

## 7. RIFLESSIONE

### 7.1. Schematizzazione e formulazione del problema

### 7.2. Diagramma delle pressioni e approssimazione di *Saintflou*

### 7.3. Coefficiente di riflessione

#### 7.3.1. Riflessione dovuta ad una parete inclinata

#### 7.3.2. Riflessione e trasmissione attraverso un ammasso poroso omogeneo e isotropo

##### 7.3.2.1. Ammasso poroso confinato da piani verticali

##### 7.3.2.2. Ammasso poroso confinato da piani inclinati

##### 7.3.2.3. Riflessione provocata da una diga a scogliera

### 7.1. Schematizzazione e formulazione del problema

Si vuole studiare il campo di moto generato da un'onda incidente su di un ostacolo verticale riflettente.

Per semplicità si analizzerà il caso di onda regolare che si propaga su di un fondale non erodibile di profondità  $h$  costante. Lo schema concettuale che si può adottare per tale studio è quello riportato in Figura 7.1 in cui è rappresentato lo schema di una vasca per lo studio del campo di moto in presenza di onde. Le onde vengono generate dalla paratoia a ventola che oscilla periodicamente. Le onde così generate iniziano a propagarsi verso l'ostacolo e qui si riflettono.

In effetti tale situazione è tutt'altro che teorica. Infatti, basta osservare la Figura 7.2 in cui sono riportate la pianta e la sezione della vasca con ondogeno in dotazione al laboratorio di Idraulica dell'Università di Catania, per rendersi conto della validità dello schema concettuale adottato.



Figura 7.1. Schematizzazione del problema della riflessione di un'onda che incide su di un ostacolo verticale.

Ipotizzando di adottare un sistema di riferimento con l'origine dell'asse  $x$  coincidente con l'ostacolo riflettente (vedere figura 7.1), ipotizzando inoltre di azionare il battitore in modo tale da generare onde di piccola ampiezza (per cui risulta ragionevole adottare la teoria lineare), appare chiaro che dal battitore parte l'onda progressiva caratterizzata da un profilo del tipo:

$$\eta(x,t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \Rightarrow \phi \quad (7.1)$$

A causa della presenza del muro verticale, in  $x=0$  all'onda incidente si sommerà l'onda riflessa (anch'essa di piccola ampiezza), caratterizzata da profilo:

$$\eta_R(x,t) = \frac{H'}{2} \cos(k'x + \omega't + \varepsilon) \Rightarrow \phi' \quad (7.2)$$

in cui  $\varepsilon$  è lo sfasamento tra l'onda incidente e quella riflessa.

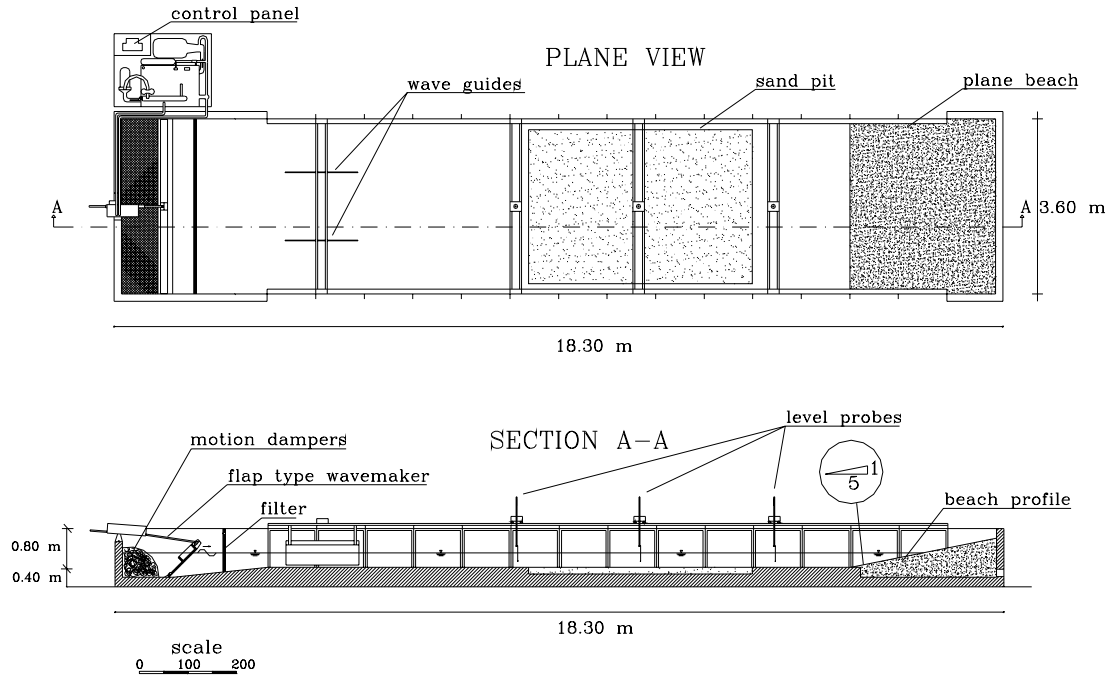


Figura 7.2. Vasca con ondogeno (del tipo a ventola) in dotazione al laboratorio di Idraulica del Dipartimento di Ingegneria Civile e Ambientale dell'Università di Catania.

Dal momento che il problema viene affrontato adottando un'analisi lineare (equazioni di *Stokes* al I ordine di approssimazione), risulta chiaro che se  $\eta$  e  $\eta'$ ,  $\phi$  e  $\phi'$  soddisfano le equazioni che governano il problema (vedere cap.5), allora anche  $(\eta + \eta')$ ,  $(\phi + \phi')$  saranno soluzioni del problema.

Rispetto al caso in cui un'onda progressiva avanza in una regione indefinita, in questo caso abbiamo però bisogno di un'altra condizione al contorno che “traduca” la presenza della parete a  $x=0$ . Tale condizione è:

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{x=0} = 0 \quad (7.3)$$

Attraverso l'applicazione di quest'ultima condizione sarà possibile ricavare  $\varepsilon$ , e dimostrare che  $\omega = \omega'$ . Ricordando che l'espressione che lega la sopraelevazione del pelo libero alla funzione potenziale è data dalla relazione:

$$\eta(x, t) = -\frac{1}{g} \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=0} \quad (7.4)$$

ne segue che, per l'onda riflessa, è possibile scrivere:

$$\left( \frac{\partial \phi_R}{\partial t} \right)_{z=0} = -g\eta_R = -g \frac{H'}{2} \cos(k'x + \omega't + \varepsilon) \quad (7.5)$$

da cui, integrando:

$$\phi_R = -g \frac{H'}{2} (\omega')^{-1} \frac{\cosh(k'(h+z))}{\cosh(k'h)} \sin(k'x + \omega't + \varepsilon) \quad (7.6)$$

Le grandezze  $\eta$  e  $\phi$ , così come  $\eta_R$  e  $\phi_R$ , soddisfano le equazioni di Stokes al primo ordine di approssimazione. Ne segue che per la linearità del problema trattato anche  $\eta + \eta_R$  e  $\phi + \phi_R$  le soddisfano. In formule:

$$\eta(x, t) = \eta + \eta_R = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{H'}{2} \cos(k'x + \omega't + \varepsilon) \quad (7.7)$$

$$\begin{aligned} \phi(x, z, t) &= \phi + \phi_R = \\ &= g \frac{H}{2} (\omega)^{-1} \frac{\cosh(k(h+z))}{\cosh(kh)} \sin(kx - \omega t) - g \frac{H'}{2} (\omega')^{-1} \frac{\cosh(k'(h+z))}{\cosh(k'h)} \sin(k'x + \omega't + \varepsilon) \end{aligned} \quad (7.8)$$

Poiché in corrispondenza della parete riflettente ( $x=0$ ) la condizione al contorno impone che:

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{x=0} = 0 \Rightarrow [\forall z, \forall t] \quad (7.9)$$

si ricava:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{x=0} &= g \frac{H}{2} (\omega)^{-1} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} k \cos(-\omega t) - \\ &- g \frac{H'}{2} (\omega')^{-1} \frac{\cosh[k'(h+z)]}{\cosh(k'h)} k' \cos(\omega't + \varepsilon) = 0 \quad [\forall z, \forall t] \end{aligned} \quad (7.10)$$

In corrispondenza di una particolare  $z^*$ , l'espressione appena ricavata si particolarizza come segue:

$$\begin{aligned} A(z^*) \cos(\omega t) - B(z^*) \cos(\omega't + \varepsilon) &= 0 \quad [\forall t] \\ \Downarrow \\ A(z^*) \cos(\omega t) &= B(z^*) \cos(\omega't + \varepsilon) \end{aligned} \quad (7.11)$$

Affinché l'uguaglianza (7.11) sia verificata in ogni istante di tempo, devono essere verificate le condizioni:

$$\begin{aligned} A(z^*) &= B(z^*); \\ \omega &= \omega'; \Rightarrow k = k' \\ \varepsilon &= 0 \end{aligned} \quad (7.12)$$

e ciò per ogni  $z$ . In definitiva, le condizioni (7.12) impongono che:

$$g \frac{H}{2} (\omega)^{-1} \frac{\cosh(k(h+z))}{\cosh(kh)} \cdot k = g \frac{H'}{2} (\omega')^{-1} \frac{\cosh(k'(h+z))}{\cosh(k'h)} \cdot k' \Rightarrow H = H' \quad (7.13)$$

Riscrivendo i risultati fin qui acquisiti in forma più compatta si ricava:

$$\begin{aligned} \eta(x, t) &= \frac{H}{2} [\cos(kx) \cos(\omega t) + \sin(kx) \sin(\omega t) + \cos(kx) \cos(\omega t) - \sin(kx) \sin(\omega t)] = \\ &= H \cos(kx) \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (7.14)$$

$$\begin{aligned}
\phi(x, z, t) &= g \frac{H}{2} (\omega)^{-1} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cdot [\sin(kx) \cos(\omega t) - \cos(kx) \sin(\omega t) - \sin(kx) \cos(\omega t) - \cos(kx) \sin(\omega t)] = \\
&= -g \frac{H}{2} (\omega)^{-1} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} 2 \cos(kx) \sin(\omega t)
\end{aligned} \quad (7.15)$$

Ovvero:

$$\eta(x, t) = H \cos(kx) \cos(\omega t) \quad (7.16)$$

$$\phi(x, z, t) = -gH(\omega)^{-1} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos(kx) \sin(\omega t) \quad (7.17)$$

Si procede adesso allo studio del campo di moto risultante, ossia alla determinazione del significato fisico delle (7.16) e (7.17).

All'istante  $t=0$ , il profilo dell'onda è descritto dalla relazione:

$$\eta(x, t) = H \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \quad (7.18)$$

Lungo l'asse  $x$  si ha pertanto l'andamento rappresentato in Figura 7.3.

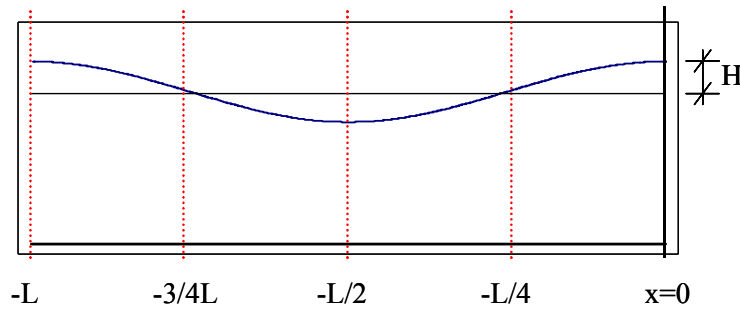


Figura 7.3. Rappresentazione del profilo dell'onda all'istante  $t=0$ .

Poiché il campo di velocità risulta descritto dalle relazioni:

$$\begin{aligned}
v_x(x, z, t) &\equiv \frac{\partial \phi}{\partial x} = gH(\omega)^{-1} k \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \sin\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) = 0 \\
v_z(x, z, t) &\equiv \frac{\partial \phi}{\partial z} = -gH(\omega)^{-1} k \frac{\sinh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) = 0
\end{aligned} \quad (7.19)$$

Si ha quindi un'apparente assenza di velocità essendo  $v_x=v_z=0$  per ogni  $x$  e per ogni  $z$ .

All'istante  $t=T/4$ , la situazione è quella rappresentata in Figura 7.4. In particolare, il profilo è descritto dalla relazione

$$\eta(x, t) = H \cos\left(\frac{2\pi}{L} x\right) \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \Rightarrow \eta(x, t) = 0 \quad (\forall x) \quad (7.20)$$

Quindi si ha un momento di piatto, ossia di calma apparente.

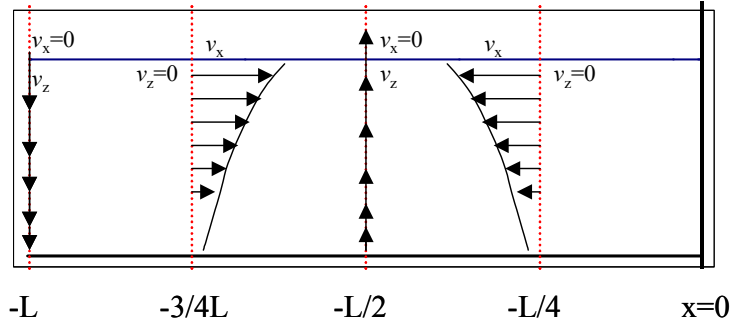


Figura 7.4. Rappresentazione del profilo dell'onda e del campo di velocità all'istante  $t=T/4$ .

Per quanto concerne le velocità, esse risultano descritte dalle seguenti espressioni:

$$\begin{aligned} v_x(x, z, t) &\equiv \frac{\partial \phi}{\partial x} = gH(\omega)^{-1} k \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \sin\left(\frac{2\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \\ v_z(x, z, t) &\equiv \frac{\partial \phi}{\partial z} = -gH(\omega)^{-1} k \frac{\sinh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos\left(\frac{2\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \end{aligned} \quad (7.21)$$

Pertanto,  $v_x$  ha un massimo a  $x=-L/4$  ed è diretta in verso negativo; il suo andamento lungo  $z$  varia con legge iperbolica ( $\cosh$ ). A  $x=-L/2$   $v_x=0$ ; a  $x=-3L/4$   $v_x$  è massima e varia lungo  $z$  col  $\cosh$ . A  $x=-L$   $v_x=0$ . Nello stesso istante, le velocità verticali  $v_z$  sono massime e rivolte verso il basso a  $x=0$  variando lungo  $z$  col  $\cosh$  fino a zero. A  $x=-L/4$   $v_z=0$ ; a  $x=-L/2$  la  $v_z$  è massima, diretta verso l'alto, e varia con  $z$  come anzi detto.

Anche per  $t=T/2$  si ha una calma apparente. Infatti si ha  $v_x=v_z=0$  per ogni  $x$  e per ogni  $z$ . Il profilo risultante è quello rappresentato in Figura 7.5.

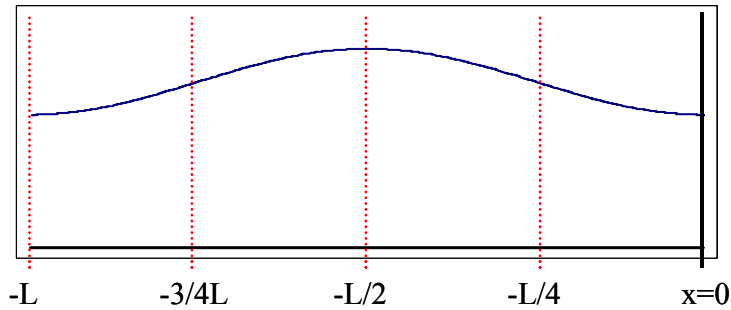


Figura 7.5. Rappresentazione del profilo dell'onda e del campo di velocità all'istante  $t=T/2$ .

In definitiva, dall'analisi dell'andamento nel tempo si evince come per  $t=0$  e per  $t=T/2$ , si ha  $v_x=v_z=0$ ; mentre per  $t=T/4$ , si ha  $\eta=0$ .

Il campo di moto dovuto alla riflessione può essere visualizzato come in Figura 7.6, in cui, nelle tre situazioni di acque profonde, intermedie e basse, sono riportate le traiettorie percorse dalle particelle d'acqua (immagini "a") e le linee di corrente (immagini "b"), corrispondenti, rispettivamente, alla visione lagrangiana ed euleriana del campo di moto.

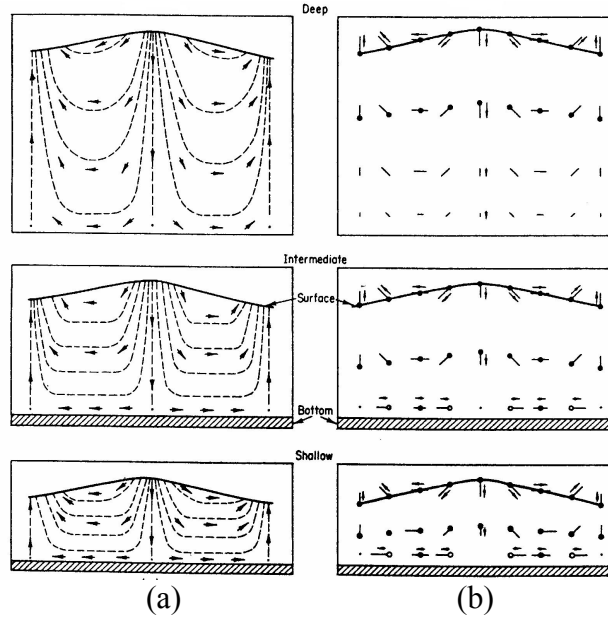


Figura 7.6. Andamento in acque profonde, intermedie e basse del percorso seguito dalle particelle (a); andamento in acque profonde, intermedie e basse delle linee di corrente (b).

## 7.2. Diagramma delle pressioni e approssimazione di *Saintflou*

Noto l'andamento della funzione potenziale della velocità e della pressione, dato rispettivamente dalla relazioni:

$$\phi(x, z, t) = -gH(\omega)^{-1} \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos(kx) \sin(\omega t) \quad (7.22)$$

$$p = -\rho g z - \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\rho g z + \rho g H \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos(kx) \cos(\omega t) \quad (7.23)$$

Alla parete, ossia in corrispondenza di  $x=0$ , si ha la seguente distribuzione di pressione:

$$p = -\rho g z + \rho g H \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \cos(\omega t) \quad (7.24)$$

che permette di calcolare la massima distribuzione istantanea pari a:

$$p = -\rho g z + \rho g H \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} \quad (7.25)$$

Quest'ultima può essere riscritta nella forma equivalente (a meno di infinitesimi di ordine  $H^2$ ):

$$p(z) = \begin{cases} -\rho g z + \rho g H \frac{\cosh[k(h+z)]}{\cosh(kh)} & \text{se } z \leq 0 \\ \rho g (H - z) & \text{se } 0 \leq z \leq H \end{cases} \quad (7.26)$$

L'espressione (7.26) viene usualmente impiegata per le applicazioni.

Nella Figura 7.7 è rappresentato lo schema di *Saintflou* (1928), anch'esso ancora oggi comunemente utilizzato nelle pratiche applicazioni. In base a tale schema semplificato, si individuano i due punti estremi del diagramma delle pressioni, cioè:

- il punto dove la pressione si annulla, il quale coincide con il punto più alto toccato dall'acqua sulla parete riflettente;
- il punto del diagramma alla base della parete, che è dato dal valore della pressione alla base della parete ( $z=-h$ ):  $p = \rho gh + \frac{\rho g H}{\cosh(kh)}$ .

La distribuzione delle pressioni si ottiene poi semplicemente tracciando un segmento di retta tra i due punti estremi del diagramma. Poiché l'incidenza percentuale dei termini del secondo ordine rispetto ai termini del primo ordine si riduce via via dalla superficie dell'acqua verso il fondo, la quota massima toccata dalla parete viene calcolata tenendo anche conto del termine del secondo ordine:

$$\eta_c = H + \frac{\pi H^2}{L} \frac{1}{\tanh(kh)} \quad (7.27)$$

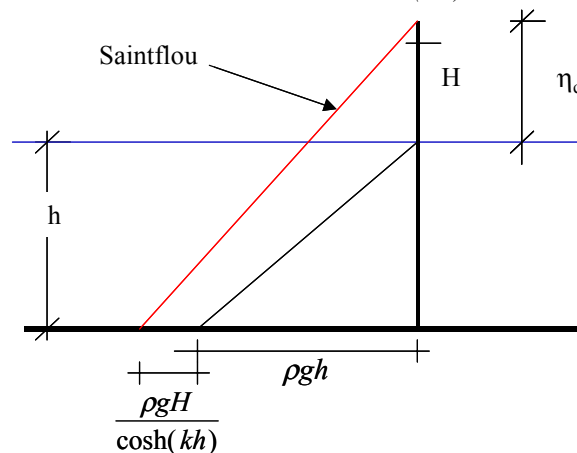


Figura 7.7. Andamento delle pressioni in corrispondenza di una parete verticale riflettente secondo lo schema semplificato di *Saintfou* (1928).

Un esempio di applicazione del diagramma semplificato di *Saintfou* è riportato nella seguente Figura 7.8 in cui è rappresentato lo schema dei diagrammi di carico suggeriti per le verifiche di stabilità delle dighe a parete (vedere le “Istruzioni tecniche per la progettazione delle dighe marittime”, 1996).

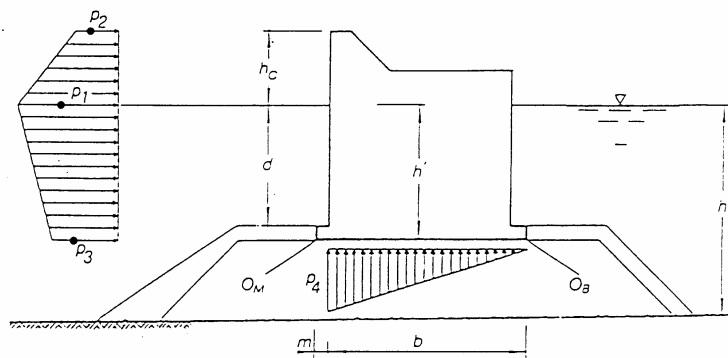


Figura 7.8. Diagrammi di carico suggeriti per le verifiche di stabilità delle dighe a parete verticale (vedere le “Istruzioni tecniche per la progettazione delle dighe marittime”, 1996).  $h_c$  indica la quota di coronamento.

L'andamento delle distribuzioni delle pressioni rappresentato in Figura 7.8 è quello che deriva sottraendo l'andamento idrostatico da quello alla *Saintfou* (vedere Figura 7.9).

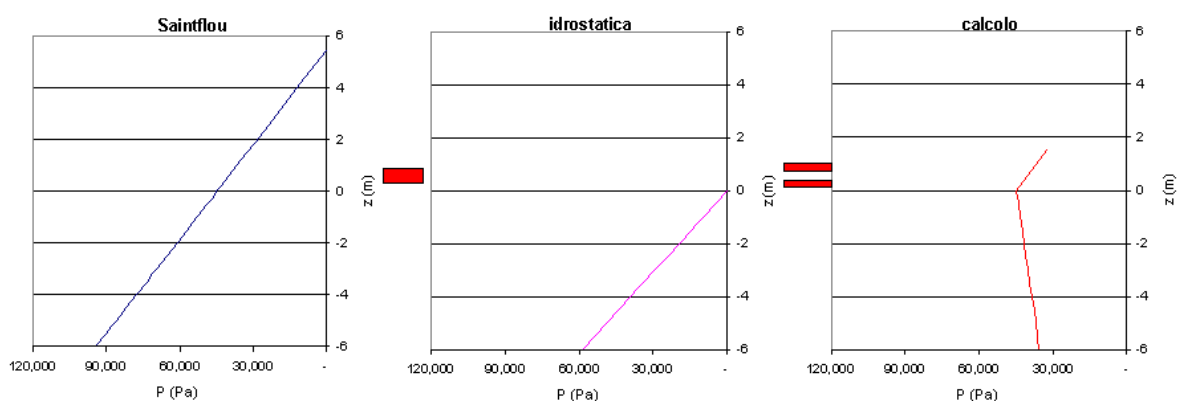


Figura 7.9. Esempio di applicazione dello schema semplificato di *Saintflou* (1928) per il calcolo delle distribuzioni di pressione in corrispondenza di una parete riflettente ( $H=4\text{m}$ ,  $L=82\text{m}$ ,  $d=6\text{m}$ ,  $\eta=5.43\text{m}$   $h_c=1.5\text{m}$ ).

### 6.3. Coefficiente di riflessione

Si definisce coefficiente di riflessione  $K_r$  il rapporto tra l'altezza d'onda riflessa  $H_r$  e l'altezza d'onda incidente  $H_i$ :

$$K_r = \frac{H_r}{H_i} = \frac{a_r / 2}{a_i / 2} = \frac{a_r}{a_i} \quad (7.28)$$

essendo  $a_i$  e  $a_r$  le ampiezze delle onde incidenti e riflesse rispettivamente.

Nel caso analizzato di parete totalmente riflettente si è mostrato come le onde incidenti e quelle riflesse diano luogo ad onde stazionarie corrispondenti al cosiddetto “*clapotis* perfetto”. Nel caso invece di parete parzialmente riflettente, ovvero parete in parte assorbente (nei riguardi del flusso di energia), si avrà invece:

$$\begin{aligned} H_r &< H_i \\ K_r &< 1 \end{aligned} \quad (7.29)$$

Con riferimento alla teoria al primo ordine, tenendo presente il verso assunto per l'asse  $x$ , si ha:

$$\begin{aligned} \eta_i &= a_i \cos(kx - \omega t) \\ \eta_r &= a_r \cos(-kx - \omega t) \end{aligned} \quad (7.30)$$

Data la linearità dell'analisi condotta, il profilo d'onda risultante si ottiene dalla semplice sovrapposizione dei due profili, ossia in formule:

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_i + \eta_r = a_i \cos(kx - \omega t) + a_r \cos(-kx - \omega t) = \\ &= (a_i + a_r) \cos(kx) \cos(\omega t) + (a_i - a_r) \sin(kx) \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (7.31)$$

ed oscilla con ampiezze  $A$  che vanno dall'ampiezza massima a quella minima:

$$\begin{aligned} A_{max} &= (a_i + a_r) \\ A_{min} &= (a_i - a_r) \end{aligned} \quad (7.32)$$

conducendo ad onde stazionarie con ampiezze modulate. Risulta in definitiva:



$$\begin{aligned} a_i &= (A_{max} + A_{min})/2 & a_r &= (A_{max} - A_{min})/2 \\ K_r &= (A_{max} - A_{min})/(A_{max} + A_{min}) \end{aligned} \quad (7.33)$$

Le relazioni (7.33) consentono di dedurre  $a_i$ ,  $a_r$  e  $K_r$  quando si conoscono  $A_{max}$  e  $A_{min}$ . Queste ultime grandezze possono essere dedotte da misure dirette. Ad esempio, nel caso di prove di laboratorio in vasca,  $A_{max}$  e  $A_{min}$  possono essere rilevate facendo muovere con la velocità di fase delle onde incidenti un carrello porta sonde e deducendo l'involuppo delle predette onde. Detto involuppo, presentando un andamento del tipo di quello rappresentato in Figura 7.10, consentirà la facile misura di  $A_{max}$  e  $A_{min}$ .

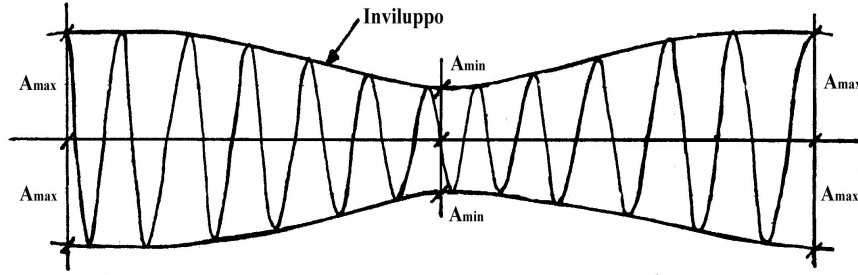


Figura 7.10. Involuppo di onde che si generano per interferenza tra le onde progressive incidenti e quelle riflesse da una parete parzialmente riflettente.

### 7.3.1. Riflessione dovuta ad una parete inclinata

Con riferimento alla Figura 7.11, si consideri la parete piana inclinata, liscia e impermeabile. Il moto progressivo incidente è tanto più importante quanto maggiore è l'angolo  $\theta$  di inclinazione della parete rispetto all'orizzontale e quanto minore è la ripidità.



Figura 7.11. Schema adottato per lo studio della riflessione provocata da una parete impermeabile inclinata.

In particolare, si può avere la riflessione completa anche con parete inclinata purché  $\theta$  superi un valore limite  $\theta_L$  che, secondo Miche (1951), dipende dal parametro adimensionale  $H_o/gT^2$  dove  $H_o$  è l'altezza d'onda al largo che corrisponde all'altezza d'onda locale  $H$  (immediatamente off-shore la parete) attraverso il processo di *shoaling*. Ovvero:

$$H_o = \frac{H}{K_s} \quad (7.34)$$

con  $K_s$  dato dall'espressione già vista (per onde lineari):

$$K_s = \frac{H}{H_o} = \sqrt{\frac{2 \cosh^2(kh)}{2kh + \sinh(2kh)}} \quad (7.35)$$

L'angolo  $\theta_L$  si ricava invece dalla espressione:

$$\frac{H_o}{gT^2} = \sqrt{\frac{2\theta_L}{\pi}} \frac{\sin^2 \theta_L}{2\pi^2} \quad (7.36)$$

e il suo andamento in funzione del citato parametro adimensionale è riportato nella Figura 7.12.

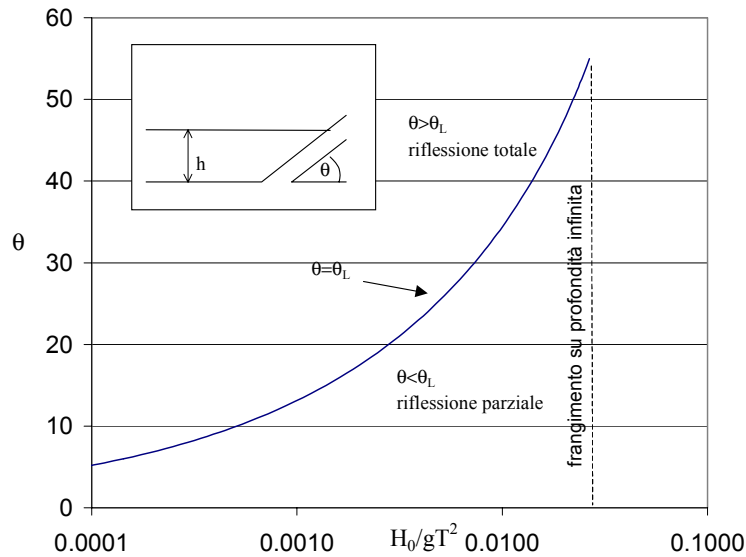


Figura 7.12. Andamento dell'angolo limite per cui si realizza una riflessione totale dovuta ad una parete inclinata.

In definitiva, per  $\theta > \theta_L$ ,  $K_r = 1$ , pertanto la riflessione è totale ed è equivalente a quella provocata da una parete verticale fittizia, la cui posizione (che condiziona la localizzazione dei nodi e degli antinodi) dipende da  $\theta$ . Per  $\theta < \theta_L$ ,  $K_r < 1$ , pertanto la riflessione è parziale e il coefficiente di riflessione è espresso dalla seguente relazione:

$$K_r = \sqrt{\frac{2\theta}{\pi}} \left( \frac{\sin^2 \theta_L}{2\pi^2} \right) \left( \frac{gT^2}{H_o} \right) \quad (7.37)$$

Dal momento che, usualmente, l'ipotesi di parete liscia ed impermeabile difficilmente può essere adottata, si usa moltiplicare il coefficiente di riflessione per un coefficiente d'attrito  $\alpha < 1$  che tiene conto del tipo di rivestimento della parete. I valori che si suggeriscono nella pratica progettuale sono quelli riportati nella tabella 7.I.

Tabella 7.I Valori del coefficiente d'attrito consigliati per “correggere” il coefficiente di riflessione.

Valori consigliati	Caratteristiche della parete
$\alpha = 0.9 \div 1.0$	Pareti rivestite in calcestruzzo
$\alpha = 0.8$	Spiagge in condizioni normali
$\alpha = 0.7 \div 0.8$	Pareti rivestite in pietra
$\alpha = 0.6 \div 0.7$	Scarpate in pietra
$\alpha = 0.5$	Paramenti in blocchi alla rinfusa

### 7.3.3. Riflessione e trasmissione attraverso un ammasso poroso omogeneo e isotropo

Nella pratica progettuale, le dighe frangiflutti possono essere realizzate sia a parete verticale (come quella rappresentata nella Figura 7.8), sia a gettata o a scogliera. In quest'ultimo caso, la diga risulta caratterizzata da un strato di rivestimento (mantellata) inclinato, la cui risposta alla riflessione può essere affrontata sulla base di quanto sopra evidenziato. Dette dighe inoltre, essendo realizzate in materiale sciolto, quando vengono attaccate dal moto ondoso, oltre a riflettere parte dell'energia incidente, ne trasmettono un'aliquota a causa della porosità dei materiali lapidei, naturali o artificiali, che la compongono.

Di seguito, sulla base dell'ipotesi di onde lineari al primo ordine di approssimazione, si forniranno alcune espressioni empiriche per il calcolo del coefficiente di trasmissione, ossia per la stima del rapporto tra altezza dell'onda incidente e altezza dell'onda trasmessa. Tale coefficiente, oltre a rappresentare rappresenta una misura dell'aliquota dell'energia trasmessa attraverso l'ammasso poroso, è un parametro da valutare con particolare attenzione in tutte le pratiche applicazioni.

In particolare, si affronteranno i casi di:

- ammasso poroso confinato da piani verticali;
- ammasso poroso confinato da piani inclinati.

Prima di affrontare i citati casi è opportuno ricordare che si definisce coefficiente di porosità  $n$  dell'ammasso poroso il rapporto:

$$n = \frac{\text{volume dei vuoti}}{\text{volume totale}} \quad (7.38)$$

Detto coefficiente, per le spiagge nelle situazioni usuali (sabbie), presenta un valore prossimo a 0.4.

#### 7.3.3.1. Ammasso poroso confinato da piani verticali

La trasmissione del moto ondoso attraverso un ammasso poroso confinato da piani verticali può essere effettuata seguendo la schematizzazione riportata in Figura 7.13. L'ipotesi alla base di tale studio è che la distanza  $l$  tra i piani verticali sia piccola rispetto alla lunghezza d'onda  $L$ .

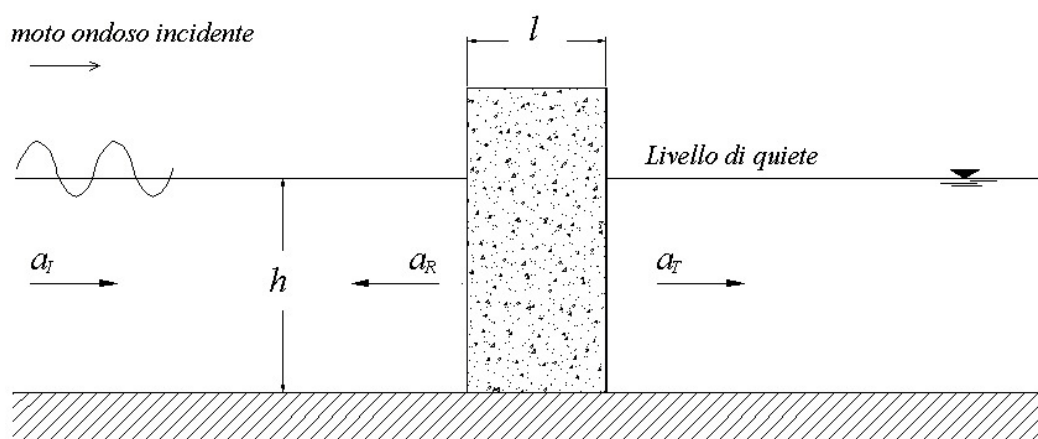


Figura 7.13. Esempio di ammasso poroso confinato da piani verticali.

Il modello di *Madsen* (1974), costruito a partire da dati sperimentali di laboratorio fornisce le seguenti formule empiriche:

$$K_r = \frac{\lambda}{1+\lambda} \quad K_t = \frac{1}{1+\lambda}$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \left\{ \left[ 1 + \left( 1 + \frac{Re_c}{Re_d} \right) \left( \frac{16}{3\pi} \right) \beta a_i \left( \frac{l}{h} \right) \right]^{0.5} - 1 \right\} \quad (7.39)$$

Nella relazione appena mostrata,  $Re_c$  è il numero di *Reynolds* critico per la transizione tra regime laminare e regime turbolento relativamente al moto vario di filtrazione che si ha nell'ammasso poroso;  $Re_d$  è il numero di *Reynolds* effettivo nel predetto ammasso.  $\beta$  è il parametro dimensionale (dimensioni pari all'inverso di una lunghezza) definito dalla seguente espressione:

$$\beta = \frac{\beta_o}{d} \left[ \frac{(1-n)}{n^3} \right] \quad (7.40)$$

$d$  è il diametro caratteristico degli elementi solidi che costituiscono l'ammasso poroso;  $\beta_o$  è un parametro adimensionale che presenta valori da 1.8 a 3.6 crescenti con l'irregolarità dell'ammasso (per le situazioni usuali è consigliabile il valore  $\beta_o=2.7$ ). Poiché in tali situazioni il moto di filtrazione nell'ammasso risulta in regime turbolento si ha:  $Re_c/Re_d \ll 1$  che permette di semplificare il calcolo di  $\lambda$  con l'espressione seguente di comune impiego:

$$\lambda = \frac{1}{2} \left\{ \left[ 1 + \left( \frac{16}{3\pi} \right) \beta a_i \left( \frac{l}{h} \right) \right]^{0.5} - 1 \right\} \quad (7.41)$$

### 7.3.3.2. Ammasso poroso confinato da piani inclinati

Con riferimento alla Figura 7.14, ipotizzando che la larghezza media  $l_m$  tra i piani inclinati sia piccola rispetto alla lunghezza d'onda  $L$ , è ancora possibile utilizzare le espressioni (7.39) precisate con  $l=l_m$ .

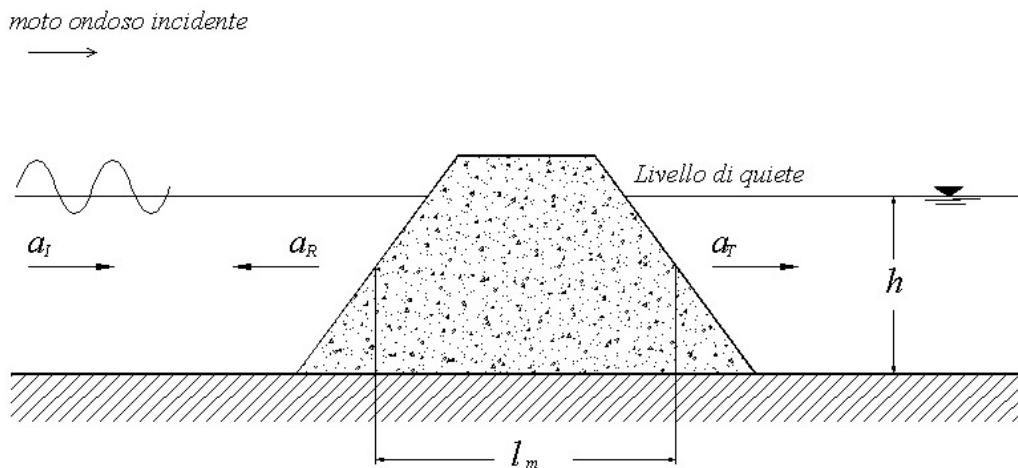


Figura 7.15. Esempio di ammasso poroso confinato da piani inclinati.

### 7.3.3.3. Riflessione e trasmissione provocata da una diga a scogliera

Le dighe marittime a scogliera vengono realizzate con ammassi non omogenei presentando strutture a più strati, con massi di diversa pezzatura.

Tale tipologia a più strati è adottata sia per ragioni economiche, in quanto i costi risultano più contenuti rispetto a quelli corrispondenti ad una diga con elementi di un'unica

pezzatura, sia per ragioni di tranquillità del bacino protetto. Infatti il nucleo di materiale fino (tout-venant di cava) non consente la trasmissione del moto ondoso.

In Figura 7.16 è rappresentata una sezione tipo (*Shore Protection Manual*, 1984).

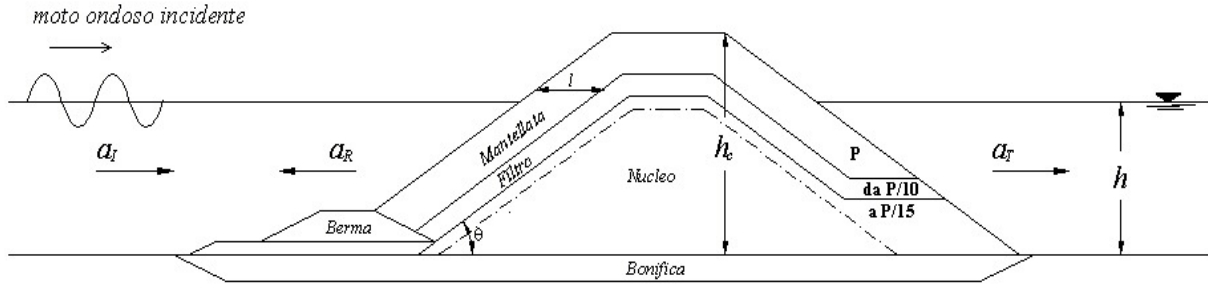


Figura 7.16. Schema di diga a scogliera per lo studio della riflessione.

P indica il peso dei massi, sia naturali che artificiali, del primo strato di larghezza  $l$  nella direzione orizzontale e di inclinazione  $\theta$  ancora rispetto a tale direzione. Il peso dei massi degli altri strati è rapportato a P.

Adottando il modello di *Swendsen e Jonsson* (1976), il primo strato viene considerato permeabile, mentre il secondo strato e, anche il nucleo, vengono considerati impermeabili, per cui il coefficiente di trasmissione  $K_t$  risulta pari a zero.

Per quanto riguarda il coefficiente di riflessione, esso viene espresso attraverso la seguente relazione:

$$K_r = \exp(-2kl\mu) \cos(2kl\psi) \quad (7.42)$$

nella quale i parametri adimensionali  $\mu$  e  $\psi$  sono dati dalle seguenti espressioni:

$$\begin{aligned} \mu &= \sqrt{\frac{f}{2}} \left( 1 - \frac{1}{2} f \right); \\ \psi &= \sqrt{\frac{f}{2}} \left( 1 + \frac{1}{2} f \right) \end{aligned} \quad (7.43)$$

essendo:

$$\begin{aligned} \sqrt{f} &= \sqrt{f_0} \left[ 1 - \left( kl / 2\sqrt{2} \right) \sqrt{f_0} \right] \\ f_0 &= \left( \frac{2n}{\pi \sin \theta} \right) \beta(2a_i) \end{aligned} \quad (7.44)$$

Il parametro  $\beta$  è dato anche in questo caso da:

$$\beta = \frac{\beta_o}{d} \left[ \frac{(1-n)}{n^3} \right] \quad (7.45)$$

dove  $d$  è il diametro caratteristico degli elementi solidi che costituiscono l'ammasso poroso,  $\beta_o=2.7$  ed  $n$  è la porosità assunta ancora pari a 0.4.

Si noti come la funzione  $\cos(2kl\psi)$  della 7.42 tiene conto dello sfasamento tra l'onda incidente e quella riflessa.