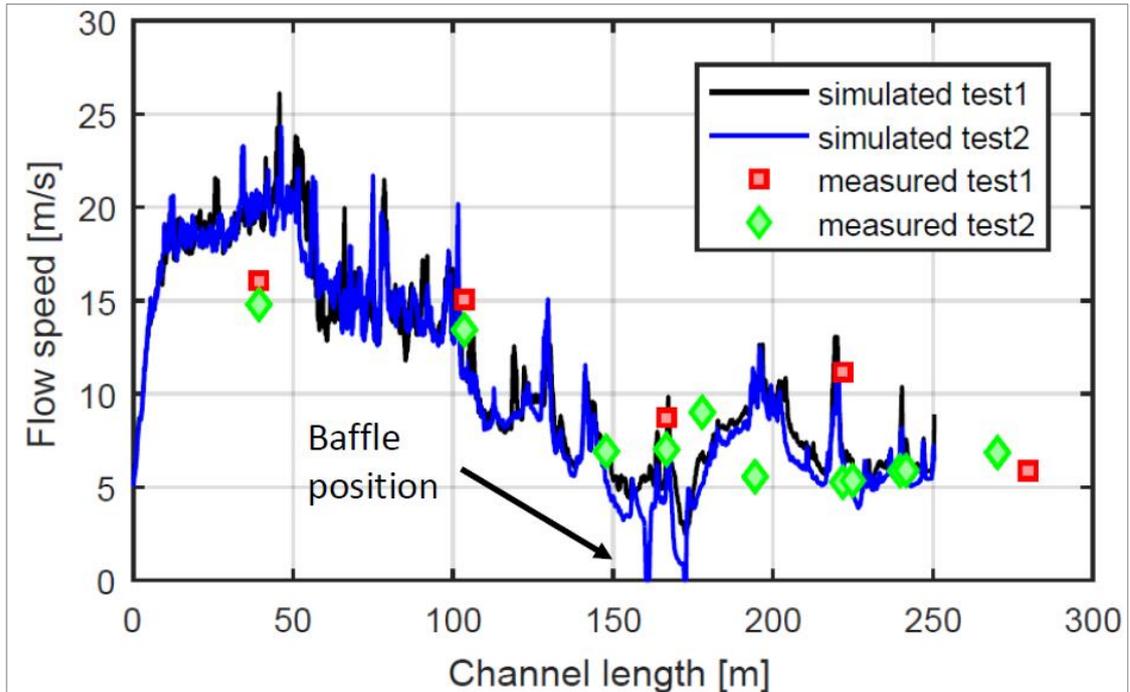


Figura 185: confronto profilo di velocità massima del Test 1 senza baffles e del Test 2 con i baffles

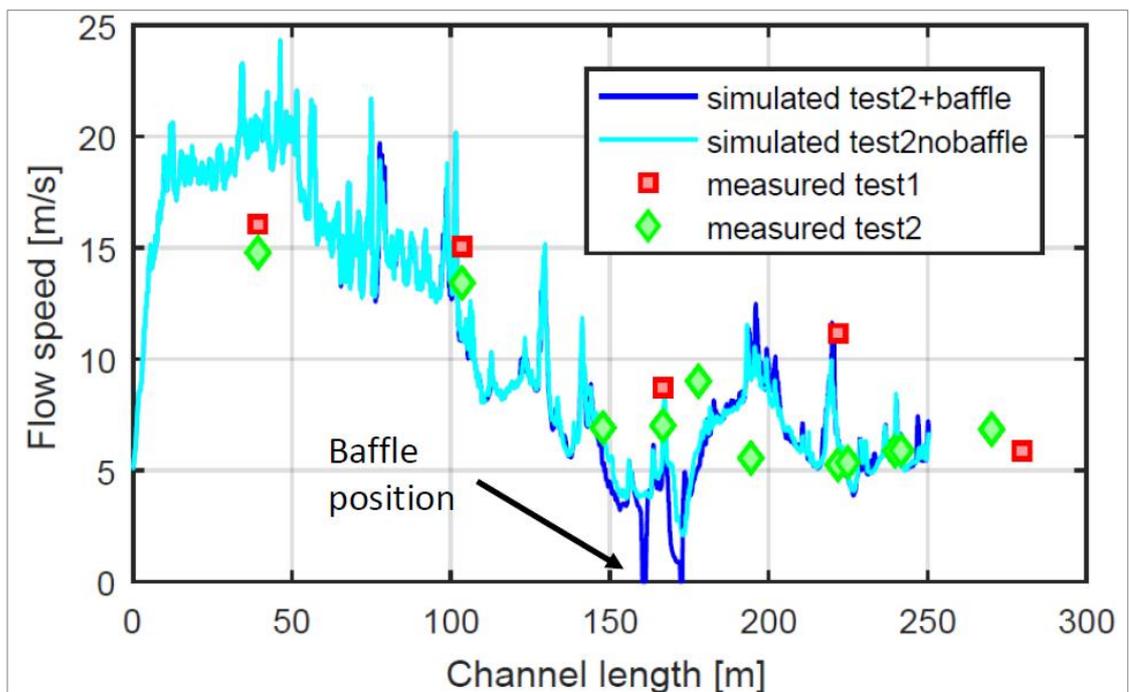


Figura 186: confronto profilo di velocità massima del Test2 con e senza baffles

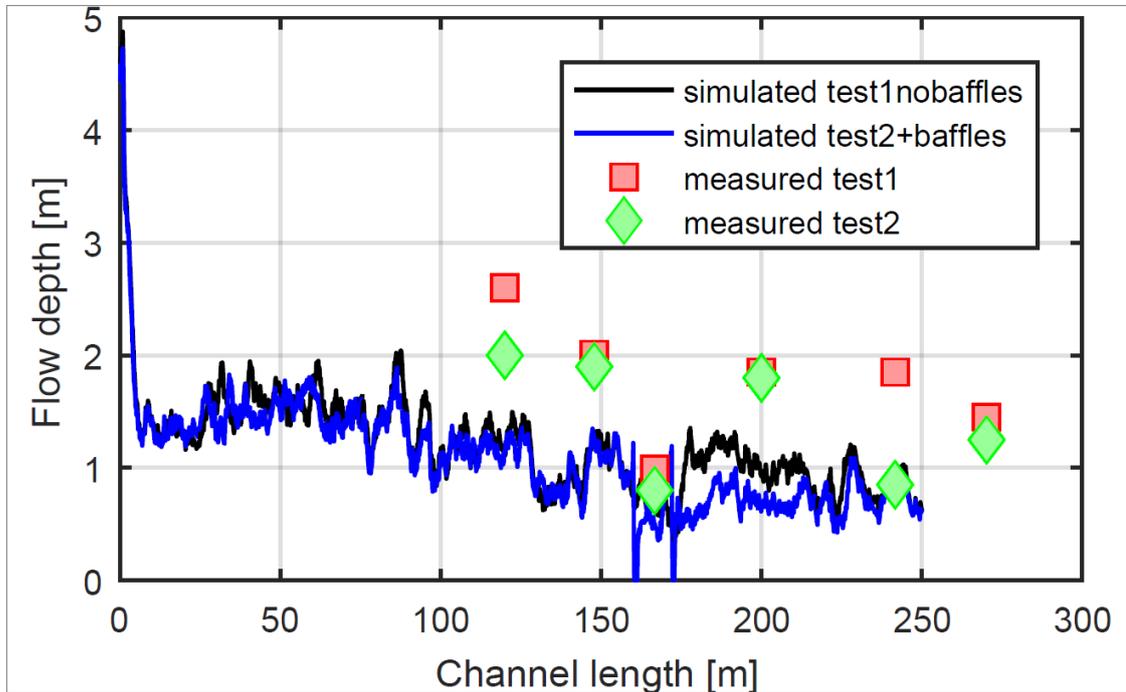


Figura 187: confronto profilo di velocità massima del Test 1 senza baffles e del Test 2 con i baffles

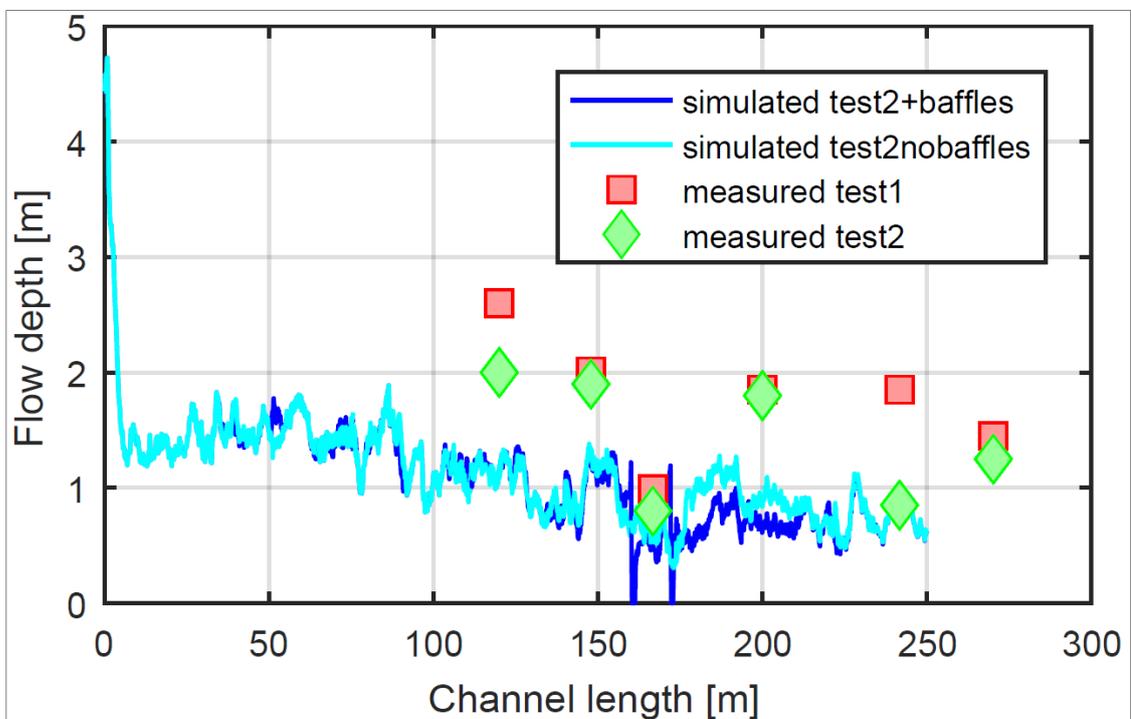


Figura 188: confronto profilo di altezza massima del Test 1 senza baffles e del Test 2 con i baffles

Nella Figura 185 e 187 si riporta un confronto delle velocità massime registrate in sito nei rispettivi test con i valori numerici ottenuti dalle simulazioni numeriche. In particolare, per il test 1 si imposta un volume di innesco di circa  $400 \text{ m}^3$  e in assenza di elementi frangicolata, mentre per il test 2 un volume di circa  $600 \text{ m}^3$  e in presenza di elementi frangicolata. Dato che nei due test i volumi sono diversi, si ha che sia profilo di velocità che di altezza massime sono inferiori rispetto a quelli del test 1. Si evidenzia come nel test 2 in corrispondenza degli elementi frangicolata i valori di velocità e altezza massima del flusso sono nulli.

Successivamente, per capire l'influenza degli elementi frangicolata si effettua una simulazione numerica con le medesime condizioni del test 2 ma in assenza di essi. Si riporta quindi in Figura 186 e 188 le velocità e le altezze massime per il test 2 in presenza e in assenza di elementi frangicolata. Quello che si evidenzia dalle simulazioni numeriche è che a valle degli elementi frangicolata non hanno nessun effetto sulla massa fluida durante il moto di propagazione. Rispetto a quello rilevato in sito, dove effettivamente si ha una differenza di velocità sostanziale tra test 1 e test 2, può essere correlato a scenari di volumi di rilascio diversi oppure a scenari di erosione differenti. Dato che i risultati dei test sono stati pubblicati in lingua coreana, non si è a conoscenza a quale causa sia dovuta questa differenza. L'unica osservazione che si può concludere è che quegli elementi frangicolata sono completamente inefficaci in quanto probabilmente sono di dimensioni piccole in confronto alla massa di rilascio e con il processo di erosione che si manifesta.

Un esempio di simulazione numerica è riportato in Figura 189, in cui si riporta una sequenza temporale del moto di propagazione della massa da un punto di vista numerico. Questo permette di focalizzare il concetto di modellazione numerica 3D completa e le differenze rispetto all'evento reale. In particolare, in una modellazione continua con una discretizzazione spaziale di 15cm, non si riescono a riprodurre gli schizzi delle onde e i diversi picchi delle ondate. Inoltre, sebbene da un punto di vista numerico si sia rilasciato lo stesso volume, a valle risulta arrivare una quantità inferiore rispetto a quanto rilevato, poiché in sito avviene un processo di erosione non trascurabile.

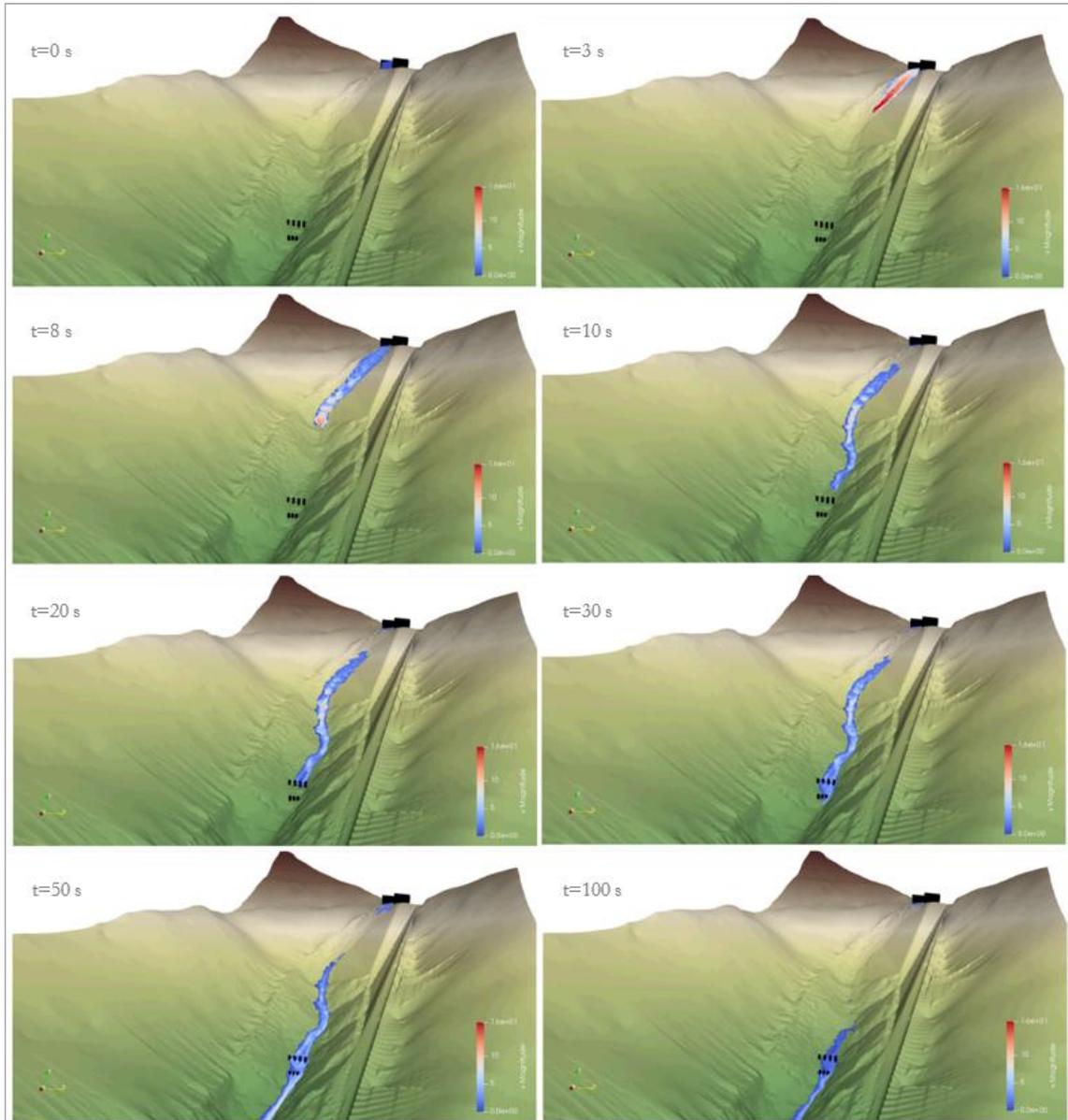


Figura 189: Illustrazione del flusso ottenuto dalla simulazione in diverse fasi temporali del test 2. Si noti la posizione della cassa di rilascio e degli elementi frangicolata. Il colore del fluido indica la velocità in  $m/s$  (scala delle velocità  $v$ Magnitude:  $0=blu - 16m/s=rosso$ )

### 7.4.8 Stima della forza di impatto

Per avere un confronto in termini numerici della forza di impatto bisogna effettuare una stima numerica sulla base dei valori di altezza e velocità registrati in sito (valori analitici), ottenere i valori numerici dalle simulazioni numeriche (valori numerici) e confrontarli con i valori ottenuti in sito sulle celle di carico e sulla plasticizzazione della trave ipe (valori sperimentali).

La stima analitica della forza di impatto ha come obiettivo quello di simulare l'interazione tra flusso e ostacolo. Questo avviene attraverso dei modelli di impatto che ad oggi in letteratura fanno principalmente riferimento ai modelli idraulici. Si classificano tre categorie:

- modelli idrostatici: la pressione massima di impatto è direttamente proporzionale all'altezza del flusso. Il modello è riconducibile alla classica distribuzione idrostatica con l'aggiunta di un fattore incrementale  $k$  che tiene conto degli effetti dinamici del flusso impattante. Il valore della pressione massima è definito come:

$$p_{max} = k_{hs} \rho_{deb} g h_{deb} \quad (7.4.1)$$

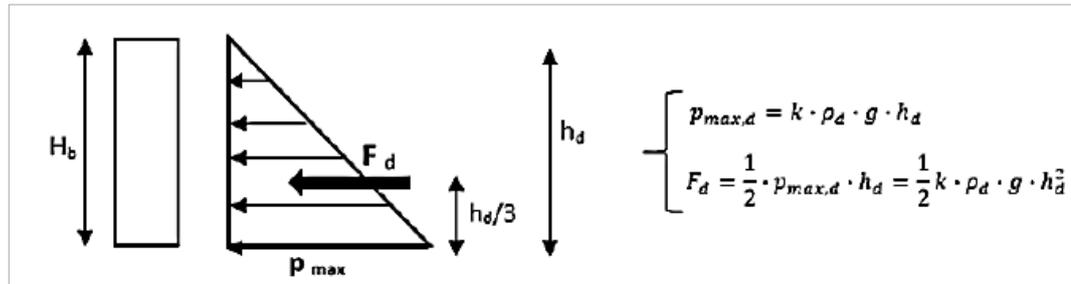


Figura 190: forza di impatto - spinta idrostatica

Dato che non si considera la velocità del fenomeno, nella pratica professionale l'impatto dinamico viene calcolato semplicemente amplificando la spinta idrostatica del fronte incidente mediante il coefficiente moltiplicativo spesso arbitrario (al diminuire del coefficiente  $k$  diminuisce la viscosità).

- modelli idrodinamici: la pressione massima di impatto è direttamente proporzionale alla velocità al quadrato del flusso. Il modello idrodinamico deriva dall'applicazione del bilancio del momento delle forze, con ipotesi di fluido omogeneo. L'equazione proposta in letteratura è la seguente:

$$p_{max} = k_{hd} \rho_{deb} v^2 \quad (7.4.2)$$

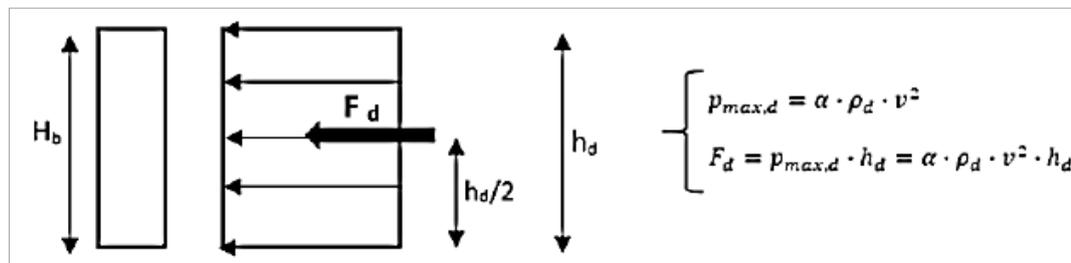


Figura 191: forza di impatto - spinta idrodinamica

Il coefficiente dinamico anche in questo caso rappresenta il punto critico della relazione. Il suo valore dipende dalla tipologia di flusso.

- modelli misti: la pressione include sia effetto statico che quello dinamico.

Gli aspetti fondamentali da mettere in evidenza sono legati alle criticità dei due modelli in particolare il modello idrostatico è adatto per velocità del flusso ridotte rispetto allo spessore del flusso mentre il modello idrodinamico che tiene conto solo della velocità simulerà bene il fenomeno quando la velocità del flusso è molto più significativa della altezza del flusso. Nel caso specifico trattandosi di un fenomeno relativamente veloce è intuitivo che sarà più rappresentativo il modello idrodinamico.

Di seguito si riportano i valori tipici dei coefficienti di spinta proposti da vari autori in letteratura (Pirulli et al., 2019):

Reference	$k_{hs}$	Type of data	Event/Models
Aulitzky (1982)	25-50	Hydrostatic model	Shock wave speed
Zhang (1993)	6-10	Field movements	China
Armanini (1997) Kwan (2012)	7-11	Small scale experiments	Different materials
Hubl et al. (2009)	7-11	Hydrostatic model	Lichtenhahn formula

Tabella 15: coefficienti di spinta idrostatici da letteratura

Reference	$k_{hd}$	Type of data	Event/Models
Arattano et al. (2003)	2-3	Hybrid model	Froude < 15
Johanesson et al. (2009)	3-5	Code	Switzerland
Kwan (2012)	0.5-2.2	Code	ASI 2008 Austria Eurocode 7

Tabella 16: coefficienti di spinta idrodinamici da letteratura

Quindi considerando l'altezza degli elementi frangicolata (CL) di 1m (progressiva lungo il canale 161.71 m) e una densità del fluido equivalente di 2200 kg/m<sup>3</sup> si ha:

	Modello di impatto	Coeff. di spinta [-]	Forza [kN]
Test 1 ( $u_{sper}=8.7$ m/s, $h_{sper}=1$ m)	idrostatico	$k_{hs}=6$	$F_{hs}=64.7$
	idrodinamico	$k_{hd}=0.5$	$F_{hd}=83.6$
Test 2 ( $u_{sper}=9.0$ m/s, $h_{sper}=0.8$ m)	idrostatico	$k_{hs}=6$	$F_{hs}=41.4$
	idrodinamico	$k_{hd}=0.5$	$F_{hd}=71.4$

Tabella 17: stima analitica della forza di impatto sugli elementi frangicolata a partire dai valori sperimentali di  $v$  ed  $h$

Per il calcolo della spinta, si fa riferimento ad un coefficiente di spinta minimo al fine di ottenere un valore della forza che sia influenzato il meno possibile dalla variabilità di tale coefficiente e che costituisca un riferimento di base per le simulazioni numeriche. Notare

che tale stima avviene su valori sperimentali che si trovano a cavallo tra i due ordini di elementi frangicolata, dove si ha un incremento delle velocità (Figura 185).

Per quanto riguarda la stima numerica della forza registrata sugli elementi frangicolata si fa riferimento agli output di hybrid. In particolare, ogni simulazione numerica genera una cartella “particleData” all’interno del quale si trova per ogni istante temporale un file con estensione “.vtu”. Per l’interpretazione della forza si utilizza un codice scritto in Matlab che estrae il valore della forza (FHydro) che viene salvato in un vettore di dimensioni 3\*n (dove 3 sono le componenti  $F_x$ ,  $F_y$ ,  $F_z$ ; n è il numero di particelle fisse). Si sommano le forze su particelle comuni allo stesso elemento frangicolata e analizzando tutti i file si ricostruisce la storia di carico. La forza viene calcolata trascurando la componente in z quindi si ha:

$$|F| = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} \quad (7.4.3)$$

Nel caso specifico del test 2, la forza massima di impatto per il primo ordine di elementi frangicolata (CL) è riportata in Figura 192 ed è pari a 44.7kN.

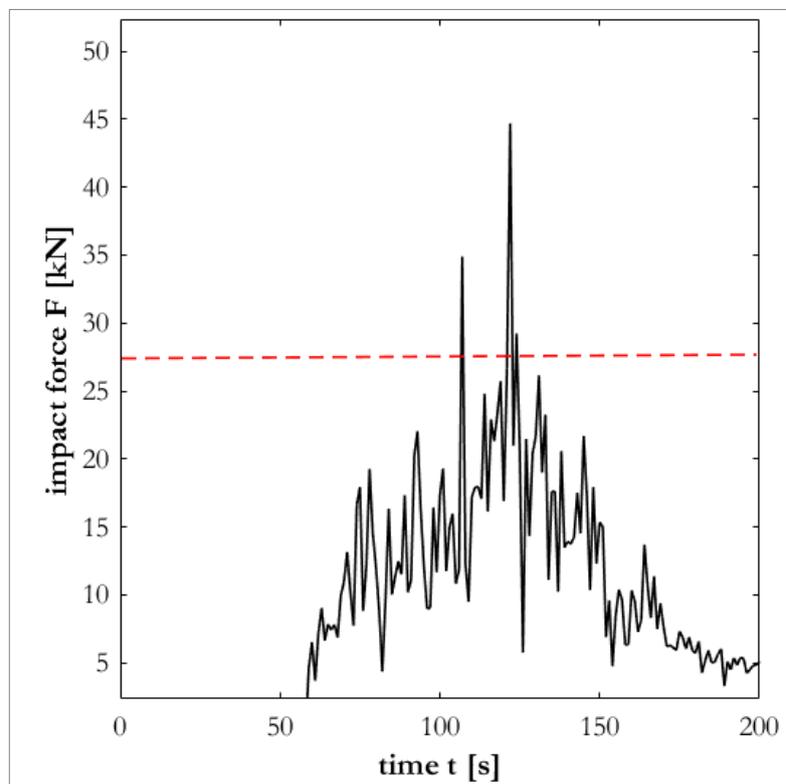


Figura 192: storia di carico massima per il primo ordine di elementi frangicolata, la linea rossa rappresenta la forza rilevata in sito sull’ipe [Paragrafo 7.2.5]

Un’ultima precisazione fa fatta per quanto riguarda la forza determinata in sito. Si ricorda che la determinazione della forza sperimentale è basata sul momento di plasticizzazione dell’ipe che è collocata più a valle di circa 30m dal primo ordine di elementi frangicolata. Come già detto, da un punto di vista sperimentale si hanno delle differenze di velocità ed altezza che possono essere correlate sia al differente volume di rilascio sia alla presenza degli elementi frangicolata. Da un punto di vista numerico si è trovato che gli effetti degli elementi frangicolata sono inesistenti, quindi si sceglie di determinare la forza di impatto in corrispondenza del primo ordine di elementi frangicolata. Questa scelta è motivata dalla Figura 183 in cui si nota che le velocità, prima e dopo i due ordini di elementi frangicolata, sono praticamente le stesse. In definitiva, si trova che l’ordine di grandezza della forza è

compreso tra 50kN e 100kN. Quindi una previsione di tipo numerica dimostrava come quell'elemento non poteva supportare quel tipo di forze.

Il metodo LBM viene utilizzato per calcolare le interazioni idrodinamiche su oggetti solidi, calcolando i trasferimenti di quantità di moto tra la funzioni di distribuzione e i confini solidi. In particolare, si riportano nella Figura 193 alcuni istanti temporali dell'evoluzione numerica 3D del fluido che interagisce con gli ostacoli. Gli ostacoli registrano la forza di impatto che gli viene trasmessa dal fluido in FHydro (Figura 193-194).

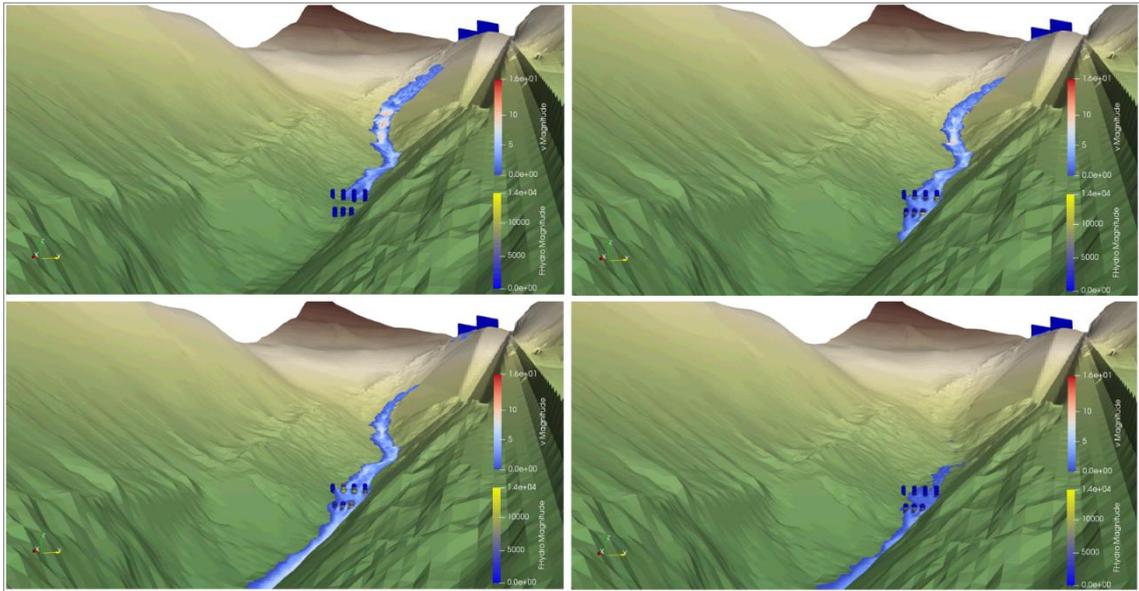


Figura 193: Illustrazione interazione flusso-ostacoli dalla simulazione in diverse fasi temporali del test 2. Il colore del fluido indica la velocità in  $m/s$  (scala delle velocità  $v$ Magnitude  $0m/s=blu - 16m/s=rosso$ ) e il colore dei baffles indica la forza di impatto in N (FHydroMagnitude:  $0kN=blu - 14kN=giallo$ )

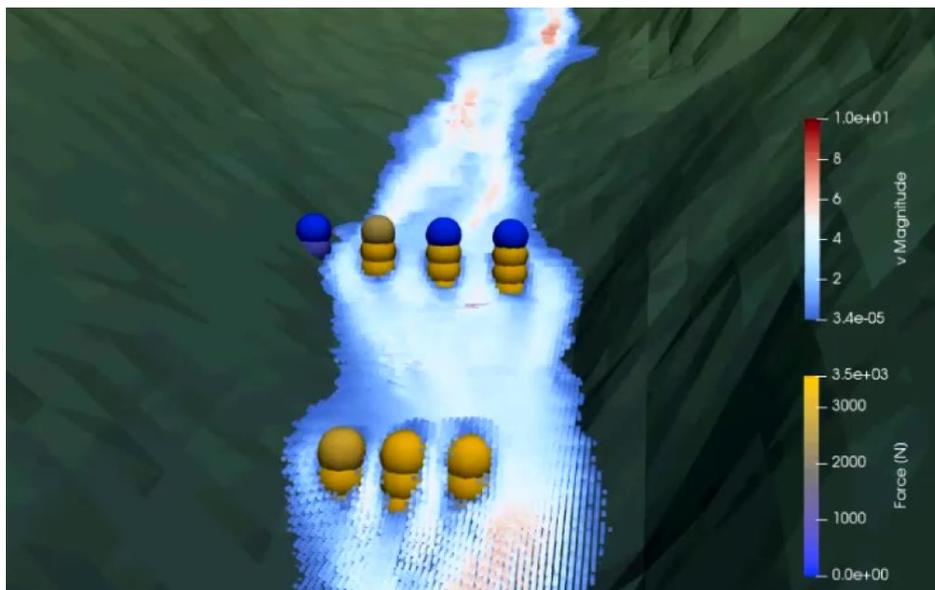


Figura 194: dettaglio interazione fluido 3D con elementi frangicolata e registrazione (diretta) della forza

## 7.5 Cenni sull'erosione

L'entità del flusso di detriti può essere definita come il volume totale del materiale spostato nell'area di deposizione durante un evento. Spesso, il volume di innesco è piccolo e la maggior parte del volume trasportato nell'area di deposizione risulta essere materiale eroso durante il moto di propagazione lungo il percorso. Pertanto, è l'efficienza del meccanismo di erosione che ne determina una modellazione numerica 3D più appropriata per la simulazione dei flussi detritici.

I principali meccanismi di erosione, dovuto al moto della massa fluida, del letto di un canale rivestito di materiale granulare possono essere di sospensione, rotolamento e scorrimento. Una pendenza del canale eccessiva può diventare instabile sotto la combinazione di forze di gravità e forze imposte dalla massa fluida (Bagnold, 1996). Nel caso in cui il fluido è costituito da detriti saturi si ottengono delle forze di trascinamento ancora maggiori e il materiale del letto può essere maggiormente mobilizzato e trascinato dal flusso. La destabilizzazione del materiale del letto è il risultato di forze di trascinamento che agiscono alla base del flusso, ma può essere aiutata dal carico di impatto e alla liquefazione del riempimento del canale (Sassa, 1985). Un altro meccanismo importante è quello di instabilità dei depositi fluviali, con un'instabilizzazione immediata si ha il rilascio di una frana superficiale direttamente nel corpo del flusso detritico oppure con un ritardo che fornisce materiale per essere incorporato nella successiva ondata. Pertanto, alcuni detriti potrebbero formare depositi transitori nel canale, per poi essere rimobilizzati più tardi durante lo stesso evento o in evento successivo. Tali processi sono abbastanza complessi da quantificare, in quanto i dati richiesti sulla stabilità laterale del canale devono tenere in conto della resistenza fornita dalla vegetazione, della relazione tra ondate successive e della miscelazione di acqua e detriti.

Il processo di destabilizzazione del letto del canale, durante il moto di propagazione di un flusso di detriti, può essere rappresentato da una semplice estensione della teoria di stabilità di pendio indefinito (Sangrey, 1978). Nel primo tentativo di derivare una formula per la profondità di instabilizzazione del letto Takahashi (Takahashi, 1991) assunse che le infiltrazioni parallele alla pendenza del letto saturo. La configurazione del problema è mostrata in Figura 195 dove si riporta un flusso di detriti di spessore  $z_d$  che scorre su un letto di materiale privo di coesione inclinato di un angolo  $\beta$ .

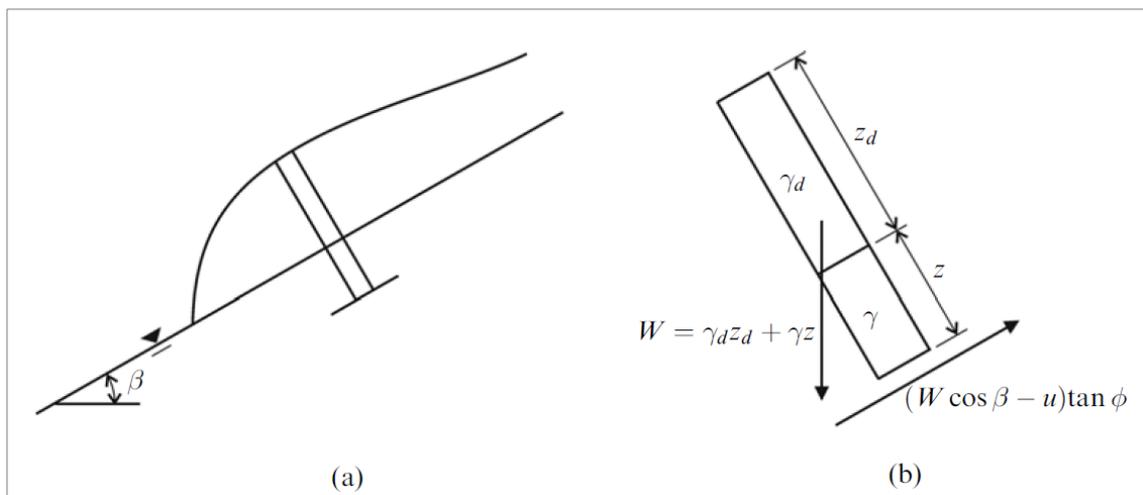


Figura 195: (a) rappresentazione schematica di un letto saturato sovrastato da un flusso detritico, con una colonna normale di lunghezza e larghezza unitaria. (b) forze che agiscono sulla colonna che includono forza peso e resistenza al taglio alla base. Il carico dovuto al flusso destabilizza il letto alla profondità  $z$ . (Jakob & Hungr, 2005)

Come risultato delle forze instabilizzanti aggiunta dal flusso di detriti, il letto diventa instabile a una profondità sconosciuta  $z$  al di sotto della superficie originale del letto. Come è usuale nell'approccio a pendenza infinita, si considera la stabilità di una colonna di lunghezza (nel piano) e larghezza (nella direzione perpendicolare al foglio) unitaria. Sulla base dello schema riportato in Figura 195 (b) il peso della colonna è pari a:

$$W = \gamma_d z_d + \gamma z \quad (7.4.4)$$

dove  $\gamma_d$  è il peso dell'unità di volume dei detriti (tipicamente 18-20 kN/m<sup>3</sup>) e  $\gamma$  è il peso dell'unità di volume del materiale del letto (20-23 kN/m<sup>3</sup>). Lo sforzo totale normale alla base della colonna è pari a:

$$\sigma = W \cos \beta \quad (7.4.5)$$

La tensione tangenziale è pari a:

$$\tau = W \sin \beta \quad (7.4.6)$$

Takahashi (Takahashi, 1978) ha assunto infiltrazioni parallele con un flusso di tipo uniforme, combinato con un drenaggio istantaneo in modo tale che il fluido dentro i pori abbiano una pressione idrostatica e il flusso risulta in regime stazionario senza generazione di sovrappressioni. Con queste ipotesi la pressione alla base è pari a:

$$p = \gamma_w (z_d + z) \cos \beta \quad (7.4.7)$$

dove  $\gamma_w$  è il peso unitario dell'acqua e  $(z_d + z) \cos \beta$  è la differenza di elevazione misurata lungo una linea equipotenziale. La resistenza al taglio del materiale del letto è data dalla resistenza al taglio di Mohr-Coulomb senza coesione, in cui  $\varphi$  è l'angolo di attrito:

$$\tau_R = (\sigma - p) \tan \varphi \quad (7.4.8)$$

Al punto di rottura si ha:

$$\tau_R = \tau \rightarrow (W \cos \beta - p) \tan \varphi = W \sin \beta \quad (7.4.9)$$

Introducendo (7.4.4) e (7.4.7) nella (7.4.9) ed estraendo la  $z$  si ottiene:

$$z = z_d \left[ \frac{\frac{\gamma_d}{\gamma} \left( 1 - \frac{\tan \beta}{\tan \varphi} \right) - \frac{\gamma_w}{\gamma}}{\frac{\gamma_w}{\gamma} - \left( 1 - \frac{\tan \beta}{\tan \varphi} \right)} \right] \quad (7.4.10)$$

Questa equazione è equivalente a quella trovata da Takahashi (1978). I suoi risultati sono rappresentati da linee tratteggiate nella Figura 196. Il peso unitario del materiale del letto è stato scelto come 20 kN/m<sup>3</sup> (cioè il doppio di quello dell'acqua). Pertanto, applicando la semplice equazione di stabilità di pendio indefinito, il rapporto  $\tan \beta / \tan \varphi$  deve essere inferiore a 0,5 oppure il letto sarebbe intrinsecamente instabile. Il diagramma mostra che una certa quantità di trascinamento è possibile per qualsiasi valore di  $\gamma_d$  minore di  $\gamma_w / (1 - \tan \beta / \tan \varphi)$  con flussi più diluiti che causano instabilità a profondità maggiori. Per ondate detritiche la cui densità si avvicina a quella del letto (cioè  $\gamma_d / \gamma = 1$ ) non è previsto

nessun intrappolamento sotto queste ipotesi, tranne nel caso in cui il letto è intrinsecamente instabile.

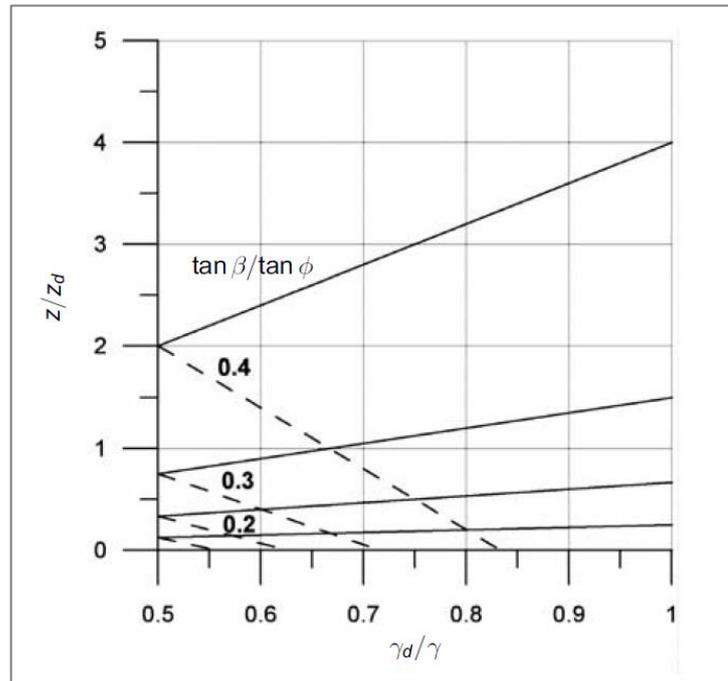


Figura 196: predizione della profondità di erosione da soluzione 7.4.10 (linea tratteggiata) e 7.4.12 (linea continua) (Jakob & Hungr, 2005)

I picchi di flusso detritico viaggiano a molti m/s ed anche con una materiale relativamente grossolano è improbabile che si possa ottenere un moto di infiltrazione stazionario nell'istante in cui passa il picco. Un'ipotesi più realistica è che il peso totale del flusso detritico sarà trasferito ai pori mediante un carico non drenato, generando una pressione geostatica all'interno del materiale del letto. Quindi la pressione risulta essere:

$$p = (z_d \gamma_d + z \gamma_w) \cos \beta \quad (7.4.11)$$

Quindi:

$$z = z_d \left[ \frac{-\frac{\gamma_d}{\gamma} \frac{\tan \beta}{\tan \varphi}}{\frac{\gamma_w}{\gamma} - \left(1 - \frac{\tan \beta}{\tan \varphi}\right)} \right] \quad (7.4.12)$$

Questa equazione viene tracciata con linee continue nella Figura 196, in cui si osserva una tendenza ben diversa. La profondità instabile aumenta con il peso specifico dei detriti e il trascinarsi è previsto per tutti i valori  $\gamma_d$  e  $\beta$ , purché il letto non sia orizzontale. Il valore effettivo della profondità instabile può trovarsi tra i due estremi raffigurati nella Figura 196, sebbene sia più vicino alla condizione non drenata (linee continue) rispetto a quella della condizione drenata (linee tratteggiate). Se da un punto di vista analitico questi risultati sono concettualmente interessanti, sono di minore interesse per le applicazioni pratiche. Una delle spiegazioni è legata alla limitata conoscenza della resistenza al taglio dei materiali che comprendono il letto e la sua variazione con la profondità. Spesso, ci sarà uno strato di materiale non coesivo grossolano, sostenuto da un substrato dotato di coesione. È

improbabile che anche le pressioni interstiziali siano facilmente prevedibili, a causa di possibili gradienti eccessivi del percorso o a gradienti eccessivi generati dal carico e dalle vibrazioni dovute al moto di propagazione. Anche gli effetti tridimensionali, ovvero le forze delle superfici laterali sul bordo del canale, non possono essere trascurati. Sebbene le equazioni possano aiutare a prevedere quando inizierà a verificarsi l'erosione, la velocità con cui il materiale viene trascinato nel flusso richiede ulteriori analisi. Pertanto, le equazioni riportate sopra possono essere considerate una linea guida concettuale.

In definitiva il metodo rigoroso per tenere in conto l'erosione nella modellazione numerica è quello di considerare l'interazione della massa fluida con la topografia. Pertanto, bisognerà implementare un metodo numerico che prenda in considerazione l'evoluzione della topografia in base a differenti aspetti quali ad esempio la velocità e l'altezza della massa, le condizioni idrauliche della superficie topografica prima del passaggio della massa, ecc.

Data la complessità nel tenere in conto in modo rigoroso l'erosione, ancora oggi si fa riferimento a dei modelli empirici che consentono di prevedere la variazione di volume di un flusso detritico. Un esempio tra questi è il modello sviluppato da Hungr (1995) in cui l'entità dell'erosione è legata al tirante del flusso che vi transita. In particolare, la velocità di erosione del canale  $e_t$  è controllata principalmente dalla velocità media  $u$  e dal tirante del flusso  $z_d$  come segue:

$$e_t = -e_s u z_d \quad (7.4.13)$$

dove  $e_s$  [ $m^{-1}$ ] è definito come il tasso di crescita e rappresenta la profondità di un terreno eroso in direzione normale per unità di tirante e spazio percorso. Al tasso di crescita si possono assegnare valori diversi da zona a zona. Questa formula è molto semplice visto che l'unico parametro da determinare preliminarmente è il tasso di crescita, mentre localmente gli altri due parametri vengono determinati con una modellazione numerica.

Utilizzando un valore medio costante di  $e_s$  valido dalla zona di innesco fino a quella di arresto si ottiene la formulazione di McDougall & Hungr (2005):

$$e_s = \frac{\ln(V_f/V_i)}{l} \quad (7.4.14)$$

dipendente dalla distanza percorsa  $l$ , dal volume iniziale  $V_i$  e finale  $V_f$ .

Sulla base di questo modello, la prima idea per implementare l'erosione in modo artificiale è quella di incrementare il volume del fluido sul pelo libero in modo lineare durante il moto di propagazione, lasciando invariato il letto del canale. Quindi si calcola una variazione di massa (o in modo equivalente di volume) nell'unità di tempo:

$$m_{t+1} = m_t + m^* \Delta t \quad (7.4.15)$$

dove la massa all'istante successivo  $m_{t+1}$  viene aggiornata a partire dalla massa all'istante precedente  $m_t$  sommando l'incremento di massa totale eroso (incognito)  $m^*$  moltiplicato per l'ampiezza temporale  $\Delta t$  in cui si incrementa la massa (può coincidere con il tempo di evoluzione del fenomeno).

### 7.5.1 Applicazione del metodo semplificato

Il metodo di implementazione fittizia dell'erosione viene prima applicato ad un caso semplice per capire se si ottengono i risultati attesi. Si analizza una colonna di fluido che cade in presenza della gravità inizialmente in assenza di erosione (0% $V_i$ ) e successivamente con un incremento del volume del 50% e del 100% del volume iniziale (Figura 197).

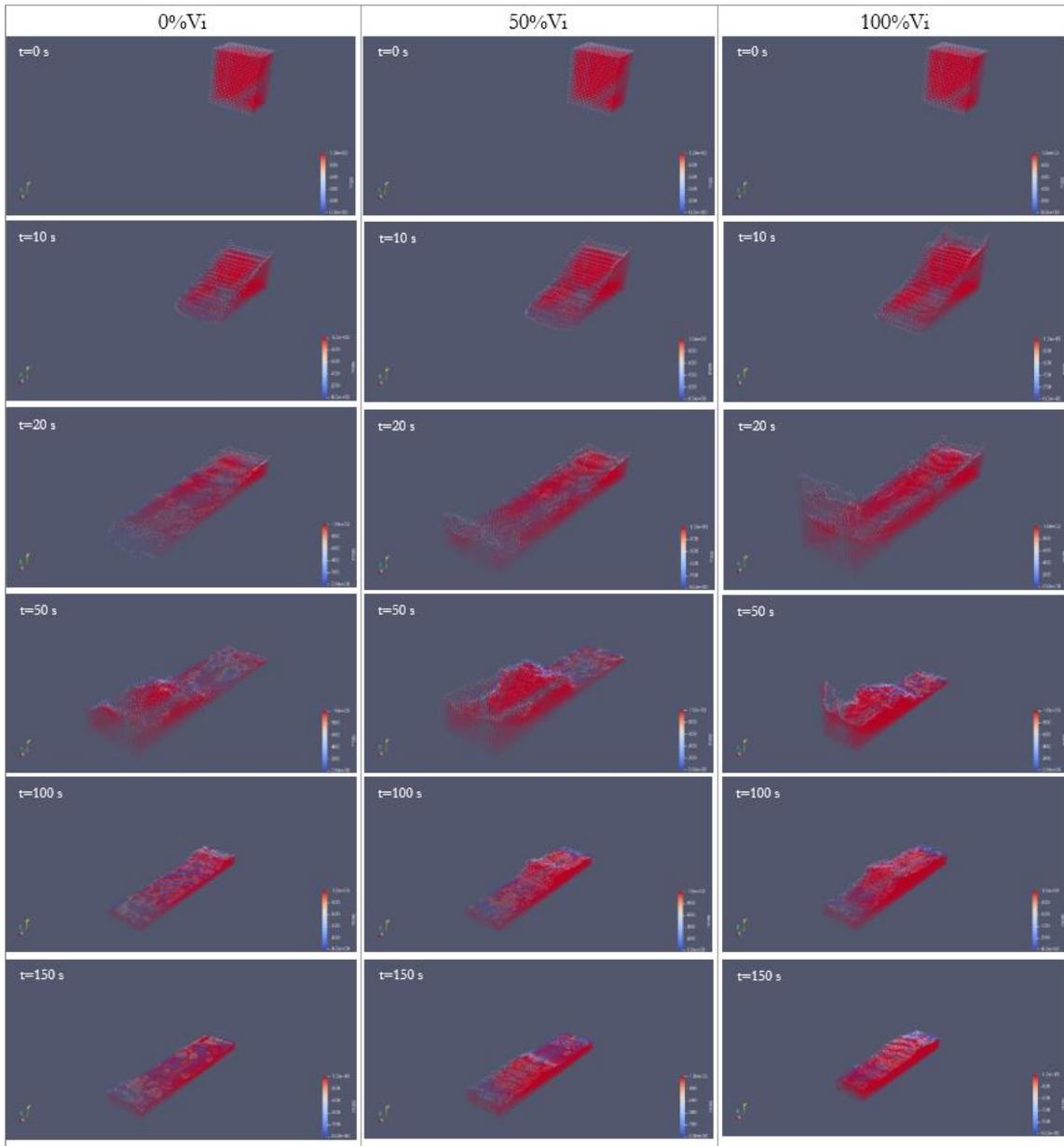


Figura 197: evoluzione temporale con incrementi del volume dello 0%, 50%, 100% rispetto al volume iniziale

In definitiva, come si osserva dalla Figura 197, si ottiene un riscontro di quanto ci si era prefissati.

### 7.5.2 Stima del volume eroso nel sito sperimentale

Nel caso specifico della Corea si conosce il volume iniziale, mentre il volume finale rimane una incognita da determinare. Tale volume può essere ricavato, a partire dalla massa di rilascio, in diversi modi a seconda dei dati a disposizione rilevati in sito.

In una prima analisi, ricordando l'Eq. (7.1) si può pensare di avere una stima approssimativa del volume sulla base dell'area inondata. Dalle simulazioni numeriche si conosce l'area inondata (Figura 180) che risulta essere pari a circa 3500 m<sup>2</sup> quindi si ha:

$$V = 0.596 \cdot A^{1.02} \cong 2456 \text{ m}^3 \quad (7.4.16)$$

Con un'operazione di post-processing dei dati LiDAR, si riesce ad ottenere una stima diretta del volume eroso con un'affidabilità maggiore. In particolare, si è a conoscenza del volume eroso che risulta essere pari a:

- 3055 m<sup>3</sup> nel test 1 (lungo la lunghezza totale analizzata);
- 488 m<sup>3</sup> nel test 2 (solo nella zona attorno gli elementi frangicolata).

Definito il volume finale, si tratta di lanciare nuove simulazioni numeriche sul cluster e analizzarne i risultati.

## Capitolo 8

### 8 Considerazioni Finali

In questa tesi viene analizzata l'applicabilità di un nuovo approccio alla simulazione numerica su larga scala dei flussi detritici, il metodo Lattice-Boltzmann (LBM). La principale novità consiste nell'eliminare la necessità di integrare le equazioni di conservazione sull'altezza del flusso e di simulare l'interazione intrinsecamente 3D con gli ostacoli.

Gli approcci numerici per le colate si basano sulla semplificazione della geometria legate a un sistema di equazioni bidimensionali per il flusso. Le equazioni di conservazione, della massa e della quantità di moto, vengono integrate sulla profondità del flusso producendo una singola velocità media per ogni punto della topografia. Tale approccio ha dimostrato fornire buoni risultati per la previsione dell'area inondata e della evoluzione. Tuttavia, l'ipotesi di avere un valore di velocità media per ogni punto spaziale viene meno quando il flusso interagisce con geometrie particolari come un ostacolo o un salto ripido. Lo sviluppo di modelli numerici ha mostrato solo di recente alcuni tentativi di superare l'integrazione sulla profondità. L'emergere di nuovi solutori Navier-Stokes, come ad esempio il metodo Lattice-Boltzmann (LBM) ha aperto la possibilità di simulare fenomeni senza ricorrere ad integrazione di equazioni.

Nei solutori tradizionali CFD, la conservazione della quantità della massa e di moto viene imposta direttamente su quantità macroscopiche (cioè velocità, pressione) attraverso una soluzione delle equazioni di Navier-Stokes. Il metodo LBM risolve il problema idrodinamico con riferimento alla teoria cinetica dei gas in una scala mesoscopica. Pertanto, LBM riduce drasticamente i gradi di libertà che descrivono il tempo, lo spazio e la velocità in una forma discreta. Mentre la discretizzazione temporale e spaziale è comune anche nei CFD, la discretizzazione dello spazio delle velocità è peculiare del LBM. Diversamente dai CFD tradizionali che risolvono il problema parziale non lineare di equazioni differenziali in termini di variabili macroscopiche, l'equazione di riferimento in LBM descrive l'evoluzione delle funzioni di distribuzione con l'approssimazione di BGK dell'equazione di Boltzmann può essere riscritta in forma discretizzata.

Simulazioni su scala reale di flussi detritici non sono così diffuse, poiché richiedono un quadro efficiente per gestire le complicate condizioni al contorno ed inoltre di un potente solutore fluido. Inoltre, la natura non newtoniana del materiale, e la presenza di molteplici fasi complicano il problema compromettendo la funzionalità dei solutori tradizionali. Il

metodo Lattice Boltzmann (LBM) oggi è considerata una valida alternativa per le categorie di flussi dove i solutori tradizionali presentano svantaggi.

Vengono implementate una serie di leggi reologiche, con particolare attenzione ai comportamenti non newtoniani e di attrito. Viene effettuata una validazione delle differenti leggi reologiche per un caso semplice di piano inclinato indefinito su cui è fatto scorrere un fluido viscoso. Confrontando le soluzioni analitiche, risolvendo le equazioni di Navier-Stokes con le opportune condizioni al contorno, con le soluzioni numeriche ottenute dal metodo LBM si sono ottenute delle buone corrispondenze dei risultati.

In questo studio di tesi, si analizza un'applicazione LBM riproducendo in un ambiente numerico 3D completo (sia per la topografia che per il flusso stesso) un flusso di detriti a scala reale. Il modello viene utilizzato per rianalizzare (back analysis) le dinamiche degli eventi dei fenomeni di flusso artificiali realizzati in un campo prove a scala reale situato in un sito sperimentale in Corea del sud (Jinbu). Le principali caratteristiche del flusso sono ottenute con pochi parametri di calibrazione confrontando i valori registrati in sito con quelli numerici ottenuti da una modellazione del fenomeno. Grazie alla natura 3D del modello vengono testati gli effetti di due ordini di elementi frangicolata sul flusso.

I risultati sono promettenti sia per quanto riguarda la stima delle caratteristiche del flusso (altezza e velocità del flusso) che per la stima delle forze esercitate su due ordini di elementi frangicolata. Nel complesso, una reologia Voellmy a basso coefficiente di attrito riproduce la tendenza osservata negli esperimenti con buona precisione.

In definitiva, gli elementi frangicolata risultano inefficaci in quanto probabilmente sono di dimensioni piccole in confronto alla massa di rilascio e con il processo di erosione che si manifesta. Questo risultato è stato ottenuto grazie alla possibilità di effettuare numerose simulazioni numeriche rispetto alla limitata riproducibilità dei test a scala reale. In definitiva un campo prove numerico settato con diverse configurazioni permette alla modellazione numerica di essere utilizzata per fini previsionali.

L'ultimo aspetto da tenere in considerazione nella modellazione numerica è l'erosione. Una prima analisi può essere condotta andando ad incrementare il volume iniziale durante il moto di propagazione di una quantità pari al volume eroso e mantenendo la medesima topografia. Per tenerne conto in modo rigoroso bisognerebbe modificare la topografia in base alle caratteristiche di propagazione del flusso.

Tuttavia, sono necessari ulteriori studi per calibrare i parametri numerici, in quanto il modello non può trarre profitto dall'esperienza sui modelli integrati che sono disponibili in modo predominante in letteratura. La comprensione del meccanismo del flusso di detriti e dei principi di progettazione per contromisure efficaci potrebbe essere notevolmente migliorata dallo sviluppo di uno strumento numerico affidabile.



## 9 Software utilizzati

Di seguito si riportano i software utilizzati:

- ArcMap
- Dxfxyz 2.0
- QGis
- Surfer 13
- Autocad
- WinSCP
- NetBeans IDE 8.2
- Cygwin64 Terminal
- Paraview 5.6.0
- Google Earth Pro
- Matlab
- Excel

## 10 Appendice: file di configurazione per analisi numeriche

Si riportano i principali file di configurazione utilizzati nelle simulazioni numeriche per i casi analizzati.

```
# CONFIGURATION FILE FOR HYBRID

# SOLVER SWITCHERS
demSolve           = 0           #
lbSolve            = 1           #
freeSurfaceSolve  = 0           #
forceFieldSolve   = 1           #
coriolisSolve     = 0           #
centrifugalSolve  = 0           #
staticFrictionSolve = 0         #

# PROBLEM NAME
problemName        = INCLINEFLOW #

# TIME INTEGRATION
demInitialRepeat   = 0           #
lbmInitialRepeat   = 0           #
maximumTimeSteps   = 0           # run until this number of timesteps is reached (0 for infinite)
maxTime            = 2000.0      # run until the time variable has reached this value (0 for infinite) 50

# OUTPUT
screenExpTime      = 200.0       # print data after x simulation time units (0 for deactivated)
fluidExpTime       = 100000      # write vtk file after x simulation time units (0 for deactivated)
fluidLagrangianExpTime = 100     # write Lagrangian vtk file after x simulation time units (0 for deactivated)
partExpTime        = 0           # write vtk file after x simulation time units (0 for deactivated)
partRecycleExpTime = 0           # write particle recycle file after x simulation time units (0 for deactivated)
fluidRecycleExpTime = 0          # write particle recycle file after x simulation time units (0 for deactivated)
fluid2DExpTime     = 0           # write a 2D topographical file every x simulation time. Maximum values are updated every screenExpTime
objectExpTime      = 0           # write object file after x simulation time units (0 for deactivated)

# LBM SCALING UNITS
unitLength         = 0.015625    # length
unitTime           = 1.0e-4      # time 1.0e-4
unitDensity        = 1.5e3       # mass/length^3

# LBM PARAMETERS
lbRestart          = false        #
lbRestartFile      = input/       #
lbTopography       = false        #
lbTopographyFile   = C:\Users\Antonio\Desktop\TESI\2_03_05_2018\es2-stava\file_dtm_stava\stava_real.txt
lbSizeX            = 0.046875    # length 50 30
lbSizeY            = 1.5         # length
lbSizeZ            = 0.046875    # length
initVelocityX      = 0.0         # length/time
initVelocityY      = 0.0         # length/time
initVelocityZ      = 0.0         # length/time
lbFX               = 4.905       # length/time^2
lbFY               = -8.495709   # length/time^2
lbFZ               = 0.0         # length/time^2
lbRotX             = 0.0         # 1/time
lbRotY             = 0.0         # 1/time
lbRotZ             = 0.0         # 1/time
lbRotCenterX       = 0.0         # length
lbRotCenterY       = 0.0         # length
lbRotCenterZ       = 0.0         # length
boundary0          = 4           #
boundary1          = 4           #
boundary2          = 7           #
boundary3          = 5           #
boundary4          = 4           #
boundary5          = 4           #
slipCoefficient     = 1.0         # /
rheologyModel      = NEWTONIAN   # either NEWTONIAN, BAGNOLD, BINGHAM, VOELLMY, MUI, or FRICTIONAL
initVisc           = 400.0       # mass/length/time # NEWTONIAN, ALSO MINIMUM FOR FRICTIONAL
plasticVisc        = 50.0       # mass/length/time # BINGHAM
yieldStress        = 3500.0      # mass/length/time^2 # BINGHAM
frictionCoeffFluid = 0.38        # / # FRICTIONAL, VOELLMY, MUI
deltaFriction      = 0.26        # / # MUI
baseInertial       = 0.279       # / # MUI
particleDiameter    = 0.04       # length # MUI, BAGNOLD, VOELLMY
particleDensity     = 1500       # mass/length^3 # MUI, BAGNOLD, VOELLMY
# VOELLMY
turbulenceSolve    = 0           # 1 for active
turbConst          = 0.0016     # /

# DEM PARAMETERS
density            = 2000.0      # mass/length^3
contactModel       = LINEAR      # LINEAR OR HERTZIAN
youngMod           = 1.0e8       # mass/length^2/time
poisson           = 0.3          #
linearStiff        = 500.0       # LINEAR 5.3e4
restitution        = 0.88        # / a viscosity coefficient is calculated so that the restitution keeps this value
viscTang          = 0.5          # 0.2
frictionCoeffPart  = 0.5         # 0.3
frictionCoeffWall  = 0.5         # 0.3
frictionCoeffObj   = 0.5         # 0.3
rollingCoeffPart   = 0.0         # 0.3
particleFile       = C:\cygwin64\codice>null.dat #
translateX         = 0.0         # length 42
translateY         = 0.0         # length
translateZ         = 0.0         # length
scale              = 1.0         #
objectFile         = C:\cygwin64\codice>null.dat #
numVisc            = 0.000001    # mass/length/time -> like dynamic viscosity
multiStep         = 0           # number of DEM steps between LBM steps. If 0, it is determined inside the program
criticalRatio      = 0.005       # ratio between time step and estimated duration of contacts (only if multiStep=0)
```

Figura 198: file di configurazione piano inclinato (Paragrafo 6.3)

```

# CONFIGURATION FILE FOR HYBRID

# SOLVER SWITCHERS
demSolve          = 1      #
lbSolve           = 1      #
freeSurfaceSolve = 1      #
forceFieldSolve  = 1      #
coriolisSolve    = 0      #
centrifugalSolve = 0      #
staticFrictionSolve = 0    #

# PROBLEM NAME
problemName       = KOREA #

# TIME INTEGRATION
demInitialRepeat  = 0
lbmInitialRepeat  = 0      #
maximumTimeSteps = 0      # run until this number of timesteps is reached (0 for infinite)
maxTime           = 200    # run until the time variable has reached this value (0 for infinite)

# OUTPUT
screenExpTime     = 0.01   # print data after x simulation time units (0 for deactivated)
fluidExpTime      = 10000  # write fluid vtk file (vti) after x simulation time units (0 for deactivated)
fluidLagrangianExpTime = 1  # write Lagrangian vtk file after x simulation time units (0 for deactivated)
partExpTime       = 0      # write vtk file after x simulation time units (0 for deactivated)
partRecycleExpTime = 0     # write particle recycle file after x simulation time units (0 for deactivated)
fluidRecycleExpTime = 0    # write fluid recycle file after x simulation time units (0 for deactivated)
fluid2DExpTime    = 1      # write a 2D topographical file every x simulation time. Maximum values are updated every screenExpTime
objectExpTime     = 1      # write object file after x simulation time units (0 for deactivated)

# LBM SCALING UNITS
unitLength        = 0.15   # lenght
unitTime          = 1.0e-3  # time 1.0e-4
unitDensity       = 1.5e3   # mass/length^3

# LBM PARAMETERS
lbSizeX           = 300    # lenght 50 30
lbSizeY           = 90     # lenght
lbSizeZ           = 125    # lenght
lbRestart         = false   #
lbRestartFile     = " "     #
lbTopography      = true    #
lbTopographyFile  = ./topografia_korea_0.1.txt # need to fully contain the domain in direction x and y
initVelocityX     = 0.0    # length/time
initVelocityY     = 0.0    # length/time
initVelocityZ     = 0.0    # length/time
lbFX              = 0.0    # length/time^2
lbFY              = 0.0    # length/time^2
lbFZ              = -9.8   # length/time^2
lbRotX            = 0.0    # 1/time
lbRotY            = 0.0    # 1/time
lbRotZ            = 0.0    # 1/time
lbRotCenterX     = 0.0    # length
lbRotCenterY     = 0.0    # length
lbRotCenterZ     = 0.0    # length
boundary0        = 7      #
boundary1        = 12     #
boundary2        = 7      #
boundary3        = 7      #
boundary4        = 7      #
boundary5        = 7      #
slipCoefficient   = 0.0    # /
rheologyModel    = VOELLMY # either NEWTONIAN,BAGNOLD, BINGHAM, VOELLMY, MUI, or FRICTIONAL
initVisc         = 400.0  # mass/length/time # NEWTONIAN, ALSO MINIMUM FOR FRICTIONAL
plasticVisc      = 50.0   # mass/length/time # BINGHAM
yieldStress      = 500.0  # mass/length/time^2 # BINGHAM
frictionCoeffFluid = 0.1  # / # FRICTIONAL, VOELLMY, MUI
deltaFriction    = 0.26   # / # MUI
baseInertial     = 0.279  # / # MUI
particleDiameter = 0.01   # length # MUI, BAGNOLD, VOELLMY
particleDensity  = 2200   # mass/length^3 # MUI, BAGNOLD, VOELLMY
                  # length^2/time # VOELLMYOLD
turbulenceSolve  = 0      # 1 for active
turbConst        = 0.0016 # /

# DEM PARAMETERS
density           = 2750.0 # mass/length^3
contactModel      = LINEAR # either LINEAR OR HERTZIAN
youngMod         = 1.0e8   # mass/length^2/time
poisson          = 0.3     #
linearStiff       = 40000  # LINEAR
restitution       = 0.01   # / a viscosity coefficient is calculated so that the restitution keeps this value
viscTang         = 1.0     # 0.2
frictionCoeffPart = 0.8    # 0.3
frictionCoeffWall = 0.8    # 0.3
rollingCoeffPart  = 0.0    # 0.3
particleFile      = ./null.dat #
translateX        = 0.0    # length 42
translateY        = 0.0    # length
translateZ        = 0.0    # length
scale             = 1.0    #
objectFile        = ./particelle_cassa+baffle.dat #
numVisc           = 0.01   # mass/length/time -> like dynamic viscosity # 0.001
multiStep         = 0      # number of DEM steps between LBM steps. If 0, it is determined inside the program
criticalRatio     = 0.001  # ratio between time step and estimated duration of contacts (only if multiStep=0)

```

Figura 199: file di configurazione caso studio della Corea (Paragrafo 7.4)

```

# CONFIGURATION FILE FOR HYBRID

# SOLVER SWITCHERS
demSolver          = 0      #
lbSolver           = 1      #
freeSurfaceSolver  = 1      #
forceFieldSolver   = 1      #
staticFrictionSolver = 0    #

# PROBLEM NAME
problemName        = NONE   #

# OUTPUT
screenExpTime      = 0.005  # print data on screen every x time (0 for deactivated)
fluidExpTime       = 0      # write vtk file every x time (0 for deactivated)
fluidLagrangianExpTime = 0.01 # write Lagrangian vtk file every x time (0 for deactivated)
partExpTime        = 0.01   # write vtk file every x time (0 for deactivated)
partRecycleExpTime = 1.0    # write particle recycle file every x time (0 for deactivated)
fluidRecycleExpTime = 1.0   # write particle recycle file every x simulation time units (0 for deactivated)
fluid2DExpTime     = 0      # write a 2D topographical file every x time. Maximum values are updated every screenExpTime
objectExpTime      = 0      # write object file every x time units (0 for deactivated)
singleObjects      = ''     # objects to track

# TIME INTEGRATION
demInitialRepeat   = 0      #
lbInitialRepeat    = 0      #
maximumTimeSteps  = 0      # run until this number of timesteps is reached (0 for infinite)
maxTime           = 1.5    # run until the time variable has reached this value (0 for infinite) 50
fluidTimeStep     = 0.4e-4 # time 1.0e-4
multiStep         = 0      # number of DEM steps between LBM steps. If 0, it is determined inside the program
criticalRatio     = 0.005  # ratio between DEM time step and estimated duration of contacts (only if multiStep=0)

# DOMAIN AND FORCING
domainSizeX       = 0.2    # length
domainSizeY       = 0.065  # length
domainSizeZ       = 0.05   # length
forceX            = 0.0    # length/time^2
forceY            = -9.806  # length/time^2
forceZ            = 0.0    # length/time^2
boundary0         = wall   # negative X
boundary1         = wall   # positive X
boundary2         = wall   # negative Y
boundary3         = wall   # positive Y
boundary4         = wall   # negative Z
boundary5         = wall   # positive Z

# LBM PARAMETERS
latticeSpacing    = 0.002  # length
fluidDensity      = 1.0e3  # mass/length^3
minTau           = 0.5001  # for limiting turbulence in some non-Newtonian models
maxTau           = 1.0    # for theoretical stability
TRTsolversolver  = false   # two-relaxation-time solver
imposeFluidVolume = false  # to fix mass at a certain level, mass will be added/removed to reach it
imposedFluidVolume = 0.0  # mass to impose if the above is true
increaseVolume    = 1      # 1 true or 0 false
deltaVolume      = 5.03e-5 # erosion volume
deltaTime        = 0.2    # erosion time
restartFluid      = false  #
fluidRestartFile = ./     #
applyTopography  = false  #
topographyFile   = ./     # need to fully contain the domain in direction x and y
fluidFromTopography = false # reads level from fourth column in topography file
translateTopographyX = 0.0 # length
translateTopographyY = 0.0 # length
translateTopographyZ = 0.0 # length
fluidMinX        = 0.0    # length
fluidMaxX        = 0.04   # length
fluidMinY        = 0.0    # length
fluidMaxY        = 0.06   # length
fluidMinZ        = 0.0    # length
fluidMaxZ        = 10.0   # length
fluidInitVelocityX = 0.0  # length/time
fluidInitVelocityY = 0.0  # length/time
fluidInitVelocityZ = 0.0  # length/time
slipCoefficient   = 0.0    # /
rheologyModel    = NEWTONIAN # either NEWTONIAN, BINGHAM, VOELLMY, MUI, BAGNOLD, or FRICTIONAL
initVisc         = 1.0e-3  # mass/length/time -> NEWTONIAN, ALSO MINIMUM FOR FRICTIONAL
plasticVisc      = 0.0    # mass/length/time -> BINGHAM
yieldStress      = 0.0    # mass/length^2/time -> BINGHAM
frictionCoeffFluid = 0.0  # / -> FRICTIONAL, VOELLMY, MUI
deltaFriction    = 0.0    # / -> MUI
baseInertial     = 0.0    # / -> MUI
particleDiameter = 0.0    # length -> MUI VOELLMY BAGNOLD
particleDensity  = 0.0    # mass/length^3 -> MUI VOELLMY BAGNOLD
turbulenceSolver = 1      # 1 for active
turbConst        = 0.0256 # /

# DEM PARAMETERS
particleDensity   = 2600.0 # mass/length^3
contactModel      = LINEAR # LINEAR OR HERTZIAN
youngMod         = 1.0e8  # mass/length^2/time
poisson          = 0.3    #
linearStiff       = 0.2e4 # LINEAR
restitution       = 0.88  # / a viscosity coefficient is calculated so that the restitution keeps this value
viscTang         = 0.5    # 0.2
frictionCoeffPart = 0.577 # 0.3
frictionCoeffWall = 0.577 # 0.3
frictionCoeffObj  = 0.577 # 0.3
rollingCoeffPart  = 0.05  # 0.3
particleFile      = ./null.dat #
particleTranslateX = 0.0   # length
particleTranslateY = 0.0   # length
particleTranslateZ = 0.0   # length
particleScale     = 1.0    #
objectFile        = ./null.dat #
numVisc          = 0.0001 # mass/length/time -> like dynamic viscosity

# ROTATIONAL REFERENCE FRAME
coriolisSolver   = 0      # trigger Coriolis Acceleration (only DEM)
centrifugalSolver = 0     # trigger Centrifugal acceleration (only DEM)
lbRotX           = 0.0    # 1/time
lbRotY           = 0.0    # 1/time
lbRotZ           = 0.0    # 1/time
lbRotCenterX    = 0.0    # length
lbRotCenterY    = 0.0    # length
lbRotCenterZ    = 0.0    # length

```

Figura 200: file di configurazione colonna di fluido (erosione Paragrafo 7.5)

## 11 Bibliografia

- Ancey. (2001). *Debris flow and related phenomena*. Geomorphological Fluid Mechanics. Lecture Notes in Physics (LNP).
- Bagnold. (1954). *Experiments on a Gravity-Free Dispersion of Large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear*. Proceedings of the Royal.
- Bagnold. (1996). *An approach to the sediment transport problem from general physics: physiographic and hydraulic studies*. Washington: US Geological Survey.
- Bennett, G. L. (2016). *Landslides, threshold slopes, and the survival of relict terrain in the wake of the Mendocino Triple Junction*. Geology. doi:<https://doi.org/10.1130/G37530.1>
- Bhatnagar et al. (1954). *A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems*. Phys Rev 94(3).
- Campbell et al. (1995). *Large-scale landslide simulations: global deformation, velocities and basal friction*.
- Casagrande. (1948). *Classification and identification of soils*. Transactions of the American Society of Civil Engineers, CXIII(1).
- Cha, H. C. (2018). *Landslides detection and volume estimation in Jinbu area of Korea*. Forest Science and Technology. Tratto da <https://doi.org/10.1080/21580103.2018.1446367>
- Chan & Kyung. (2016). *Real-Scale Test for simulation and verification of debris flow and countermeasures*.
- Chen & Doolen. (1998). *Lattice Boltzmann method for fluid flows*. Annual Review of Fluid Mechanics 30 (1).
- Chen & Doolen. (1998). *Lattice Boltzmann method for fluid flows*. Annu Rev Fluid Mech 30:329364.
- Choi, C. E. (2014). *Flume investigation of landslide debris – resisting baffles*. Canadian Geotechnical Journal.
- Coussot. (1997). *Mudflow rheology and dynamics*. Rotterdam: A. Balkema.
- Cruden, D. a. (1996). *Landslide types and process*. Washington: In Turner A.k. and Schuster R.L.
- D'agostino. (2005). *Sistemazione dei Bacini montani e difesa del suolo*.
- Denlinger & Iverson. (2001). *Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain: 1. Coulomb mixture theory*. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 106(B1).
- Du et al., 1. (1986). *Determination of the suspension competence of debris flows based on particle size analysis (Hong-juan YANG, Fang qiang WEI, Kai-beng HU, Chuan-chang WANG)*. International Journal of Sediment Research. Tratto da [https://doi.org/10.1016/S1001-6279\(14\)60023-8](https://doi.org/10.1016/S1001-6279(14)60023-8)
- Froude, P. &. (2018). *Global fatal landslide occurrence from 2004 to 2016*. UK: Department of Geography, University of Sheffield.
- Glade, T. a. (2005). *The Nature of Landslide Hazard Impact* (Vol. Landslide Hazard and Risk, John Wiley & Sons Ltd). England: Chichester.
- Gray & Thornton. (2005). *A theory for particle size segregation in shallow granular free-surface flows*.
- Gray. (2013). *A hierarchy of particle-size segregation models: From polydisperse mixtures to depth-averaged theories*.
- Gray et al. (2011). *Multi component particle size segregation in shallow granular avalanches*.
- Guo & Zheng. (2002). *Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method*. Physical Review E 65.
- Guzzetti, A. C. (2008). *Distribution of landslides in the Upper Tiber River basin, central Italy*. Geomorphology. 96:105–122.
- Highland. (2008). *The landslide handbook*. Geological Survey Circular 1325. Tratto da [http://pubs.usgs.gov/circ/1325/pdf/C1325\\_508.pdf](http://pubs.usgs.gov/circ/1325/pdf/C1325_508.pdf)

- Hong et al. (2015). *Spatial prediction of landslide hazard at the Yibuang area (China) using two-class kernel logistic regression, alternating decision tree and support vector machines*. Catena. doi:<https://doi.org/10.1016/j.catena.2015.05.019>
- Hong et al. (2017). *A novel hybrid integration model using support vector machines and random subspace for weather-triggered landslide susceptibility assessment in the Wuning area (China)*. Environ. Earth Sci. doi:<https://doi.org/10.1007/s12665-017-6981-2>
- Hubl et al., S. J. (2009). *Debris flow impact estimation*. Proceedings of the 11th International Symposium on Water Management and Hydraulic Engineering.
- Hungr & Bovis. (2001). *Review of the classification of landslides of the flow type*. Environmental and Engineering Geoscience. Tratto da <https://www.researchgate.net/publication/279333490>
- Hungr. (1995). *A model for the runout analysis of rapid flow slides, debris flows, and avalanches*. Canadian Geotechnical Journal, 32(4),.
- Hungr et al. (1984). *Quantitative analysis of debris torrent hazard for design of remedial measures*. Canadian Geotechnical Journal Vol. 21.
- Hungr et al. (2001). *A Review of the Classification of Landslides of the Flow Type* (Vol. 221-238). Environmental & Engineering Geoscience, vol. VII.
- Hutchinson. (1988). *Morphological and geotechnical parameters of landslides in relation to geology and hydrogeology*. Bonnard C.
- Hutter, S. a. (1989). *The motion of a down a rough incline*. Journal of Fluid Mechanics 190.
- Imaizumi et al. (2008). *Effects of forest harvesting on the occurrence of landslides and debris flows in steep terrain of central Japan*. Earth Surf Process Landf. 33:827–840.
- Iverson. (1997). *The physics of debris flow*. Review of Geophysics.
- Iverson. (2003). *The debris-flow rheology myth*. Switzerland: Debris flow Mechanics and Mitigation Conference.
- Jaboyedoff, M. O. (2012). *Use of LIDAR in landslide investigations: a review*. Nat. Hazards. doi:<https://doi.org/10.1007/s11069-010-9634-2>
- Jakob & Hungr. (2005). *Debris-flow Hazard and Related phenomena*. Springer.
- KGS. (2011). *Final report on the cause of landslides in Umyeonsan(Mt.) area and the establishment of restoration measures*. . Report No. KGS11-250 (In Korean).
- Kim & Lee. (2015). *The 27 July 2011 debris flow at Umyeonsan, Seoul, Korea*. Verlag Berlin Heidelberg: Springer. doi:10.1007/s10346-015-0595-0
- Kim & Song. (2017). *Development of a GIS-based Spatial Database for the Debris Flow Hazard Assessment of Expressways in South Korea*.
- Kirschbaum, D. S. (2015). *Spatial and temporal analysis of a global landslide catalog*. Geomorphology. doi:<https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2015.03.016>
- Kokelaar, G. (2010). *Large particle segregation, transport and accumulation in granular free-surface flows*.
- Korner, C. T. (2005). *Lattice Boltzmann Model for Free Surface Flow for Modeling Foaming*.
- Ladd, A. J. (1994). *Numerical simulations of particulate suspensions via a discretized boltzmann equation. part 1. theoretical foundation*. Journal of Fluid Mechanics 271.
- Lancellotta. (2014). *Geotecnica 4ed*. Bologna: Zanichelli.
- Larsen et al. (2010). *Landslide erosion controlled by hillslope material*. Nat Geosci. 3:247–251.
- Leonardi. (2015). *Numerical simulation of debris flow and interaction between flow and obstacle via DEM*.
- Leonardi et al. (2015). *Lattice-Boltzmann Method for Geophysical Plastic Flow*. W. Wu Recent Advances in Modeling Landslides and Debris Flow. Springer International Publishing.
- Leonardi et al. (2016). *Particle-Fluid-Structure Interaction for Debris Flow Impact on Flexible Barriers*. Computer-Aided Civil and Infrastructure Engineering, 31(5).

- Leonardi et al. (2019). *The force exerted by granular flows on slit dams*. Acta Geotechnica.
- Marchelli. (2018). *Debris flow interaction with open rigid barriers*. Tesi di dottorato, Politecnico di Torino.
- Martin et al. (2002). *Sediment transfer by shallow landsliding in the Queen Charlotte Islands*. British Columbia Can J Earth Sci. 39(2):189–205.
- Mast, C. M.-H. (2014). *Simulating granular column collapse using the Material Point Method*. Acta Geotechnica, 10(1).
- Mendoza & Wittel. (2010). *Simulation of flow of mixtures through anisotropic porous media using a Lattice Boltzmann model*.
- Mendoza et al. (2013). *Flow through Randomly Curved Manifolds*.
- Mendoza, M. W. (2010). *Simulation of Flow of Mixtures through Anisotropic Porous Media Using a Lattice Boltzmann Model*. Eur. Phys. J. E. Soft Matter.
- Mohamad. (2011). *Lattice Boltzmann Method Fundamentals and Engineering Applications with Computer Codes*. Springer. doi:10.1007/978-0-85729-455-5
- Monitzer. (2012). *Combining lattice Boltzmann and discrete element methods on a graphics processor*. Int J High Perform Comput Appl 26(3).
- Moreiras, S. M. (2005). *Climatic effect of ENSO associated with landslide occurrence in the Central Andes, Mendoza Province, Argentina, Landslides*. doi:https://doi.org/10.1007/s10346-005-0046-4
- NIDP. (2002). *National Institute for Disaster Prevention: the field survey report of damages caused by the typhoon Rusa*.
- NIDP. (2003). *National Institute for Disaster Prevention: the field survey report of damages caused by the typhoon Maemi*.
- Noble & Torczynski. (1998). *A lattice-boltzmann method for partially saturated computational cells*. International Journal of Modern Physics C09 (08).
- Nott & Brady. (2006). *Pressure-driven flow of suspensions: simulation and theory*. Savage SB, Hutter K.
- Park et al. (2013). *Landslide and debris flow susceptibility zonation using TRIGRS for the 2011 Seoul landslide event*. Republic of Korea: Korea Advanced Institute of Science and Technology, Daejeon. doi:10.5194/nhess-13-2833-2013
- Pastor et al. (2007). *A SPH depth integrated model with pore pressure coupling for fast landslides and related phenomena*. Procs. of the 2007 International Forum on Landslide Disaster Management, Edited by K. Ho and V. Li, Hong Kong, 10-12 December 2007, Vol. II.
- Pastor, e. a. (2015). *Depth Averaged Models for Fast Landslide Propagation: Mathematical, Rheological and Numerical Aspects*. Archives of Computational Methods in Engineering 22.
- Petley. (2010). *On the impact of climate change and population growth on*. Quarterly Journal of Engineering Geology and Hydrogeology.
- Petley. (2012). *Global patterns of loss of life from landslides*. Geology. doi:https://doi.org/10.1130/G33217.1
- Petley et al. . (2007). *Trends in landslide occurrence in Nepal*. Nat. Hazards. doi:https://doi.org/10.1007/s11069-006-9100-3
- Pierson & Costa. (1987). *rheological classification of subaerial sediment-water*. Geological Society of America: Reviews in Engineering Geology VII.
- Pirulli & Barbero. (2017). *The failure of the Stava Valley tailings dams (Northern Italy): numerical analysis of the dynamic and rheological properties*. Geoenvironmental Disaster.
- Pirulli & Leonardi. (2019). *Modellazione numerica di movimenti rapidi di versante*. Politecnico di Torino - Scuola di Dottorato.
- Pirulli. (2005). *Numerical modelling of landslide runout, a continuum mechanics approach*. Turin, Italy: Ph.D dissertation, Politecnico of Turin.

- Pirulli. (2014). *Il fenomeno del debris flow e metodologie di calcolo dei percorsi di colata*. Politecnico di Torino.
- Pirulli et al. (2019). *Modellazione numerica di movimenti rapidi di versante*. Politecnico di Torino.
- Sangrey, M. &. (1978). *Methods of slopes stability analysis*. Landslides analysis and control (special report 176).
- Sangyeon et al. (2016). *Analysis of Erosion in Debris Flow Experiment Using Terrestrial LiDAR*. Journal of the Korean Society of Surveying, Geodesy, Photogrammetry and Cartography. Tratto da <http://dx.doi.org/10.7848/ksgpc.2016.34.3.309>
- Succi & Benzi. (1991). *The Lattice Boltzmann Equation: A New Tool for Computational Fluid-Dynamics*.
- Succi. (2001). *The Lattice Boltzmann Equation for Fluid Dynamics and Beyond*. New York: Oxford University.
- Takahashi. (1978). *Mechanical characteristics of debris flow*. Journal of the Hydraulics Division.
- Takahashi. (1991). *Debris flow*. Rotterdam: A.A. Balkema.
- Taylor, F. E. (2015). *Enriching Great Britain's National Landslide Database by searching newspaper archives*. Geomorphology. doi:<https://doi.org/10.1016/j.geomorph.2015.05.019>
- Trigila et al. (2018). *Dissesto Idrogeologico in Italia: pericolosità e indicatori di rischio*. ISPRA - Istituto Superiore per la Protezione e la Ricerca Ambientale.
- Vagnon et al. (2007). *Comparison of two depth-averaged numerical models for debris flow runout estimation*. Torino: Canadian Geotechnical Journal. doi:10.1139/cgj-2017-0455
- VanDine. (1996). *Debris flow control structures for forest engineering*. Res. r., .C. Min. For., Victoria, B.C., Pap. 08.
- Wang, W. e. (1994). *Hyperconcentrated flow*. Rotterdam, A.A. Balkema: International Association of Hydraulic Research Monograph.
- Yune et al. (2011). *Analysis of debris flow characteristics through database construction in Korea*.
- Yune et al. (2016). *Analysis of debris flow characteristics through database construction in Korea*. Gangneung-Wonju National University: Dept. of Civil Engineering. doi:10.4408/IJEGE.2011-03.B-019
- Yune et al. (2017). *Susceptibility Assessment of Rainfall Induced Landslides: A Case Study of the Debris Flow on July 27, 2011 at Umyeonsan (Mt.), Seoul, Korea*. Seoul: Proceedings of the 19th International Conference on Soil Mechanics and Geotechnical Engineering.
- Zanetti, M. a. (1988). *Use of the Boltzmann Equation to Simulate Lattice-Gas Automata*.
- Zhang, K. X. (2016). *a coupled modeling system for cascading flood-landslide disaster forecasting*. Hydrol. Earth Syst. Sci. doi:<https://doi.org/10.5194/hess-20-5035-2016>