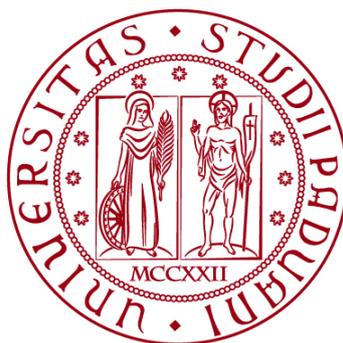


**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**

**DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA CIVILE, EDILE E  
AMBIENTALE**

*Department Of Civil, Environmental and Architectural Engineering*

Corso di Laurea in Ingegneria per l'ambiente ed il territorio



**TESI DI LAUREA:**

**Indagine sperimentale sulla probabilità di cattura e  
di rilascio di particelle galleggianti di diametro  
variabile da parte di un collettore cilindrico**

Relatore: Prof. Paolo Peruzzo

Correlatore: Prof. Andrea Defina

Laureando: Veronica Sturniolo

Matricola: 1147856

ANNO ACCADEMICO 2022-2023







*Ai miei Genitori  
e ai Cari vicini al cuore.  
Un ringraziamento  
speciale a Katia e Letizia.*



## INDICE

<i>Introduzione</i> .....	9
<b>1.DEFINIZIONE DEL MODELLO MATEMATICO</b> .....	<b>11</b>
1.1 Tensione superficiale, capillarità e formazione di cluster .....	11
1.2 Efficienza di un collettore nella cattura delle particelle .....	18
1.3 Forza di drag e forza capillare .....	24
1.4 Probabilità di cattura e velocità di fuga .....	26
<b>2. PROVE DI LABORATORIO</b> .....	<b>29</b>
2.1 Apparato sperimentale .....	29
2.2 Procedura delle prove.....	30
<b>3. APPLICAZIONE DEL MODELLO AI DATI SPERIMENTALI</b> .....	<b>33</b>
3.1 Probabilità di cattura .....	33
3.2 Velocità e tempi di distacco .....	37
<b>CONCLUSIONI</b> .....	<b>50</b>
<b>BIBLIOGRAFIA</b> .....	<b>52</b>



## **Introduzione**

In questo elaborato si vogliono illustrare i meccanismi che regolano la cattura di particelle galleggianti da parte della vegetazione presente nei canali a pelo libero, da un punto di vista teorico, soffermandoci prevalentemente sui fenomeni che regolano la risalita capillare e la tensione superficiale. Per quanto riguarda le prove sperimentali, ci siamo avvalsi di una canaletta a pelo libero presente nel laboratorio di Idraulica dell'Università degli Studi di Padova. Per completare il modello, le piante sono state simulate con un collettore cilindrico in legno, mentre per le particelle, che devono simulare il comportamento di semi galleggianti, sono state usate piccole sfere in legno di diametro variabile e bacche di ginepro.

A fronte dei dati raccolti, si vuole strutturare un modello matematico in cui evidenziare il legame tra la velocità in condizioni di moto non stazionarie e la probabilità di cattura di suddette particelle da parte del cilindro. Come si vedrà in seguito, per definire l'efficienza si farà riferimento al rapporto tra particelle catturate dal collettore e numero totale di particelle con cui questo è venuto in contatto. Inoltre, si vuole osservare come la probabilità di cattura per un medesimo collettore cambi al variare del tipo di particelle che interagiscono con questo.

Per concludere, sono stati raccolti dati sul tempo di distacco delle particelle per cercare di capire se esista una relazione tra velocità e tempo di distacco.



# CAPITOLO 1

## 1. DEFINIZIONE DEL MODELLO MATEMATICO

In questa prima parte verranno descritti i fenomeni fisici che stanno alla base della costruzione del modello matematico di cattura di particelle da parte di un collettore, con lo scopo di contestualizzare e giustificare l'esperienza svolta.

### 1.1 Tensione superficiale, capillarità e formazione di cluster

La tensione superficiale si verifica in corrispondenza dell'interfaccia di separazione tra due fluidi non miscibili come nel caso acqua-aria, oppure tra fluido e solido. Su tale superficie si instaurano forze di tipo molecolare che tendono a mantenerle in tensione.

Immaginando ora di osservare una superficie di separazione tra acqua e aria, possiamo suddividere tali forze in due categorie sulla base dell'interazione molecolare che le genera. Definiamo forze di coesione le forze generate dall'attrazione reciproca delle molecole liquide appartenenti allo strato di separazione con le altre molecole appartenenti al liquido (Figura 1). Definiamo invece forze di adesione tutte quelle forze generate dall'attrazione tra le molecole dello strato liquido superficiale e le molecole d'aria a contatto con esso.

Quando le forze coesive non riescono ad essere bilanciata dalle forze attrattive, ecco che lo strato di liquido superficiale è soggetto ad una tensione, la quale prende il nome di tensione superficiale.

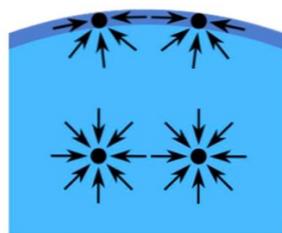


Figura 1. Forze attrattive molecolari di Van der Waals.

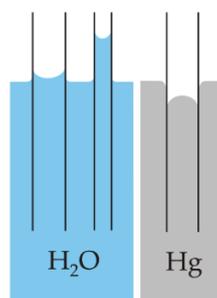
Quest'ultima è definita dal rapporto tra la forza superficiale  $F$  che agisce lungo un segmento di lunghezza  $d$  della superficie stessa. La forza  $F$  ha direzione verticale uscente rispetto alla parte concava del menisco. L'unità di misura per la tensione superficiale è  $N/m$ .

$$\sigma = \frac{F}{a} \text{ da cui segue che } \sigma_{H_2O} = 0,073 \frac{N}{m} \quad (1.1.1)$$

Considerando invece una casistica in cui si venga ad aggiungere la presenza di particelle solide a contatto con la superficie di separazione tra liquido e gas, bisogna considerare come la presenza stessa del corpo agisce modificando l'azione della tensione superficiale. Come conseguenza non sono più sufficienti le forze coesive per descrivere il fenomeno, bensì risulta necessario tener conto anche di un tipo di forze chiamate forze di adesione. Più precisamente, queste si generano a fronte della formazione delle due interfacce solido-liquido e solido-gas che sussistono dopo l'aggiunta del corpo sulla superficie libera.

La definizione di capillarità racchiude quindi l'insieme dei fenomeni appena descritti dovuti all'azione congiunta di adesione, coesione e tensione superficiale.

Immaginiamo ora due provette in vetro, una, contenente acqua e la seconda contenente mercurio per osservare l'effetto generato dall'interazione tra adesione e coesione. Poniamo che le forze di coesione siano minori di quelle di adesione: avremo il caso in cui l'acqua risale a bagnare le pareti solide della provetta (Figura 2.a). Al contrario, nel caso in cui la coesione risulti essere maggiore dell'adesione, si può osservare come non vi sia una risalita laterale del mercurio lungo le pareti solide, quanto piuttosto un abbassamento di tale livello (Figura 2.b)



*Figura 2. Menisco per effetto della capillarità: a) concavo, esempio con acqua; b) convesso, esempio con mercurio.*

L'effetto della capillarità si misura in termini di risalita della colonna d'acqua all'interno del cilindro.

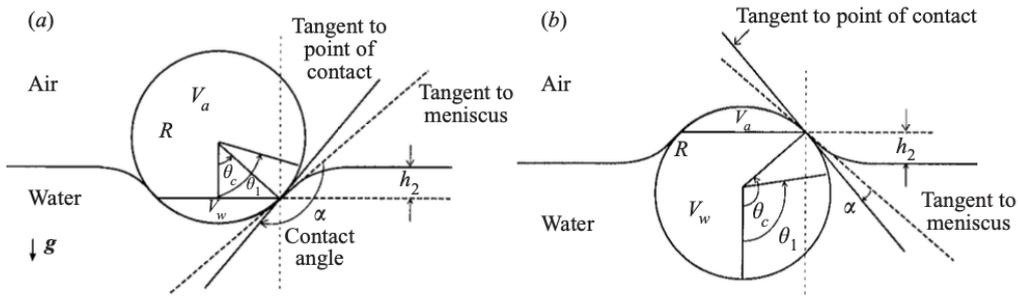


Figura 3. a) Particelle idrofobe; b) particelle idrofile in sospensione.

Un materiale si dice idrofilo se poggiando una goccia d'acqua sulla sua superficie si ottiene un angolo di contatto minore di  $90^\circ$ . Nel caso in cui l'angolo di contatto superi i  $90^\circ$  si parla di materiale idrofobo. Pensiamo ora di adagiare sulla superficie di separazione acqua-aria delle particelle costituite da materiali, sia idrofobi che idrofili.

All'equilibrio verticale delle particelle concorrono la forza di gravità, le forze di pressione intorno alla sfera e le forze dovute all'azione degli angoli di contatto, cioè le forze capillari che agiscono sulla posizione verticale della sfera immersa. Si può osservare che anche in questo caso sussiste la formazione di menischi intorno al punto di contatto tra particella e acqua (Figura 3)

La forza capillare è funzione del raggio della particella  $R$ , della tensione superficiale  $\sigma$ , dell'angolo  $\theta_c$  e dell'angolo di contatto  $\alpha$ :

$$F_c = 2\pi(R \sin \theta_c)\sigma \sin[\theta_c - (\pi - \alpha)] = -2\pi R\sigma \sin \theta_c \sin(\theta_c + \alpha) \quad (1.1.2)$$

La risultante verticale della pressione agenti sulla sfera può essere scritta:

$$F_p = \rho_L g V_W + \rho_A g (V - V_W) - (\rho_L - \rho_A) g h_2 A \quad (1.1.3)$$

- $\rho_L$  densità del liquido
- $\rho_A$  densità dell'aria
- $h_2$  depressione generata dalle particelle
- $V = \frac{4\pi R^3}{3}$ : volume della sfera

- $V_W = \pi R^3 \left( \frac{2}{3} - \cos \theta_c + \frac{\cos^3 \theta_c}{3} \right)$ : volume sfera immersa
- $A = \pi (R \sin \theta_c)^2$ : area dell'anello di contatto

Ecco che applicando il bilancio di forze verticali sulla particella si ricava che la gravità viene bilanciata proprio dalla somma delle due forze precedentemente calcolate:

$$F_c + F_p = G \quad (1.1.4)$$

$$\text{con } G = \frac{4 \rho_p \pi R^3 g}{3}$$

A questo punto, la posizione di equilibrio della sfera immersa risulta:

$$\begin{aligned} \sin \theta_c \sin(\theta_c + \alpha) = & -\frac{1}{2} B \left[ \frac{4}{3} \xi_1 - \left( \frac{2}{3} - \cos \theta_c + \frac{1}{3} \cos^3 \theta_c \right) - \xi_2 \right. \\ & \left. - \left( \frac{2}{3} + \cos \theta_c - \frac{1}{3} \cos^3 \theta_c \right) + (1 - \xi_2)(\cos \theta_c - \cos \theta_1) \sin^2 \theta_c \right] \end{aligned} \quad (1.1.5)$$

Dove:

- $(\cos \theta_c - \cos \theta_1) = \frac{h_2}{R}$
- $B = \frac{\rho_L R^2 g}{\gamma}$
- $\xi_1 = \frac{\rho_p}{\rho_L}$ ;  $\xi_2 = \frac{\rho_A}{\rho_L}$

Notiamo che il rapporto  $\xi_2 \cong 0$  dal momento che la densità dell'aria è più piccola della densità dell'acqua di tre ordini di grandezza. Come conseguenza, nel resto della trattazione sarà possibile trascurare l'effetto dovuto all'aria.

Per quanto riguarda le particelle idrofobe, queste possono sempre restare poggiate alla superficie del fluido a prescindere dal loro peso, a patto che il rapporto  $\rho_p R^2 g / \gamma$  sia sufficientemente piccolo. Dicendo che le particelle poggiano alla superficie, dobbiamo intendere la superficie di separazione come un telo sottilissimo su cui poggiamo una

massa, la quale deforma il telo che la sostiene, ma, non ne rompe la superficie. Le particelle idrofobe possono essere mantenute in sospensione anche per effetto della capillarità (Figura 4.a). Particelle che presentano angoli e protuberanze affondano a causa di un'instabilità non ancora compresa. Inoltre, questo tipo di comportamento non risulta previsto dalla formula (1.1.5).

Oltre alle forze verticali, quando la superficie di separazione si deforma per la presenza di particelle, su di esse agiscono forze capillari laterali (Figura 4.c)

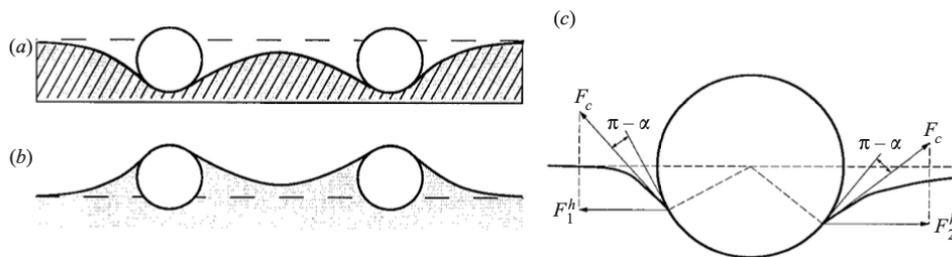


Figura 4. Particelle sferiche immerse in acqua: (a) Particelle idrofobe più pesanti dell'acqua; (b) Particelle idrofile più leggere dell'acqua. (c) Se per qualsiasi ragione, la particella s'inclina con due angoli di contatto identici, si ha come risultato una forza orizzontale, dove  $F_c$  è la forza capillare ed  $F_1^h$  e  $F_2^h$  sono le componenti orizzontali,  $F_2^h > F_1^h$ .

Nel caso di particelle più pesanti del liquido, il menisco si trova sotto al livello indisturbato. La particella tenderà ad inclinarsi, causando un'instabilità della componente orizzontale delle forze capillari che a sua volta porterà le sfere ad avvicinarsi ed unirsi. Invece, nel caso di particelle più leggere del fluido in cui sono immerse, si innalzano sopra alla sezione elevata del menisco per poi congiungersi (Figura 4.b)

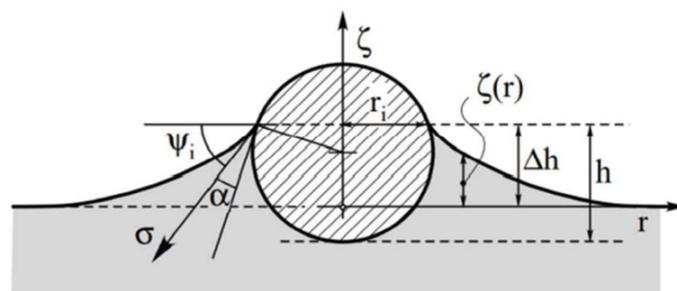


Figura 5. Particelle idrofile con densità minore dell'acqua.

La formula che descrive l'altezza d'immersione della sfera è funzione dell'angolo d'inclinazione del menisco stesso (Figura 4):

$$h = \frac{R}{2} [1 + \sqrt{1 - \sin^2(\alpha + \psi_i)}] = \frac{R}{2} [1 + \cos(\alpha + \psi_i)] \quad (1.1.6)$$

Rifacendoci a quest'ultimo concetto, sappiamo che le particelle tendono ad avvicinarsi e a raggrupparsi. Se si estende il fenomeno a più di due particelle per volta si osserva che queste formano dei grappoli. Si può parlare di clusters quando particelle inizialmente distribuite secondo un ordine casuale sul pelo libero della superficie liquida si raggruppano in grappoli di dimensioni via via crescenti, i quali, a loro volta si uniscono fino a formare un unico grande cluster (Figura 6).

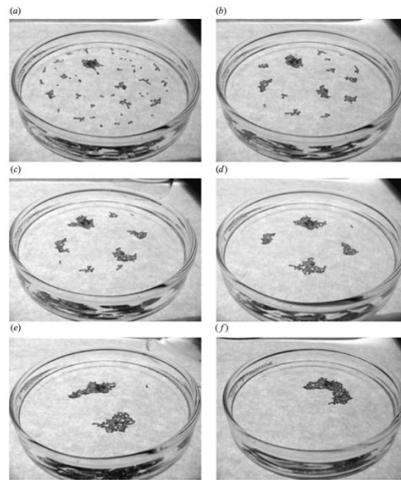


Figura 6. Formazione di cluster di particelle galleggianti.

Le particelle però, possono sia avvicinarsi che respingersi, dipendentemente dal segno del menisco, il quale risulta positivo per menischi convessi e negativo per menischi concavi. L'attrazione tra le particelle (o tra particelle e collettore come si vedrà in seguito) dipendentemente dal segno assunto dalle pendenze degli angoli di contatto  $\psi_1$  e  $\psi_2$  (Figura 7). L'attrazione si verifica per  $\sin \psi_1 * \sin \psi_2 > 0$ , invece il respingimento si ha per  $\sin \psi_1 * \sin \psi_2 < 0$ . Nel caso in cui l'angolo di contatto sia nullo, non si ha interazione capillare.

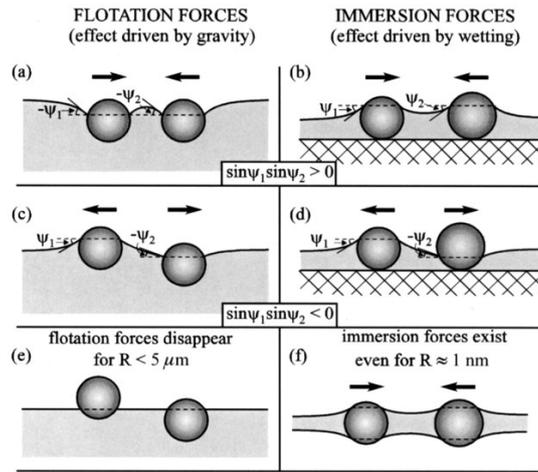


Figura 7. Forze capillari agenti tra due particelle.

La forza capillare tra due particelle può essere stimata dalla relazione:

$$F = -2\pi\sigma Q_1 Q_2 q K_1(qL) [1 + O(q^2 + R_k^2)] \quad (1.1.7)$$

in cui  $r_k \ll L$

- $\sigma$  tensione superficiale
- $R_k$  raggio della k-esima particella
- $r_i$  raggi linee di contatto
- $Q_i = r_i \sin \varphi_i$  carica capillare particella
- $q^2 = \frac{\Delta\rho g}{\sigma}$  oppure  $q^2 = \frac{(\Delta\rho g - \Pi')}{\sigma}$  dipendentemente dallo spessore del film
- $K_1(x)$  è funzione di Bessel modificata del primo ordine

Nel caso in cui  $qL \ll 1$  :

$$F = \frac{-2\pi\sigma Q_1 Q_2}{L} \quad (1.1.8)$$

in cui  $r_k \ll L \ll q^{-1}$

La (1.1.18) somiglia ad una versione due-dimensionale della Legge di Coulomb per la forza elettrica. Questa è anche la ragione per cui  $Q_1$  e  $Q_2$  sono state chiamate cariche

capillari. Generalmente, le cariche capillari caratterizzano la deviazione locale della forma del menisco, da planare alla versione tridimensionale in cui si notano le linee di contatto. La flottazione e le forze capillari che la definiscono mostrano una dipendenza simile per quanto riguarda il termine di distanza interparticellare  $L$ , ma dipendenze molte diverse per quanto riguarda il raggio della particella e la tensione superficiale del liquido. All'aumentare della tensione superficiale, si osserva che le forze di flottazione  $F \propto \left(\frac{R^6}{\sigma}\right) K_1(qL)$  diminuiscono, mentre le forze di immersione  $F \propto R^2 \sigma K_1(qL)$  aumentano. Inoltre, la forza di flottazione decresce molto più rapidamente della forza d'immersione con il diminuire del raggio.

Per quanto riguarda particelle colloidali di piccole dimensioni, si è osservato che il fenomeno dell'aggregazione delle particelle è da attribuirsi proprio all'effetto delle forze di immersione.

## 1.2 Efficienza di un collettore nella cattura delle particelle

Finora abbiamo parlato di cosa accade a particelle galleggianti che giacciono sulla superficie liquida e di come queste interagiscono tra loro. Cosa succede quando un collettore parzialmente immerso viene a trovarsi sulla traiettoria di tali particelle?

La presenza di un collettore determina una deviazione della particella dalla traiettoria indisturbata a causa della variazione del campo di moto indotta dall'ostacolo stesso. Tuttavia, alcune particelle possono essere catturate (ovvero possono urtare il collettore). La misura della capacità con cui il collettore intercetta le particelle è definita efficienza di cattura  $\eta$  associata ad un singolo cilindro. Tale efficienza dipende da diversi tipi di processi meccanici, quali:

- interazione diretta  $\eta_R$
- impatto inerziale  $\eta_I$
- sedimentazione gravitazionale  $\eta_G$
- deposizione diffusiva  $\eta_D$

L'efficienza totale di cattura è data dalla somma di tutti i contributi appena elencati:

$$\eta = \eta_R + \eta_I + \eta_G + \eta_D \quad (1.2.1)$$

Nel caso di un cilindro semi immerso di diametro,  $\eta$  è definita come:

$$\eta = \frac{b}{d_c} \quad (1.2.2)$$

In cui  $d_c$  corrisponde a  $d$  nell'immagine e  $b$  = larghezza del flusso delle particelle catturate.

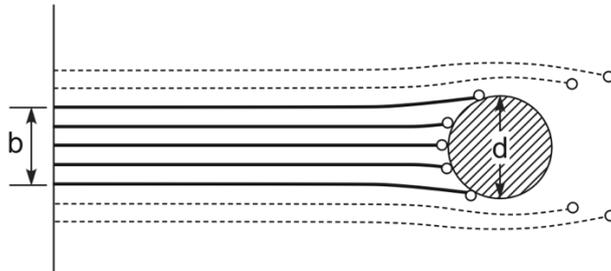


Figura 8. Efficienza di cattura di un collettore cilindrico.

L'efficienza di cattura delle particelle rappresenta la frazione di particelle rimosse con successo dal volume d'acqua che scorre attraverso l'area proiettata del cilindro (Figura 8).

Tenendo presente che il flusso è definito dal numero di Reynolds  $Re_c = ud_c/\nu\lambda$ , anche l'efficienza  $\eta$  diventa una funzione di  $Re$ . Inoltre, essa è funzione del peso specifico delle particelle, del rapporto  $R = \frac{dp}{dc}$  e del numero di Stokes  $Stk = \frac{1}{9} Re_c R^2 (s - 1)$

Diamo ora una breve descrizione matematica dei fenomeni che concorrono all'efficienza totale di cattura nel momento in cui particella e cilindro entrano in contatto.

i. Interazione diretta

Si verifica quando una particella che viaggia lungo una linea di corrente, si avvicina al collettore collidendolo:

$$\eta_R = \frac{1}{(2-\ln Re_C)} \left[ (1+R) \ln(1+R) - \frac{R(2+R)}{2(1+R)} \right] \quad (1.2.3)$$

Dove:

- Se  $R < 0,01 \rightarrow \eta_R = \frac{1}{(2-\ln Re_C)}$
- Se  $R > 1000 \rightarrow \eta_R = 1 + R - \frac{1}{1+R} \cong 2R$

ii. Impatto inerziale

La collisione in questo caso avviene quando particella non segue la linea di corrente a causa della sua inerzia.

$$\begin{cases} \eta_I = \frac{Stk^2}{(Stk+0,25)^2} & \text{per } Stk > 0,08 \\ \eta_I = 0 & \text{per } Stk < 0,08 \end{cases} \rightarrow \eta_I \cong 1 (Stk \gg 0,25) \quad (1.2.4)$$

iii. Sedimentazione gravitazionale

Questa condizione avviene ogni qualvolta le particelle si depositano fuori dalla colonna d'acqua su superfici orizzontali:

$$\eta_G = \frac{w_s}{u} = \frac{d_p^2 (\rho_p - \rho)}{u 18 \mu} \quad (1.2.5)$$

con velocità di sedimentazione  $w_s$  e  $u$  velocità del flusso.

iv. Deposizione

È un'efficienza utile nel caso di particelle di dimensioni molto piccole, in cui si osserva come un moto casuale di tipo Browniano favorisca la cattura della particella:

$$\eta_D = \frac{1,17 \pi D^{2/3}}{u d_c} \left[ \frac{Re_C v}{2(2-\ln Re_C)} \right]^{1/3} \quad (1.2.6)$$

con:

- D coefficiente di diffusione pari a  $\frac{kT}{3\pi\mu d_p}$
- k costante di Boltzmann
- T temperatura assoluta
- $\mu$  viscosità del fluido

Date le dimensioni caratteristiche delle particelle scelte per svolgere la prova, non è presente il contributo dovuto all'efficienza di cattura per deposizione.

Nei sistemi acquatici i parametri tipici di numero di Reynolds, diametro di collettori e particelle e di velocità sono i seguenti:

$$1 \leq Re_c \leq 1000; \quad 1 \text{ mm} \leq d_c \leq 2 \text{ cm}; \quad 0,1 \leq u \leq 10 \frac{\text{cm}}{\text{s}}; \quad 20 \leq d_p \leq 2000 \mu\text{m}$$

e verranno utilizzati nello studio sperimentale.

Bisogna inoltre considerare che l'efficienza  $\eta$  del collettore considera soltanto i meccanismi con cui la particella incontra il collettore. Tuttavia, nell'esperimento svolto, si parte dal presupposto che tutte le volte in cui la particella incontra il collettore avvenga la cattura (tutte le volte in cui questo fenomeno non si è verificato la prova è stata considerata nulla ed è stata ripetuta), rendendo l'efficienza di cattura identica all'efficienza d'incontro. Si tratta di un'assunzione di prim'ordine ragionevole per quanto riguarda piante acquatiche e collettori emergenti a causa dello strato di alghe e cianobatteri che cresce sulle superfici sommerse e facilita l'attaccamento con la sua consistenza appiccicosa. Il tasso di efficienza di cattura con il quale una particella viene catturata sulla superficie di un collettore, trova interesse in diversi campi, quali la trasmissione di pollini, la rimozione di particelle dall'acqua, l'alimentazione di specie animali per particelle che giacciono sul pelo libero ecc.

Dato un cilindro di lunghezza  $l_c$  e P concentrazione di particelle nell'acqua, è possibile definire il valore del flusso di particelle che si attraversano la regione caratterizzata dall'area frontale del cilindro:

$$F = Cud_c l_c \quad (1.2.7)$$

con:  $P = \text{concentrazione numerica} = \frac{C}{V_P \rho_P}$ ;  $V_P = \text{volume particella}$

Il tasso di cattura delle particelle da parte del cilindro è:

$$\frac{dN_C}{dt} = \eta P u d_c l_c \quad (1.2.8)$$

con:

$N_C = n^\circ$  di particelle catturate nel tempo  $t$

La superficie del collettore presenta delle rugosità, le quali influenzano la cattura della particella sia in modo diretto che indiretto. In modo diretto in quanto la scabrezza della superficie fornisce una superficie aggiuntiva per la cattura, indirettamente perché tale scabrezza altera il campo del flusso locale.

$P(t)$  è stimato per il flusso di particelle sul letto del canale:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{-w_S}{h} P \quad (1.2.9)$$

con:

$w_S = \text{velocità di Stokes}$ ;  $h = \text{altezza tirante}$

Integrando, si ottiene la concentrazione di particelle nel tempo:

$$P(t) = P_0 e^{-kt} \quad (1.2.10)$$

Dopo di che, si stima l'efficienza di cattura:

$$\eta = \frac{N_C k}{P_0 u d_c l_c (1 - e^{-k})} \quad (1.2.11)$$

con:  $t = 0$ ,  $t$  e  $P_0 = n^\circ$  di particelle con cilindro immerso

Ora, l'equazione di cattura di un singolo collettore diventa:

$$\frac{1}{V} \frac{dN_C}{dt} = \frac{\eta P u d_c l_c}{V} = \eta P u d_c l'_C \quad (1.2.12)$$

con:  $l'_C =$  lunghezza collettore per unità di volume dell'acqua

Utilizzando un modello di sedimentazione in cui la concentrazione è mantenuta uniforme in direzione verticale per mezzo della turbolenza, il tasso totale di variazione di concentrazione di particelle risulta:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\eta P u d_c l'_C - \frac{w_s}{h} P \quad (1.2.13)$$

Considerando  $K_C = \eta P u d_c l'_C$  e  $K_S = \frac{w_s}{h}$ , integrando, si ha la soluzione per la concentrazione di particelle lungo la colonna d'acqua:

$$\frac{P}{P_0} = \exp(-(K_C + K_S)t) \quad (1.2.14)$$

La lunghezza della zona umida utile a ridurre la concentrazione di particelle del 50% è:

$$L_{50} = 0,693 \left( \frac{u}{K_C + K_S} \right) \quad (1.2.15)$$

con  $K_C = 0$  per l'assestamento.

### 1.3 Forza di drag e forza capillare

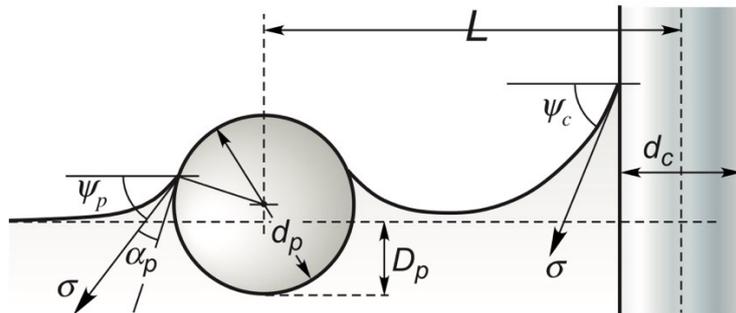


Figura 9. Interazione tra particella e collettore cilindrico.

Nel paragrafo precedente abbiamo inteso l'efficienza del collettore sulla base della sua capacità di intercettare le particelle trasportate dalla corrente. Ovviamente particelle che urtano un collettore possono proseguire verso valle se non agiscono ulteriori meccanismi in grado di mantenerle attaccate al cilindro (Figura 9). Le forze capillari sono in grado di esprimere questa funzione. Tuttavia, la possibilità che una particella possa essere catturata per un tempo molto lungo dipende anche dall'intensità della forza di trascinamento della corrente (forza di drag).

La forza di drag, anche detta forza di resistenza idrodinamica, esprime la forza risultante delle forze agenti sulla particella, considera le forze dovute alla presenza di vortici e turbolenze e le forze dovute al flusso medio locale.

Questa forza va confrontata con la forza capillare in quanto la particella può essere catturata dal collettore solo se è la forza capillare stessa a prevalere sulle due.

La forza di drag è descritta dalla formula:

$$F_d = C_d \rho A_p \frac{u^2}{2} \quad (1.3.1)$$

In cui:

- $C_d$  = coefficiente di drag o di trascinamento
- $A_p$  = area proiettata dalla particella sulla parete immersa
- $\rho$  = densità dell'acqua

- $u$  = velocità relativa del fluido (differenza tra la velocità del fluido e quella della particella)

Il coefficiente di drag dipende dal numero di Reynolds ( $Re$ ), infatti, nel caso di regime laminare è dato da  $C_d = 24/Re$ . L'area invece, viene descritta dalla formula:

$$A_p = k_a d_p D_p \quad (1.3.2)$$

Con:

- $k_a \approx 0,8$  fattore di forma
- $D_p$  = profondità d'immersione della particella

Ora, riscrivendo il termine  $A_p$  nell'equazione (1.3.1) come viene descritto nella (1.3.2) e accorpendo tutte le costanti in un'unica costante, il valore assunto dalla forza di drag si può finalmente descrivere come:

$$F = k_D v D_p U \quad (1.3.3)$$

In cui:

- $k_D \cong 10$  coefficiente di costanti riassuntivo
- $U$  = velocità random. Assume valori positivi se la particella si allontana dal cilindro, negativi se si avvicina

La forza capillare  $F_C$  attrae la particella al cilindro. Nel caso in cui la distanza tra i due corpi sia ridotta alla semisomma dei due diametri ( $d_p$  diametro particella e  $d_c$  diametro collettore), tale forza è in prima approssimazione.

$$F_c = k_c \frac{\pi}{\lambda} d_p d_c \sigma \sin(\alpha_p + \psi_p) \sin(\psi_p) \sin(\psi_c) K_1 \left( \frac{d_p + d_c}{2\lambda} \right) \vec{r} \quad (1.3.4)$$

con:

- $\sigma$  tensione superficiale (0,073 N/m)
- $\lambda$  lunghezza capillare (0,0027 m)
- $\psi_p$  angolo formato dal menisco della particella
- $\psi_c$  angolo formato dal menisco del cilindro
- $\alpha_p$  angolo di contatto tra particella e acqua
- $k_c$  fattore correttivo
- $K_1\left(\frac{L}{\lambda}\right)$  funzione modificata di Bessel di ordine 1
- $\vec{r}$  diretto dal centro della particella al cilindro

## 1.4 Probabilità di cattura e velocità di fuga

Come si è visto le forze che agiscono sul sistema sono la forza di drag e la forza capillare. Il passo successivo sta nel calcolare la probabilità di cattura  $P_c$ , cioè la probabilità che una particella rimanga permanentemente adesa al collettore. Questa probabilità è espressa in funzione della densità di probabilità  $p(f)$  :

$$P_c = P(f < f_c) = \int_0^{f_c} p(f) df \quad (1.4.1)$$

con:

- $U$  velocità del flusso
- $U_e$  velocità di fuga
- $F_M$  forza di riferimento
- $F_C$  forza capillare
- $f_c = \frac{F_C}{F_M} = \frac{U_e}{U}$

Il parametro  $U_e$  velocità di fuga si ottiene uguagliando forza di drag e forza capillare:

$$U_e = k_e \left(\frac{g\lambda^2}{v}\right) \frac{d_p d_c}{\lambda D_p} \sin(\alpha_p + \psi_p) \sin(\psi_p) \sin(\psi_c) K_1\left(\frac{d_p + d_c}{2\lambda}\right) \quad (1.4.2)$$

con:

- $k_e = \frac{\pi k_C}{2kk_D}$
- $\lambda^2 = \frac{\sigma}{\rho g}$
- $\frac{g\lambda^2}{v} = 71,5 \frac{m}{s}$

A fronte di misurazioni di carattere sperimentale è stata ricavata una legge che descrive la probabilità di fuga utilizzando una funzione che decresce esponenzialmente:

$$P_c = \begin{cases} 1 & \text{per } U/U_e \leq 1 \\ e^{1-U/U_e} & \text{per } U/U_e > 1 \end{cases} \quad (1.4.3)$$

La funzione esponenziale decrescente può essere generalizzata. Lo si fa esprimendo la probabilità di cattura con la funzione Gamma.  $\alpha$  e  $\beta$  sono due parametri della distribuzione di probabilità gamma, una distribuzione definita da zero a infinito. Il parametro  $\alpha$  (o in alternativa anche  $\beta$  visto che i due sono espressi uno in funzione dell'altro) controlla il range di velocità all'interno del quale la probabilità  $P_c$  decresce da 1 fino quasi a 0. La massima probabilità di cattura  $P_c$  della particella viene fissata a 0,95.

$$P_c = P(f < f_c) = \int_0^{f_c} p(f)df = \frac{1}{\beta^\alpha \Gamma(\alpha)} \int_0^{f_c} f^{\alpha-1} e^{-f/\beta} df \quad (1.4.4)$$

$$\text{Per } \Gamma(\alpha) : \text{Media} = \alpha\beta; \text{Varianza} = \alpha\beta^2;$$

$$\text{Moda: viene ricavata tramite } p(f) = 0 \rightarrow f_{max} = \beta(\alpha - 1)$$

A questo punto si ottiene:

$$p(f_{max}) = \frac{1}{\beta^\alpha \Gamma(\alpha)} \beta^{\alpha-1} (\alpha - 1)^{\alpha-1} e^{1-\alpha} = \frac{(\alpha-1)^{\alpha-1}}{\beta^\alpha \Gamma(\alpha)} e^{1-\alpha} \quad (1.4.5)$$



## CAPITOLO 2

### 2. PROVE DI LABORATORIO

#### 2.1 Apparato sperimentale

Terminata la trattazione teorica del problema, è possibile introdurre l'apparato sperimentale e il metodo seguito per condurre le prove pratiche.

Per studiare il legame che intercorre tra la variazione di velocità nel canale e la capacità di ritenzione delle particelle ad opera del collettore cilindrico, è stato necessario riprodurre in laboratorio un breve corso d'acqua artificiale. A tale scopo si è utilizzata una canaletta in plexiglass di circa 3 m in lunghezza e 8 cm di larghezza, inserita in un circuito idraulico.

La canaletta viene alimentata da monte con una pompa centrifuga immersa in un serbatoio d'acqua. Il tirante di valle è sostenuto da una paratia a stramazzo di altezza regolabile, sebbene, durante tutta la raccolta dati, la paratia sia rimasta nella stessa posizione mantenendo il livello a monte pressoché costante.

La portata in uscita dallo stramazzo viene raccolta da un secondo serbatoio, il quale ricircola l'acqua al serbatoio di monte chiudendo il circuito (Figura 10).



*Figura 10. Canaletta utilizzata nel caso studio.*

Il collettore cilindrico usato è in legno di diametro 5 mm. Sono state usate tre tipi di particelle diverse, due in legno di diametro rispettivamente 6 mm e 10 mm, mentre per l'ultima tipologia, sono state usate bacche di ginepro selezionate in modo da avere tutte un diametro di 7 mm circa (Figura 11).



*Figura 11. Collettore e diverse particelle utilizzate nell'esperimento.*

## **2.2 Procedura delle prove**

L'esperimento si articola in due fasi:

- Fase 1: raccolta dati funzionale al tracciamento delle curve di probabilità di cattura tra le diverse particelle ed il collettore al variare della velocità della corrente.
- Fase 2: raccolta dei dati utili alla definizione di un modello d'interazione tra velocità e tempo di distacco.

### Fase 1

Durante la prima fase dell'esperimento le particelle vengono rilasciate, una alla volta, a monte del collettore parzialmente immerso nella canaletta. Lo scopo delle prove è stato registrare il numero di particelle catturate in modo permanente dal collettore al variare delle condizioni di velocità media della corrente e di tipologia di particelle usate.

La velocità media è stata stimata mediante l'utilizzo di un cronometro, eseguendo il rapporto tra la lunghezza  $\Delta L$  di un tratto di percorso ed il tempo  $t$  impiegato a percorrerlo.

La curva di probabilità è stata costruita per un range di velocità che varia da un minimo di 3 cm/s ad un massimo di 6 cm/s. Le prove si sono svolte partendo dalla velocità più bassa con incrementi discreti di 0,5 cm/s. Per ciascuna prova sono state rilasciate in media 150 particelle in modo da costruire una statistica affidabile delle probabilità di cattura. Per considerare i lanci validi ed includerli nei set di misura, deve avvenire un contatto tra particella e collettore. A seguito di questo contatto può verificarsi la cattura o la non cattura della particella stessa.

## Fase 2

Nella seconda fase dell'esperimento, la velocità iniziale della corrente è stata fissata a 3 cm/s. La particella è stata rilasciata in acqua in una posizione tale da permetterne l'interazione con il collettore. Una volta ottenuta la cattura da parte del collettore stesso, si è proceduto ad aumentare gradualmente la velocità del flusso per passi successivi di 0,5 cm/s. È stata registrata la velocità a cui si è osservato il distacco della particella, insieme al tempo trascorso dall'ultimo aumento di velocità avvenuto prima del distacco. In questa seconda fase sono state effettuate 60 prove per ogni tipologia di particelle utilizzate. Anche in questo caso i lanci devono essere considerati validi per entrare a far parte del set di dati. In questo caso, si parla di lanci validi quando avviene la cattura della particella da parte del collettore.

## **RIASSUMENDO:**

Collettore:  $d_c = 5$  mm in legno. Si è usato lo stesso per tutta la durata dell'esperimento.

Particelle:  $d_p = 6$  mm in legno

$d_p = 7$  mm bacche di ginepro

$d_p = 10$  mm in legno

Range di velocità:  $3 \frac{cm}{s} \leq v \leq 6 \frac{cm}{s}$ , aumento graduale ad intervalli  $\Delta v = 0,5 \frac{cm}{s}$

FASE 1: studio della probabilità di cattura delle particelle da parte del collettore. Sono stati effettuati 150 lanci (considerati validi) per ogni tipologia di particella.

FASE 2: raccolta dati su velocità e tempo di distacco per ogni tipologia di particelle. Sono stati raccolti set da 60 dati (validi) per ognuna.



## CAPITOLO 3

### 3. APPLICAZIONE DEL MODELLO AI DATI SPERIMENTALI

#### 3.1 Probabilità di cattura

Rifacendoci a quanto detto nel Capitolo 2, nella prima fase dell'esperimento sono stata effettuati 150 rilasci per ogni tipologia di particelle. È stato dunque possibile effettuare un confronto tra le probabilità di cattura di ogni particella a diverse velocità e risulta anche immediato osservare quale sia il range di velocità di lavoro per ogni tipologia di particella (Tabella 1).

Tabella 1. Set di misure su probabilità di cattura dei vari collettori:

SET PARTICELLE 6 [mm]			SET PARTICELLE 7 [mm]			SET PARTICELLE 10 [mm]		
v [cm/s]	catturate	Pc	v [cm/s]	catturate	Pc	v [cm/s]	catturate	Pc
3	116	0,77333	3	147	0,98	3	148	0,98667
3,5	65	0,43333	3,5	115	0,76667	3,5	114	0,76
4	67	0,44667	4	110	0,73333	4	35	0,23333
4,5	15	0,1	4,5	64	0,42667	4,5	24	0,16
5	5	0,03333	5	44	0,29333	5	7	0,04667
			5,5	15	0,1	5,5	1	0,00667
			6	5	0,03333			

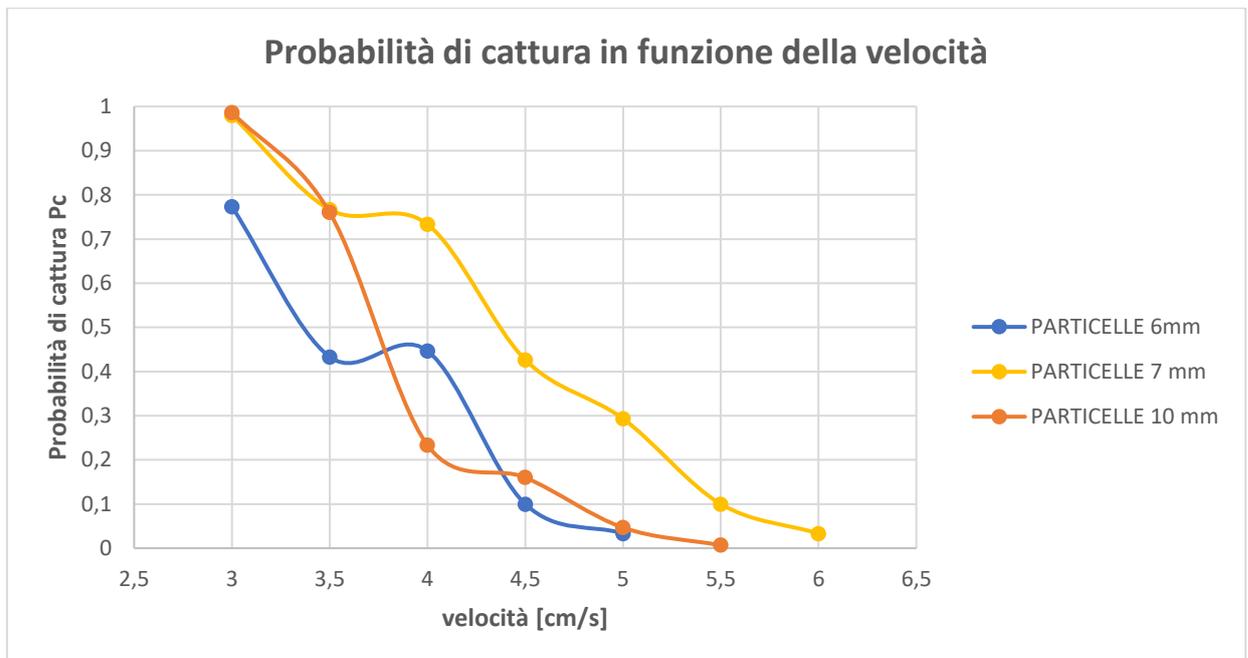


Figura 12. Confronto tra le probabilità di cattura stimate per i tre collettori.

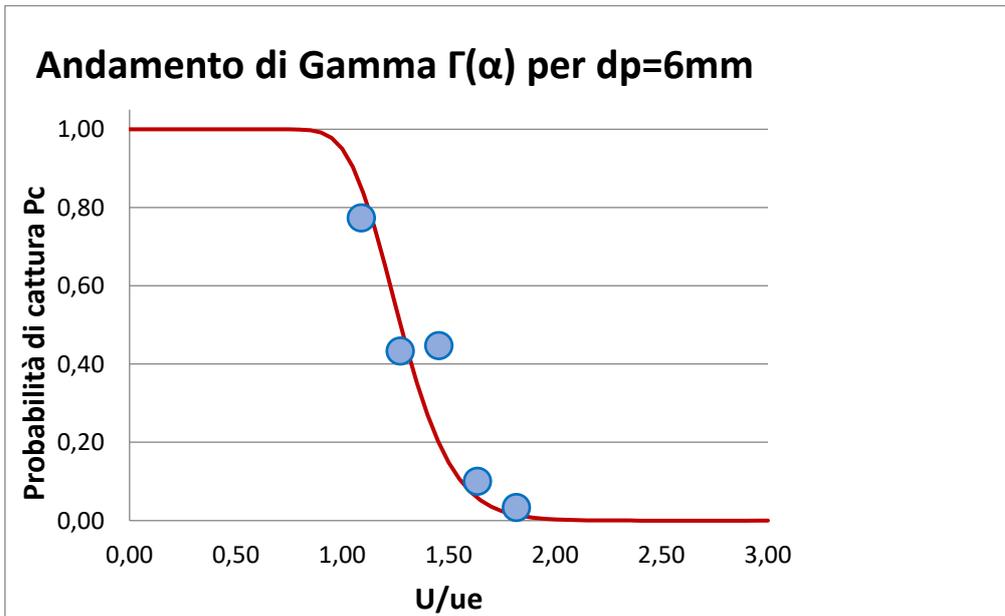
Dal grafico (Figura 12) la prima cosa che si nota è che la probabilità di cattura per particelle in ginepro (7 mm di diametro) risulta maggiore di quella per le particelle in legno, mostrando che la velocità per cui la probabilità di cattura si avvicina allo zero si attesta per  $v = 6$  cm/s. Inoltre, dal confronto tra le particelle  $d_p = 6$  mm e  $d_p = 10$  mm, è possibile osservare che per valori di velocità medio bassi la particella con diametro maggiore ha anche maggior probabilità di venir catturata, mentre per valori crescenti di velocità, le due probabilità di cattura diventano quasi comparabili.

La velocità massima a cui si è rilevata la cattura per le particelle in legno si ha a  $v = 5$  cm/s per  $d_p = 6$  mm, e a  $v = 5,5$  cm/s per  $d_p = 10$  mm. In generale, la probabilità di cattura assume un andamento esponenzialmente decrescente all'aumentare della velocità.

A questo punto si procede graficando la probabilità di cattura  $P_c$  utilizzando la funzione Gamma  $\Gamma(\alpha)$  e la velocità di fuga  $U_e$ . Per adattare la funzione di probabilità ai dati sperimentali si variano i parametri  $\alpha$  e  $U_e$  (Figura 13, Figura 14, Figura 15). Nella tabella (Tabella 2) sono riassunti i risultati i valori di velocità e probabilità di cattura con cui si è calibrato il modello.

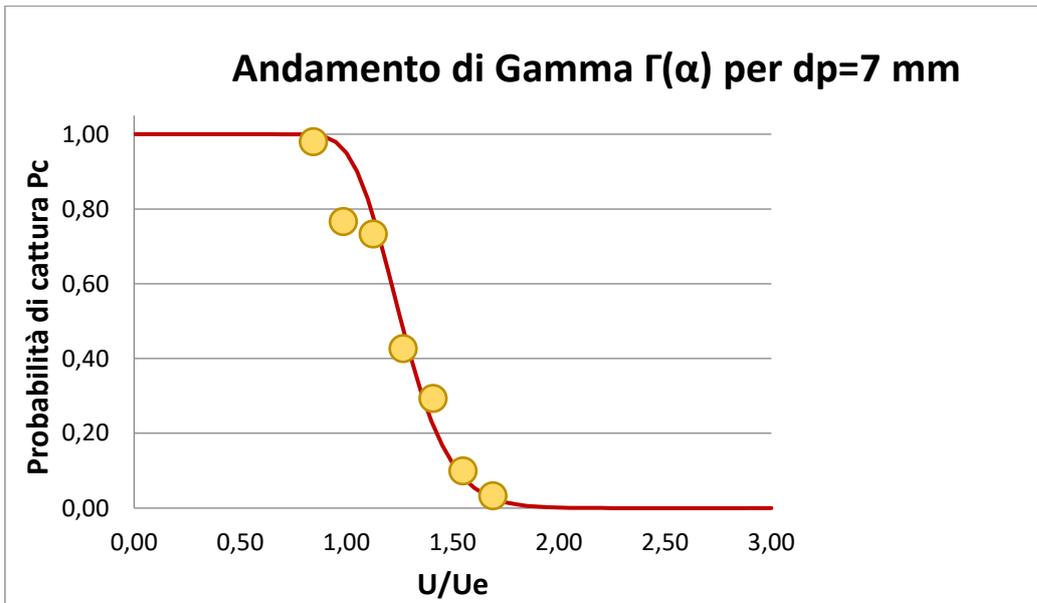
Tabella 2. Confronto tra  $U/U_e$  e probabilità di cattura dei vari collettori:

dp = 6 mm				dp = 7 mm				dp = 10 mm			
U	$U_e$	$U/U_e$	$P_c$	U	$U_e$	$U/U_e$	$P_c$	U	$U_e$	$U/U_e$	$P_c$
[cm/s]	[cm/s]			[cm/s]	[cm/s]			[cm/s]	[cm/s]		
3,0	2,75	1,09	0,77	3,0	3,55	0,85	0,98	3,0	3,04	0,99	0,99
3,5	2,75	1,27	0,43	3,5	3,55	0,99	0,77	3,5	3,04	1,15	0,76
4,0	2,75	1,45	0,45	4,0	3,55	1,13	0,73	4,0	3,04	1,32	0,23
4,5	2,75	1,64	0,10	4,5	3,55	1,27	0,43	4,5	3,04	1,48	0,16
5,0	2,75	1,82	0,03	5,0	3,55	1,41	0,29	5,0	3,04	1,64	0,05
				5,5	3,55	1,55	0,10	5,5	3,04	1,81	0,01
				6,0	3,55	1,69	0,03				



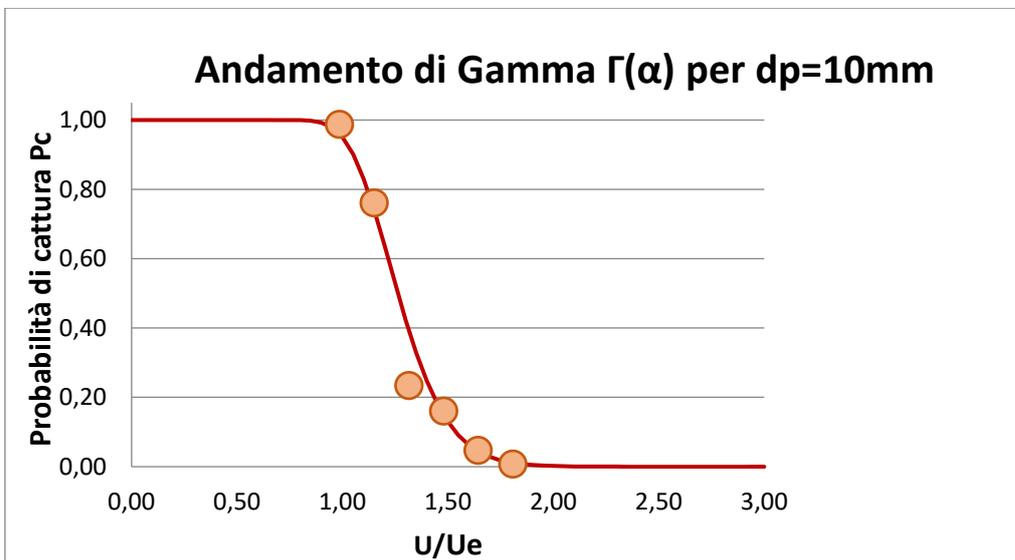
$U_e$ (cm/s)	<b>2,75</b>
$\alpha$	<b>43</b>
$\beta$	<b>0,01841</b>

Figura 13. Funzione Gamma  $\Gamma(\alpha)$  per dp=6mm.



<b>U<sub>e</sub> (cm/s)</b>	<b>3,55</b>
<b>α</b>	<b>48</b>
<b>β</b>	<b>0,01668</b>

Figura 14. Funzione Gamma  $\Gamma(\alpha)$  per  $d_p=7$ mm.



<b>U<sub>e</sub> (cm/s)</b>	<b>3,04</b>
<b>α</b>	<b>46</b>
<b>β</b>	<b>0,01668</b>

Figura 15. Funzione Gamma  $\Gamma(\alpha)$  per  $d_p=10$ mm.

Modificando i parametri  $\alpha$  e  $U_e$  si calibra la curva di probabilità Gamma  $\Gamma(\alpha)$  in modo da interpolare nel migliore dei modi i dati relativi alla probabilità di cattura. Agendo sul parametro  $\alpha$  avviene una modifica nella pendenza della curva, di conseguenza, della velocità di decrescita della probabilità di cattura  $P_c$ , mentre l'azione su  $U_e$  implica una traslazione laterale della funzione. Si nota che all'aumentare del diametro della particella aumenta il valore della velocità di fuga  $U_e$ , tuttavia, come nel caso precedente, si osserva che il valore per la particella di ginepro risulta maggiore rispetto a quello per la più grande particella in legno, sebbene la particella di ginepro abbia un diametro inferiore. Complessivamente i dati si adattano bene alla curva di probabilità, si nota l'aumento di  $\alpha$  e  $U_e$  al crescere del diametro delle particelle e, di nuovo, i valori maggiori si hanno per la particella di ginepro.

### 3.2 Velocità e tempi di distacco

Nella seguente tabella (Tabella 3) sono riportati i dati sperimentali di velocità di distacco e tempo di distacco raccolti durante la seconda fase dell'esperimento.

Tabella 3. Set di misure su velocità e tempi di distacco:

n°	Vd [cm/s]	T [s]	Vd [cm/s]	T [s]	Vd [cm/s]	T [s]
1	7,22	2	7,14	4,97	5,6	7,19
2	7,78	26,5	6,06	4,22	5,68	10,5
3	7,93	8,28	5,93	20	6,3	4,63
4	7,76	22,84	7,37	2,7	5,36	28,25
5	6,34	17,13	7,61	6,13	5,3	39,09
6	7,81	19,22	6,49	15,41	6,04	11,97
7	6,75	30,12	5,57	31,12	5,65	22,09
8	7,56	1,22	5,15	9	5,9	5,75
9	7,73	45,38	5,52	7,72	5,32	7,32
10	7,58	3,81	6,6	3,78	5,2	28,65
11	7,64	5,75	6,01	4,81	4,78	15,32
12	7,77	49,88	5,74	11,91	5,5	14,84
13	6,51	57,58	6,78	23,44	4,97	7,6
14	6,77	51,57	6,03	16,12	6,25	5,5
15	8,59	15,56	6,38	17,56	5,79	42,9
16	6,43	22,43	7,57	3,85	5,51	10
17	6,83	59,4	5,98	15,31	6,42	31,06
18	6,65	27,94	6,31	33,28	6,48	20,28
19	8,25	17,28	7,29	3,1	5,82	13,91
20	7,26	53,34	4,48	3,91	5,77	12,87
21	7,65	24,78	7,21	41,41	5,88	5,31
22	7,43	38,75	4,21	10,11	5,91	3,59

23	8,77	11,12	7,82	18,56	6,57	4,91
24	8,09	40,12	7,51	64,25	6,04	12,72
25	7,88	1,53	6,82	29,31	5,9	9,38
26	7,07	30,1	6,26	6,97	5,38	20,56
27	7,26	54,19	7,06	57,19	6,94	6,29
28	7,92	27,16	5,81	31,93	5,37	8,6
29	8,1	63,53	7	27,35	5,04	40,94
30	7,52	19,62	6,94	29,84	6,43	5,31
31	7,44	25,59	7,86	22,28	5	21,5
32	8,32	24,35	7,32	17,25	5,31	5,59
33	7,21	23,19	6,64	6,5	5,81	58,87
34	7,73	50,16	7,03	16,19	4,71	30,22
35	8,28	20,47	6,7	17,59	5,32	5,78
36	7,57	47,97	6,81	4,5	6,57	3,1
37	7,7	32,06	7,23	42,84	6,3	20,87
38	7,4	23,12	5,86	16	5,47	7,84
39	8,05	17,62	6,3	13,56	6,12	30,78
40	7,6	27,07	6,6	12,04	5,45	4,85
41	7,77	9,19	6,95	5,84	6,66	11,94
42	7,76	12,07	7,6	3,91	5,93	8,78
43	7,09	6,63	7,15	11,5	6,29	4,91
44	7,01	18,34	7,82	15,63	6,67	19,13
45	7,92	40,88	5,78	17,28	4,78	4,75
46	7,49	10,59	7,43	3,82	4,97	7,53
47	5,71	42,07	6,92	31,9	6,16	4,91
48	8,84	44,66	5,76	17,19	5,72	7,13
49	8,94	28,56	7,42	16,28	5,69	5,16
50	8,62	2,62	6,72	4,81	5,18	4,36
51	8,59	25,37	5,89	5,5	6,73	2,22
52	7,57	36,94	6,94	29,81	4,95	4,48
53	8,18	33,91	6,27	13,22	6,01	6,07
54	8,21	22,63	6,18	15,72	5,23	58,97
55	8,43	37,56	6,65	20,16	5,52	15,87
56	8,89	3,44	5,98	1,63	5,63	10,85
57	8,74	17,94	5,2	21,13	5,66	5,15
58	8,28	29,78	7,1	3,63	5,56	6,72
59	7,58	5,37	5,93	6,06	5,67	1,97
60	7,44	37,57	7,29	16,96	4,89	8,54

Tabella 4. Valori medi e deviazione standard di velocità e tempi di distacco:

DIAMETRO [mm]	Vmedia [cm/s]	Tmedio [s]	Dev.Std. Vmedia [cm/s]	Dev.Std. Tmedio [s]
6	7,690	26,760	0,676	16,395
7	6,570	16,430	0,803	13,121
10	5,720	14,100	0,549	13,109

Per confrontare la velocità a cui avviene il distacco delle particelle rispetto al valore medio di velocità e alla deviazione standard, le velocità registrate sono state normalizzate utilizzando la velocità media  $V/V_{media}$  (Tabella 4). In seguito, i valori ottenuti sono stati plottati in un grafico di distribuzione di frequenza cumulata (Figura 16). Si osserva che le distribuzioni sono simili per ogni tipologia di particella usata e che:

- Il rapporto  $V/V_{media}$  ha una probabilità del 50% di essere 1
- Il valore massimo del rapporto (definito velocità di non superamento) è circa 1,2, quindi si ha un'elevata probabilità per cui  $V/V_{media} < 1,2$
- Il 10% delle prove ha presentato un rapporto  $V/V_{media} < 0,9$

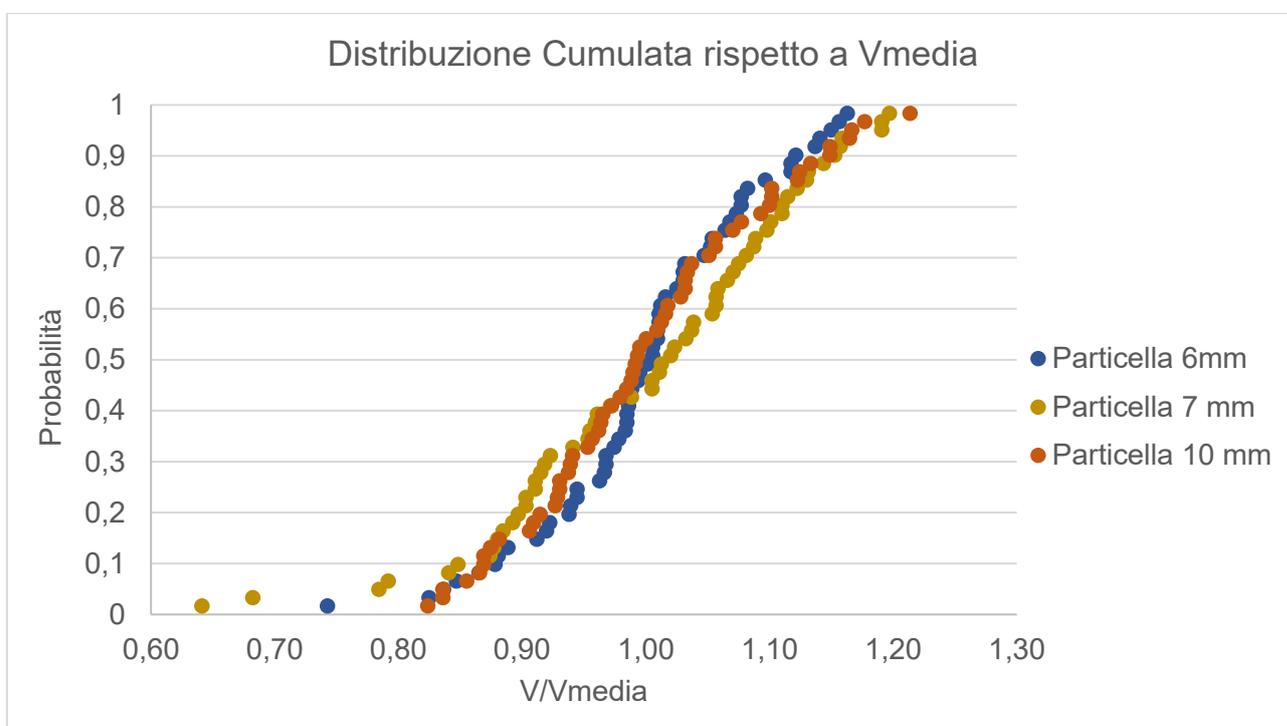


Figura 16. Distribuzione di probabilità rispetto alla Vmedia.

Di seguito si riportano i grafici che evidenziano il punto di distacco medio di ogni tipologia di particelle (Figura 17), (Figura 18), (Figura 19).

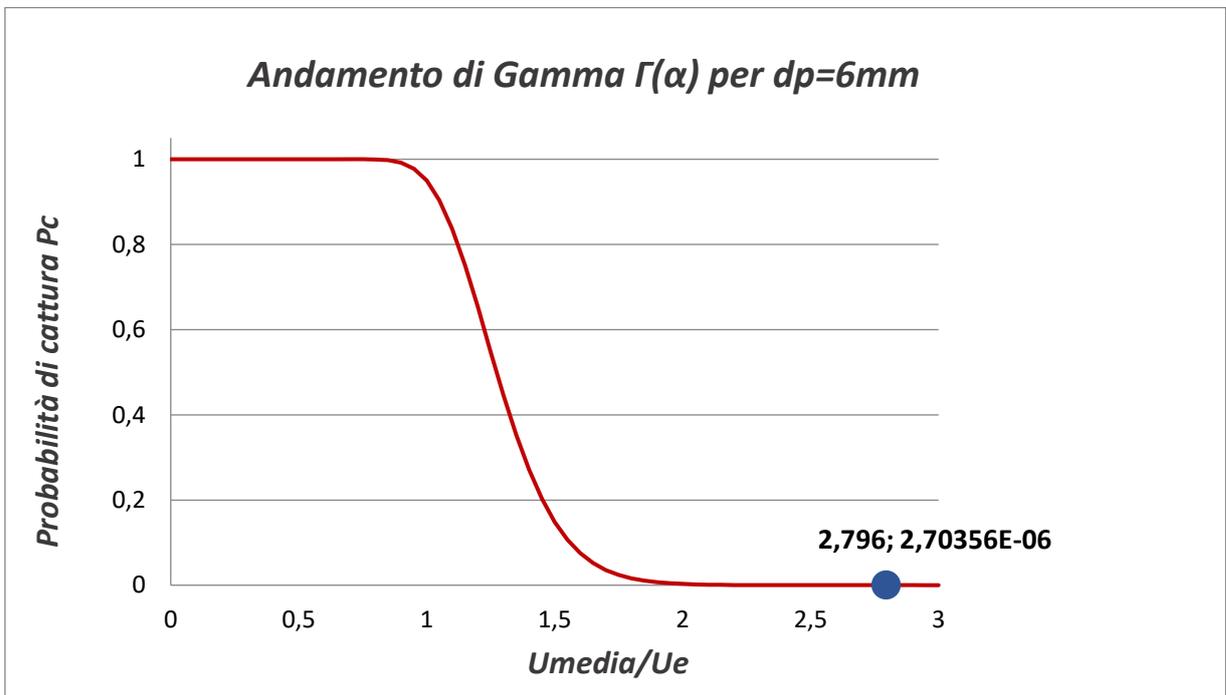


Figura 17. Funzione Gamma  $\Gamma(\alpha)$  per  $dp=6mm$  e relativo punto di distacco.

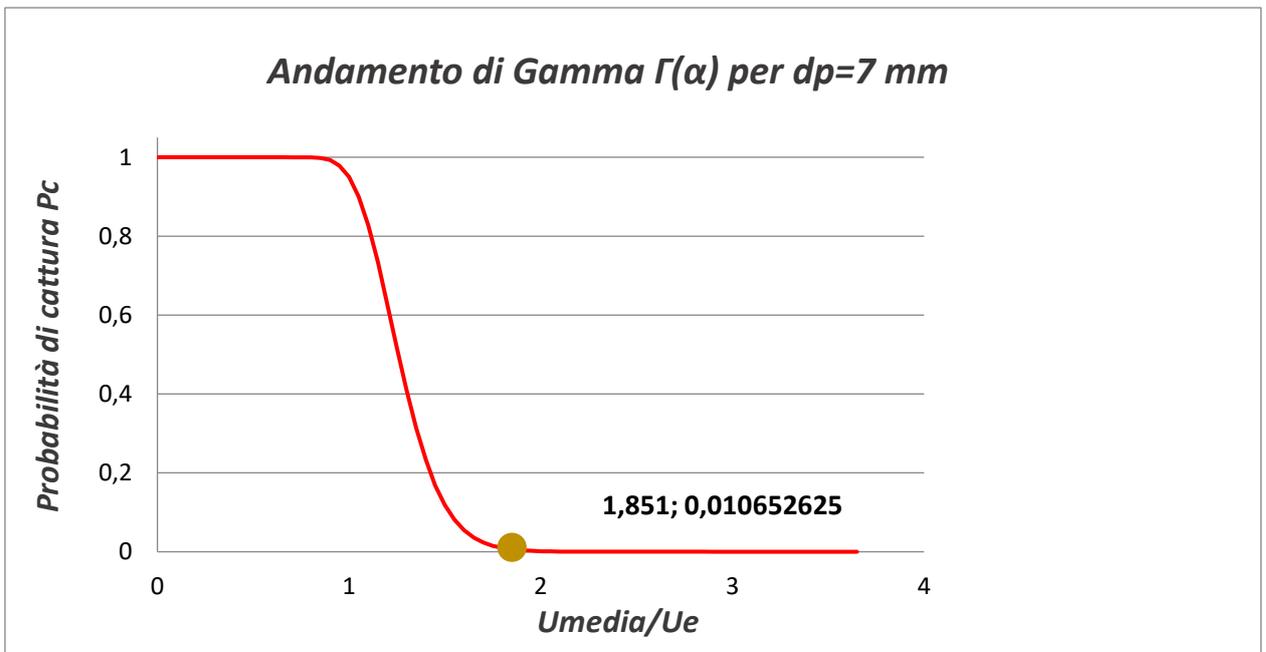


Figura 18. Funzione Gamma  $\Gamma(\alpha)$  per  $dp=7mm$  e relativo punto di distacco.

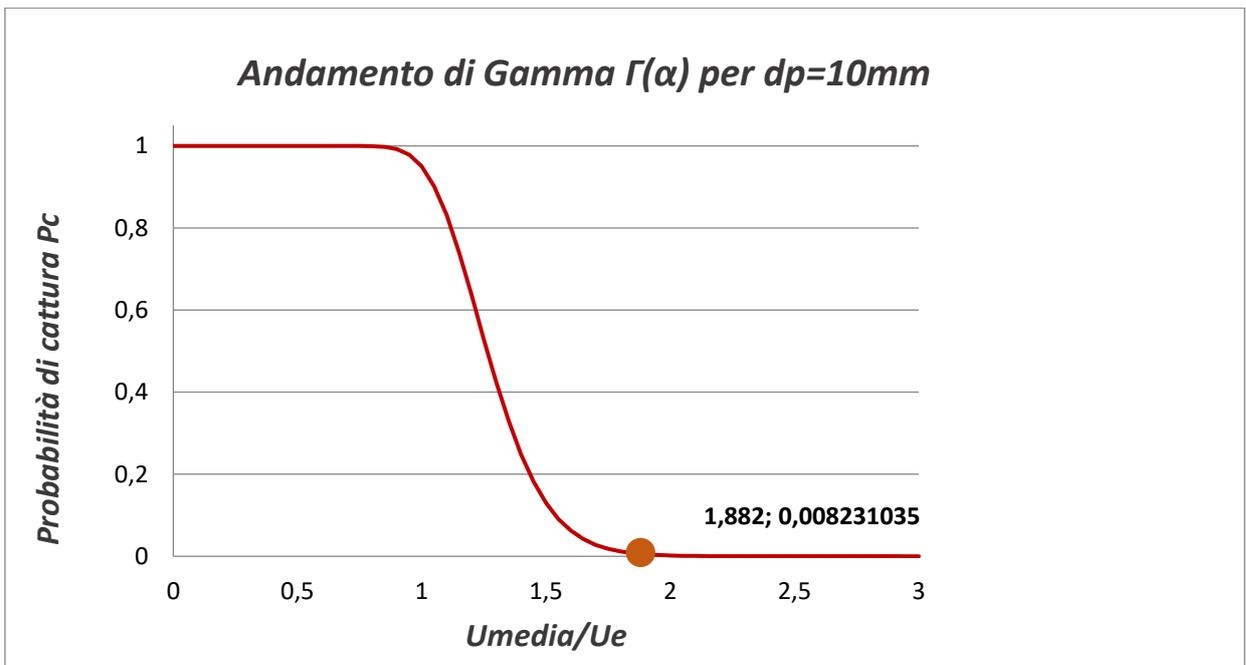


Figura 19. Funzione Gamma  $\Gamma(\alpha)$  per  $d_p=10\text{mm}$  e relativo punto di distacco.

Si procede con la verifica di eventuali bias nei dati raccolti. Possibili bias sono la progressiva riduzione delle forze capillari nelle particelle dovuta ad un eccessivo bagnamento delle stesse.

Si confrontano quindi le velocità di distacco (Figura 20) ed i tempi di distacco (Figura 21) rispetto al numero di lanci effettuati. In entrambi i grafici si hanno coefficienti di correlazione prossimi allo zero, che suggeriscono l'indipendenza temporale dei dati raccolti.

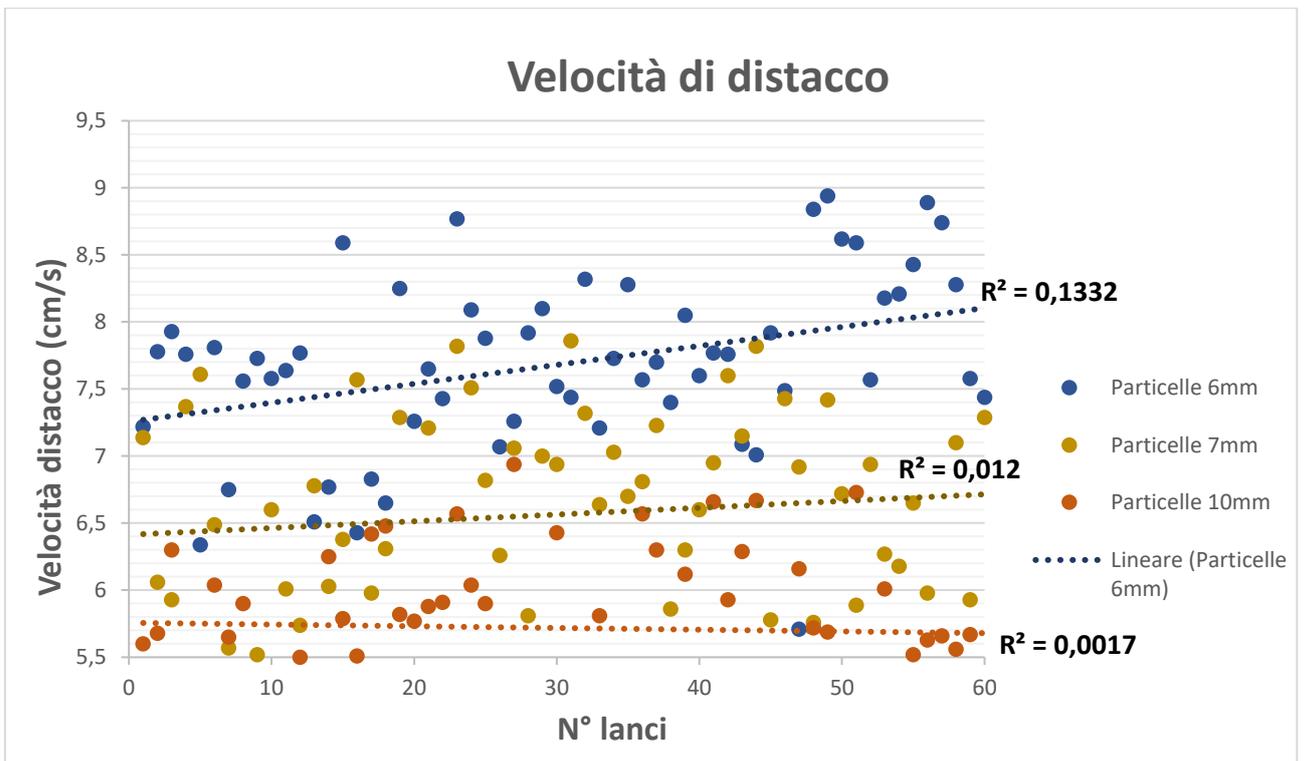


Figura 20. Confronto tra velocità di distacco e numero di lanci.

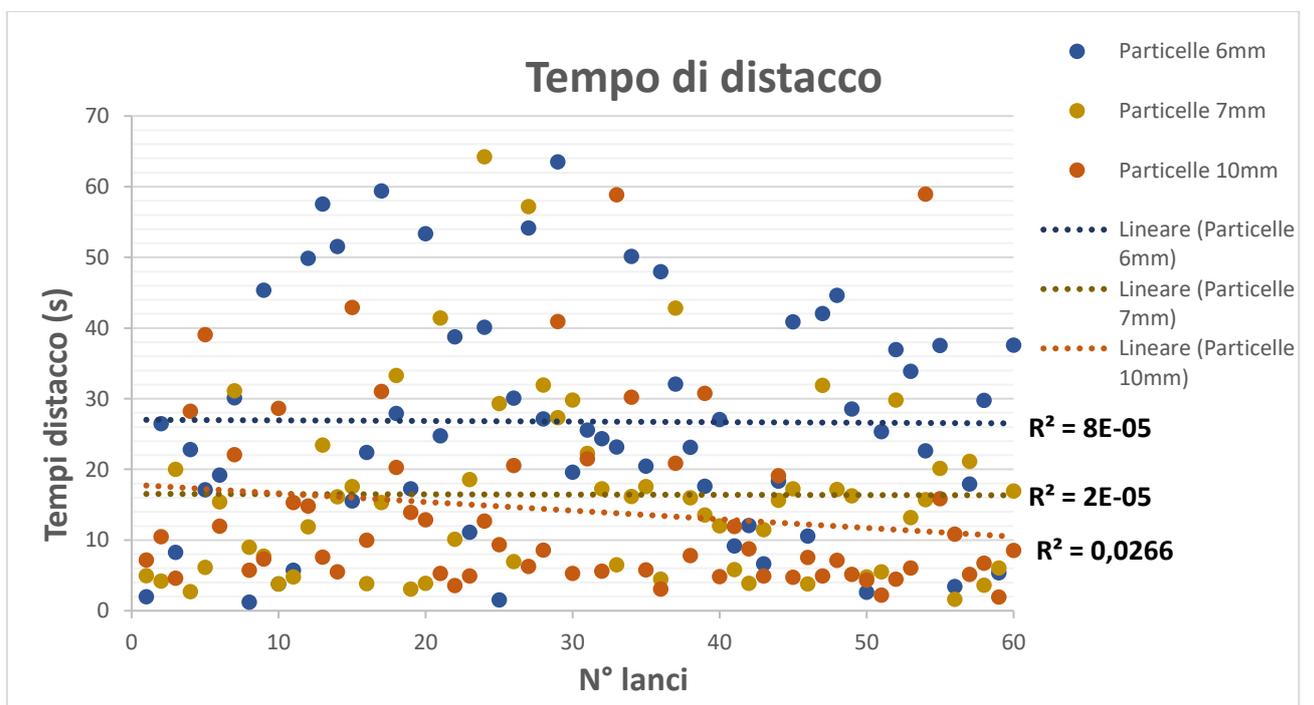


Figura 21. Confronto tra tempi di distacco e numero di lanci per  $dp=6mm$ ,  $dp=7mm$  e  $dp=10mm$ .

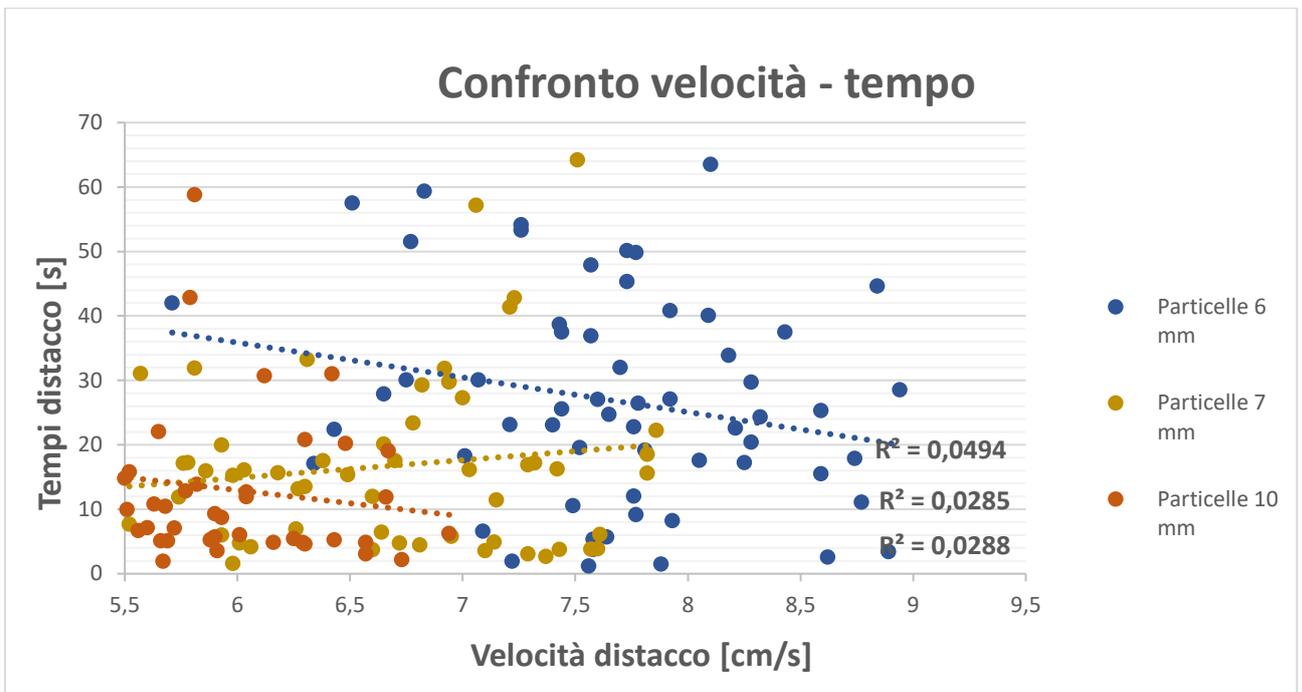


Figura 22. Confronto tra velocità e tempo.

Nel confronto tra velocità e tempo di distacco (Figura 22), di nuovo il coefficiente di correlazione risulta prossimo allo zero, evidenziando l'assenza di correlazione statistica tra i due parametri.

Con i seguenti grafici si vogliono mostrare le distribuzioni di velocità e tempo di distacco.

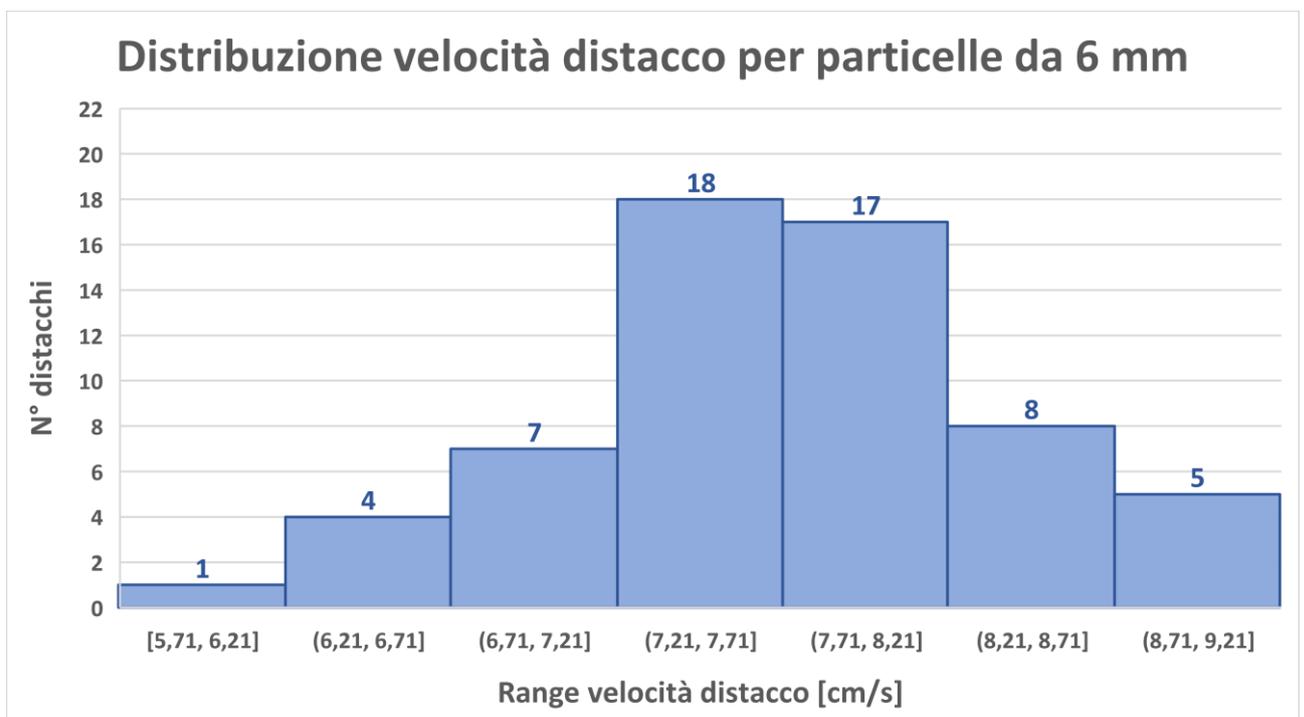


Figura 23. Distribuzione velocità distacco  $dp=6mm$ .

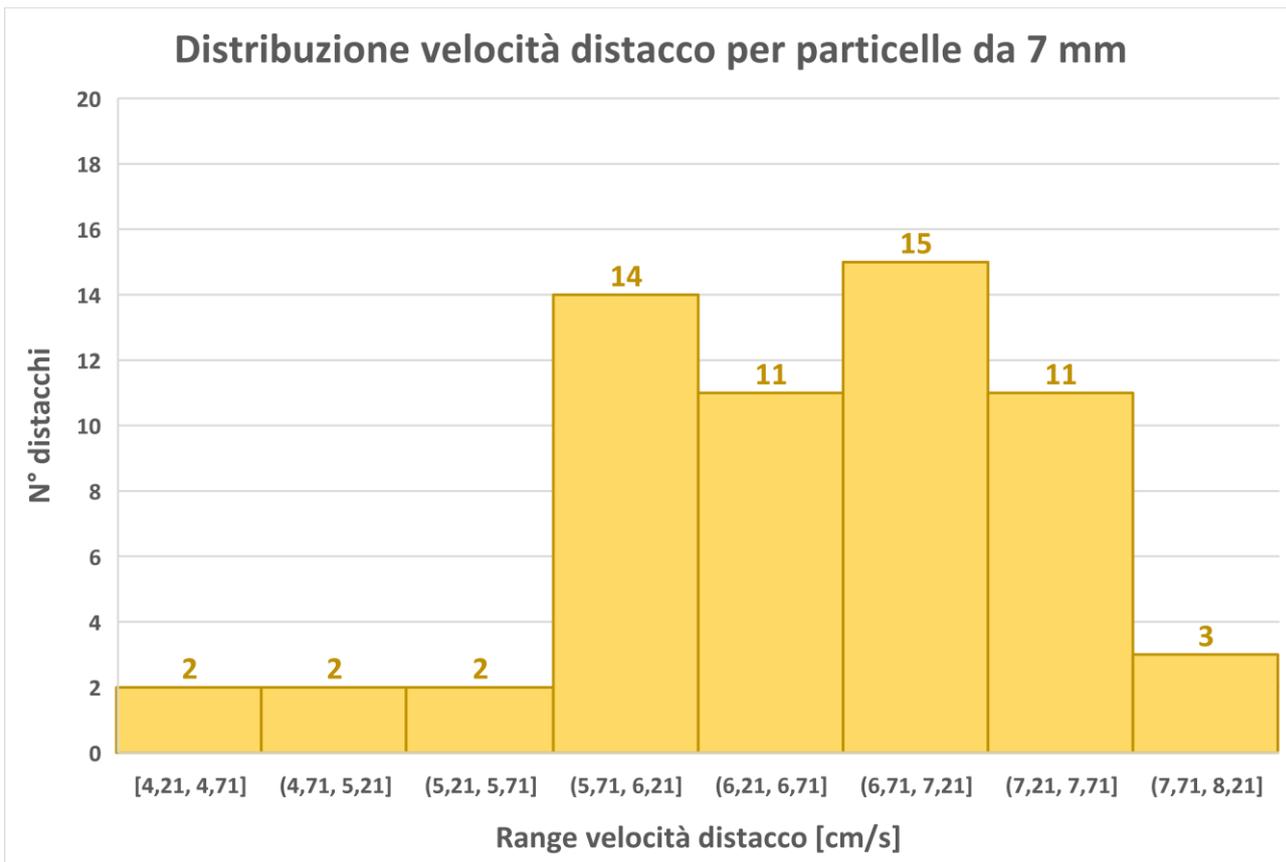


Figura 24. Distribuzione velocità distacco  $d_p=7\text{mm}$

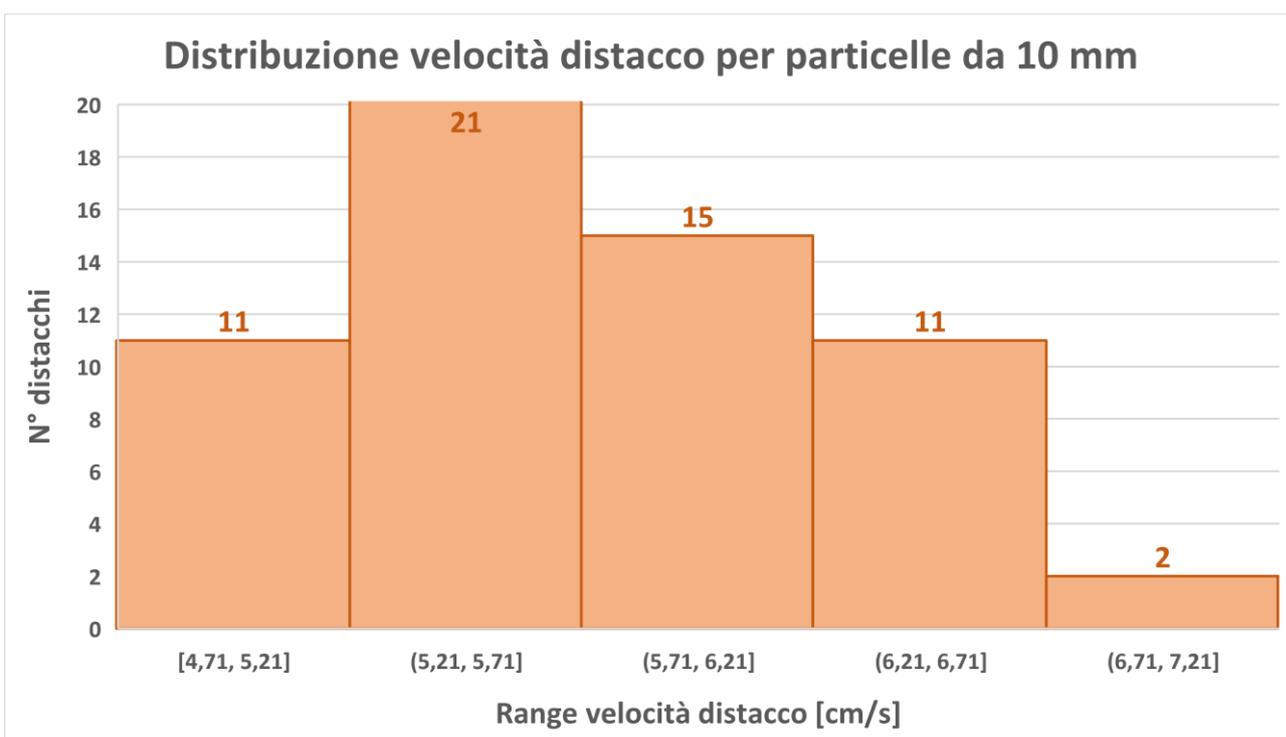


Figura 25. Distribuzione velocità distacco  $d_p=10\text{mm}$ .

La distribuzione delle velocità di distacco è di tipo Gaussiano, segue quindi le caratteristiche di una distribuzione normale e di casualità dei dati (Figura 23),(Figura 24), (Figura 25).

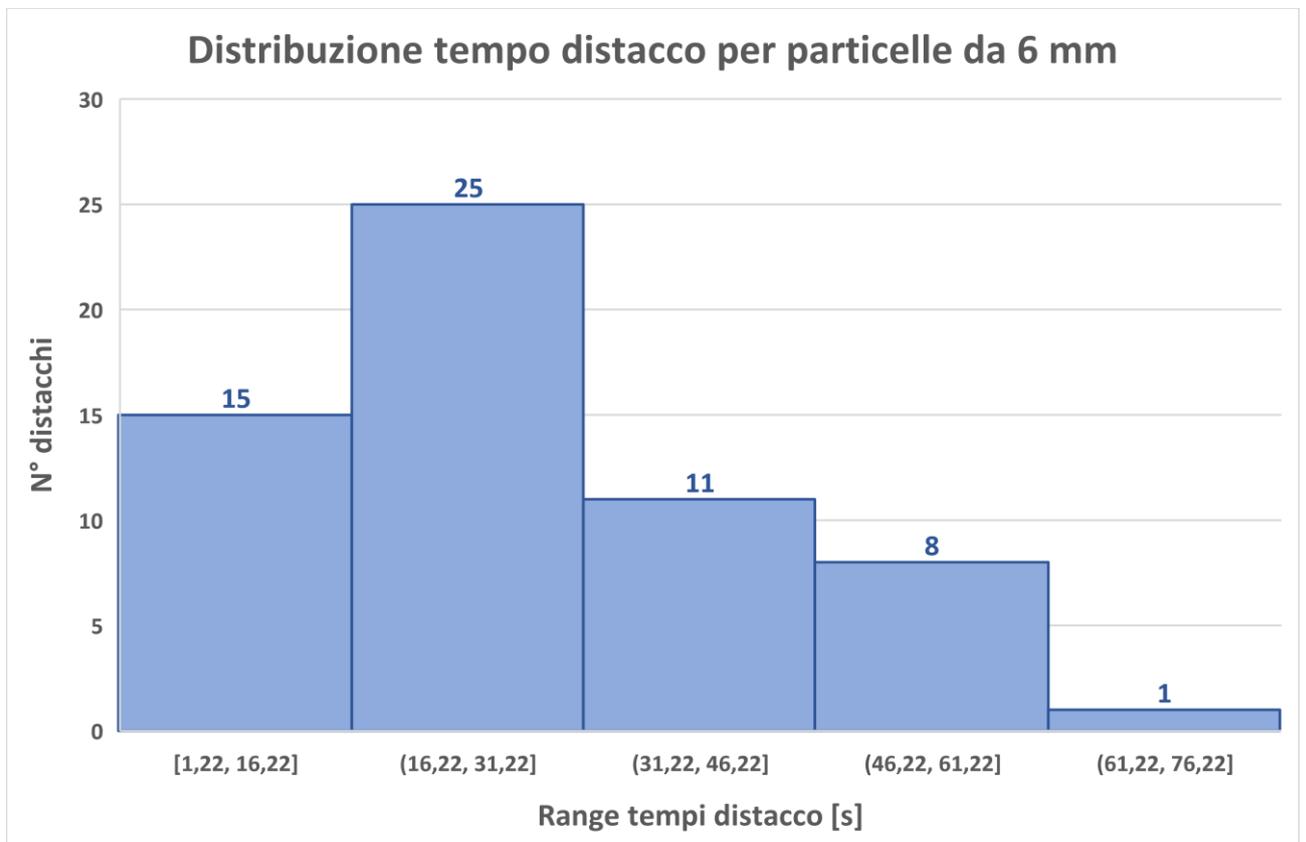


Figura 26. Distribuzione tempo distacco  $d_p=6mm$ .

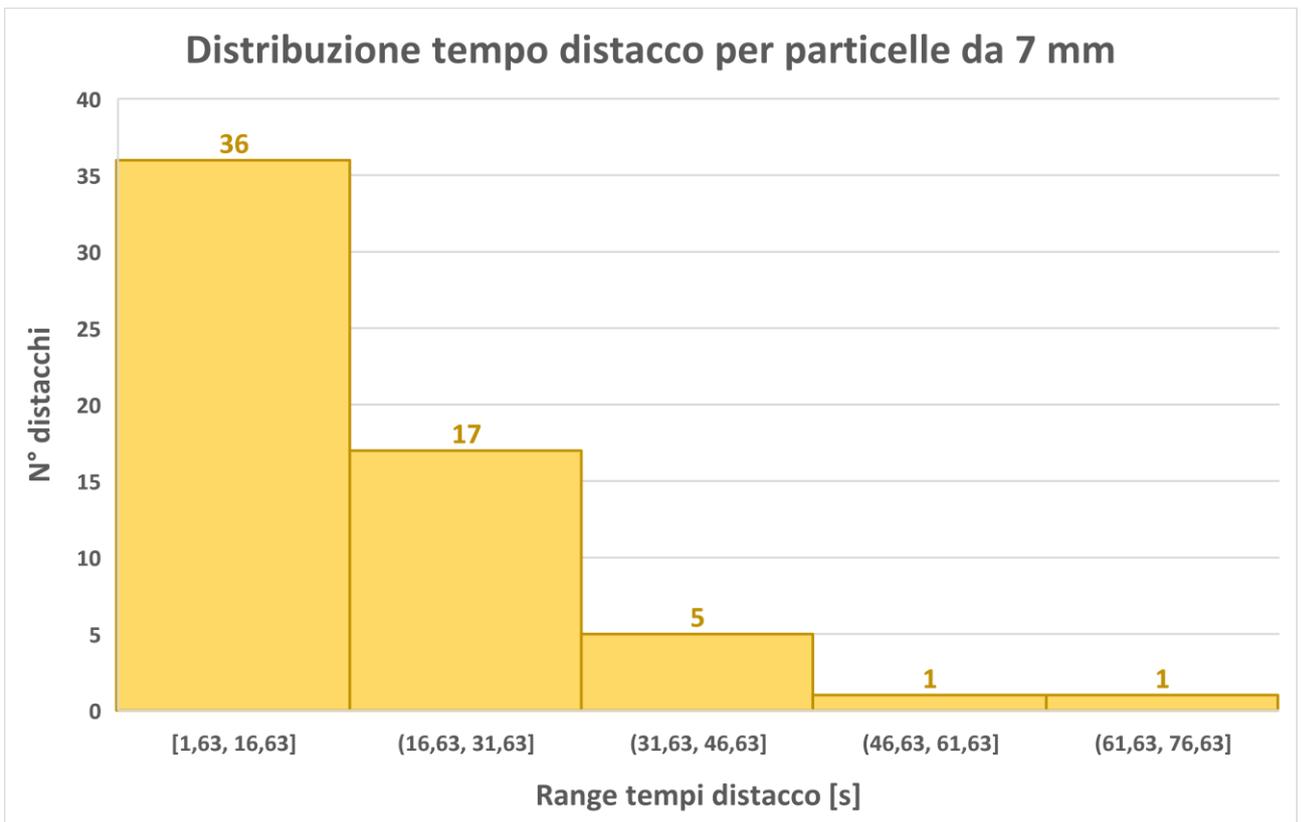


Figura 27. Distribuzione tempo distacco  $dp=7mm$ .

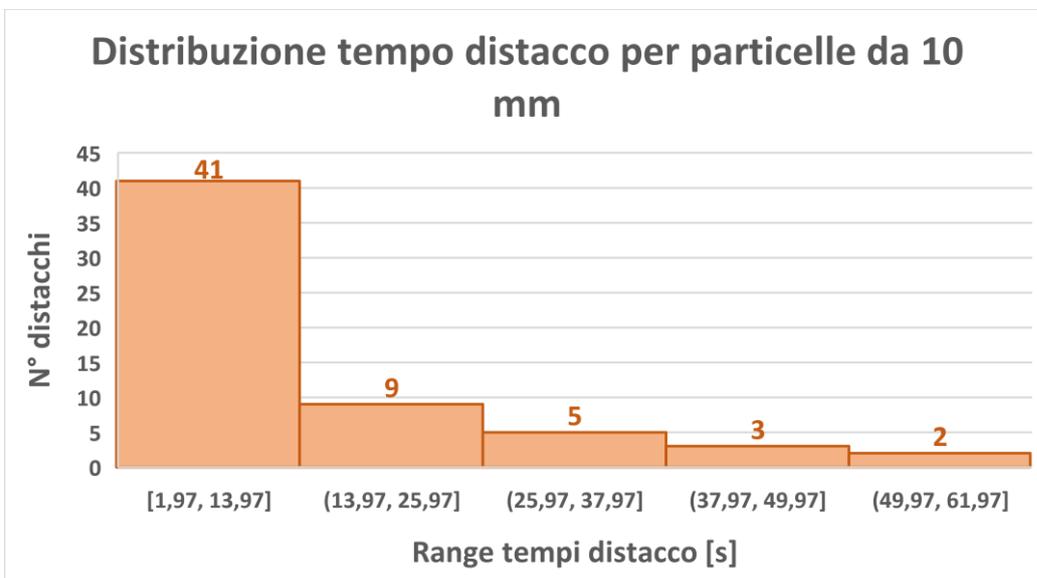


Figura 28. Distribuzione tempo distacco  $dp=10mm$ .

La distribuzione dei tempi a cui avviene il distacco ha un andamento esponenziale (Figura 26), (Figura 27), (Figura 28).

Confrontando l'andamento di velocità (Figura 29) e tempo (Figura 30) medi di distacco rispetto al diametro delle particelle, otteniamo in entrambi i casi un andamento decrescente, con la differenza che esiste una forte correlazione di tipo lineare tra velocità media e diametro (il coefficiente  $R^2$  è circa 1), mentre la correlazione tra tempo medio e diametro risulta debole.

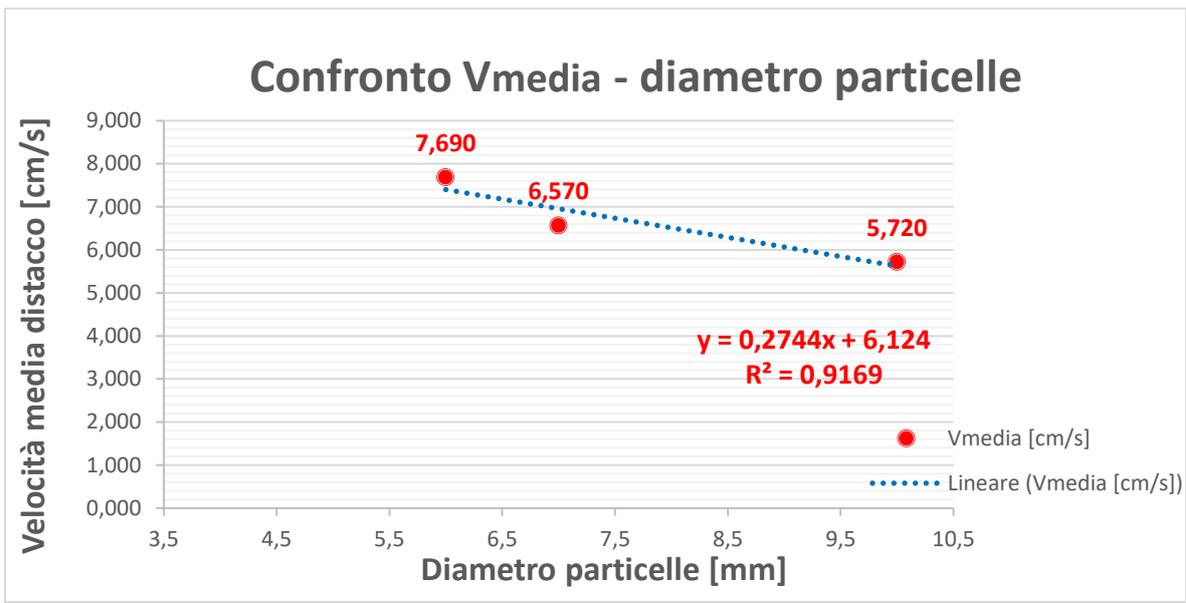


Figura 29. Confronto tra velocità media e dp.

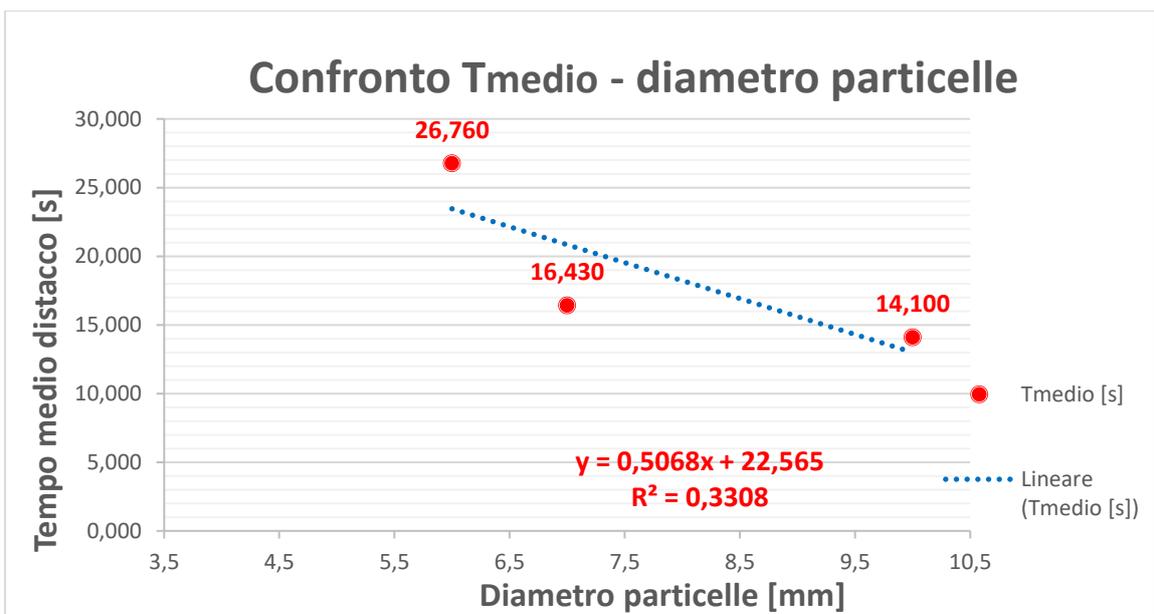


Figura 30. Confronto tra tempo medio e dp.



## CONCLUSIONI

Ricapitolando, nella prima parte sono stati descritti in termini teorici i fenomeni che regolano la cattura di particelle galleggianti in un corso d'acqua da parte della vegetazione. L'accento è stato posto sui meccanismi di cattura delle particelle per capillarità. Una volta definiti questi aspetti si è potuto procedere con la formulazione del modello matematico che descrive la probabilità di cattura  $\Gamma$ , funzione della velocità di fuga  $U_e$  e del parametro caratteristico  $\alpha$ .

È stata illustrata l'apparecchiatura sperimentale e la procedura seguita per condurre le prove grazie alle quali è stato possibile ricavare i dati necessari a calibrare il modello matematico. In particolare, si è variato il diametro delle particelle e la velocità del flusso all'interno del corso d'acqua.

Variando i parametri sopra citati da cui dipende il modello, questo è stato calibrato in cercando di adattarlo fedelmente ai dati. Si osserva che questo adattamento è avvenuto, confermando la validità dello stesso.

Le evidenze sperimentali permettono di trarre le seguenti conclusioni:

- La velocità di distacco delle particelle tende a diminuire con l'aumento del diametro, mentre il tempo di distacco non sembra mostrare correlazione statistica con la velocità di distacco.
- La correlazione che esiste tra le velocità medie di distacco registrate per ogni tipologia di particelle è di tipo lineare, non si può dire altrettanto per i tempi.
- Riferendoci alle particelle in legno, il parametro velocità di fuga  $U_e$  ed il parametro  $\alpha$  aumentano con indicando una conseguente diminuzione della probabilità di cattura  $P_c$ . Tuttavia, considerando anche le bacche di ginepro, notiamo come, pur avendo un diametro intermedio, presentino i valori maggiori di  $U_e$  ed  $\alpha$ .
- Si osserva che, per quanto riguarda i parametri di calibrazione del modello, le particelle di ginepro si comportano come ci si aspetterebbe da particelle in legno di diametro maggiore di 10mm, invece, in termini di velocità media di distacco, si comportano come le altre, mostrando una velocità media di distacco linearmente decrescente con il diametro.



## BIBLIOGRAFIA:

- Ghetti, A. (1996). *Idraulica*. Cortina. Seconda edizione;
- Joseph, D. D., Wang, J., Bai, R. Yang, B. H., Hu, H. H. (2003). *Particle motion in a liquid film rimming the inside of a partially filled rotating cylinder*. Journal of Fluid Mechanics, 496(496):139 – 163;
- Kralchevsky, P. A., Denkov, N. D. (2001). *Capillary forces and structuring in layers of colloid particles*. Science Direct. Current Opinion in Colloid & Interface Science. Volume 6, Issue 4, Agosto 2001, pagine 383-401;
- Kralchevsky, P. A., Nagayama K. (2000). *Capillary interactions between particles bound to interfaces, liquid films and biomembranes*. Adv. Colloid Interf. Sci. 85, 145-192;
- Meneghini, C., Bruni, F. (2019). *Tensione Superficiale e capillarità: osservazioni pratiche e misure sperimentali*. Università di Roma;
- Palmer, M. R., (2003). *Observations of Particle Capture on a Cylindrical Collector: Implications for Particle Accumulation and Removal in Aquatic Systems*. Massachusetts Institute of Technology;
- Peruzzo, P., Viero D. P., Defina A. (2016). *A semi-empirical model to predict the probability of capture of buoyant particles by a cylindrical collector through capillarity*. Science Direct. Advances in Water Resources: volume 97, Novembre 2016, pagine 168-174;
- Peruzzo, P., Defina, A., Nepf, H. (2012). *Capillary trapping of buoyant particles within regions of emergent vegetation*. Water Resources Research, vol. 48;
- Peruzzo, P., Defina, A., Nepf, H. M., Stocker R. (2013). *Capillary Interception of Floating Particles by Surface-Piercing Vegetation*. Physical Review Letters, 111.

