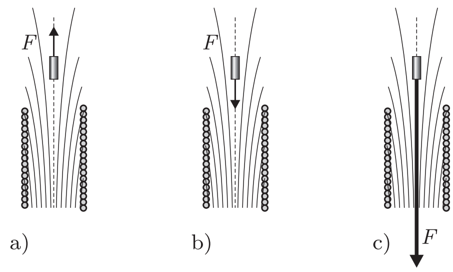
9. Predavanje

December 22, 2016

1 Dijamagnetizam, paramagnetizam i feromagnetizam

Različiti materijali ponašaju se različito u magnetnom polju. Razmotrimo ogled prikazan na Slici 1. Neka je pomoću solenoida realizovano magnetno polje. Na krajevima solenoida polje nije homogeno. Ukoliko se naprave uzorci od različitih materijala u obliku štapića, a zatim se svaki od njih unese u oblast nehomogenog magnetnog polja primećuje se sledeće. Određeni uzorci teže da izađu iz oblasti jačeg magnetnog polja što se manifestuje slabom silom vertikalno naviše. Ovi materijali nazivaju se dijamagnetični. Druga klasa uzoraka teži da se nađe u oblasti jačeg magnetnog polja što se manifestuje slabom silom vertikalno naniže. Ovi materijali nazivaju se paramagnetičnim. Kod treće grupe uzoraka ispoljava se vrlo jaka sila (mnogo veća od pretrhodne dve) koja teži da uvuče uzorak u oblast jačeg magnetnog polja. Ovi materijali nazivaju se feromagnetni.



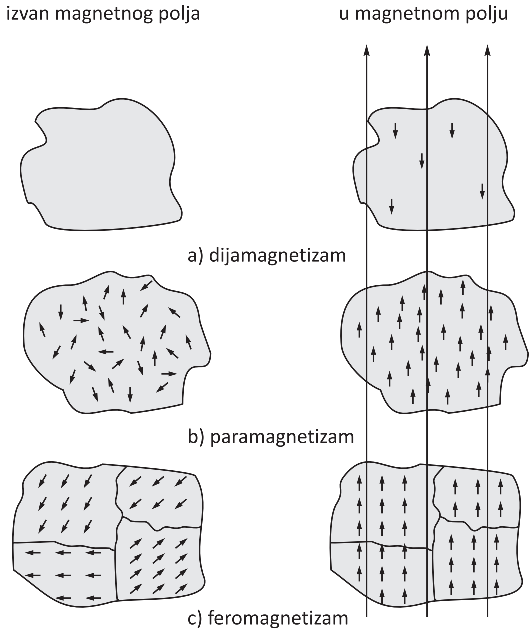
Slika 1 Eksperiment sa materijalima koji imaju različite magnetne osobine. a) Dijamagnetični materijali; b) paramagnetični materijali; c) feromagnetni materijali.

Suština magnetnih osobina materijala je postojanje mikrostruja na nivou atoma. Posmatrajmo uprošćenu sliku atoma vodonika, gde se elektron kreće oko jezgra po kružnoj putanji. Pošto je elektron naelektrisana čestica, možemo smatrati da njegovo kretanje oko jezgra predstavlja malu struju jačine

$$I = \frac{e}{T} \tag{1}$$

gde je e elementarno naelektrisanje, a T vreme potrebno da elektron obiđe jezgro. Dakle možemo smatrati da kretanje elektrona oko jezgra po kružnoj putanji predstavlja zatvorenu strujnu konturu. Ova zatvorena strujna kontura stvara sopstveno magnetno polje atoma. Unošenje ovakvog atoma u spoljašnje magnetno polje izaziva pojavu elektromagnetne indukcije u ovoj mikrokonturi. Elektron pod dejstvom spoljašnjeg polja smanjuje brzinu kretanja oko jezgra.

Molekuli ili atomi dijamagnetičnih materijala sastoje se iz većeg broja elektrona koji kruže po složenim putanjama oko jezgra. Međutim u odsustvu spoljašnjeg polja putanje su takve da se magnetna polja strujnih kontura elektrona međusobno poništavaju. Dakle osnovna strukturna jedinica dijamagnetičnog materijala (može biti atom ili molekul) nema sopstveno magnetno polje. Pod dejstvom spoljašnjeg polja u osnovnoj strukturnoj jedinici dijamagnetičnog materijala dolazi do indukovanja struja koje generišu polje koje teži da poništi spoljašnje polje. Sa druge strane, osnovne jedinice (atomi ili molekuli) paramagnetnih materijala imaju sopstveno magnetno polje. Unošenjem paramagnetičnog materijala u spoljašnje polje dominantan je efekat preusmeravanja nasumično raspoređenih sopstvenih polja konstituenata u pravcu spoljašnjeg polja. Naime i kod paramagnetnih materijala, javlja se dijamagnetičan efekat, ali je on zamaskiran zbog već prisutnog permanentog magnetnog polja. Kod feromagnetnih materijala, osnovni konstituenti takođe imaju sopstveno magnetno polje, ali su grupe konstituenata već usmerene u određenim oblastima (domenima). Pri unošenju feromagnetnog materijala u spoljašnje polje, svi domeni zauzimaju istu orijentaciju što rezultuje u pojavi veoma jakog sopstvenog magnetnog polja. Klasifikacija materijala prema magnetnim osobinama sumirana je na Slici 2.



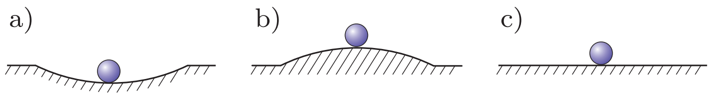
Slika 2 Magnetni materijali u spoljašnjem homogenom magnetnom polju. a) Dijamagnetični materijali u odsustvu polja nemaju sopstveno polje konstituenata; unošenjem dijamagnetika u spoljašnje polje indukuje se sopstveno polje suprotne orijentacije. b) Paramagnetični materijali imaju sopstveno magnento polje konstituenata, ali su nasumično raspoređena; u prisustvu spoljneg polja postoji tendencija da se sopstvena polja konsituenata orijentišu u pravcu spoljašnjeg polja; c) feromagnetni materijali imaju sopstveno magnetno polje konstituenata orijentisano u jednom pravcu unutar određenih oblasti; u prisustvu spoljašnjeg polja dolazi do preusmeravanja sopstvenog polja svih oblasti.

Kvantitativan opis dijamagnetizma, paramagnetizma i feromagnetizma sledi zakone kvantne fizike. U tom smislu data objašnjenja magnetnih osobina materijala samo su fenomenološkog karaktera.

2 Oscilacije i talasi

2.1 Oscilacije

Iz mehanike je poznato da telo može biti u položaju stabilne, labilne i indiferentne ravnoteže (Slika 3).

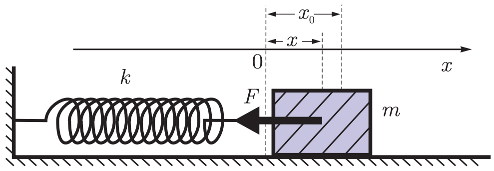


Slika 3 a) Stabilna, b) labilna i c) indiferentna ravnoteža.

Izvođenjem tela iz stabilne ravnoteže može se izazvati specijalni oblik mehaničkog kretanja koji se naziva oscilatorno kretanje. Oscilatorno kretanje je takvo kretanje koje se posle određenog vremena ponavlja na isti ili sličan način. Najjednostavniji slučaj oscilatornog kretanja predstavljaju tzv. harmonijske oscilacije. Telo harmonijski osciluje kada na njega deluje samo jedna sila oblika:

$$\vec{F} = -k\vec{x} \tag{2}$$

Ova sila uvek teži da vrati telo u ravnotežni položaj, pa ukoliko se telo izvede iz ravnotežnog položaja, dolazi do oscilovanja. Ovakav vid oscilacija može se posmatrati na telu mase m koje stoji na horizontalnoj podlozi i vezano je za zid elastičnom oprugom koeficijenta elastičnosti k (Slika 4), pri čemu ne postoji trenje sa podlogom i viskozno trenje (trenje sa okolnom sredinom).



Slika 4 Realizacija harmonijskog oscilovanja.

II Njutnov zakon za ovu situaciju ima oblik:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx \tag{3}$$

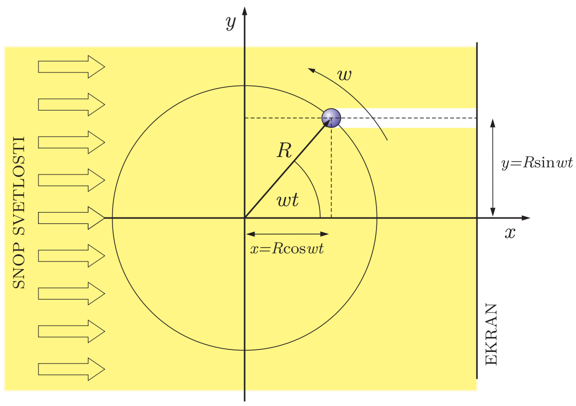
Rešenje ove diferencijalne jednačine može se napisati u vidu:

$$x = x_0 \sin(\omega t + \varphi) \tag{4}$$

što predstavlja jednačinu harmonijskog oscilovanja. Ovo rešenje nam daje informaciju o položaju tela x u proizvoljnom trenutku t. Takođe iz ovog rešenja možemo definisati osnovne veličine kojima opisujemo oscilatorno kretanje:

- x-elongacija: trenutno rastojanje tela od ravnotežnog položaja.
- x_0-amplituda: maksimalna udaljenost tela od ravnotežnog položaja.
- ω-kružna frekvencija oscilovanja.
- φ-početna faza: definiše gde se telo nalazilo u trenutku $t = 0$. Na primer ukoliko je u trenutku $t = 0$ telo bilo u ravnotežnom položaju, prema (4) početna faza oscilovanja je $\varphi = 0$.

Interesantno je da se oscilatorno kretanje dobija projekcijom uniformnog kretanja tela po kružnici na jednu dimenziju (Slika 5).



Slika 5 Projekcija uniformnog kretanja tela po kružnici.

Paralelan snop svetlosti usmeren u pravcu x ose, pravi senku tela na ekranu. Ako je R poluprečnik kružnice po kojoj se kreće telo, kordinata y tela na ekranu u bilo kom trenutku je:

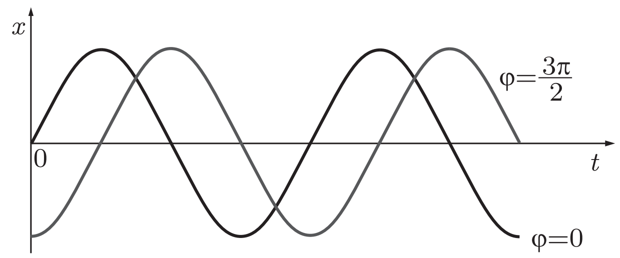
$$y = R \sin \omega t \tag{5}$$

što je analogno izrazu (4).
Za oscilatorno kretanje važno je definisati još nekoliko veličina.

- Period oscilovanja T: vreme potrebno da telo napravi jednu punu oscilaciju.

- Oscilatorna frekvencija (učestanost) ν: predstavlja broj oscilacija u jednici vremena. Ova veličina ima izvedenu jedinicu Herc [Hz]. Veza između perioda oscilovanja i oscilatorne frekvencije je $\nu = \frac{1}{T}$. Takođe postoji veza između kružne i oscilatorene frekvencije $\omega = 2\pi\nu$.

Harmonijske oscilacije predstavljaju se grafički kao funkcija elongacije x od vremena t (Slika 6). Na istom grafiku predstavljene su dve funkcije date formulom (4), sa različitim početnim fazama.

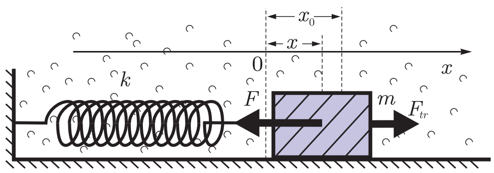


Slika 6 Elongacija u zavisnosti od vremena harmonijskog oscilovanja za dve početne faze.

Takozvano prigušeno oscilovanje javlja se kad na telo pored sile datom izrazom (2) deluje i sila trenja. Najednostavniji oblik sile trenja za analitičko razmatranje je sila viskoznog trenja, koja se javlja pri kretanju tela u fluidima pri čemu telo ne izaziva vrtložno kretanje fluida. Ova sila proporcionalna je brzini kretanja tela i uvek je usmerena suprotno od smera kretanja tela:

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} \tag{6}$$

Na slici 7 je prikazana realizacija ovakvog oscilatornog kretanja.



Slika 7 Prigušeno oscilatorno kretanje.

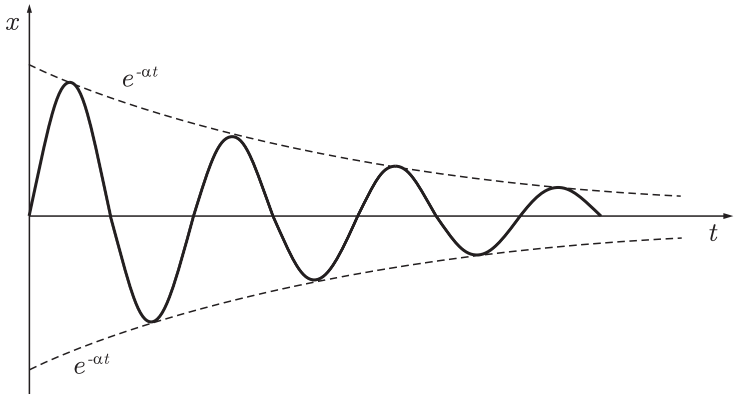
Diferencijalna jednačina koja sledi iz II Njutnovog zakona i uvedene sile trenja za jednodimenzionalni slučaj može se napisati u vidu:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx - \beta\frac{dx}{dt} \tag{7}$$

Rešenje je dato izrazom:

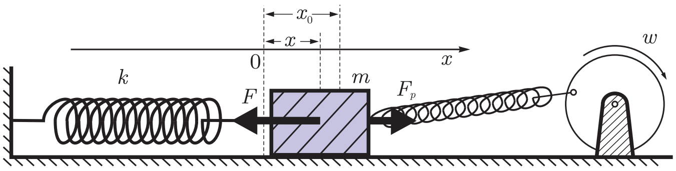
$$x = x_0 e^{-\alpha t}\sin(wt + \varphi) \tag{8}$$

gde je $\alpha = \frac{\beta}{2m}$ i kružna frekvencija oscilovanja $w = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$. Iz rešenja saznajemo da amplituda oscilovanja opada eksponencijalno sa vremeno (faktor $e^{-\alpha t}$). Takođe kružna frekvencija prigušenog oscilovanja w je nešto manja od frekvencije ω_0 koja odgovara harmonijskim oscilacijama, tj. kada nema sile viskoznog trenja. Rešenje dato izrazom (8) obično se predstavlja grafički (Slika 8).



Slika 8 Zavisnost elongacije od vremena kod prigušenog oscilovanja.

Prema grafiku prikazanom na Slici 8, jasno je da bi se sistem zadržao u stanju oscilovanja mora se energija dovoditi spolja. Inače oscilacije nakon određenog vremena iščezavaju. U prisustvu sile viskoznog trenja vrlo velikog intenziteta, moguća je situacija da sistem uopšte ne zaosciluje. Tada govorimo o kritičnom i aperiodičnom prigušenju.
Ukoliko se na telo koje harmonijski osciluje prikazano na Slici 3, priključi sistem koji unosi dodatnu periodičnu silu oblika $F = F_0 \sin wt$, kažemo da sistem prinudno osciluje. Realizacija ovakvog oscilatornog sistema prikazana je na Slici 9.



Slika 9 Na oscilatorni sistem povezana je prinudna sila koja se periodično menja kružnom frekvencijom w.

U odsustvu sile trenja, diferencijalana jednačina za oscilator sa prinudnom silom ima oblik:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -kx + F_0 \sin wt \tag{9}$$

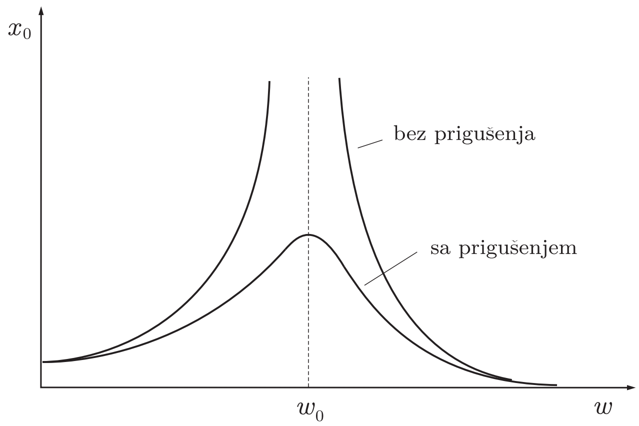
Rešenje ove jednačine je:

$$x = x_0 \sin(wt + \varphi) \tag{10}$$

Dakle telo osciluje kružnom frekvencijom prinudne sile w, a ne sopstevenom frekvencijom ω_0, kojom bi oscilovao bez prinudne sile. Međutim amplituda oscilovanja sada ima vrednost:

$$x_0 = \frac{F_0}{m(\omega_0^2 - w^2)} \tag{11}$$

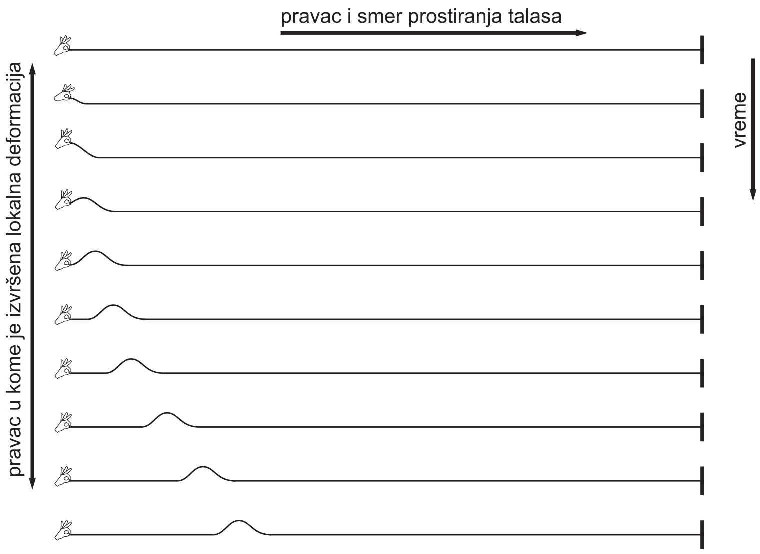
Sledi da ukoliko je frekvencija prinudne sile jednaka sopstvenoj frekvenciji oscilatora $\omega_0 = w$, amplituda dostiže beskonačnu vrednost. U ovim uslovima kažemo da je oscilatorni sistem u rezonanciji. Međutim u realnoj situaciji uvek je prisutna sila trenja, tako da ukoliko je ispunjen uslov za rezonanciju $\omega_0 = w$, amplituda nije beskonačna već dostiže neku maksimalnu vrednost. Grafik zavisnosti amplitude oscilovanja od frekvencije prinudne sile oscilatora, prikazan je na Slici 10. Oscilacije pod dejstvom prinudne sile je vrlo važna fizička pojava. Svaki deo nekog mehaničkog sistem ima svoju rezonantu frekvenciju, te ukoliko se frekvencija prinudne periodične sile poklopi sa sopstvenom frekvencijom tog dela može doći do fizičkog oštećenja ili potpunog uništenja sistema. Sa druge strane, postoje primeri gde je poželjno da se sopstvena frekvencija oscilatora poklopi sa frekvencijom prinudne sile.



Slika 10 Zavisnost amplitude oscilovanja od frekvencije prinudne sile w. Bez prigušenja amplituda ima vertikalnu asimptotu u tački $w = \omega_0$. Sa prigušenjem amplituda dostiže maksimalnu vrednost pri $w = \omega_0$.

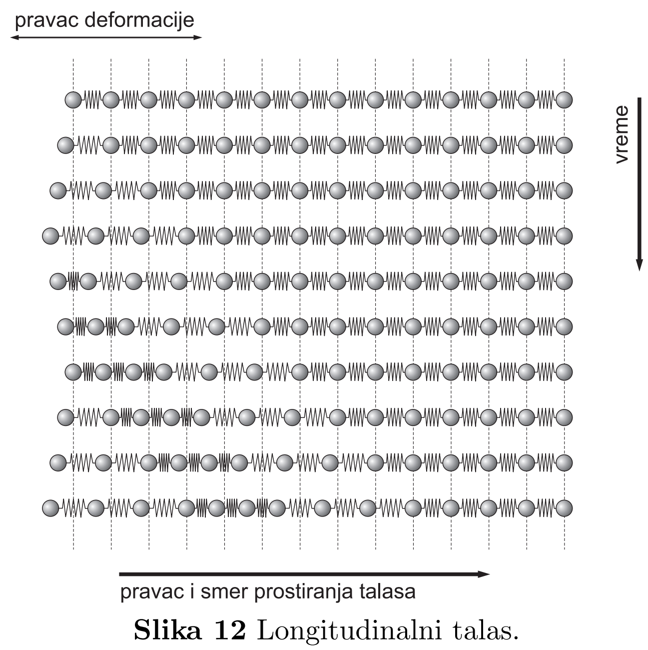
2.2 Talasno kretanje

Ukoliko se oscilator nalazi u gasu ili u elastičnoj sredini (voda, čvrsto telo...), oscilacije se prenose na okolnu sredinu, odnosno dolazi do širenja oscilacija u prostoru. Ovaj vid kretanja naziva se talasno kretanje. Pri talasnom kretanju delići sredine se ne premeštaju duž pravca prostiranja talasa, već samo se pomere ili osciluju oko ravnotežnog položaja. U opštem slučaju lokalana deformacija u elastičnoj sredini, u smislu lokalne promene gustine i pritiska, prenosi se u svim pravcima što se takođe naziva talasnim kretanjem. S obzirom da se radi o mehaničkim deformacijama sredine ovi talasi se nazivaju mehanički talasi. Pored mehaničkih postoje elektromagnetni i gravitacioni talasi.
Najjednostavniji vid talasnog kretanja može se posmatrati na dugačkoj žici čiji se jedan kraj naglo pomeri u vertikalnom pravcu (Slika 11). Deformacija se prenosi u pravcu žice nekom konačnom brzinom koja predstavlja brzinu kretanja talasa. S obzirom da je pravac deformacije normalan na pravac prostiranja talasa, ovaj talas naziva se transverzalnim.



Slika 11 Transverzalni talas.

Talas čiji se pravac lokalne deformacije poklapa sa pravcem prostiranja naziva se longitudinalnim. Ovaj vid talasa može se demonstrirati pomoću sistema prikazanog na Slici 12. Sistem se sastoji od metalnih kuglica koje su povezane istim oprugama. Ravnotežni položaji kuglica označeni su isprekidanim linijama. Ukoliko se jedna kuglica, recimo sa početka niza izvede iz ravnotežnog položaja, opruga povlači sledeću kuglicu iz niza itd. Brzina prenosa dejstva na ostale kuglice u nizu usled lokalne promene položaja kuglice zavisi od elastičnosti kuglica.

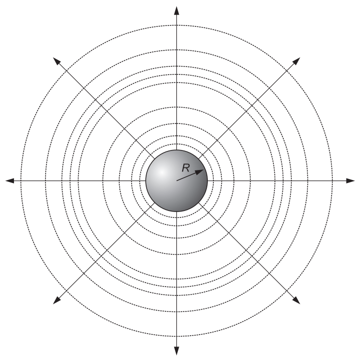


Slika 12 Longitudinalni talas.

Navedeni primeri talasnog kretanja predstavljaju ravne talase jer se deformacija širi samo u jednom pravcu. Sa druge strane, takozvani sferni talas može nastati u vazduhu ili nekoj drugoj elastičnoj sredini ukoliko malo telo sfernog oblika menja poluprečnik po harmonijskom zakonu. Na primer loptica čiji se poluprečnik menja po zakonu:

$$R = R_0(1 + \alpha \sin \omega t) \tag{12}$$

gde je α bezdimenzioni parametar manji od 1, u vazduhu uzrokuje pojavu sfernog talasa. Talasi u gasovitim sredinama uvek su longitudinalni. Međusobnim sudarima molekula gasa prenosi se lokalan deformacija. Talasno kretanje u gasovima praćeno je prenosom lokalne promene pritiska i gustine. Ove promene pritiska i gustine za regularne talase su vrlo male u odnosu na pritisak i gustinu koja inače vlada u datoj gasovitoj sredini.

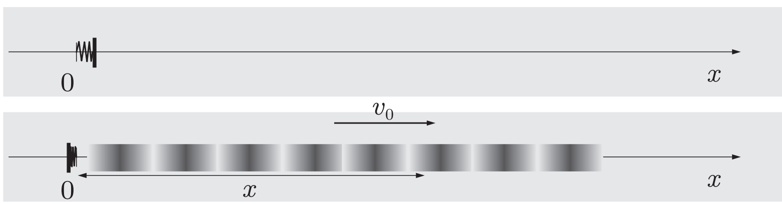


Slika 13 Sferni talas.

Talasi na površini tečnosti ne mogu se svesti na transverzalne ni longitudinalne, već je to veoma složeni vid talasnog kretanja.

2.3 Talasna funkcija

Kada je razmatrano oscilatorno kretanje uvedene su veličine kojima se to kretanje opisuje (amplituda, elongacija, frekvencija...). Ukoliko je uzrok talasnog kretanja harmonijski oscilator, talas će biti opisan istim veličinama, samo što će faza oscilovanja zavisiti i od kordinate na pravcu prostiranja talasa. Kada se opisuje talasno kretanje oznaka x za elongaciju i x_0 za amplitudu obično se zamenjuju grčkim slovom psi ψ. Tako se elongacija kod talasnog kretanja obeležava sa ψ, a amplituda sa ψ_0. Posmatrajmo harmonijski oscilator koji uzrokuje pojavu ravnog talasa u nekoj elatičnoj sredini. Radi jednostavnosti, razmatramo jednodimenzioni problem, tj. oscilacije se mogu prenositi samo duž x-ose. Neka se ovaj oscilator nalazi u kordinatnom početku (Slika 14).



Slika 14 Nastajanje talasa.

Elongacija oscilatora je data izrazom:

$$\psi = \psi_0 \sin \omega t \tag{13}$$

Međutim pošto se oscilacija prenosi i na susedne čestice konačnom brzinom v_0, čestice sredine koje se nalaze na rastojanju x od oscilatora takođe će početi da osciluju, ali u nešto kasnijem trenutku τ. Ovo se zapisuje kao:

$$\psi = \psi_0 \sin \omega(t - \tau) \tag{14}$$

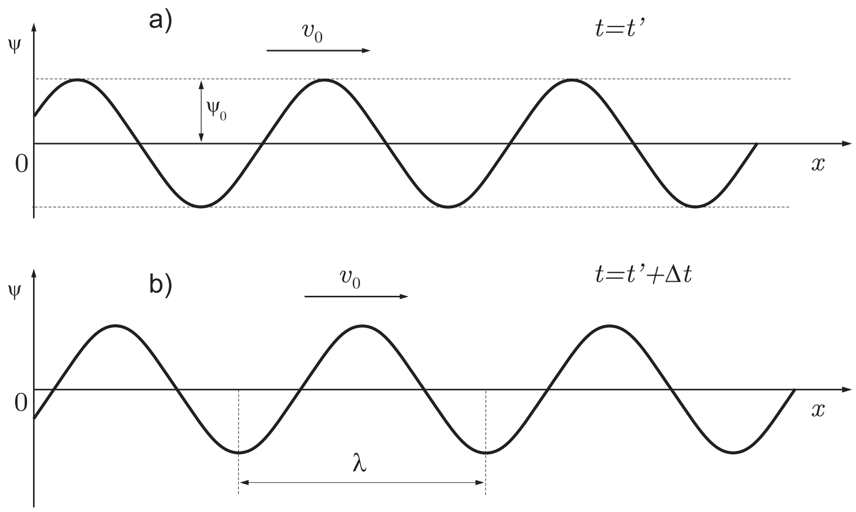
Vreme τ potrebno da deformacija od oscilatora stigne do čestica koje se nalaze na rastojanju x, s obzirom da je brzina prostiranja talasa v_0, iznosi:

$$\tau = \frac{x}{v_0} \tag{15}$$

Ako (15) zamenimo u (14), nalazimo:

$$\psi = \psi_0 \sin \omega (t - \frac{x}{v_0}) \tag{16}$$

Prema jednačini (16), čestice sredine osciluju istom frekvencijom ω kao i oscilator. Funkcija (16) predstavlja elongaciju čestica sredine u trenutku t na kordinati x. Talasna funkcija data izrazom (16) adekvatna je za opis prostiranja ravnog longitudinalnog ili transverzalnog talasa. Međutim pri razmatranju talasnog kretanja, osim brzine prostiranja talasa v_0, uvode se pojmovi talasne dužine λ (lambda) i talasnog broja k. Ravan harmonijski talas može se prikazati grafički. Ukoliko bi se u proizvoljnom trenutku t' izmerile elongacije čestica sredine talasa koji se prostire u pozitivnom smeru x-ose, rezultat bi se mogao prikazati kao na Slici 15.a. U nekom kasnijem trenutku $t' + \Delta t$, faza talasa je nepredovala u smeru x-ose, i zbog toga će se elongacije čestica promeniti (Slika 15.b).



Slika 15 Elongacija čestica sredine duž pravca prostiranja talasa u dva proizvoljna trenutka.

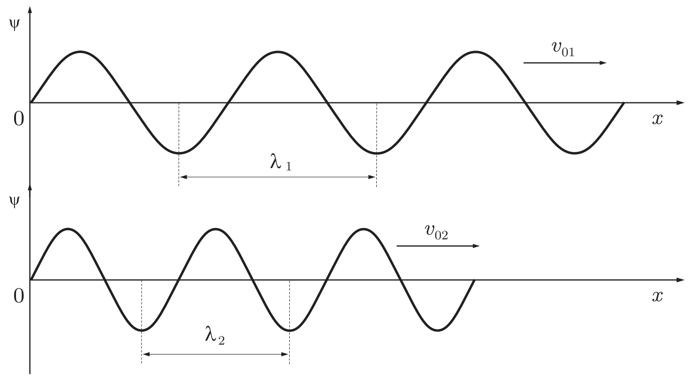
U principu čestice duž x-ose harmonijski osciluju sa frekvencijom izvora, ali sa različitim početnim fazama.
Talasna dužina predstavlja najkraće rastojanje u proizvoljnom trenutku između tačaka koje osciluju sa istim fazama. Ako je period oscilovanja T, veza između talasne dužine i brzine prostiranja talasa je:

$$\lambda = v_0 T \tag{17}$$

S obzirom da je $T = \frac{1}{\nu}$, obično se ova veza zapisuje u vidu:

$$v_0 = \lambda \nu \tag{18}$$

Brzina prostiranja talasa jednaka je proizvodu talasne dužine tog talasa i njegove frekvencije. Jasno je na osnovu relacije (18) da oscilatori istih frekvencija smešteni u sredine sa različitom brzinom prostiranja daju talase različitih talasnih dužina (Slika 16).



Slika 16 Dva talasa uzrokovana istim oscilatorom u različitim sredinama. Brzina prostiranja v_{01} je veća od brzine v_{02}, pa je zbog toga $\lambda_1 > \lambda_2$.

Ako se u izraz za talasnu funkciju (16) zameni izraz (18) dobijamo:

$$\psi = \psi_0 \sin \omega (t - \frac{x}{\lambda \nu}) \tag{19}$$

S obzirom na vezu između kružne i oscilatorne frekvencije $\omega = 2\pi\nu$, izraz (19) postaje:

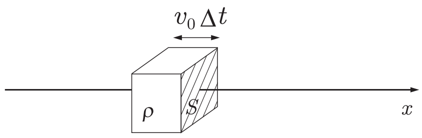
$$\psi = \psi_0 \sin(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda}) \tag{20}$$

Veličina $\frac{2\pi}{\lambda}$ naziva se talasni broj i obeležava se sa k. U tom smislu talasna funkcija dobija konačni oblik:

$$\psi = \psi_0 \sin(\omega t - kx) \tag{21}$$

2.4 Intenzitet talasa

S obzirom da prilikom talasnog kretanja dolazi do interakcije između čestica sredine duž pravca prostiranja talasa, talas prenosi energiju. Fizički intenzitet talasa određuje energiju koju talas prenese u pravcu prostiranja u jednici vremena kroz jedinicu površine koja je normalna na pravac prostiranja talasa (slika 17).



Slika 17 Prenos energije talasnim kretanjem.

Ukupna energija oscilatora data je izrazom:

$$E_u = \frac{m\omega^2 x_0^2}{2} \tag{22}$$

gde je m masa tela koje osciluje, ω kružna frekvencija oscilovanja i x_0 amplituda oscilovanja. Ako amplitudu oscilovanja x_0 zamenimo sa oznakom adekvatnom za talasno kretanje ψ_0 i ukupnu masu čestica, koje zaosciluju pod dejstvom talasa na dužini $v_0\Delta t$, izrazimo preko gustine date sredine, nalazimo:

$$E_u = \frac{\rho v_0 \Delta t S \omega^2 \psi_0^2}{2} \tag{23}$$

S obzirom na definiciju intenziteta talasa,

$$I = \frac{E_u}{\Delta t S} \tag{24}$$

sledi izraz za intenzitet talasa:

$$I = \frac{1}{2} \rho v_0 \omega^2 \psi_0^2 \tag{25}$$

Jedinica za intenzitet talasa je vat po metru kvadratnom $[\frac{W}{m^2}]$. Brzina kojom se prenosi energija talasa jednaka je brzini prostiranja talasa.

2.5 Brzina talasa u različitim sredinama

Brzina prostiranja mehaničkih talasa zavisi od sredine kroz koju se on prostire i vrste talasa (longitudinalni ili transverzalni). Strožijim pristupom prenošenju deformacija kroz elastičnu sredinu može se doći do egzaktnih relacija za izračunavanje brzine mehaničkih talasa. Na primer izraz za brzinu mehaničkog talasa u gasovitim supstancama je:

$$v_0 = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} \tag{26}$$

gde je κ adijabatska konstanta za dati gas. Ona predstavlja odnos molarnih toplota pri konstantnom pristisku i konstantnoj zapremini $v_0 = \frac{C_p}{C_V}$. Ovaj odnos zavisi od broja atoma koji ulaze u sastav pojedinih molekula koji čine gas (dvoatomski molekul, troatomski i višeatomski). Takođe zavisi i od zastupljenosti molekula određene vrste u gasu. Uslovi u kojima se nalazi gas definisani su preko pritiska p i njegove gustine ρ. Navedeni izraz određuje brzinu longitudinalnih mehaničkih talasa u gasovima.
U čvrstim telima takođe se javljaju longitudinalni talasi pri čemu je brzina njihovog prostiranja data izrazom:

$$v_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \tag{27}$$

gde je E Jangov moduo za elastičnost sredine, a ρ gustina čvrstog tela. U čvrstim telima mehanički talasi se znatno brže prostiru nego u gasovima jer atomi u čvrstim telima su vezani elektrostatičkim silama.
Za transverzalne talase (na primer prostiranje transverzalnih talasa na zategnutoj žici) izraz za brzinu prostiranja talasa je dat preko sile zatezanja žice F i podužne gustine γ (masa žice po jedinici dužine):

$$v_0 = \sqrt{\frac{F}{\gamma}} \tag{28}$$

2.6 Apsorpcija talasa

U realnoj situaciji amplituda ravnog talasa koji se prostire kroz elastičnu sredinu opada sa rastojanjem po eksponencijalnom zakonu:

$$\psi_0 = \Psi_0 e^{-\alpha x} \tag{29}$$

gde je α koeficijent apsorpcije za datu sredinu. Pri prenošenju energije talasnim kretanjem, deo energije se transformiše u toplotu, odnosno u haotično kretanje. Intenzitet sfernog talasa opada sa rastojanjem i u idelanoj situaciji gde je apsorpcija jednaka nuli. Ovo je zbog toga što se energija koju prenosi talas raspoređuje po sve većoj površini sfere. Amplituda sfernog talasa je data izrazom:

$$\psi_0 = \frac{\Psi_0}{r} \tag{30}$$

gde je r rastojanje od oscilatora.

Teoriju o stojećim talasima naučiti iz praktikuma-Laboratorijska vežba Ispitivanje rezonancije

Pogledati animacije: http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/waves/wavemotion.html

ZADATAK

U nekom gasu gustine $\rho = 2kg/m^3$ koji se nalazi pod pritiskom $p = 2 \cdot 10^6 Pa$, čija je adijabatska konstanta $\kappa = 1,67$ prostire se ravan progresivni talas oblika $\psi = \psi_0 \sin(\omega t - kx)$. Amplituda ovog talasa je $\psi_0 = 8 \cdot 10^{-6} m$, a frekvencija $\nu = 10kHz$

a) *Izračunati brzinu prostiranja ovog talasa;*

b) *Odrediti talasnu dužinu ovog talasa λ, a potom napisati talasnu funkciju sa konkretnim brojevima;*

c) Izračunati elongaciju čestica na kordinati $x = 30m$ u trenutku $t = 82s$;

d) Koliki je intenzitet ovog talasa u $\frac{W}{m^2}$.

REŠENJE

a) Brzinu određujemo iz Laplasovog obrasca:

$$v_0 = \sqrt{\frac{\kappa p}{\rho}} = \sqrt{\frac{1,67 \cdot 2 \cdot 10^6 Pa}{2kg/m^3}} = 1292,3m/s \tag{1}$$

b) Talasna dužina se izračunava pomoću obrasca:

$$\lambda = \frac{v_0}{\nu} = \frac{1292,3m/s}{10000Hz} = 0,129m \tag{2}$$

Za talasnu funkciju treba izračunati kružnu frekvenciju: $\omega = 2\pi\nu = 62832 rad/s$; i talasni broj $k = \frac{2\pi}{\lambda} = 48,7m^{-1}$. Talasna funkcija je:

$$\psi = \psi_0 \sin(\omega t - kx) = 8 \cdot 10^{-6} \sin(62832t - 48,7x)[m] \tag{3}$$

c) Traženu elongaciju nalazimo pomoću dobijenog izraza (3) ako uvrstimo $x = 30$ i $t = 82$. Sledi $\psi = 5 \cdot 10^{-6}m$.

d) Intenzitet ovog talasa je:

$$I = \frac{1}{2}\rho v_0 \omega^2 \psi_0^2 = \frac{1}{2} \cdot 2\frac{kg}{m^3} \cdot 1292,3\frac{m}{s} \cdot (62832\frac{rad}{s})^2 \cdot (8 \cdot 10^{-6}m)^2 = 326\frac{W}{m^2} \tag{4}$$

što je vrlo veliki intenzitet!

Zadaci za samostalni rad: 4.1; 4.2 iz: Zbirka zadataka iz fizike - mašinski odsek, Ljuba Budinski-Petković, Ana Kozmidis-Petrović, Milica Vučinić Vasić, Ivana Lončarević, Aleksandra Mihailović, Dušan Ilić, Robert Lakatoš.
FTN Izdavaštvo, Novi Sad.