

## Rozwiązanie T1

Moment pędu masy  $m$  powietrza nad równikiem jest równy:  $J = m\Omega R^2$  ... (1)

gdzie:  $\Omega = \frac{2\pi}{24 \cdot 3600} \frac{1}{s}$  jest prędkością kątową ruchu obrotowego Ziemi, a  $R$  odległością powietrza od środka Ziemi, czyli z dobrą dokładnością promieniem Ziemi. Ponieważ nie działają żadne siły w kierunkach równoleżnikowych, moment pędu (względem osi obrotu Ziemi) jest zachowany i gdy to powietrze przemieści się na szerokość geograficzną  $\theta = 23^\circ 27'$  (zwrotnik), będziemy mieli:

$$J = mv_{\parallel} R \cos \theta, \dots (2)$$

gdzie  $v_{\parallel}$  jest równoleżnikową prędkością powietrza nad zwrotnikiem w układzie inercjalnym, a  $R \cos \theta$  - odległości, a tego powietrza od osi obrotu Ziemi. Równoleżnikową prędkość tego powietrza względem powierzchni Ziemi będzie zatem równa:

$$v = v_{\parallel} - \Omega R \cos \theta = \frac{\Omega R}{\cos \theta} - \Omega R \cos \theta = \Omega R \cdot \left( \frac{1}{\cos \theta} - \cos \theta \right) \approx 250 \frac{\text{km}}{\text{h}} \approx 70 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \dots (3)$$

### Punktacja

Zauważenie, że w rozwiązaniu należy wykorzystać zachowanie momentu pędu - 3pkt.

Wzór (1) na moment pędu powietrza nad równikiem - 2pkt.

Wzór (2) na moment pędu powietrza nad zwrotnikiem - 2pkt.

Wynik końcowy (wzór (3)) - 3pkt.

## Rozwiązanie T2

$$3,3 \cdot 10^6 \frac{1}{0,018} \approx 1,8 \cdot 10^8 \text{ moli } \text{H}_2\text{O}, \text{ czyli}$$

Podana ilość wody to:  $1,8 \cdot 10^8 \cdot 6,2 \cdot 10^{23} \cdot 10 \approx 1,1 \cdot 10^{33}$

protonów (skorzystaliliśmy z tego, że w  $\text{H}_2\text{O}$  jest 10 protonów). Zgodnie z prawem rozpadu promieniotwórczego, prawdopodobieństwo zdarzenia, że jeden wybrany proton nie rozpadnie się w ciągu czasu  $t_1 = 1$ rok jest równe:

$$p_1 = \left( \frac{1}{2} \right)^{\frac{t_1}{T_{1/2}}},$$

... (2)

gdzie  $T_{1/2}$  jest czasem połowicznego rozpadu. Ponieważ protony rozpadają się niezależnie od siebie, prawdopodobieństwo zdarzenia, że w czasie  $t_1$  nie rozpadnie się żaden spośród  $N$  protonów wynosi  $(p_1)^N$ . Z drugiej strony, zgodnie z treścią zadania, to prawdopodobieństwo jest równe  $1 - 0,95 = 0,05$ . Zatem:

$$(p_1)^N = 0,05,$$

... (3)

czyli:

$$\left( \frac{1}{2} \right)^{N \frac{t_1}{T_{1/2}}} = 0,05.$$

Otrzymujemy stąd:

$$N \frac{t_1}{T_{1/2}} = \log_{\frac{1}{2}} 0,05.$$

Ostatecznie:

$$T_{1/2} = \frac{N}{\log_{\frac{1}{2}} 0,05} t_1. \dots (4)$$

Podstawiając  $N = 1,1 \cdot 10^{33}$ ,  $t_1 = 1$ rok,  $\log_{0,5}(0,05) = \frac{\log 0,05}{\log \frac{1}{2}} \approx 4,3$  otrzymamy, że szukany czas połowicznego rozpadu jest równy:

$$T_{1/2} \approx 2,6 \cdot 10^{32} \text{ lat}. \dots (5)$$

### Punktacja

Obliczenie ilości protonów w danej próbce (wzór (1)) - 2pkt.

Wzór na prawdopodobieństwo nie rozpadnięcia się protonu po roku (wzór (2) lub równoważny) - 1pkt

Powiązanie prawdopodobieństwa nie rozpadnięcia się jednego protonu z prawdopodobieństwem nie wystąpienia rozpadu protonu w próbce (wzór (3) lub równoważny)- 3pkt.

Wyznaczenie  $T_{1/2}$ (wzór (5)) - 4pkt.

### Rozwiązanie T3

a), b) Gdy walec stacza się z prędkości  $v$ , a  $\alpha$ , to indukowana siła elektromotoryczna jest równa:

$$U = vdB \sin \alpha, \dots(1)$$

która powoduje, że płynie przez niego prąd:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{vdB \sin \alpha}{R}, \dots(2)$$

Ten prąd wytwarza siłę elektrodynamiczną równą:

$$F_B = IdB, \dots(3)$$

i skierowaną pionowo w górę (ta siła musi się przeciwstawiać zmianie strumienia indukcji magnetycznej, dlatego w przypadku staczającego się walca jest skierowana w górę, a nie w dół). Rozważmy teraz moment siły elektrodynamicznej względem chwilowej osi obrotu walca. Zgodnie z treścią zadania prąd  $I$  jest rozłożony równomiernie na całej powierzchni przekroju poprzecznego walca (jest to naturalne założenie gdy  $d \gg r$ ), zatem również siła  $F_B$  jest sumą równomiernie rozłożonych sił działających na poszczególne "linie prądu". Suma momentów tych sił (względem dowolnego punktu) jest równa momentowi siły  $F_B$  (względem tego samego punktu) przyłożonej do środka walca. Jest to analogiczna sytuacja jak w przypadku siły ciężkości działającej na ciało znajdujące się w jednorodnym polu grawitacyjnym. Uwzględniając siłę grawitacyjną, całkowity moment siły względem chwilowej osi obrotu walca jest równy:

$$M = (mg - F_B) r \sin \alpha.$$

Przyspieszenie kątowe walca zatem wynosi:

$$\epsilon = \frac{(mg - F_B) r \sin \alpha}{I + mr^2} = \frac{mg - \frac{1}{R}vd^2 B^2 \sin \alpha}{\frac{3}{2}mr} \sin \alpha, \dots(4)$$

gdzie  $I = \frac{1}{2}mr^2$  jest momentem bezwładności walca względem jego osi. Stąd przyspieszenie walca jest równe:

$$a = \epsilon r = \frac{mg - \frac{1}{R}vd^2 B^2 \sin \alpha}{\frac{3}{2}m} \sin \alpha = \frac{2}{3}g \left(1 - \frac{v}{v_m}\right) \sin \alpha, \dots(5)$$

gdzie wprowadziliśmy oznaczenie:

$$v_m = \frac{mgR}{d^2 B^2 \sin \alpha}, \dots(6)$$

Ponieważ  $a > 0$  dla  $v < v_m$  oraz  $a = 0$  dla  $v = v_m$ , wzór (5) oznacza, że powyższe  $v_m$  jest maksymalną prędkością, jaką walec może osiągnąć w rozważanej sytuacji (tzn. gdy jego prędkość początkowa jest równa 0). Oznacza to, że  $v_m = v_{max}$ , czyli szukana w punkcie

a) prędkość maksymalna jest równa:

$$v_{\max} = \frac{mgR}{d^2 B^2 \sin \alpha} \quad \dots(7)$$

Wzór na  $a$  w nowych oznaczeniach przyjmie postać:

$$a = \frac{2}{3}g \left(1 - \frac{v}{v_{\max}}\right) \sin \alpha. \quad \dots(8)$$

Dla  $v = 0$  otrzymujemy:

$$a = \frac{2}{3}g \sin \alpha, \quad \dots(9)$$

dla  $v = (v_{\max})/2$  otrzymujemy:

$$a = \frac{1}{3}g \sin \alpha.$$

Dyskusja zależności  $v_{\max}$  od  $\alpha$  (alfa):

Zauważmy, że zgodne z treścią zadania wartości  $\alpha$  (alfa) odpowiadają  $0 \leq \alpha < \pi/2$ . Ze wzoru (7) wynika, że  $v_{\max}$  jest najmniejsze dla  $\alpha = \pi/2$  i rośnie, gdy  $\alpha$  maleje. Gdy  $\alpha$  dąży do 0,  $v_{\max}$  dąży do nieskończoności. Zauważmy jednak, że im mniejsze  $\alpha$ , tym mniejsze jest przyspieszenie, a więc wzrasta czas osiągnięcia prędkości zbliżonej do  $v_{\max}$ . W przypadku dokładnego  $\alpha = 0$  wcale nie będziemy mieli nieskończonej prędkości maksymalnej, gdyż wtedy przyspieszenie jest równe 0 i walec pozostanie w spoczynku (czyli można przyjąć, że prawdziwe  $v_{\max} = 0$ ). Warto zauważyć, że tak naprawdę przypadki z różnymi  $\alpha$  odpowiadają tej samej granicznej wartości pionowej składowej prędkości walca równej:

$$\frac{mgR}{d^2 B^2}.$$

c) Formalnie wzór (8) obowiązuje również dla  $v > v_{\max}$ ; wynika z niego, że walec będzie zmniejszał swoją prędkość, aż do osiągnięcia prędkości  $v_{\max}$ . Jednak w rzeczywistości w tej sytuacji suma siły  $FB$  i siły grawitacyjnej jest skierowana do góry, co oznacza, że walec oderwie się od przewodów. To jednak oznacza przerwanie obwodu i wyłączenie działania siły  $FB$ , a więc niemożność oderwania się walca od przewodów! W praktyce sytuacja będzie taka, że ze względu na zmniejszenie siły nacisku opór w obwodzie wzrośnie na tyle, że  $FB$  będzie jednak mniejsze od  $mg$ . W idealnym przypadku  $FB = mg$ , co oznacza, że walec poruszałby się ze stałą prędkością. Dokładnie co by się w rzeczywistości działo w takiej sytuacji nie można jednak określić na podstawie treści zadania i potrzebne są dodatkowe założenia.

Punktacja:

Wyznaczenie siły elektromotorycznej (wzór (1)) - 1pkt.

Wyznaczenie prądu  $I$  (wzór (2)) - 1pkt.

Wzór na siłę elektrodynamiczną (wzór (3)) - 1pkt.

Wyznaczenie przyspieszenia  $a$  i  $e$  (wzory (5) i (4)) - 2pkt.

Wyznaczenie  $v_{\max}$  (wzór (7)) - 1pkt.

Podanie szczególnych wartości  $a$  dla  $v = 0$  i  $v = v_{\max}/2$  (wzory (9) i (10)) - 1pkt.

Dyskusja zależności  $v_{\max}$  od  $\alpha$ , w szczególności wyjaśnienie przypadku  $\alpha = 0$  - 1pkt.

Zauważenie, że przyjęcie  $v > v_{\max}$  przy założeniu, że obwód pozostaje zamknięty i opór się nie zmienia, powoduje oderwanie walca i prowadzi do przeczości - 2pkt

## Rozwiązanie D1

*Część teoretyczna*

Momenty bezwładności banana można wyznaczyć traktując banan jako wahadło fizyczne. Okres drgań  $T$  wahadła fizycznego o masie  $m$  zawieszono w odległości  $l_s$  od środka ciężkości wynosi:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{m l_s g}}, \quad (1)$$

gdzie  $I$  - moment bezwładności wahadła względem punktu zawieszenia,  $g$  — przyspieszenie ziemskie. Zgodnie z twierdzeniem Steinera moment bezwładności banana  $I$  można przedstawić w postaci:

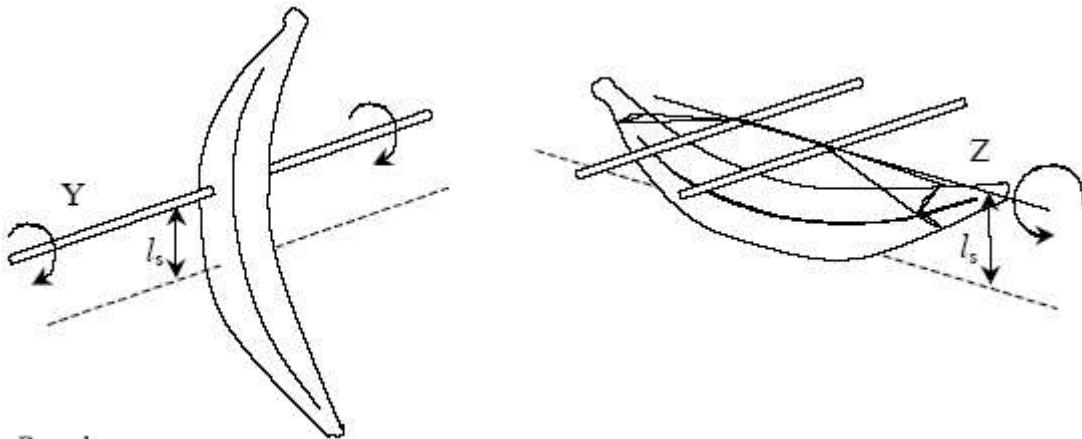
$$I = I_0 + m l_s^2 \quad (2)$$

gdzie  $I_0$  oznacza szukany moment bezwładności względem osi przechodzącej przez środek ciężkości banana, równoległej do osi jego drgań.

Łącząc wyrażenia (1) i (2) otrzymujemy:

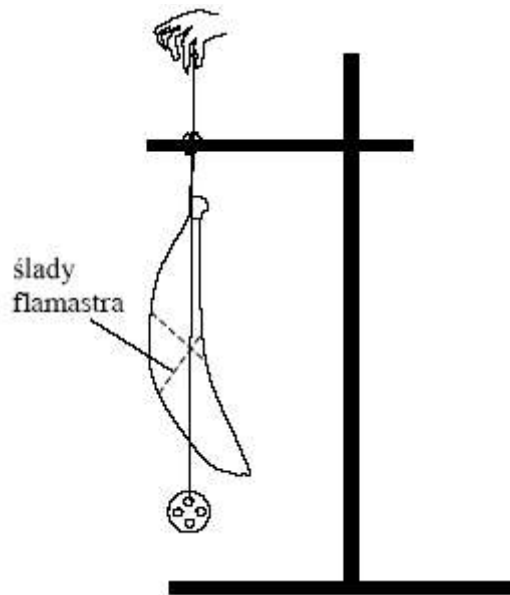
$$I_0 = m l_s (g T^2 / 4\pi^2 - l_s). \quad (3)$$

Zatem dla wyznaczenia momentu bezwładności  $I_0$  banana wystarczy odpowiednio go zawiesić i zmierzyć okres drgań, względem osi równoległej do wybranej osi przechodzącej przez jego środek ciężkości. Żeby to zrobić, można przebić banan patyczkiem lub zawiesić na nitkach tak, aby drgał tylko wokół osi przechodzącej przez punkty zawieszenia nitki (Rys. 1).



Rys. 1

Położenie środka ciężkości banana można wyznaczyć zawieszając banan na różne sposoby. Trzymając w ręku guzik zawieszony na nitce zaznaczamy flamastrem na bananie linie wzdłuż prostej pionowej przechodzącej przez punkt zawieszenia banana (rys 2). Każdorazowe zawieszenie banana i guzika wyznacza płaszczyznę, w której znajduje się  $l_s$   $Z$   $Y$   $l_s$  środek ciężkości banana. Trzy różne rodzaje zawieszenia wystarczą więc do wyznaczenia jego położenia we wnętrzu banana.



Rys. 2

### Część doświadczalna

Masa banana użytego do pomiarów wynosiła  $m = 130,1\text{g}$ . Wieszając banan w różnych konfiguracjach wyznaczamy położenie jego środka ciężkości. Następnie zawieszamy banan tak, aby wykonywał drgania tylko w jednej, wybranej płaszczyźnie (rys. 1). Stoperem mierzymy okres drgań  $T$ . Dla każdej konfiguracji powtarzamy pomiar kilka razy. Z uzyskanych danych obliczamy wartość średnią i niepewność pomiarową  $T$ . Mierzymy odległość od punktu zawieszenia do środka ciężkości  $l_s$ . Jest ona obarczona niepewnością wynoszącą około 4 mm. Zatem, jeśli wartość  $l_s$  jest mała (oś blisko środka ciężkości), to błąd względny będzie duży. Jeśli  $l_s$  jest bliskie  $gT^2/4\pi^2$  (oś daleko od środka ciężkości) to drugi czynnik we wzorze (3) będzie obciążony znacznym błędem. Dlatego w pomiarach należy wybrać warunki pośrednie. W przypadku drgań wokół osi X, przy zawieszeniu banana na nitkach w odległości  $l_s = (7,0 \pm 0,3)$  cm zmierzono okres  $T = (0,61 \pm 0,05)$ s. Po podstawieniu do wzoru (3) i oszacowaniu niepewności pomiarowej dostajemy moment bezwładności  $I_{0x} = (2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^2$ . Analogicznie, przy zawieszeniu banana w odległości  $l_s = (11,0 \pm 0,3)$  cm od środka ciężkości, dla drgań wokół osi Y zmierzono okres  $T = (0,72 \pm 0,05)$ s, co daje  $I_{0y} = (2,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^2$ .

Dla drgań wokół osi Z pomiar był bardzo trudny, gdyż okres drgań był krótki. Ponadto, banan zawieszony na nitkach wykonywał drgania złożone, a patyk trudno było wbić ślady flamastra prawidłowo. Dla odległości  $l_s = (1,8 \pm 0,3)$  cm okres drgań wyniósł  $T = 0,35 \pm 0,05$ s, co daje  $I_{0z} = (0,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^2$ .

Uzyskane wyniki potwierdzają oczekiwania, że  $I_{0y} > I_{0x} \gg I_{0z}$ . Bardzo duży wpływ na uzyskane wyniki ma staranność wykonania doświadczenia. Ważne jest, aby banan wykonywał drgania w jednej płaszczyźnie. Badanie okresu drgań wahadła fizycznego nie jest jedynym sposobem wyznaczenia momentów bezwładności banana. Inna metoda pomiarowa mogłaby polegać na badaniu wahadła torsyjnego. Wymaga ona jednak bardziej skomplikowanych rozważań teoretycznych.

### Proponowana punktacja

#### Część teoretyczna

1. Pomysł pomiaru okresu drgań banana zawieszzonego w pewnej odległości od środka ciężkości do 2 pkt.
2. Zastosowanie właściwych wzorów do 2 pkt.
3. Pomysł na wyznaczenie środka ciężkości banana do 2 pkt.

### Część doświadczalna

1. Wyznaczenie środka ciężkości banana do 2 pkt.
2. Pomiar częstotliwości drgań banana dla trzech osi drgań do 6 pkt.
3. Wyznaczenie wartości momentów bezwładności i oszacowanie niepewności pomiarowych do 6 pkt.

## Rozwiązanie D2

Wyznaczenie stosunku sprawności żarówek polega na porównaniu mocy światła emitowanego przez żarówki oraz mocy elektrycznej pobieranej przez żarówki:

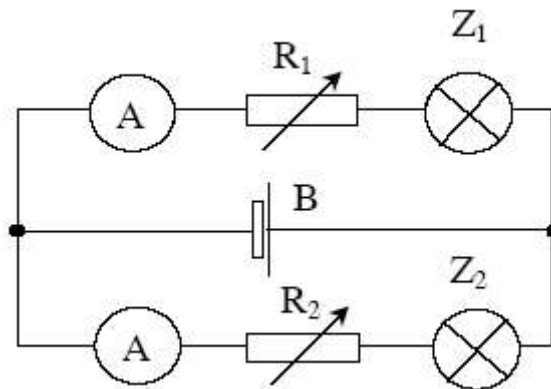
$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{P_{\text{sw1}}}{P_{\text{sw2}}} \cdot \frac{P_{\text{el2}}}{P_{\text{el1}}}, \quad (1)$$

gdzie  $P_{\text{sw1}}$ ,  $P_{\text{sw2}}$  oznaczają moc światła widzialnego emitowanego przez żarówki, natomiast  $P_{\text{el1}}$ ,  $P_{\text{el2}}$  oznaczają moc elektryczną pobieraną, odpowiednio przez zwykłą żarówkę i żarówkę o podwyższonej jasności.

Jeśli żarówki zasilane będą takim samym napięciem, to do wyznaczenia stosunku mocy elektrycznej żarówek wystarczy zmierzyć płynące przez nie prądy:

$$\frac{P_{\text{el2}}}{P_{\text{el1}}} = \frac{I_2}{I_1} \quad (2)$$

Mając do dyspozycji baterie o napięciu wyższym niż napięcie znamionowe żarówek, odpowiednie pomiary można wykonać w układzie, którego schemat elektryczny przedstawiono na rys. 1.



Rys. 1

W układzie tym żarówki podłączone są do tego samego źródła napięcia, który stanowią np. połączone równolegle baterie 4,5 V. Odpowiednio dobierając opory  $R_1$  oraz  $R_2$  można doprowadzić do sytuacji, w której na zaciskach żarówek uzyska się napięcie znamionowe (mierzymy je woltmierzem).

W celu wyznaczenia stosunku mocy światła emitowanego przez żarówki można porównać jasność cieni ołówka ustawionego przed ekranem.

Zmieniając odległości żarówek od ekranu można doprowadzić do sytuacji, w której jasności obu cieni są takie same. Jeśli odległości pomiędzy ołówkiem a żarówkami będą odpowiednio duże, to żarówki można traktować jako źródła punktowe. Wtedy można przyjąć, że natężenie światła docierającego do ekranu jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu odległości żarówki od ekranu i spełniony jest związek:

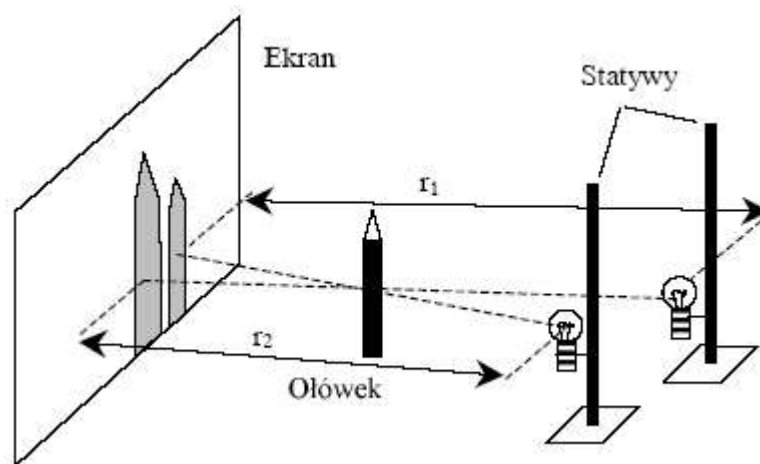
$$\frac{P_{\text{sw1}}}{P_{\text{sw2}}} = \frac{r_1^2}{r_2^2},$$

(3)

gdzie  $r_1$  i  $r_2$  - odległości od ekranu, odpowiednio pierwszej i drugiej żarówki. Po podstawieniu wyrażen (2) oraz (3) do wzoru (1) dostajemy ostatecznie:

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \cdot \frac{I_2}{I_1}$$

(4)



Rys. 2

#### Wykonanie doświadczenia

Do żarówek podłączamy (np. lutujemy) dostatecznie długie przewody, które umożliwią zmianę położenia żarówek przed ekranem. Żarówki przyklejamy do statywów taśmą klejącą na jednakowej wysokości (mniejszej niż długość ołówka) w taki sposób, aby osie żarówek były pionowe. Jest to ważne, w sytuacji, gdy dysponujemy żarówkami z wbudowaną soczewką, która istotnie zmienia kątowy rozkład natężenia światła emitowanego w kierunku osi żarówki, natomiast nie zmienia rozkładu natężenia światła w kierunku poprzecznym. Należy też zadbać o to, żeby włókna żarówek ustawione były równoległe do ekranu. Ekran może stanowić kartka białego papieru przyklejona na ścianie. Przed kartką ustawiamy pionowo ołówek, którego cień będziemy obserwować. Zmieniając odległość obu żarówek od ekranu wyznaczamy pary odległości ( $r_1$ ,  $r_2$ ), dla których cienie są jednakowo jasne (szare). Zadanie to jest dość trudne ze względu na istotnie różne barwy cieni wynikające z różnych temperatur włókien obu żarówek, tym niemniej po kilku próbach, z dokładnością ok. 5% udaje się ustalić odległości, przy których jasności cieni są zbliżone. Wykonujemy szereg pomiarów dla różnych odległości żarówek od ekranu i nanosimy je na wykres. Na osi pionowej odkładamy wartość  $r_1^2$ , a na poziomej wartość  $r_2^2$ , dla których jasności obu cieni są równe (rys. 3). Zgodnie ze wzorem (3)

$$r_1^2 = \frac{P_{\text{św1}}}{P_{\text{św2}}} r_2^2,$$

(4)

co można przedstawić w postaci:

$$r_1^2 = ar_2^2,$$

(5)

gdzie:

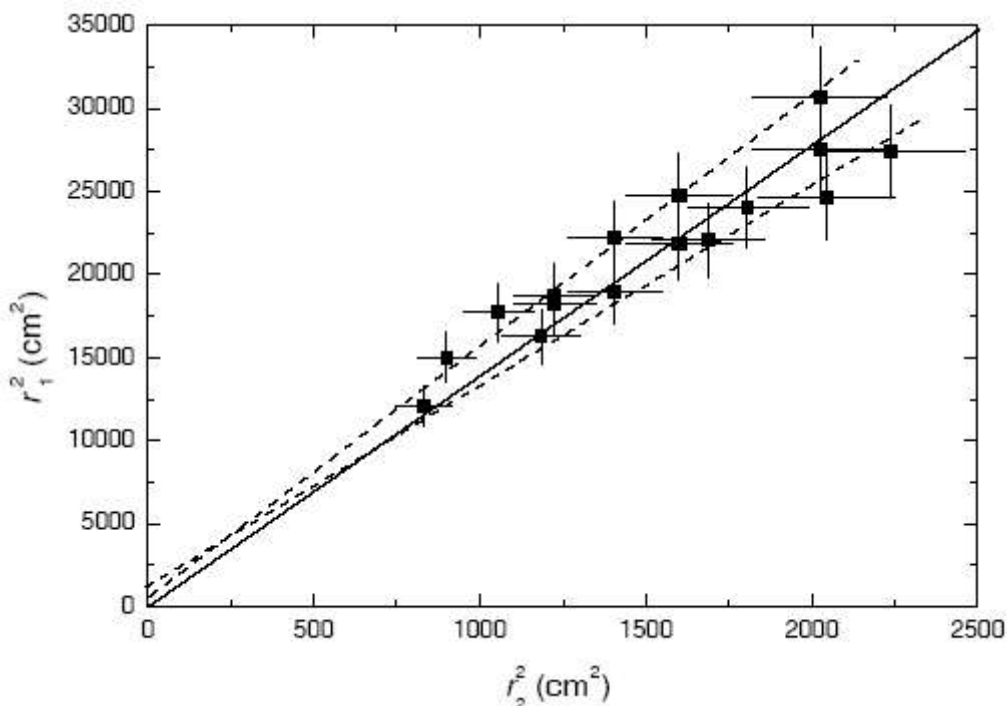
$$a = \frac{P_{\text{św1}}}{P_{\text{św2}}}$$

Wyniki pomiarów wraz z dopasowaną prostą przedstawia rys. 3. Indeks „1” odnosi się do żarówki o podwyższonej sprawności, a „2” do zwykłej żarówki.

Z dopasowania uzyskano wartość  $a = 14 \pm 3$ . Biorąc pod uwagę, że natężenia prądu płynącego przez żarówkę o podwyższonej jasności oraz przez żarówkę zwykłą wynosiły odpowiednio  $I_1 = (0,77 \pm 0,01)$  oraz  $I_2 = (0,28 \pm 0,01)$  ze wzoru (1) uzyskano wartość stosunku sprawności

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = 5 \pm 1$$

żarówek



Rys. 3

Wynik ten jest obarczony błędem systematycznym wynikającym z różnej barwy światła emitowanego przez żarówki. W połączeniu z zależnością czułości ludzkiego oka od długości fali światła sprawia to, że natężenia światła docierającego do ekranu mogą być różne, mimo że obserwator stwierdza, że są jednakowe. Ważne jest również, aby ostateczne pomiary wykonać używając nowych baterii, na tyle szybko, aby ich nie rozładować.

### Proponowana punktacja

#### Część teoretyczna

- 1) Pomysł porównania jasności cieni na ekranie do 5 pkt.
- 2) Wyrażenie stosunku sprawności żarówek przez stosunek mocy elektrycznych i odległości żarówek od ekranu (odpowiednie założenia, wyprowadzenie wzorów (1)-(4)) do 5 pkt.

#### Część doświadczalna

- 1) Zestawienie poprawnego układu eksperymentalnego (układ elektryczny, optyczny, właściwe ustawienie włókien żarówek ) do 2 pkt.
- 2) Pomiar prądu płynącego przez żarówki (dla takiego samego napięcia na obu żarówkach) do 1 pkt.
- 3) Wyznaczenie odległości żarówek od ekranu, dla których jasności cieni są zbliżone do 3 pkt.



4) Wykonanie wykresu i dopasowanie prostej do zależności  $r$  od  $r$

1 r od 2

2 r do 2 pkt.

5) Uzyskanie poprawnego wyniku i dyskusja niepewności pomiarowych do 2 pkt.

### Rozwiązanie D3

#### Część teoretyczna

Zadanie można rozwiązać nagrywając dźwięk emitowany podczas kolejnych zderzeń kulki ze stołem. Pomiędzy zderzeniami kulka (piłeczka) porusza się na przemian ruchem jednostajnie opóźnionym i przyspieszonym, zatem czas między zderzeniami  $i$  oraz  $i+1$  wynosi:

$$T_i = \frac{2V_{0i}}{g} \quad (1)$$

Oznacza to, że prędkość tuż przed  $i+1$  zderzeniem jest równa:

$$V_{0i} = \frac{gT_i}{2} \quad (2)$$

Zatem maksymalna energia kinetyczna kulki (piłeczki) wyniesie:

$$E_{0i} = \frac{mg^2 T_i^2}{8} \quad (3)$$

Stąd względna strata energii kinetycznej przy kolejnych zderzeniach:

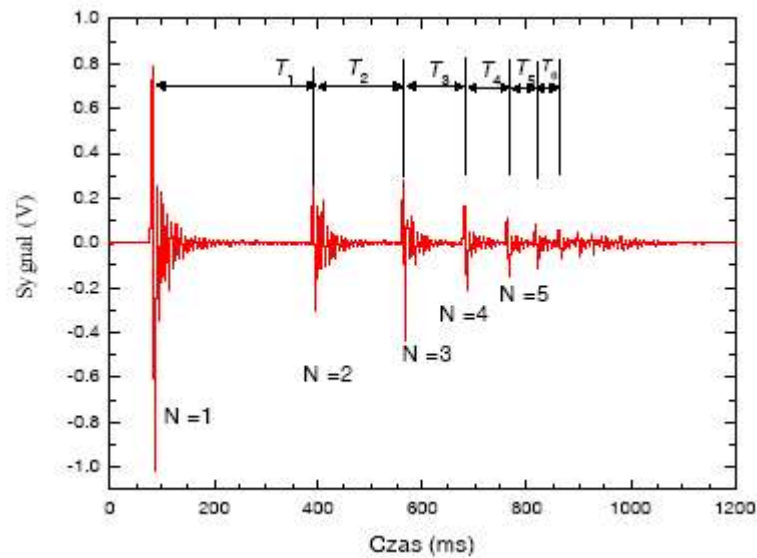
$$\eta_i = \frac{E_{0i+1} - E_{0i}}{E_{0i}} = \frac{T_{i+1}^2 - T_i^2}{T_i^2} \quad (4)$$

#### Część doświadczalna

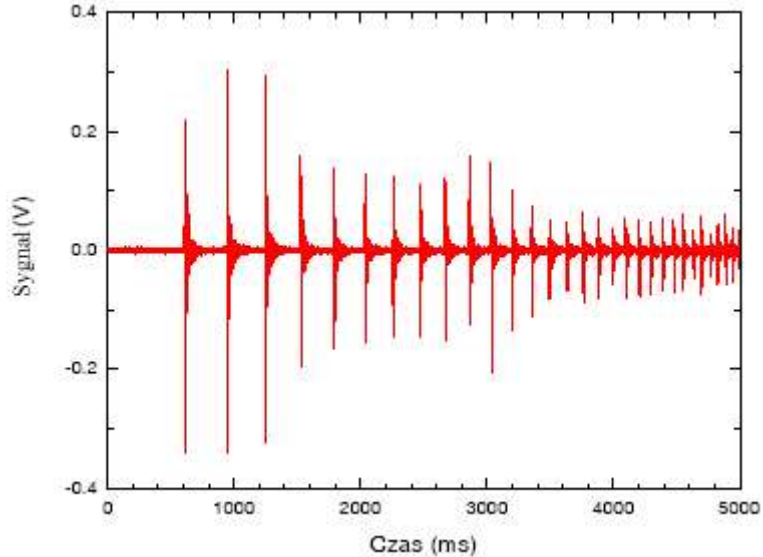
Ustawiamy mikrofon możliwie blisko miejsca, w którym będziemy badać odbicia kulki (piłeczki) od stołu. Uruchamiamy program rejestrujący i puszczamy kulkę na stół z możliwie dużej wysokości, dbając jednak o to, aby kulka nie uciekała ze stołu. Następnie odczytujemy czas, przy którym zarejestrowane zostały dźwięki odpowiadające kolejnym zderzeniom kulki ze stołem. W przypadku użycia najprostszego oprogramowania, np. programu rejestrator dźwięku oferowanego przez system operacyjny Windows, robimy to „przewijając” zarejestrowany sygnał. Dokładniejsze pomiary można wykonać wykorzystując program „Oscyloskop”, który pozwala na rejestrację zależności czasowej amplitudy sygnału od czasu w formie ciągu par liczb: czas (ms), wartość sygnału (V). Taki sygnał można potem analizować używając np. arkusza kalkulacyjnego. Przykładowe zależności czasowe sygnałów zarejestrowanych w ten sposób dla kulki stalowej oraz piłeczki pingpongowej, puszcanych z tej samej wysokości, są przedstawione na rys. 1 oraz rys. 2. Na pierwszy rzut oka widać, że czas trwania ruchu dla kulki stalowej jest kilka razy krótszy niż dla piłeczki pingpongowej. Oznacza to, że straty energii w przypadku kulki stalowej są znacznie większe niż w przypadku piłeczki pingpongowej. Przykładowe dane eksperymentalne uzyskane dla kuleczki stalowej zostały zebrane w Tabeli 1. Rys. 3 przedstawia zależności strat energii od prędkości dla kulki stalowej i piłeczki pingpongowej wyznaczone ze wzoru (4).

Na podstawie uzyskanych danych doświadczalnych można stwierdzić, że straty procentowe energii kinetycznej przy odbiciu w małym stopniu zależą od prędkości zderzenia. Dla kulki stalowej są one na poziomie 50% natomiast dla piłeczki pingpongowej ok. 15%. Znacznie większe straty energii dla kulki stalowej można wyjaśnić tym, że kulka stalowa jest znacznie sztywniejsza niż powierzchnia stołu. Dlatego podczas zderzenia to powierzchnia stołu

odkształca się w znacznie większym stopniu niż kulka. W przypadku zderzenia piłeczki pingpongowej z powierzchnią stołu, sytuacja jest inna – to piłeczka jest mniej sztywna i odkształca się w znacznie większym stopniu niż powierzchnia stołu, co sprawia, że procentowy przekaz energii od piłeczki do stołu (straty) jest mniejszy. Podobnie, różna wydaje się przyczyna rozrzutu strat energii obserwowanego dla kolejnych zderzeń (Rys. 3) dla kulki stalowej i piłeczki pingpongowej. W przypadku kulki stalowej jest on głównie spowodowany niejednorodnością powierzchni stołu (kulka padała na sztywniejsze i mniej sztywne obszary stołu). Natomiast w przypadku piłeczki pingpongowej obserwowany rozrzut strat wynika raczej z niejednorodności grubości (czy też sztywności) jej powłoki.

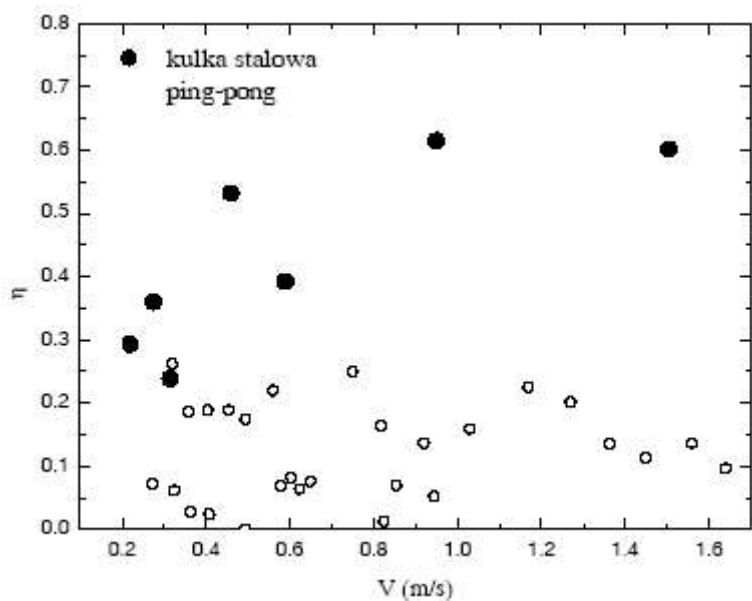


Rys. 1



Rys. 2

N	Czas (ms)	$T_i$ (ms)	$V_i=1/2gT$ (m/s)	$E/m=1/2V_i^2$ (m/s) <sup>2</sup>	$\Delta E/m$ (m/s) <sup>2</sup>	$\eta$
1	3621	301	1,505	1,133	0,681	0,60
2	3922	190	0,95	0,451	0,277	0,61
3	4112	118	0,59	0,174	0,068	0,39
4	4230	92	0,46	0,106	0,056	0,53
5	4322	63	0,315	0,050	0,012	0,24
6	4385	55	0,275	0,038	0,014	0,36
7	4440	44	0,22	0,024	0,007	0,29
8	4484	37	0,185	0,017		
9	4521					



Rys. 3

### Proponowana punktacja

#### Część teoretyczna

- 1) Pomysł wyznaczenia strat energii w oparciu o pomiar czasu pomiędzy kolejnymi zderzeniami do 5 pkt.
- 2) Wyprowadzenie wzorów (1)-(4) do 5 pkt.

#### Część doświadczalna

- 3) Wykonanie pomiarów czasu pomiędzy kolejnymi zderzeniami dla kulki stalowej i piłeczki pingpongowej do 6 pkt.
- 4) Sporządzenie wykresu do 2 pkt.
- 5) Dyskusja uzyskanego wyniku (przyczyna różnicy strat, przyczyna rozrzutu strat dla kolejnych zderzeń) do 2 pkt.