ТАКМИЧЕЊЕ ИЗ ФИЗИКЕ УЧЕНИКА СРЕДЊИХ ШКОЛА
ШКОЛСКЕ 2021/2022. ГОДИНЕ.

I РАЗРЕД

Друштво физичара Србије
Министарство просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије

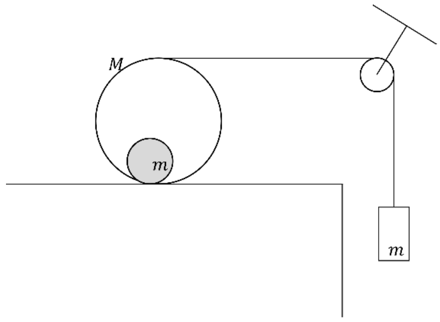
РЕПУБЛИЧКИ НИВО
14.05.2022.

ЗАДАЦИ – АЛФА КАТЕГОРИЈА

1. У систему на слици 1 тег масе m је пребачен преко лаког котура и повезан лаком неистегљивом концем са шупљим цилиндром масе M на који је та нит намотана. Унутар шупљег цилиндра, налази се метални ваљак масе m. Сматрати да су шупљи цилиндар и ваљак у контакту у сваком тренутку кретања. Такође сматрати да нема проклизавања између шупљег цилиндра и ваљка, као ни између конца и цилиндра.

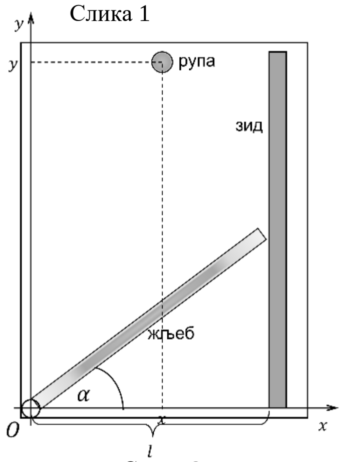
   i) Када систем пређе у стационарно стање (убрзања свих тела у систему престају да се мењају са временом), одредити убрзање шупљег цилиндра.

   ii) Одредити однос маса $\frac{M}{m}$ тако да је однос висине до које се ваљак попне и полупречника цилиндра η.



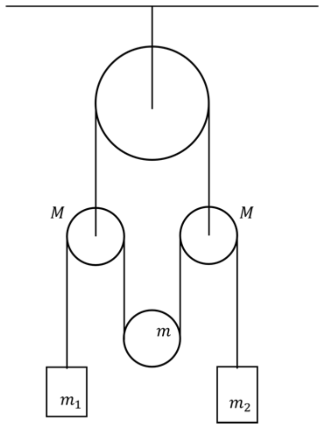
Слика 1

2. У једном углу терена за голф налази се лоптица за голф (сматрати да је у питању хомогена кугла). На растојању l од овог угла налази се непокретан глатки зид. Под углом $\alpha = 45^\circ$ у односу на нормалу постављен је жљеб (слика 2). Сматрати да голфер удара лоптицу тако да се она креће без проклизавања дуж жљеба. Лоптица се еластично одбија о гладак зид (излазни угао лоптице је једнак упадном, а интензитет брзине се не мења). Коефицијент трења између терена за голф (укључујући жљеб) и лоптице износи μ. Колику почетну брзину је потребно да голфер саопшти лоптици тако да она стигне до рупе чије су координате *(x,y)* (слика), улазећи у рупу константном брзином? Колико је времена потребно да лоптица стигне до рупе?



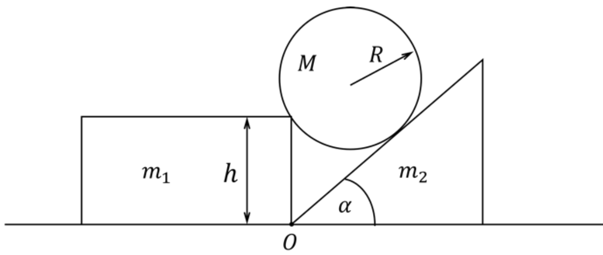
Слика 2

3. Систем састављен од четири котура и два тега повезан је лаким неистегљивим нитима. Масе котурова приказане су на слици 3. Уколико на слици не стоји маса котура, подразумева се да је котур лак. Полупречник котурова масе M износи R, док полупречник котура масе m износи r. Ако котурови не проклизавају на нитима, наћи убрзање котура масе m. Једначине кретања написати са масама као на слици, а затим у решавању користити да је $m_1 = m_2 = m_0$ (Помоћ: Решавати коришћењем симетрије).



Слика 3

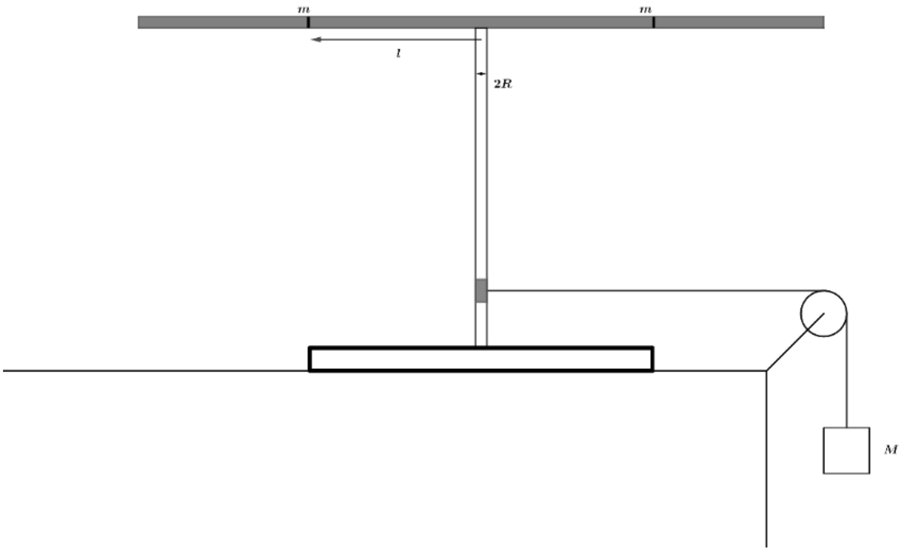
4. На глаткој хоризонталној подлози налазе се правоугаона призма масе $m_1 = 3m$ и висине h , и стрма раван масе $m_2 = m$ и нагибног угла $\alpha = 30^\circ$, које се додирују у некој тачки O (слика 4). На стрмој равни се налази ваљак масе M и полупречника R ($R = \frac{h\sqrt{3}}{2}$) који је у сваком тренутку времена у контакту са призмом. Сматрати да нема трења између призме и ваљка, као и да се ваљак креће без проклизавања по стрмој равни. Одредити вектор убрзања



Слика 4

ваљка (у лабораторијском референтном систему) у почетном тренутку времена (приказаном на слици 4).

5. Држач тегова састоји се од хоризонталне шипке незанемарљиве масе кроз чији центар масе, дуж вертикале осе симетрије, пролази њен лаки носач облика ваљка полупречника $R = (1 \pm 0{,}01)\ cm$ тако да заједно изгледају као слово **Т.** Држач тегова може слободно, без трења, да у осовини ротира око вертикалне осе. На шипку су причвршћена два мала тега једнаких маса m на симетричном растојању l од осе ротације. На носач је намотана лака, неистегљива нит која је преко котура (кога сматрамо идеалним) повезана са телом масе $M = 2\ kg$. Наведена апаратура скицом је представљена на слици. За сет од пет различитих растојања



Слика 5

l мерено је време t потребно да се терет спусти за $h = 100\ cm$, без почетне брзине. На основу табеле 1, графичком методом одредити:

i) Момент инерције хоризонталне шипке. Није потребно проценити грешку!

ii) Масе тегова m и грешку експерименталног одређивања те масе.

Растојање l мерено је метром најмањег подеока од $1\ mm$, а време помоћу дигиталног мерача и система сензора тачности $0{,}01\ s$. Маса терета је из прецизног сета тегова па се одговарајућа грешка може занемарити.

$l\ [cm]$	$t\ [s]$
15,0	6,92
	6,90
	6,92
25,0	8,76
	8,79
	8,78
35,0	11,19
	11,17
	11,19
45,0	13,97
	13,99
	13,96
55,0	16,67
	16,67
	16,68

Табела 1

Приликом решавања задатака за вредност гравитационог убрзања узети $g = 9{,}81\ \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2}$.

Напомене: Сва решења детаљно објаснити. Сваки задатак носи по 20 поена.

Свим такмичарима желимо успешан рад !

Задатке припремили: Ана Кнежевић, Физички факултет, Универзитет у Београду, Ђорђе Богдановић, Физички факултет, Универзитет у Београду
Председник комисије: Проф. др Имре Гут, Департман за физику, Нови Сад

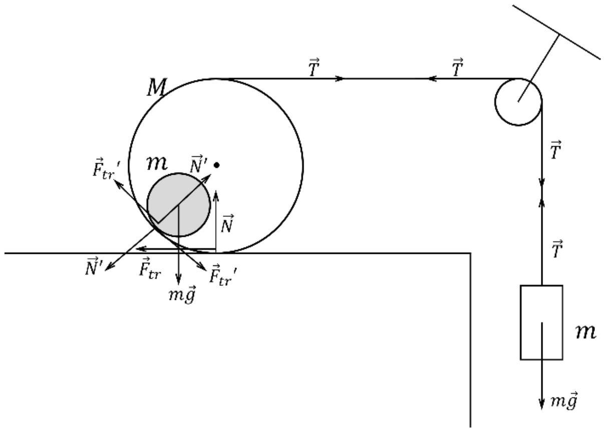
ТАКМИЧЕЊЕ ИЗ ФИЗИКЕ УЧЕНИКА СРЕДЊИХ ШКОЛА
ШКОЛСКЕ 2021/2022. ГОДИНЕ.

I РАЗРЕД

Друштво физичара Србије
Министарство просвете, науке и технолошког развоја Републике Србије
РЕШЕЊА ЗАДАТАКА

РЕПУБЛИЧКИ НИВО
14.05.2022.

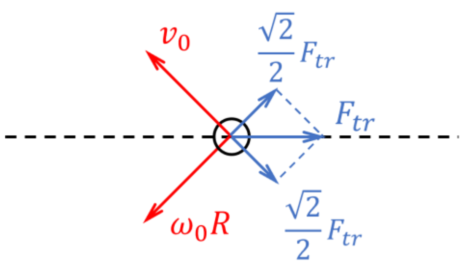
1. Када систем пређе у стационарно стање, тела се налазе у положају са слике 1. У. Стационарном стању висина до које ваљак дође се више не мења, међутим он наставља да ротира око своје осе на тој фиксној висини услед постојања трења између ваљка и цилиндра. Једначина кретања за тег је дата са: $ma_0 = mg - T$ (1) **[1п]**, где је T сила затезања нити. Једначина транслаторног кретања цилиндра је дата са: $Ma = T - F_{tr} - N'_p + F'_{tr,p}$ (2) **[2п]**, где је $F'_{tr,p}$ паралелна компонента силе трења између ваљка и цилиндра, N'_p паралелна компонента силе реакције између ваљка и цилиндра, а F_{tr} сила трења између цилиндра и подлоге. За ротацију цилиндра имамо $I\alpha = R(T + F_{tr} - F'_{tr})$ (3) **[2п]**, где је $I = MR^2$ момент инерције шупљег ваљка (цилиндра). Пређимо сада у референтни систем везан за цилиндар. У овом референтном систему ваљак се не креће транслаторно већ само ротира. Услови равнотеже транслаторног кретања ваљка су дати са: $ma + F'_{tr,p} = N'_p$ (4) **[2п]** и $mg = N'_n + F'_{tr,n}$ (5) **[2п]**, где је ma инерцијална сила која делује на ваљак. За ротацију ваљка имамо: $I'\alpha' = rF'_{tr}$ (6) **[0.5п]**, где је $I' = \frac{1}{2}mr^2$ момент инерције хомогеног ваљка. Из услова неистегљивости нити имамо да важи $R\alpha + a = a_0$ (7) **[0.5п]**. Из услова непроклизавања цилиндра по подлози $a = R\alpha$ (8) **[0.5п]**. Из услова непроклизавања ваљка по цилиндру следи: $R\alpha = r\alpha'$ (9) **[0.5п]**. Из једначине (1) помоћу једначина (7) и (8) добијамо да је: $t = mg - 2ma$. Заменом у једначину (3) добијамо: $F_{tr} = Ma - mg + 2ma + F'_{tr}$. Из једначине (6) добијамо: $F'_{tr} = \frac{ma}{2}$. Комбинацијом претходних једначина са једначином (4) и заменом у једначину (2), за убрзање цилиндра добијамо: $a = g\frac{4m}{4M+11m}$ **[4п]**.



Слика 6

Из сличности одговарајућих троуглова добијамо $\frac{N'_n}{N'} = \frac{F'_{tr,p}}{F'_{tr}} = \frac{R-h}{R} = 1 - \eta = C_1$ **[1.5п]**, затим $\frac{N'_p}{N'} = \frac{F'_{tr,n}}{F'_{tr}} = \frac{\sqrt{R^2-(R-h)^2}}{R} = \sqrt{1-(1-\eta)^2} = C_2$ **[1.5п]**. У овим ознакама једначине (4) и (5) постају: $ma = C_2N' - C_1F'_{tr}$ и $mg = C_1N' + C_2F'_{tr}$. Решавањем овог система по F'_{tr} добијамо $F'_{tr} = m(C_2g - C_1a) = \frac{ma}{2}$ (једначина (6)). Помоћу израза за убрзање, након враћања константни, за однос маса добијамо: $\frac{M}{m} = \frac{\frac{3}{2}-\eta}{\sqrt{\eta(2-\eta)}} - \frac{11}{4}$ **[2п]**.

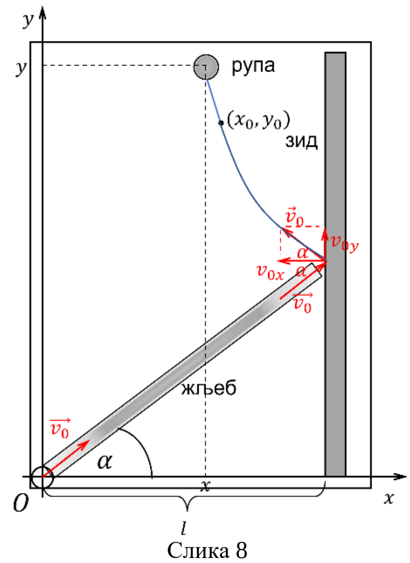
2. Нека је v_0 интензитет почетне брзине лоптице за голф. Она излеће под углом 45° па су компоненте брзине дате са: $v_{0x} = v_{0y} = \frac{v_0\sqrt{2}}{2}$. Док се креће кроз жљеб нема проклизавања, те јој је угаона брзина дата са: $\omega_0 R = v_0$. Током судара, на лоптицу делује само сила реакције између ње и зида. Она доводи до промене транслаторне брзине лоптице, док се угаона брзина не мења. У тренутку након одбијања од зида, додирна тачка лоптице са подлогом има брзину која је композиција ротације (има исти правац као лоптица пре судара) и транслације (има правац ортогоналан на онај пре судара). Па је укупна брзина додирне тачке усмерена у супротном смеру од x-осе (слика). То значи да ће сила трења деловати у смеру x-



Слика 7

осе. Посматрајмо шта се дешава Δt секунди након судара. Раставимо силу трења на две компоненте: једну у смеру транслаторне брзине и другу у смеру ротационе брзине. Дуж оба правца, сила трења је једнака и износи: $\frac{F_{tr}\sqrt{2}}{2}$ (слика). Из другог Њутновог закона имамо следеће: $m\frac{\Delta v_{1,2}}{\Delta t} = -\frac{F_{tr}\sqrt{2}}{2}$ за транслацију и $I\frac{\Delta\omega_{1,2}}{\Delta t} = -R\frac{F_{tr}\sqrt{2}}{2}$ за оба правца. Укупна промена брзине додирне додирне тачке у било ком од праваца је:

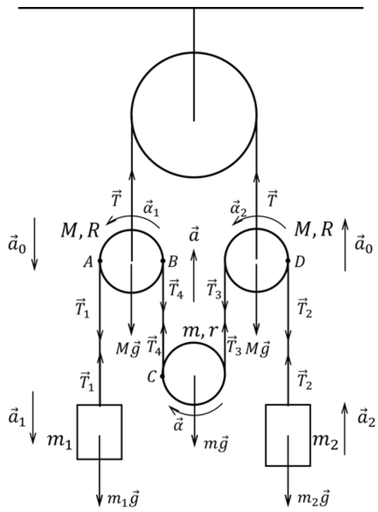
$\Delta v_{dt1,2} = \Delta v_{1,2} + R\Delta\omega_{1,2} = -(1+\frac{mR^2}{I})\frac{F_{tr}\sqrt{2}}{2m}\Delta t$. Видимо да је промена брзине додирне тачке иста у оба правца, па ће укупна брзина и након времена Δt бити у правцу x-осе, па, самим тим, и сила трења. Индукцијом закључујемо да ће у сваком тренутку током кретања сила трења бити усмерена у смеру x-осе **[10п]**.



Слика 8

Једначине кретања лоптице по осама су даље дате са: $ma_x = \mu mg$ и $ma_y = 0$. Видимо да су у питању исте једначине као у случају косог хица, те за брзину током времена имамо: $v_x(t) = -\frac{v_0\sqrt{2}}{2} + \mu gt$ и $v_y(t) = \frac{v_0\sqrt{2}}{2}$. Па самим тим, за положај имамо: $x(t) = l - \frac{v_0\sqrt{2}}{2}t + \frac{1}{2}\mu g t^2$ и $y(t) = l + \frac{v_0\sqrt{2}}{2}t$. Време меримо до тренутка одбијања од зид. Такође, долази и до ротације у смеру x-осе, тј: $I\alpha = RF_{tr}$. Одавде добијамо угаоно убрзање: $\alpha = \frac{5\mu g}{2R}$ **[2п]**. Лоптица ће проклизавати све док брзина додирне тачке не постане једнака нули. Тај услов је дат са: $2v_{0x} = at_0 + R\alpha t_0$. Одавде се добија: $t_0 = \frac{2v_0\sqrt{2}}{7\mu g}$ **[2п]**. У том тренутку лоптица се налази на положају: $x_0 = x(t_0) = l - \frac{10v_0^2}{49\mu g}$ и $y_0 = y(t_0) = l + \frac{2v_0^2}{7\mu g}$; док је брзина лоптице дата са: $v_x = -\frac{3v_0\sqrt{2}}{14}$ и $v_y = \frac{v_0\sqrt{2}}{2}$. Од овог тренутка на даље, лоптица се креће константном брзином без проклизавања, па јој је положај одређен једначинама: $x(t') = x_0 + v_x t'$ и $y(t') = y_0 + v_y t'$, где је $t' = t - t_0$ **[2п]**. Преостаје још решити једначине $x = x(t')$ и $y = y(t')$ које дефинишу временски тренутак упадања у рупу као и почетну брзину која се мора саопштити лоптици. Из прве једначине изразимо t' преко v_0 и заменимо у другу. Решавањем друге једначине, за почетну брзину добијамо: $v_0 = \frac{7}{2}\sqrt{\mu g(\frac{10}{7}l - x - \frac{3}{7}y)}$ **[2п]**. За тренутак t' сада добијамо: $t' = \frac{1}{v_0\sqrt{2}}(5y - 12l + 7x)$, па је сада време $t = t_0 + t'$ за које лоптица стиже до рупе дато са: $t = \frac{2\sqrt{2}(y-l)}{7\sqrt{\mu g(\frac{10}{7}l - x - \frac{3}{7}y)}}$ **[2п]**.

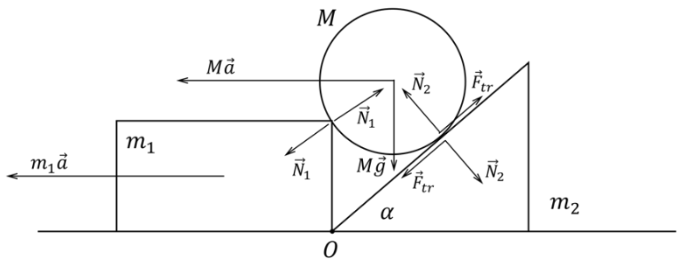
3. Уколико силе и убрзања тела обележимо као на слици важи следеће. Једначина кретања левог тега је $m_1 a_1 = m_1 g - T_1$ (1) **[1п]**. Једначине које описују ротацију и транслацију левог котура су $\frac{1}{2}MR^2\alpha_1 = R(T_1 - T_4)$ (2) **[1п]** и $Ma_0 = Mg + T_1 + T_4 - T$ (3) **[1п]**. Једначине које описују транслацију и ротацију малог котура у средини су $ma = T_4 + T_3 - mg$ (4) **[1п]** и $\frac{1}{2}mr^2\alpha = T_4 - T_3$ (5) **[1п]**. За кретање десног тега важи $m_2 a_2 = T_2 - m_2 g$ (6) **[1п]**, а транслацију и ротацију десног котура описују $Ma_0 = T - T_2 - T_3 - MG$ (7) **[1п]** и $\frac{1}{2}MR^2\alpha_2 = R(T_3 - T_2)$ (8) **[1п]**. Пошто у систему имамо 12 непознатих $(a, a_0, a_1, a_2; T, T_1, T_2, T_3, T_4;\ \alpha, \alpha_1, \alpha_2)$, а тренутно 8 једначина потребно је пронаћи још 4 линеарно независне једначине. Њих добијамо из услова непроклизавања неистегљиве нити у тачки A: $R\alpha_1 = a_1 - a_0$ (9) **[1п]**, тачки D: $R\alpha_2 = a_2 - a_0$ (10) **[1п]** и у тачкама B и C: $R\alpha_1 - r\alpha = a_0 + a$ (11) **[3п]**. Посебно, дужина нити се не мења те важи $2a = a_1 - a_2$ (12) **[2п]**.



Слика 9

У случају да су тегови истих маса $m_1 = m_2 \equiv m_0$ систем ће се кретати на симетричан начин (у односу на осу симетрије система). То значи да претходни систем једначина можемо поједноставити јер је $\alpha_2 = -\alpha_1 \equiv -\alpha_0$, $a_2 = -a_1$, $\alpha = 0$, $T_1 = T_2 \equiv T_{01}$ $T_3 = T_4 \equiv T_{02}$ и убрзања великих котурова треба да буду усмерена у истом смеру што значи да је $a_0 = 0$ (све релације **[3п]**). Једноставно следи да је $a = \frac{2m_0 - m}{2m_0 + m + M} g$ **[2п]**.

4. Спустимо нормалу из додирне тачке призме и ваљка (тачка А на слици) на стрму раван. Како је угао између те нормале и стране призме 30°, то је дужина те нормале: $\frac{h\sqrt{3}}{2} = R$, па је зато права АО' паралелна стрмој равни. Како је сила реакције између ваљка и призме усмерена ка центру ваљка (тачка О'), то је она паралелна стрмој равни. **[3п]** Све силе које делују у овом систему су приказане на слици поред. Једначина кретања стрме равни је дата са: $ma = \frac{1}{2}N - \frac{\sqrt{3}}{2}F_{tr}$ (1) **[2п]**, где је a убрзање стрме равни, F_{tr} сила трења између стрме равни и ваљка, а N сила нормалне реакције подлоге ваљка. Сада се везјемо за референтни систем везан за стрму раван. Једначина кретања ваљка је онда дата са: $Ma' = \frac{1}{2}Mg + \frac{\sqrt{3}}{2}Ma - F_{tr} - N'$ (2) **[2п]**, где је a' убрзање ваљка у систему везаном за стрму раван, Ma је инерцијална сила која делује на ваљак, а N' је сила реакције између призме и ваљка. Како нема кретања ваљка у вертикалној равни у односу на стрму раван (у систему везаном за стрму раван), услов равнотеже сила је дат са: $\frac{\sqrt{3}}{2}Mg = N + \frac{1}{2}Ma$ (3) **[2п]**. Једначина кретања призме је дата са: $3ma_1 = 3ma + \frac{\sqrt{3}}{2}N'$ (4) **[2п]**, где је $m_1 a$ инерцијална сила која делује на призму. За ротацију ваљка имамо: $I\alpha = F_{tr}R$ (5) **[2п]**, где је $I = \frac{1}{2}mR^2$ момент инерције хомогеног ваљка. Како би призма и ваљак били у контакту, неопходно је да пројекција померaја призме Δx на правац померaја ваљка Δs буде једнака померају ваљка, тј: $\Delta x \frac{\sqrt{3}}{2} = \Delta s$, што за везу убрзања даје: $a_1 \frac{\sqrt{3}}{2} = a'$ (6) **[3п]**. Услов непроклизавања ваљка по стрмој равни је дат са: $R\alpha = a'$ (7) **[1п]**. Из једначине (5) преко једначине (7) за силу трења добијамо: $F_{tr} = \frac{ma'}{2}$. Из једначине (4) помоћу једначине (6)



Слика 10

добијамо: $N' = 3m(\frac{4}{3}a' - \frac{2}{\sqrt{3}}a)$. Помоћу једначине (3) лако долазимо до израза за нормалну реакцију подлоге: $N = M(g\frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{1}{2}a)$. Заменом у једначину (1) добијамо израз за убрзање стрме равни у функцију убрзања a': $a = \frac{M(g-a')\sqrt{3}}{4m+M}$. Потом, заменом у једначину (2) долазимо до убрзања ваљка у систему везаном за стрму раван: $a' = \frac{2Mg}{3M+4m}$; а потом и до убрзања саме стрем равни: $a = \frac{Mg\sqrt{3}}{3M+4m}$. На крају, одређујемо убрзање ваљка у лабораторијском систему. Оно има две компоненте па је израз за интензитет убрзања дат преко Питагорине теореме: $a_{lab} = \sqrt{(\frac{a'}{2})^2 + (\frac{\sqrt{3}}{2}a' - a)^2}$, одакле добијамо: $a_{lab} = \frac{Mg}{3M+4m}$ **[2п]**. Резултат није потпун без одређивања смера и правца деловања вектора убрзања. Правац је вертикалан а смер наниже**[1п]**.

5. Нека су тегови масе на растојању l од осе ротације. Обележимо силу затезања нити са T. Када систем отпочне кретање из стања мировања, терет почиње кретање равномерним убрзањем a и важи $Ma = Mg - T$. **[0.5п]** Држач тегова почиње да равномерно кружно убрзава убрзањем α око осе симетрије и важи једначина $I\alpha = RT$ **[0.5п]**, где је $I = I_{\check{s}} + 2I_m$ момент инерције система рачунат око осе симетрије, који се састоји од момента инерције штапа $I_{\check{s}}$ и момената инерције тегова $I_m = ml^2$. Како конац не проклизава, важи релација $a = R\alpha$ **[0.5п]**. Комбиновањем једначина добија се $I = R^2M(\frac{g}{a} - 1)$ **[1п]**. За терет који пада важи релација $h = \frac{at^2}{2}$ [**0.5**п]. Коначно, добија се зависност облика $t^2 = \frac{4hm}{R^2Mg} \cdot l^2 + \frac{2h}{R^2Mg}(I_{\check{s}} + R^2M)$ **[1п]** која представља линеаризовану зависност квадрата мереног времена ($t^2 \equiv y$) од квадрата удаљености тега од осе симетрије ($l^2 \equiv x$). Из облика линеарне функције, $y = k \cdot x + n$, поређењем долазимо до израза за тражени момент инерције шипке $I_{\check{s}} = n \cdot \frac{R^2Mg}{2h} - R^2M$ **[0.5п]** и тражену масу тегова $m = k \cdot \frac{R^2Mg}{4h}$ **[0.5п]**. На основу теоријске анализе, састављена је табела 1**[за свако поље по 0.1п=3п]** и нацртан је график зависности квадрата мереног времена од квадрата удаљености тега од осе симетрије $t_{sr}^2 = f(l^2)$.Средње време за сваки положај тегова добијено је као аритметичка средина $t_{sr} = \frac{1}{3}(t_1 + t_2 + t_3)$ **[0.5п]**, а грешка Δt као већа између највећег одступања од средње вредности и саме грешке коју прави мерни уређај ($\Delta t_u = 0{,}01s$). Такође, важе релације $\Delta(l^2) = 2l\Delta l$ **[0.5п]** и $\Delta(t_{sr}^2) = 2t_{sr}\Delta t_{sr}$ **[0.5п]**.

$l\ [cm]$	$t\ [s]$	$t_{sr}\ [s]$	$\Delta t_{sr}\ [s]$	$l^2\ [cm^2]$	$\Delta l^2\ [cm^2]$	$t_{sr}^2\ [s^2]$	$\Delta t_{sr}^2\ [s^2]$
15,0	6,92	6,91333	0,01333	225,00	3,00	47,79418	0,18436
	6,90	6,913	0,014	225	3	47,8	0,19
	6,92						
25,0	8,76	8,77667	0,01667	625,00	5,00	77,02988	0,29256
	8,79	8,777	0,017	625	5	77,0	0,3
	8,78						
35,0	11,19	11,18333	0,01333	1225,00	7,00	125,06694	0,29822
	11,17	11,183	0,014	1225	7	125,1	0,3
	11,19						
45,0	13,97	13,97333	0,01667	2025,00	9,00	195,25404	0,46578
	13,99	13,973	0,017	2025	9	195,3	0,5
	13,96						
55,0	16,67	16,67333	0,01	3025,00	11,00	278,00004	0,33347
	16,67	16,67	0,01	3025	11	278,0	0,4
	16,68						

Табела 2

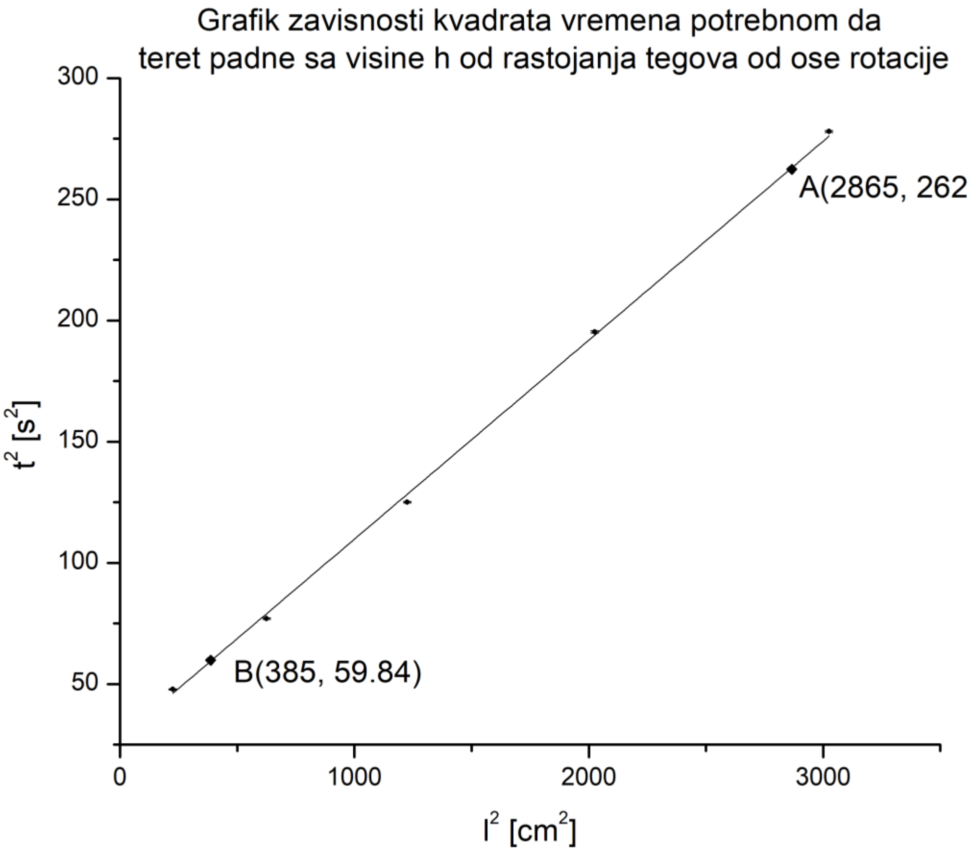
Одређивањем одсечка на y оси можемо одредити момент инерције шипке. Из $n = 27{,}72\ s^2$ следи $I_š = 0{,}02699\ kg \cdot m^2$ **[1п]**.

Одабиром тачака са графика, између прве две и последње две, можемо израчунати коефицијент правца. Координате тачака су $A(2865;\ 262{,}38)$ и $B(385; 59{,}84)$ **[2x0.5п]**. Тада је коефицијент правца $k = \frac{y_A - y_B}{x_A - x_B} = 0{,}08167 \frac{s^2}{cm^2} = 0{,}0817 \frac{s^2}{cm^2}$, а његова грешка $\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta x_A + \Delta x_B}{|x_A - x_B|} + \frac{\Delta y_A + \Delta y_B}{|y_A - y_B|}$, односно $\Delta k = 0{,}00164 \frac{s^2}{cm^2} = 0{,}0017 \frac{s^2}{cm^2}$. Добијено је $k = (0{,}0817 \pm 0{,}0017) \frac{s^2}{cm^2}$ **[1п]**. Обзиром на размеру, грешке по x оси су вредности које одговарају једном милиметру $\Delta x_A = \Delta x_B = 20\ cm^2$ **[0.5п]**, а грешке по y оси су веће грешке најближих тачака $\Delta y_A = 0{,}5\ s^2$, $\Delta y_B = 0{,}3\ s^2$ **[0.5п]**.

Сада се може добити тражена маса $m = 400{,}59\ g = 400\ g$. Грешка одређивања масе је $\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta k}{k} + \frac{2\Delta R}{R} + \frac{\Delta h}{h}$ **[1п]**, односно $\Delta m = 16{,}05\ g = 17 g$. Добијено је $m = (400 \pm 17) g$ **[1.5п]**.

Исправно нацртан график вреди **[4п].**

Напомена! Равноправно вредновати мајоризацију грешака облика $0{,}16667 = 0{,}2$ уколико је конзистентно коришћена. Равноправно бодовати обе оријентације графика и све форме зависности на основу којих је спровођен поступак.



Члановима комисије желимо успешан рад и пријатан дан!