**Mechanické vlnenie**

Keď vlnenie dospeje na koniec radu bodov, tak koniec radu bodov môže byť voľný alebo pevný. Ak vlnenie dospeje na koniec radu, ktorý je voľný, posledný bod radu pôsobí na predchádzajúci, ten na predchádzajúci. Vlnenie pokračuje opačným smerom bez zmeny fázy. Hovoríme, že na voľnom konci radu sa vlnenie odráža s rovnakou fázou. Ak vlnenie dospeje na koniec radu, ktorý je pevný, ten nemôže kmitať a reakciou vznikne sila, ktorá vychýli predchádzajúci bod opačným smerom – vlnenie pokračuje opačným smerom s fázou zmenenou o π. Hovoríme, že na pevnom konci radu sa vlnenie odráža s opačnou fázou.

**Interferencia vlnení**

V pružnom prostredí môže súčasne postupovať viac vlnení z rôznych zdrojov. Ak sa dve alebo viac vlnení dostane do toho istého bodu prostredia, bod bude konať zložený kmitavý pohyb**. Interferencia vlnení je skladanie dvoch alebo viacerých vlnení tak, že okamžitá výchylka každého bodu, do ktorého sa vlnenia dostali, sa rovná vektorovému súčtu okamžitých výchyliek vlnení.** Interferencia vlnení je jav zložitý, a preto spomeniem iba interferenciu dvoch vlnení s rovnakou amplitúdou a frekvenciou v rade bodov s rovnobežnými smermi kmitov. Interferencia je charakteristický jav pre každé vlnenie. Často je kritériom pri rozhodovaní o tom, či istý fyzikálny jav má alebo nemá vlnovú povahu.

Ak obe interferujúce vlnenia majú rovnicu: $y\left(x,t\right)=y\_{m }\sin(2π)\left(\frac{t}{T}+\frac{x}{λ}\right)$, pre okamžité výchylky a fázy v bode A, ktorý je od zdrojov Z1 (Z2) vzdialený o x1 (x2), platí:

 $y\_{1}=y\_{m }\sin(2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x\_{1}}{λ}\right))$, $φ\_{1}=$ $2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x\_{1}}{λ}\right),$

$y\_{2}=y\_{m }\sin(2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x\_{2}}{λ}\right))$, $φ\_{1}=$ $2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x\_{2}}{λ}\right)$.

Potom fázový rozdiel vlnení v bode A je $∆φ=2π\frac{Δx}{λ}$ , kde Δx = x2 – x1 je dráhový rozdiel vlnení. Vlnenia, ktorých fázový rozdiel sa s časom nemení, sa nazývajú koherentné. Pre okamžitú výchylku výsledného vlnenia v bode A platí:

$y=y\_{1}+y\_{2}=y\_{m }\sin(2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x\_{1}}{λ}\right))+y\_{m }\sin(2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x\_{2}}{λ}\right))$,

$$y=2y\_{m}\cos(π)\frac{Δx}{λ} ∙\sin(2π\left(\frac{t}{T}-\frac{x\_{1}+x\_{2}}{2λ}\right) ). $$

Amplitúda výsledného vlnenia je $Y=\left|2y\_{m}cosπ\frac{Δx}{λ}\right|$, teda v závislosti od dráhového rozdielu Δx vlnení môže nadobúdať každú hodnotu od 0 po 2ym. Extrémne prípady sú:

1) Y = 0, teda vlnenia sa interferenciou rušia, ak $π\frac{Δx}{λ}=\left(2k-1\right)\frac{π}{2}$ , kde k$\in Z$. Dráhový rozdiel vlnení je $∆x=\left(2k-1\right)\frac{λ}{2} $, resp. fázový rozdiel je $Δφ=\left(2k-1\right)π $. Hovoríme, že vlnenia v bode A sú vo fáze.

2) Y = 2ym, teda vlnenia sa interferenciou maximálne zosilňujú, ak $π\frac{Δx}{λ}=kπ , $kde $k\in Z$. Dráhový rozdiel vlnení je $∆x=kλ$ , resp. fázový rozdiel je $∆φ=k2π$. Hovoríme, že vlnenia sú v bode A vo fáze.

**Šírenie vlnenia v priestore**

V priestore vlnenie postupuje od zdroja všetkými smermi. Množina všetkých bodov prostredia, do ktorých sa vlnenie dostane v tom istom čase, sa nazýva vlnoplocha. Všetky body vlnoplochy kmitajú s rovnakou fázou. Vlnoplocha, ktorá je v danom okamihu najvzdialenejšia od zdroja, sa nazýva čelo vlnenia. Myslená čiara, po ktorej postupuje energia vlnenia, sa nazýva lúč. **V homogénnom izotropnom prostredí je fázová rýchlosť vo všetkých bodoch a vo všetkých smeroch rovnaká,** preto vlnoplochy vlnenia bodového zdroja sú guľové plochy so stredom v zdroji. V izotropnom prostredí je lúč kolmica na vlnoplochu. V anizotropnom prostredí môžu mať vlnoplochy iný tvar. Vlnenie, ktorého vlnoplochy sú rovinné, sa nazýva rovinné vlnenie. Šírenie vlnenia v priestore skúmal holandský fyzik Christian Huygens a v roku 1687 vyslovil tzv. **Huygensov princíp: Každý bod prostredia, do ktorého sa dostalo vlenenie, je zdrojom elementárneho vlnenia, ktoré sa šíri elementárnymi guľovými vlnoplochami. Ak poznáme vlnoplochu v čase t, tak vlnoplochu v čase t + Δt zostrojíme ako vonkajšiu obálku elementárnych guľových vlnoplôch.** Vychádzal z predpokladu, že elementárne vlnenia sa interferenciou zosilňujú iba v mieste vonkajšej obálky, kým v iných smeroch sa rušia. Význam tohto princípu je v tom, že umožňuje konštruovať vlnoplochu v istom čase, ak je známa vlnoplocha v niektorom predchádzajúcom čase bez toho, aby sme poznali zdroj vlnenia.

**Ohyb vlnenia**

**Ohyb (difrakcia) vlnenia je jav spočívajúci v tom, že pri prechode vlnenia v blízkosti prekážky preniká vlnenie aj do oblasti geometrického tieňa prekážky.** Ak rozmery prekážky sú oveľa väčšie ako vlnová dĺžka vlnenia, prekážka „zakryje“ účinnú plochu, preto vlnenie za prekážkou bude zanedbateľné. Ak rozmery prekážky sú porovnateľné s vlnovou dĺžkou, vlnenie sa za prekážku dostane. **Ohyb vlnenia nastáva pri prechode okolo každej prekážky, ale pozorovateľný je iba vtedy, keď rozmery prekážky sú porovnateľné s vlnovou dĺžkou vlnenia.** Ak rozmery prekážky sú oveľa väčšie ako vlnová dĺžka vlnenia, ohyb vlnenia môžeme zanedbať a môžeme predpokladať, že vlnenie sa šíri priamočiaro.

**Stojaté vlnenie**

**Stojaté vlnenie v bodovom rade vznikne interferenciou dvoch proti sebe postupujúcich vlnení s rovnakou amplitúdou a frekvenciou, ak smery kmitov oboch vlnení sú rovnobežné.**

Nech rovnice uvažovaných vlnení sú:

$y\_{1}=y\_{m }\sin(2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x}{λ}\right))$ (vlnenie v kladnom smere osi x),

$y\_{2}=y\_{m }\sin(2π\left(\frac{t}{T}+\frac{x}{λ}\right))$ (vlnenie v zápornom smere osi x).

Potom rovnica výsledného vlnenia vzniknutého interferenciou bude:

$y=y\_{1}+y\_{2}=2y\_{m }\cos(2π)\left(\frac{x}{λ}\right)$ sin $2π\frac{t}{T}$ ,

kde Y$=\left|2y\_{m} cos2π\frac{x}{λ}\right|$ je amplitúda jednotlivých bodov.

Z rovnice výsledného vlnenia vzniknutého interferenciou vyplýva:

**1. Body radu kmitajú s rôznou amplitúdou. V rade existujú body, ktoré kmitajú s nulovou amplitúdou – uzlové body – pre ich polohu platí:** $2π\frac{x}{λ}$ $=(2k-1)\frac{π}{2}$ , kde k$\in Z$ , potom $x=\left(2k-1\right)\frac{λ}{4}$ .

**V rade existujú body, ktoré kmitajú s amplitúdou Y**$=2y\_{m}$ **– kmitne –** pre ich polohu platí: 2$π\frac{x}{λ}=kπ$ , kde k $\in Z$ , potom x$=k\frac{λ}{2}$ .

**2. Všetky body kmitajú s rovnakou frekvenciou.**

**3. Body v tej istej polvlne kmitajú s rovnakou fázou. Body v susedných polvlnách kmitajú s opačnou fázou.**

**Vlnenie s týmito vlastnosťami sa nazýva stojaté vlnenie. V stojatom vlnení je vzdialenosť susedných uzlov d = λ/2,** vzdialenosť susedných kmitní je tiež λ/2, najmenšia vzdialenosť uzla a kmitne je λ/4.

Základné charakteristiky postupného a stojatého vlnenia:

* Pri postupnom vlnení kmitajú všetky body radu s rovnakou amplitúdou (ak neuvažujeme straty energie), ale s rôznou fázou, pričom istá hodnota fázy postupuje radom bodov.
* Pri stojatom vlnení kmitajú všetky body jednej polvlny s rovnakou fázou, ale odlišujú sa v amplitúde. **Pri stojatom vlnení, na rozdiel od postupného vlnenia, nenastáva prenos energie.**

**Stojaté vlnenie v ohraničenom prostredí sa nazýva chvenie.**

Uvažujme rad bodov s konečnou dĺžkou d. Ak jeden bod radu rozkmitáme, vlnenie postupuje oboma smermi, na koncoch radu sa odrazí a interferenciou vznikne stojaté vlnenie. Pri odraze na voľnom konci radu nenastáva zmena fázy. Teda pri odraze na voľnom konci radu interferujú dve vlnenia s rovnakou fázou, preto na voľnom konci radu vznikne kmitňa stojatého vlnenia. Pri odraze na pevnom konci radu sa fáza zmení na opačnú, čomu zodpovedá dráhový rozdiel $Δx=\frac{λ}{2}$ , preto na pevnom konci radu bude uzol stojatého vlnenia. Ak rad bodov s dĺžkou d je na oboch koncoch upevnený, môže v ňom vzniknúť iba také stojaté vlnenie, ktoré má na oboch koncoch uzly. Pre vlnovú dĺžku λk potom bude platiť: $d=k\frac{λ\_{k}}{2}$ , kde k = 1, 2, 3,....

Frekvencia $f\_{1}=\frac{v}{2d}$ sa nazýva základná frekvencia, ostatné sú vyššie harmonické frekvencie. Ak rad bodov s dĺžkou d je na jednom konci upevnený a na druhom voľný, môže v ňom vzniknúť iba také stojaté vlnenie, ktoré má na jednom konci uzol a na druhom kmitňu. Pre vlnovú dĺžku λk potom bude platiť: $d=\left(2k-1\right)\frac{λ\_{k}}{4}$ , kde k = 1, 2, 3, ...

Frekvencia vlnenia bude $f\_{k}=\left(2k-1\right)\frac{v}{4d}$ , kde v je rýchlosť šírenia vlnenia, k = 1, 2, 3, ...

Frekvencia $f\_{1}=\frac{v}{4d}$ je základná frekvencia, ostatné sú vyššie harmonické frekvencie.

Ak chceme zmeniť základnú frekvenciu chvenia napr. gitarovej struny, môžeme to urobiť tak, že zmeníme jej dĺžku d, alebo zmeníme napätie struny, čím sa zmení fázová rýchlosť vlnenia v strune. Vo všeobecnosti v pružných telesách môže vzniknúť iba chvenie istej množiny frekvencií, ktorá je určená vlastnosťami telesa, spôsobom jeho upevnenia a rozkmitania.

Použitá literatúra:

Sander Bais: *Rovnice. Symboly poznání*, Dokorán 2009, 96 s., ISBN 978-80-7363-228-1

Heinz Gasha, Stefan Pflanz: *Kompedium fyziky*, Univerzum 2008, 488 s., ISBN 978-80-242-2013-0