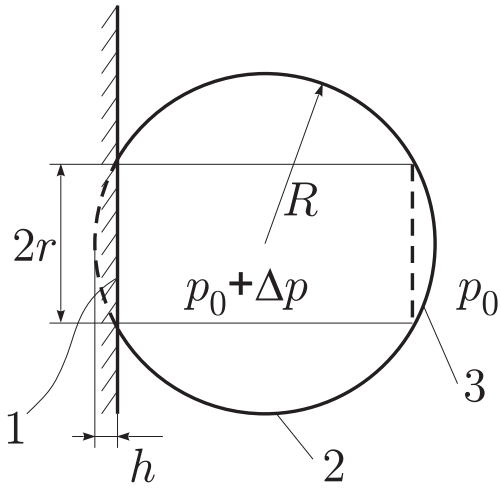


Lahendused

1. Vörkpall (8 punkti)

1) $F = \Delta p S$, kus $S = \pi r^2$ on segmendi aluse pindala. Lõikuvate sirgete teoreemist saame $r^2 = (2R - h)h$, seega $F = \Delta p \pi h(2R - h) \approx 120 \text{ N}$.

2) Pörke käigus deformeerub pall nõnda nagu kujutatud järgneval joonisel. Kasutades lähendust $h \ll R$ jätame jõu avaldises ära liikme h^2 . Sel juhul on jõud võrdeline h -ga, st. pall käitub nagu vedru jäikusega $k = 2\pi R \Delta p$. Energia jäävuse seadusest $mv^2 = 2\pi R \Delta p h^2$, seega $h = v \sqrt{m/2\pi R \Delta p} \approx 11 \text{ mm}$.



3) Tegemist on harmoonilise võnkumise poolperioodiga, $\tau = \pi \sqrt{m/2\pi R \Delta p} = \sqrt{\pi m/2R \Delta p} \approx 18 \text{ ms}$.

4) Läheme palliga seotud taustsüsteemi. Seal mõjub kesta elemendile pindalaga dS inertsi jõud $dF_i = amdS/4\pi R^2$, kus $a = \Delta p \pi h(2R - h)/m$. Niisiis $dF_i = \Delta p h(2R - h)dS/4R^2$. Et pall püsiks sfääriline, peab see jõud olema kompenseeritav rõhumisjõuga $dF_r = \Delta p dS$, mistõttu $h(2R - h) < 4R^2$. See tingimus on alati rahuldatud, mistõttu mingit lisatingimust vaja ei ole. Märkus: veniva kesta puhul on olukord oluliselt erinev, sfäärilisus kaob kogu kesta ulatuses

(proovige suruda õhupalli vastu klaasi!).

2. Soojusvoog (4 punkti)

1) Soojusvoog $P = \Delta T s / \rho d$, millest $\Delta T = P \rho d / s \approx 12 \text{ K}$.

2) Konstantse soojusvoo P puhul on temperatuuri muut piki traati $\Delta T = P \rho \Delta x / S$, kus Δx on nihe piki traati. Seega temperatuuride vahe $t_1 - t_2 = PS / S$, kus S on graafiku alune pindala. Niisiis, $P = (t_1 - t_2)S / S$. Graafikut kasutades leiame $S \approx 50 \text{ Kcm}^2/\text{W}$ ning $P \approx 20 \text{ mW}$.

3. Gravitatsioon (6 punkti)

1) $g_0 = \gamma M / R^2$, kus R on leitav seosest $\frac{4}{3}\pi R^3 \rho = M$. Seega

$$g_0 = \gamma M \left(\frac{4\pi\rho}{3M} \right)^{2/3}.$$

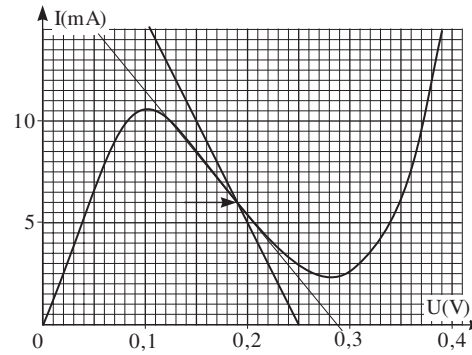
2) Kaevandades teatud punktis pinnast ja viies teisale on võimalik muuta raskuskiirendust (muutuse märk sõltub vedamise suunast).

3) Valigem koordinaatide alguspunktiks vaadeldava pinnapunkti; raskuskiirenduse vektor määraku telje $\phi = 0$. Väikese pinnasekoguse viimisel ühest punktist (r_1, ϕ_1) teise (r_2, ϕ_2) ei tohi raskuskiirenduse vektori moodul muutuda, st. muutuse vektor peab olema vektoriga \vec{g} risti. Seetõttu $\cos \phi_1 / l_1^2 = \cos \phi_2 / l_2^2$, millest planeedi kuju $l = l_0 \sqrt{\cos \phi}$.

4. Tunneldiiod (8 punkti)

1) Pingetel alla 0,08V on graafik faktiliselt sirge, mis vastab konstantsele takistusele $R_D = 0,05 \text{ V} / 6,5 \text{ mA} \approx 7,7 \Omega$. Seega $I = (U_{\text{in}} + \mathcal{E}) / (R + R_D) \approx 4,5 \text{ mA}$.

2) Väljundpinge leiame graafiliselt: et pinge dioodil $U(I) = \mathcal{E} - IR$, siis on otsitav lahend graafiku ja sirge $U = \mathcal{E} - IR$ lõikepunkt, so. vool dioodis on ligikaudu 6 mA ja väljundpinge $IR = 60 \text{ mV}$; vt graafik.



3) Ühe millivoldise amplituudi puhul nihkub graafikut lõikav sirge veidi vasakule-paremale, kuid nii vähe, et lõikepunkti läheduses võib graafiku lugeda sirgeks, mille kaldenurga kootangents (diferentsiaalnakstisus) on $R_d = -16 \Omega$. Sellisel juhul kutsub väike sisendpinge muutus ΔU esile voolu muutuse ΔI ning kehtib seos $(R + R_d)\Delta I = \Delta U$, millest $\Delta I = \Delta U / (R_d + R)$. Väljundpinge muut on $\Delta U_{\text{out}} = IR = R \Delta U / (R_d + R)$ ning võimendustegur $\Delta U_{\text{out}} / \Delta U = R / (R_d + R) \approx 1,7$. Seega väljundsignaal on 1,7 mV ja

4) Väljundsignaali graafik on samasugune, kui sisendsignaali, kuid on vertikaalsisihis -1,7 korda välja venitatud ("-" märk tähendab seda, et signaal on vastasfaasis).

5. Vibratsioon (10 punkti)

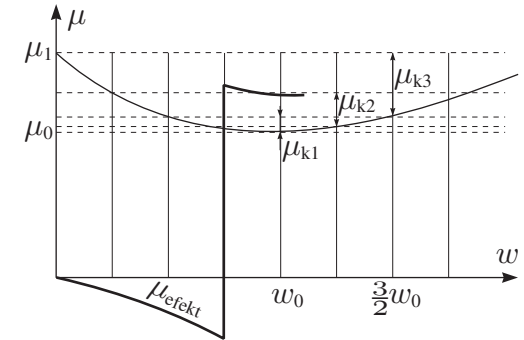
1) $\mu m g \tau \ll v$.

2) $F = 0$, kui $|v| < u$; $F = \mu m g$, kui $|v| > u$.

3) The x -component of the frictional force cancels in average out, the y -component is left: $F = \mu m g v / \sqrt{v^2 + u^2}$.

4) $F = [\mu(v + u) + \mu(v - u)]mg$, kui $v > u$ ja $F = [\mu(u + v) - \mu(u - v)]mg$, kui $v < u$ ($F > 0$ tähendab, et hõõrdejõud ja v on vastassuunalised). On lihtne näha, et see hakkab väikeste v väärtuste puhul nullist lineaarselt kahanema ($F < 0$ tähendab, et jõud ja kiirus on samasuunalised) ja $u = v$ juures sooritab hüppe muutudes positiivseks ning hakates kahanema.

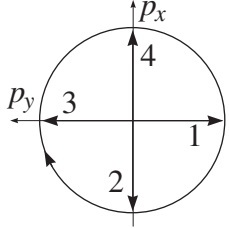
Juuresoleval graafikul on toodud efektiivse hõõrde teguri graafik, kusjuures konstrueerimiseks on kasutatud lõike $\mu_{k1} = \mu(w_0/2) - \mu(w_0)$, $\mu_{k2} = \mu(w_0/4) - \mu(5w_0/4)$ ja $\mu_{k3} = \mu(0) - \mu(3w_0/2)$.



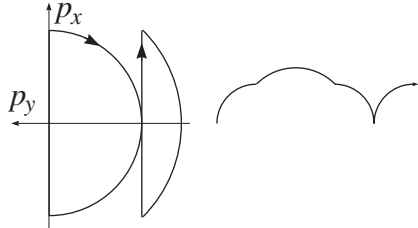
5) Paigalseis on ebastabiilne, kui $u < w_0$: osake omandab kiiruse u . Kui $u > w_0$, siis paigalseis on stabiilne, kiirus on 0.

6. Laetud osake (12 punkti)

1) Osake omandab kiiruse $v = Eq\tau/m$ ning hakkab liikuma mööda ringjoont raadiusega R , kusjuures $mv^2/R = Bvq$, millest $R = E\tau/B$.



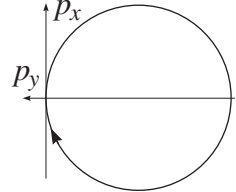
2)



3)

4) Vaatleme erinevatel ajahetkedel antud impulsside vektoriaalset summat. Ajavahemiku Δt jooksul pöörduvad kõik komponent-vektorid nurga $2\pi\Delta t/T_B = \tau Bq/m$ võrra. Seega iga impulsi lisandub üks vektor \vec{P} mooduliga $P = Eq\tau$, mis on eelmisena lisandunu suhtes nurga $\alpha = \Delta t Bq/m$ all.

5) Sellised vektorid, kui neid liita kolmnurga reegli järgi, moodustavad ringjoone raadiusega $\mathcal{R} = P/\sin\alpha \rightarrow P/\alpha = E_k m/B$.

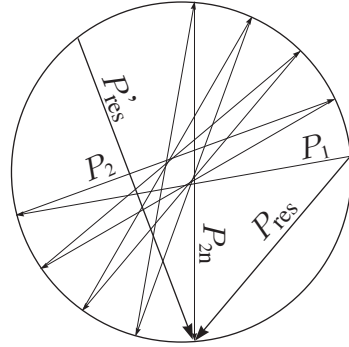


Keskmine kiirus on $v_y = -\mathcal{R}/m = E_k/B$, $v_x = 0$.

6) Kaks järjestikust impulssi x -telje suunas annavad resultandiks y -suunalise impulsi $\mathcal{P}_y = P\alpha$. Järjestikuste impulsi paaride antud resultantimpulsid (mooduliga \mathcal{P}_y) on üksteise suhtes nurga 2α all. Seega moodustub ligikaudu ringjoon (võrdkülgne hulknurk; vt. joonis), mille raa-

dius on $\mathcal{P}_y/2\alpha = P/2 = \frac{1}{2}Eq\tau$ ja keskpunkti koordinaadid $mv_x = -Eq\tau/2$, $mv_y = 0$. Paarisarvu impulsside järel asub osakese impulsi vektori otspunkt sellel ringil. Niisiis, keskmistatuna üle ajahetkede $2n\Delta t$ on keksmine kiirus $v_x = -Eq\tau/2m$.

Paaritu arvu puhul tuleb paarisarvulisele impulsile liita viimase impulsi lisandunud vektor $\vec{P} = (Eq\tau, 0)$; seega moodustub samasuur ring, mille keskpunkti koordinaadid on $mv_x = Eq\tau/2$, $mv_y = 0$. Vastav keksmine kiirus on $v_x = +Eq\tau/2m$. Keskmistatuna üle kõikide ajahetkede saame lõpptulemuseks $v_x = v_y = 0$.



Joonisel on kujutatud resultantimpuls P_{res} peale $2n$ impulssi ning resultantimpuls teatud teise ajahetke $2n'\Delta t$ jaoks P'_{res} . Paarituarvuliste impulsside jaoks saame samasuguse pildi, ainult et kõik vektorid on vastassuunalised.

7. Teleskoop (12 punkti)

1) Valgusvoo tihedus kahaneb pöördvõrdeliselt kauguse ruuduga, seepärast $w_1 = w_0 R_p^2/L_p^2$, kus R_p on Päikese raadius ja L_p — Päikese kaugus. Et $\phi = 2R_p/L_p$, siis $w_1 = w_0\phi^2/4$.

2) Eelneva küsiuse vastuse põhjal on tähe valgusvoo tihedus $q^{-2}w_1$ ning seega $P_2 = \frac{1}{4}\pi D^2 w_1 q^{-2} = w_0\pi(\phi D/4q)^2$.

3) Paberipinna tükk pindalaga S kiirgab teleskoobi suunas võimsust $P_3 = w_1\alpha S(\frac{\pi}{4}D^2/L^2)$, kus L on teleskoobi kaugus. Et kujutise suurus on $s = SF^2/L^2$, siis $w_3 = P_3/s = w_1\alpha(\frac{\pi}{4}D^2/F^2) = w_0\alpha\pi(\phi D/4F)^2$.

4) Esimese difraktsioonimiinimumi nurkkaugus (kasutades üksiku pilu mudelit) on λ/D . Seega võime heleda laigu raadiuse hinnanguks kasutada avaldist $\delta = F\lambda/D$. Niisiis $w_2 = P_2/\pi\delta^2 = w_0(\phi D^2/4qF\lambda)^2$.

5) $k = (w_2 + w_3)/w_3 = 1 + (\alpha\pi)^{-1}(D/\lambda q)^2 \approx 4$ (võttes $\lambda \approx 500$ nm).

6) $k - 1 \sim 1$ (or $k - 1 > 1$) tähendab, et täht on kergeti nähtav (teleskoobi korral); $k - 1 \ll 1$ tähendab, et tähte ei näe (silma korral $k - 1 \approx 1 \cdot 10^{-4}$).

8. Eksperiment (12 punkti)

1) Kallutame plaati, kuni paber hakkab libisema — leiame $\mu_{static} = h/\sqrt{l^2 - h^2}$, kus h on plaadi otsa kõrgus ja l — plaadi pikkus. Tõukame paberit kergelt ja leiame kaldenurga, mille juures paber hakkab ühtlaselt allapoole libisema — leiame $\mu_{kinetic}$.

2) Paneme plaadile paberi riba ja kartongiribasid, ribade peale magneti. Teeme nõõrist aasa ja tõmbame dünamomeetriga magnetit külgsuunas. Tõmbejõu leidmiseks on vaja tulemus läbi jagada hõõrdeteguriga (staatilisega, kui fikseeritakse liikuma panemiseks vajalik jõud). Kauguse d täpsemaks mõõtmiseks on kasulik kindlaks teha riba paksus ja loendada ribasid. Suurte vahekauguste ($d > 4$ mm) korral saab täpsust suurendada, kui arvestada paberiribade kaalu (lahutades see vahetust tulemusest).

3) Laseme fikseeritud kaldenurga juures klotsi kukkuda üks või N korda (väikese vahekauguse korral oleks ühe-kordse kukkumise puhul joonlaua lugem nii väike, et suhteline viga tuleks liiga suur; nt. $d = 0,2$ mm korral on otstarbekas võtta $N = 4$). Magnetit (ribade) nihkumiskaugus on võrdeline N -ga ja kineetilise hõõrdejõuga $F_k = N\mu_{kinetic}$. Võrdeteguri leiame sellise kihi paksuse tulemust kasutades, mis oli juba eelmises punktis uuritud.

4) Lahendatakse analoogselt eelmise punktiga, va. see, et tuleb ilmselt suuremat N -i kasutada

($N \approx 10 - 20$). Paneme tähele, et tõmbejõud $F \approx 270$ N ($d = 0,2$ mm juures) on märksa suurem, kui kahekordne ühe magneti tõmbejõud. Selle põhjuseks on asjaolu, et sild võimaldab magnetvälja jõujoontel sulguda ferromagnetilisest keskkonnast väljumata.