

UNIVERSITETI I KAMËZËS
FAKULTETI I PESHKIMIT
DEGA: PESHKIM 1^F

PUNË LABORATORI

LËNDA: FIZIKË 1

Punoi: Filan Fisteku

Pranoi: Dr. Aqif Kopertoni

Kamëz 2024-2025

1 Studimi i lëvizjes së nxituar (në rrafshin e pjerrët)

1.1 Teoria e punës

Lëvizja me nxitim e një trupi karakterizohet nga ndryshimi i shpejtësisë në lidhje me kohën. Vetë nxitimi përcaktohet si raporti i ndryshimit të shpejtësisë $\Delta \vec{v}$ me intervalin e kohës Δt gjatë të cilit ndodh ky ndryshim, pra:

$$\vec{a}_m = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} \quad (1)$$

Indeksi m tek \vec{a}_m nënkupton nxitimin mesatar. Teorikisht, duke kaluar në limit raportin e mësipërm kur $\Delta t \rightarrow 0$, merret i ashtuquajturi nxitimi i çastit \vec{a} :

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2)$$

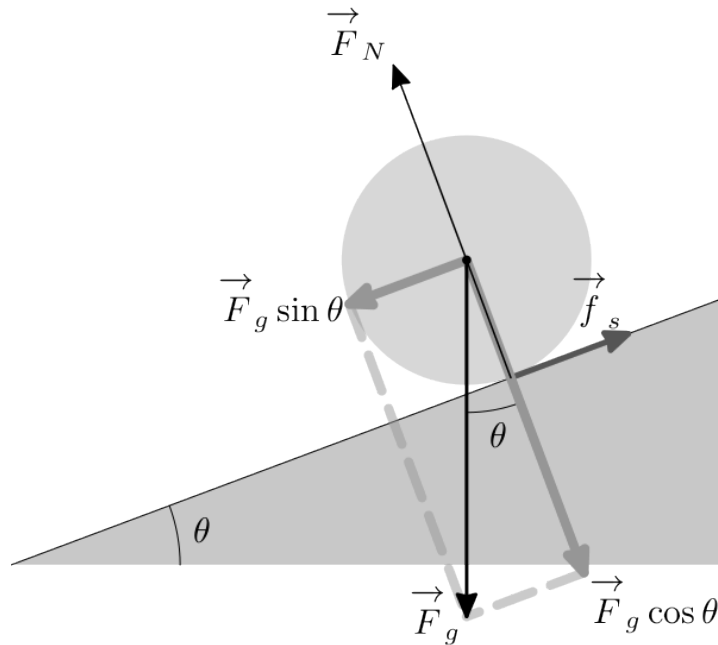


Figura 1: Një sferë uniforme që rrëshqet pa rrëshqitje përgjatë një plani të pjerrët.

Në këtë punë laboratorie, lëvizja me nxitim e trupit përfshihet nga lëvizja e tij në një plan të pjerrët. Në qoftë se do të studiojmë nga pikëpamja dinamike lëvizja e trupit do të konstatojmë se tek ai ushtrohen këto forca: forca gravitacionale \vec{F}_g , forca e kundërveprimit të planit (forca normale) \vec{F}_N dhe forca e fërkimit \vec{f}_s e kundërt me drejtimin e lëvizjes (Fig. 1). Rezultantja \vec{R} e këtyre forcave do të shkaktojë nxitimin \vec{a} të trupit (në përputhje me ligjin e II të Njutonit të zbatuar për këtë rast), pra:

$$\vec{a} = \frac{\vec{R}}{m} \quad (3)$$

ku

$$\vec{R} = \vec{F}_g + \vec{F}_N + \vec{f}_s \quad (4)$$

Nga barazimi (3) del se nxitimi a është konstant dhe pozitiv, pra kemi një lëvizje të përsheptuar. Për të qenë më të saktë duhet thënë se barazimi (1) zbatohet për rastin e një trupi që rrëshqet në planin e pjerrët. Në rastin tonë trupi (që është një sferë) rrëshqet në planin e pjerrët dhe dinamika e tij ndryshon nga rasti kur ai rrëshqet. Një studim i saktë i dinamikës së rrëshqitjes së

kësaj sferë në planin e pjerrët ka si konkluzion faktin se lëvizja e qendrës së masës së sferës bëhet me nxitim konstant a , pozitiv. Llogaritjet nga ana dinamike tregojnë gjithashtu se nxitimi a (kur nuk merret parasysh forca e fërkimit) varet nga këndi θ sipas barazimit $a = g \sin \theta$. Meqënëse lëvizjen e sferës do ta shqyrtojmë nga pikëpamja kinematike, duhet to kemi parasysh dy formulat kryesore të cilat shprehin rrugën S dhe shpejtësinë v në lëvizjen me nxitim konstant a :

$$\begin{aligned} S &= v_0 t + \frac{at^2}{2} \\ v &= v_0 + at \end{aligned} \quad (5)$$

Meqënëse në eksperimentet tona trupi (sfera) do të lëshohet pa shpejtësi fillestare, formulat e mësipërme do të shkruhen:

$$\begin{aligned} S &= \frac{at^2}{2} \\ v &= at \end{aligned} \quad (6)$$

Formulat (6) janë formula bazë në këtë punë laboratorit.

1.2 Pjesa eksperimentale

1.2.1 Përshkrimi i shkurtër i pajisjes

Në planin e pjerrët me gjatësi të shfrytëzueshme 80 cm do të lëvizë me nxitim konstant a (pozitiv) një sferë çeliku. Shkallëzimet për çdo 0.1 m në planin e pjerrët na lejojnë të përcaktojmë me saktësi rrugët që do të përshkojë sfera në këtë plan. Lëshimi i sferës nga pika të ndryshme të planit do të bëhet pa shpejtësi fillestare. Me një kronometër elektronik (që mat me saktësi deri në 0.01 s) do të matet koha e lëvizjes së sferës gjatë rrugëve (gjatësive) të ndryshme në planin e pjerrët.

1.3 Ushtrimi 1. Studimi i varësisë së rrugës nga koha. Llogaritja e nxitimit.

Lëshojmë sferën nga pikat me shënimet 0.8 m; 0.7 m; 0.6 m; 0.5 m; në planin e pjerrët. Këto do të jenë vlerat a rrugës S që do të përshkojë sfera. Për secilën rrugë S matim me kronometër 4 herë kohën t që i duhet sferës për të përshkuar rrugën e zgjedhur. Në fletë-matjen që i bashkëngjitet kësaj pune laboratorit shënohen rrugët S dhe seritë e matjeve për kohën t që i korrespondon çdo rrugë. Duke u nisur nga formula (6), nxjerrim formulën për llogaritjen e nxitimit a :

$$a = \frac{2S}{t^2} \quad (7)$$

Për llogaritjen e a (për çdo rrugë S) me anë të formulës (7), përdoret \bar{t} .

| | | | | |
|-----------|------|------|------|------|
| S | 0.8m | 0.7m | 0.6m | 0.5m |
| \bar{t} | 3.63 | 3.13 | 2.82 | 2.37 |
| a_1 | 0.12 | 0.14 | 0.15 | 0.18 |

Tabela 3

$$\begin{aligned} \overline{a_1} &= \frac{0.12 + 0.14 + 0.15 + 0.18}{4} \\ \overline{a_1} &= 0.15 \end{aligned} \quad (8)$$

1.3.1 Gabimi absolut dhe relativ

$$\Delta a_1 = \frac{|0.15 - 0.12| + |0.15 - 0.14| + |0.15 - 0.15| + |0.15 - 0.18|}{4}$$

$$\Delta a_1 = 0.02$$

$$\varepsilon_{a_1} = \frac{\Delta a_1}{\bar{a}_1} \quad (9)$$

$$\varepsilon_{a_1} = 0.11$$

$$\varepsilon_{a_1} = 11\%$$

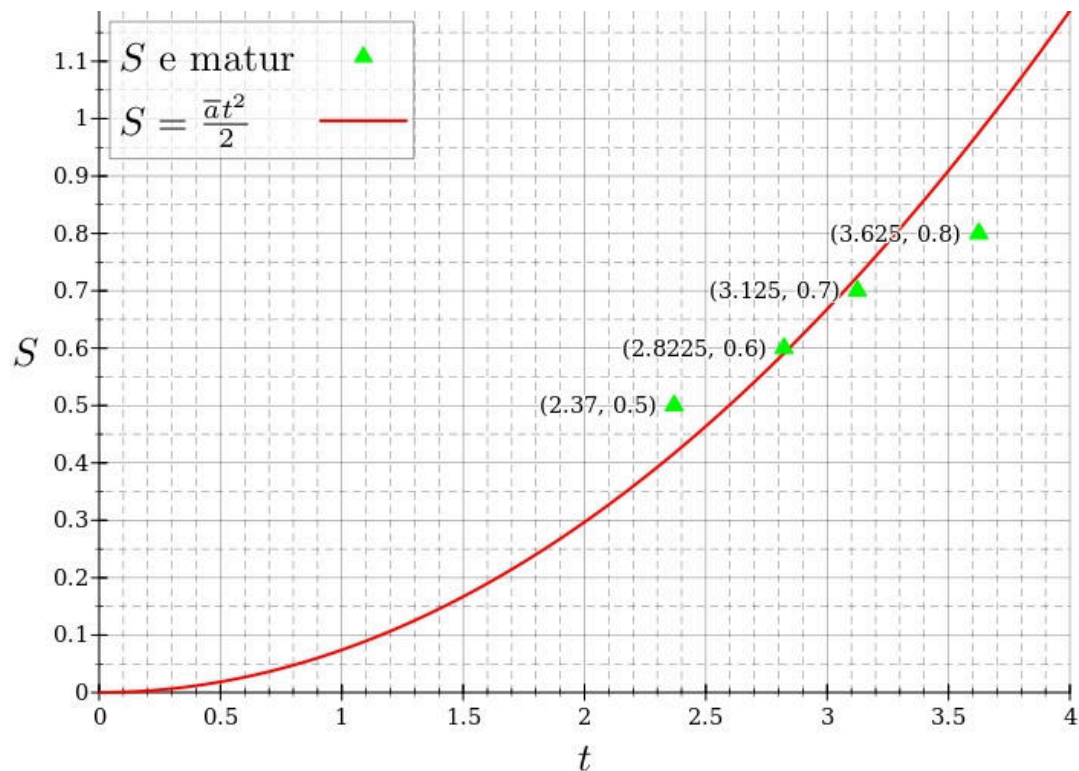


Figura 2: Grafiku i matjeve në tabelën e parë

| | | | | |
|-----------|--------|--------|--------|--------|
| S | $0.8m$ | $0.7m$ | $0.6m$ | $0.5m$ |
| \bar{t} | 2.62 | 2.31 | 2.12 | 1.86 |
| a_2 | 0.23 | 0.26 | 0.27 | 0.29 |

Tabela 4

$$\begin{aligned} \bar{a}_2 &= \frac{0.23 + 0.26 + 0.27 + 0.29}{4} \\ \bar{a}_2 &= 0.26 \end{aligned} \quad (10)$$

1.3.2 Gabimi absolut dhe relativ

$$\Delta a_1 = \frac{|0.26 - 0.23| + |0.26 - 0.26| + |0.26 - 0.27| + |0.26 - 0.29|}{4}$$

$$\Delta a_1 = 0.01$$

$$\varepsilon_{a_2} = \frac{\Delta a_2}{\bar{a}_2} \quad (11)$$

$$\varepsilon_{a_2} = 0.06$$

$$\varepsilon_{a_2} = 6\%$$

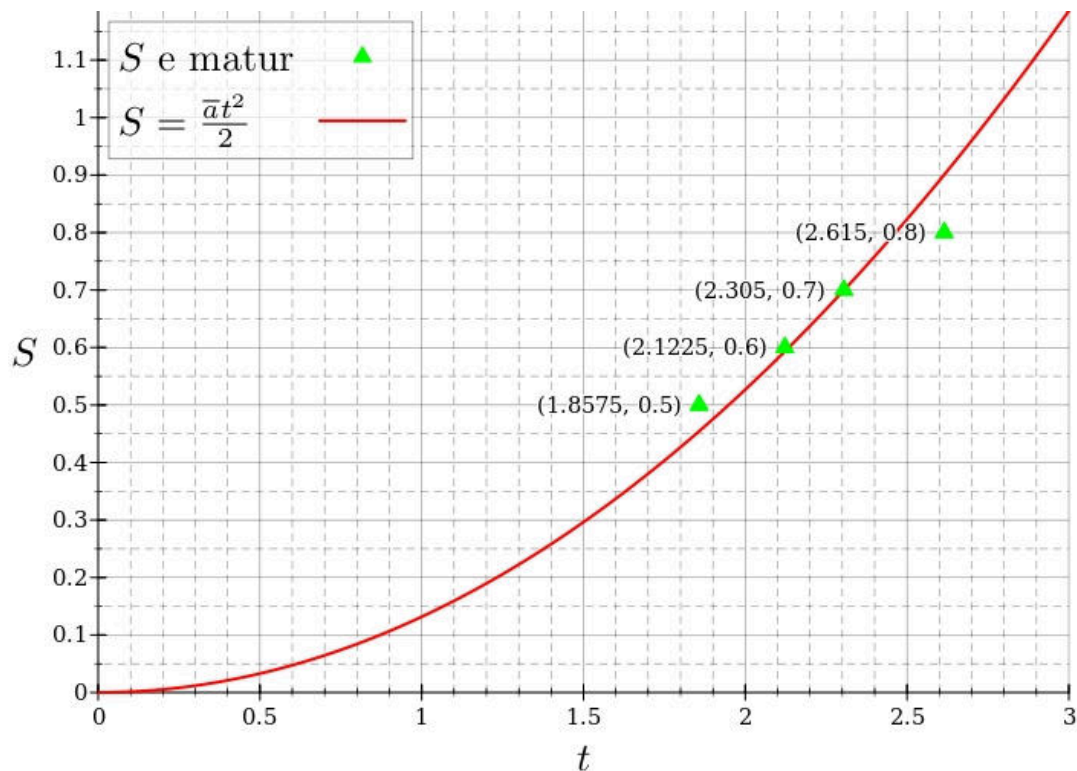


Figura 3: Grafiku i matjeve në tabelën e dytë

$$\therefore \bar{a}_2 > \bar{a}_1 \quad (12)$$

1.4 Ushtrimi 2. Llogaritja e shpejtësive të sferës në fund të planit të pjerrët

$$\bar{v} = \bar{a}t \quad (13)$$

| | | | | |
|-------------|------|------|------|------|
| S | 0.8m | 0.7m | 0.6m | 0.5m |
| \bar{t} | 3.63 | 3.13 | 2.82 | 2.37 |
| \bar{v}_1 | 0.44 | 0.45 | 0.43 | 0.42 |
| \bar{v}_2 | 0.61 | 0.61 | 0.57 | 0.54 |

Tabela 5

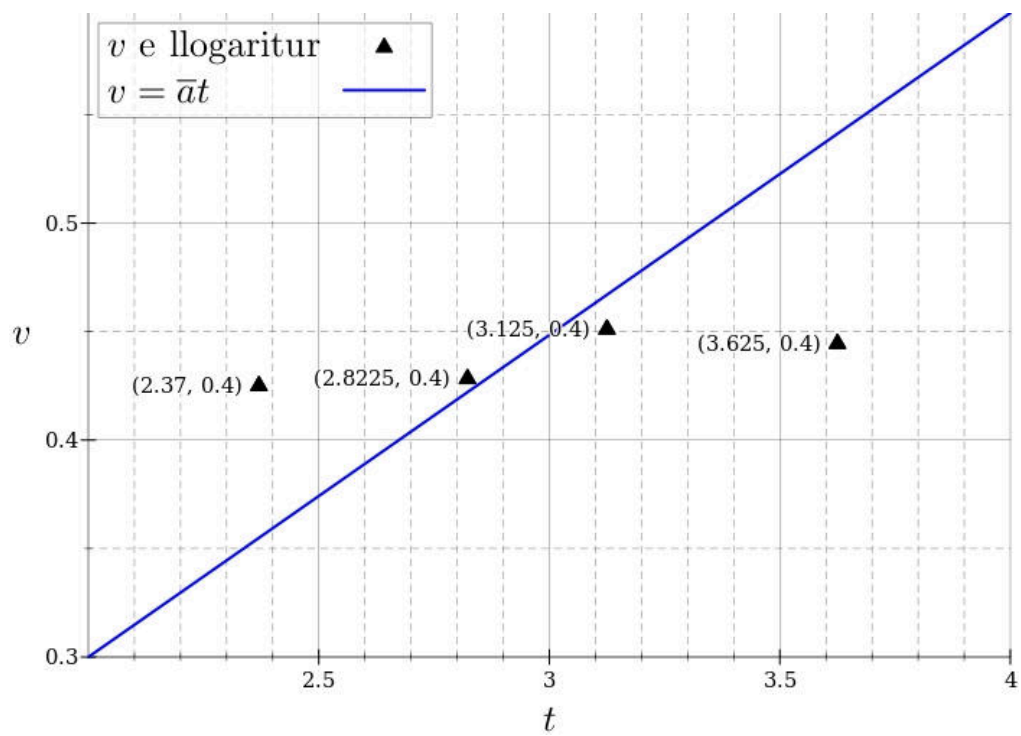


Figura 4: Grafiku i varësië së v nga t për tabelën e parë të matjeve

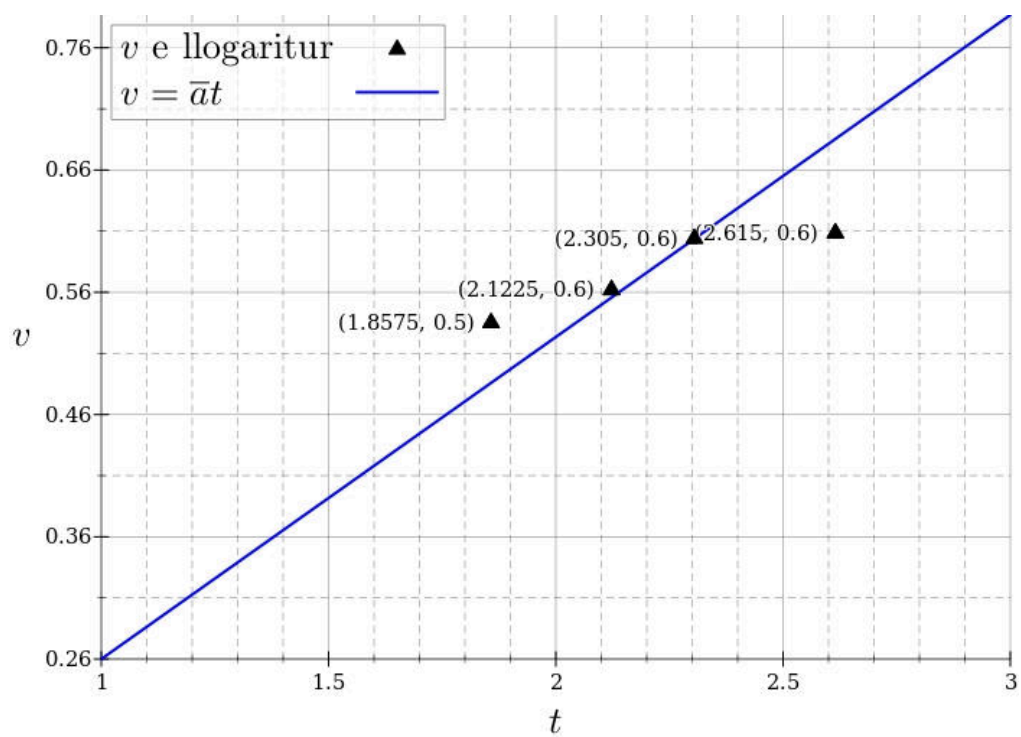


Figura 5: Grafiku i varësië së v nga t për tabelën e dytë të matjeve

2 Studimi i lëkundjeve të lavjerrësit matematik

2.1 Teoria e punës

Lavjerrësi matematik ose i thjeshtë realizohet nga një objekt i vogël, i varur në një fije të hollë (jo elastike), të fiksuar, që mund të lëkundet rreth pozicionit të ekuilibrit. Si objekt mund të shërbejë një sferë me rreë shumë të vogël se gjatësia e fijes, ose një trup çfarëdo me dimensione gjithashtu shumë të vogla se gjatësia e fijes.

Po ta zhvendosim pak sferën (trupin) nga pozicioni i ekuilibrit, ajo do të fillojë të lëkundet. Në figurën Fig. 1 paraqitet sfera në një çast çfarëdo t , dhe që është e zhvendosur me x nga pozicioni i ekuilibrit. Shqyrtojmë forcat që ushtrohen tek sfera. Ato janë:

- forca e rëndesës $\vec{G} = m\vec{g}$
- tensioni i fijes \vec{T}

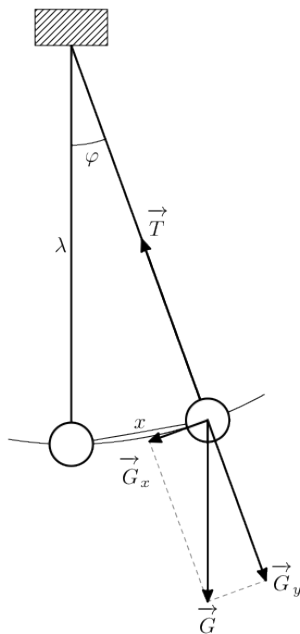


Figura 1: Diagrami i lavjerrësit matematik

Forca \vec{G} është zbërthyer në dy përbërëse, \vec{G}_x dhe \vec{G}_y . Kjo e fundit ekuilibrohet ndërsa \vec{G}_x është forca që detyron sferën të kryejë lëvizje lëkundëse. Duke zbatuar ligjin e II të Njutonit për sferën kemi:

$$\begin{aligned}\vec{G}_x &= m\vec{a} \\ G_x &= -G \sin \varphi\end{aligned}\quad (1)$$

Shenja (−) tek barazimi (1) lidhet me faktin se për kënde φ pozitivë dhe x pozitiv (siç është rasti i figurës), \vec{G}_x ka kah të kundërt dhe anasjelltas. Pra këndet φ në të djathtë të vertikales konsiderohen pozitivë; gjithashtu dhe zhvendosjet x në të djathtë të pikës së ekuilibrit merren pozitivë.

Meqënëse në këtë punë laborator studiohen lëkundjet e lavjerrësit për kënde tte vegjël, atëherë:

$$\sin \varphi \approx \varphi \quad (2)$$

Gjithashtu

$$\varphi \approx \frac{x}{l} \quad (3)$$

Prandaj:

$$G_x = -G \sin \varphi \approx -G\varphi \approx -mg \frac{x}{l} \quad (4)$$

Duke zëvendësuar tek (1) marrim:

$$-mg \frac{x}{l} = ma \quad (5)$$

meqë $a = x''$ kemi:

$$x'' + \frac{g}{l}x = 0 \quad (6)$$

Duke shënuar $g/l = \omega_o^2$ marrim:

$$x'' + \omega_o^2 x = 0 \quad (7)$$

Ekuacioni (7) është një ekuacion diferencial i rendit të dytë për x -in që varet nga koha. Zgjidhja e tij na jep mundësinë të njohim funksionin $x = f(t)$. Pikërisht kjo zgjidhje do të jetë e formës:

$$x = A \cos(\omega_o t + \alpha) \quad (8)$$

Duke iu referuar funksionit (8), thuhet se sfera kryen lëkundje harmonike.

- A : amplituda e lëkundjeve
- α : faza fillestare
- $\omega_o = 2\pi f$: frekuenca ciklike
- f : frekuencë e lëkundjeve

Meqënëse $f = 1/T$ atëherë:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_o} \quad (9)$$

Duke patur parasysh që $\omega_o^2 = g/l$, gjejmë për periodën T shprehjen:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (10)$$

Perioda mund të rritet me zgjatjen e l , por masa e sferës nuk ndikon. Perioda T , nga ana tjetër, ndikohet nga pozicioni i lavjerrësit në raport me Tokën. Për shkak se forca e fushës gravitacionale të Tokës nuk është e njëtrajtshme kudo, një lavjerrës i caktuar lëkundet më shpejt, dhe kështu ka një periodë më të shkurtër, në lartësi të ulëta dhe në polet e Tokës sesa në lartësi të mëdha dhe në Ekuator.

2.2 Ushtrimi 1. Studimi i varësisë së periodës së lëkundjeve nga gjatësia e lavjerrësit

Gjatësia e lavjerrësit me të cilin do të kryhen matjet, mund të ndryshohet lehtë. Vendoset një gjatësi e caktuar e lavjerrësit (minimale), e cila matet me saktësi me anë të vizores. Gjatësia matet nga pika e varjes deri në qendër të sferës. Zhvendoset sfera me një kënd të vogël dhe lihet e lirë të lëkundet. Matet me kronometër koha t për të cilën lavjerrësi kryen $n = 10$ lëkundje.

Për një gjatësi të caktuar të lavjerrësit kryhet një seri prej 4 matjesh për kohën t , seri e cila shënohet në fletë-matje. Rritet gjatësia e lavjerrësit dhe kryhet një seri tjetër matjesh për kohën t . E kështu me radhë derisa kemi matje për 6 gjatësi të ndryshme të lavjerrësit.

Për të gjetur periodën T të lëkundjeve, duhet pjesëtuar koha t (mesatare) me numrin n të lëkundjeve:

$$T = \frac{t}{n} \quad (11)$$

| | | | | | | |
|-----------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| l | 0.3m | 0.4m | 0.5m | 0.6m | 0.7m | 0.8m |
| \bar{t} | 11.66s | 13.28s | 14.66s | 15.79s | 16.16s | 18.21s |
| T | 1.166s | 1.328s | 1.466s | 1.579s | 1.616s | 1.821s |

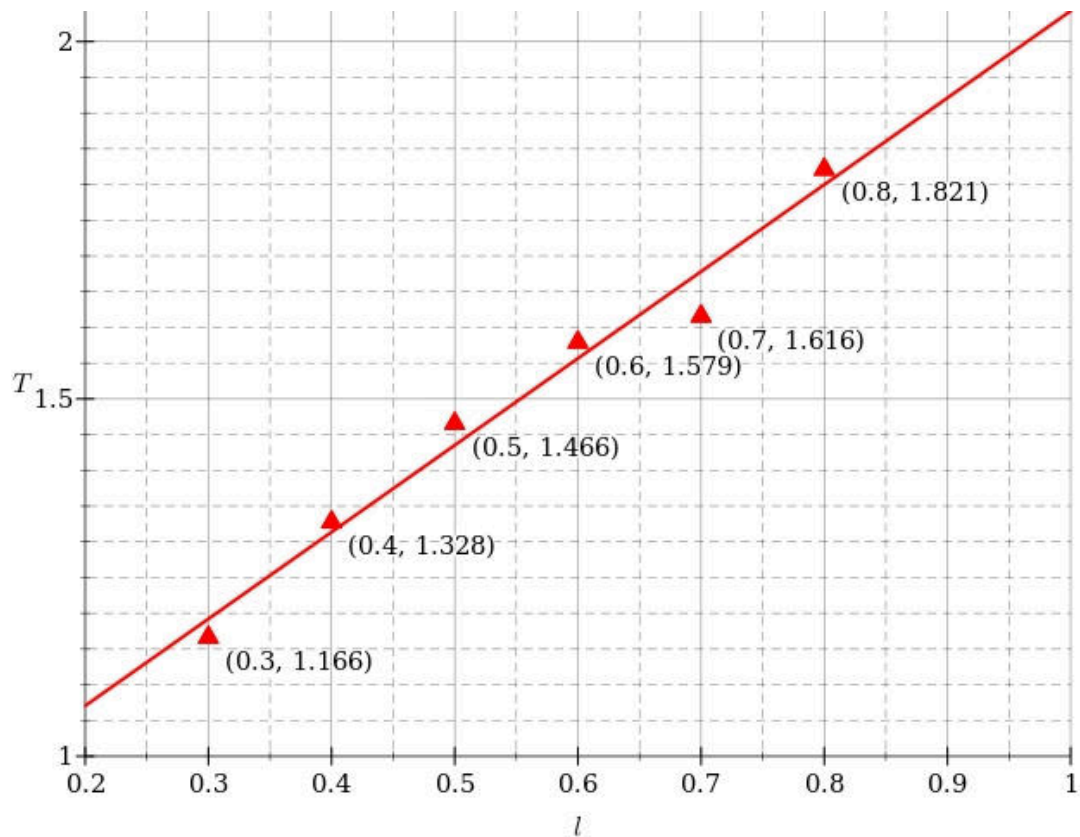


Figura 2: Varësia e periodës nga gjatësia e lavjerrësit

2.3 Ushtrimi 2. Përcaktimi i rënies së lirë g

Për të llogaritur nxitimin e rënies së lirë g do të shfrytëzojmë formulën (10). Nga kjo formulë nxjerrim:

$$g = \frac{4\pi^2 l}{T^2} \quad (12)$$

Me të dhënat e tabelës 1 (për l dhe T) llogaritet g duke përdorur formulën (12).

| | | | | | | |
|------------------------|-------|-------|-------|-------|--------|-------|
| l (m) | 0.3 | 0.4 | 0.5 | 0.6 | 0.7 | 0.8 |
| g (ms ²) | 8.708 | 8.961 | 9.191 | 9.497 | 10.585 | 9.522 |

Është e qartë se g nuk do të varet nga l . Nga tabela nxjerrim mesataren e g .

$$\bar{g} = \frac{8.708 + 8.961 + 9.191 + 9.497 + 10.585 + 9.522}{6} \quad (13)$$

$$\bar{g} = 9.411$$

Duke iu referuar vlerave gjejmë gabimin absolut dhe relativ ε për nxitimin g .

$$\Delta g = \frac{\begin{array}{cc} |9.411-8.708| & |9.411-8.961| \\ |9.411-9.191| & |9.411-9.497| \\ |9.411-10.585| & |9.411-9.522| \end{array}}{6} + \quad (14)$$

$$\Delta g = 0.458 \text{ m/s}^2$$

$$\varepsilon_g = \frac{\Delta g}{\bar{g}} \quad (15)$$

$$\varepsilon_g = 0.049\%$$

3 Ligji i ruajtjes së energjisë mekanike (rrota e Maksuellit)

3.1 Teoria e punës

Në një sistem të mbyllur energjia mekanike e sistemit mbetet e pandryshuar. Ky pohim përbën ligjin e ruajtjes së energjisë mekanike. Në këtë punë laborator, duke u mbështetur në këtë ligj, studiohet shndërrimi i energjisë potenciale në energji kinetike të lëvizjes tejbartëse dhe të rrotullimit gjatë rënies pa fërkim të rrotës së Maksuellit në fushën e tërheqjes së Tokës. Rrota e Maksuellit ka masë m dhe moment inercie I_z në lidhje me boshtin e rrotullimit. Gjatë rënies nga një lartësi e çfarëdoshme h , ajo zotëron energji mekanike të përbërë nga energjia potenciale E_p , energjia kinetike e lëvizjes tejbartëse E_{kt} dhe ajo rrotulluese E_{krr} :

$$\begin{aligned} E_M &= E_p + E_{kt} + E_{krr} \\ E_M &= mgh + \frac{mv^2}{2} + \frac{I_z \omega^2}{2} \end{aligned} \quad (1)$$

ku:

- ω : është shpejtësia këndore e çastit e qendresës së masës së rrotës
- v : shpejtësia lineare e çastit e qendrës së masës së rrotës
- g : nxitimi i rënies së lirë
- h : lartësia e qendrës së diskut nga një nivel origjine

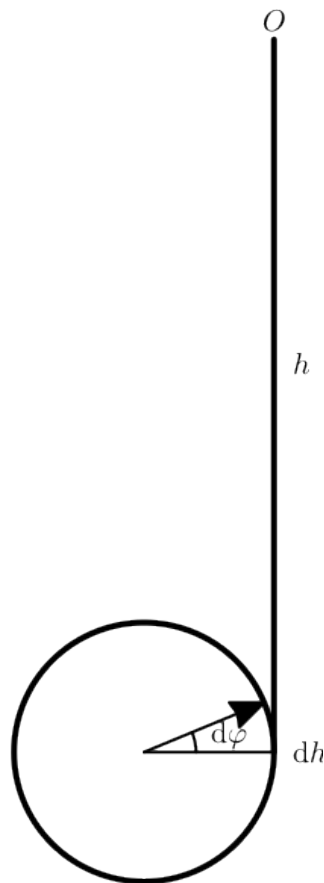


Figura 1: Lidhja midis ndryshimit elementar të këndit $d\varphi$ dhe ndryshimit elementar të lartësisë dh në rrotën e Maksuellit

Në qoftë se shënojmë me r rrezin e boshtit të rrotës së Maksuellit, siç duket nga Fig. 1 do të kemi:

$$\begin{aligned} dh &= r d\varphi \\ v &= \frac{dh}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} r = \omega \cdot r \end{aligned} \quad (2)$$

Si origjinë të matjes së lartësive do të marrim pikën O kur rrota e Maksuellit ndodhet në pozicionin e sipërm të saj ($v = 0, E_{kt} = 0, \omega = 0, E_{krr} = 0$).

Meqënëse gjatë rënies së rrotës kjo lartësi vjen duke u zvogëluar, në llogaritjet e mëposhtme ajo është konsideruar negative. Si rrjedhim kemi:

$$\begin{aligned} 0 &= -mgh + \frac{mv^2}{2} + \frac{I_z\omega^2}{2} \\ mgh &= \frac{mv^2}{2} + \frac{I_z\omega^2}{2} \end{aligned} \quad (3)$$

Duke kombinuar relacionet (2) dhe (3) marrim:

$$\begin{aligned} mgh &= \frac{mv^2}{2} + \frac{I_zv^2}{2r^2} \\ 2r^2mgh &= mv^2r^2 + I_zv^2 \\ \frac{2r^2mgh}{v^2} &= mr^2 + I_z \\ I_z &= \frac{2r^2mgh}{v^2} - mr^2 \\ I_z &= mr^2 \left(\frac{2gh}{v^2} - 1 \right) \end{aligned} \quad (4)$$

ku m është masa e rrotës dhe r rrezja e boshtit të saj. Në trajtë të përgjithshme, duke kombinuar relacionet (1) dhe (2) marrim, dhe meqënëse energjia mekanike mbetet e pandryshuar, derivati i saj me kohën jep:

$$\frac{dE_M}{dt} = 0 = -mgv + \frac{1}{2} \left(m + \frac{I_z}{r^2} \right) v \frac{dv}{dt} \quad (5)$$

Nga kjo ne arrijmë në përfundimin se:

$$\begin{aligned} mgv &= \frac{1}{2} \left(m + \frac{I_z}{r^2} \right) v \frac{dv}{dt} \\ mg &= \frac{1}{2} \left(m + \frac{I_z}{r^2} \right) \frac{dv}{dt} \\ a &= \frac{dv}{dt} = \frac{2mg}{m + I_z/r^2} \end{aligned} \quad (6)$$

është nxitimi i lëvizjes tejbartëse të qendrës së masës së rrotës së Maksuellit. Me anë të së cilës nxjerrim rezultatet e mëposhtme:

$$\begin{aligned} dv &= \frac{2mg}{m + I_z/r^2} dt \\ v(t) &= \left(\frac{2mg}{m + I_z/r^2} \right) t \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dh}{dt} &= \left(\frac{2mg}{m + I_z/r^2} \right) t \\ dh &= \left(\frac{2mg}{m + I_z/r^2} \right) t dt \\ h(t) &= \left(\frac{mg}{m + I_z/r^2} \right) t^2 \end{aligned} \quad (8)$$

3.2 Të dhëna

$$m = 0.514 \text{ kg}$$

$$r = 2.5 * 10^{-3} \text{ m}$$

3.3 Ushtrimi 1. Llogaritja e shpejtësisë të lëvizjes tejbartëse të rrotës

Duke marrë lartësi të ndryshme h , pa e ndryshuar pozicionin e fotocelulës në suport, matet koha e plotë t e rënies së rrotës. Për çdo lartësi matja e kohës bëhet disa herë dhe gjendet vlera mesatare. Pas kësaj, njehsohet shpejtësia duke matur kohën t_0 që i duhet boshtit të rrotës, me diametër $2r$ të kalojë para fotocelulës. Si rrjedhim shpejtësia do të gjendet nga:

$$v = \frac{2r}{t_0} \quad (9)$$

3.4 Ushtrimi 2. Përcaktimi i nxitimit të lëvizjes tejbartëse të rrotës

Me të dhënat e tabelës së parë, ndërtohen grafikët e varësisë së lartësisë dhe shpejtësisë nga koha. Sipas formulës (8) funksioni $h(t) \sim t^2$ (paraqet një funksion parabolik) dhe sipas formulës (7) funksioni $v(t) \sim t$ (paraqet një funksion linear). Më tej përcaktohet nxitimi i lëvizjes tejbartëse të rrotës duke përdorur metodën e regresit linear për varësinë $v = f(t) = at$ e cila siç e dimë paraqet një drejtëz. Nga ana tjetër, të llogaritet vlera e nxitimit të lëvizjes tejbartëse të duke u nisur direkt nga formula (6). Sipas kësaj formule mjafton të njohim masën m , momentin e inercisë I_z si dhe rrezin e rrotës r .

$$\begin{aligned} \bar{t} &= \frac{\sum t}{4} \\ \bar{t} &= 6.1883 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \frac{\sum v}{4} \\ \bar{v} &= 0.1445 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a &= \frac{\sum (t - \bar{t})(v - \bar{v})}{\sum (t - \bar{t})^2} \\ a &= 0.02197 \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} b &= \bar{v} - a\bar{t} \\ b &= 0.00854 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{a} &= \frac{1}{4} \sum mr^2 \left(\frac{2gh}{v^2} - 1 \right) \\ \bar{a} &= 0.02108 \text{ m/s}^2 \end{aligned} \quad (12)$$

$$\therefore \bar{a} \approx a \quad (13)$$

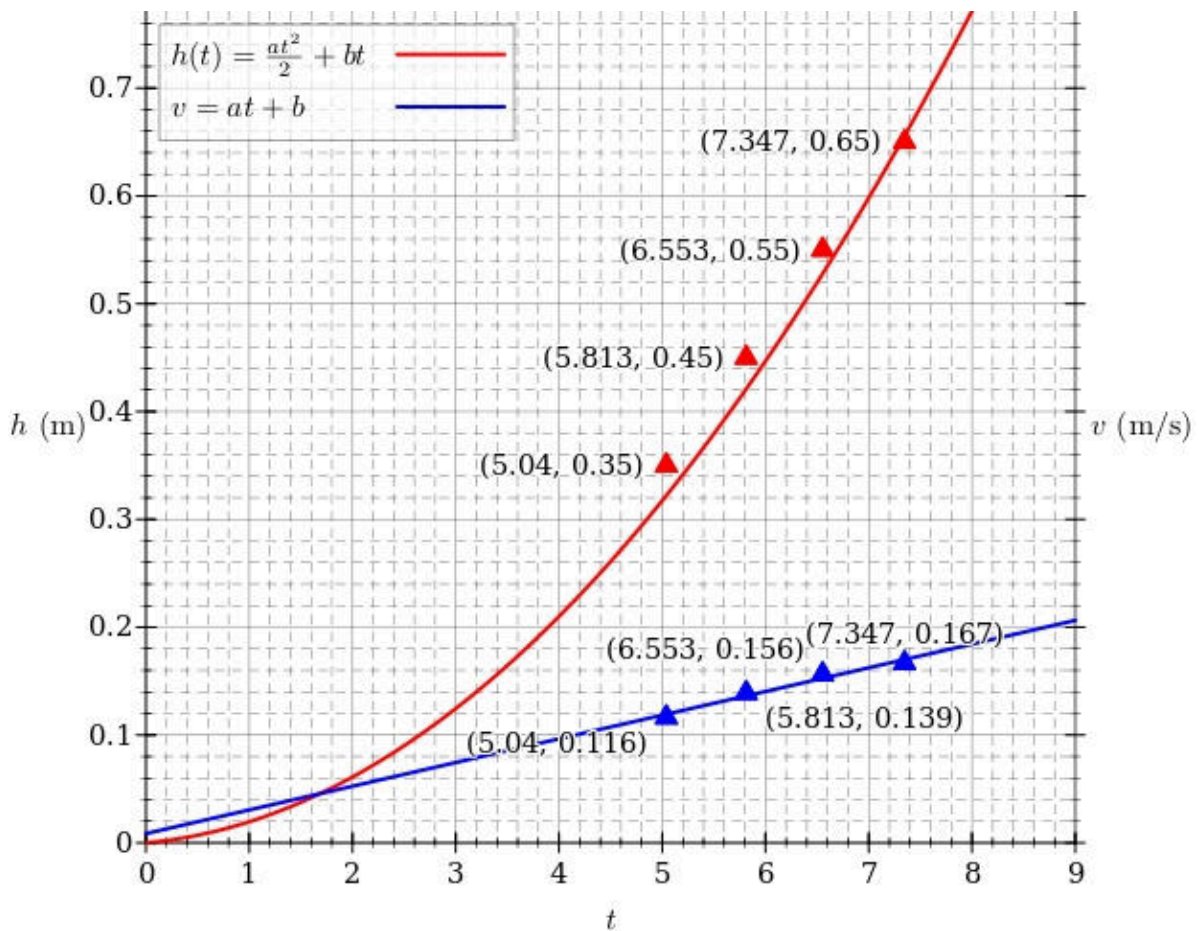


Figura 2: Varësia e lartësisë dhe shpejtësisë nga koha

3.5 Ushtrimi 3. Përcaktimi i momentit të inercisë së rrotës së Maksuellit

Me vlerat e matura nga Ushtrimi 1 për lartësinë h dhe me vlerat përkatëse të kohëve të rënies t , nga formula (4) njehsohet momenti i inercisë së rrotës së Maksuellit I_z . Gjithashtu llogaritet dhe vlera mestare e I_z

$$\overline{I_z} = \frac{0.00147 + 0.00142 + 0.00147 + 0.00163}{4}$$

$$\overline{I_z} = 0.0015 \text{ kg m}^2 \quad (14)$$

3.6 Ushtrimi 4. Vërtetimi i ligjit të ruajtjes së energjisë

Meqënëse gjatë rënies së rrotës së Maksuellit energjia potenciale që ajo ka në lartësinë h shndërrohet në energji kinetike të lëvizjes tejbartëse dhe energji kinetike të lëvizjes rrotulluese, vihet re ligji i ruajtjes së energjisë mekanike:

$$mgh = \frac{mv^2}{2} + \frac{I_z v^2}{2r^2} \quad (15)$$

Duke përdorur për v dhe I_z vlerat e njehsuara në ushtrimet Ushtrimi 1 dhe Ushtrimi 3, në lartësinë përkatëse h , vërtetojmë ligjin e ruajtjes së energjisë mekanike duke përdorur formulën (15). Në këto kushte, vlera e anës së majtë të formulës (15) duhet të jetë pothuajse e barabartë me vlerën e anës së djathtë. Për këtë qëllim plotësohet Tabela 3.

4 Ligji i ruajtjes së impulsit dhe energjisë mekanike. Lavjerrësi balistik

4.1 Pjesa teorike

Goditjet janë një mënyrë e bashkëveprimit të trupave. Gjatë goditjeve, koha e bashkëveprimit është relativisht e vogël në krahasim me kohën e lëvizjes së trupave para e pas bashkëveprimit. Pra, gjatë një goditjeje, gjendja e lëvizjes së trupave ndryshon menjëherë. Shqyrtojmë rastin ku dy sfera metalike me masa m_1 dhe m_2 lëvizin në drejtim të njëra tjetrës në një rrafsh horizontal, me shpejtësi përkatësisht v_1 dhe v_2 . Në një çast ato goditen dhe më pas vazhdojnë të lëvizin me shpejtësi, përkatësisht u_1 dhe u_2 . Matjet e kryera në këtë eksperiment tregojnë që gjatë bashkëveprimit madhësitë e mësipërme lidhen në shprehjen nga ligji i ruajtjes së impulsit në trajtë:

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 u_1 + m_2 u_2 \quad (1)$$

Madhësia $p = mv$ quhet sasi e lëvizjes së trupit (ose impuls i trupit) me masë m që lëviz me shpejtësi v dhe shprehja e mësipërme përbën atë që quhet ligji i ruajtjes së sasisë së lëvizjes. Ky ligj ka vend në të gjithë sistemet e izoluar, pavarësisht nga lloji i bashkëveprimit midis trupave dhe formulohet kështu: në një sistem të izoluar trupash, sasia e lëvizjes e sistemit para bashkëveprimit është e njëjtë me sasinë e lëvizjes së sistemit pas bashkëveprimit.

Goditjet janë 2 llojesh:

- Goditje elastike. Në këtë rast kemi ruajtje të energjisë kinetike nga njëri trup tek tjetri, pa ndryshuar energjinë e tyre të brendshme. Kështu, edhe energjia kinetike e sistemit para bashkëveprimit është e njëjtë me energjinë kinetike të tij pas bashkëveprimit
- Goditje jo elastike. Në këtë rast energjia kinetike e sistemit nuk ruhet, por një pjesë e saj shndërrohet.

Në këtë punë laborator do të analizojmë goditjen jo elastike të dy trupave, njëri nga të cilët, para goditjes, është në prehje dhe pas goditjes trupat lëvizin së bashku. Për thjeshtësi, të dy trupat pas goditjes do t'i marrim si një pikë materiale të vendosur në qendrën e masës së tyre, të shënuar në pajisje.

Një sferë e vogël çeliku me masë m lëviz horizontalisht me shpejtësi v , godet kutinë që është në prehje dhe mbetet në të. Pas goditjes, sistemi kuti-sferë vihet në lëvizje dhe fija shmanget me një kënd α . Duke njohur masat M dhe m , largësinë l të qendrës së masës së trupave deri në pikën e varjes dhe këndin α , mund të përcaktohet shpejtësia e sferës. Për këtë le të zbatojmë ligjin e ruajtjes së lëvizjes për sistemin:

$$m \cdot v = (m + M)u \quad (2)$$

ku u është shpejtësia e sistemit kuti-sferë, menjëherë pas goditjes.

Në pjesën e dytë të eksperimentit, sistemi kuti-sferë tani lëviz me një shpejtësi fillestare u , mbi rrethin me rreze l dhe kalon nga pozicioni 1 në pozicionin 2, ku trupat ndalen. Pas goditjes, energjia mekanike e sistemit ruhet (duke neglizhuar fërkimin me ajrin). Zbatojmë ligjin e ruajtjes së energjisë mekanike për këto dy pozicione, pra shkruajmë

$$E_{m1} = E_{m2} \quad (3)$$

Zgjedhim si nivel bazë pozicionin 1. Në këtë pozicion sistemi zotëron vetëm energji kinetike. Pra:

$$E_{m1} = E_{k1} = \frac{1}{2}(m + M)u^2 \quad (4)$$

Në pozicionin 2 sistemi ndalon, pra zotëron vetëm energji potenciale:

$$E_{m2} = E_{p2} = (m + M)g \cdot h \quad (5)$$

Duke barazuar ekuacionin (4) me (5) merret:

$$\begin{aligned}\frac{1}{2}(m+M)u^2 &= (m+M)gh \\ \frac{1}{2}u^2 &= gh \\ u &= \sqrt{2gh}\end{aligned}\tag{6}$$

Nga gjeometria e figurës shihet se ka vend lidhja:

$$\begin{aligned}h &= l - l \cos \alpha \\ &= l(1 - \cos \alpha) \\ &= 2l \left(\frac{1 - \cos \alpha}{2} \right) \\ &= 2l \sin^2 \frac{\alpha}{2}\end{aligned}\tag{7}$$

Nga ku përcaktohet shpejtësia u e sistemit pas goditjes:

$$\begin{aligned}u &= \sqrt{2g \cdot 2l \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \\ u &= 2\sqrt{gl} \sin \frac{\alpha}{2}\end{aligned}\tag{8}$$

Nga ekuacioni (2) mund të llogarisim shpejtësinë e sferës para goditjes:

$$v = 2 \left(\frac{m+M}{m} \right) \sqrt{gl} \sin \frac{\alpha}{2}\tag{9}$$

Goditja e sferës është jo elastike, prandaj energjia kinetike e sistemit pas goditjes nuk është e njëjtë me energjinë kinetike të sistemit pas goditjes. Nga përcaktimi i shpejtësive para dhe pas goditjes mund të llogariten dhe vlerat e energjisë.

Para goditjes, energji kinetike ka vetëm sfera; kutia është në prehje. Pra sistemi ka energjinë kinetike:

$$E_{k1} = \frac{1}{2}mv^2\tag{10}$$

Pas goditjes, energjia kinetike e sistemit përcaktohet:

$$E_{k2} = \frac{1}{2}(m+M)u^2\tag{11}$$

Shpejtësitë v dhe u llogariten nga shprehjet (8) dhe (9). Nga raporti i ekuacioneve (11) dhe (10), pas disa veprimeve të thjeshta, duke përdorur ekuacionin (2) rrjedh:

$$\frac{E_{k2}}{E_{k1}} = \frac{m}{m+M}\tag{12}$$

4.2 Pjesa eksperimentale

Puna e laboratorit ka për qëllim të verifikojë ligjet e ruajtjes së impulsit dhe të energjisë mekanike. Për këtë duhet:

1. të përcaktohet shpejtësia e sferës para goditjes
2. të vlerësohet energjia kinetike fillestare dhe ajo përfundimtare e sistemit.

Pajisja që përdoret quhet **lavjerrës balistik**. Pjesët kryesore të tij janë:

- a) një kutizë e vogël me një fole cilindrike ku qëndron sfera pas goditjes. Kutia është e fiksuar në një shufër që mund të rrotullohet rreth një bosthi

- b) raportor për leximin e këndit α
- c) tregues i këndit
- d) lëshuesi i sferës: një sistem i thjeshtë i përbërë nga një piston i vogël metalik dhe një sustë që e komandon atë. Me anën e këtij lëshuesi, sferës mund t'i komunikohen tri shpejtësi të ndryshme
- e) shufër metalike për nxjerrjen e sferës nga “foleja”

4.3 Ushtrimi 1. Përcaktimi i shpejtësisë së sferës

Vendoset sfera tek lëshuesi, i cili fiksohet në pozicionin e parë. Në këtë pozicion sfera merr një shpejtësi v . Vendoset treguesi i këndit në pozicion vertikal, pra në $\alpha = 0$. Me kujdes lirohet lëshuesi. Matet këndi α i shmangjes së treguesit. Për këtë shpejtësi matjet përsëriten tre herë dhe gjendet vlera mesatare e këndit α . Me këtë vlerë, duke përdorur formulën (9), njehsohet shpejtësia e sferës. Eksperimenti zhvillohet njësoj dhe për dy pozicionet e tjera të lëshuesit.

| | | | |
|-----------------|--------|------|------|
| $\bar{\alpha}$ | 19.67° | 30° | 43° |
| $v(\text{m/s})$ | 1.87 | 2.84 | 4.02 |

4.4 Ushtrimi 2. Vlerësimi i energjive kinetike

Nga shprehja (9) llogaritet u . Duke përdorur shprehjet (10) dhe (11) vlerësohen E_{k1} , E_{k2} dhe raporti E_{k2}/E_{k1} . Përfundimi krahasohet me atë që përftohet duke përdorur shprehjen (12).

| Nr | v | u | E_{k1} | E_{k2} | E_{k2}/E_{k1} | $m/(m + M)$ |
|----|-------|-------|----------|----------|-----------------|-------------|
| 1 | 1.872 | 0.535 | 0.028 | 0.008 | 0.286 | 0.286 |
| 2 | 2.837 | 0.811 | 0.064 | 0.018 | 0.286 | 0.286 |
| 3 | 4.018 | 1.148 | 0.129 | 0.037 | 0.286 | 0.286 |