

LABORATORIUM
METROLOGIA OPTYCZNA WŁASNOŚCI
MECHANICZNYCH

Instrukcja do ćwiczenia 6

**IDENTYFIKACJA CZĘSTOTLIWOŚCI
REZONANSOWYCH DRGAŃ BELKI**

1. Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zapoznanie się ze zjawiskiem mechanicznych drgań poprzecznych (fali stojącej) belki i porównanie tych drgań z analogicznymi mechanicznymi drganiami (falą stojącą) w ośrodkach takich jak struna, gazy i ciecze.

W ćwiczeniu do pomiaru częstotliwości i amplitudy drgań mechanicznych wykorzystuje się światłowodowy odbiciowy czujnik odległości.

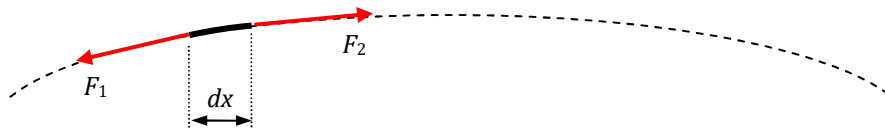
2. Wstęp teoretyczny

a. Równanie fali w strunie

Struna jest pewną idealizacją elementu mechanicznego, który jest idealnie wiotki. W takim elemencie samo jego wyginanie nie skutkuje powstaniem poprzecznych sił wewnętrznych przeciwstawiających się temu wyginaniu. Z powodu naprężenia struny istnieje w niej jedynie siła F skierowana wzdłuż lokalnego kierunku struny wychylonej z położenia równowagi i dodatkowo pochylonej. Taka siła wewnętrzna działająca ma pewien element struny o długości dx została przedstawiona na rys. 1. Naprawdę na ten element działają dwie siły pochodzące od dwóch elementów sąsiadujących z nim. Siły te mają taką samą wartość z powodu jednakowego naprężenia na całej długości struny, czyli

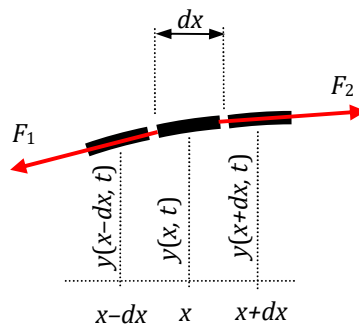
$$F_1 = F_2 \equiv F, \quad (1)$$

ale mają minimalnie różny kierunek.



Rys. 1. Element struny i siły na niego działające

Na rys. 2 przedstawiono ten sam element wraz z dwoma elementami sąsiadującymi. Wychylenie elementów z położenia równowagi, oznaczone jako y , oraz kąt pochylenia zostały celowo przesadzone. To wychylenie zależy od położenia x danego elementu oraz od czasu, dlatego oznaczamy go $y(x,t)$.



Rys. 2. Więcej geometrii

W ruchu drgającym struny w kierunku y nie liczą się same siły F_1 i F_2 , ale ich składowe $F_{1,y}$ i $F_{2,y}$. Są one równe

$$F_{1,y} = F_1 \sin \alpha_1 = F \sin \alpha_1, \quad F_{2,y} = F_2 \sin \alpha_2 = F \sin \alpha_2, \quad (2)$$

gdzie α jest kątem pochylenia tych sił względem kierunku x .

Dla małych wychyleń i małych kątów pochylenia zachodzi $\sin \alpha \approx \tan \alpha$

a ten tangens można obliczyć za pomocą pochodnej względem x (jest to tzw. interpretacja geometryczna pochodnej)

$$F_{1,y} = F_{y(x - \frac{1}{2}dx)} = F \cdot \tan \alpha_1 = F \cdot \frac{dy}{dx} \Big|_{(x - \frac{1}{2}dx, t)}, \quad (3a)$$

$$F_{2,y} = F_{y(x + \frac{1}{2}dx)} = F \cdot \operatorname{tg} \alpha_2 = F \cdot \frac{dy}{dx} \Big|_{(x + \frac{1}{2}dx, t)} \quad (3b)$$

Siła wypadkowa działająca (w kierunku y) na środkowy element o długości dx jest równa

$$F_y = F_{2,y} - F_{1,y} = F \cdot \left[\frac{dy}{dx} \Big|_{(x + \frac{1}{2}dx, t)} - \frac{dy}{dx} \Big|_{(x - \frac{1}{2}dx, t)} \right] \quad (4)$$

Składowa $F_{1,y}$ występuje ze znakiem minus, ponieważ jest skierowana w dół.

Wyrażenie na siłę wypadkową F_y możemy podzielić i pomnożyć przez dx , i skorzystać z definicji drugiej pochodnej (jako pochodnej z pierwszej pochodnej)

$$F_y = F \cdot dx \cdot \left[\frac{\frac{dy}{dx} \Big|_{(x + \frac{1}{2}dx, t)} - \frac{dy}{dx} \Big|_{(x - \frac{1}{2}dx, t)}}{dx} \right] = F \cdot dx \cdot \frac{d^2 y(x, t)}{dx^2} = F \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial x^2} \quad (5)$$

W ostatnim wyrażeniu powyżej używamy znaku pochodnej cząstkowej tylko dlatego, że wychylenie y zależy od dwóch zmiennych x i t .

Do elementu struny o długości dx i masie $dm = \lambda \cdot dx$, gdzie λ jest gęstością liniową struny (w kg/m), stosujemy teraz II zasadę dynamiki $F_y = ma_y$, z przyspieszeniem a wyrażonym jako druga pochodna względem czasu

$$F_y = m \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2} \quad \text{czyli} \quad F \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial x^2} = \lambda \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2} \quad (6)$$

Ostatnie równanie po podzieleniu przez siłę rozciągającą F i przez dx oraz po przeniesieniu wszystkiego na jedną stronę daje klasyczne równanie fali rozchodzącej się w strunie

$$\frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial x^2} - \frac{\lambda}{F} \cdot \frac{\partial^2 y(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (7)$$

W równaniu tym widoczne jest to, że siła wypadkowa działająca na element ośrodka, w którym rozchodzi się fala, jest proporcjonalna do drugiej pochodnej wychylenia y .

Siła skierowana jest w kierunku wklęsłości funkcji $y(x)$.

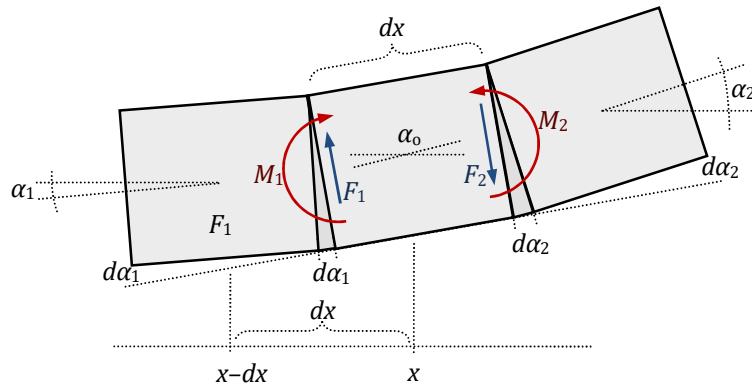
b. Równanie fali w belce

W przypadku belki, inaczej niż dla struny, samo zginanie belki powoduje powstanie reakcji przeciwstawiającej się temu zginaniu. Widać że tutaj źródło siły powodującej jej ruch jest inne. Jeżeli belka zostanie wygięta, to pojawi się moment siły, który dla ciał sprężystych spełniających prawo Hooke'a jest proporcjonalny do kąтового odkształcenia ciała. Widoczne na rys. 3 momenty sił M_1 i M_2 , wywierane na fragment ciała o szerokości dx znajdujący się w położeniu x , pochodzą od sąsiednich fragmentów z lewej i z prawej strony.

Te momenty sił są proporcjonalne do modułu Younga substancji, z której wykonane jest ciało, oraz do kąta odkształcenia $d\alpha$ (w stosunku do szerokości dx , na której odkształcenie powstaje)

$$M_1 = C \cdot E \cdot d\alpha_1 / dx, \quad M_2 = C \cdot E \cdot d\alpha_2 / dx, \quad (8)$$

(podobnie jak naprężenie dla siły rozciągającej ciało jest proporcjonalne do względnego wydłużenia ciała $\sigma = E \cdot dl/l$).



Rys. 3. Dany element belki o długości dx i elementy sąsiadujące z nim z lewej i prawej

Kąt $d\alpha_1$ jest równy różnicy kątów α_0 i α_1 . Ponieważ znowu zakładamy, że kąty odchylenia są małe, to $\alpha \approx \text{tg}\alpha$, a ten tangens można obliczyć za pomocą pochodnej względem x (interpretacja geometryczna pochodnej). Dlatego

$$M_1 = C \cdot E \cdot \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{dx} = C \cdot E \cdot \frac{\frac{dy}{dx}|_{(x)} - \frac{dy}{dx}|_{(x-dx)}}{dx} \quad (9)$$

Korzystając z definicji drugiej pochodnej (jako pochodnej z pierwszej pochodnej), otrzymujemy

$$M_1 = C \cdot E \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} \Big|_{(x - \frac{1}{2} dx)} \quad (10)$$

Zupełnie analogicznie obliczamy moment M_2 pochodzący od elementu sąsiadującego z prawej

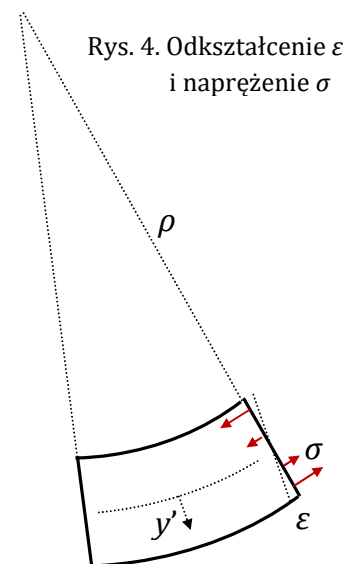
$$M_2 = C \cdot E \cdot \frac{\alpha_2 - \alpha_0}{dx} = C \cdot E \cdot \frac{\frac{dy}{dx}|_{(x+dx)} - \frac{dy}{dx}|_{(x)}}{dx} = C \cdot E \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} \Big|_{(x + \frac{1}{2} dx)} \quad (11)$$

Wewnętrzny moment zginający M jest proporcjonalny do drugiej pochodnej wychylenia y . Dokładniejsze wyprowadzenie tego faktu w praktyce inżynierskiej rozpatruje się na gruncie prostej teorii Eulera-Bernoulliego. Podstawowym założeniem tej teorii jest, że odcinek prosty i prostopadły do osi belki przed deformacją, pozostaje prosty i prostopadły po wystąpieniu deformacji (jest to konsekwencją pominięcia wpływu istniejących naprężeń stycznych w przekroju na odkształcenie tego odcinka – przypadek czystego płaskiego zginania). Jest to możliwe tylko wtedy, gdy wzdłużne odkształcenie względne ε jest liniowo zależne od współrzędnej y' w przekroju belki (gdzie $y' = 0$ w środku belki):

$$\varepsilon(y') = \frac{y'}{\rho} \quad (12)$$

gdzie ρ jest promieniem krzywizny belki w danym miejscu. Zgodnie z prawem Hooke'a naprężenia normalne σ są proporcjonalne do odkształcenia:

$$\sigma(y') = E \cdot \varepsilon(y') = E \frac{y'}{\rho} \quad (13)$$



Rys. 4. Odkształcenie ε i naprężenie σ

Jeżeli nie działa zewnętrzna siła wzdłużna, to $\int \sigma dS=0$, ale z naprężeń σ można obliczyć moment siły

$$M = \int_S y' \sigma dS = \int_S E \frac{y'^2}{\rho} dS = \frac{E}{\rho} \int_S y'^2 dS = \frac{E}{\rho} I \quad (14)$$

gdzie I jest momentem bezwładności przekroju poprzecznego względem osi belki prostopadłej do rysunku. Dla bardzo małych kątów pochylenia belki krzywiznę osi pręta można przybliżyć drugą pochodną linii ugięcia: $\kappa \equiv 1/\rho \simeq d^2y/dx^2$, dlatego ostatecznie

$$M = EI \frac{d^2y}{dx^2} \quad (15)$$

Zażądamy teraz, żeby element dx pozostawał w równowadze, tak jak przy statycznym zginaniu belki. To żądanie może wydawać się dziwne, ponieważ belka drga i element dx posiada przyspieszenie. Jeżeli jednak podczas drgań wprowadzimy nieinercjalny układ odniesienia poruszający się tak, jak element dx , to w tym układzie ten element spoczywa. Należy wtedy włączyć siły bezwładności, uzyskujemy jednak formalne podobieństwo do dobrze znanego statycznego zginania belki.

Jeżeli moment M_2 różni się od M_1 , to musi istnieć moment dwóch sił sprężystości F_1 i F_2 działających na element dx , jak na rys. 3, równoważący momenty M_1 i M_2 :

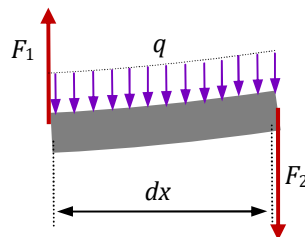
$$M_2 - M_1 = F_1 \cdot \frac{1}{2} dx \cos \alpha_o + F_2 \cdot \frac{1}{2} dx \cos \alpha_o = \frac{1}{2} (F_1 + F_2) dx \cos \alpha_o \quad (16)$$

Przewijając się tu założeniem jest to, że kąty odchylenia α są bardzo małe, więc $\cos \alpha \simeq 0$. Również dx jest bardzo małe, więc możemy przyjąć, że siły F_1 i F_2 prawie nie różnią się od siebie, dlatego $\frac{1}{2}(F_1+F_2) \simeq F \equiv F(x)$. Wtedy, po podzieleniu równania (16) przez dx , otrzymujemy

$$\frac{dM}{dx} = F(x) \quad (17)$$

Jest to pierwsze z dwóch równań twierdzenia Schwedlera-Żurawskiego.

Jeżeli na belkę działa zewnętrzna rozłożona siła $q(x)$, gdzie q ma wymiar N/m, co jest przedstawione na rys. 5,



Rys. 5. Rozkład sił q i wewnętrzna siła poprzeczna F w elemencie dx

to siły F_1 i F_2 z rys. 3 i 5 muszą minimalnie się różnić, co wynika z warunku równowagi sił:

$$F_1 - F_2 = q \cdot dx \quad (18)$$

Po podzieleniu równania (18) przez dx , otrzymujemy

$$\frac{dF}{dx} = -q(x) \quad (19)$$

Jest to drugie równanie twierdzenia Schwedlera-Żurawskiego. Równania te są słuszne, jeżeli wewnętrzne momenty sprężystości M , wewnętrzne siły sprężystości F i zewnętrzna rozłożona

siła q są dodatnie dla skierowania jak na rysunkach 3 i 5.

Zbierzmy równania (15,17,19) dla wygody w jednym miejscu:

$$M(x) = E \cdot I \cdot \frac{d^2 y}{dx^2}, \quad \frac{dM}{dx} = F(x), \quad \frac{dF}{dx} = -q(x) \quad (20)$$

Wynika z nich, że

$$M(x) = E \cdot I \cdot \frac{d^2 y}{dx^2}, \quad F(x) = E \cdot I \cdot \frac{d^3 y}{dx^3}, \quad q(x) = -E \cdot I \cdot \frac{d^4 y}{dx^4} \quad (21)$$

Dla statycznego zginania belki z równań (21) wynikają ciekawe wnioski dotyczące prostych przypadków zginania:

- Jeżeli belka obciążona jest na swoim końcu tylko zewnętrznym momentem siły M_{zewn} , to z równowagi poszczególnych elementów dx wynika, że momenty sprężystości dla każdego elementu są równe $M(x) = M_{zewn} = \text{const}$, a to dzięki pierwszemu z równań (21) daje, że ugięcie $y(x)$ belki jest wielomianem drugiego stopnia (parabolą).
- Jeżeli belka obciążona jest na swoim końcu tylko zewnętrzną siłą F_{zewn} , to z równowagi poszczególnych elementów dx wynika, że siły sprężystości dla każdego elementu są równe $F(x) = F_{zewn} = \text{const}$, a to dzięki drugiemu z równań (21) daje, że ugięcie $y(x)$ belki jest wielomianem trzeciego stopnia.
- Jeżeli belka obciążona jest tylko stałą zewnętrzną rozłożoną siłą $q_{zewn}(x) = \text{const}$, to z ostatniego z równań (21) wynika, że ugięcie $y(x)$ belki jest wielomianem czwartego stopnia.

Wróćmy teraz do belki drgającej. Jak było wspomniane, w tym przypadku teorię statycznego zginania belki możemy zastosować, jeżeli dla każdego elementu belki wprowadzimy osobny nieinercjalny układ odniesienia poruszający się tak jak ten element, z przyspieszeniem $a(x,t) = d^2 y / dt^2$. W tym układzie odniesienia dany element dx nie porusza się, ale działa na niego siła bezwładności

$$F_b(x,t) = dm \cdot a(x,t) = dm \cdot \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} = \lambda \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} \quad (22)$$

gdzie element belki o długości dx ma masę $dm = \lambda \cdot dx$, gdzie λ jest gęstością liniową (w kg/m).

Siła ta dla dodatniego przyspieszenia (skierowanego do góry) jest skierowana przeciwnie do niego (w dół), czyli tak jak zewnętrzny rozkład sił q . Jeżeli podzielimy siłę $F_b(x,t)$ przez dx , to dostaniemy informację, ile siły przypada na jednostkę długości belki, czyli rozkład siły $q(x,t)$. Wtedy równanie (22) zamieni się na

$$q_b(x,t) = \lambda \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} \quad (23)$$

Ostatnie z równań (21) i równanie (23) daje równanie fali rozchodzącej się w belce

$$\frac{\partial^4 y(x,t)}{\partial x^4} + \frac{\lambda}{E \cdot I} \cdot \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (24)$$

W równaniu tym widoczne jest to, że siła wypadkowa działająca na element ośrodka, w którym rozchodzi się fala, jest proporcjonalna do czwartej pochodnej wychylenia y . Przy czym jeżeli ta pochodna jest dodatnia, to siła skierowana jest w dół.

c. Fala stojąca w strunie

Drgania ustalone struny (fala stojąca) mają matematyczną postać

$$y(x, t) = f(x) \cdot g(t) \quad (25)$$

Przyjmujemy, że funkcja opisująca zależność wychylenia od czasu ma postać drgań harmonicznyc

$$g(t) = \sin(\omega t + \phi_0) \quad (26)$$

Wtedy funkcja $f(x)$ jest amplitudą drgań w miejscu o współrzędnej x .

Po wstawieniu zależności (25,26) do równania fali w strunie (7) otrzymujemy równanie

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} + \frac{\lambda}{F} \omega^2 f(x) = 0 \quad (27)$$

Rozwiązaniami tego równania jest funkcja $f(x) = A \sin(k \cdot x + \phi_0) \equiv A \sin\left(\sqrt{\frac{\lambda}{F}} \omega x + \phi_0\right)$.

Rozpatrzmy tutaj tylko przypadek struny zamocowanej na obu końcach.

Zakładając, że struna jest zamocowana w $x=0$, gdzie $f(x)=0$, dostajemy że $\phi_0=0$.

Struna jest także zamocowana w $x=L$, gdzie $f(x)=0$, a to jest możliwe tylko wtedy, $kL = n\pi$ czyli

$\sqrt{\frac{\lambda}{F}} \omega L = n\pi$, gdzie n jest liczbą naturalną.

Oznacza to, że widmo częstości takiej struny jest dyskretne - występuje w nim najniższa częstość ω_0 oraz jej wielokrotności ω_n :

$$\omega_0 = \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{F}{\lambda}}, \quad \omega_n = n \omega_0 \quad (28)$$

To wyrażenie na możliwe częstości drgań struny, które są całkowitymi wielokrotnościami częstości podstawowej, jest jednym z dwóch najważniejszych tutaj wniosków.

d. Fala stojąca w belce

Jeżeli, analogicznie jak dla struny, chcemy opisać ustalone drgania harmoniczne zachodzące w belce, to wyrażenia na te drgania dane zależnościami (25,26) należy wstawić do równania fali w belce (24). Otrzymujemy wtedy równanie na amplitudę tych drgań w miejscu o współrzędnej x

$$\frac{d^4 f(x)}{dx^4} - \frac{\lambda}{E \cdot I} \omega^2 f(x) = 0 \quad (29)$$

Dla wygody oznaczmy występującą tutaj wielkość $\frac{\lambda}{E \cdot I} \omega^2$ jako k^4 , czyli

$$k^4 = \frac{\lambda}{E \cdot I} \omega^2 \quad (30)$$

Rozwiązaniem tego równania (29) jest dowolna kombinacja liniowa funkcji $\sin kx$, $\cos kx$, $\sinh kx$, $\cosh kx$, a więc funkcja postaci

$$f(x) = A_1 \sin kx + A_2 \cos kx + B_1 \sinh kx + B_2 \cosh kx \quad (31)$$

Stałe A_1 , A_2 , B_1 , B_2 wyznacza się z warunków brzegowych. Warunki te dla drgającej belki o długości L sztywno zamocowanej na jednym końcu (jedeny przypadek tu rozpatrywany) możemy opisać następująco:

1. Belka jest zamocowana na lewym końcu, czyli wychylenie pręta w punkcie $x=0$ jest zerowe:

$$f(0) = 0$$

2. Belka na lewym końcu jest zamocowana „na sztywno”, czyli jej pochylenie jest zerowe (dopiero dalej belka na skutek zginania się uzyskuje niezerowe pochylenie):

$$\frac{df}{dx}|_{(0)} = 0$$

3. Belka na prawym końcu jest swobodna, z niczym się nie kontaktuje, czyli w punkcie $x=L$ nie działa na nią żaden moment siły, dlatego też wewnętrzny moment sprężystości dany wzorem (21a) jest równy zero, co prowadzi do:

$$\frac{d^2 f}{dx^2}|_{(L)} = 0$$

4. Na belkę w prawym jej końcu $x=L$ nie działa także siła prostopadła do osi x , dlatego też wewnętrzna siła sprężystości dana wzorem (21b) jest równa zero, co prowadzi do:

$$\frac{d^3 f}{dx^3}|_{(L)} = 0$$

Uwzględnienie tych warunków prowadzi do następującego związku

$$(\sin kL + \sinh kL)(\sin kL - \sinh kL) = -(\cos kL + \cosh kL)^2$$

a stąd

$$\cos kL \cdot \cosh kL + 1 = 0 \quad (32)$$

Najmniejszymi (trzema pierwszymi) rozwiązaniami powyższego równania są

$$k_n L \equiv m_n \approx 1.87510, 4.69409, 7.85476 \quad (33)$$

Rozwiązania te można otrzymać jedynie numerycznie.

Pamiętając, że częstość drgań belki jest proporcjonalna do kwadratu liczby falowej k , ze wzoru (30) można obliczyć szereg częstotliwości drgań belki

$$\omega_n = \sqrt{\frac{E \cdot I}{\lambda}} k_n^2 = \sqrt{\frac{E \cdot I}{\lambda}} \frac{1}{L^2} m_n^2 \quad \text{czyli} \quad \omega_n = \omega_o m_n^2 \quad (34)$$

gdzie m_n jest dane wzorem (33), $n=1,2,3,\dots$, a wielkość ω_o nie jest częstością podstawową mającą znaczenie praktyczne, ale pewnym parametrem. Inaczej można zapisać

$$\omega_n = \omega_1 \frac{m_n^2}{m_1^2} \quad \text{lub} \quad f_n = f_1 \frac{m_n^2}{m_1^2} \quad (35)$$

To wyrażenie na możliwe częstości drgań belki, które nie są całkowitymi wielokrotnościami częstości podstawowej, jest drugim z dwóch najważniejszych tutaj wniosków.

3. Wykonanie ćwiczenia

Drgania blaszki są wymuszane za pomocą elektromagnesu cyklicznie ją przyciągającego i odpychającego. Elektromagnes jest zasilany prądem zmiennym z generatora prądu zmiennego, którym można regulować wartość częstotliwości. Dzięki światłowodom drgania blaszki są przetwarzane na sygnał optyczny, a dzięki detektorowi światła – na sygnał elektryczny, który z kolei jest obrazowany przez oscyloskop w formie zależności wychylenia blaszki od czasu. Oś pozioma ekranu oscyloskopu wyskalowana jest w milisekundach i w ten sposób mierzymy okres

drgań. Oś pionowa wyskalowana jest w miliwoltach i w ten sposób pośrednio mierzymy amplitudę drgań (po przetworzeniu sygnału mechanicznego (amplituda) na sygnał elektryczny (napięcie)).

a. Należy zmieniać częstotliwość siły wymuszającej drgania blaszki, za pomocą generatora prądu zmiennego w zakresie od 10 do 100 Hz i zmierzyć częstotliwości, przy której następuje znaczne zwiększenie się amplitudy drgań. Częstotliwości te mierzymy za pomocą generatora, jest to częstotliwość siły wymuszającej, jak też za pomocą oscyloskopu, jest to częstotliwość drgań blaszki.

Tabela pomiaru częstotliwości rezonansowych

Lp.	f_{gen} , Hz	f_{osc} , Hz
0		
1		
2		

Warto mieć na uwadze, że generator podaje częstotliwości mniej dokładnie niż oscyloskop.

b. Należy obliczyć orientacyjnie następną częstotliwość f_2 drgań własnych blaszki za pomocą wzorów (33, 35), zarówno dla wskazań generatora jak i oscyloskopu, i „przechesywać” okolice tych częstotliwości w poszukiwaniu zwiększenia się amplitudy drgań obserwowanych na ekranie oscyloskopu. Te poszukiwane drgania rezonansowe będą miały dużo większą amplitudę niż drgania o innych częstotliwościach. Należy zanotować w tabelce wartość następnej częstotliwości rezonansowej.

4. Obliczenia i wnioski

Należy porównać zmierzone częstotliwości f rezonansowe drgań blaszki z częstotliwościami f obliczonymi za pomocą wzorów(33, 35) i dokonać identyfikacji tych częstotliwości, używając określeń takich jak częstotliwość podharmoniczna, pierwsza, druga itd. częstotliwość rezonansowa.

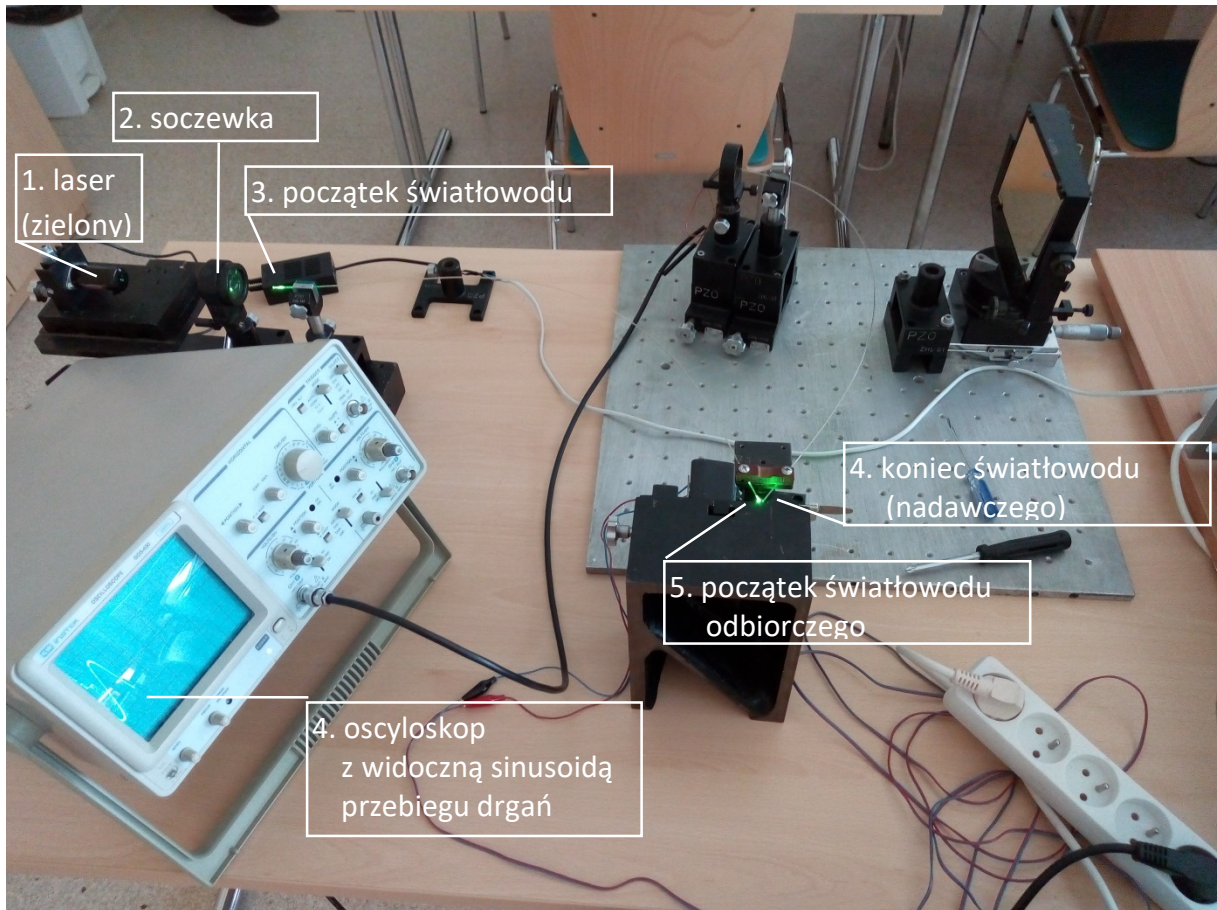
Można także zestawić obliczone kolejne częstotliwości rezonansowe dla struny i belki (blaszki), dla których częstotliwość podstawowa (pierwsza) jest taka sama, wyciągając też odpowiednie wnioski.

Literatura:

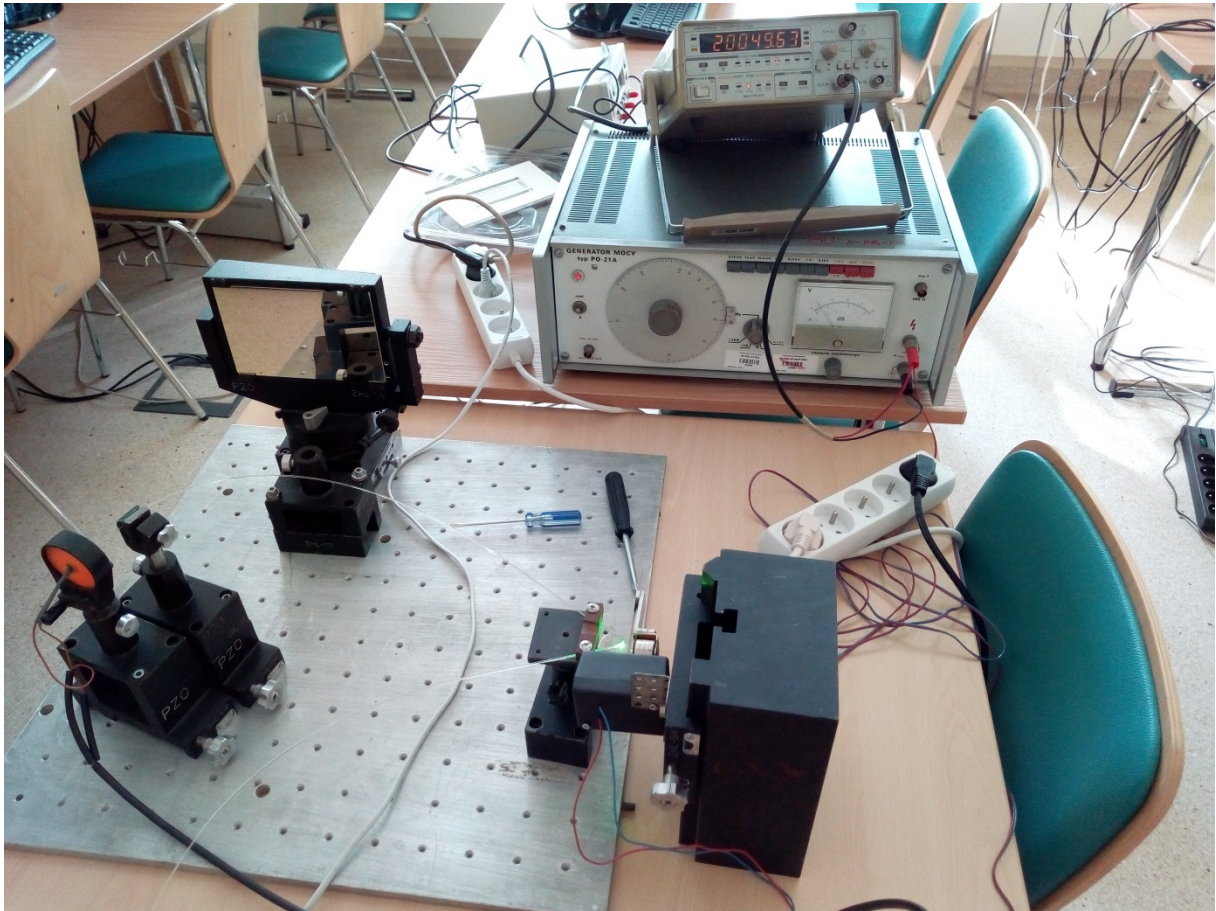
K. Piszczek, J. Walczak- Drgania w budowie maszyn, PWN, 1972

L.C. Paiais - Zarys telekomunikacji światłowodowej, WKŁ Warszawa, 1991

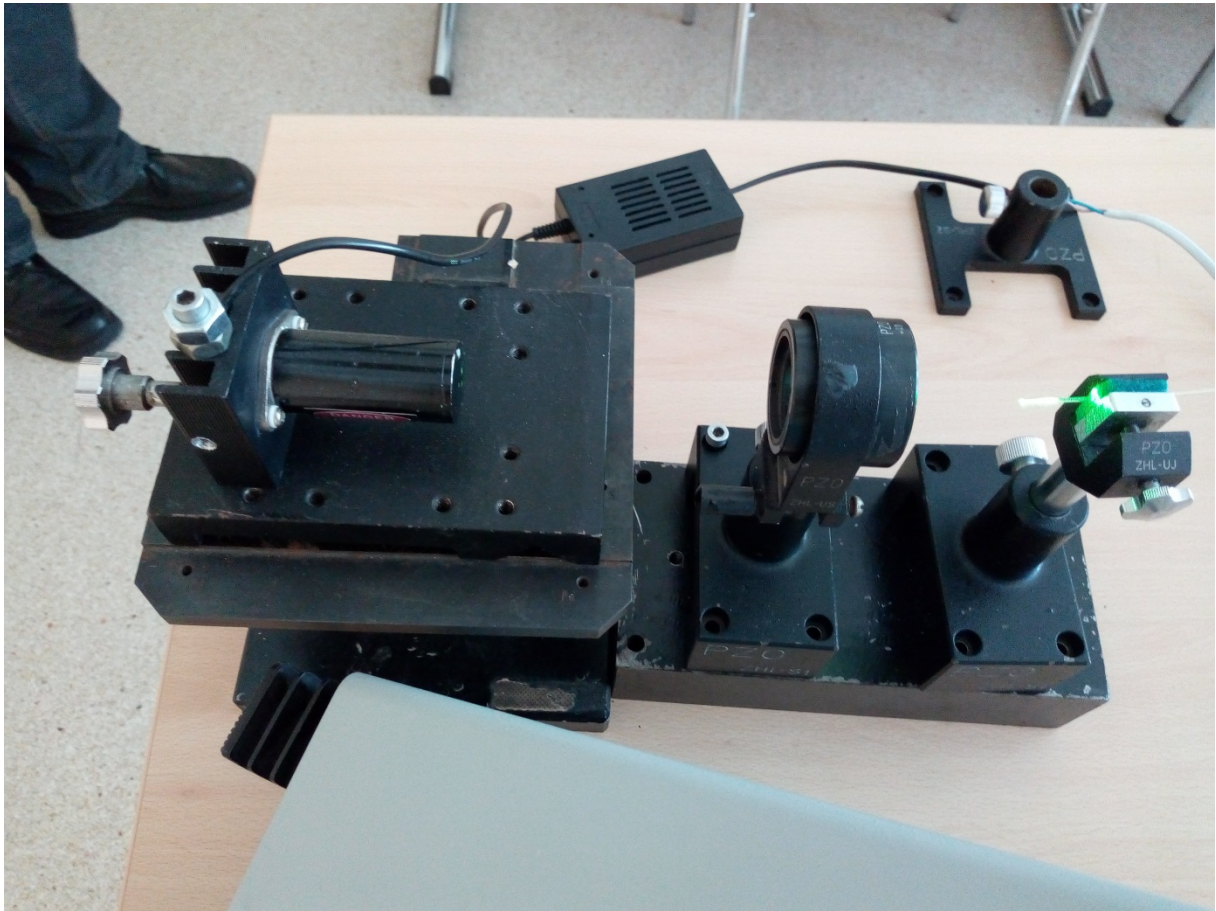
M. Szustakowski - Elementy techniki światłowodowej, WNT Warszawa, 1992



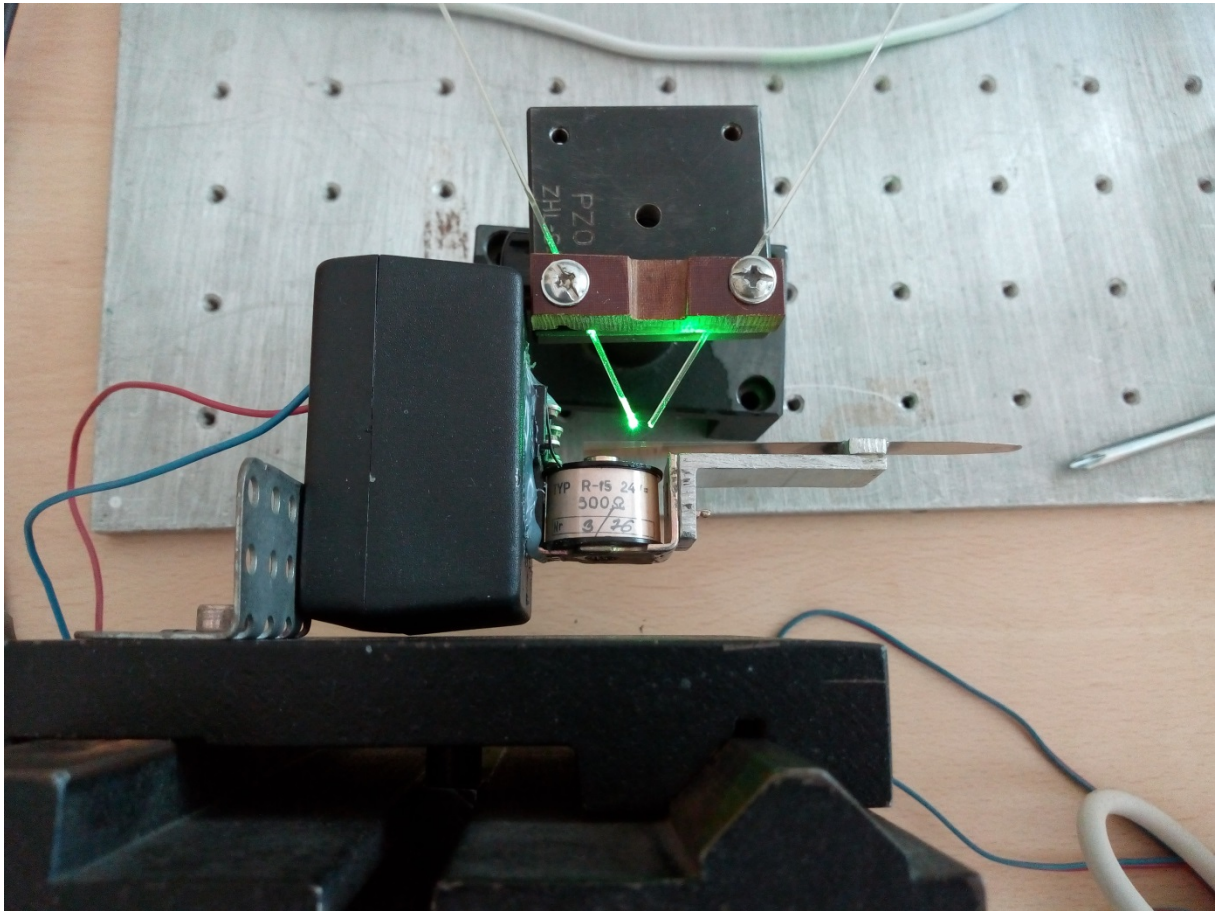
Układ pomiarowy



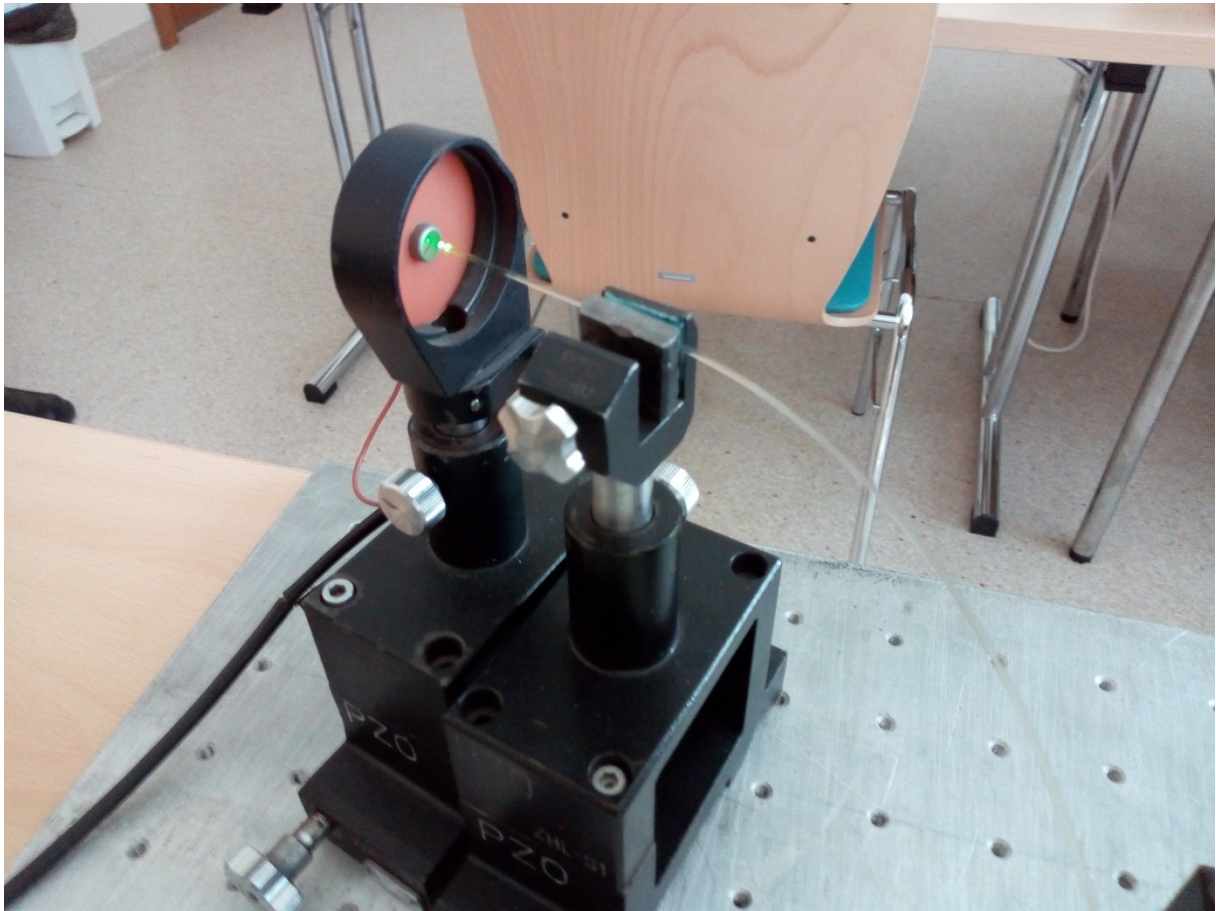
Układ pomiarowy od drugiej strony



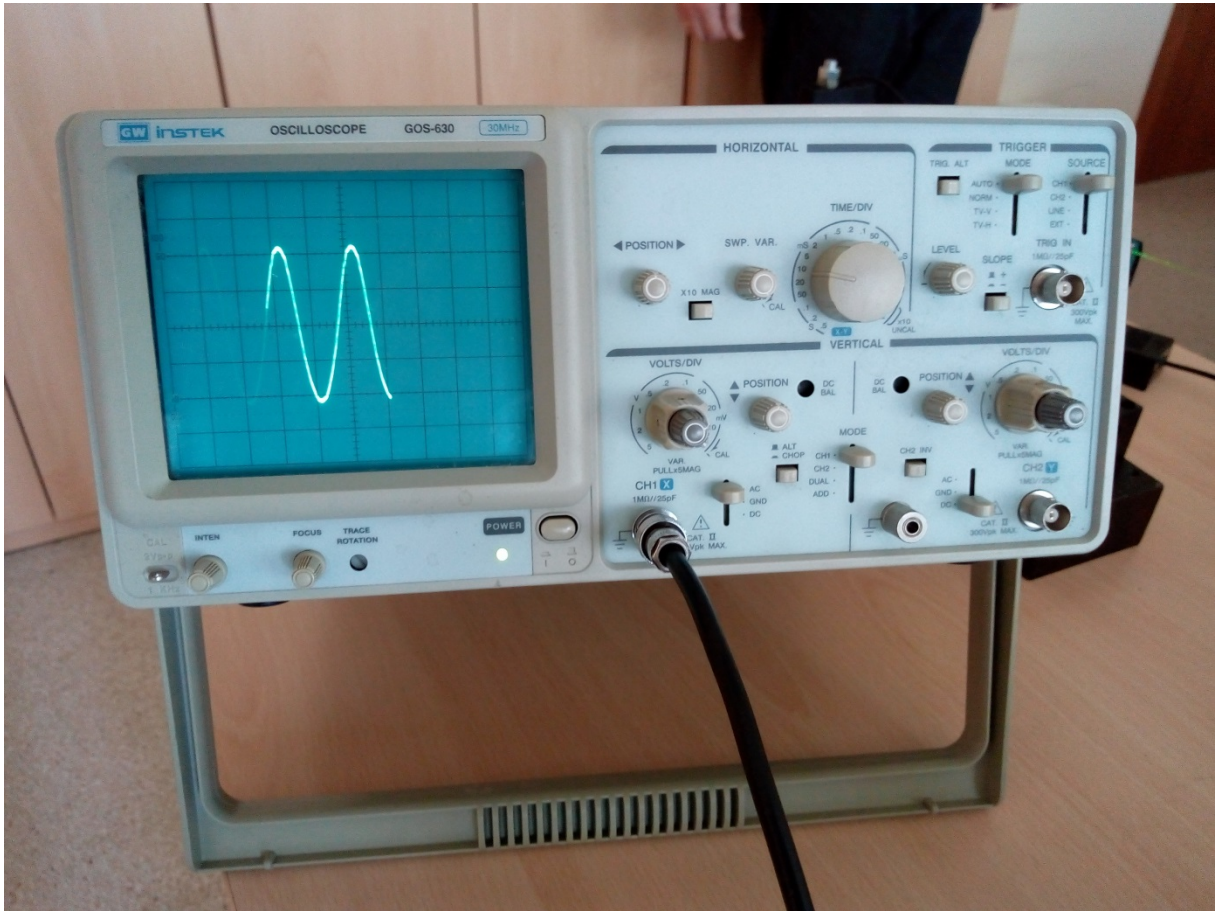
Laser, soczewka i znajdujący się w ogniskowej soczewki początek światłowodu



Światłowod oświetlający drgający element (blaszka) i światłowod odbiorczy.
Widoczna jest też poniżej blaszki okrągła cewka wytwarzająca zmienne pole magnetyczne
wprawiające blaszkę w drgania wymuszone.



Koniec światłowodu odbiorczego skierowany na detektor światła



Sygnal generowany na detektorze przez światło wychodzące ze światłowodu odbiorczego.

-
- 1
 - 2
 - 3
 - 4
 - 5
 - 6
 - 7
 - 8
 - 9
 - 10
 - 11
 - 12
 - 13

14

15

16

17

18

19

20

21

22

23

24

25

26

27

28

29

30

31

32

33

34

35