

Univerza v Ljubljani
Fakulteta za matematiko in fiziko
Oddelek za fiziko

Seminar
HIDRODINAMIKA OBALNIH VALOV

Mateja Erjavec

Mentor: prof. dr. Rudolf Podgornik

Februar 2010

Povzetek

V začetnem delu seminarja so definirani parametri valovanja. Nato sledi opis linearne teorije valovanja in rešitve te teorije. V nadaljevanju se osredotočim na valovanje v bližini obale, na to, na kakšen način se valovi lomijo, kako se njihova višina spreminja pri približevanju obale, kakšen sta valovni setup in runup. Na koncu so opisani še tokovi ob obali.

Kazalo

1 Uvod	3
2 Opis valovanja	3
2.1 Linearna teorija valovanja.....	4
3 Valovi obalnega pasu	7
3.1 Transformacija valov v bližini obale.....	8
3.2 Valovni setup.....	9
3.2.1 Teorija sevalne napetosti.....	10
3.2.2 Izračun valovnega setupa.....	11
3.3 Valovni runup.....	11
4 Tokovi ob obali	12
4.1 Tok, vzporeden z obalo	12
4.2 Rip tok	13
5 Zaključek	15

1 Uvod

Obalne valove najdemo na območju, ki se razteza od odprtega morja in vse do mesta, kjer valovi pljusknejo na obalo. Ko se valovi približujejo obali, se njihova višina povečuje, medtem ko se globina vode manjša, to pa je eden glavnih razlogov, da se val zlomi.

Ljudje pa se ne ustavimo le pri opazovanju valov. Nekateri z veseljem plavajo v njih, drugi se vozijo s čolnom in spet tretji surfajo. Le malokdo pa se vpraša, kakšna je fizika za tem valovanjem, in to bom poskušala pojasniti v tem seminarju.

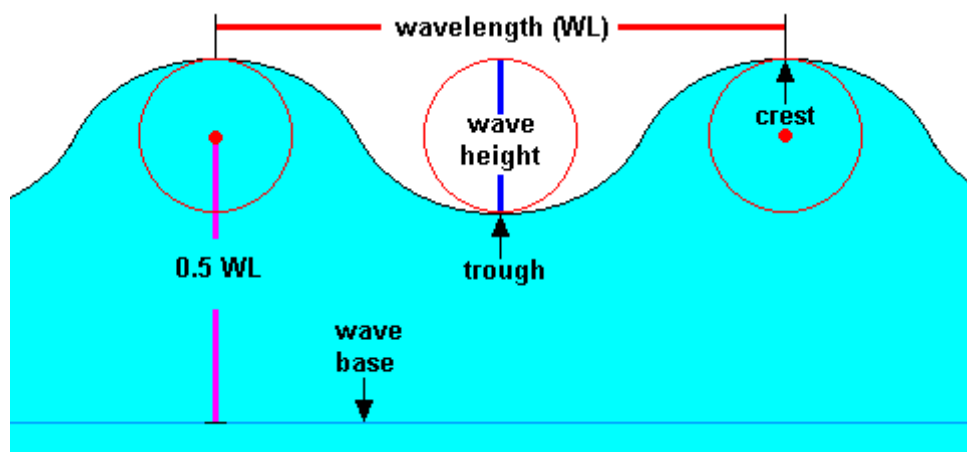
2 Opis valovanja

Valovi, ki se pojavijo na oceanu, so najpogosteje posledica vetrov na meji voda-zrak.

Da valove poznamo, je zelo pomembno v vsakdanjem življenju. Od tega, kako se valovi obnašajo, je odvisna oblika obale in posledično gradnja pristanišč. Valove v grobem delimo na pravilno in nepravilno oblikovane. Pravilni imajo vseskozi konstantno višino in valovno dolžino, nepravilne pa pogosteje najdemo v naravi in se jim višina in perioda spreminjata.

Ko gledamo gladino morja, se le ta s časom spreminja, kar pa je zelo zapleten pojav. Da bi ga lažje rešili, moramo uvesti določene predpostavke. Pri pravilnih valovih predpostavimo, da so sinusoidne oblike, da se gibajo le v dveh dimenzijah, da imajo majhno amplitudo in da jih lahko opišemo z njihovo višino in amplitudo v globoki vodi. Tudi pri nepravilnih valovih se omejimo na dve dimenziji, gladina morja pa odstopa od sinusoide, kar matematično gledano oteži problem [1].

Najprej moramo definirati parametre valovanja. Potujoč val opišemo s prostorsko (x) in časovno (t) spremenljivko ali pa z njuno kombinacijo – fazo. Le to definiramo $\theta = kx - \omega t$. V tej enačbi k predstavlja valovni vektor, ω pa krožno frekvenco. Posamezen val lahko natančno opišemo z višino H , valovno dolžino L in globino vode d . Najvišjo točko vala imenujemo hrib, najnižjo pa dolina. Čas, v katerem je v neki izbrani točki dvakrat greben, se imenuje valovna perioda T , valovna dolžina L pa je razdalja med dvema sosednjima hriboma oz. dolinama. Zgoraj sta bila že omenjena valovni vektor, ki ga definiramo kot $k = 2\pi/L$ in kotna hitrost $\omega = 2\pi/T$. Hitrost faze definiramo kot $C = L/T = \omega/k$, naklon vala $\varepsilon = H/L$, relativno valovno višino pa kot H/d . Parametre valovanja si lahko ogledamo na sliki 1.



Slika 1: Definicija valovnih parametrov [2].

2.1 Linearna teorija valovanja

Linearna teorija valovanja je le približek resničnemu dogajanju na vodni gladini. Razvita je bila leta 1845, pri njej pa uporabimo kar nekaj predpostavk [1]:

- tekočina je homogena in nestisljiva, torej je gostota ρ konstantna;
- površinsko napetost zanemarimo;
- Coriolisov efekt, ki ga povzroča rotacija Zemlje, zanemarimo;
- tlak na gladini je enoten in konstanten;
- tekočina je idealna;
- na val, ki ga opazujemo, ne vpliva nikakršno drugo gibanje vode. Tok je irotacionalen;
- dno je horizontalna, fiksna, neprepustna meja, kar nam pove, da je vertikalna hitrost na dnu enaka 0;
- amplituda vala je majhna, oblika vala se ne spreminja s časom in prostorom;
- valovi so ravni ali dvodimenzionalni.

Zaradi predpostavke o irotacionalnem toku, lahko uporabimo potencial hitrosti Φ . To je skalarna funkcija, katere gradient nam pove vektor hitrosti v vsaki točki v tekočini. Hitrost v x smeri dobimo z

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (1)$$

v z smeri pa je hitrost

$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (2)$$

Zaradi kontinuitetne enačbe za nestisljive tekočine, mora potencial Φ zadostiti Laplaceovi enačbi

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0. \quad (3)$$

Če želimo rešiti enačbo (3) potrebujemo robne pogoje ob dnu in ob gladini vode. To, da je dno neprepustno, nam poda enega od robnih pogojev [3]

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \text{ pri } z = -d. \quad (4)$$

Na gladini je za infinitezimalno majhne valove navpično premik toka enak vertikalni hitrosti. Torej je robni pogoj

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \text{ pri } z = \eta(x, t). \quad (5)$$

Vendar pa dvig gladine ni poznan, zato potrebujemo še en robni pogoj. Za tlak nad prosto površino vzamemo, da je konstanten. Torej lahko brez izgube splošnosti rečemo, da je ta konstanta enaka 0. Tako dobimo dinamičen robni pogoj [3]

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta = 0 \text{ pri } z = \eta(x, t). \quad (6)$$

Za potujoč val ene same frekvence, dviganje in spuščanje gladine podaja enačba

$$\eta = a \cos(kx - wt). \quad (7)$$

Z upoštevanjem robnih pogojev dobimo enačbo za potencial hitrosti

$$\Phi(x, z, t) = \frac{gH}{2w} \frac{\cosh[k(z+h)]}{\cosh kh} \sin(kx - wt). \quad (8)$$

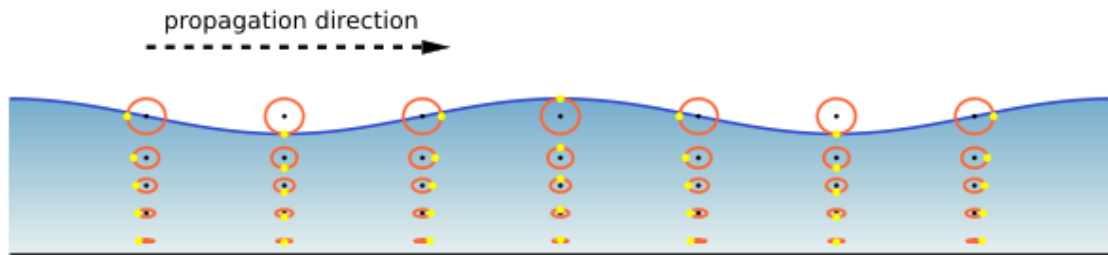
Iz (1) in (2) dobimo komponenti hitrosti [1]

$$u = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\cosh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \cos(kx - wt), \quad (9)$$

$$w = \frac{H}{2} \frac{gT}{L} \frac{\sinh[k(z+d)]}{\cosh(kd)} \sin(kx - wt). \quad (10)$$

Ti dve enačbi povesta lokalno hitrost tekočine pri vsaki globini $(z+d)$. Hitrosti sta periodični tako v x kot v t .

Gibanje tekočine pod gladino je povezano z gibanjem gladine. Ko dviganje gladine prikazuje potujoč val, se delci tekočine krožno gibajo. V teoriji linearnega valovanja se delci gibajo po krogu v globoki vodi in po elipsah v plitvejših vodah (slika 2) [2].



Slika 2: Gibanje delcev se manjša bolj kot so pod gladino [3].

Hitrost, s katero se potujoč val premika, izračunamo [1]

$$C = \frac{L}{T}. \quad (11)$$

Kako je C povezan z valovno dolžino vala L in globino vode d nam podaja enačba

$$C = \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tan\left(\frac{2\pi d}{L}\right)}. \quad (12)$$

Ta enačba pove, da valovi z različno valovno dolžino, potujejo z različno hitrostjo. Val z večjo valovno dolžino bo potoval hitreje. Če upoštevamo enačbo (11), lahko zapišemo

$$C = \frac{gT}{2\pi} \tan\left(\frac{2\pi d}{L}\right). \quad (13)$$

Izrazimo L :

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tan\left(\frac{2\pi d}{L}\right). \quad (14)$$

V enačbi (14) se valovna dolžina L pojavi tako na levi, kot na desni strani. Z Eckartovo aproksimacijo dobimo [1]

$$L \approx \frac{gT^2}{2\pi} \sqrt{\tan\left(\frac{4\pi^2 d}{T^2 g}\right)}, \quad (15)$$

ki nam pove kakšna je valovna dolžina, če poznamo periodo T .

Valove lahko razvrstimo tudi glede na globino vode v kateri potujejo, kriterij nam podaja enačba d/L .

Za globoko vodo je razmerje d/L večje od $1/2$, $\tanh(kd)$ pa je približno enak 1. Pri plitvi vodi pa je razmerje d/L od 0 do $1/20$, $\tanh(kd)$ pa je kar kd .

V globoki vodi lahko enačbe (11), (12) in (13) zapišemo

$$C_0 = \sqrt{\frac{gL_0}{2\pi}} = \frac{L_0}{T} = \frac{gT}{2\pi}, \quad (16)$$

kjer L_0 predstavlja valovno dolžino vala v globoki vodi. Čeprav o globoki vodi govorimo, ko je globina neskončna, se $\tanh(kd)$ že pri precej manjšem kvocientu d/L približa vrednosti 1. Že če je $d/L=1/2$ je vrednost $\tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)=0,9964$. Ko je relativna globina d/L večja od $1/2$, postane karakteristika vala neodvisna od valovne dolžine

$$C_0 = \frac{gT}{2\pi}. \quad (17)$$

Če je d/L manjše od $1/20$ (plitka voda). Potem enačbo (12) poenostavimo v [4]

$$C = \sqrt{gd}. \quad (18)$$

Kot lahko vidimo iz zadnje enačbe, je hitrost potujočega vala v plitvi vodi, odvisna le od globine vode, torej vsi valovi potujejo z isto hitrostjo. Tudi plima in oseka sta zelo dolg val, tako dolg, da so tudi najgloblji oceani zanj plitva voda. Če je ocean globok 4000 metrov, je torej hitrost plime na oceanu približno 700 km/h [4].

Na začetku, ko val nastane zaradi vetra v globoki vodi, sta njegova hitrost in dolžina odvisni le od frekvence. Ko pa se val približuje obali in globina postane manjša od valovne dolžine, sta njegova hitrost in valovna dolžina odvisna od globine in periode (T), ko pa se val še bolj približa obali, sta hitrost in dolžina odvisni le od globine.

3 Valovi obalnega pasu

Kje in kdaj se valovi lomijo je odvisno od razmerja d/L , kjer je d globina vode, L pa valovna dolžina valov in naklona obale – $\tan \beta$.

Glede na obliko valov po lomljenju, poznamo štiri različne tipe lomljenja (slika 3) [1]:

- razlitje (spilling)
- kipeče lomljenje (plunging)
- zrušitev (collapsing)
- razburkano lomljenje (surging).



Slika 3: Načini lomljenja valov [1].

Na kakšen način se bodo valovi lomili je odvisno od naklona plaže, strmine valov spredaj, nepravilnostih na dnu in lokalnih vetrov. To pomeni, da se lahko način lomljenja na nekem mestu tudi spremeni.

Razlitje se pojavlja na plažah z majhnim naklonom in je pogosto odvisen od vetrov na obali. Ko se val premika proti obali, se njegova višina postopoma večja in vrh vala zdrsne na vodno gladino. Hrib vala lahko med razlitjem v vodi tvori peno. Ta tip lomljenja valov se pogosto pojavi tudi, ko se valovi iz globoke vode približujejo obali. Krajša valovna dolžina teh valov pomeni, da je val strmejši v globoki vodi in da se razlije takoj, ko začuti dno [5].

Kipeče lomljenje se pojavi na zmernih do strmih naklonjenih plažah ali pa zaradi nenadne spremembe globine. Pri tem načinu lomljenja se velika količina vode na hribu vala zavrtinči pred sam val in začasno tvori cev vode na začetku vala, dokler ta cev vode ne pade z glasnim pokom. Tako lomljenje spoznamo po glasnem eksplozivnem zvoku, ki se pojavi, ko se zrak, ki je ujet v ta val, izpusti. To lomljenje je pogosto povezano s povečanimi valovi, ki se

približujejo plaži z veliko valovno dolžino. Skrajšanje valovne dolžine, ko val pade, povzroči, da se velika količina vode dvigne v zelo kratkem času.

Tretji tip lomljenja valov je razburkano lomljenje, ki se pojavlja le na zelo strmih plažah. Pogosto se ta način opisuje kot da se nivo vode ob obali nenadoma dvigne in pade. Čeprav se voda pri tem tipu vrtniči in ustvarja peno, se kodrast vrh ne pojavi. Vodna globina se tako hitro manjša, da vse do obale ne doseže kritične strmine. Celoten val naenkrat udari na obalo. Zrušitev je mešanica med kipečim in razburkanim lomljenjem. Greben se nikoli ne zlomi popolnoma, spodnji del vala pa postane strm in pade, kar povzroči nepravilno turbulentno površino vode [6].

Kako se bo val lomil je povezano tudi s parametrom ζ_0 , ki ga definiramo kot [1]

$$\zeta_0 = \tan \beta \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (19)$$

kjer se indeks $_0$ nanaša na višino in valovno dolžino vala v globoki vodi. Tako lahko s pomočjo tega parametra napovemo, kako se bo nek val lomil na enakomerno nagnjeni obali. In sicer:

razburkano lomljenje/zrušitev	$\zeta_0 > 3,3$	
kipeče lomljenje	$0,5 < \zeta_0 < 3,3$	
razlitje	$\zeta_0 < 0,5$	(20)

Vidimo lahko, da se razlitje pri valovih z veliko strmino pojavlja na položnih obalah. Kipeče lomljenje se pojavlja na bolj strmih obalah pri srednje velikih valovih, razburkano lomljenje in zrušitev pa se pojavlja pri nizki strmini valov na zelo strmih obalah. Valovi z zelo nizko strmino se lahko odbijejo od obale in tvorijo stoječ val [1].

Lomljenje valov lahko opišemo z dvema indeksoma. Oba sta namenjena opisu brezdimenzionalne višine zloma vala na višini H_b . Prvi je indeks globine lomljenja

$$\gamma_b = \frac{H_b}{d_b}, \quad (21)$$

kjer je d_b globina vode ob zlomu, drugi pa indeks višine lomljenja

$$\Omega_b = \frac{H_b}{H_0}. \quad (22)$$

Najpogostejša definicija višine H_b je, da je to točka, kjer je višina vala največja.

3.1 Transformacija valov v bližini obale

Na spremembo višine valov ob obali vplivajo valovni setup, runup, tokovi ob obali in prenos sedimentov.

Najpreprostejša metoda, na podlagi katere lahko napovemo spremembo višine valov ob obali je, da prevzamemo konstantno razmerje višina-globina od točke loma do obale [1]

$$H_b = \gamma_b d_b. \quad (23)$$

Ta metoda je uporabna le, če se višina vode ob obali monotonno manjša, in daje najboljše rezultate, če je naklon obale približno 1/30. Na strmejših obalah je višina vala bistveno večja, na položnejših pa manjša.

Pri bolj splošni metodi spreminjanja višine valov v bližini dolge, ravne obale, uporabimo enačbo za ravnovesje energij

$$\frac{d(EC_g)}{dx} = -\delta. \quad (24)$$

E je energija vala na površino, C_g je grupna hitrost valov, δ je izguba energije na površinsko enoto ob lomljenju vala. Dally, Dean in Dalrymple so določili [1]

$$\delta = \frac{\kappa}{d}(EC_g - EC_{g,s}), \quad (25)$$

kjer je $\kappa = 0,15$, $EC_{g,s}$ pa je energijski tok, ki je povezana s stabilno višino vala

$$H_{stable} = \Gamma d, \quad (26)$$

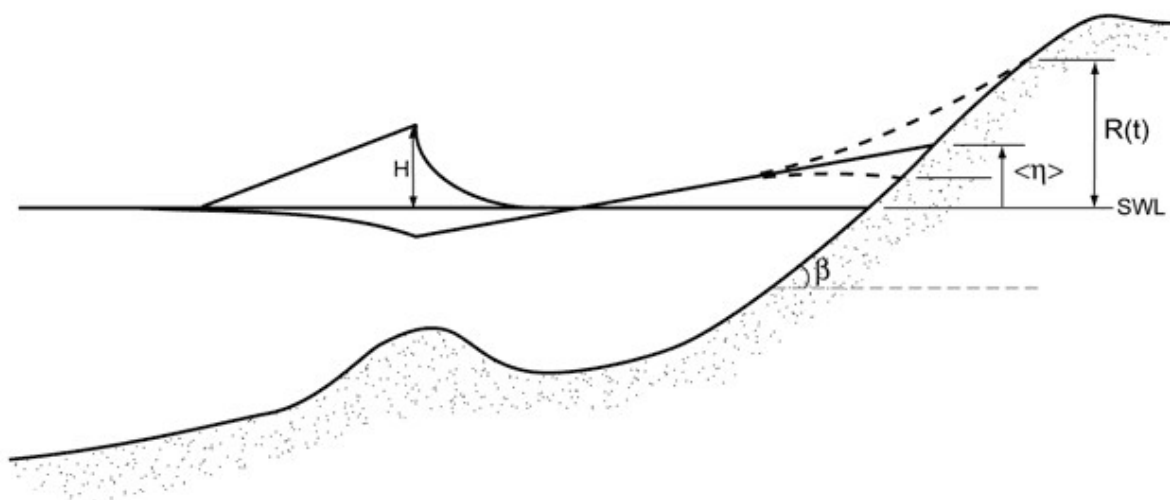
Γ je empirični koeficient in ima vrednost približno 0,4. Stabilna višina vala je tista višina pri kateri se val ne lomi in ne spreminja več. Ta približek je narejen na dejstvu, da je izguba energija proporcionalna razliki med lokalnim fluksom energije in stabilnim fluksom energije. Dobimo:

$$\begin{aligned} \frac{d(H^2 d^{\frac{1}{2}})}{dx} &= -\frac{\kappa}{d}(H^2 d^{\frac{1}{2}} - \Gamma^2 d^{\frac{5}{2}}) \text{ za } H > H_{stable} \\ &= 0 \text{ za } H < H_{stable}. \end{aligned} \quad (27)$$

Ta model se je izkazal za uporabnega tudi na »nepravilnih« plažah ter celo na ovirah.

3.2 Valovni setup

Ko se valovi na obali lomijo, ustvarijo setup, tj. dvig povprečne gladine vode nad nadmorsko višino mirne vode zaradi lomljenja valov (slika 4). Spremljevalni pojav setupa je setdown, kjer se povprečna vodna gladina zmanjša.



Slika 4: Definijska skica za valovni setup in runup [7].

Skupna globina vode je vsota globine mirne vode in setupa

$$d = h + \bar{\eta}, \quad (28)$$

kjer je h globina mirne vode in $\bar{\eta}$ povprečna višina dviga vode nad gladino.

Da bi ocenili tako setup kot setdown moramo pogledati energetska bilanco. To sta leta 1962 naredila Longuet-Higgins in Stewart v njuni izpeljavi teorije sevalne napetosti.

3.2.1 Teorija sevalne napetosti

Sevalna napetost je fluks gibalnih količin, ki jih prenašajo valovi. So sile na površino, ki se pojavijo zaradi presežka toka gibalnih količin zaradi prisotnosti vala.

Če pogledamo fluks horizontalnih gibalnih količin na površinsko enoto vertikalne ravnine dobimo [8]

$$M(x, t) = \int_{-h}^{\eta} (\rho + \rho u^2) dz. \quad (29)$$

Sevalno napetost S_{xx} definiramo kot povprečno vrednost $M(x, t)$, od katere odštejemo povprečen tok v odsotnosti valov

$$S_{xx} = \overline{\int_{-h}^{\eta} (\rho + \rho u^2) dz} - \int_{-h}^{\eta} p_0 dz. \quad (30)$$

Ker so pogoj za enačbo (9) majhne amplitude lahko člen $S_{xx}^{(1)} = \overline{\int_{-h}^0 \rho u^2 dz}$ zapišemo kot $S_{xx}^{(1)} = \int_{-h}^0 \rho \overline{u^2} dz$. $S_{xx}^{(2)} = \int_{-h}^0 (\bar{p} - p_0) dz$, pri čemer lahko zaradi nestisljivosti zapišemo $\bar{p} - p_0 = -\rho \overline{w^2}$. Dobimo torej

$$S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} = \int_{-h}^0 \rho (\overline{u^2} - \overline{w^2}) dz. \quad (31)$$

Če sedaj v (31) vstavimo enačbi (9) in (10) je

$$S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} = \frac{\rho g H^2 k h}{4 \sin(2kh)}, \quad (32)$$

kar je dvakratna kinetična energija [8].

Tudi $S_{xx}^{(3)} = \int_0^{\eta} p dz$ lahko poenostavimo, če privzamemo, da je tlak hidrostatičen

$p = \rho g(\eta - z)$. $S_{xx}^{(3)}$ pointegriramo in dobimo

$$S_{xx}^{(3)} = \frac{\rho g \overline{\eta^2}}{2} = \frac{\rho g H^2}{16}, \quad (33)$$

kar je potencialna energija specifične teže [8].

Longuet-Higgins in Stewart sta zapisala skupno energijo specifične teže

$$S_{xx} = E \left(\frac{2kh}{\sinh(2kh)} + \frac{1}{2} \right). \quad (34)$$

Sevalna napetost je tenzor. Za S_{yy} na podoben način dobimo [8]

$$S_{yy} = \frac{\rho g H^2 kh}{4 \sinh(2kh)}. \quad (35)$$

3.2.2 Izračun valovnega setupa

V smeri prečni na obalo, za ohranitev gibalne količine velja

$$\frac{\partial S}{\partial x} = \rho g (h + \bar{\eta}), \quad (36)$$

Kjer je

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = \frac{\partial S}{\partial x} - \rho g (h + \bar{\eta}) \frac{dh}{dx} - \rho g h \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x}. \quad (37)$$

S_{xx} je komponenta sevalne napetosti, ki je prečna na obalo.

Če vstavimo (36) v (37) dobimo

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = -\rho g h \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x}. \quad (38)$$

Sedaj integriramo levo in desno stran ter dobimo [9]

$$\bar{\eta} = -\frac{kH^2}{8 \sinh 2kh}. \quad (39)$$

Najbolj se voda zniža zraven točke loma, poveča pa se med točko loma in obalo.

Longuet-Higgins in Stewart sta domnevala, da imamo ob obali valove, ki ustrezajo relaciji

$$H = \gamma (h + \bar{\eta}). \quad (40)$$

Za valove v plitvi vodi velja, da je sevalna napetost v smeri x

$$S_{xx} = E \left(\frac{2C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) = \frac{3E}{2}. \quad (41)$$

Če vstavimo (40) v (41) in nato v (38) ter za γ vzamemo, da je konstanta, $\gamma \approx 0,42 \sim 0,5$, ugotovimo [8]

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = - \left(\frac{1}{1 + 8/3\gamma^2} \right) \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (42)$$

kjer je $\frac{\partial h}{\partial x} = \tan \beta$, naklon obale. Empiričen rezultat zadnje enačbe je

$$\bar{\eta}_{max} = 0,17H_0 \text{ oz. } \frac{\bar{\eta}_{max}}{H_0} = 0,45\zeta_0. \quad (43)$$

Rezultat je smiseln, saj prav ta faktor najbolje opiše lomljenje valov [8].

3.3 Valovni runup

Valovni runup je največji vertikalni odmik vode na obali (slika 4), ali voda nad gladino mirne vode. To, kako daleč seže val, je odvisno od večih faktorjev: od višine vala, njegove periode, od naklona in sestave obale. Hump je ugotovil, da je runup odvisen od višine in strmine vala [1]

$$\frac{R}{H_0} = \zeta_0, \quad (44)$$

če $0,1 < \zeta_0 < 2,3$, za enoten, gladek naklon. ζ_0 je podoben faktor, kot smo ga omenili že v enačbi (19), le da je tista enačba razširjena na bolj strm naklon s $\tan \beta$.

Zgornja limita runupa za enoten naklon je podana z

$$\frac{R}{H_0} = (2\pi)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\pi}{2\beta} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (45)$$

4 Tokovi ob obali

Val lahko ob obali povzroči zelo zapleten tok, ki vpliva na dvigovanje in spuščanje vodne gladine. Obstajata dva matematična modela nastanka tokov blizu obale. Ena je osnovana na podlagi teorije sevalne napetosti, osnova za drug matematičen model pa je Boussinesq-ova enačba.

Skupni tok je sestavljen iz več medsebojno odvisnih komponent [1]

$$u = u_w + u_t + u_o + u_i + u_a \quad (46)$$

kjer je u_w enakomeren tok, ki je posledica lomljenja valov, u_t je tok plimovanja, u_o tok, ki ga povzroča veter in u_a ter u_i pa sta nihajoča tokova kot posledica vetra in valov s periodo od 30s do nekaj minut.

Tokovi, ki so posledica lomljenja poševno vpadnih valov vetra, ponavadi dominirajo ob odprtih vodah. Tudi močni lokalni vetrovi lahko povzročijo opazne tokove ob obali. Tok zaradi plimovanja pa je najbolj opazen v zalivih in estuarjih.

Tokove pri obalah se izračuna s pomočjo naslednjih enačb [1]

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + F_{bx} + L_x + R_{bx} + R_{sx} \quad (47)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + F_{by} + L_y + R_{by} + R_{sy} \quad (48)$$

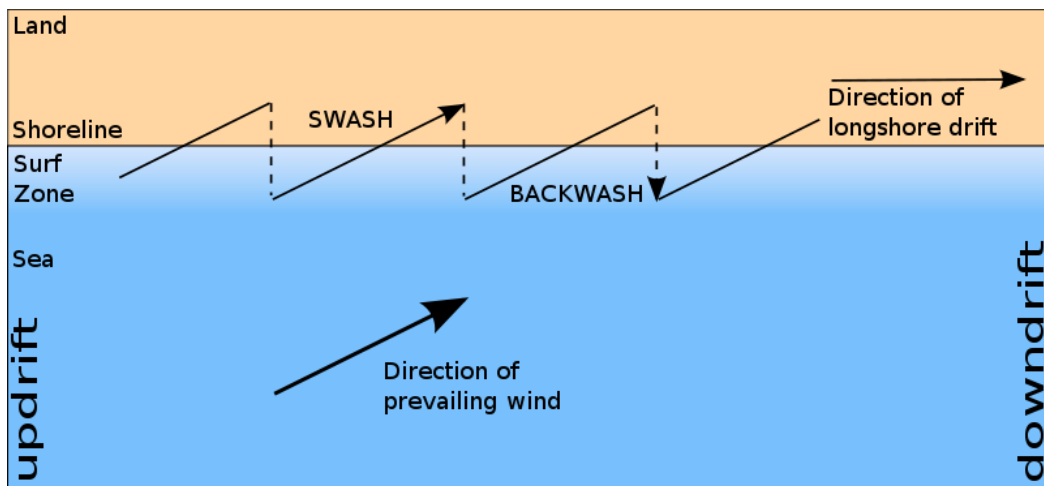
$$\frac{\partial(Ud)}{\partial x} + \frac{\partial(Vd)}{\partial y} = 0, \quad (49)$$

kjer je U po času in globini povprečna hitrost prečnega toka, V po času in globini povprečna hitrost vzdolžnega toka, F_{bx} in F_{by} prečna in vzdolžna komponenta trenja na dnu, L_x in L_y prečna in vzdolžna komponenta lateralnega mešanja, R_{bx} in R_{by} prečna in vzdolžna komponenta vpliva valov na nastanek toka, R_{sx} in R_{sy} pa prečna in vzdolžna komponenta vpliva vetra na nastanek toka.

4.1 Tok, vzporeden z obalo

Valovi se pri približevanju obali lomijo in valovi, ki se lomijo pod nekim kotom glede na obalo, ustvarijo tokove, ki so vzporedni z obalo. Ti tokovi so najmočnejši v pasu pred obalo, proti odprtemu morju pa se hitro manjšajo. Vzporedno z obalo premikajo sedimente, še posebej pesek [9].

Ko so valovi močni, zgrabijo sedimente in jih odložijo tam, kjer je tok šibkejši. To povzroča, da se material premika iz področja, kjer je vpliv valov velik, na tista področja, kjer je manjši. Ko se valovi približajo obali pod nekim kotom, nesejo sedimente tako vzdolž obale kot na obalo. Valovi, ki se odbijejo od obale pod vplivom gravitacije, pa nosijo te sedimente pravokotne iz obale. To ustvari cik-cak gibanje sedimentov (slika 5) [10].



Slika 5: Cik-cak gibanje sedimentov [9].

Longuet-Higgins je podal enačbo za hitrost tokov vzporednih z obalo. Upošteval je linearno teorijo valovanja, enotno nagnjeno obalo, nič lateralnega mešanja ter konstantno razmerje višina-globina. Hitrost valovanja je [1]

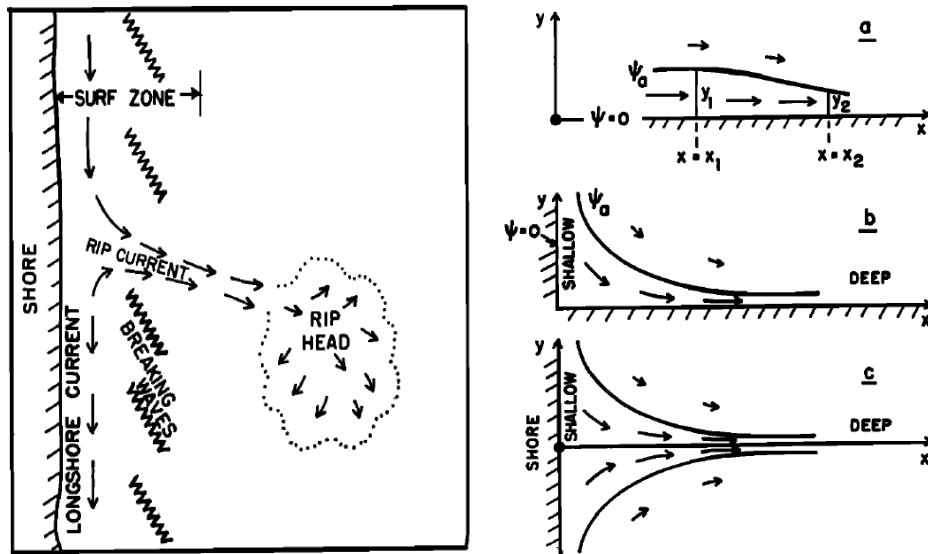
$$V = \frac{5\pi \tan \beta^*}{16 C_f} \gamma_\beta \sqrt{gd} \sin \alpha \cos \alpha, \quad (50)$$

kjer je $\tan \beta^* = \frac{\tan \beta}{1+(3\gamma_\beta^2/8)}$ naklon plaže spremenjen za valovni setup, C_f je koeficient talnega trenja, α pa je valovanja glede na talne izohipse.

4.2 Rip tok

Rip tok je zelo močan tok vode, ki potuje naravnost od obale na odprto morje (slika 6).. Pojavi se lahko na kateri koli obali, kjer se lomijo valovi, tudi na jezerih. Rip tok se lahko

premakne na drugo lokacijo, njegova hitrost je nekaj deset metrov na dan. Pogosto se pojavlja periodično na plažah.



Slika 6: Levo: shematična predstavitev rip toka. Desno: (a) Tok, ki ob ravni oviri teče iz plitve v globlje vode. (b) Dve pravokotni oviri. (c) Premik rip toka. [11].

Ko veter in valovi porinejo vodo proti obali, se mora le ta pogosto umakniti valovom, ki prihajajo za njo. Voda potuje ob obali vse dokler ne najde primerne mesta, da gre nazaj na odprto morje. Najpogosteje se pojavijo med peščenimi plitvinami in ob ali pod pomoli. Tok je najmočnejši na površini vode in se okrepi ob oseki in močnih vetrovih. Pri teoretičnem opisu rip tokov se naslonimo na količino sevalna napetost, to je tok gibalne količine, ki se izvaja na kolono vode zaradi prisotnosti vala [11]. Ko se val v plitvini poveča in je tik pred zlomom, se poveča tudi sevalna napetost. Da bi bila voda spet v ravnovesju, se osnovna gladina vode zmanjša, kar poznamo kot setdown. Ko se val nato prelomi in se mu tudi višina zmanjša, se sevalna napetost pomanjša, in gladina vode se poveča – setup.

Rip tok se “hrani” z valovanji, ki so vzporedna obali, in ohranjajo relativno ozek skoncentriran vzorec, ko gredo od obale do globlje vode. Trenje, ki bi tak tok razširil, zanemarimo, prav tako Coriolisovo silo, ker pričakujemo, da bodo zaradi majhnosti sistema prevladovalle druge sile.

Enačbe za gibanje (47), (48), (49) se spremenijo [12]

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (51)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (52)$$

$$\frac{\partial [U(\eta + h)]}{\partial x} + \frac{\partial [V(\eta + h)]}{\partial y} = 0. \quad (53)$$

Upoštevati moramo še $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$, pri čimer je \mathbf{V} vektor hitrosti, da je hitrost neodvisna od globine vode $U = U(x, y)$ in $V = V(x, y)$, kjer je U komponenta hitrosti pravokotne na obalo in V vzporedna z obalo. Upoštevamo še, da je gostota vode konstantna in da je tlak hidrostatsičen.

Če je (52) odvisna le od x in odštejemo (51), ki je odvisna le od y [11]

$$\frac{D}{Dt} \left[\frac{\left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right)}{\eta + h} \right] = 0, \quad (54)$$

kjer je $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla$.

Iz (54) sledi, da se količina v oklepaju ohranja vzdolž tokovnic.

Če η v imenovalcu zanemarimo, nam enačba (53) pove, da obstaja funkcija Ψ , tako da je

$$hU = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \text{ in } hV = \frac{\partial \Psi}{\partial x}. \quad (55)$$

Funkcijo Ψ sestavljajo črte, ki so konstantne in vzporedne tokovnicam. Druga, alternativna oblika enačbe (54) je [11]

$$\frac{1}{h} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) \right] = F(\Psi). \quad (56)$$

Vzemimo tok iz plitve v globoko vodo ob ravni oviri, v smeri osi x (slika 6a). Analogno temu primeru bi bil tok, ki teče ob pomolu. V bližini ovire lahko predpostavimo, da je

$\left| \frac{\partial V}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|$, tako da lahko enačbo (56) zapišemo kot

$$\frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) = F(\Psi). \quad (57)$$

Označimo $hdy = dy'$ in dobimo

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y'^2} = F(\Psi). \quad (58)$$

Uvedemo novo spremenljivko $\frac{\partial \Psi}{\partial y'} = -U = f_1(\Psi)$ in $y' = f_2(\Psi)$. $f_1(\Psi)$ in $f_2(\Psi)$ sta odvisni od $F(\Psi)$, vendar pa trenutno ne potrebujemo točno določenih funkcij. Iz enačbe za $f_1(\Psi)$ je razvidno, da mora biti komponenta hitrosti U konstantna vzdolž Ψ in iz $f_2(\Psi)$ vidimo, da mora biti y' prav tako konstanten. Če je y_1 razdalja med mejo in $\Psi = \Psi_a$ pri $x = x_0$, potem je ustrezen y_2 pri $x = x_2$. Iz definicije za y' sledi

$$\int_0^{y_1} h(x_1, y) dy = \int_0^{y_2} h(x_2, y) dy. \quad (59)$$

Če je povprečna vrednost h skozi celoten interval integrala označen z vodoravno črto, potem velja [11]

$$y_1 \overline{h(x_1, y)} = y_2 \overline{h(x_2, y)}. \quad (60)$$

Razdalja od Ψ do meje se spreminja obratno kot povprečna globina med tokovnico in mejo. Povečevanje globine v smeri toka skoncetrira tok okoli ovire.

Podoben rezultat dobimo za tok, ki se premika ob oviri, npr. v smeri y , in se nato obrne ter nadaljuje ob drugi oviri, pravokotni na prvo (slika 6b). Če se globina povečuje vzdolž druge meje, bo tok postal ožji.

Stik vzdolž osi x takega toka in njegove zrcalne slike ponazarja, kako se rip tok premika v globlje vode (slika 6c).

Ne glede na nezadostnost predstavljenega modela je verjetno, da ohranitev količine v enačbi (54), vpliva na omejitev širine rip toka.

Ko se rip tok premakne ven iz obalnega območja, se zato, ker trenja ne moremo zanemariti, tok porazgubi v »rip glavi«.

Rezultat nam ne pove ničesar o stabilnosti tokov vzdolž obale in o tem, kje se rip tokovi sploh pojavijo. Za to potrebujemo bolj izpopolnjen dinamičen model.

Ta tok je zelo nevaren za ljudi, saj te vleče na odprto morje. Zaradi upiranja toku pride do utrujenosti in posledično utopitve. Tok pa je nevaren tudi za tiste, ki ne znajo plavati, saj jih lahko povleče v globlje vode, četudi le stojijo v njem [4]. Na leto v ZDA zaradi teh tokov umre 120 ljudi.

5 Zaključek

Hidrodinamika obalnega valovanja je zapleten fizikalni pojav, ki pa še ni povsem raziskan. A v prihodnosti bo z višanjem morske gladine, zaradi segrevanja ozračja, poznavanje hidrodinamike obalnega pasu, zelo pomembno za vse države, ki se nahajajo ob morju.

Literatura

- [1] Coastal Engineering Manual - Part II,
<http://140.194.76.129/publications/eng-manuals/em1110-2-1100/PartII/PartII.htm>.
Prevzeto 15.2.2010.
- [2] <http://faculty.gvsu.edu/videticp/waves.htm>. Prevzeto 17.2.2010.
- [3] http://en.wikipedia.org/wiki/Airy_wave_theory. Prevzeto 17.2.2010.
- [4] N. F. Barber. *Water waves*. Wykeham publications LTD, London & Winchester 1969.
- [5] <http://www.eustis.army.mil/WEATHER/sea/waves.htm>. Prevzeto 17.2.2010.
- [6] http://www.tpub.com/content/aerographer/14270/css/14270_88.htm. Prevzeto 18.2.2010.
- [7] <http://coastal.er.usgs.gov/hurricanes/impact-scale/water-level.html>. Prevzeto 20.2.2010.
- [8] <http://www.ocean.washington.edu/people/faculty/parsons/549B.html>. Prevzeto 20.2.2010.
- [9] http://en.wikipedia.org/wiki/Longshore_drift. Prevzeto 21.2.2010.
- [10] <http://faculty.gvsu.edu/videticp/longshore.htm>. Prevzeto 20.2.2010.
- [11] <http://chinacat.coastal.udel.edu/cieg682/protect/arthur-jgr62.pdf>. Prevzeto 21.2.2010.