Lietuvos moksleivių 57-osios fizikos olimpiados
III –ojo rato XI klasės teorinės užduotys ir sprendimai

Vilnius 2009 03 23

1. Bombonešis skrenda tiesiai tolygiai ir horizontaliai aukštyje H. Jis bet kada gali numesti laisvai krintančias bombas. Priešlėktuvinis pabūklas, stovintis lygioje vietovėje, gali iššauti sviedinį greičiu u bet kokiu kampu į horizontą. Pabūklą valdantys artileristai lėktuvą mato iš tolo, gali tiksliai apskaičiuoti jo aukštį bei greitį ir visada pataiko, jei tik turi teorinę galimybę tai padaryti. Kokiu minimaliu greičiu turi skristi lėktuvas, kad galėtų subombarduoti pabūklą? Oro pasipriešinimo nepaisyti. Ar bus numuštas jau ant pabūklo bombas numetęs lėktuvas, nagrinėti nereikia.

Sprendimas

Kadangi artileristai lėktuvą mato iš anksto ir žino jo aukštį bei greitį, tai lėktuvas bus numuštas iškart, kai tik įskris į oro erdvės dalį, kurią gali pasiekti pabūklo sviediniai. Rasime tą erdvę ribojančią kreivę, t.y. apskaičiuosime, kokiame maksimaliame aukštyje y_m gali būti sviedinys, kai jis yra virš žemės taško, nutolusio nuo pabūklo atstumu x. Tarkime, pabūklas iššauna sviedinį kampu α į horizontą. Tada sviedinio koordinatės x ir y (žr. brėžinį) nuo laiko t priklauso taip:

$$x = ut\cos\alpha \qquad\qquad y = ut\sin\alpha - \frac{gt^2}{2}$$

Iš čia išsivedame sveidinio trajektorijos lygtį:

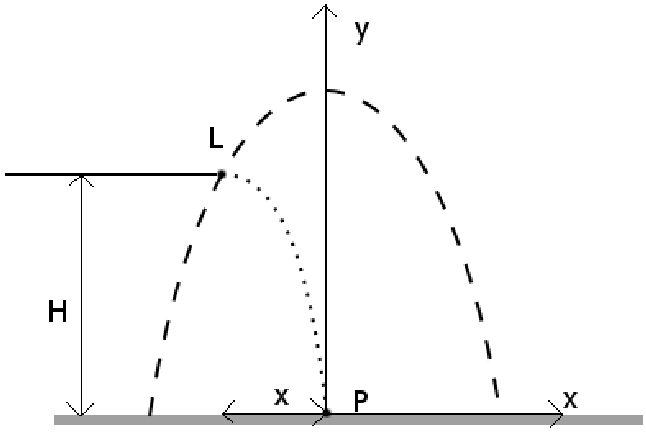
$$t = \frac{x}{u\cos\alpha}$$

$$y = x\tan\alpha - \frac{gx^2}{2u^2\cos^2\alpha} = x\tan\alpha - \frac{gx^2}{2u^2}\left(1+\tan^2\alpha\right) = x\tan\alpha - \frac{gx^2}{2u^2} - \tan^2\alpha\,\frac{gx^2}{2u^2}$$

Gauta išraiška yra parabolės lygtis $\tan\alpha$ atžvilgiu. Jei fiksuotume x, tai parinkdami pabūklo kampą, galėtume gauti pakilimo aukštį y nuo 0 iki galimos jo didžiausios vertės, tarkime y_m. Minėtos parabolės $\tan\alpha$ atžvilgiu šakos eina žemyn, taigi didžiausias sviedinio aukštis y_m bus pasiektas ties parabolės viršūne, t.y. kai $\tan\alpha = -\frac{1}{2}\cdot x\cdot\left(-\frac{2u^2}{gx^2}\right) = \frac{u^2}{gx}$. Įrašę tai į trajektorijos lygtį gauname

$$y_m = \frac{1}{2}\left(\frac{u^2}{g} - \frac{gx^2}{u^2}\right), \qquad x = \frac{u}{g}\sqrt{u^2 - 2y_m g}$$

. Tuo būdu, gautoji priklausomybė $y_m(x)$ riboja sritį, kurią gali pasiekti sviediniai, ir sritį, kurioje lėktuvas saugus. Kad pabūklas būtų subombarduotas, lėktuvas turi numesti bombas dar nekirtęs tos kreivės. Jis ją kirs, kai $y_m = H$.

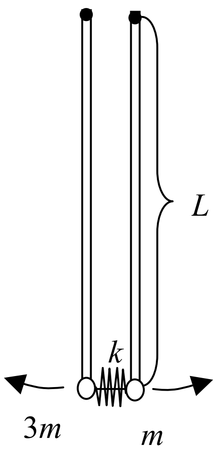


Brėžinyje ištisinė linija žymi lėktuvo trajektoriją, taškinė – bombų, o punktyrinė riboja erdvę, kurią gali apšaudyti pabūklas (kreivė $y = y_m$). Kadangi lėktuvas skrenda horizontaliai, tai jei jo išmestos bombos nukris po laiko τ, tai $\frac{g\tau^2}{2} = H$, $\tau = \sqrt{\frac{2H}{g}}$. Bombų greičio horizontali dedamoji lygi lėktuvo greičiui v, todėl, jei lėktuvas išmeta bombas prieš pat įskrisdamas į pabūklo apšaudomą zoną, kad bombos pataikytų į pabūklą, turi būti $x = v\tau$. Tada lėktuvo greitis $v = \frac{x}{\tau}$. Įsistatę į šią lygtį anksčiau gautas išraiškas gauname atsakymą:

$$v = \frac{u}{g}\sqrt{u^2 - 2gH} \cdot \sqrt{\frac{g}{2H}} = u\sqrt{\frac{u^2}{2gH} - 1}$$

Iš formulės $v = \frac{x}{\tau}$ akivaizdu, kad jei lėktuvo įgula norėtų išmesti bombas būdama didesniu nei x horizontaliu atstumu nuo taikinio, būtų reikalingas didesnis greitis už mūsų apskaičiuotą. Gautas atsakymas neaprašo reikalingo lėktuvo greičio tuo atveju, kai $2gH > u^2$ arba $H > \frac{u^2}{2g}$. Tačiau nesunku įsitikinti, kad maksimalus aukštis, į kurį gali pakilti pabūklo sviedinys ir yra $H = \frac{u^2}{2g}$, todėl aukščiau skraidantys lėktuvai gali bombarduoti pabūklą skrisdami bet kokiu greičiu.

2. Ant dviejų ilgio L lengvų strypų galų pritvirtinti nedideli masių m ir $3m$ rutuliukai. Strypai gali lengvai suktis vertikalioje plokštumoje. Tarp rutuliukų įspraudžiama suspausta standumo k lengva spyruoklė, o rutuliukai surišami siūlu. Spyruoklė nedidelė (nedeformuotos spyruoklės ilgis $l_0 << L$), todėl strypų padėtį galima laikyti vertikalia. Kokia turi būti siūlo įtempimo jėga T, kad siūlą staiga perkirpus bent vienas iš strypų pasiektų vertikalią padėtį? Kuris tai strypas? Įvertinkite, koks turi būti minimalus nesuspaustos spyruoklės ilgis l_0?



Sprendimas

Kūnai maži, strypai lengvi ir ilgi (lyginant su kūnų ir spyruoklės matnenimis), todėl spyruoklei išsitempiant iki savo pradinio ilgio, kai siūlas perkerpamas, galime taikyti judesio kiekio tvermės dėsnį, t.y.

$mv_1 = 3mv_2$.Čia v_1 ir v_2 – atitinkamai lengvesniojo ir sunkesniojo kūnų greičiai, spyruoklei išsitempus. Taigi, $v_2 = \frac{v_1}{3}$.

Pritaikome energijos tvermės dėsnį, pvz., strypui su lengvesniuoju kūnu:

$mg \cdot 2L = \frac{mv_1^2}{2}$, iš čia $v_1 = 2\sqrt{gL}$. Šis greitis, kaip matyti, nepriklauso nuo kūno masės, todėl tam, kad ir antrasis strypas pasiektų vertikalią padėtį, būtina $v_2 = 2\sqrt{gL}$. Bet jau turėjome, kad $v_1 > v_2$, todėl pirmiausia vertikalią padėtį pasieks strypas su lengvesniu rutuliuku. Šį atvejį toliau ir nagrinėjame (imame būtent $v_1 = 2\sqrt{gL}$).

Užrašome energijos tvermės dėsnį visai sistemai prieš perkerpant siūlą ir po to:

$\frac{kx^2}{2} = \frac{mv_1^2}{2} + \frac{3mv_2^2}{2}$. Įrašę anksčiau gautas greičių išraiškas, gauname $kx^2 = \frac{16}{3}mgL$ arba $kx = 4\sqrt{\frac{mgL}{3}}$. Bet $T = kx$. Taigi, jei $T \geq 4\sqrt{\frac{mgL}{3}}$, bent vienas (pirmiausia su lengvesniuoju rutuliuku) strypas pasieks vertikalią padėtį.

Tarkime, kad suspaudžiame visą spyruoklę. Tada $T = kl_0$ - toks suspaudimas turi užtikrinti reikiamą siūlo įtempimo jėgą *T*, t.y. $l_0 \geq 4\sqrt{\frac{mgL}{3k}}$.

3. Yra $t° = 17°C$ temperatūros $p = 2{,}8$ kPa slėgio deguonies ($M_1 = 32$ g/mol) ir helio ($M_2 = 4$ g/mol) mišinys. Kaip priklauso to mišinio molinė masė *M* ir helio atomų koncentracija n_{He} nuo helio dalies *x* pagal masę mišinyje? $R = 8{,}31$ J/(K·mol), $N_A = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ mol^{-1}. Nubrėžkite ir paaiškinkite gautas priklausomybes.

Sprendimas

Pasinaudojame Daltono principu bei Klapeirono ir Mendelejevo lygtimi:

$p = p_1 + p_2$, čia $p_1 = \frac{(1-x)mRT}{M_1 V}$ - parcialinis deguonies slėgis, *V* – visas dujų tūris, *m* – jų masė, o $p_2 = \frac{xmRT}{M_2 V}$ - parcialinis helio slėgis. Mišinio dujoms $p = \frac{m}{M}RT$. Tada

$$M = \frac{M_1 M_2}{[xM_1 + (1-x)M_2]}.$$

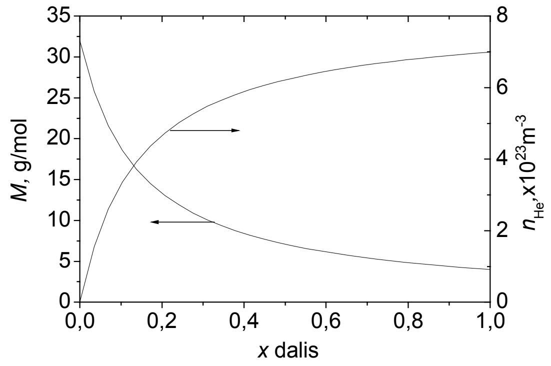
Kai $x = 0$, $M = M_1 = 32$ g/mol. Kai Kai $x = 1$, $M = M_1 = 4$ g/mol.

Helio slėgiui $p_2 = n_{\mathrm{He}} \dfrac{R}{N_\mathrm{A}} T$, tada

$$n_{\mathrm{He}} = \frac{x M_1 p N_\mathrm{A}}{[x M_1 + (1-x) M_2] R T}.$$

Kai $x = 0$, $n_{\mathrm{He}} = 0$. Kai $x = 1$,

$n_{He} = \dfrac{p N_\mathrm{A}}{RT} = 7{,}0 \cdot 10^{23}\,\mathrm{m}^{-3}$. Mišinio molekulinės masės M ir He atomų koncentracijos n_{He} priklausomybė nuo x parodyta pav.



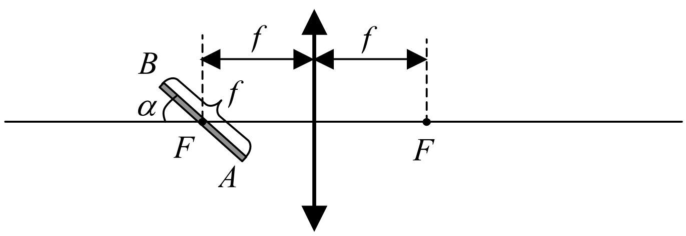
4. Iš tos pačios medžiagos pagamintos trys vielos, kurių ilgiai vienodi, o skerspjūviai lygūs S, $2S$ ir $3S$. Šias vielas sujungiame į trikampį. Prie kurių trikampio viršūnių turime prijungti išorinį įtampos šaltinį, kad trikampyje išsiskirtų didžiausia šilumos galia? Kokia bendros galios dalis išsiskiria tokiu atveju storiausioje vieloje?

Sprendimas

Iš esmės, turime tris rezistorius, kurių varžos yra r, $r/2$ ir $r/3$, ir du iš jų sujungiame nuosekliai, o trečiąjį prijungiame lygiagrečiai. Siekdami gauti didžiausią galią, turime rezistorius sujungti taip, kad atstojamoji varža būtų mažiausia. Nesunku įsitikinti, kad išorinę įtampą turime prijungti prie mažiausios varžos (storiausios) vielos galų.

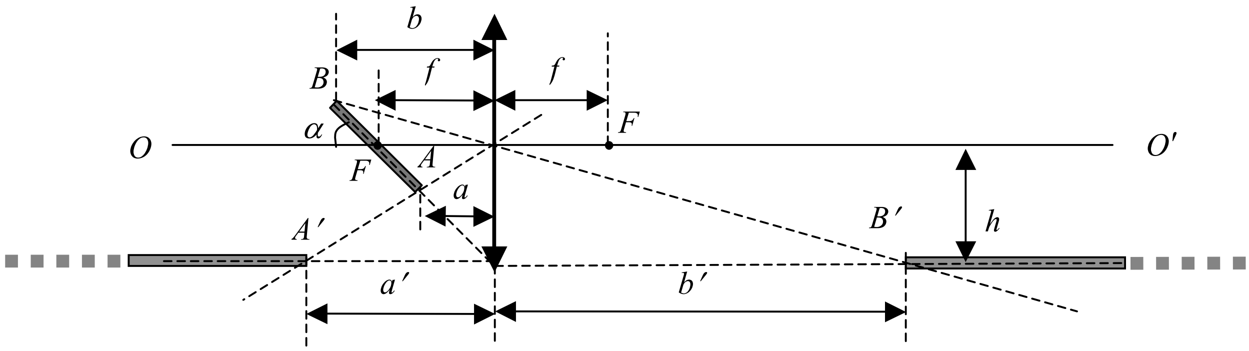
Taigi, turime lygiagrečiai sujungtas atšakas, kurių varžos yra $r/3$ ir $(3/2)r$, kitaip tariant varžų santykis yra 2:9. Kadangi abi atšakos prijungiamos prie tos pačios įtampos U, o išsiskirianti galia atvirkščiai proporcinga atšakos varžai, matome, kad storiausioje vieloje išsiskirs 9/11 visos galios.

5. Pakrypęs kampu $\alpha = 45°$ į optinę ašį stovi strypelis AB, kurio centras yra plono lęšio lęšio židinyje (žiūr. brėž.). Strypelio ilgis lygus lęšio židinio nuotoliui $f = 10{,}0$ cm. Nubraižyti strypelio atvaizdą ir apskaičiuoti charakteringus atstumus.



Sprendimas

Taško atvaizdą, kurį suformuoja lęšis, patogu nustatyti grafiškai, brėžiant bent du charakteringus spindulius, einančius per tą tašką ir ieškant jų susikirtimo po lūžio lęšyje. Šiuo atveju vieną spindulį patogu pasirinkti taip, kad šis eitų išilgai objekto, o kitą – brėžti per lęšio centrą. Pvz., taškui *B* brėžiame tiesę, einančią per *BA* ir iki susikirtimo su lęšio plokštuma. Kadangi šis spindulys eina per



lęšio židinį, jis lūžta taip, kad jo tolesnis kelias – tiesė, lygiagreti optinei lęšio ašiai *OO*′. Pažymėtina, kad toks spindulys tinka bet kuriam objekto *AB* taškui, tik objekto dalis *FA* duos realų atvaizdą kitoje lęšio pusėje, o dalis *FA* – menamąjį atvaizdą kairėje lęšio pusėje. Taigi, *AB* atvaizdas susideda iš dviejų dalių: objekto dalies *BF* tikrojo (realaus) atvaizdo – tai tiesės dalis dešinėje lęšio pusėje (prasideda B' ir eina į dešinę iki begalybės – objekto centras židinyje *F* yra nutolęs į begalybę), ir objekto dalies *FA* menamo atvaizdo – kairėje (toje pačioje kaip ir objektas) lęšio pusėje (prasideda A' ir eina į kairę iki begalybės).

Charakteringus atstumus surandame, panaudodami lęšio formulę, o taip pat pritaikę geometrinius sąryšius.

$$h = f\mathrm{tg}\alpha = f = 10{,}0\,\mathrm{cm}.$$

$$b = f + \frac{f}{2}\sin\alpha = f\left(1 + \frac{\sqrt{2}}{4}\right);\ a = f - \frac{f}{2}\sin\alpha = f\left(1 - \frac{\sqrt{2}}{4}\right).$$

Taškui *B*: $\dfrac{1}{f} = \dfrac{1}{b} + \dfrac{1}{b'}$. Iš čia $b' = f\left(1 + 2\sqrt{2}\right) \approx 3{,}83f$.

Taškui A: $\dfrac{1}{f} = \dfrac{1}{a} - \dfrac{1}{a'}$. Iš čia $a' = f\left(2\sqrt{2} - 1\right) \approx 1{,}83f$.

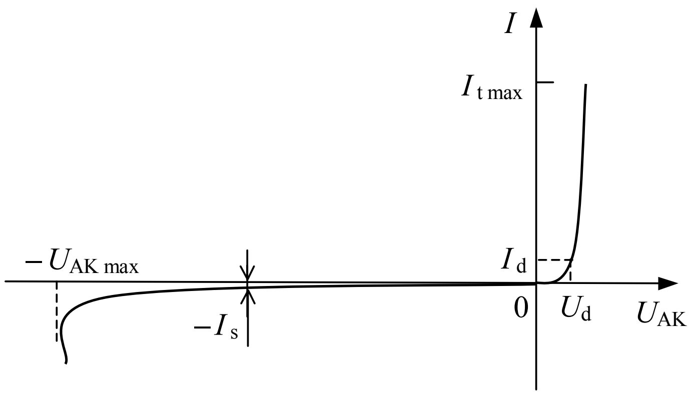
Parengiamoji (teorinė) dalis

1. Puslaidininkinis diodas

Diodas (puslaidininkinis) - dvipolis elementas, kuris pastoviąją srovę I praleidžia tik viena kryptimi: iš anodo “A” į katodą “K”, arba iš “+” į “–”, ir šių kontaktų pavadinimai istoriškai paimti iš tokias pat savybes turinčio vakuuminio (lempinio) diodo. Puslaidininkinio diodo (toliau tekste tiesiog diodo) grafiniai simboliai yra parodyti 1.1 pav. (čia pastebėsime, jog diodo anodo „A“ simbolis- trikampis gali būti nuspalvintas ir juodai).

1.1 pav.

Tipinė realaus puslaidininkinio diodo voltamperinė charakteristika (VACh) yra parodyta 1.2 pav.



1.2 pav.

Iš 1.2 pav. matome, jog esant mažoms tiesioginės įtampos $U_{AK} > 0$ diodo kontaktuose “A-K” vertėms, tiesioginė diodo srovė I_t staigiai didėja. Tačiau tiesioginė diodo srovė I_t negali viršyti tam tikros, didžiausios (maksimalios) vertės $I_{t\,max}$, nes diodas perkais ir nepataisomai suges. Diodo VACh eiga tiesiogine kryptimi yra nusakoma įtampa U_d diodo kontaktuose „A-K“, kai tiesioginė srovė $I_t = I_d = 0{,}1 \cdot I_{t\,max}$. Germanio (Ge) dioduose įtampa $U_d = 0{,}2 \div 0{,}4$ V, silicio (Si) dioduose- $U_d = 0{,}5 \div 0{,}8$ V, o galio arsenido (GaAs) dioduose- $U_d = 0{,}8 \div 1{,}2$ V (čia Ge, Si ir GaAs yra puslaidininkinių medžiagų, iš kurios yra padarytas diodas, pavadinimai).

Iš 1.2 pav. matome: kai atgaline kryptimi diodo įtampa $-U_{AK}$ tenkina šią sąlygą: $-U_{AK\ max} \leq -U_{AK} \leq 0$, tai diodo atgalinės srovės $-I_a$ modulis I_a yra labai mažas ir, priklausomai nuo diodo tipo ir konstrukcinių ypatybių, ši atgalinė srovė neviršija kelių mikroamperų (μA) vertės. Kai atgaline kryptimi diodo įtampa $U_{AK} \leq 0$ viršija tam tikrą, didžiausią (maksimalią) vertę- $U_{AK\ max}$ ($U_{AK} \leq -U_{AK\ max}$), diodo atgalinės srovės $-I_a$ modulis I_a labai padidėja ir pasiekia tiesioginių srovių I_t vertes ($| I_a | \approx I_t$). Tačiau nevisi diodai šiomis sąlygomis veikia, nes juose įvyksta lokaliniai perkaitimai ir jie negrįžtamai sugenda. Didžiausia atgalinės įtampos $-U_{AK\ max}$ vertė priklauso nuo diodo konstrukcijos bei puslaidininkinės medžiagos tipo ir kinta labai plačiose ribose: 10 V ÷ 10 kV.

Diodo VACh, t.y. sąryšis $I = F(U_{AK})$, dažniausiai yra aproksimuojama eksponentine funkcija:

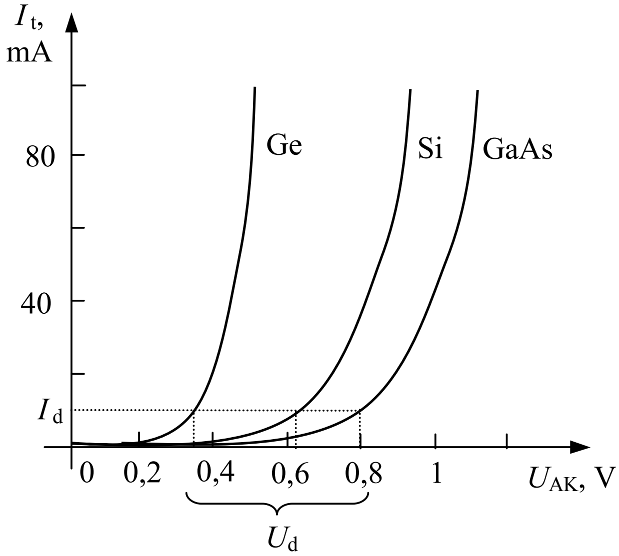
$$I = I_s \cdot \{\exp[U_{AK}/(m \cdot \varphi_T)] - 1)\} \equiv I_s \cdot \{e^{[U_{AK}/(m \cdot \varphi_T)]} - 1)\}, \tag{1.1}$$

kur: I_s - diodo atgalinės srovės I_a teorinė vertė (atgalinė soties arba šiluminė srovė), kai diodo atgalinė įtampa yra ribose $-U_{AK\ max} < U_{AK} < 0$; $\varphi_T = (k \cdot T)/q$ - temperatūrinis koeficientas, kuris kambario temperatūroje $T = 296$ K yra lygus 25,5 mV (k - Bolcmono konstanta); m - patikslinimo koeficientas, įskaitantis nuokrypį nuo puslaidininkinio diodo teorinio Šoklio modelio (dažniausiai koeficientas $m = 1 \div 2$); e = 2,7182... - realus skaičius, lygus tam tikros matematinės išraiškos ribai: $e = \lim\limits_{n=\infty} (1 + n^{-1})^n$.

Aproksimacinė išraiška (1.1) palyginti gerai aprašo realaus diodo VACh tik tiesiogine kryptimi ir santykinai nedidelei tiesioginei srovei- $I_t \leq 100$ mA. Realaus diodo atgalinė srovė I_a yra žymiai didesnė už teorinę vertę- $| I_s | << I_d$. Tai matome iš 1.3 pav., kur yra parodytos iš (1.1) paskaičiuotos germanio (Ge), silicio (Si) ir galio arsenido (GaAs) puslaidininkinių diodų VACh tiesiogine kryptimi, priimant: $I_s = 100$ nA (Ge), 100 pA (Si) ir 10 pA (GaAs); $\varphi_T = 30$ mV; $m = 1$.

Iš 1.3 pav. matome: Ge diodo- $U_d = 0{,}35$ V; Si diodo- $U_d = 0{,}62$ V ir GaAs diodo- $U_d = 0{,}8$ V, ir visos šios vertės gerai sutampa su eksperimentiniais matavimais.

Iš (1.1) taip pat seka: tiesioginei diodo srovei I_t padidėjus 10 kartų ($I_t / I_s = 10$), tiesioginė diodo įtampa $U_{AK} = m \cdot \varphi_T \cdot \ln 10 = 60 \div 120$ mV. Kadangi dydžių φ_T ir I_s vertės priklauso nuo temperatūros T, tai tiesioginė diodo įtampa $U_{AK} > 0$, esant nekintamos vertės pastoviai tiesioginei srovei per jį ($I_t = \text{const}$), taip pat bus funkcija nuo T. Ši priklausomybė apytiksliai yra nusakoma šiuo santykiu:



1.3 pav.

$$\Delta U_{\mathrm{AK}} / \Delta T \big|_{I_{\mathrm{t}} = \mathrm{const}} \cong -2 \ \mathrm{mV/K}. \qquad (1.2)$$

kur temperatūra T yra išreikšta absoliutinėje skalėje Kelvinais.

srovei per jį (I_{t} = const), taip pat bus funkcija nuo T. Ši priklausomybė apytiksliai yra nusakoma šiuo santykiu:

$$\Delta U_{\mathrm{AK}} / \Delta T \big|_{I_{\mathrm{t}} = \mathrm{const}} \cong -2 \ \mathrm{mV/K}. \qquad (1.2)$$

kur temperatūra T yra išreikšta absoliutinėje skalėje Kelvinais.

Išraiškoje (1.2) nusakyta puslaidininkinių diodų savybė yra dažnai taikoma elektroniniuose temperatūros matavimo įrenginiuose. Kita vertus eksponentinę priklausomybę nuo temperatūros T turi ir atgalinė diodo srovė I_{s} - ji padvigubėja, kai temperatūra T padidėja 10 K, kas seka iš (1.1). Tačiau ši puslaidininkinių diodų savybė yra retai taikoma elektroniniuose temperatūros matavimo įrenginiuose, nes atgalinė diodo srovė I_{s} yra labai nestabili ir stipriai skiriasi įvairiuose dioduose.

Šiuo metu yra sukurti ir elektronikoje plačiai taikomi įvairūs puslaidininkiniai diodai: lyginantysis diodas, detektorinis diodas, stabilitronas, varikapas, tunelinis diodas ir t.t. Čia aptarsime tik lyginantįjį diodą ir jo taikymą.

Lyginantysis diodas - skirtas kintamosios srovės $I_{\sim}$ (kintamosios įtampos $U_{\sim}$) keitimui į nuolatinę srovę $I_{\cong}$ (nuolatinę įtampą $U_{\cong}$), kurios kryptis (poliaringumas) nekinta, kai tuo tarpu vertė gali kisti laike: sakome- teka nuolatinė pulsuojanti srovė.

Lyginančiojo diodo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{\mathrm{t\,max}}$ - didžiausioji (maksimali) tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a\ max}$ - didžiausioji atgalinė pastovioji srovė, esant užduotai atgalinei įtampai $U_{AK} < 0$;

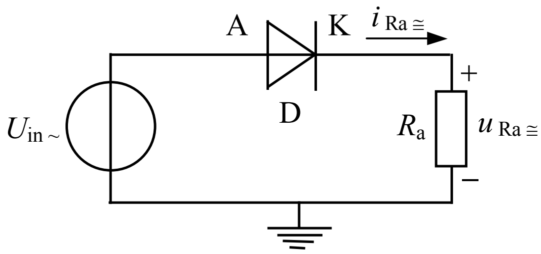
U_d - įtampa diode, esant užduotai tiesioginei pastoviajai srovei $I_d = 0{,}1 \cdot I_{t\ max}$;

$U_{AK\ max}$ - didžiausioji atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei per diodą $I_a = 0{,}1 \cdot I_d$;

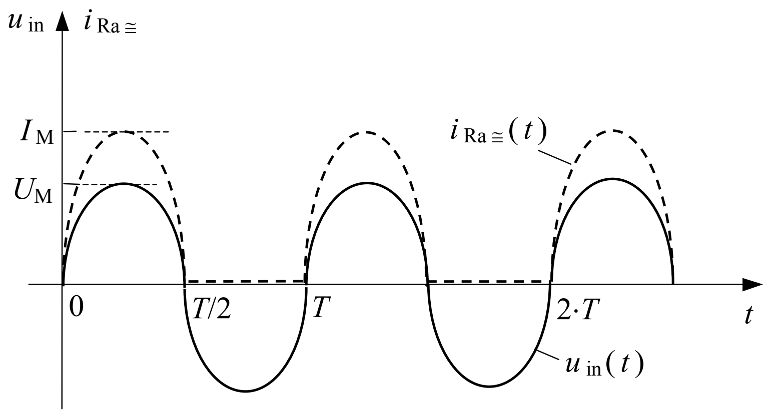
f_{max} - didžiausiasis kintamosios srovės $I_{\sim}$ dažnis, kuriam esant išlyginta nuolatinė srovė $I_{\cong} = 0{,}9 \cdot I^*_{\cong}|_{f_{max}}$, kur $I^*_{\cong}$, kai kintamojo signalo dažnis $f = 50$ Hz.

Siekiant kuo didesnių $I_{t\ max}$ verčių, lyginantieji diodai turi plokščią p-n sandūrą. Todėl jų barjerinė talpa C_{pn} yra santykinai didelė- dešimtys ir šimtai pF, ko pasėkoje lyginančiųjų diodų veika yra apribota žemais ir vidutiniais dažniais: $f_{max} \leq 100 \div 500$ kHz.

Pati paprasčiausia vienpusė kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinė yra parodyta 1.4 pav. Šios grandinės veikai paaiškinti, 1.5 pav. yra parodytos įėjimo kintamosios įtampos šaltinio $U_{in\sim}$ harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_m \cdot \sin(\omega \cdot t)$ ir išlygintos nuolatinės pulsuojančios srovės $i_{Ra\cong}(t)$, tekančios per apkrovos rezistorių R_a, laikinės diagramos.



1.4 pav.



1.5 pav.

Iš 1.5 pav. matome: veikiant įtampos šaltinio $U_{in\sim}$ teigiamam įtampos pusperiodžiui ($\Delta t_+ = 0 \div T/2$; $T \div 3 \cdot T/2$; ir t.t.), diodas D praleidžia srovę ir apkrovos rezistoriumi R_a tais laiko trukmės Δt_+ tarpais teka išlyginta nuolatinė pulsuojanti srovė $i_{Ra\cong}(t) = u_{in}(t)/R_a$, savo pavidalu pakartojanti įėjimo įtampą $u_{in}(t)$. Kai įėjimo įtampos šaltinio $U_{in\sim}$ gnybtuose veikia neigiamas įtampos pusperiodis ($\Delta t_{-} = T/2 \div T$; $3 \cdot T/2 \div 2 \cdot T$; ir t.t.), diodas D srovės nepraleidžia ir apkrovoje R_a tais laiko trukmės Δt_{-} tarpais išlyginta srovė $i_{Ra \cong}(t) = I_s \cong 0$. Taigi, vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje teka vienakryptė pulsuojanti išlyginta srovė $i_{Ra \cong}(t)$, kurios amplitudės vertė yra $I_M \cong U_M / R_a$. Pulsuojančios įtampos $u_{Ra \cong}(t)$ apkrovos rezistoriuje R_a amplitudė $U_{M\,Ra} \cong U_M$.

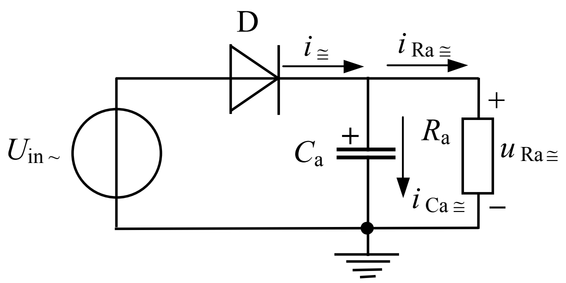
Kintamosios srovės lyginimo grandinės (1.4 pav.) efektyvumas yra nusakomas išlygintos srovės (įtampos) pulsacijos koeficientu δ :

$$\delta = \Delta I / I_M = \Delta U / U_M, \qquad (1.3)$$

kur: ΔI, ΔU - išlygintos srovės arba įtampos pulsavimo (kitimo laike) amplitudė.

Vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinėje (1.4 pav.) išlygintos srovės arba įtampos pulsavimo amplitudė yra lygi I_M arba U_M, atitinkamai. Todėl šios grandinės pulsacijos koeficientas $\delta = \Delta I / I_M = \Delta U / U_M = I_M / I_M = U_M / U_M = 1$.

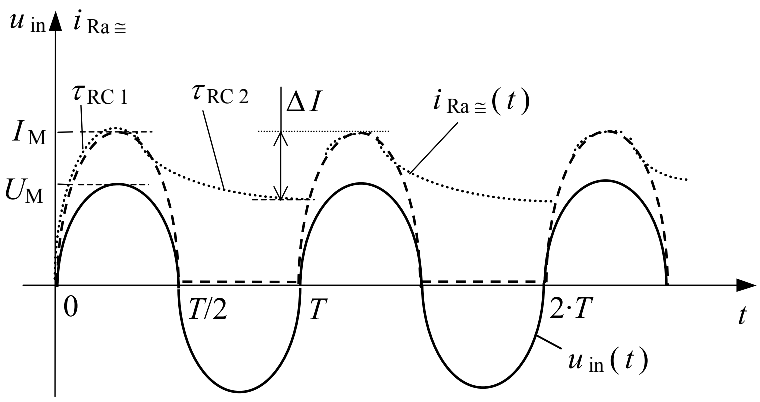
Iš (1.3) seka, jog kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.4 pav.) efektyvumas yra tuo geresnis, kuo pulsacijos koeficientas δ yra mažesnis (idealiu atveju $\delta = 0$). Todėl išlygintos srovės $i_{\cong}(t)$ pulsacijai δ sumažinti, vienpusiame kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje lygiagrečiai apkrovos rezistoriui R_a yra jungiamas kondensatorius C_a (1.6 pav.).



1.6 pav.

1.6 pav. parodytos grandinės veikai paaiškinti, 1.7 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos šaltinio $U_{in\,\sim}$ harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_m \cdot \sin(\omega \cdot t)$ ir išlygintos srovės $i_{Ra \cong}(t)$, tekančios per apkrovos rezistorių R_a, laikinės diagramos.

Iš 1.7 pav. matyti: įjungus kintamosios harmoninės įėjimo įtampos šaltinį $U_{in\,\sim}$, laiko tarpu $\Delta t_1 = 0 \div T/4$ srovė $i_{Ra \cong}(t)$ apkrovoje R_a didėja iki amplitudinės vertės I_M, savo pavidalu pakartodama harmoninę įėjimo įtampą $u_{in}(t)$. Per tą laiką yra įkraunamas kondensatorius C_a iki įtampos $U_{Ca\,max} = U_{Ra\,max} = I_M \cdot R_a \cong U_M$. Šis įkrovimo procesas vyksta beveik eksponentiniu dėsniu su laiko trukmės konstanta $\tau_{RC\,1} \cong [\,R_a \cdot R_{D\,t} / (R_a + R_{D\,t})] \cdot C_a$, kur $R_{D\,t}$ - atidaryto diodo D varža.



1.7 pav.

Procesui tęsiantis laiko tarpu $\Delta t_2 = T/4 \div T$, įėjimo įtampa $u_{in}(t)$ toliau kinta sinusiniu dėsniu, o išlyginta srovė $i_{Ra \cong}(t)$, tekanti per apkrovą R_a, yra apspręsta įtampos $U_{Ca}(t)$ kitimo įkrautame kondensatoriuje C_a. Per laiką Δt_2 kondensatorius C_a išsikrauna per rezistorių R_a ir todėl išlyginta srovė $i_{Ra \cong}(t)$ eksponentiškai mažėja su laiko trukmės konstanta $\tau_{RC\,2} \cong R_a \cdot C_a$. Toliau, kai $t > T$, šis procesas kartojasi ir per apkrovą R_a teka išlyginta pulsuojanti vienakryptė srovė $i_{Ra \cong}(t)$ (1.7 pav.). Taigi matome, jog dėl kondensatoriaus C_a poveikio, pulsacijos koeficientas $\delta = \Delta I / I_M < 1$, t.y. sumažėja, nes $\Delta I < I_M$.

2. Praktinė užduotis (eksperimentas)

Kintamosios srovės (įtampos) vienpusės lyginimo grandinės tyrimas

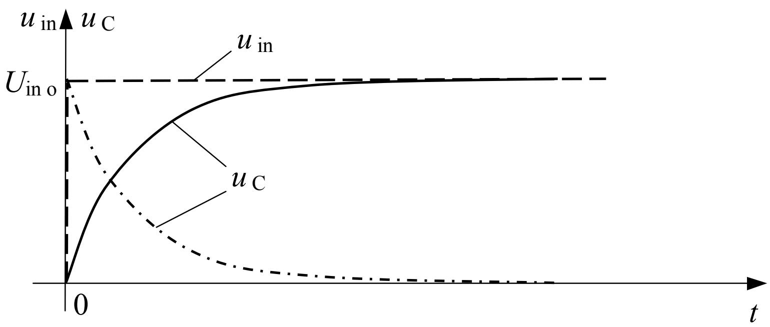
1. Panaudojant lyginantįjį diodą D sujungti kintamosios srovės (įtampos) vienpusio lyginimo grandinę (1.6 pav., kai $C_a = 0$) ir jos išėjime oscilografu išmatuoti išlygintos srovės $i_{Ra \cong}(t)$, tekančios per apkrovos rezistorių R_a = ..., pulsacijos koeficientą $\delta = \Delta I / I_M$, kai lyginimo grandinės įėjime veikia harmoninė įtampa $u_{in} = U_o \cdot \sin(\omega_{in} \cdot t)$, kur: $U_o = 5$ V, $\omega_{in} \cong 314$ Hz (kintamojo įėjimo signalo įtampos u_{in} šaltinis- funkcinis generatorius, kurio išėjimo varža $R_{iš} = 50\ \Omega$; oscilografo įėjimo varža $R_{in} = 1\ \mathrm{M}\Omega$).
2. Lygiagrečiai apkrovos rezistoriui R_a prijungti elektrolitinį kondensatorių C_a ir, esant $\omega_{in} \cong 314$ Hz, išmatuoti pulsacijos koeficiento δ priklausomybę nuo C_a talpos vertės: C_a = 5; 10; 20; 50 μF.
3. Lygiagrečiai apkrovos rezistoriui R_a prijungti elektrolitinį kondensatorių C_a = 5 μF ir išmatuoti lyginimo grandinės pulsacijos koeficiento δ priklausomybę nuo signalo u_{in} dažnio f_{in} vertės: f_{in} = 50 Hz ÷ 1 MHz, matuoti nemažiau penkių verčių).
4. Išmatuoti ir palyginti amplitudines įtampų vertes lyginimo grandinės įėjime U_M ir išėjime (apkrovoje R_a) $U_{Ra\,o}$.
5. Išmatuotas priklausomybes $\delta(C_a)$ ir $\delta(f_{in})$ pateikti grafikuose: $\delta \Rightarrow y$, $C_a, f_{in} \Rightarrow x$ ašyse, atitinkamai (f_{in} pateikti logaritminiame arba pusiau logaritminiame mastelyje) bei gautus matavimų rezultatus paaiškinti. Įvertinti matavimų paklaidas.

“Mintinio eksperimento” užduotys

1. Paaiškinti ir matematiškai pagristi nelygybę: $\tau_{RC\,2} > \tau_{RC\,1}$.
2. Paaiškinti ir matematiškai pagristi, jog apkrovos rezistoriuje R_a išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{Ra\,\cong}(t)$ amplitudė $U_{M\,Ra} < U_M$. Kokioms sąlygoms esant $U_{M\,Ra} \Rightarrow U_M$?
3. Kaip priklauso išlygintos srovės $i_{Ra\,\cong}(t)$ (įtampos $u_{Ra\,\cong}(t)$) pulsacijos koeficientas δ nuo įėjimo signalo $u_{in}(t)$ dažnio f_{in}, kai $C_a = 0$ ir kai $C_a > 0$? Atsakymą pagristi.
4. Kaip priklauso išlygintos srovės $i_{Ra\,\cong}(t)$ (įtampos $u_{Ra\,\cong}(t)$) pulsacijos koeficientas δ nuo apkrovos rezistoriaus R_a varžos, kai $C_a = 0$ ir kai $C_a > 0$, esant įėjimo signalo $u_{in}(t)$ dažniui $f_{in} = 50$ Hz ? Atsakymą pagristi.

Papildoma teorinė medžiaga apie kondensatoriaus įkrovimo-iškrovimo pereinamuosius procesus laike

1. Kondensatoriaus C įkrovimas, kai jis per nuosekliai prijungtą varžą R yra paveikiamas įtampos u_{in} šuoliu. Šiuo atveju įtampa u_C kondensatoriuje C eksponentiškai didėja iki u_{in} amplitudinės vertės $U_{in\,o}$ su laiko konstanta $\tau_{RC} = R \cdot C$ (1.8 pav.).



$$u_C(t) = U_{in\,o} \cdot [\,1 - e^{(-t/\tau_{RC})}\,].$$

2. Įkrauto iki įtampos $U_{in\,o}$ kondensatoriaus C iškrovimas per nuosekliai prijungtą varžą R taip pat vyksta eksponentiniu dėsniu su laiko konstanta $\tau_{RC} = R \cdot C$ (1.8 pav.):

$$u_C(t) = U_{in\,o} \cdot e^{(-t/\tau_{RC})}.$$