



ŽILINSKÁ UNIVERZITA V ŽILINE

Fakulta elektrotechniky
a informačných technológií

NÁVODY K LABORATÓRNÝM CVIČENIAM 1

Gabriela Tarjániová, Tomáš Mizera

Žilinská univerzita v Žiline
EDIS-vydavateľstvo UNIZA
2023



ŽILINSKÁ UNIVERZITA V ŽILINE

Fakulta elektrotechniky a informačných technológií

RNDr. Gabriela Tarjányiová, PhD., Ing. Tomáš Mizera, PhD.

NÁVODY K LABORATÓRNÝM CVIČENIAM 1

Žilinská univerzita v Žiline
EDIS-vydavateľstvo UNIZA
2023

Vydanie tejto publikácie bolo finančne podporené projektom KEGA č. 023ŽU-4/2021:
Rozvoj intelektuálnych spôsobilostí a manuálnych zručností v STEM vzdelávaní.

Recenzenti prof. Mgr. Ivan Martinček, PhD.
RNDr. Zuzana Gibová, PhD.

© Gabriela Tarjányiová, Tomáš Mizera, 2023

ISBN 978-80-554-2044-8

SKÚMANIE STOJATÉHO VLNENIA NA STRUNE

Úlohy

A. Odmerať základnú a vyššie rezonančné frekvencie pre rôzne hodnoty napínacej sily a porovnať ich s hodnotami vyplývajúcimi z teórie

Teoretický úvod

Kmitavý pohyb alebo **kmitanie** je všeobecne taký pohyb hmotného bodu (telesa), pri ktorom bod neprekročí istú konečnú vzdialenosť od rovnovážnej polohy (amplitúdu). V rovnovážnej polohe sú všetky sily pôsobiace na hmotný bod navzájom v statickej rovnováhe. Je to taká poloha, ktorú by hmotný bod zaujal, keby bol v pokoji. Ak sa kmitavý pohyb opakuje po rovnako veľkom časovom intervale T (perióde), nazývame ho **kmitavý periodický pohyb**. Prevrátená hodnota periódy T sa nazýva frekvencia f a vyjadruje koľkokrát sa kmit alebo iný periodický dej zopakuje za jednu sekundu. Jednotkou frekvencie f je $s^{-1} = \text{Hz}$.

Proces, prostredníctvom ktorého sa z jedného miesta prostredia prenáša kmitavý pohyb hmotného bodu na iný hmotný bod a postupne do celého prostredia bez toho, aby sa presúvali samotné kmitajúce hmotné body, nazývame vlnenie, presnejšie, postupné vlnenie alebo postupná vlna. Prostredie, v ktorom sa mechanické vlnenie šíri nazývame pružné. Takéto „šírenie kmitov“ alebo vlny môže nastávať prakticky v každej látke (tuhej, kvapalnej i plynnej). Vlny sa šíria v pružných prostrediach v tuhých látkach a kvapalinách v dôsledku silového pôsobenia medzi atómami, resp. molekulami. V plynch sa napríklad vlny šíria v dôsledku stlačiteľnosti plynu ako zmena tlaku. Vo všeobecnosti môžeme považovať vlny za fyzikálny proces, pri ktorom dochádza k prenosu energie medzi kmitajúcimi časťami prostredia bez toho, aby prebiehal aj prenos látky v smere šírenia vlny. Vlnenie je charakterizované periódou T , frekvenciou f a vlnovou dĺžkou λ . Vlnová dĺžka je určená vzdialenosťou, ktorú vlnenie prejde za dobu jednej periódy, čiže $\lambda = vT$, kde v je rýchlosť, ktorou sa vlnenie v danom prostredí šíri. Rýchlosť v môžeme pomocou vlnovej dĺžky λ a frekvencie f vyjadriť nasledovným vzťahom

$$v = f\lambda. \quad (1)$$

V prostredí sa môžu súčasne šíriť viaceré vlny. V tej oblasti prostredia, v ktorej sa vlnenia prekrývajú, nastáva skladanie (interferencia) vln, ktoré sa prejavuje tým, že výsledný kmitavý pohyb hmotných elementov prostredia, ktorým sa šíria vlny, má v niektorých miestach väčšiu, v iných miestach menšiu amplitúdu, ktorá bude závisieť od rozdielu fáz skladaných kmitov a ich amplitúd v danom mieste.

Skúmame prípad interferencie (skladania) dvoch vln s rovnakou amplitúdou a frekvenciou šíriacich sa rýchlosťou v oproti sebe v rade bodov. Nech sa obe vlnenia stretávajú v čase $t = 0$ s v mieste O so súradnicou x tak, že medzi kmitmi hmotných bodov prislúchajúcich obidvom vlnám nie je v tomto mieste fázový posun. Tento prípad popisujú nasledujúce

rovnice. Okamžitá výchylka vlnenia šíriaceho sa vpravo (v kladnom smere osi x) je určená vzťahom

$$y_1(x, t) = y_m \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (2)$$

Okamžitá výchylka vlnenia šíriaceho sa vľavo (v zápornom smere osi x) je určená vzťahom

$$y_2(x, t) = y_m \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda} \right). \quad (3)$$

Výsledná okamžitá výchylka v danom mieste so súradnicou x je určená súčtom oboch okamžitých výchyliek jednotlivých vln

$$y(x, t) = y_1(x, t) + y_2(x, t) = 2y_m \cos 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} \right) \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} \right). \quad (4)$$

Zo vzťahu (4) je zrejmé, že vo všetkých polohách bodovej rady vzniknú jednoduché harmonické kmity s rovnakou fázou, ale výsledná amplitúda y_v týchto kmitov závisí od vzdialenosti x od bodu, ktorý sme si zvolili ako začiatok O

$$y_v = 2y_m \cos 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} \right). \quad (5)$$

Amplitúda bude najväčšia v miestach, pre ktoré platí

$$\cos 2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm 1, \text{ teda pre } x = 0, \pm \frac{\lambda}{2}, \pm \frac{2\lambda}{2}, \pm \frac{3\lambda}{2}, \dots \quad (6)$$

Body, ktoré kmitajú s najväčšou amplitúdou a sú od začiatku O vo vzdialenostiach rovných celému násobku polovice vlnovej dĺžky alebo párnemu násobku štvrtiny vlnovej dĺžky λ , nazývame **kmitne**. Medzi kmitňami ležia **uzly**, t. j. miesta, v ktorých sú body v pokoji. Amplitúda uzlov je stále nulová, $y_v = 0$, za podmienky

$$\cos 2\pi \frac{x}{\lambda} = 0, \text{ teda pre } x = \pm \frac{\lambda}{4}, \pm \frac{3\lambda}{4}, \pm \frac{5\lambda}{4}, \dots \quad (7)$$

Uzly vznikajú v miestach, v ktorých súradnica x nadobúda hodnotu rovnú nepárnemu násobku štvrtiny vlnovej dĺžky λ . Zo vzťahov (4) a (5) vidíme, že výsledné vlnenie, ktoré vzniklo superpozíciou proti sebe postupujúcich rovnakých vln, nepostupuje v smere a ani proti smeru osi x . Takéto vlnenie nazývame **stojaté vlnenie**. Pri stojatom vlnení kmitajú všetky body prostredia s rovnakou fázou vo všetkých bodoch vzdialených od seba o vlnovú dĺžku, s opačnou fázou v bodoch vzdialených o polovicu vlnovej dĺžky, ale s amplitúdou y_v periodicky závislou od polohy bodu v priestore, vzťah (5). Ak dochádza k vytvoreniu stojateho vlnenia v bodovej rade obmedzenej na oboch stranách v dôsledku odrazov postupných vlnení na koncoch bodovej rady, nazývame ho tiež **chvenie** (napr. struna, tyč, ...). Ak má bodový rad obidva konce pevné, môžeme pozorovať vznik iba stojatej vlny s uzlami na oboch koncoch

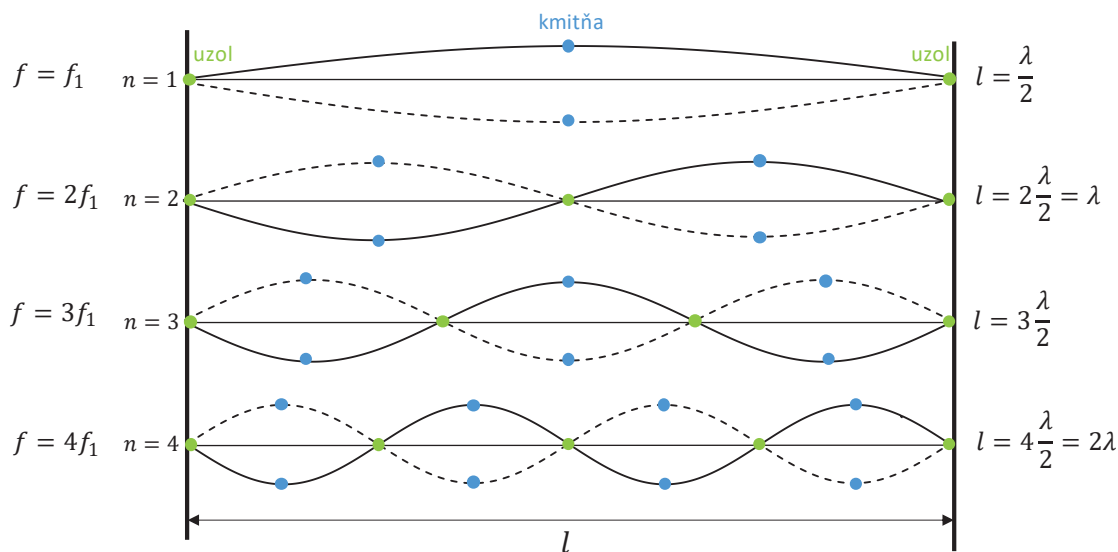
(Obr. 1.). Pretože sú dva susedné uzly vzdialené o polovicu vlnovej dĺžky, musí byť na celej dĺžke l bodovej rady celočíselný počet polvln, teda

$$l = n \frac{\lambda_n}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (8)$$

Frekvencia chvenia radu potom bude

$$f_n = \frac{v}{\lambda_n} = \frac{n}{2l} v, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (9)$$

kde v je rýchlosť šírenia sa vln bodovou radou.



Obr. 1. Grafické znázornenie stojateho vlnenia na strune s dvoma pevnými koncami

Chvenie s počtom polvln $n = 1$ nazývame základným alebo chvením so základnou frekvenciou, chveniu s počtom polvln $n = 2, 3, \dots$ hovoríme chvenie s vyššími harmonickými frekvenciami. Vyššie frekvencie chvenia, ktoré sú celočíselným násobkom základnej frekvencie, $f_n = n f_1$, $n > 1$, sa teda nazývajú vyššími harmonickými. Okrem základného chvenia vznikajú vždy i chvenia s vyššími harmonickými frekvenciami, pričom o ich počte a ich amplitúde (intenzite) rozhoduje spôsob rozochvenia príslušného útvaru. Napr.: strunu môžeme rozochvieť sláčikom (husle), brnknutím (gitaru), úderom (klavír) a pod.

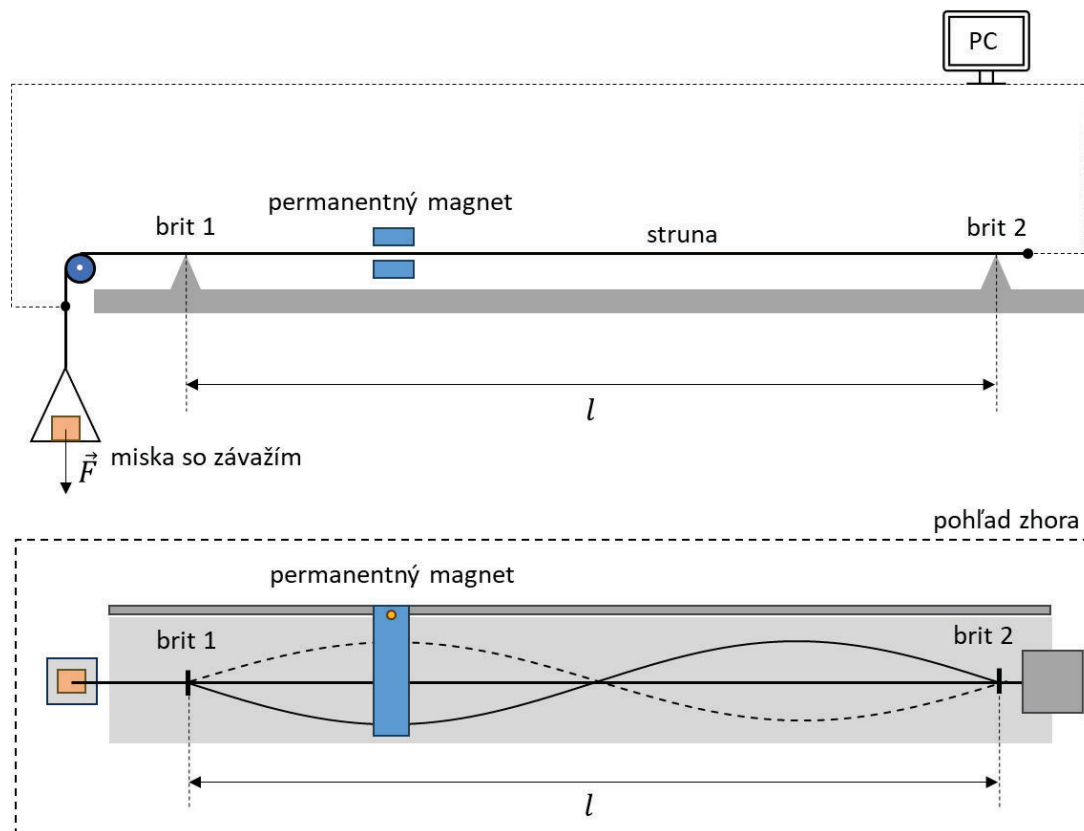
Ak pôsobíme na niektoré miesto struny (nie však uzol) harmonickou silou, ktorej frekvencia odpovedá niektorej z frekvencií f_n , nastane rezonancia a struna sa začne chvieť s touto frekvenciou. Okrem toho môžeme rezonančnú frekvenciu meniť zmenou veľkosti sily F , ktorá strunu napína.

Poznámka: Pri rezonancii všetky body sústavy kmitajú s jednou frekvenciou, rezonančnou frekvenciou, a v rôznych miestach sústavy majú rôznu amplitúdu, ktorá, ak neprihliadame k tlmeniu, je stála.

Budeme skúmať stojaté vlnenie (chvenie) vytvorené na strune. Struna je útvar, ktorého priečne rozmery voči dĺžke môžeme zanedbať. Nech struna má dĺžku l , potom jej jednotka dĺžky má hmotnosť $\mu = \frac{m}{l}$ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-1}$), kde veličinu μ nazývame lineárna hustota. Ak vyjadríme hmotnosť m struny pomocou objemu struny $V = \frac{\pi d^2}{4} l$ (struna má tvar valca, teda použijeme objem valca) a objemovej hustoty ρ materiálu struny, dostaneme vzťah pomocou ktorého môžeme určiť lineárnu hustotu struny $\mu = \frac{\pi d^2 \rho}{4}$. Vlnenie sa v strune, ktorá je napínaná silou F , šíri rýchlosťou

$$v = \sqrt{\frac{F}{\mu}}. \quad (10)$$

Popíšeme si jedno z možných zariadení na skúmanie rezonančného chvenia struny (Obr. 2.). Struna z elektricky vodivého materiálu je na jednom konci upevnená a na druhom konci je vedená cez kladku a napínaná miskou so závažím. Struna je napínaná medzi pólmi magnetu, ktorý je možné pozdĺž struny posúvať. Chvenie struny budíme tak, že strunou necháme prechádzať striedavý prúd so známou frekvenciou. V poli magnetu potom na strunu pôsobí harmonická sila frekvencie f , ktorá smeruje kolmo na strunu a zároveň kolmo na smer magnetického poľa.



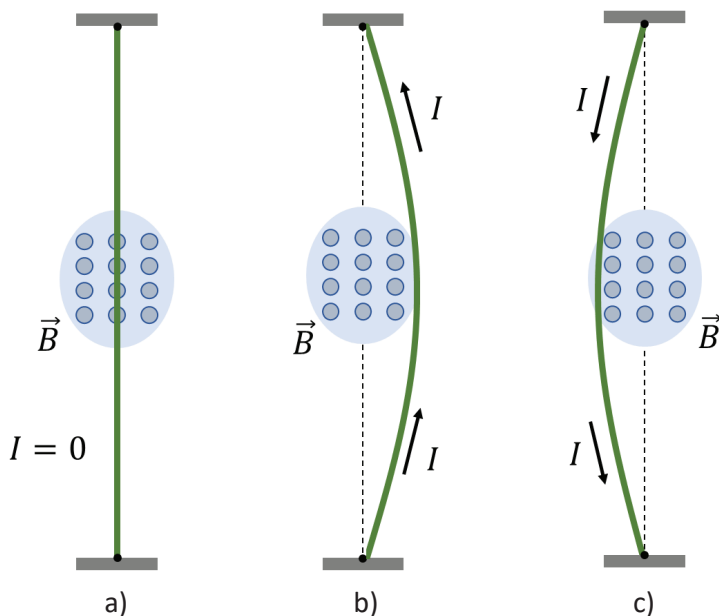
Obr. 2. Schéma zapojenia pre skúmanie stojatého vlnenia na strune pri pohľade na zapojenie z boku a zhora

Pri konštantnej veľkosti napínacej sily F môžeme sledovať závislosť frekvencie chvenia f_n od rádu n ($f_n = kn$, kde k je konštanta). Závislosť overujeme tak, že magnet umiestnime do predpokladanej polohy kmitne chvenia toho rádu, ktorý chceme skúmať. Pre chvenie nepárneho rádu (s nepárnym počtom kmitní) umiestňujeme magnet vždy do polohy odpovedajúcej polovici vzdialenosti medzi miestami upevnenia struny. Pre chvenia párnych rádoov (s párnym počtom kmitní) volíme umiestnenie magnetu na iné miesto, napr. pre $n = 2$ do polohy odpovedajúcej štvrtine vzdialenosti l od jedného z miest upevnenia struny (Obr. 2., pohľad zhora). Pre dané nastavenie magnetu určujeme frekvenciu, pri ktorej bude amplitúda chvenia maximálna. Táto frekvencia sa rovná hľadanej rezonančnej frekvencii chvenia struny f_n .

Pri konštantnej frekvencii f budiacej sily môžeme zmenou napínacej sily F dosiahnuť vhodné podmienky pre chvenie struny pri rôznych rádoch n .

Dĺžka struny l je určená vzdialenosťou bodov upevnenia, t. j. britmi 1 a 2. Napínacia sila F sa rovná súčtu tiaží závažia hmotnosti m_i uloženého na miske a samotnej misky o hmotnosti m_0 , t. j. $F = (m_0 + m_i)g$. Počítač vo funkcii generátora striedavého prúdu vytvára v strune striedavý (harmonický) elektrický prúd $I = I_0 \cos \omega t$.

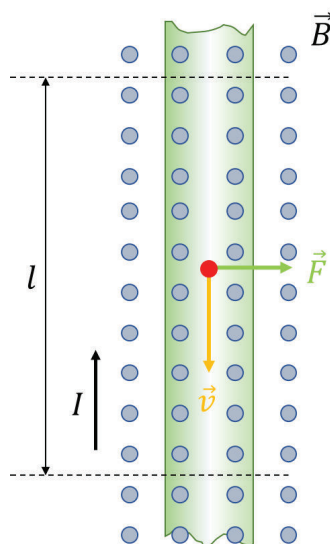
V ďalšom si ukážeme, ako magnetická sila pôsobí na ohybný vodič s prúdom umiestnený v poli permanentného magnetu (v našom prípade na strunu). Magnetické pole pôsobí silou na pohybujúce sa elektróny vo vodiči. Pretože vodivostné elektróny nemôžu vodič opustiť, prenáša sa táto sila na samotný vodič.



Obr. 3. Vodič s prúdom umiestnený medzi pólovými nadstavcami magnetu v prípade, že a) vodičom neprechádza prúd, b) a c) smer prúdu je rôzny

Predstavme si vodič upevnený na obidvoch koncoch, ktorým preteká elektrický prúd a nachádza sa medzi pólovými nadstavcami magnetu, ktorého magnetické pole je kolmé na rovinu obrázku a smeruje k nám (Obr. 3.). Podľa toho, aký je smer prúdu, tak sa vychýli vodič doprava alebo doľava. Ak vodičom neprechádza prúd, je vodič rovný. Sledujme pohyb jedného z vodivostných elektrónov (Obr. 4.). Elektrón sa pohybuje rýchlosťou v smerom nadol. Podľa rovnice, ktorá vyjadruje Lorentzovu silu vo všeobecnom tvare

$$\mathbf{F} = Q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (11)$$



Obr. 4. Detailný pohľad na časť vodiča s prúdom v magnetickom poli

pre uhol $\varphi = 90^\circ$ bude na elektrón pôsobiť sila \mathbf{F} s veľkosťou $F = QvB \sin \varphi = QvB$ so smerom kolmým k smeru rýchlosti elektrónu v . Elektrický prúd tečie smerom nahor, čiže elektróny sa pohybujú driftovým pohybom smerom dole. Magnetické pole kolmé na rovinu obrázka má smer k nám a spôsobuje, že elektróny aj s vodičom sú vychýľované smerom doprava. Ak by sme zmenili smer magnetického poľa alebo smer elektrického prúdu, zmenil by sa smer sily pôsobiacej na vodič a tá by smerovala doľava. T. j. výsledok nezáleží na tom, či uvažujeme záporné náboje pohybujúce sa vo vodiči smerom dole alebo kladné náboje pohybujúce sa smerom hore. Smer vychýľujúcej sily je rovnaký.

Uvažujeme úsek l priameho vodiča. Na tomto úseku sa budú elektróny pohybovať driftovou rýchlosťou kolmo na prierez vodiča za časový interval $t = \frac{l}{v}$. Za tento časový interval prejde prierezom vodiča náboj $Q = It = I \frac{l}{v}$. Po dosadení za Q do rovnice $F = QvB$ dostaneme

$$F = QvB \sin \varphi = I \frac{l}{v} vB \sin 90^\circ = IlB. \quad (12)$$

Rovnica (12) určuje silu, ktorou pôsobí magnetické pole s indukciou \mathbf{B} na úsek priameho vodiča dĺžky l ležiaceho v rovine kolmej na \mathbf{B} , ktorým preteká prúd I . Ak nie je magnetické pole kolmé na smer dĺžky vodiča, bude platiť pre magnetickú silu \mathbf{F} všeobecná rovnica

$$\mathbf{F} = I\mathbf{l} \times \mathbf{B}, \quad (13)$$

kde vektor dĺžky \mathbf{l} má smer totožný so smerom prúdu I , uhol φ je uhol, ktorý zvierá vektor \mathbf{l} so smerom magnetickej indukcie \mathbf{B} . Ak vodič nie je priamy, môžeme ho rozdeliť na infinitezimálne dĺžkové elementy $d\mathbf{l}$ a pre každý použiť rovnicu ($\mathbf{F} = I\mathbf{l} \times \mathbf{B}$), takže bude platiť

$$d\mathbf{F} = Id\mathbf{l} \times \mathbf{B}. \quad (14)$$

Výslednú silu vyjadrenú z tejto rovnice nazývame **Ampérová sila**.

Táto sila je zdrojom priečného postupného vlnenia, ktoré sa v strune z daného miesta šíri napravo aj naľavo. Z významu vektorového súčinu vo vzťahu (14) je zrejmé, že sila $d\mathbf{F}$ je kolmá na element dĺžky $d\mathbf{l}$ aj na vektor magnetickej indukcie \mathbf{B} a za predpokladu, že vodič leží v rovine kolmej na vektor magnetickej indukcie a preteká ním striedavý harmonický prúd, pre jej veľkosť platí

$$dF = I_0 dl B \cos \omega t. \quad (15)$$

Zo vzťahu (15) vyplýva, že sila dF je harmonická a vlnenie, ktoré v strune vytvára, je tiež harmonické. Po odraze vlnenia na koncoch struny (v miestach britu 1 a britu 2) sa od týchto koncov šíria proti sebe dve vlny rovnakej frekvencie a amplitúdy, ktoré navzájom interferujú. Ak sú dosiahnuté také podmienky, že uzly stojateho vlnenia vytvoreného zložením týchto dvoch vln sa stotožnia s miestami upevnenia struny (s bodmi v mieste britu 1 a britu 2), dôjde k rezonancii a struna sa chveje na svojej rezonančnej frekvencii. Amplitúda v mieste kmitní bude výrazná a viditeľná voľným okom. Do rezonancie sa struna dostane vždy, keď sa na jej dĺžke vytvorí celočíselný násobok polovice vlnovej dĺžky stojateho vlnenia, teda keď je splnená podmienka daná vzťahom (8). Po dosadení vzťahu (10) do vzťahu (9) pre rezonančnú frekvenciu f_n chvenia dostaneme vzťah

$$f_n = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{F}{\mu}}. \quad (16)$$

A. Odmerať základnú a vyššie rezonančné frekvencie pre rôzne hodnoty napínacej sily a porovnať ich s hodnotami vyplývajúcimi z teórie

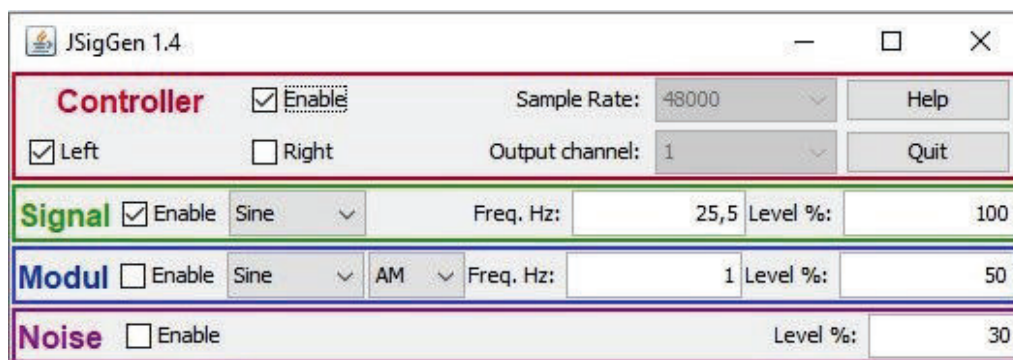
Pomôcky

Meracia aparatúra pre meranie stojateho vlnenia na strune, počítač vo funkcii generátora striedavého prúdu, program JSigGenSK, mikrometrické meradlo, váhy, dĺžkové meradlo, závažia.

Postup merania

1. Meranie budeme realizovať pomocou zariadenia zobrazeného na obrázku (Obr. 2). Zmeriame dĺžku struny l (vzdialenosť medzi britmi 1 a 2) a určíme štandardnú neistotu merania dĺžky struny σ_l , pričom jej hodnota približne zodpovedá $z_{\max}/\sqrt{3}$, kde z_{\max} je hodnota najmenšieho dielika použitého meracieho zariadenia.
2. Zmeriame 10-krát priemer struny d , určíme aritmetický priemer priemeru \bar{d} a prislúchajúcu neistotu merania $\sigma_{\bar{d}}$. Hodnoty zapisujeme do tabuľky 1.
3. Misku meracej aparatúry zaťažíme závažím hmotnosti m_i , ktorého hmotnosť určíme vážením. Výsledná hmotnosť, ktorá napína strunu, je určená súčtom hmotnosti prázdnej misky m_0 a priloženého závažia m_i , t. j. $m = (m_0 + m_i)$.
4. Prelaďovaním generátora striedavého prúdu s premenlivým rozsahom frekvencií nájdeme rezonančné frekvencie pre dané zaťaženie, t. j. pre danú základnú veľkosť napínacej sily. Teda nájdeme základnú frekvenciu f_1 ($n = 1$) a vyššie harmonické frekvencie vln f_2, f_3, \dots, f_n ($n = 2, 3, \dots$). Pri meraní magnet umiestňujeme vždy do miesta predpokladanej kmitne. Ako pomôcku môžeme využiť obrázok (Obr. 1).

Pozn.: Na meranie používame program JSigGen, pomocou ktorého používame výstup zvukovej karty PC ako zdroj striedavého prúdu. Ovládanie programu JSigGenSk pre použitie na meranie frekvencie je veľmi jednoduché (Obr. 5.). Do okienka „Freq.Hz“ je možné zadať konkrétne číslo vyjadrujúce frekvenciu, alebo je možné umiestniť kurzor myši na požadované okienko a otáčaním kolieska na myši meniť číselnú hodnotu. JSigGen má prednastavené rôzne minimálne kroky ladenia frekvencie, my sme nastavili jeden krok na 0,1 Hz. Program JSigGen vytvára rôzne druhy časových závislostí prúdu (signálov) (sínus, trojuholník, štvorec, ...) v širokom rozsahu frekvencií, ktoré je možné podľa potreby meniť. Pre účely nášho merania budeme používať sínusový typ signálu.



Obr. 5. Pracovné prostredie programu JSigGenSK

5. Zväčšíme hmotnosť závažia, ktoré strunu napína a opäť hľadáme frekvencie. Postup teda opakujem pre 10 rôznych zaťažení struny, t. j. pre 10 rôznych veľkostí napínacej

sily, pričom zvyšujeme hmotnosť závaží na miske. Získané hodnoty hmotností a frekvencií zapisujeme do tabuľky 1.

Tabuľka 1.

	m_0 (kg)			l (m)					
i	d_i (m)	$(m_0 + m_i)$ (kg)	F_i (N)	f_1 (Hz)	f_{t1} (Hz)	f_2 (Hz)	f_{t2} (Hz)	f_3 (Hz)	f_{t3} (Hz)
1									
2									
⋮									
n									
	$\bar{d} = \dots$								

Vyhodnotenie merania

1. Z nameraných hodnôt hmotností pre jednotlivé zaťaženia vypočítame použitím vzťahu $F = mg$ veľkosť sily, ktorou je napínaná struna.
2. Výpočtom z priemernej hodnoty priemeru \bar{d} struny a známej hustoty ρ materiálu struny (hodnotu nájdeme v tabuľkách) určíme lineárnu hustotu μ použitej struny.
3. Určíme výpočtom teoretické hodnoty rezonančných frekvencií f_t podľa vzťahu (16) pre všetkých 10 hodnôt napínacej sily F .
4. Experimentálne zistené hodnoty prvej harmonickej frekvencie a hodnoty pre vyššie harmonické frekvencie (f_1, f_2, \dots) porovnáme s teoretickými hodnotami rezonančných frekvencií (f_{t1}, f_{t2}, \dots). Porovnanie realizujeme v grafickej podobe zhotovením grafu závislosti $f = f(F)$.
5. Pomocou vzťahu (9) vypočítame rýchlosti (v_1, v_2, v_3) šírenia sa vlnenia v strune pre jednotlivé experimentálne namerané frekvencie.
6. Pre všetky hodnoty napínacej sily F vypočítame aritmetický priemer rýchlostí šírenia sa vlnenia odpovedajúce danej frekvencii $v_p = (v_1 + v_2 + v_3)/3$.
7. Použitím vzťahu (10) vypočítame teoretické hodnoty rýchlostí v_t odpovedajúce danej hodnote napínacej sily F . Získané vypočítané hodnoty zapisujeme do tabuľky 2.

Tabuľka 2.

i	F (N)	v_1 ($m \cdot s^{-1}$)	v_{t1} ($m \cdot s^{-1}$)	v_2 ($m \cdot s^{-1}$)	v_{t2} ($m \cdot s^{-1}$)	v_3 ($m \cdot s^{-1}$)	v_{t3} ($m \cdot s^{-1}$)	v_p ($m \cdot s^{-1}$)	v_t ($m \cdot s^{-1}$)
1									
2									
⋮									
n									

8. Porovnáme súbory veličín získaných z experimentálneho merania, t. j. aritmetické priemery rýchlostí šírenia sa vlnenia v_p , so súbormi veličín očakávaných z teórie, t. j. s teoretickými hodnotami rýchlostí v_t . Porovnanie realizujeme v grafickej podobe zhotovením grafu závislosti $v = f(F)$.
9. V závere diskutujeme o tom, ako sa mení základná frekvencia so zmenou veľkosti napínacej sily, o získaných výsledkoch a možných príčinách chýb.

Tabuľka 7. Hustota ρ vzduchu v závislosti od teploty t (pri tlaku 101,325 kPa)

t (°C)	ρ (kg · m ⁻³)	t (°C)	ρ (kg · m ⁻³)
0	1,293	16	1,221
1	1,288	17	1,217
2	1,284	18	1,213
3	1,279	19	1,209
4	1,275	20	1,205
5	1,270	21	1,201
6	1,265	22	1,197
7	1,261	23	1,193
8	1,256	24	1,189
9	1,252	25	1,185
10	1,247	26	1,181
11	1,243	27	1,177
12	1,239	28	1,173
13	1,234	29	1,169
14	1,230	30	1,165
15	1,226		

Tabuľka 8. Hustota ρ vybraných tuhých látok pri teplote 20 °C, plynov pri teplote 0 °C a tlaku 101,325 kPa

Látka	ρ (kg · m ⁻³)	Látka	ρ (kg · m ⁻³)
hliník	2 699	kremeň	2 651
kremík	2 328	oceľoliatina	7 800
meď	8 960	sklo jenské	2 230
nikel	8 900	sklo prístrojové	2 400
olovo	11 341	sklo normálne	2 580
volfrám	19 300	olej minerálny	900 – 930
zinok	7 140	olej olivový	910
železo	7874	olej parafínový	800
mosadz	8 300 – 8 600	glycerín	1 260
oceľ chromoniklová	7 800 – 8 100	ortuť	13 546

Za odbornú náplň tohto vydania zodpovedá odborný redaktor prof. Ing. Dušan Pudiš, PhD.

Autori RNDr. Gabriela Tarjániová, PhD., Ing. Tomáš Mizera, PhD.

Názov **Návody k laboratórnym cvičeniam 1**

Vydala Žilinská univerzita v Žiline v EDIS-vydavateľstve UNIZA v roku 2023
ako svoju 4933. publikáciu

Vydanie prvé, publikované elektronicky

AH 10,14

ISBN 978-80-554-2044-8

Rukopis vo vydavateľstve neprešiel redakčnou ani jazykovou úpravou.

www.edis.uniza.sk