

## 49. ročník Fyzikálnej olympiády

v školskom roku 2007/08

### Riešenie úloh 1. kola (domáceho) kategórie B (UPOZORNENIE – oprava hodnoty v zadaní 5. úlohy)

#### 1. Sedimentácia v odstredivke

Ivo Čáp

- a) Častice sa pohybujú v kvapaline pod účinkom tiažovej sily (smer nadol) a vztlakovej a odporovej sily (smerom nahor)

$$m g = (\rho_v/\rho) m g + 3\pi \eta d v. \quad (1)$$

Doba sedimentácie je čas, ktorý potrebuje častica na pohyb od hladiny až po okraj sedimentu vo výške  $\kappa h$  od dna  $t_1 = h(1 - \kappa)/v$ . Po dosadení a úprave

$$t_1 = \frac{18 h (1 - \kappa) \eta}{(\rho - \rho_v) g d^2} = 5,51 \cdot 10^3 \text{ s} = 1 \text{ h } 32 \text{ min} \quad \mathbf{2 \text{ body}}$$

- b) Pri použití odstredivky je dominantná sila odstredivá (tiažovú silu v tomto prípade považujeme za zanedbateľne malú). Pri rotácii sa vytvára umelé silové pole, ktoré charakterizuje intenzita  $g^* = \omega^2 x$ , kde  $x$  je vzdialenosť od osi rotácie. Pre výpočet použijeme rovnicu (1), v ktorej vymeníme tiažové zrýchlenie  $g$  za  $g^*$ . Zatiaľ čo  $g$  bolo konštantné,  $g^*$  sa mení so zmenou  $x$ , tzn. počas sedimentácie

$$v = \frac{d^2(\rho - \rho_v)\omega^2}{18\eta} x.$$

Hladina sa nachádza vo vzdialenosti od osi  $x_1 = R - h$  a okraj sedimentu pri ukončení sedimentácie  $x_2 = R - \kappa h$ . Potrebný čas pre medznú časticu je

$$t_2 = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{v} = \frac{18\eta}{d^2(\rho - \rho_v)\omega^2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{x}$$

Po dosadení za  $\omega = 2\pi N$  a integrácii dostaneme

$$t_2 = \frac{9\eta}{2\pi^2 d^2(\rho - \rho_v) N^2} \ln\left(\frac{R - \kappa h}{R - h}\right) \approx 71 \text{ s.} \quad \mathbf{3 \text{ body}}$$

- c) Tukové častice majú menšiu hustotu ako okolitá kvapalina, preto sa pohybujú v stojacom mlieku smerom nahor (na povrchu mlieka sa usadzuje tuková vrstva). Podobne je tomu v odstredivke. Postup je rovnaký ako v predchádzajúcom prípade, len pre určenie celkového času uvažujeme pohyb častice od dna  $x_1 = R$  po okraj sedimentu  $x_2 = R - (1 - \kappa_3) h$

$$t_3 = \frac{9\eta}{2\pi^2 d^2(\rho_m - \rho_v) N_2^2} \ln\left(\frac{R - (1 - \kappa_3) h}{R}\right) \approx 287 \text{ s} = 4 \text{ min } 47 \text{ s.} \quad \mathbf{3 \text{ body}}$$

Tukové častice sa hromadia pri hladine mlieka v skúmavke.

- d) Pri odstred'ovaní krvi ide o rovnaký prípad ako v časti b). Výsledný vzťah upravíme pre výpočet potrebných otáčok

$$N_3 = \sqrt{\frac{9\eta_p}{2\pi^2 d_k^2(\rho_k - \rho_p) t_k} \ln\left(\frac{R - \kappa_k h}{R - h}\right)} \approx 29 \text{ s}^{-1} = 1 \text{ 747 min}^{-1} \quad \mathbf{2 \text{ body}}$$

## 2. Teleskop na obežnej dráhe

Milan Grendel

- a) Poloha bodu L je určená podmienkou, aby sa výsledná gravitačná sila pôsobiaca na teleso s hmotnosťou  $m$  ležiace na priamke prechádzajúcej stredmi Zeme a Slnka vo vzdialenosti  $r_L$  od Zeme rovnala odstredivej sile, ktorá na toto teleso pôsobí

$$G \frac{m M_S}{(r_S + r_L)^2} + G \frac{m M_Z}{r_L^2} = m \omega^2 (r_S + r_L), \quad (1)$$

kde  $M_S$  je hmotnosť Slnka,  $M_Z$  - hmotnosť Zeme,  $r_S$  - vzdialenosť stredov Zeme a Slnka,  $G$  - gravitačná konštanta a  $\omega$  - veľkosť uhlovej rýchlosti obehu Zeme okolo Slnka, ktorú možno vypočítať z podmienky rovnosti gravitačnej a odstredivej sily, pôsobiace na Zem

$$G \frac{M_S M_Z}{r_S^2} = M_Z \omega^2 r_S. \quad (2)$$

Z rovníc (1) a (2) dostaneme rovnicu

$$\frac{M_S}{(r_S + r_L)^2} + \frac{M_Z}{r_L^2} = \frac{M_S}{r_S^3} (r_S + r_L) \quad (3)$$

Ak označíme  $x = \frac{r_L}{r_S}$ ,  $a = \frac{M_Z}{M_S}$ , rovnicu (3) možno prepísať do tvaru

$$\frac{1}{(1+x)^2} + \frac{a}{x^2} = 1+x \Rightarrow a(1+x)^2 = x^3(3+3x+x^2).$$

Z podmienky zadania  $r_L \ll r_S$  vyplýva podmienka  $x \ll 1$ . V poslednej rovnici môžeme zanedbať v zátvorkách členy obsahujúce  $x$  a  $x^2$ , dostaneme rovnicu  $a = 3x^3$ , z ktorej po dostaneme približné riešenie

$$x = \sqrt[3]{\frac{a}{3}} = \sqrt[3]{\frac{M_Z}{3M_S}} \Rightarrow r_L = r_S \sqrt[3]{\frac{M_Z}{3M_S}} \approx 1,496 \cdot 10^6 \text{ km} \quad (4) \quad \mathbf{3 \text{ body}}$$

- b) Poloha teleskopu nachádzajúceho sa v blízkosti bodu L je nestabilná vzhľadom na jeho výchylky v smere spojnice stredov Zeme a Slnka. Pri vzdialení telesa z bodu L od Zeme gravitačné sily Zeme a Slnka klesajú, avšak odstredivá sila rastie, pri priblížení telesa k Zemi je to naopak. Výslednica síl má v oboch prípadoch smer výchylky. Na vrátenie telesa naspäť do rovnovážnej polohy je preto nutné, aby naň pôsobila ďalšia sila – tou je ťahová sila pomocných motorov. Pri malom vychýlení telesa z bodu L v smere kolmom na spojnicu stredov Zeme a Slnka je zložka výslednice síl v tomto smere orientovaná proti výchylke telesa. Táto zložka sa snaží vrátiť teleso naspäť, čím napomáha udržať teleso v blízkosti bodu L. **2 body**

- c) Oblasť, v ktorej je Slnko úplne tienené Zemou, siaha do vzdialenosti  $d$  od stredu Zeme. Táto vzdialenosť je určená na základe geometrickej podobnosti rovnicou

$$\frac{R_S}{r_S + d} = \frac{R_Z}{d}, \quad (5)$$

kde  $R_S$  je polomer Slnka a  $R_Z$  polomer Zeme. Riešenie tejto rovnice je

$$d = \frac{r_S}{\frac{R_S}{R_Z} - 1} \quad (6)$$

Bod L neleží v úplne tienenej oblasti, ak je splnená nerovnosť  $d < r_L$ , z čoho po dosadení zo vzťahov (4) a (5) dostaneme podmienku

$$\left(\frac{R_S}{R_Z} - 1\right) \sqrt[3]{\frac{M_Z}{3M_S}} > 1 \quad (7)$$

Pre dané hodnoty veličín je ľavá strana nerovnosti (7) približne 1,08, čo znamená, že do bodu L dopadajú lúče priameho slnečného žiarenia. Preto musí mať JWST svoj vlastný tieniaci štít. **3 body**

- d) Uhol  $\varphi_S$ , pod ktorým vidieť obvod slnečného disku z bodu L je určený rovnicou

$$\sin\left(\frac{\varphi_S}{2}\right) = \frac{R_S}{r_S + r_L} \Rightarrow \varphi_S \doteq \frac{2R_S}{r_S + r_L} \approx 31,6' \quad (8)$$

Uhol  $\varphi_Z$ , pod ktorým vidieť Zem z bodu L je určený rovnicou

$$\sin\left(\frac{\varphi_Z}{2}\right) = \frac{R_Z}{r_L} \Rightarrow \varphi_Z \doteq \frac{2R_Z}{r_L} \approx 29,3' \quad (9)$$

Pre uhlovú šírku okrajovej oblasti slnečného disku viditeľnej priamo z bodu L zo vzťahov (8) a (9) dostaneme

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_S - \varphi_Z) = \frac{R_S}{r_S + r_L} - \frac{R_Z}{r_L} \approx 1,15'$$

čo tvorí približne 7,26 % zdanlivého uhlového polomeru Slnka pozorovaného z bodu L. **2 body**

### 3. Roztočený valec na naklonenej rovine

Juraj Tekel

- a) Po položení valca na naklonenú rovinu dochádza k prešmykovaniu valca a na styku valca s naklonenou rovinou pôsobí smerom nahor pozdĺž naklonenej roviny sila šmykového trenia. Výsledná sila smerom nahor pozdĺž naklonenej roviny je

$$F = F_t - F_g \sin \alpha = m g (f \cos \alpha - \sin \alpha).$$

Podmienka stúpania valca je  $F > 0$  a teda  $\operatorname{tg} \alpha < f$ . Pre  $\alpha = 20^\circ$  je  $\operatorname{tg} \alpha = 0,36$ .

Pre  $f_1 = 0,25$  sa po položení na naklonenú rovinu bude valec kĺzať smerom nadol.

Pre  $f_2 = 0,40$  začne valec na naklonenej rovine stúpať. **3 body**

- b) Valivý pohyb je daný podmienkou  $v_v = \omega R$ , kde  $v$  je rýchlosť pohybu ťažiska valca. Na valec pôsobí okrem tiažovej sily  $F_g$  sila statického trenia  $F_t$ . Pre rotačný pohyb vzhľadom na dotykový bod platí rovnica  $(J_0 + m R^2) \varepsilon = m g R \sin \alpha$ , kde  $J_0 = (1/2) m R^2$  a  $\varepsilon = a_v/R$  je uhlové zrýchlenie. Zrýchlenie valivého pohybu smerom nadol je

$$a_v = \frac{m R^2}{J_0 + m R^2} g \sin \alpha = \frac{2}{3} g \sin \alpha.$$

Pre postupný pohyb platí rovnica (pre  $a$  orientované nadol)

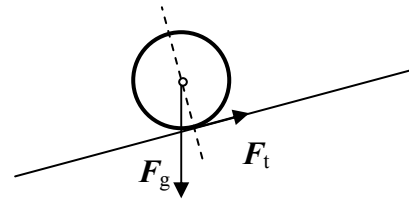
$$m a_v = m g \sin \alpha - F_t.$$

Pre silu trenia potom platí medzná podmienka statického trenia

$$F_t = m g \sin \alpha - m a_v = \frac{m g \sin \alpha}{1 + m R^2 / J_0} = \frac{1}{3} m g \sin \alpha \leq f m g \cos \alpha$$

a teda podmienka udržania valivého pohybu  $\operatorname{tg} \alpha \leq 3f$ . Do valivého pohybu prechádza valec, keď je splnená podmienka  $v = \omega R$ .

Ak sa rotačný pohyb valca vyrovná s rýchlosťou postupného pohybu, pokračuje valec valivým pohybom pre obidve hodnoty koeficientu trenia. **3 body**



- c) Ak je splnená podmienka pohybu nahor ( $f = f_1$ ), pohyb valca možno rozdeliť na dva úseky. V prvej časti pohybu rastie rýchlosť ťažiska valca smerom nahor a zároveň trecia sila brzdí rotačný pohyb valca, valec prešmykuje. Od okamihu, keď sa rýchlosť ťažiska a obvodová rýchlosť rotácie valca vyrovnajú, valec koná čisto valivý pohyb. Rýchlosť ťažiska valca (a teda aj rýchlosť rotácie) sa bude spomaľovať, až kým valec nedosiahne najvyššiu polohu, pri ktorej bude jeho rýchlosť nulová

I. Rotujúci valec sa zrýchľuje účinkom výslednej pohybovej sily

$$F = -m g \sin \alpha + f m g \cos \alpha = m a . \quad (1)$$

Účinkom trenia sa brzdí rotačný pohyb

$$M = -R f m g \cos \alpha = J_0 \varepsilon . \quad (2)$$

Okamih prechodu do valivého pohybu je opísaný vzťahom

$$v = a t_v = R \omega = R (\omega_0 + \varepsilon t_v),$$

odtiaľ

$$t_v = \frac{R \omega_0}{a - R \varepsilon} = \frac{R \omega_0}{\left(1 + \frac{m R^2}{J_0}\right) f g \cos \alpha - g \sin \alpha} = \frac{R \omega_0}{g \cos \alpha} \frac{1}{3f - \operatorname{tg} \alpha}$$

a dosiahnutá rýchlosť je

$$v_m = a t_v = R \omega_0 \frac{f - \operatorname{tg} \alpha}{3f - \operatorname{tg} \alpha}.$$

II. Ďalej valec pokračuje v stúpaní rovnomerne spomaleným valivým pohybom so spomalením  $a_v$  podľa bodu b).

Celková dráha po naklonenej rovine smerom nahor pozostáva z dráhy zrýchleného pohybu  $v_m^2/(2a)$  a dráhy spomaleného pohybu  $v_m^2/(2a_v)$

$$d = \frac{v_m^2}{2a} + \frac{v_m^2}{2a_v} = \frac{R^2 \omega_0^2}{2g} \left(\frac{f - \operatorname{tg} \alpha}{3f - \operatorname{tg} \alpha}\right)^2 \left(\frac{1}{f \cos \alpha - \sin \alpha} + \frac{3}{2 \sin \alpha}\right)$$

Dosiahnutá výška

$$h = d \sin \alpha = \frac{R^2 \omega_0^2}{2g} \left(\frac{f - \operatorname{tg} \alpha}{3f - \operatorname{tg} \alpha}\right)^2 \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{f - \operatorname{tg} \alpha} + \frac{3}{2}\right) \approx (0,11 \text{ m}^{-1}) R^2.$$

**4 body**

Výška závisí od polomeru valca. Napr. pre zadanú hodnotu  $\omega_0 = 10 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ , čo zodpovedá 1,6 otáčky za sekundu, a  $R = 5 \text{ cm}$  je  $h \approx 0,3 \text{ mm}$  a  $t_v \approx 65 \text{ ms}$ .

Keby bol valec na začiatku roztočený napr. na 10 otáčok / s, tzn.  $\omega_0 \approx 63 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ , je pri  $R = 5 \text{ cm}$  výška  $h \approx 1 \text{ cm}$  a  $t_v \approx 0,4 \text{ s}$ .

Vidíme, že v reálnych podmienkach sa rotácia valca takmer okamžite zabrzdí.

*Pozn.:* Výraz pre  $a_v$  môžeme získať aj riešením sústavy rovníc typu (1) a (2),

$$-m g \sin \alpha + F_t = m a_v$$

$$-R F_t = J_0 \varepsilon$$

s použitím väzbovej podmienky  $\varepsilon = a_v/R$ .

4. *Kmity závesu*

a) Mechanická sústava sa vyznačuje stabilnou rovnovážnou polohou, okolo ktorej môže kmitať. Ak označíme  $x$  výchylku misky z rovnovážnej polohy smerom nadol, vyjadríme zmenu potenciálnej energie

$$\Delta E_p = - (M + m_z + m) g x + \frac{1}{2} k (2x)^2.$$

Ak sa stred kladky vychýli o  $x$ , vychýli sa bod B o  $2x$ , čo predstavuje predĺženie pružiny. Tuhosť sústavy  $k^*$  vzhľadom na zvolenú výchylku  $x$  predstavuje konštantu v kvadratickom vzťahu  $(1/2) k^* x^2$  vo výraze pre potenciálnu energiu. Pre riešený prípad  $k^* = 4k$ .

Ak sa miska pohybuje rýchlosťou  $v = dx/dt$ , je kinetická energia celej sústavy

$$E_k = \frac{1}{2} (M + m_z + m) v^2 + \frac{1}{2} J \Omega^2,$$

kde druhý člen predstavuje kinetickú energiu otáčania kladky okolo osi prechádzajúcej ťažiskom, pre ktorý je  $J = (1/2) M R^2$  a uhlová rýchlosť  $\Omega = v/R$ . Mieru zotrvačnosti sústavy vzhľadom na zvolenú rýchlosť pohybu  $v$  predstavuje konštantu vo vzťahu  $E_k = (1/2) m^* v^2$ . Porovnaním dostaneme  $m^* = M + m_z + m + J/R^2 = (3/2)M + m_z + m$ .

Frekvencia kmitov sústavy je potom

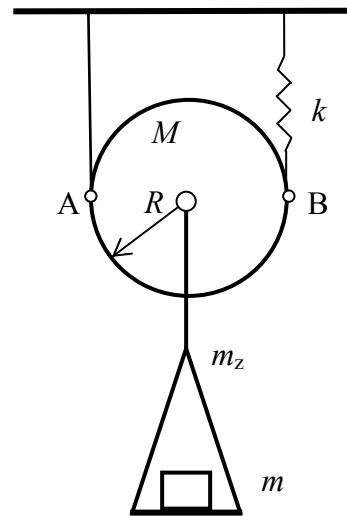
$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k^*}{m^*}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{8k}{3M + 2(m_z + m)}}.$$

**6 bodov**

b) Ak vložíme teleso na misku, zmení sa rovnovážna poloha sústavy. Moment prídavnej tiažovej sily  $R \Delta F = m g R$  je kompenzovaný rovnako veľkým prídavným momentom sily pružiny  $2 R \Delta F_p = 2 R k \Delta l_p$ . Predĺženie pružiny sa prejaví posunutím nosiča  $\Delta x = \Delta l_p/2$ . Posunutie rovnovážnej polohy misky je

$$\Delta x = \frac{m g}{4k}.$$

Počiatočná poloha nosiča predstavuje v okamihu vloženia telesa  $m$  krajnú polohu kmitavého pohybu ( $v = 0$ ) vzhľadom na novú rovnovážnu polohu. Hodnota  $\Delta x$  preto predstavuje amplitúdu takto vznikajúcich kmitov.

**4 body**

## 5. Elektrostatický filter

Ivo Čáp

**!!! Oprava hodnoty v zadání:  $p = 5,0 \cdot 10^{-16} \text{ C} \cdot \text{m}$ .**

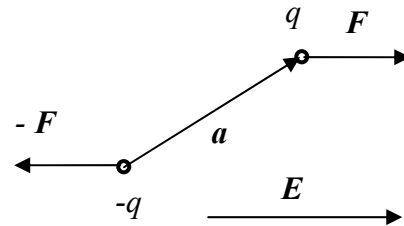
Elektrický dipól pozostáva z dvoch navzájom posunutých elektricky nabitých častí s rovnakou hodnotou a opačným znamienkom náboja  $\pm q$ . Náboj môže byť v častici priestorovo rozložený (napr. elektróny a jadrá v molekule  $\text{H}_2\text{O}$ ). Z hľadiska jeho správania sa v elektrickom poli si dipól možno modelovo predstaviť ako dve bodové častice s nábojmi  $\pm q$  a vzájomnou vzdialenosťou  $a$ . Pre časticu sa definuje dipólový moment vzťahom  $\mathbf{p} = q \mathbf{a}$  (vektor  $\mathbf{a}$  je orientovaný od záporného pólu ku kladnému).

a) V homogénom elektrickom poli pôsobia na obidva póly sily  $\mathbf{F}_{\pm} = \pm q \mathbf{E}$ . Vzhľadom na opačnú orientáciu je súčet obidvoch síl nulový. Homogénne elektrické pole nespôsobuje premiestňovanie (unášanie) dipólov niektorým smerom. Dvojica síl predstavuje silový moment

$$\mathbf{M} = \mathbf{a} \times \mathbf{F} = q \mathbf{a} \times \mathbf{E} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}.$$

Moment sily spôsobuje natáčanie dipólov do smeru poľa.

**2 body**



b) Pre výpočet intenzity poľa osovo symetrickej sústavy použijeme Gaussovú vetu. Vnútorňú vodič obklopíme koaxiálnou (súosou) valcovou plochou  $S$  s polomerom  $r$  ( $r_1 < r < r_2$ ). Vektor elektrickej intenzity má smer radiálny a teda kolmý na plochu  $S$ . Pre valec s dĺžkou  $l$

je  $\oiint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = E 2\pi r l = \frac{Q}{\epsilon}$ , kde  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$  je permitivita prostredia.

Ak zavedieme dĺžkovú hustotu náboja  $\tau = Q/l$ , je intenzita  $E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon} \frac{1}{r}$ .

Napätie medzi valcami je dané integrálom elektrickej intenzity

$$U_F = \int_{r_2}^{r_1} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \frac{\tau}{2\pi\epsilon} \int_{r_2}^{r_1} \frac{dr}{r} = \frac{\tau}{2\pi\epsilon} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right).$$

Porovnaním vzťahov dostaneme  $E = \frac{U_F}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r}$ .

**3 body**

c) Prachová častica sa v poli medzi elektródami natočí svojím dipólovým momentom v smere elektrického poľa. Výsledná sila je potom (a pre  $a \ll r$ )

$$F = \frac{U_F q}{\ln(r_2/r_1)} \left( \frac{1}{r+a/2} - \frac{1}{r-a/2} \right) = -\frac{U_F q}{\ln(r_2/r_1)} \frac{a}{r^2 - (a/2)^2} \approx -\frac{p}{r^2 \ln(r_2/r_1)} U_F.$$

Častice sú priťahované smerom ku strednej elektróde (v smere narastajúcej intenzity poľa).

**3 body**

d) Na prachovú časticu podľa zadania pôsobí sila s veľkosťou

$$F = \frac{p}{r_1^2 \ln(r_2/r_1)} U_F \approx 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ N}$$

Pomer tejto sily a sily tiažovej je  $k = \frac{p}{m g r_1^2 \ln(r_2/r_1)} U_F \approx 1,6 \cdot 10^4$ .

**2 body**

Pozn.:  $1 \text{ ng} = 10^{-12} \text{ kg}$ .

## 6. Let lietadla Jumbo-Jet

Lubomír Mucha

Ak predpokladáme symetriu magnetického poľa Zeme podľa jej osi rotácie, má vektor magnetickej indukcie  $\mathbf{B}_r$  nad rovníkom smer vodorovný (orientovaný na sever), nad pólom  $\mathbf{B}_s$  smer zvislý (nadol) a  $\mathbf{B}_k$  nad Košicami má vodorovnú zložku (v smere na sever)  $B_{kh} = B_k \cos \alpha$  a zvislú (smerom nadol)  $B_{kv} = B_k \sin \alpha$ .

Pri pohybe vodiča rýchlosťou  $v$  v magnetickom poli vzniká vo vodiči priečne elektromotorické napätie s veľkosťou  $\mathcal{E} = B_n l v$ , kde  $B_n$  je zložka vektora magnetickej indukcie kolmá na smer pohybu vodiča a  $l$  je rozmer vodiča v smere kolmom na smer pohybu a kolmom na smer zložky  $B_n$ . Elektromotorický mechanizmus vyvoláva Lorentzova sila pôsobenia magnetického poľa na pohybujúcu sa nabitú časticu, vyjadrená vzťahom  $\mathbf{F}_L = Q \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , kde  $Q$  je náboj častice. Z uvedeného vyplýva, že elektromotorické napätie nikdy nevzniká v pozdĺžnom smere lietadla.

Elektromotorické napätie indukuje medzi extrémnymi bodmi rovnako veľké elektrické napätie  $U = \mathcal{E}$ . Táto situácia pripomína nabitý kondenzátor – ak nie je napätie pripojené na uzatvorený obvod, nedochádza k vzniku elektrického prúdu. Keďže toto napätie sa indukuje vo všetkých vodivých predmetoch v lietadle, teda aj v častiach meracieho prístroja a prepojovacích vodičoch, nie je možné toto napätie prístrojmi na palube lietadla zmerať.

### Zdôvodnenie 2 body

a) Nad Severným pólom letí lietadlo kolmo na smer vektora magnetickej indukcie a na smer vektora magnetickej indukcie sú kolmé krídla. Indukované napätie medzi koncami krídiel je

$$U_a = B_s r v \approx 0,96 \text{ V.}$$

Kladné je ľavé krídlo (pozri vzťah pre Lorentzovu silu)

V zvislom smere (rovnobežnom s  $\mathbf{B}$ ) ani pozdĺžnom smere (rovnobežnom s  $\mathbf{v}$ ) sa napätie neindukuje. **2 body**

b) Lietadlo sa pohybuje rovnobežne so smerom vektora  $\mathbf{B}$ , preto sa žiadne elektrické napätie na lietadle neindukuje.  $U_b = 0 \text{ V}$ . **2 body**

c) Lietadlo sa pohybuje kolmo na smer vektora  $\mathbf{B}$  a na smer vektora  $\mathbf{B}$  je kolmý zvislý rozmer lietadla. Pri pohybe sa medzi najvyšším a najnižším bodom lietadla indukuje napätie

$$U_c = B_r h v \approx 51 \text{ mV.}$$

Kladná je horná časť lietadla.

**2 body**

d) Lietadlo sa pohybuje kolmo na vertikálnu zložku vektora magnetickej indukcie, pričom na túto zložku vektora  $\mathbf{B}$  je kolmý smer krídiel. Napätie sa preto indukuje vo vodorovnom priečnom smere (medzi koncami krídiel)

$$U_d = B_k r v \sin \alpha \approx 0,73 \text{ V.}$$

Kladné je ľavé krídlo.

**2 body**

---

### 49. ročník Fyzikálnej olympiády – Úlohy 1. kola kategórie B

Autori úloh: Ivo Čáp (1, 5), Milan Grendel (2), Juraj Tekel (3), Lubomír Konrád (4),  
Lubomír Mucha (6, 7)

Recenzia: Lubomír Mucha, Mária Kladivová

Redakcia: Ivo Čáp

© Slovenská komisia Fyzikálnej olympiády, 2007