

4. ELEKTRIKA IN MAGNETIZEM

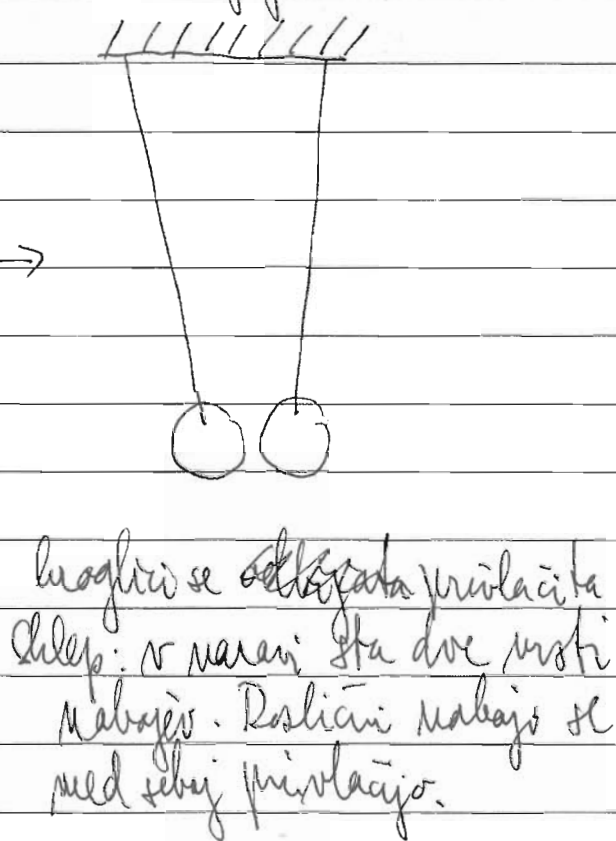
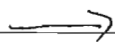
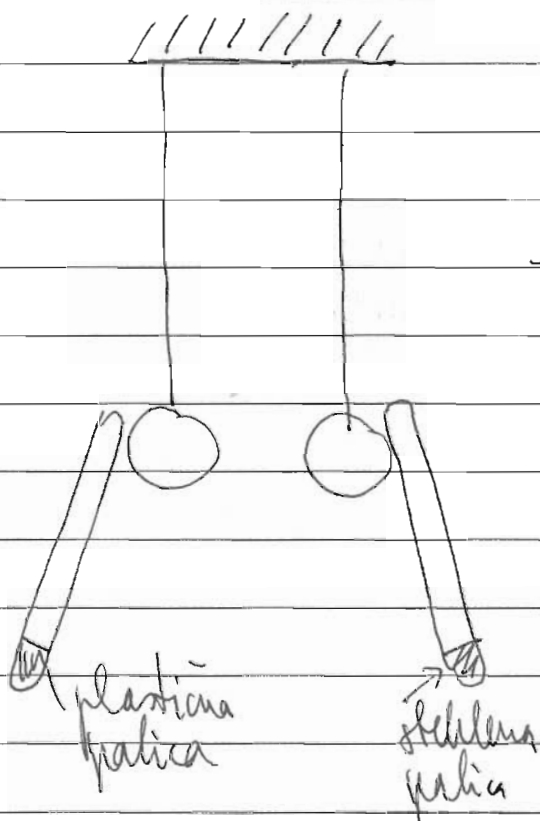
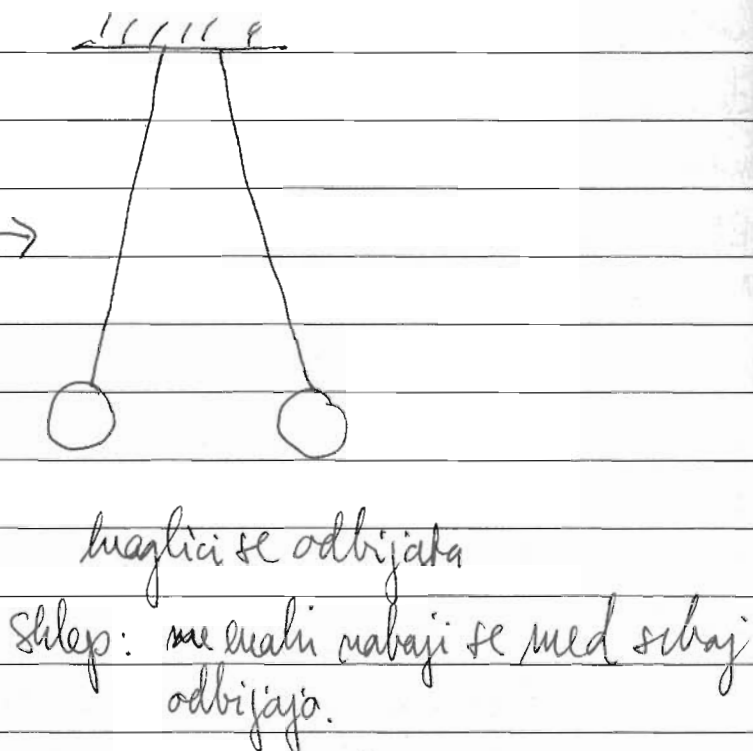
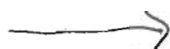
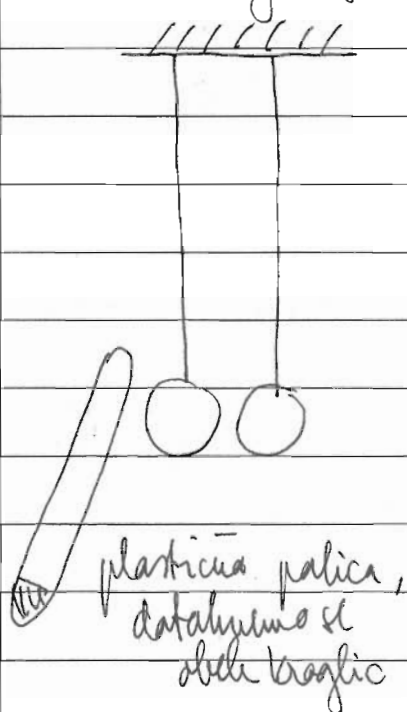
4.1. Elektrostatika

V elektrostatiki obravnavamo statični električni pojave. Osnovna količina v elektriki in magnetizmu je električni naboj. Električni naboj je bistvena lastnost snovi, podobno kot je masa bistvena lastnost snovi, snovna sestavljena delcev.

Električni naboj so ljudje poznali že zelo zgodaj, že 600 let pred n.š. so grški filozofi vedeli, da lahko z drgnjenjem jantarja dosežjo, da les jantarja privlači majhne delce. Trar tako so že poznali magnetne lastnosti snovi, vedeli so da magnetizem privlači železne delce. Vendar pa je več stvari ostalo nepojasnjeno do 19. stoletja, ko so se pojavili znameniti raziskovalci elektrike in magnetizma, ali skupaj elektromagnetizma: Oersted, Faraday, Maxwell, Lorentz, Marconi, Tesla, Franklin, Einstein.

V naravi pogosto zasledimo naravne pojave, ki so povezani z električnimi naboji: strela, iskanje ob čepanju las, iskanje pri hajanju plastični pregrapi in podobno. Na pojav nabojev nas opozarjata predvsem električni tok, ki povzroča vidne in sluhne efekte (iskrenje, pal) in pa sile med nabitimi telesci. Električne sile med nabitimi telesci opazujemo z zelo preprostimi eksperimenti, pri katerih pa moramo generirati naboj. Kako v praksi generiramo električni naboj?

Najbolj preprost način je dropljenje nekatril izolatorskih materialov, kot so plastika in steklo: vzemimo stekleno in plastično palico, podrgnemo ju in se datahnemo dole. kuglic ki sta prevlečeni s prevodno folijo in abeseni na tanulih nihali! kaj ugotovimo?



Tristi smo torej do preprostega sklepa, da sta v naravi dve vrsti nabojov, ki jih imenujemo pozitivni in negativni električni naboji. V naravi so električni naboji kompenzirani, kar pomeni, da so običajno telesu električno nevtralni: imajo toliko pozitivnih kot negativnih nabojov, pri katerih merimo sile na zelo majhne delce (kapljice tekočin, listi naelektreni - Millikanov poskus) negativno, da nastopajo električni naboji v naravi v obliki mnogobratnih osnovnega električnega naboja, ki je lahko pozitiven ali negativen.

$$e_0 = \pm 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ A.s}$$

[A.s] enota za električni naboj.
[A] bomo definirali kasneje pri magnetizmu

Telesa v naravi so torej naelektrena (nosijo električni naboj), v mnogobratnih osnovnega električnega naboja.

$$e = \{ \pm e_0, \pm 2 \cdot e_0, \pm 3e_0, \pm 4 \cdot e_0, \dots \}$$

Travimo, da je naboj kvantiziran, t.j. naboj je v kvantih. Ni jasno, zakaj je osnovni negativen naboj natančno enak osnovnemu pozitivnemu naboji.

Kateri pa so osnovni nosilci električnega naboja, na katere delce je "veram". To so elektroni in protoni; plus sestavljajo atome in molekule:

$$\text{elektron: } e_e = -e_0 = -1.6 \cdot 10^{-19} \text{ A.s}$$

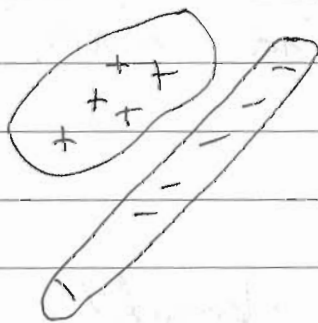
$$\text{proton: } e_p = +e_0 = +1.6 \cdot 10^{-19} \text{ A.s}$$

Vidimo, da je samo električna sila med osnovnih delci določa, ki povzroča, da se elektroni in protoni vezajo v atome in molekule. Svet okoli nas je torej takšen kot je, zaradi električnih sil med osnovnih delci.

Torej kvantizacije velja tudi zahtev o diskretni naboji v zaprtim sistemu:

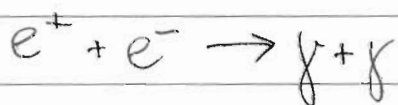
$$e = |e^+| - |e^-| = k \cdot e.$$

Ne moremo torej generirati samo pozitivnih ali samo negativnih nabojev. Vedno se pojavljajo v parih. To je bilo preverjeno z mnogimi poskusi in velja tako v svetu velikih teles, kot v svetu atomskih jeder in osnovnih delcev.



Ko napolnimo plastično palico, se zbirajo bpa napolnjeni negativno enako.

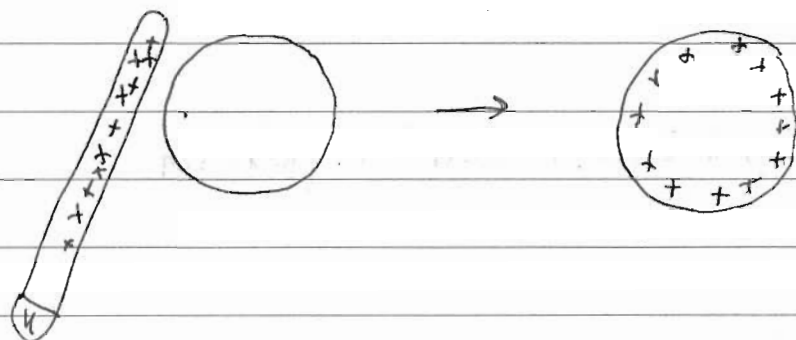
Todahno velja diskretni naboji v svetu osnovnih delcev. Pri tleh elektrona in pozitrona (pozitivno napolnjen elektroni) se delca anihilirata (izgineta), nastanejo pa γ žarki, ki odnesejo energijo ($E = m \cdot c^2$)



Električne sile so središča gravitacije v svetu kemije, ker so te sile odgovorne za vsako molekulo.

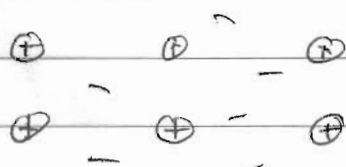
Treden se latinsko obdelave sil med naelektrenimi telesci, je
patekno razčistiti se nekaj osnovnih pojmov:

- 1.) Zakaj se je pri poskusih s silo med naelektrenimi
kroglica nabij s palice "pretocil" na krogli?

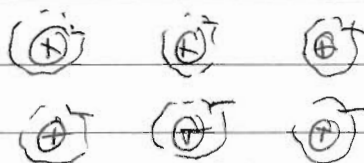


Naboji iste vrste se med sabo odbijajo. Ko se približujemo h
prevodni površini krogle, naboji radi tečejo na kroglo, ker
se po njeni površini lahko razporedijo tako, da se razdalje
med njimi povečajo. Zaradi odbijne sile med isto vrsto
nabojev torej pride do razporeditve nabojev po površini
prevodnika.

- 2.) Prevodniki in izolatorji: električni naboj se lahko
giblje po metalnih snoveh, po drugih pa ne. Snovi, po
katerih se naboji lahko enakomerno lahko gibljejo,
so električni prevodniki, kot na primer kovine.
Snovi, po katerih se električni naboji ne morejo gibati,
so električni izolatorji (stihlo, plastika).

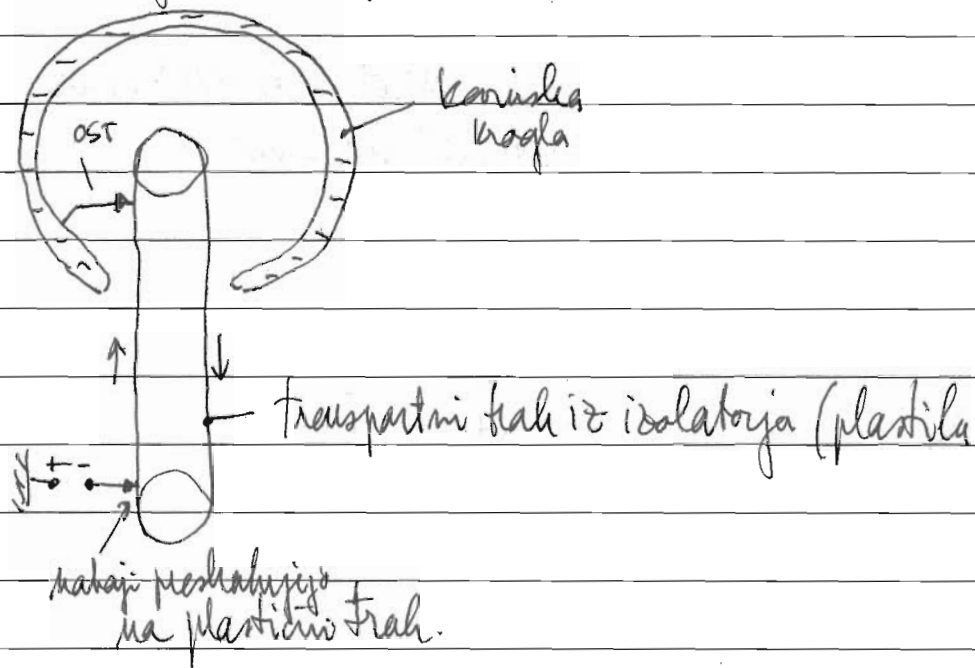


Kovina: vsak atom
odda elektrone, ki se prosti gibljejo

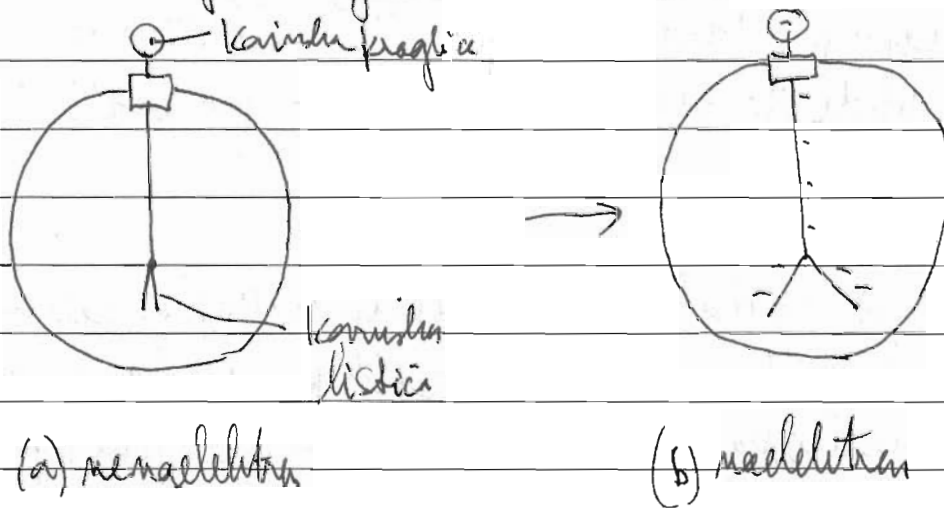


Izolator: elektroni so vezani na
atome ne morejo se gibati
prosto.

- 3) Naprava za generiranje velike gostote električnih nabojov :
van der Graaf generator.

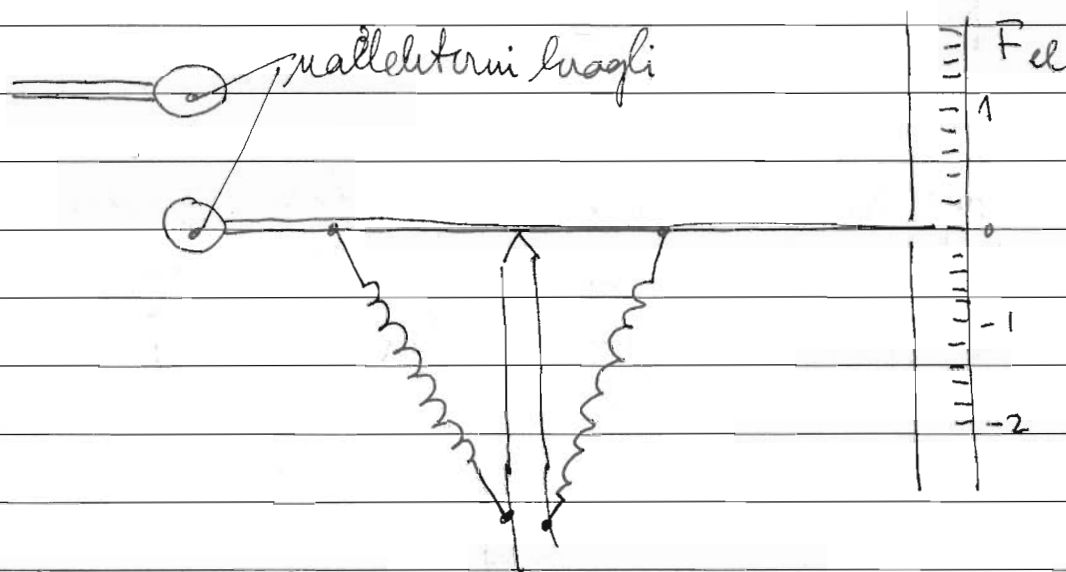


- 4.) Elektraneter: preprosta mehanska naprava za merjenje električnega naboja



4.1.1. Sile med elektriskimi naboji: Coulamba zakon

Pri polarni z elektrskopom smo ugotovili, da se enako napolnena telesa odlikujejo med seboj. To pomeni, da med napolnjenimi telesi delujejo elektrskne sile. Toalavimo s preprostimi eksperimentami doloiti, od cesa so odvisne te sile. Za ta polus bomo uporabili preprosto skemico za merilo sili in dve napolnjeni krogli. Izkae se, da so elektrskne sile med dvema kroglema hratnih dimenzij enake kot med tochatima nabojema.



Obc krogi napolnjeni in balun, tako da sta nabaja enaka.

r	F
9,5	2,8
11,5	2,2
14	1,5
21	0,5

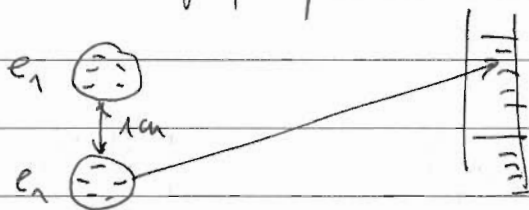


Če se razdalja porcijs z $2x$, se sila zmanjša za $4x$. To pomeni, da je

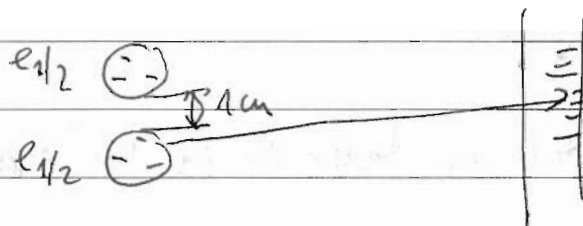
$$F(r) \approx \frac{1}{r^2} \quad \text{Sila pada s kvadratom razdalje}$$

Damevamo, da mora biti sila sorazmerna z nabojem na kroglam. Da to preverimo, naredim naslednji poskus:

- a) Najprej obe kroglji razlektni in izmerim silo na veliki izbrani razdalji, npr. 1 cm :



- b) eno od kroglj razlektni tako, da se je dotaknemo z roko. Nato kroglji zopet združimo, tako da imata $1/2$ prejšnjega naboja. Kroglji dam v isto razdaljo 1 cm kot prej:



Električna sila je pri isti razdalji $4x$ manjša. Torej mora biti električna sila sorazmerna s produktom obeh nabojev

$$F_{el} = C \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

$e_1 \dots$ velikost prvega naboja
 $e_2 \dots$ velikost drugega naboja
 $r \dots$ razdalja med središčema kroglj

Proporционална константа има једносно вредност, тако да је електрична (Coulombova) сила међу двома точковима набојенима

$$F_d = \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

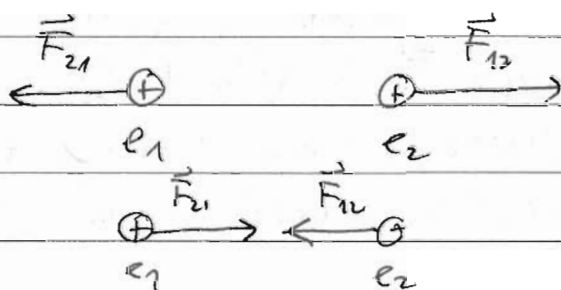
$$\vec{F} = \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{\vec{r}}{r} \leftarrow \text{mer radija (vlastiti vektor)}$$

$$\vec{F} \propto \frac{\vec{r}}{r^3} \quad \epsilon_0 = 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$$

Velikost električne sile.

Influencija konstante

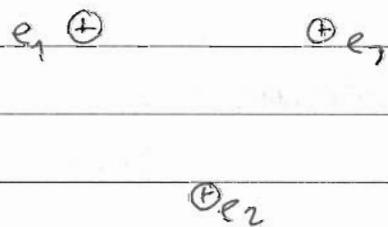
Smer sile dolazi iz predznaka električnih naboj.



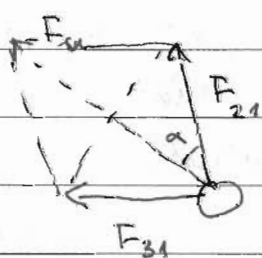
To 3. Njutn. zakon
da sili odgovaraju
jednaki

Primer: Trije tačkasti naboja po $+2 \cdot 10^{-10} \text{ As}$ su postavljeni u
oglednu jednakokraničnu trokutniku u ravnini
 $d = 1 \text{ m}$. Izračunaj električnu silu na posrednom naboju.

$$e_1 = e_2 = e_3 = +2 \cdot 10^{-10} \text{ As}, d = 1 \text{ m}$$



Sile budu jednake za svak naboju. Na
naboju e_1 bo delovala sile drugog
naboja ni trećeg.



$$|F| = 2 \cdot |F_{21}| \cdot \cos \alpha = 2 \cdot \cos 30^\circ \cdot |F_{21}|$$

$$|F_{21}| = |F_{31}| = \frac{e_1 e_3}{4\pi\epsilon_0 d^2} = \frac{2 \cdot 10^{-10} \text{ As} \cdot 2 \cdot 10^{-10} \text{ As} \cdot V_m}{4\pi \cdot 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ As} \cdot (10^{-3} \text{ m})^2} = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ N}$$

$$|\vec{F}| = 2 \cdot \cos 30^\circ \cdot |\vec{F}_{31}| = 2 \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ N} = \underline{\underline{6,2 \cdot 10^{-4} \text{ N}}}$$

4.1.2. Jakost električnega polja

Jakost električnega polja točkastega naboja: Coulombov zakon za električno silo zapisan v obliki:

$$F = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot e_2$$

Koncept elektr. polja: action-at-a-distance
(delovanje na daljavo)

naboj - naboj (trenutno delovanje -
napetostni naboj - naboj
naboj - polje - naboj v magnetni zvezi
točka

Zgornjo enačbo si olajšamo na naslednji način: Električni naboj e_1 spremeni lastnosti prostora okoli sebe, tako da v prostoru nastane električno polje $\vec{E}$. V vsaki točki okoli naboja e_1 imamo torej električno polje, ki ima vektorsko lastnost (smer in velikost). Električno polje je primer vektorskega polja.

$$\vec{F}_{el} = \vec{E} \cdot e_2$$

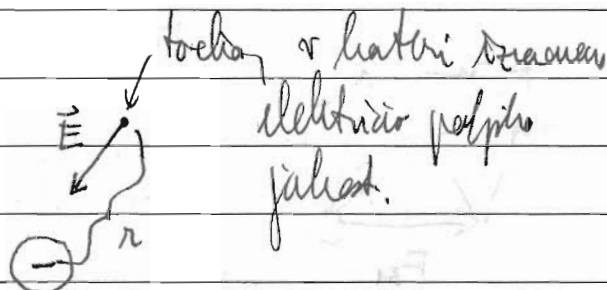
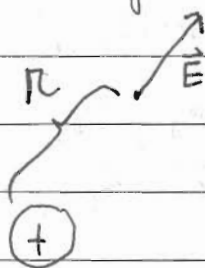
$\vec{E}$... električno poljsko jakost naboja e_1

$$|\vec{E}| = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Enota za električno poljsko jakost je

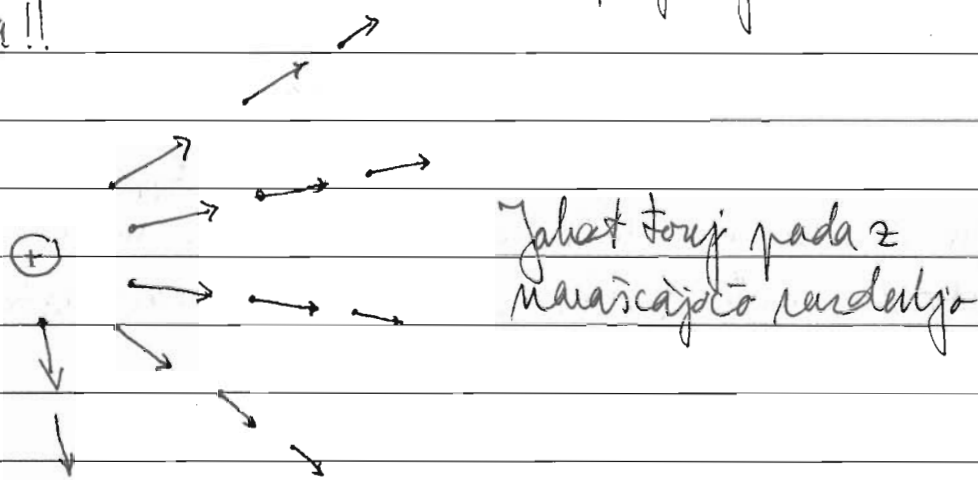
$$\left[\frac{A \cdot s \cdot V_m}{As \cdot m^2} \right] = \left[\frac{V}{m} \right]$$

Kakšna pa je smer električnega polja? Določena je s smerjo sile na pozitivni naboj, ki ga damo v bližino drugega naboja

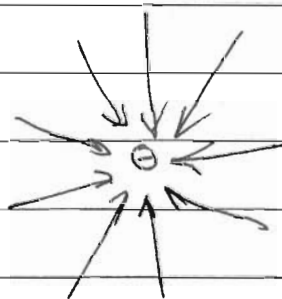
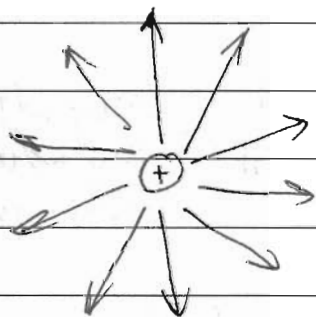


točka v kateri določimo
električno poljsko
jakost.

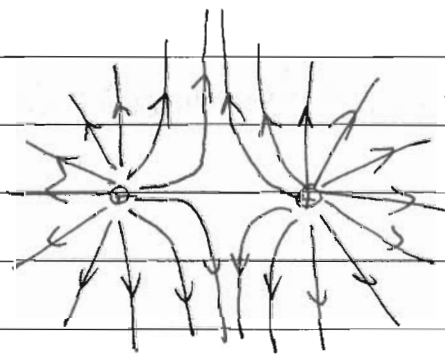
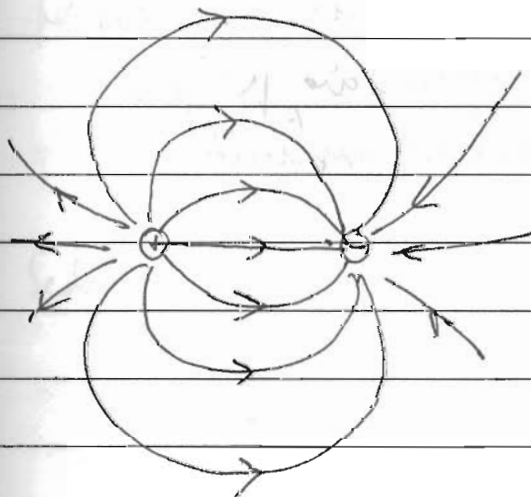
Pasūdi moramo, da imamo elektrisko palpojamost r salu
 iekšpusē!!



Tagad pri elektriskā mēģinājuma sistēmā elektriskā
 palpojamost. To so mēģinājuma sistēmā, jo li mēģinājuma sistēmā
 elektriskā palpojamost elektriskā sistēmā. Nepona pa
 mēģinājuma sistēmā (t.j. mēģinājuma) elektriskā palpojamost.

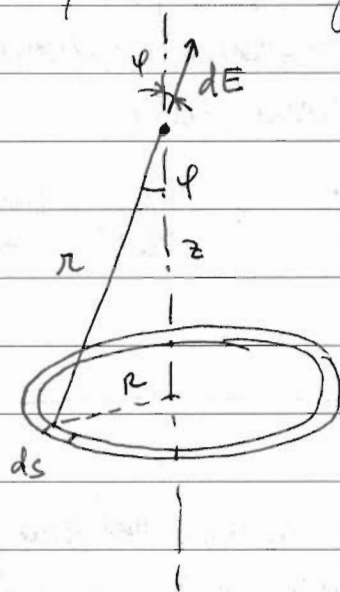


Sistēma: M. Faraday.



Tam būtu sistēmā būtu gēti, tam je mēģinājuma sistēmā
 palpojamost

Primer: Električno polje na geometrijski si evakuumu
naelektrnega obroča. Očitovimo električno polje



zaradi simetrije omeli vzdaljšavo
zauke. Vzamemo majhen odsek
obroča dolžine ds . Če je
način e_1 , porazdeljen po
okrajni zauki z radijski R ,
potem je dolžinska gostota
načina

$$\sigma = \frac{e_1}{2\pi R}$$

Na dolžini ds imamo način $de = \sigma \cdot ds = \frac{e_1}{2\pi R} \cdot ds$. To
je točka način, ki v točki na osi povzroči električno polje

$$dE = \frac{e_1}{2\pi R} \cdot \frac{ds}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^2}$$

Vzeti moramo projekcijo dE na os z , saj se prečni komponenti
polja izničijo:

$$dE_z = dE \cdot \cos\varphi = dE \cdot \frac{z}{r} = \frac{e_1}{8\pi^2\epsilon_0 R} \cdot \frac{ds \cdot z}{r^3}$$

Sedaj pa lahko integriramo do ds :

$$E_z = \int dE_z = \frac{e_1 \cdot z}{8\pi^2\epsilon_0 R \cdot r^3} \cdot \int_{2\pi R} ds = \frac{e_1 \cdot z \cdot 2\pi R}{8\pi^2\epsilon_0 R \cdot r^3} = \frac{e_1 \cdot z}{4\pi\epsilon_0 \cdot r^3} = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{z}{(R^2 + z^2)^{3/2}}$$

$$\text{Velja } r^2 = R^2 + z^2 \Rightarrow r^3 = (R^2 + z^2)^{3/2}$$

$$E_z(z) = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{z}{(R^2 + z^2)^{3/2}}$$

Elektrina polja jaliost na
~~on slabu~~ mae, enahomen
 mallektemezruhi

V limiti $z \gg R$ $E_z(z) = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{z}{z^3} \approx \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0 z^2}$ kat z
 točkoti
 naboji

$$\frac{e_1}{z} \rightarrow \infty e_2$$

$$F_d(r) = \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

ovr sile: udalo zvenite med nabojami
 privla ali odbojna, odvisno od predznaka

$$\vec{F}_d = \vec{E} \cdot e_2 \leftarrow \text{drugi naboj}$$

el. polje prvega naboja

$$|\vec{E}(r)| = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

pozitivno pozitivno veljnosto tako da uveljuni
 kvantni vektor $\vec{e}_r = \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}$ kjer $\vec{r} = \vec{r} - \vec{a}$,
 velikost je 1

$$0 \xrightarrow{\vec{r}} \infty \vec{e}_r$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \vec{e}_r$$

Polje je aditivno, polje vsilki
 nabojov se seštevajo

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i(\vec{r})$$

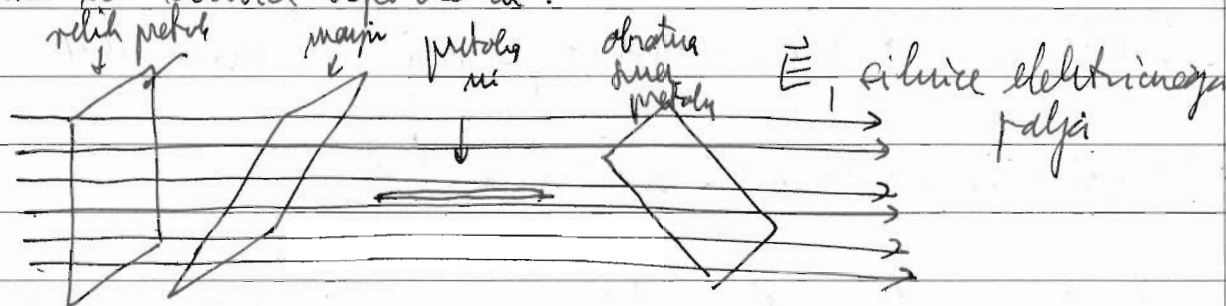
vse po
 velj. posredni
 naboji

Če imamo mnogo paralelnih nabojov, dobimo polje z integriranjem.

4.1.3. Električni pretok in Gaussov zakon

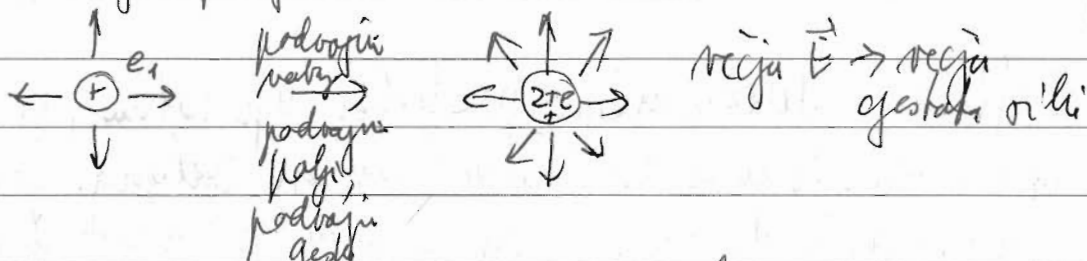
Izhajamo iz Coulamb-ovega zakona za električno polje točkastega nabija in formuliramo alternativno obliko Coulamb-ovega zakona, ki jo je izpeljal F. Gauss, namodni matematik.

Električni pretok (pretok električnega polja):
voluminskega prostora, krogelno električno polje, pri katerem so silnice sponožne:



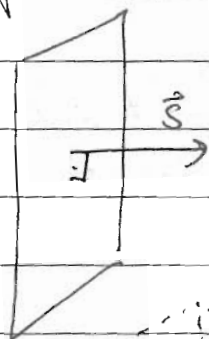
V krogelno električno polje damoanko s plosčino S .
Toglepno, od česa je odvisno število silnic, ki "prebada" ploskev S . Relativno, da je električni pretok polja skozi površino S sorazmeren s tem številom. To je odvisno od

- velikosti S -a, večja površina spusti skozi več silnic
- gostota silnic polja $\rightarrow$ ta je sorazmerna z jakostjo električnega polja E

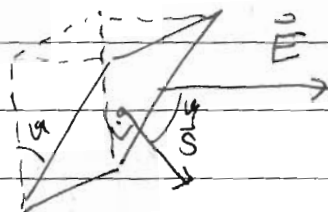


- od kota θ , pod katerim je preveljavna površina

Kot definirano z orientirano površino, ki jo določa vektor $\vec{S}$:



$\vec{S}$... vektor, ki ima velikost ploskve S in smer $\perp$ na ploskev



pretok ko so sorazmerni s $\cos \theta$
površino S se smanjajo

$$\text{Gustoba silnice} \propto E \cdot S \cdot \cos \theta \propto \vec{E} \cdot \vec{S}$$

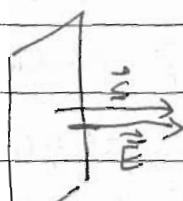
Električni pretok za homogeno polje je definiran kot

$$\Phi_e = \epsilon_0 \cdot S \cdot E \cdot \cos \theta = \epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot \vec{S} = \vec{D} \cdot \vec{S}$$

Definirano: $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ vektor gostote električnega polja.

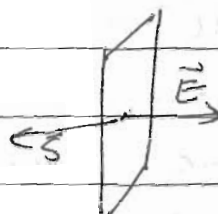
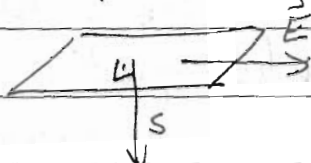
avto $\left[\frac{V}{m} \cdot \frac{As}{Vm} \right] = \left[\frac{As}{m^2} \right]$
ploščna gostota nabojov

Vsebuje enoto $\vec{E}$ -ja, v smislu je malo drugačna zveza



pretok je pozitiven

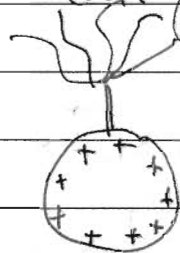
$$\Phi_e = 0$$



pretok je negativen

Definicija električnega pretoka uporablja pri izpeljavi Gausovega izreka iz Coulomb-ovega zakona. Zakaj je Gausov izrek dober? Omogoča nam v nekaterih primerih zelo enostaven izračun električnega polja ali porazdelitve nabojev.

Trimer: vander Graaf generator in koniska kletka:



ciklā
valdīmo
elektr. iz
vadītā



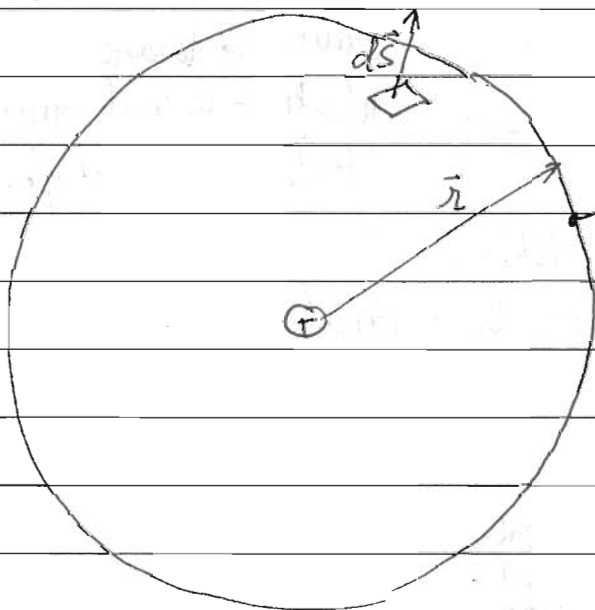
periodus
kletka

trāsoņi sēdīgo
zāvēdīlīnē elektrīgo
pāļā

Ocīto elektrīgo
pāļā mī vātrānēcī
periodus elektrī

Zāvēdīlīnē elektrīgo pāļā mī vātrānēcī
periodus elektrī.

Izrādīnāmo elektrīgo pāļā mī vātrānēcī
periodus elektrī. Ja pāļā mī vātrānēcī !!!



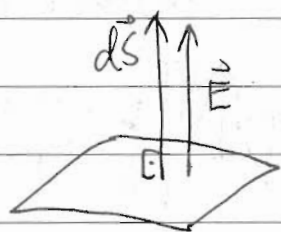
Gausa elektrīgo
pāļā mī vātrānēcī

Ja pāļā mī vātrānēcī
periodus elektrī

iz bera sēdīgo pāļā mī vātrānēcī
periodus elektrī

To elektrīgo pāļā mī vātrānēcī
periodus elektrī

$$E(r) = \frac{e_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad | \quad \text{postāvīnā } \perp \text{ na pāļā mī vātrānēcī}$$



na tej ploskvi je

$$d\epsilon \vec{E} \cdot d\vec{S} = d\phi_e = \epsilon_0 \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{\epsilon_0 e_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot dS = \frac{e_1}{4\pi r^2} dS$$

Če naj izračunam celotni pretok, ~~pa~~ potem moram sesteti vse električne pretoke:

π -karakter pri integriranju

$$\phi_e = \int_{\text{po kroglu}} d\phi_e = \int_{\text{po kroglu}} \epsilon_0 \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_{\text{po kroglu}} \frac{e_1}{4\pi r^2} dS = \frac{e_1}{4\pi r^2} \int_{\text{po kroglu}} dS = e_1$$

$4\pi r^2$ | površina kroga

Dobili smo električni pretok za sferi zaključeno kroglno ploskev za en sam točlast naboj:

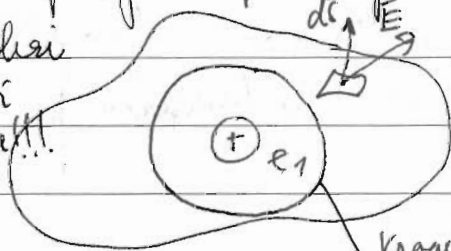
$$\epsilon_0 \oint \vec{E} d\vec{S} = \oint \vec{D} d\vec{S} = e_1$$

Električni pretok sferi zaključeno kroglno ploskev je enak obkrožen točlastemu naboju.

Zgornji izraz je mogoče poplostiti:

1. Na poljubno zaključeno ploskev dajemo enega naboja

pretok skozi obe ploskvi sta enaka!!!



po zaključeno ploskev

$$\epsilon_0 \oint \vec{E} d\vec{S} = \oint \vec{D} d\vec{S} = e_1$$

2. Na poljubno sferi naboji znotraj ploskve: dodatni naboji dajejo svoje polje, ki se linearno sešteje, zato se tudi pretok sešteje.

Tako pridemo do Gausovega izreka:

$$\oint \vec{D} d\vec{s} = e$$

integral
po združlj. plošči

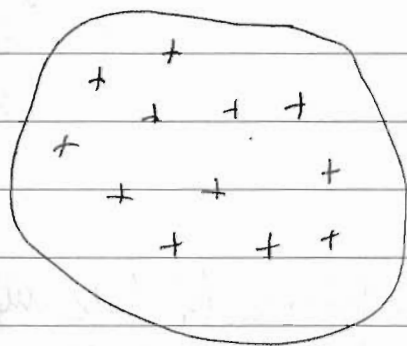
algebrajška
vsota nabojev.

Električni pretoki skozi poljubno
zaprto ploščo je enak skupnemu
naboju, ki ga plošča obkroži.

Če je nabitost presežek + naboji, je pretok pozitiven in obratno.
Pretok je enak 0, če v ploščem ni skupnega naboja.

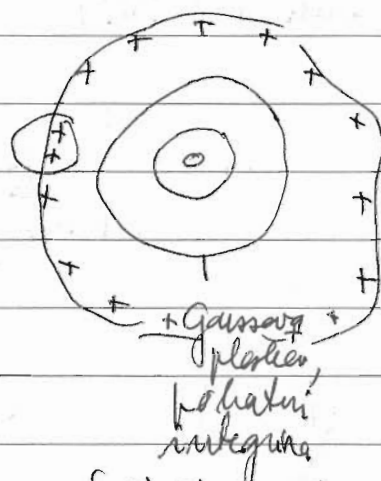
Zakaj je Gaussov zakon uporaben: z lahkoto lahko izračunamo
električno polje v nekaterih posebnih primerih. Torej tega
je Gaussov zakon pomemben v teoriji elektromagnetnega polja.

Primer uporabe Gaussovega zakona: paralelna el. nabojna
in prevodnik.



prevodnik napolnjen
lahko se postavi naboji?

zaradi električnega
polja žarnice
tudi tukaj,
dokler ni
 $\vec{E}$ v centru
lahko nič
kam gredo
naboji?



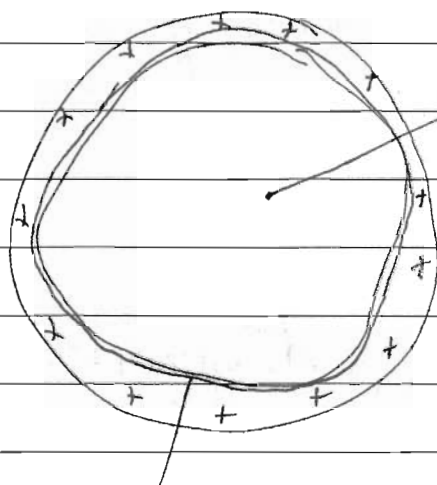
$$\oint \vec{D} d\vec{s} = 0 \text{ ker je } \vec{D} = 0$$

$$\Downarrow$$

$$E = 0$$

Ko manjšamo velikost plošče, pridemo do posebnih točk. Torej je
redno $E = 0$. Naboji se torej sel na površino.

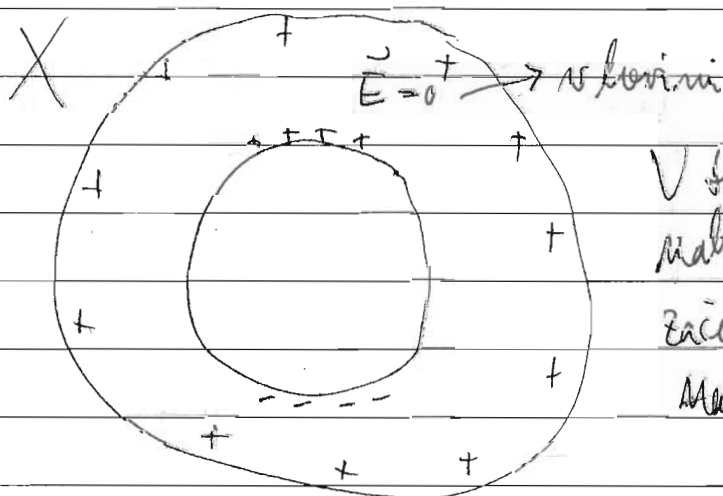
Tonelja tudi za ravnino v prevodniku.



gama površina pletila + je po površini ravnine (mora padehati v prevodnik!!)

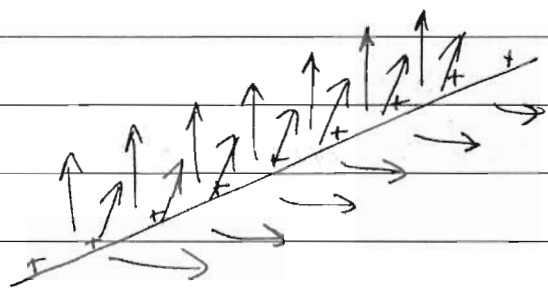
$\oint \vec{D} d\vec{S} = 0 \Rightarrow$ skupni naboj na matraciji površini je enak 0
Posledici:

- ni nabojev na matraciji površini $\Rightarrow$ pajla je tudi v matracijski ravnini enak 0
- na matraciji površini so porazdeljeni + in negat. naboji v enakih količinah:



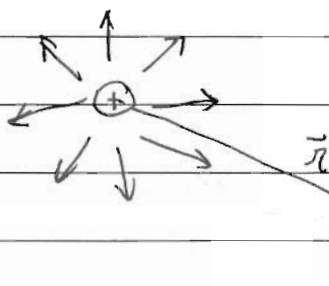
V tem primeru bi bile med naboji na površini sile začeli bi teči in tako delitev se naboji ne neutralizirajo!

Primer uporabe Gaussovega zakona: električna poljska
 jakest okoli enakomerno nabitih, zelo dolge žice ali valjca

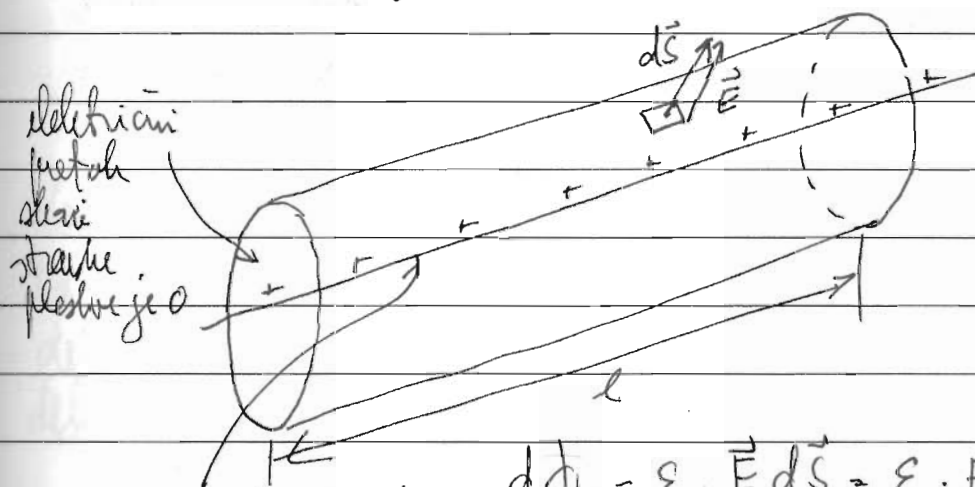


na ~~več~~ daljšini l imejmo
 e nabrta
 daljinska gostota
 nabrta je e/l

Polje okoli žice bo zaradi simetrije radialno: torej bo
 električna poljska jakest odnosa
 samo od razdalje med predstavljen
 žico in točko, v kateri računamo $E(r)$
 v tej točki računamo polje
 $E(r)$ bo radialno navzven



Izbrati si moramo primerno Gaussovo zapirajočo ploskev. V tem
 primeru si bomo zaradi simetrije izbrali valjasto ploskev
 daljine l in radija r



električni
 pretok
 skozi
 stranice
 ploskve je 0

K električnim
 pretokom prispeva
 samo ploskev valja.

$$d\Phi_e = \epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot d\vec{S} = \epsilon_0 \cdot E(r) \cdot dS$$

$e \dots$ skupni naboj v
 okoli žici

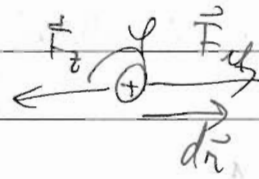
$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = e = \epsilon_0 \cdot \oint \vec{E}(r) \cdot d\vec{S} = \epsilon_0 \cdot E(r) \cdot 2\pi r \cdot l$$

$$Q = \epsilon_0 \cdot E(r) \cdot 2\pi r \cdot l \Rightarrow E(r) = \frac{Q}{\epsilon_0 \cdot 2\pi \cdot l \cdot r}$$

Elektriskā polja līnijas ir vienmērīgi sadalītas, tātad poljs ir proporcionāls $1/r$! Pēc šīs mediotiķa likuma, tātad poljs ir proporcionāls $1/r^2$.

$$\vec{F}_{el} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

(+)



$$\vec{F}_2 = -\vec{F}_{el} = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$$\vec{F}_2 d\vec{r} = F_2 \cdot dr \cdot \cos \varphi = -F_2 \cdot dr = -\frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr$$

$$A_z = \int_{r'}^r F_z dr = \int_{r'}^r \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} dr = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r'}^r =$$

$$= \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right)$$

$r > r'$

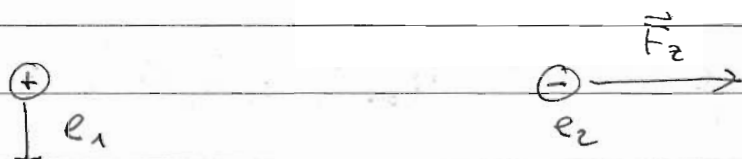
$A_z < 0$

$q_1, q_2 < 0$

$A_z > 0$ o.k

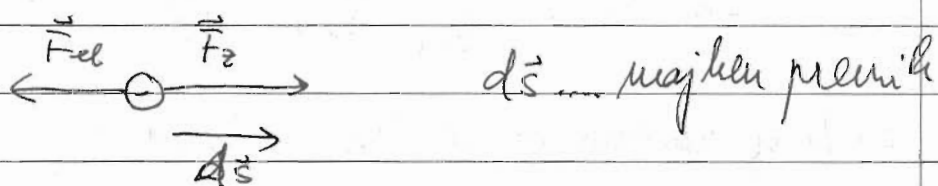
4.1.4. Delo električne sile, električna potencialna energija in električna napetost

Vzamemo dva točkasta nabaja z različnima predznakoma in velikostjo naboja e_1 in e_2 . Na začetku sta nabaja v razdalji r_1 . Naboj e_1 naj bo statično pritujen, naboj e_2 pa premikamo z zunanjo silo F_2 .



Na naboj e_2 deluje privlačna električna sila $\vec{F}_{el}$. Ti dve sili sta v ravnovesju.

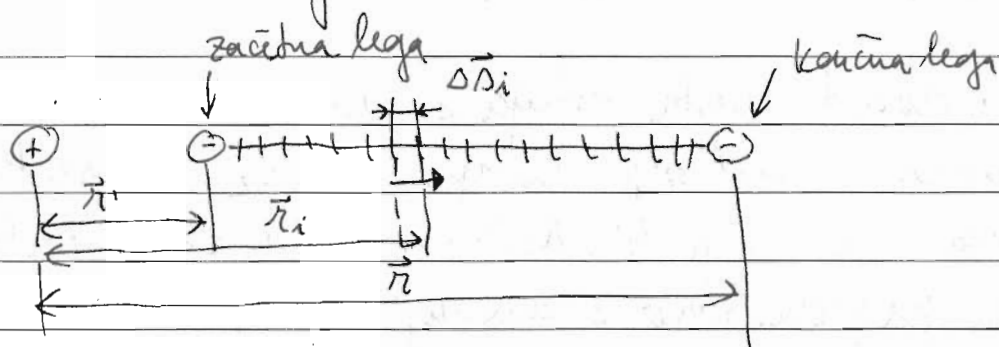
Sedaj pa razdaljo med nabojema spreminjamo in sicer jo povečujemo od začetne r_1 do končne razdalje r . Toglepis, koliko smo ji delo zunanje sile:



Velja da je delo zunanje sile enako: $\Delta A_z = \vec{F}_z \cdot \Delta \vec{s}$
ta ker je električna sila obratno enaka $\vec{F}_z$, velja da je delo električne sile vedno enako in nasprotno enako delu zunanje sile:

$$\Delta A_{el} = \vec{F}_{el} \cdot \Delta \vec{s} = -\vec{F}_z \cdot \Delta \vec{s} = -\Delta A_{zun}$$

Ker se električna sila razdelja med nabojna spremenja, moremo delo zunanje sile računati v korakih.



$$\text{Delo na } i\text{-tem odseku je enako: } \Delta A_{i \text{ zun}} = \vec{F}_z(\vec{r}_i) \cdot \Delta \vec{s}_i = \\ = F_z \cdot \Delta s_i$$

To zapisemo v obliki Coulombovega zakona:

$$\Delta A_{i \text{ zun}} = \frac{|e_1| |e_2|}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\Delta s_i}{r_i^2}$$

Celotno delo zunanje sile dobimo z integracijo, oziroma testirajmo:

$$A_{\text{zun}}(\vec{r}', \vec{r}) = \sum_{i=1}^N \frac{|e_1| |e_2|}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\Delta s_i}{r_i^2} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \int_{r'}^r \frac{|e_1| |e_2|}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{dr}{r^2}$$

Za dva razpismata enaka točkasta naboja je delo zunanje sile enako:

$$A_{\text{zun}}(\vec{r}', \vec{r}) = \frac{|e_1| |e_2|}{4\pi\epsilon_0} \int_{r'}^r \frac{dr}{r^2} = \frac{|e_1| |e_2|}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r'}^r = \\ = \frac{|e_1| |e_2|}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right)$$

Poglejmo, kako je s poljubnim delom. Če je $r > r'$, potem je delo zunanje sile pozitivno, kar pomeni, da smo ga

doređli v sistem. Če je $r < r'$, pa je dlo negativno. To je bilo za napravo uveljavljene delca. Če imate isti predmah, se predmah dela zmanjša sile manjša. Sedaj pa uvidem električno potencialno energijo dveh točkastih nabojov:

$$A_{\text{zav}}(r', r) = \int_{r'}^r \vec{F}_z d\vec{s} = W_{ep}(\vec{r}) - W_{ep}(\vec{r}') = -A_{el}(r', r')$$

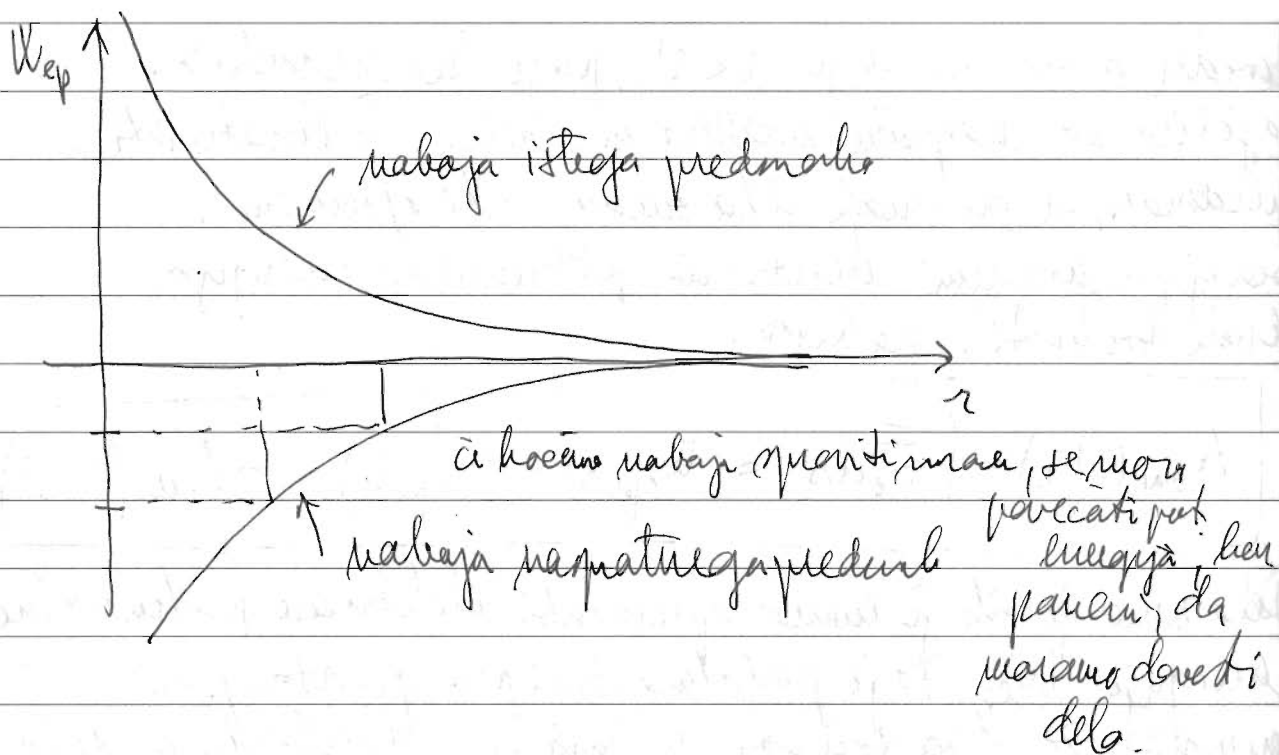
Delo zmanjša sile je lahko spremembi električne potencialne energije W_{ep} . To je podalno, kot pri gravitacijski energiji. Za dva točkasta naboja smo dali da je dlo električne sile maha

$$A_{\text{zav}}^{el}(r', r) = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) = W_{ep}(\vec{r}) - W_{ep}(\vec{r}')$$

Električna potencialna energija dveh točkastih nabojov je torej maha:

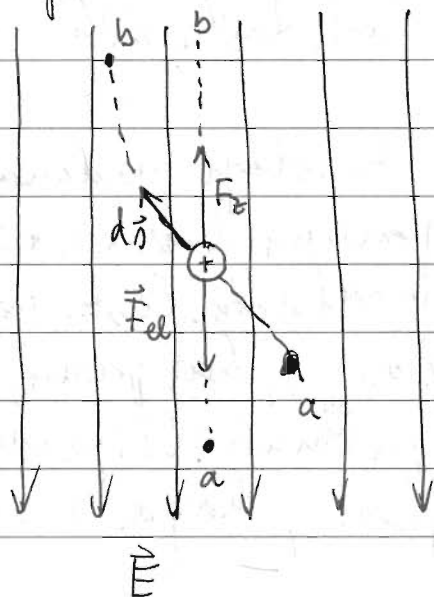
$$W_{ep}(\vec{r}) = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

Če sta istega predznaka je pozitivna, kar pomeni, da se odbojita. Če sta nasprotna, je negativna, kar pomeni, da se privlačita. Obenem gresta pravi, ko gre $r \rightarrow \infty$



Рассмотрим силу электрического потенциала энергии за два точечных заряда.

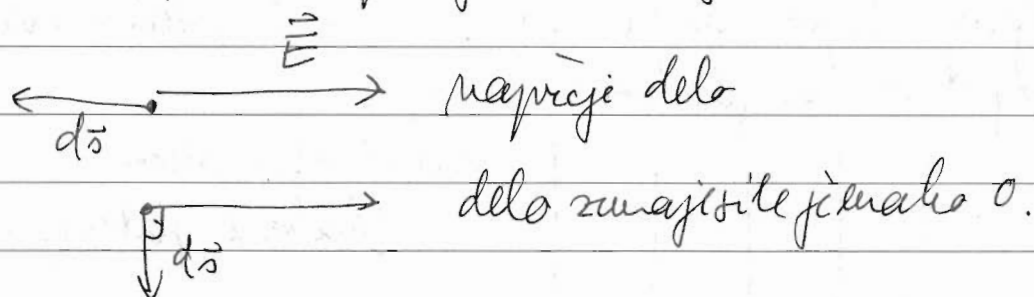
Рассмотрим теперь электрический потенциал энергии за пример однородного электрического поля, который имеет от заряженных электрических зарядов.



Зная силу между зарядом от точки a до точки b , можно. Делая заряд s и u на:

$$A_{\text{zun}} = \int_a^b \vec{F}_z d\vec{s} = - \int_a^b \vec{F}_{el} d\vec{s} = -e \int_a^b \vec{E} d\vec{s}$$

Upoštevati smo, da je $\vec{F}_{el} = e \cdot \vec{E}$, po definiciji. Vidimo poslednji:
 Zunanja sila opravlja delo in s tem spremeni elektr. potencialno
 energijo naboja samo takrat, ko je premik $d\vec{s} \parallel \vec{E}$.
 Če je $d\vec{s} \perp \vec{E}$, tam ne opravlja nobenega dela



Delo zunanje sile izmenično s spremembo elektr. potencialne energije:

$$A_{\text{zun}}^{\text{el}} = W_{ep}(b) - W_{ep}(a) = -e \int_a^b \vec{E} d\vec{s}$$

Sedaj pa recimo, da je med točkama a in b elektr. napetost:

$$A_{\text{zun}}^{\text{el}} = W_{ep}(b) - W_{ep}(a) = e \cdot U(b, a)$$

$$U(b, a) = \frac{W_{ep}(b) - W_{ep}(a)}{e}$$

Enota za napetost

$$\left[\frac{J}{As} \right] = [V] \text{ volt}$$

$$[V \cdot A \cdot s] = [J]$$

$$U(b, a) = - \int_a^b \vec{E} d\vec{s}$$

napetost
med dvema
točkama

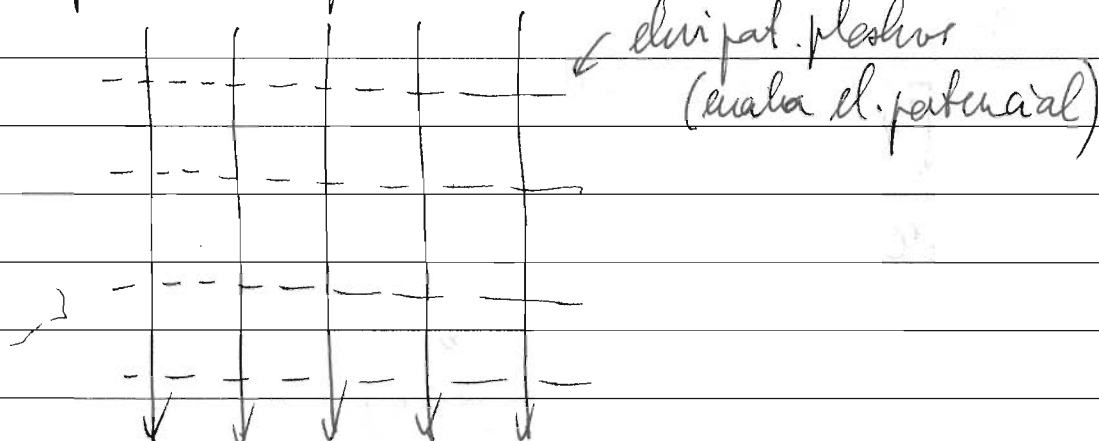
Togosto definiramo $\vec{e}$ potencial

$$U(a) = \frac{W_{ep}(a)}{e}$$

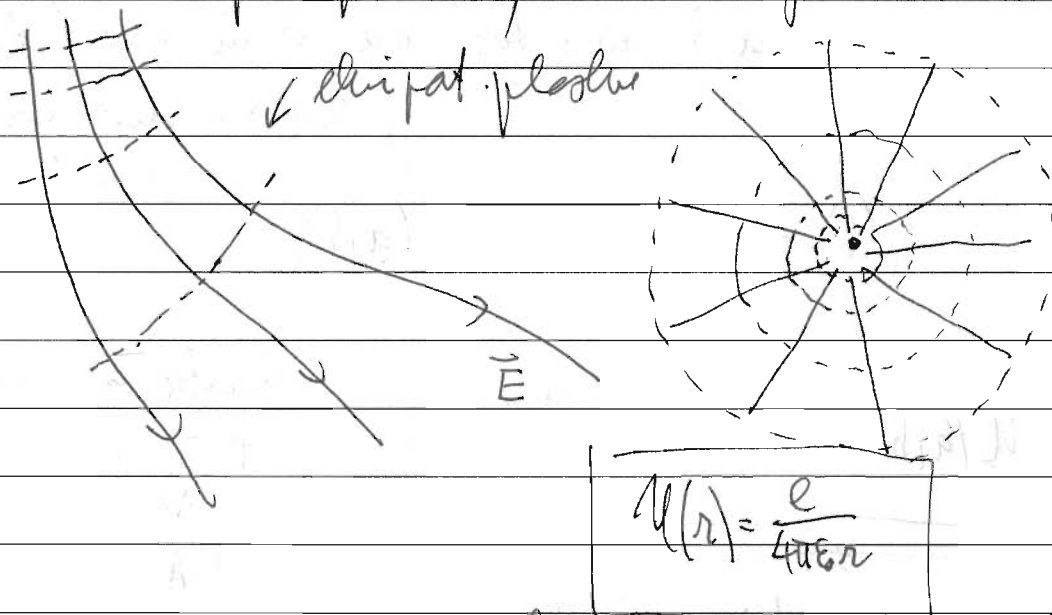
tako da je napetost enaka
razliki električnih potencialov

$$U(b,a) = U(b) - U(a)$$

Videli smo, da se el. potencialna energija ne spreminja,
ko gremo $\perp$ na silnice. Travimo da to isten primer
el. potencialne plošče:



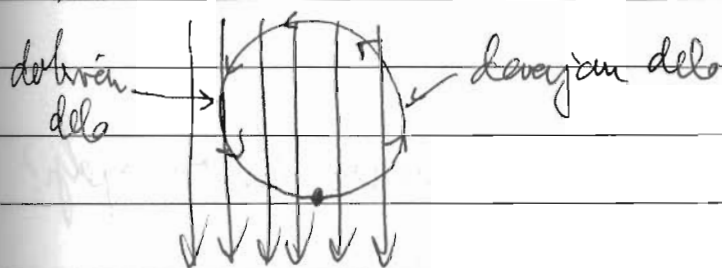
V primeru električnega el. polja rouno telesa
določimo el. pot. plošče; izračunamo ga na isti način.



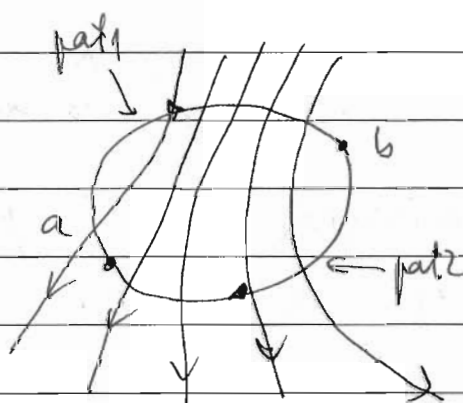
$$U(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$$

el. potencial točkastega naboja

izračuna dela zmanjši sile vidimo, da je el. polje zares potencialno polje. Če naredimo krožno zanko v polju el. polja ji zabilježimo skupaj del zmanjši sile tudi o!



To zapisemo s formulo $\oint \vec{E} d\vec{s} = 0$. Sedaj pa pogledimo posledico: krožno zanko razdelimo na dva dela:



$$\oint \vec{E} d\vec{s} = \int_a^b \vec{E} d\vec{s} + \int_b^a \vec{E} d\vec{s} = 0$$

$$\int_a^b \vec{E} d\vec{s} = \int_a^b \vec{E} d\vec{s}$$

Najbolj med dvema točkama je neodvisno od poti integracije. Odvisna je samo od lege vira in lege druge točke, ne pa tudi od tega, kako pldemo iz ene točke v drugo. Električno potencialno energijo upoštevamo v energijskem zahan izhaja glasi:

$$W_a - W_a' + W_p - W_p' + W_{cp} - W_{cp}' = A$$

Dela zmanjši sil so ena sile teže in električne sile je enako premiki kinetične, potencialne in el. potencialne energije telesa.

Videlismo, kako iz danega električnega polja izračunamo električni potencial in napetost med dvema točkama.

$$U(b) - U(a) = - \int_a^b \vec{E} d\vec{s}$$

Ali je mogoče iz znanega potenciala izračunati električno polje? Za majhne razlike med točkama ji.

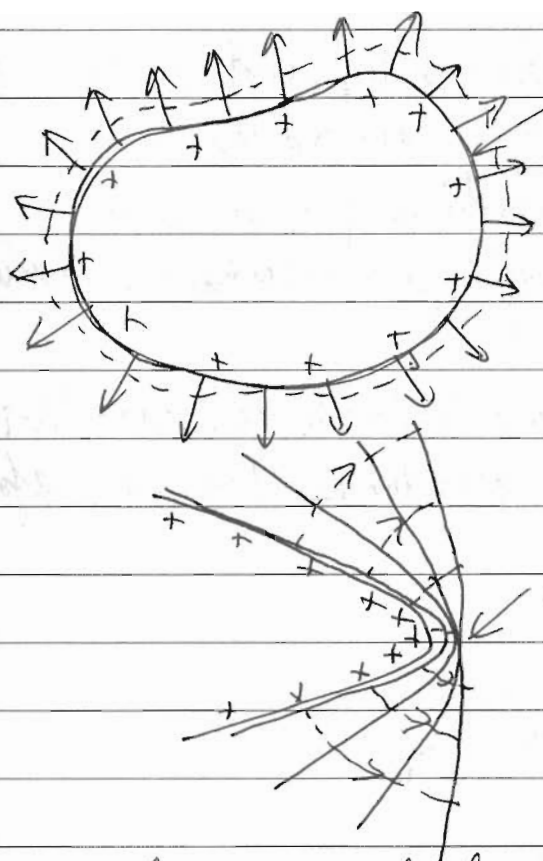
$$\Delta U = U(a + \Delta \vec{r}) - U(a) = - \vec{E} \cdot \Delta \vec{r} = - E \cdot \Delta r \cdot \cos \varphi$$

$$E \cos \varphi = - \frac{\Delta U}{\Delta s} \Rightarrow E = - \left(\frac{\Delta U}{\Delta s} \right)_{\text{v smeri največje spremembe}}$$

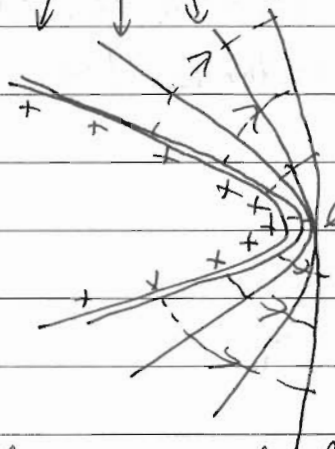
Električno polje določimo z odvaji po smeri največje spremembe. Matematično to zapisemo takole.

$$\vec{E} = - \left(\frac{\partial U}{\partial x}, \frac{\partial U}{\partial y}, \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \text{grad } U$$

Poglejmo se električno polje v okolici prevodnika. Vemo, da je v notranjosti električno polje enako 0, ker gredo naboji na površino. Polje mora biti $\perp$ na površino. Če si predstavljamo površino točk, dobimo, da polje se ~~proječe~~ ^{projicira} $\perp$ na površino. Polje ~~proječe~~ ^{projicira} prevodnik na točko. Dvupotencialna plošča.

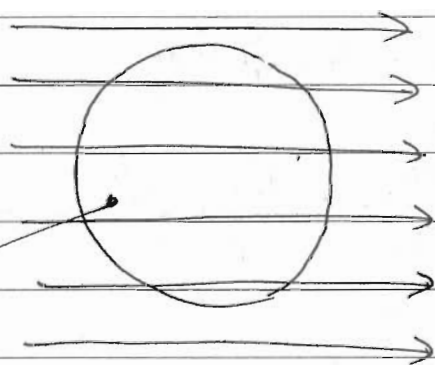


elinjateni celna ploskev
nehomogeno porazdeljenega
prevodnika. Torej je
izrazeno na ostrih delih



zelo redke polje. Elinjaten ploskev
sogostje skupaj.

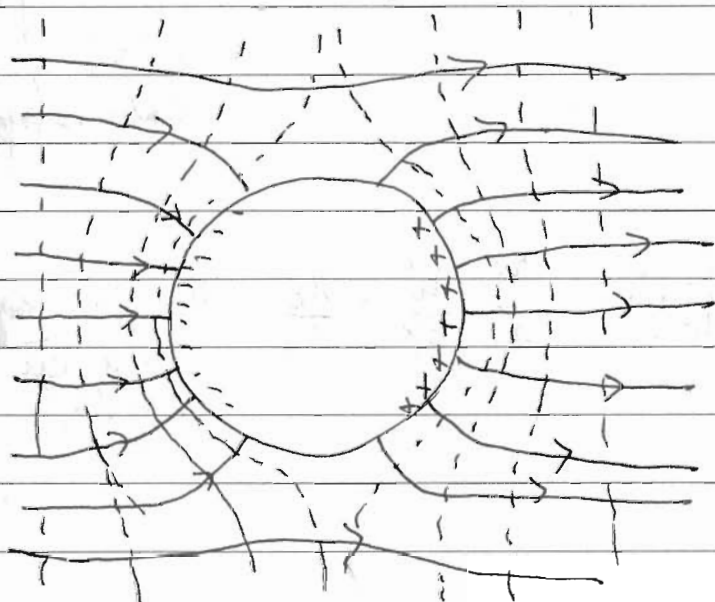
Kaj pa če damo prevodnik v zunanji električni polje?



prevodnik

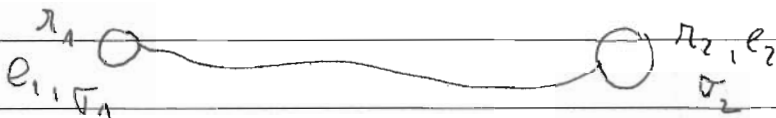
homogeno el. polje

ker je v prevodniku polje,
steejo na 0. Torej se
preaporedijo, tako da
je skupno el. polje v
notranjosti enako 0.



Kako merimo el. napetost? Električno napetost vedno merimo med dvema točkama. Za to uporabljamo V-metre. Izvire električne napetosti in pa merilce napetosti si bomo pogledali v poglavju o električnem toku.

Električno polje obliki stisk konic: sermimo najkrajšo valjasto kroglico iz prevodnega materiala in ji povežemo s prevodno žico. Pogledamo, kaj se d. polje oblikuje in male kugle



Totencial kroglice povsod: $V_1 = \frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_1} = \frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_2}$

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{r_1}{r_2} \quad \text{več naboj je na večji kugli.}$$

Pomerji gostat naboja: $\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{\frac{q_1}{4\pi r_1^2}}{\frac{q_2}{4\pi r_2^2}} = \frac{q_1}{r_1^2} \cdot \frac{r_2^2}{q_2} = \frac{r_2}{r_1}$

Pomerji gostat pozitivnega naboja pa je obratno: manjša kugla ima večjo gostoto naboja

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{r_2}{r_1}$$

$$E_1 = -\frac{dq_1}{dr} = -\frac{q_1}{4\pi\epsilon_0 r_1^2}$$

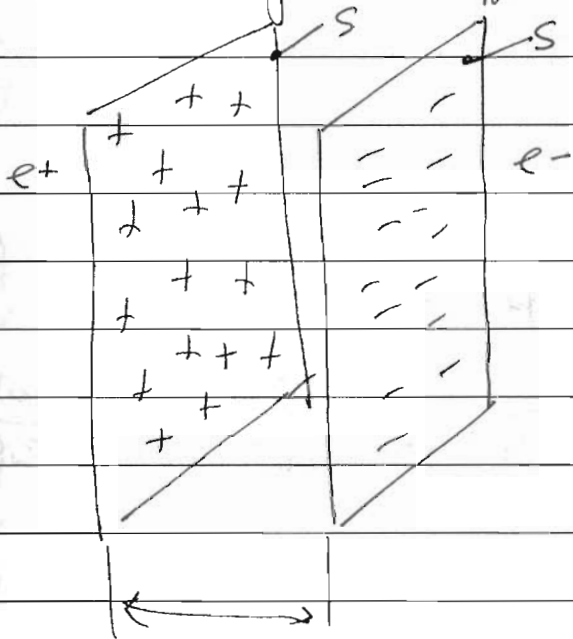
$$E_2 = -\frac{dq_2}{dr} = -\frac{q_2}{4\pi\epsilon_0 r_2^2}$$

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{q_1}{r_1^2} \cdot \frac{r_2^2}{q_2} = \frac{r_2}{r_1}$$

manjša kugla
ima večjo
gostoto naboja
polje

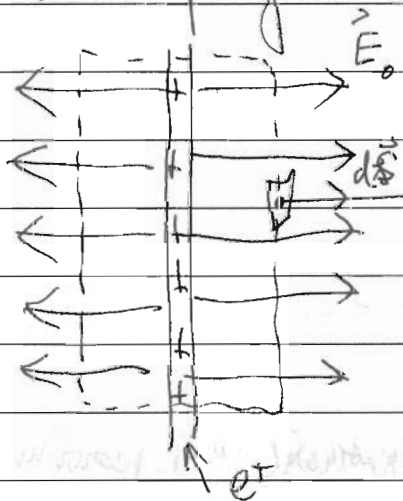
4.1.5. Elektriskā palde un elektriskā enerģija plācātāja
Kondensatorā.

Plascati kademator sestavljata dve korinski plesu s
povzemanjem, lista med seboj postavljenim v razdalji d.
Plesi kadematorja sta naproti enako usklajeni.



Primamo si ostale oblike kondenzatorja, kat sta poljski kondenzator.
Vendar se prednostno na ploščati kondenzator, pri katerem je
velikost plešč danti nega od razdalji.

ker da plācī mēlelētēni, ser natrayoti pazori elletuā
pajē. Elletuā pajē lue saime, luehamens mēlelētēne
plācī dabuā pa Gaussevan Druku:



zaradi simetrije kaže $\vec{E}$
paralelna sa površinom
na ploshi. Proizvodi integral

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = q^+$$

$$2 \cdot \epsilon \cdot E_0 \cdot S = e^+ \Rightarrow E = \frac{e^+}{2 \epsilon S}$$

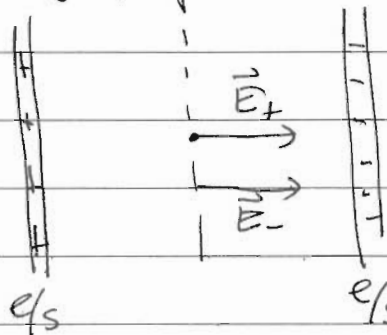
$$E = \frac{e^+}{2.85}$$

Električno polje me same, enakomerno napolnjene plošče je toraj:

$$E_0 = \frac{e}{2\epsilon_0 S}$$

Poljska jakost je neodvisna od razdalje do plošče. Odvisna je samo od plošne gostote naboja e/S .

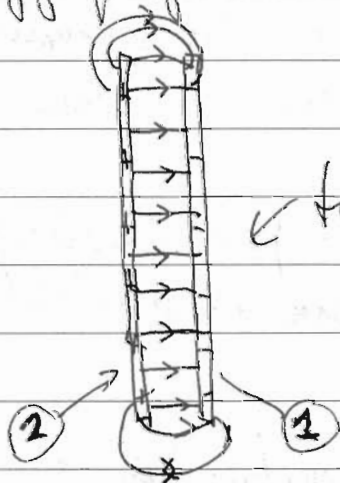
Kalibrno je polje v kondenzatorju



Polji obeh plošč se v notranjosti seštejeta:

$$E = E_+ + E_- = \frac{e_+}{2\epsilon_0 S} + \frac{|e_-|}{2\epsilon_0 S} = \frac{e}{\epsilon_0 S}$$

Električno polje znotraj kondenzatorja je toraj: $E = \frac{e}{\epsilon_0 S}$
Zunaj je polje enako 0.



Polje polni ni.

Kolikšna je napetost med ploščama:

$$U(a, b) = - \int_a^b \vec{E} ds = - \int_a^b E ds = - \int_a^b E ds = E \cdot d$$

Negativni pol ima nižjo napetost (potencial) kot pozitivni.

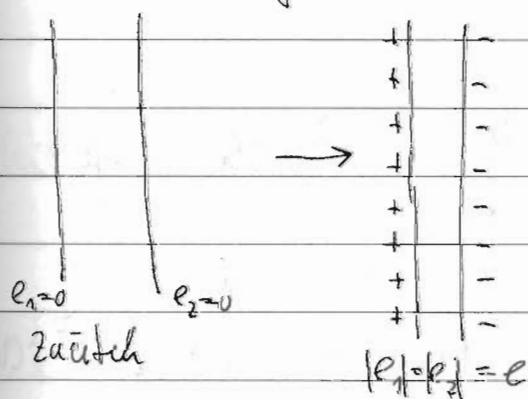
$$U = \frac{e}{\epsilon_0 \cdot S} \cdot d \Rightarrow e = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot U = C \cdot U$$

Kapaciteta
 $C \dots$ kapaciteta ploščatega kondenzatorja, v katerem med ploščama ni zrača. Kapaciteta se bistveno spremeni, če damo med plošči zrak !!

$$C = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d}$$

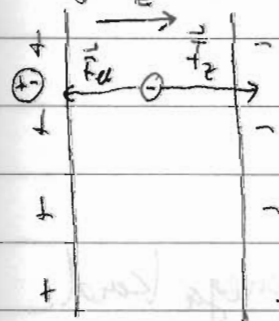
Enota za kapaciteto je $\left[\frac{As}{V} \right] = [F]$ Farad. Tradicionalne enote so μF , mF in pF .

Energija kondenzatorja: poglejmo, koliko dela opravimo pri tlenju napolnjenega kondenzatorja na od začetne napetosti $U' = 0$ do končne napetosti U . Predstavljam si, da sprva z negativno pozitivne plošče kondenzatorja prenesemo negativne nabije drugi kondenzator na negativno ploščo. Pri tem opravljamo delo zmanjšuje silo.



Kondenzator s ploščama S in razdaljo med ploščama d napolnimo, tako da je na vsaki plošči naboj e .

Poglejmo, koliko dela opravimo, ko sta plošči že delno napolnjeni. Ta naboj ustvari električno polje $E = \frac{e}{\epsilon_0 \cdot S}$



Elektron premakne atom (neutralen) na pozit. ploščo in opremljen h negativni plošči. Uporabiti moramo zmanjšajo silo, ki je samo komponenta električne sile.

Elektrinė sila na elektronui: $\vec{F}_e = -e \cdot \vec{E} = -\vec{F}_2$
 $\vec{F}_2 = e \cdot \vec{E}$

Vzėmusi plokštų nelygumą (Kaličinio dilo opari žuanių sila, ko pėmsi nelyg $e \cdot \vec{E}$ pėit. na megat plokšt?)

$$dA_z = \int_{\text{plokšt.}} \vec{F}_2 \cdot d\vec{s} = \int_{\text{plokšt.}} e \cdot \vec{E} \cdot d\vec{s} =$$

↑
stipėjim
kintantis

$$= + e \cdot E \cdot d$$

$e \dots$ omėni nelyg

Vzėmusi plokštų nelygumą tų suvėgė nelyg de: notėms dilo ko.

$$dA_z = E \cdot d \cdot de = U \cdot de$$

↑
napėit med
plokštėms

ko nelyg pėmėm, se pėis pėėiė $U = U(e) !!$ Zaradi tųgi dilo medė mėė. Sėpus dilo dėm z integrėmėm.

$$A_z = \int dA_z = \int_{u_1}^{u_2} U(e) \cdot de = C \cdot \int_{u_1}^{u_2} U \cdot dU = \left[\frac{1}{2} C U^2 \right]_{u_1}^{u_2} = \frac{1}{2} C U^2 - \frac{1}{2} C U^2$$

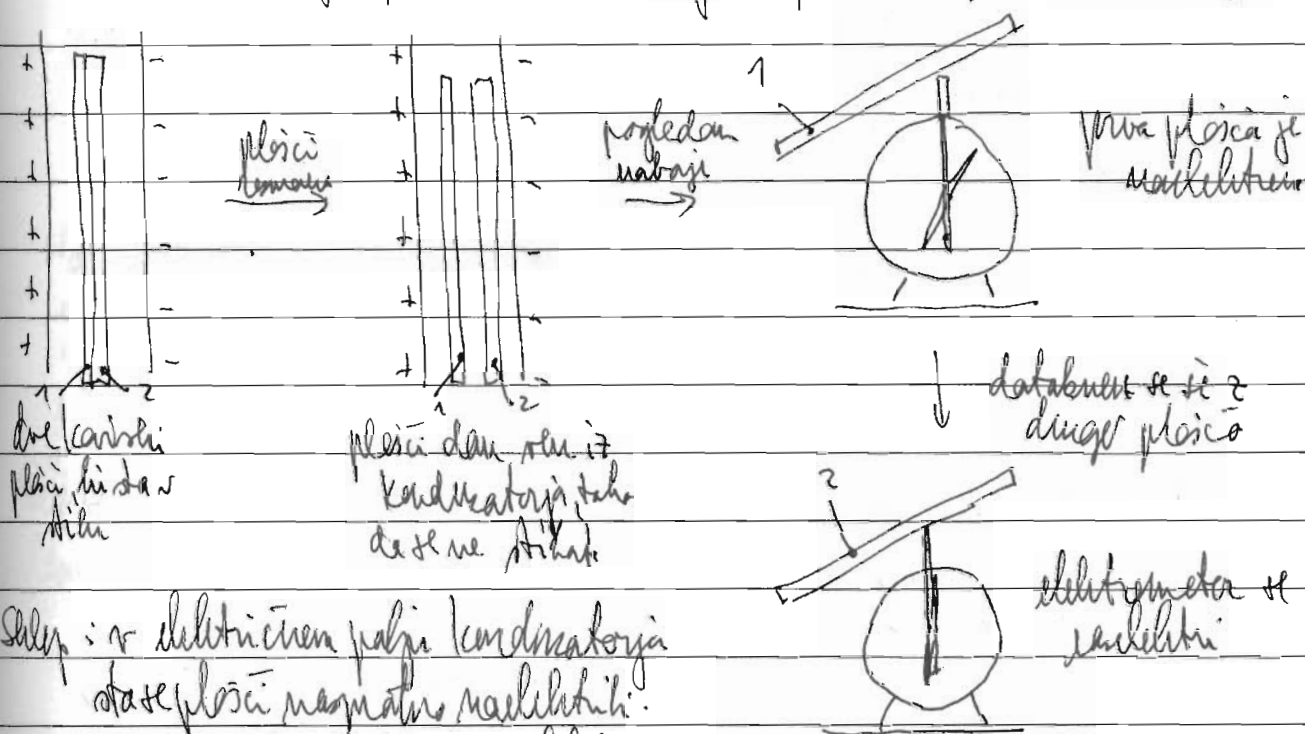
$e = C \cdot U$
 $de = C \cdot dU$ Išvėdėmė elektrinė energija kėndėmėm:

$$A_z = \frac{1}{2} C U^2 - \frac{1}{2} C U^2 = W_{\text{a}} - W_{\text{e}}$$

$W_a = \frac{1}{2} C U^2$ Elektrinė energija na elektrėnėg kėnd.

4.1.6. Snov v električnem polju: influenca, dielektriki in električna polarizacija

Naredimo naslednji poskus v natravnosti ploščatega kondenzatorja:



Sklep: v električnem polju kondenzatorja sta se plošči negativno nabitih.

Ta pajo, da se snov v električnem polju nabitih - oziramo polarizira, imamo influenco.

Očitno se konični plošči negativno nabijata.



Poleg zunanjega polja $\vec{E}_z$ od nabojov na kondenzatorjih, imamo še "notranji" polji, ki ga povzroča razporeditev el. nabojev v ploščah $\vec{E}_n$. Skupna vsota nam da celotno električno polje, ki je enako 0 v prevodniku:

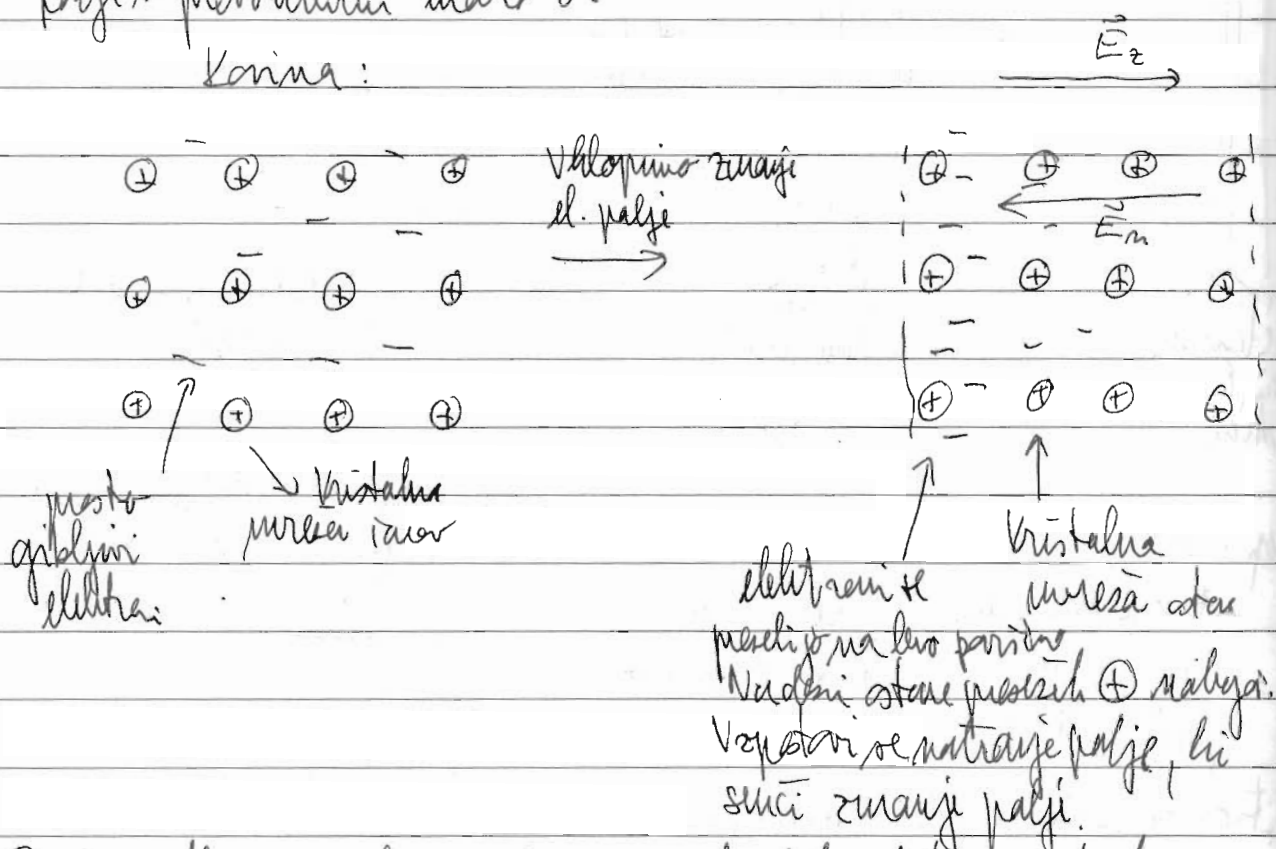
$$\vec{E}_{sk} = \vec{E}_z + \vec{E}_n = 0 \quad (\text{ker sta plošči prevodni v prevodniku pa ni polja})$$

$$\vec{E}_n = -\vec{E}_z$$

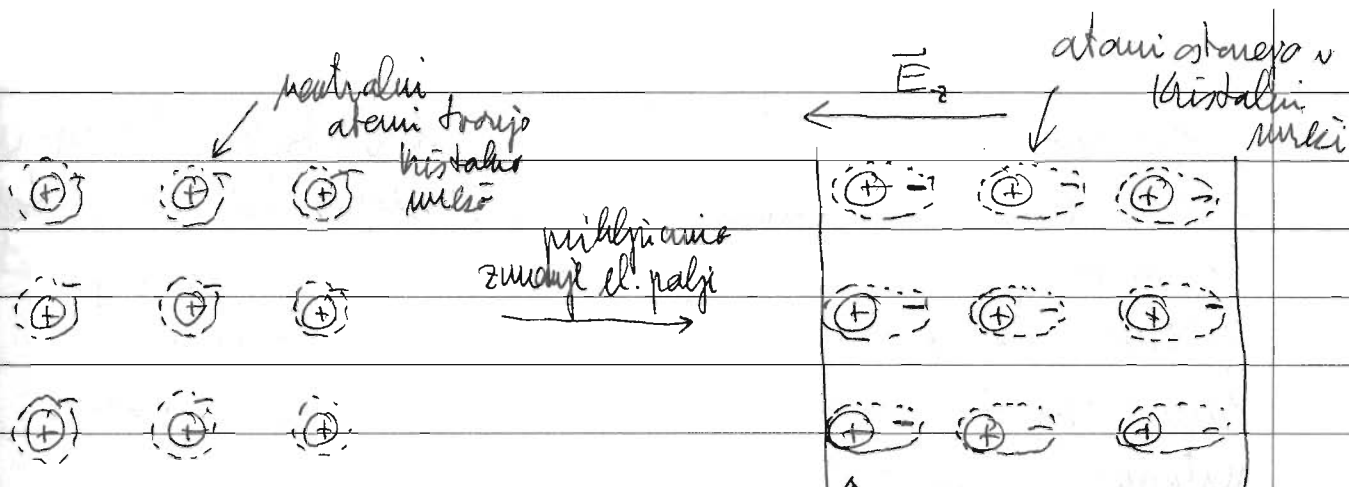
Električno polje zaradi influence nabijev je vedno napeto usmerjeno glede na zunanje polje.

V prevodnikih je električna influence (tudi senčne polja) posledica prisotnosti prostih elektronov v kovini. Taki pod vplivem zunanjeja E polja razporedijo tako, da je skupno E polje v prevodniku enako 0.

Kovina:



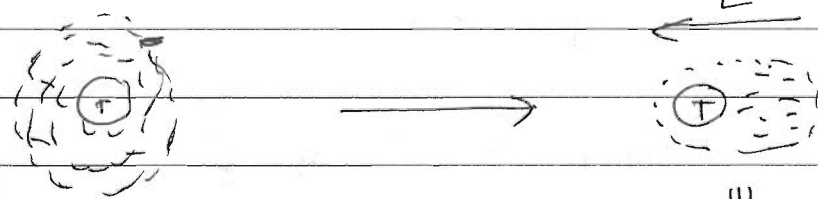
Pojav influence je zelo izrazit v prevodnikih, obstaja pa tudi v nekih ostalih snoveh, ki niso prevodne. Neprevodne snovi nimajo prostih elektronov, tvorijo se elektroni vedno vezani na atome in molekule. Primeri Takim snovem pravimo dielektriki. Dielektriki so lahko plini, kapljevine ali trdne snovi. Primeri trdnega dielektrika:



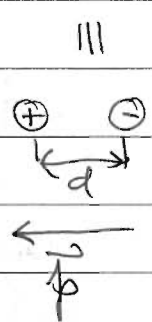
pajoni se
majhen premik
⊕ nabija, ker
so se malo
odmaknili od
osrednjega

pajoni se
majhen premik
⊖ nabija, ker
so se malo
prijeli s sosednjimi.

Elektroni, ki so sicer vezani na atome, se "preko" razlo v drugo stran. Če gledamo en sam atom:



Če ni polja, se težišče
elektronskega oblaka
ujema s težiščem
⊕ nalogi jedra



Težišči ⊕ in ⊖
nabija se razmakneta.
Atom se polarizira.
Predstavljamo ga
kot majhen

$\vec{p}$... el. dipolni moment.

dipol: spol. iz
dveh točk nabijaj
v razdalji d .

$$p = e \cdot d \quad ; \quad [As \cdot m]$$

nota za dipol.

V oplošnem se kraj zgodi naslednje: v dielektriku, ki ga damo v zmanjši električno polje se porazporedijo naboji tako, da na lui površini stane pozitivni $\oplus$ naboj na drugi pa negativni $\ominus$ naboj. V notranjosti pa se naboj izenači.

Zaradi pozitivnega naboja se v dielektriku vzpostavi notranje polje $\vec{E}_n$, ki je usmerjeno v smeri proti zmanjšanemu polju. Zato je skupno el. polje manjšo, kot je zmanjšano. Pravno, da dielektrik "seuča" zmanjši električno polje!



$\vec{E}_2$... zmanjši el. polje, ki izvira od nabojov na ploščah kondenz.

$\vec{E}_n$... notranje el. polje, ki izvira iz porazporeditve nabojov na dielektriku

Skupno polje:

$$E_{\text{skupn}} = E_2 - E_n = \frac{E_2}{\epsilon}$$

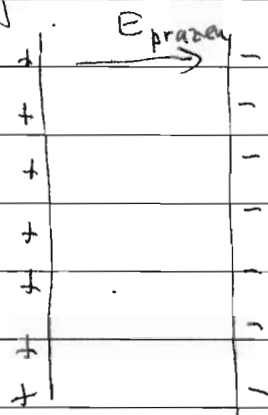
Definicija dielektrične konstante ϵ :

Če ima materialna dielektr. konstanta, je polje v snovi manjše zaradi notranjega induciranege notranjega el. polja.

$$E_{\text{skupn}} = \frac{E_2}{\epsilon} \rightarrow \text{polje, če nima snovi znotaj}$$

Kalima je palidica za kondensator, ėe raij dano dielektriki?

a) mejsio kondensator ~~palidica~~, na katerem je doloena kalima nalaja ϵ :

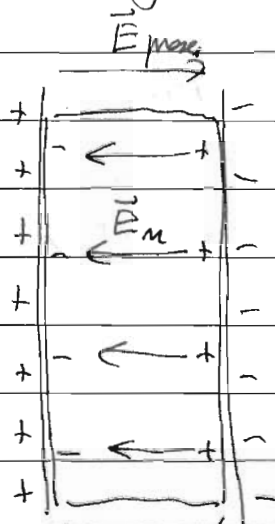


(V)

med plošcama je doloena napetost

$$U = E_{\text{prazen}} \cdot d$$

vnesemo dielektrik



(V)

Napetost med plošcama pade, ka je skupno el. polji manjše. Splošno je,

$$U = - \int \vec{E} \cdot d\vec{s} = E \cdot d$$

$$U_{\text{prazn}} = E_{\text{prazen}} \cdot d$$

$$U_{\text{dlo}}^{\text{dlo}} = E_{\text{dlo}} \cdot d = \frac{E_{\text{prazn}}}{\epsilon} \cdot d$$

$$\Rightarrow \frac{U_{\text{prazn}}}{U_{\text{dlo}}} = \frac{E_{\text{prazn}} \cdot d}{\frac{E_{\text{prazn}}}{\epsilon} \cdot d} = \epsilon$$

$$\Rightarrow U_{\text{prazn}} = U_{\text{dlo}} \cdot \epsilon$$

$$U_{\text{dlo}} = \frac{U_{\text{prazn}}}{\epsilon}$$

Kaj je kapaciteta:

$$C = U_{\text{prazn}} \cdot C_{\text{prazn}} = U_{\text{dlo}} \cdot C_{\text{dlo}}$$

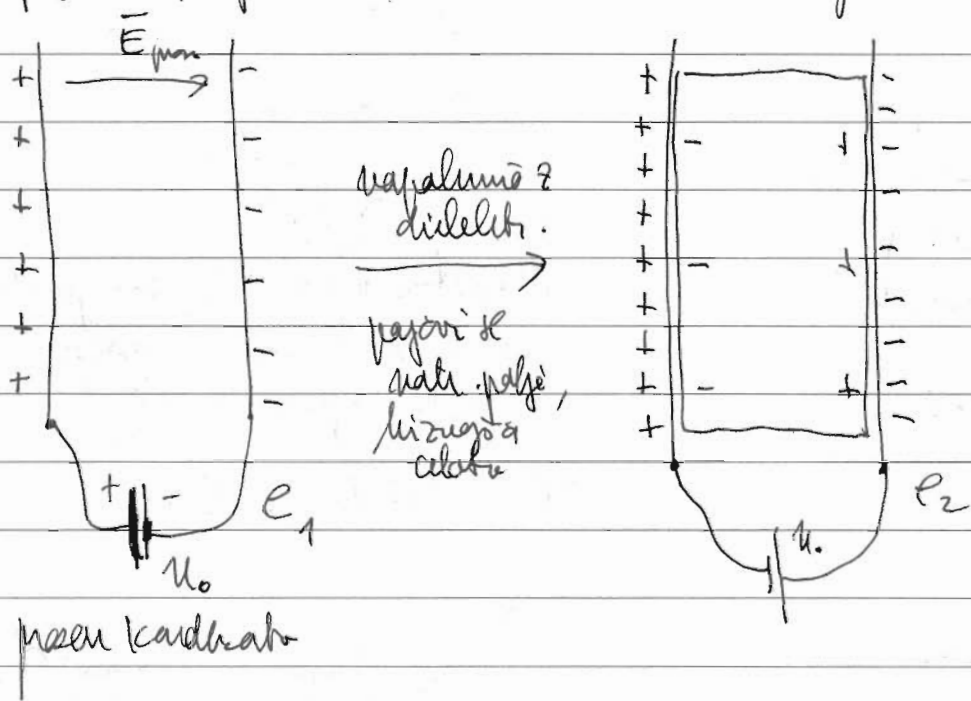
$$C_{\text{dlo}} = C_{\text{prazn}} \cdot \frac{U_{\text{prazn}}}{U_{\text{dlo}}} = \epsilon \cdot C_{\text{prazn}}$$

ėe je dielektriėnost velika, napetost moėno pade.

Kapaciteta kondensatorja se poveėa za faktor ϵ !!

b) Obračajno pa imamo na kondenzator priključiti stalen vir električne napetosti: U .

U_0 . Če je kondenzator prazen (ni snovi), jima njemu najbolj $e_{\text{prazen}} = C_{\text{prazen}} \cdot U_0$. Če damo v kondenzator snov, mora biti el. polje vsaj nekoliko večje, saj je največja el. gostota prej. To pa pomeni, da se na kondenzatorjuna obore več naboja.



$$E_{\text{perm}} \cdot d = U_0$$

$E_{\text{max}} \cdot d = M_0$

Korje najmanje
konstantno
od najvećeg na
ploščadi.

$\downarrow$

$E_{\text{max}} = \frac{E_{\text{završni}}}{\epsilon} \rightarrow$

valstod mabazera mora
biri Ex veeje $\rightarrow$
Ex vee mabazi

$$e_2 = \xi \cdot e_1$$

Pri istoj
 kapaciteti se Ex ve mābazi
 mabore za Ex ve mābazi na
 plošāh. Torej ima za Ex veji kapacitānost

$$C_{\text{saol}} = \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d}$$

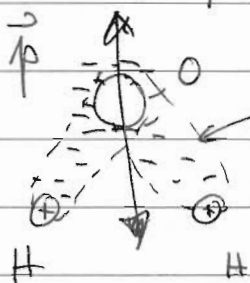
Kapacitnost se povećava povećanjem površine kondenzatora danoj snazi.

Dielektrična konstanta različnih snovi (statična):

Snov	$\epsilon(\omega \rightarrow 0)$
zrak	1.00059
vakuum	1
plini	3
voda	88 !!!
staklo	6-8

Snovi z visokim $\epsilon > 1000$ so
feroelektriki. Imajo zelo
velik dipolni moment.

Voda ima zelo visoko dielektrično
konstanto, ki izhaja iz
polarnosti molekul.



Kovalentne vezi se polarizirajo delitveni se
raji zadržujejo v okolici kovalen.
pajovi se dipolni moment $\vec{p}$: take
molekule so polarne in jih označujemo z

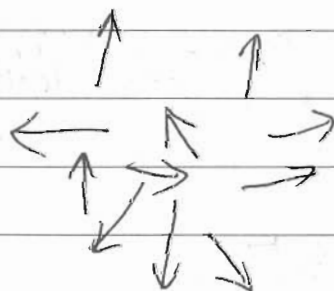


polarna molekula.

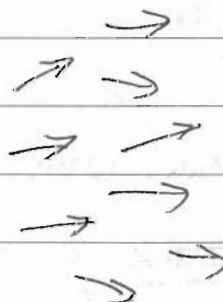
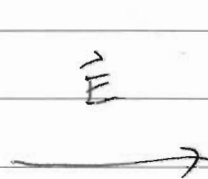
ima statni dipolni
moment.

Izredno pomembne so za
raztapljanje snovi. V polarnih
topilnikih se dobro topijo "ionizir"
snovi.

V kapljicah so polarne molekule medsebojno orientirane



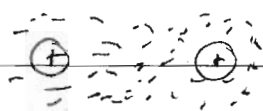
malih dipolnih
momenti vode



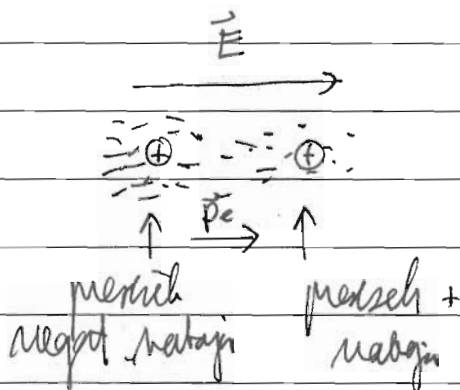
orientacija
polarizibilnost

orientacija dipolov v
smeri polja. Snovi se
polarizirajo, smeri navedene
smeri.

Nepolarnie molekule se pod vplivom električnega polja polarizirajo:



nepolarna molekula, ker se pozit. in negativna naboja 'sovpadata'



z zunanjim poljem se molekula polarizira. Dobimo el. dipolni moment, ki je sorazmeren s poljem

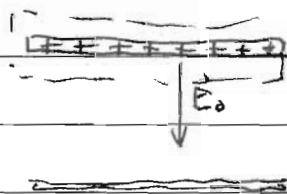
$$p_e = \alpha \cdot E$$

↑
polarizibilnost molekule

Feroelektriki: snovi, ki imajo permanentno električno dipolno moment. Rezultat je zelo velika permanentna polarizacija.

Glasnik zabele v dielektrikah: prenos kondenzator:

a) prazen:



$$\epsilon_0 \oint \vec{E}_0 \cdot d\vec{s} = e \quad \text{ali} \quad \epsilon_0 E_0 \cdot S = e$$

$$E_0 = \frac{e}{\epsilon_0 S}$$

polje brez dielektrika

b) dasi dielektrik: polje & naboja:



$$\epsilon_0 \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = e - e' \Rightarrow \epsilon_0 E \cdot S = e - e'$$

$$\epsilon_0 \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = e - e' = \frac{e}{\epsilon}$$

$$\epsilon_0 \epsilon \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = e$$

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{s} = e \quad \vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}$$

prati naboju, na kateri pa je diel. konstanta.

$$\frac{E_0}{\epsilon} = E = \frac{e}{\epsilon S} - \frac{e'}{\epsilon S} = E_0 - \frac{e'}{\epsilon S}$$

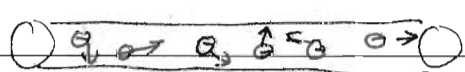
$$\frac{e}{\epsilon \epsilon_0 S} = \frac{e}{\epsilon_0 S} - \frac{e'}{\epsilon_0 S} \Rightarrow e' = e \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \right)$$

$$e - e' = \frac{e}{\epsilon}$$

4.2. Električni tok

Tod pazniam električni tok razumemo tok električno nabityh delcev v snovi ali vakuumu. Električnega toka ne moremo neposredno videti, zmanamo ga preko pajavor, ki jih poročata.

Električni tok je definiran kot količina naboja, Δe , ki gre skozi določeno površino v času Δt :



v vodišču se snovi hitrosti posameznih elektronsko nabityh delcev. Gledamo se posoma kot majhnim delci (podobnost splinam).

Tod vplivam zmanjšanja električnega toka, ki ga damo v vodišču, začne na elektronsko delovati električna sila. Njegov gibanje je še vedno skoraj naključno, vendar se jih le nekaj giblje v smeri električne sile. Sila, da se elektroni vsi gibljejo v isto smer, je napajanje. Samo zelo majhen del elektronskega toku hitrost v smeri toka, v večini smeri bo gibanje naključno. Povzročajo pa si medsebojno električni tok s prisposoben za tokovine.



t

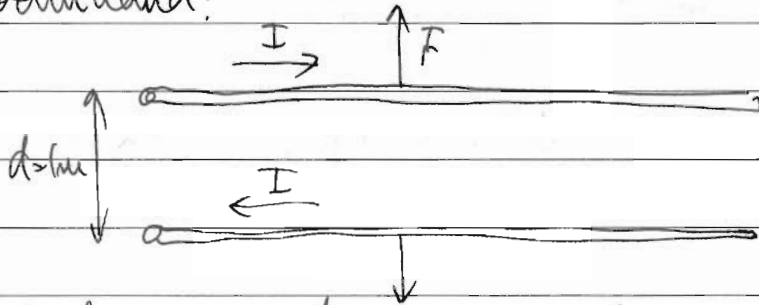


rcam ot pride skozi določeno površino zve naboja Δe

$$I = \frac{\Delta e}{\Delta t} = \frac{de}{dt}$$

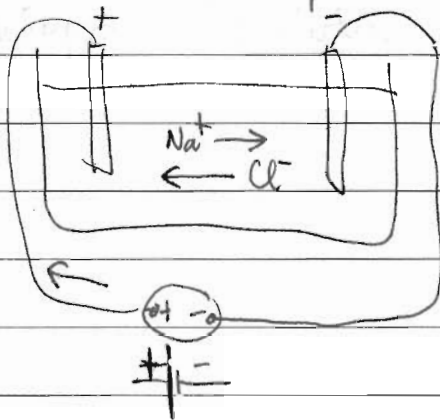
$\Delta e = n \cdot e$ tok elektronske je konstanten!

Enota za električni tok je amper: $I: [A]$ Definicija
 spornija na definicijo toka tekočine po cevi. Vendar pa enota za
 tok ne definira smeri toka, ki pretiče skozi den prosti
 časovni kvant, kveč pulso magnetne sile med dvema
 vodnikoma:



Po dveh zelo dolgih žicah s razmik 1m teče tok 1A, če deluji
 pri vodnik na 1m dolg odsek drugega vodnika s silo $2 \cdot 10^{-7} N$.
 Primeri učnih električnega toka:

- Žica, po kateri teče tok, se segreje - električni tokovi z
 atomi surov, ki se bolj kujejo $\rightarrow$ višji temperatura.
- električni tok po vodnikih povzroča nastanek magnetnega
 polja v okolici.
- električni tok teče po elektroli : železov, čistavoda
 slabo prevaja

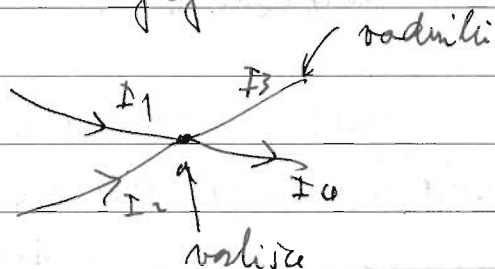


Smer električnega toka je
 definiran s smerjo toka
 (+) na (-) delcev

d) pod dobočnimi pagajji prevaja tudi steklo: če ga stalimo, potem po ~~tem~~ stajenem steklu lahko tečejo ioni. (Na^+)

e) Elektroni tak tečejo po svedenih in ioniziranih plinih. Ioni tečejo z malenkostnimi plini, ki začnejo svetiti in oddajajo svetlobo.

Za elektroni tak velja pri Kirchhoffovih: vsota tokov, ki gredo v dobočeno valitico, je enaka vsoti tokov, ki iz te valitice izhajajo:



Model drifta elektronov: hitrosti drifta so $0,1 \text{ mm/s}$ pri normalnih gostotah tokov (10 A/mm^2)

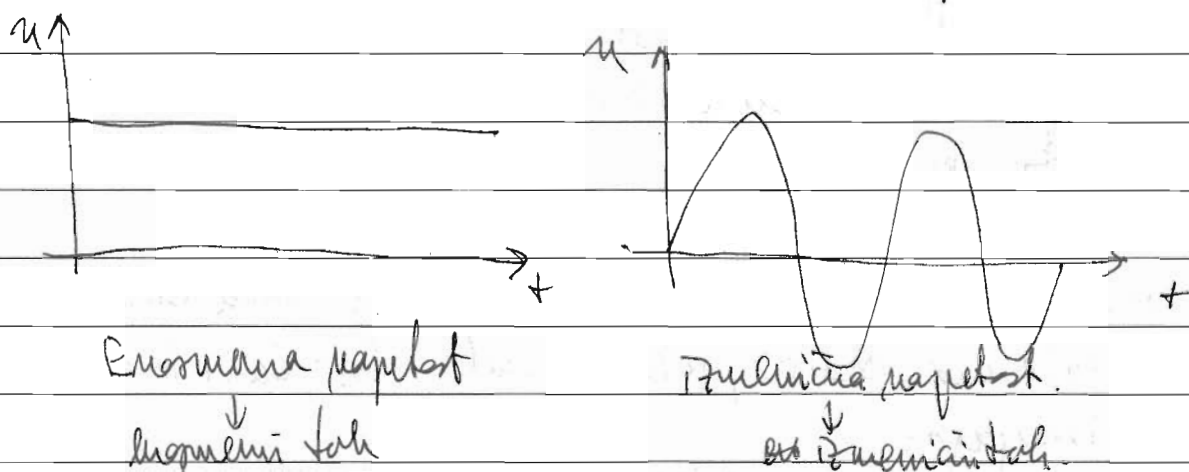
V 1 mi prepotuje razdaljo 360 mm ($0,5 \text{ m}$).

Vseeno so hitrosti elektronov zelo velike $\sim 110 \text{ km/s}$. V

1 mi opravijo pot: $110 \text{ km/s} \cdot 3600 \text{ s} = \underline{\underline{396.000 \text{ km}}}$.
razdalja Zemlja-Luna: 380.000 km

4.2.1. Vini električne napetosti - galvanski členi in akumulatorji

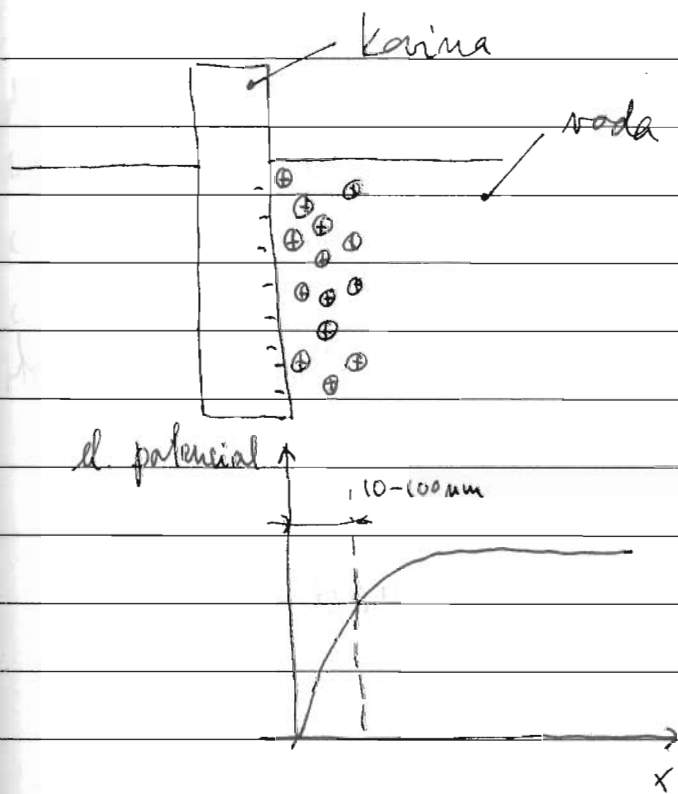
Ločimo dve skupini in dve izmenične napetosti.



Vine izmenične napetosti bomo obravnavali pri magnetni indukciji, sedaj pa si bomo pogledali primere enostavnih generatorjev: napetostni členi in baterije. Usvajaš delovanje elektrokemije: kombinacija kemije in elektrike/fizike.

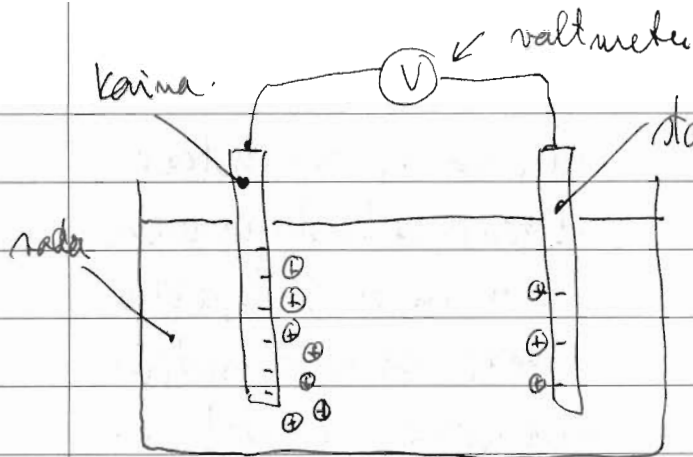
Galvanski elementi: med elektrodama iz različnih kovin, ki sta potopljene v elektrolit, nastane električna napetost. Elektroliti so vodne raztopine kislin, baze ali soli. Imajo na voljo dovolj ionev (kationov $+$ in anionov $-$) da prevažajo električni tok. Tane samo to - prisotnost ionev (električnih delcev) v raztopini povzroči nastanek močnih električnih polj na površini kovinskih elektrod.

Nastanek električne napetosti ob stiku kovine in tekočine je splošen pojav in je posledica izločanja ionev kovin iz kristalne mreže kovine v tekočino, v masnem primernu vodi.



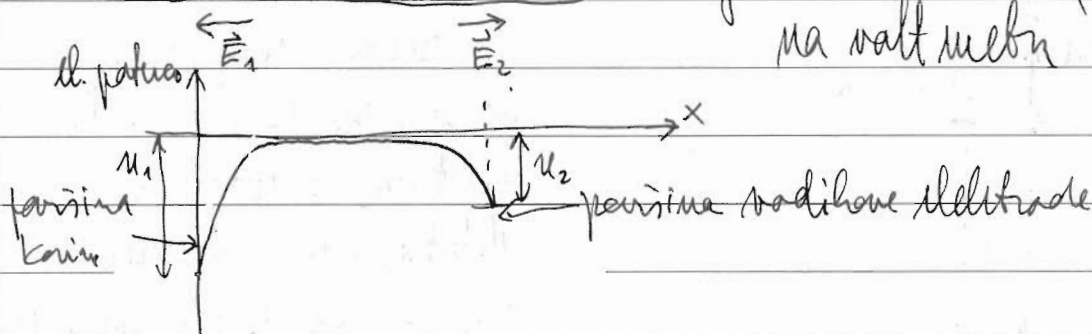
Če karine se spontano izločajo iz kristalne mreže karine in se raztapljajo v vodi. Za seboj pustijo negativno napolnjenost kristalne mreže, ki je ohranjena elektrone. Ti elektroni s svojim elektrificiranim silami "vsejo" pritome ione na okolico površine karine.

Nastane difuzni ionni sloj pritome napolnjenosti ione karin, ki se zadržijo v okolici površine. Tem difuznemu sloju prerinjo dvojini sloj. V tem sloju so močna elektrificirana polja ($1V/100\text{ mm} = 1V/10^{-2}\text{ m} = 10^2 V/m$), ki lesijo priti negativni elektroni. Tole dica tega je, da je elektroda karine na nižjem elektrificiranim potencialu kot je raztopina. Spomni se definicije potenciala: delo, ki je potrebno, da $\oplus$ dalec premaknemo iz enega dela prostora do drugega. Vidimo, da se med kovino in raztopino v vodi kapili tvorijo elektrificirana napetost, ki je posledica različnih elektrificiranih potencialov. Nekatere karine oddajo več ione, druge manj. Ko se karina izloči dovolj ione se izpostavi romavstvi: elektrificirane sile na površini preprečujejo nadaljnje raztapljanje ione. Sedaj te elektrificirane napetosti ne moremo izmeriti neposredno. Uporabiti moramo še eno elektrodo, ki jo potopimo v raztopino in med elektrodama izmerimo elektrificirano napetost z voltmetrom.



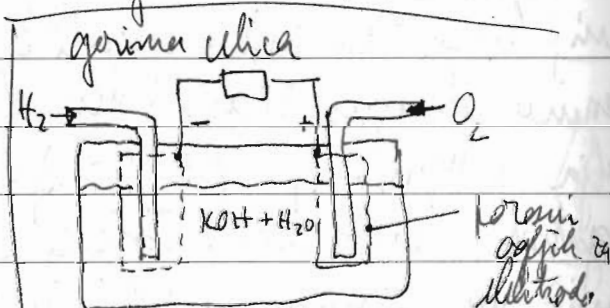
standardna vodikova elektroda:
platinasta plošča, na površini
katere je adsorbiran vodik.

Če je član simetričen, ni napetosti
na voltmetru

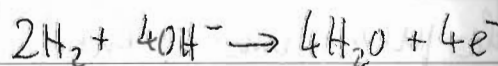


Pojavi se različna napetosti; $U_1 - U_2$. Ta različna napetosti je
odvisna od vrste kaline in se naslednje:

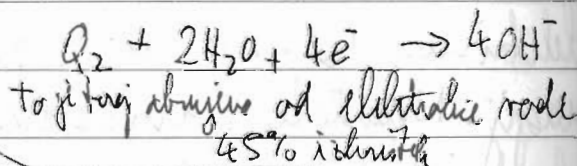
suor	elektrodna napetost
Litij: Li^+	-2,98 V
Natrij: Na^+	-2,71 V
Aluminij: Al^{+++}	-1,66 V
Cink: Zn^{++}	-0,76 V
Stinec: Pb^{++}	-0,13 V
Vodik: H^+	0 V
Baker: Cu^{++}	+0,34 V
Platina: Pt^{++}	+1,2 V
Zlato: Au^{++}	+1,7 V



Katod. elektroda:

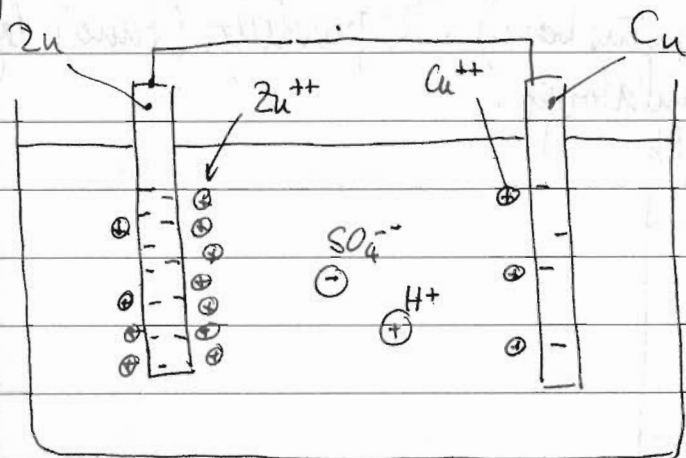


Anod. elektroda:



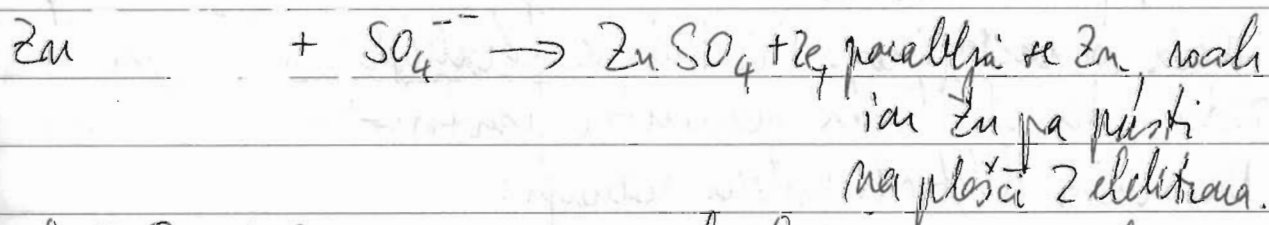
Ugotovili smo, da je vsi električne napetosti galvanjskega
člana električno polje, ki nastane ob elektrodah, potopljeni
v rodo. Vendar pa tak galvanjski član ne more proizvajati
ustreznega električnega toka. Za to, da proizvajamo električni tok,
moramo odvajati ione kaline stran od elektrode, tako
da nastaja preostanek elektrolita na drugi strani. To

zvežemo na ta način, da v raztopino dodamo elektrolit, naprimer žveplov kislino. Ena od elektrod je naprimer cink (Zn), druga pa baker (Cu). Tako dobimo Volter galvanski člen:



Zn je bolj elektronegativen kot Cu $\rightarrow$ več Zn se raztopi v elektrolitu.
(Volter člen)

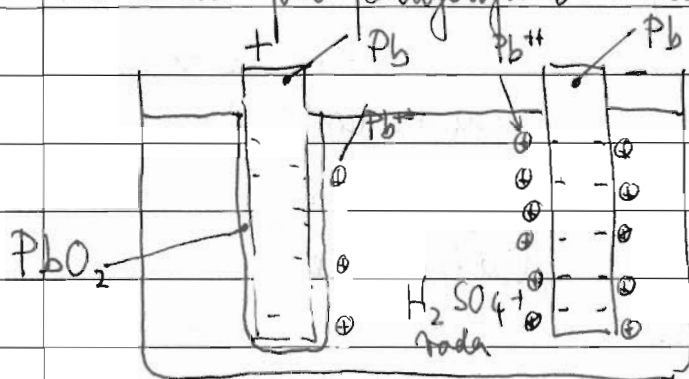
Disociirane kisline SO_4^{2-} in H^+ difundirajo (se tarnirajo gibljejo) v prostor med ploščama. Ker je Zn^{2+} bolj pozitivno nabit (večja gostota ionov), se Zn^{2+} v bližini Zn plošče prilepi reakcija:



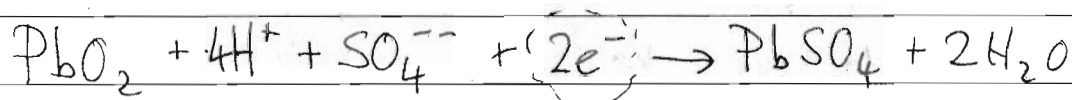
Če plošči Zn in Cu zvežemo s prevodnikom, bo po prevodniku šlel elektroni tak h Cu elektrodu. Tu se bo vodikova jata H^+ rekombiniral v H_2 . Na tej elektrodu se adsorbira vodik in zalupa porisimo. Zato tak člen kemikalij preneha delovati. Vendar smo midli priuap delovanja galvanskih členov:

- elektrodne napetosti na meji kovine - elektrolit so niti električne napetosti.
- tokov po galvanskem členu prouamo z elektrolitom in kemijskimi reakcijami, ki potekajo ob površini. Zato se člen izmenjuje.

Tri akumulaterjih je močnejše galvansko člen reversibilno parmiti v delovno stanje, da zapet poganja elektromotor. Primer je svinecni akumulator. Sedanjata ga dve Pb ploči ~~na~~ potopljeni v raztopino H_2SO_4 . Črna od plošč Pb je prevlečena s PbO_2 (črna barva). To prevleko (črna slj) naredimo pri polnjenju akumulatorja.

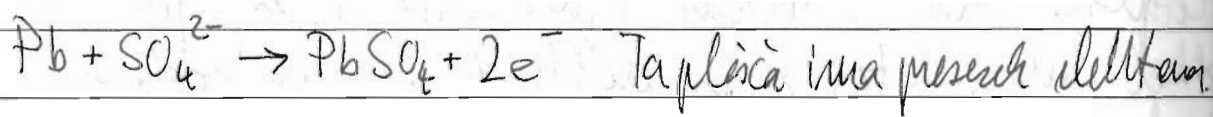


Posledno, kaj se dogaja na površini elektrade, prevlečene s PbO_2



Na tej ploči se ~~izloča~~ ^{paralizi} PbO_2 (paraliza) ni se v obliki $PbSO_4$ izloča v raztopino. Tri tem se paralizirajo elektradi, zato se ta elektrada nadeletri pozitivno.

Na svinecni elektradi poteka reakcija:



Ko zmanj sklenemo tokalnog, teče el. tok od $\oplus$ na $\ominus$ pri akumulatorju.

4.2.2. Ohmov zakon

Upar in specifični upar: za prevodnika velja linearna zveza med napetostjo, ki jo priključimo med oba konca prevodnika in električnim tokom, ki teče po prevodniku. Linearna zveza med tokom in napetostjo pomeni Ohmov zakon:

$$I = \frac{U}{R}$$

R ... električni upor [Ω]..ohm

Če je upor odlihan, pri dani napetosti teče manjši tok in obratno. Ta zveza velja tudi za izmenični tok po uporu

$$I(t) = \frac{U(t)}{R}$$

za izmenični tok.

Upar dolocenega kosa materiala je odvisen od električnih lastnosti materiala in geometrije. Upar prevodnika v obliki žice je sorazmerno z dolžino in obratno sorazmerno s presekom vodnika:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S}$$

ρ ... specifična upornost [$\Omega \cdot \frac{\text{mm}^2}{\text{m}}$]

l ... dolžina žice

S ... preseki žice

Specifična upornost ρ je odvisna od električnih lastnosti materiala, predvsem od tega, koliko je na voljo prevodnih elektronov, ki nosijo električni tok. Specifični upor kovin je majhen, večji je pri polprevodnikih (Si, Ge) in največji pri izolatorjih.

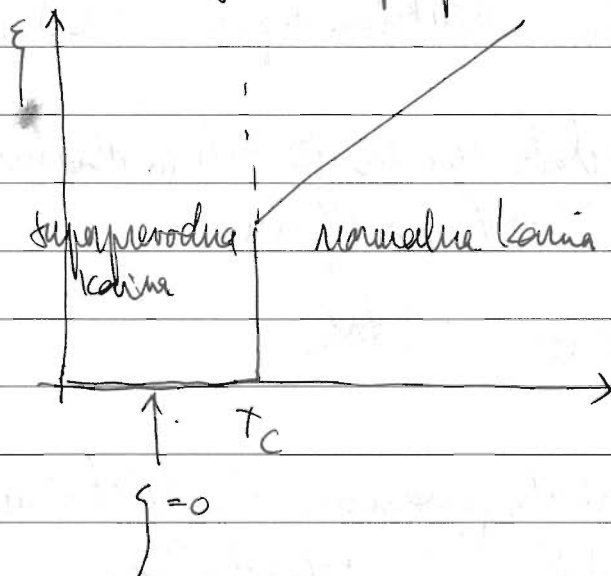
Baker: $\zeta = 0.017 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$

aluminij: $\zeta = 0.026 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$

železo: $\zeta = 0.1 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$

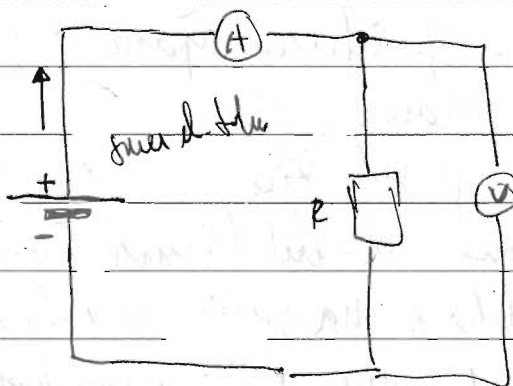
steklo: $\zeta = 10^{16} - 10^{30} \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$

Specifična upornost je odvisna od temperature. Pri kovalentni in specifična upornost nima, ko nizamo temperature. Nekateri kanali preidejo v superprevodno stanje pri določeni temperaturi.



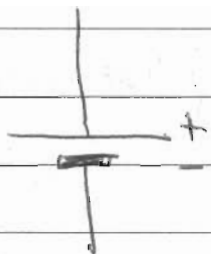
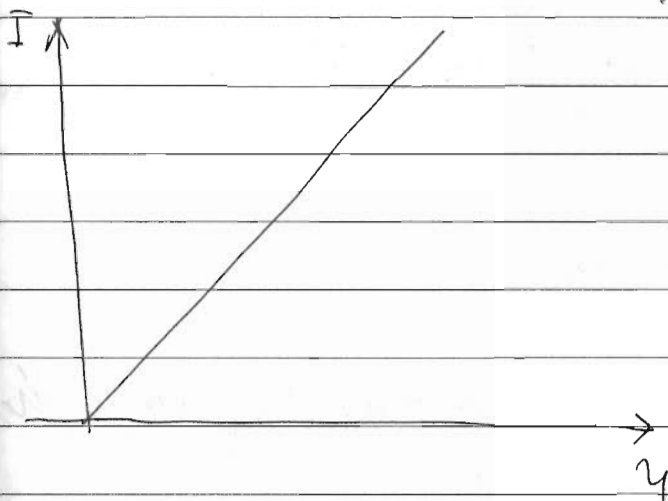
Superprevodno stanje je običajno pod 20K pri kovalentnih. Odkrili so nove snovi, ki so superprevodne pri 100K. Zelo uporabne pri pomenu energije!!

Ohranimo zakon parni tok: linearno sorazmede med tokom in napetostjo. To lahko preizkusimo s poskusom:

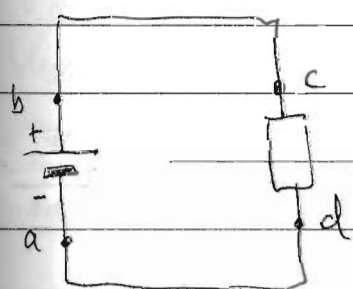


— (A) — ampermetr: meri tok. Imamo surovo nizko natančno upornost. Vsak snov, ki ga preizkušamo v tokokrog, ima svoj il. upor.

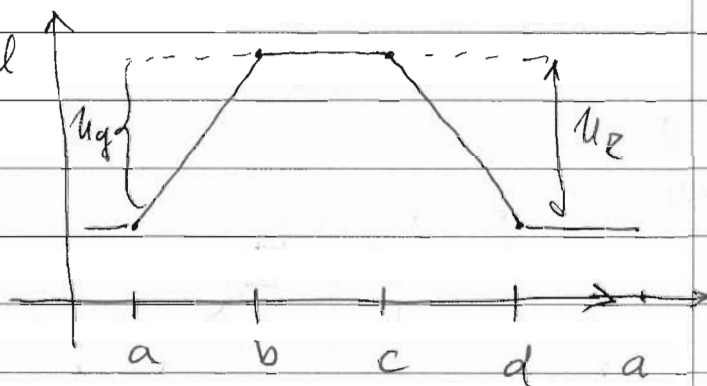
— (V) — voltmetr: A. ista natančna upornost.



Pogledimo, kako je z električnim potenciali v talnem krogu.
Baterijo si predstavljamo kot "črpalko", ki nasilce nabija spravi
na višji električni potencial!



El. potencial



U_g ... napetost baterije, napetost generatorja, generator
napetost

U_p ... padec napetosti na uporu, je negativen glede na
generator napetosti

Očitno velja $U_g + U_p = 0$, ko gremo po sklenjenem
tokokrogu naokrog, pridemo do istega el. potenciala.

Torej je

$$\sum_{i=1}^N U_i = 0$$

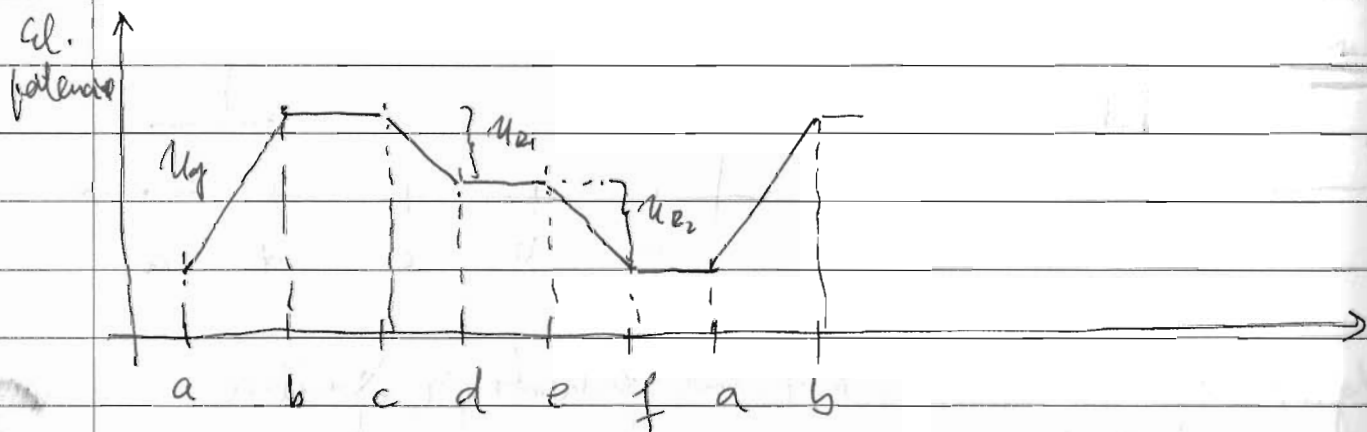
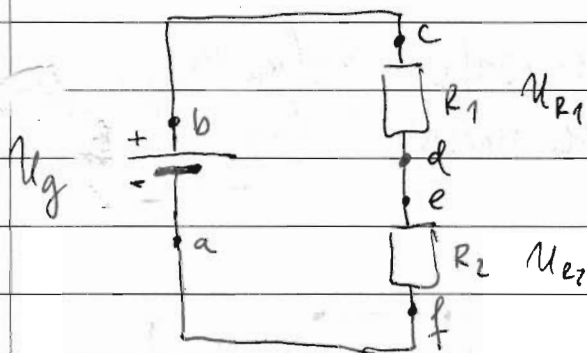
Vota generator napetosti
in padec napetosti na
uporu je enak 0.

Drugi Kirchhoffov zakon.

Dejstvo, da je padec napetosti negativen upoštevamo s
predznakom: $U_R = -I \cdot R$

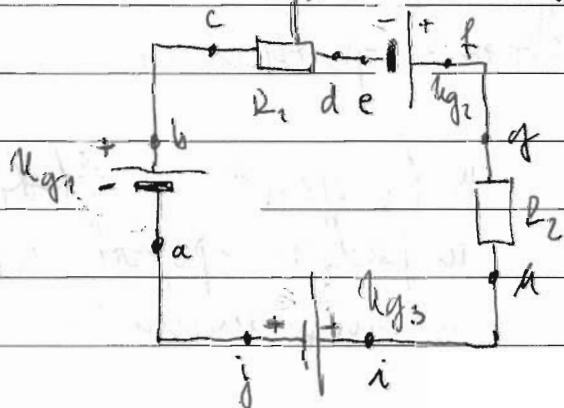
$$U_g - I \cdot R = 0 \quad \text{ali} \quad U_g = I \cdot R$$

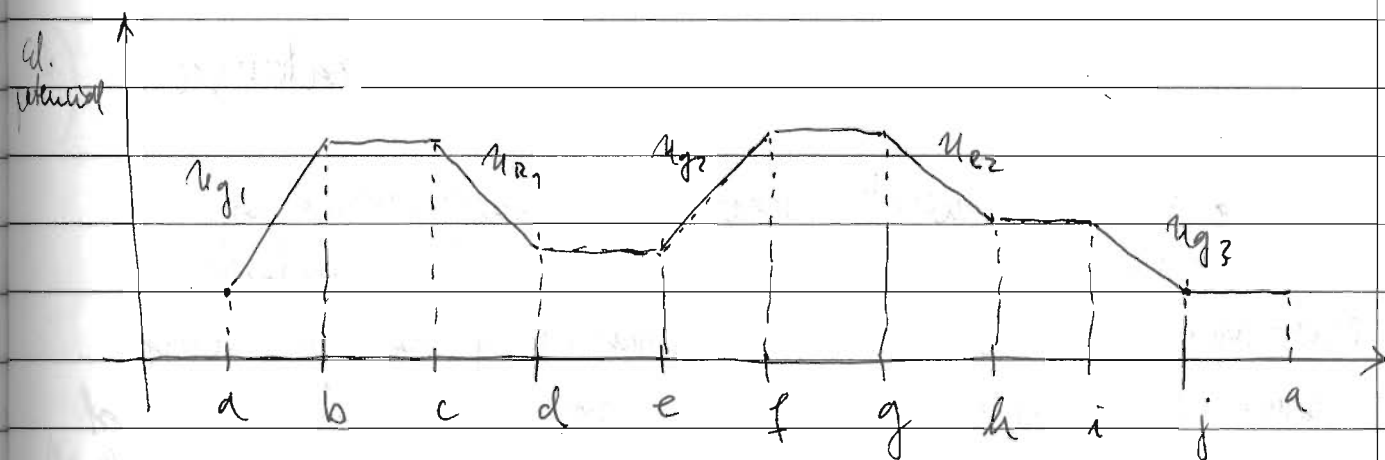
Bolj nazorno si padec napetosti predstavimo na primeru, ko
imamo zaporedno vezana dva upora:



$$U_g + U_{R1} + U_{R2} = 0 \quad U_g - I R_1 - I R_2 = 0$$

Če imamo v vezju še eno baterijo:





$$U_{g1} + U_{R1} + U_{g2} + U_{R2} - U_{g3} = 0$$

$$U_{g1} - IR_1 + U_{g2} - IR_2 - U_{g3} = 0$$

V našem uporu, po katerem teče električni tok, se troši moč. Skozi upor gre tokom dt naboj de . Ker se električni potencial zmanjša za U_R , je ustremo dlo, ki se spremeni v toploto mehko.

$$dQ = U_R \cdot de$$

$$\frac{dQ}{dt} = P = U_R \cdot \frac{de}{dt} = U_R \cdot I$$

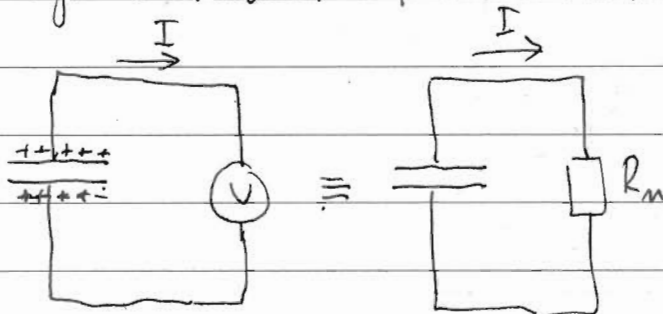
$$P = U_R \cdot I$$

električna moč, ki skozi upor in jo oddaja v obliki toplote. Upor se greje!!

4.2.3. Polnjenje in praznjenje kondenzatorja

Poglejmo si eksperiment: kondenzator napolnimo na določeno napetost s pomočjo zunanjske vira napetosti.

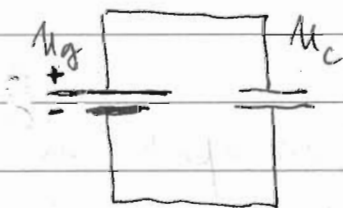
Nato opazujemo, kaj se dogaja z napetostjo na kondenzatorju s pomočjo V-metra. V-metr ima svojo lastno notranjo upor R_m , zato iz kondenzatorja izteče električni tok.



Ker je redno manjša nabija na kond. je tudi napetost redno manjša.

Tok in napetost sta torej odvisna od časa. Kako to lahko izračunamo? Gremo od začetka in pogledamo, kako je s padcem napetosti na kondenzatorju:

a) Idealni kondenzator priključimo na vir napetosti U_g :
Napetost po dolžinski zanki je enaka 0:

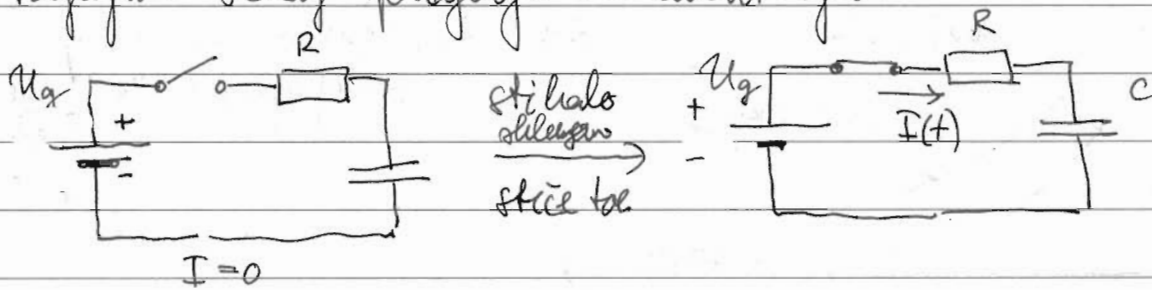


$$U_g + U_c = 0 \quad ; \quad \text{Napetost na kondenzatorju je } U_c \approx \frac{e}{C} \text{ V tej enačbi moramo očisto napetost}$$

na kondenzatorju biti negativna, saj je to padec napetosti (odvisno od smeri, v kateri gremo): $U_c = -\frac{e}{C}$

$$U_g - \frac{e}{C} = 0 \quad ; \quad U_c = -\frac{|e|}{C} \quad \text{Padec napetosti na kondenzatorju.}$$

b) Topleyris sedaj polklopi kondenzatorja:



Na začetku je napetost na kondenzatorju $U_c(t=0)=0$, nato pa naraste do neke končne vrednosti U_g . To je največji na začetku $I(t=0)$ je maksimalen, nato pa pada. Velja, da je vsota napetosti po zaključnem krogu enaka 0:

$$U_g + U_R + U_C = 0 \quad \forall t$$

$$U_g - I(t) \cdot R - \frac{q}{C} = 0 \quad \left(\frac{d}{dt} \text{ odvajam levo in desno stran} \right)$$

$$0 = R \cdot \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} \cdot \frac{dq}{dt} = I \Rightarrow \frac{dI}{dt} = -\frac{1}{RC} \cdot I \quad / \cdot dt, : I$$

$$\frac{dI}{I} = -\frac{1}{RC} dt$$

Sedaj pa integriramo na obeh straneh

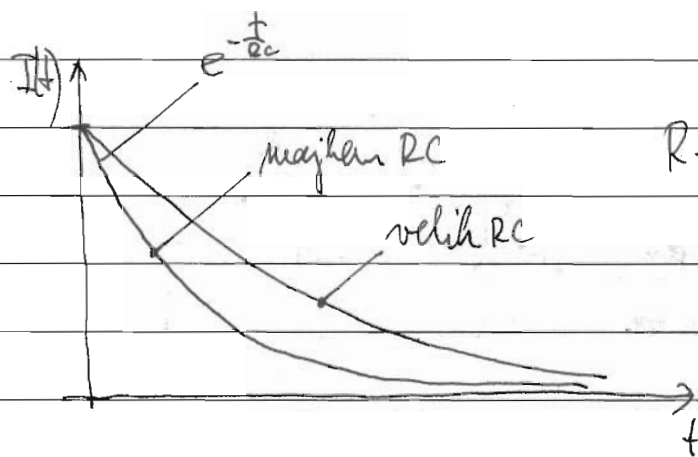
$$\int \frac{dI}{I} = -\frac{1}{RC} \int dt = -\frac{t}{RC}$$

$$\ln \frac{I}{I'} = -\frac{t}{RC} \Rightarrow I(t) = I' \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \quad \begin{matrix} I' \dots \text{začetni tok,} \\ I' = I(t=0) \end{matrix}$$

Kako izračunamo začetni tok, $I(t=0)$. Takrat je $e=0$, grem na prvo enačbo:

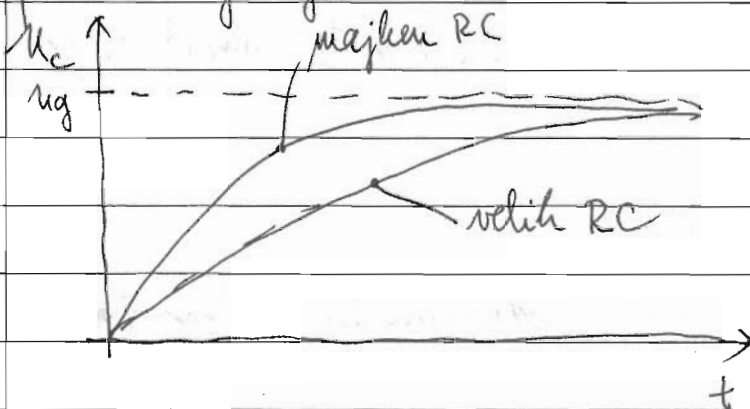
$$U_g - I(t=0) \cdot R - 0 = 0 \Rightarrow I(t=0) = \frac{U_g}{R}$$

$$I(t) = \frac{U_g}{R} \cdot e^{-\frac{t}{RC}}$$

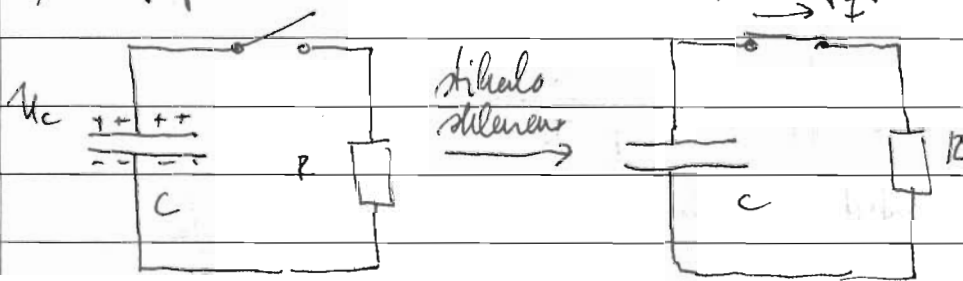


$R \cdot C = \tau_0$, časna konstanta polupovprežnega kondenzatorja

Če bi izračunali napetost na kondenzatorju, bi dobili eksponentno približevanje U_g :



c) Tačljeno, kako obravnavamo praznjeni kondenzatorja:



Najprej $I=0$ veliki tok, nato pa vedno manjši. Velja

$$U_c + U_R = 0$$

$$-\frac{e}{C} - I \cdot R = 0$$

$$-\frac{de}{dt} \cdot \frac{1}{RC} - \frac{dI}{dt} = 0$$

$$\frac{I}{RC} = -\frac{dI}{dt}$$

$$\frac{dI}{I} = -\frac{dt}{RC}$$

$$I = I' e^{-\frac{t}{RC}}$$

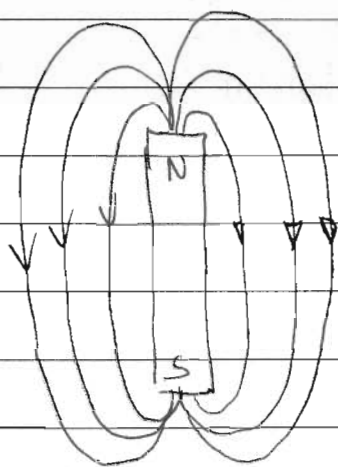
$$I = \frac{U_0}{R} e^{-\frac{t}{RC}}$$

$$I' : t=0 \quad U_0 = C U_0, \quad U_0 = U_c(t=0)$$

$$+ U_0 - I' R = 0 \Rightarrow I' = \frac{U_0}{R}$$

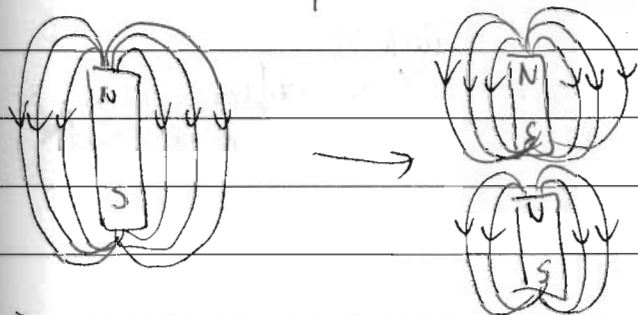
4.3. Statično magnetno polje

V naravi obstajajo snovi, ki kažejo nenavadne lastnosti, ki jih imenujemo magnetne lastnosti. Če vzamemo kos nemagnetnega železa in zaleknemo opilke, opazimo da na opilke deluje neka nenavna sila, saj se opilki lepo razporedijo v obliki trajnega magneti. Zdi se torej, da magnet ustvari v prostoru okoli sebe polje sil, ki ga imenujemo magnetno polje.



Polje sil okoli palčastega magneta. Polje silnic postane vidno s pomočjo železnih opilkov, ki se v magnetnem polju medijo.

Poglejmo si nekatra historena dejstva v povezavi z magnetnimi polji. Ali obstajajo podobnosti z električnimi polji in do katere stopnje. Od kod izvira dejstvo magnetno polje? Obenem dejstvo, ki ga opazimo pri magnetnem polju, da se pri razdelitvi magneta na dva dela pojavita dva nova magneta:

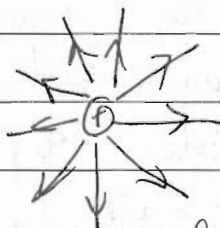


Če bi delček še nadaljevali, bi dobili vedno isto število magn. polj.

Oparnis, ka je magnetu palje vedus zalidzinu samo nase, bet je podams el. palju dipola hat paralelticugu nabaji:



Siluce magnetu palje so vedus zalidzinu same nase



Siluce elektricu palje izvirajo pri pozit. nabaji in koncujeja v negat.

Ali lahko uporabimo podams razvinostjanje hat pri elektr. palju.
el. nabaji $\xrightarrow{\text{ustvari}}$ elektricu palje $\xrightarrow{\text{deluje na}}$ el. nabaji

Ali delujata tudi halien magnetni nabaji:

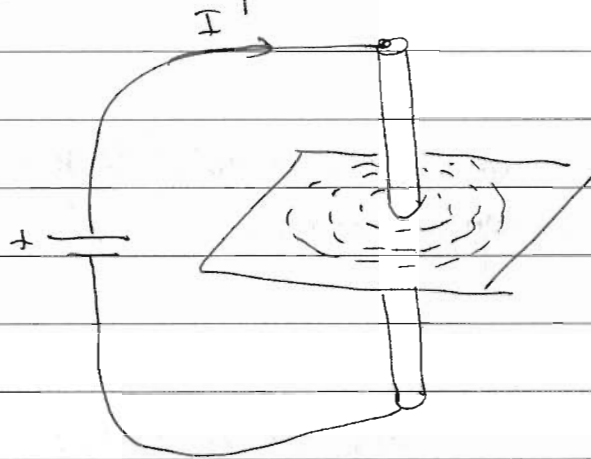
magn. nabaji $\xrightarrow{\text{ustvari}}$ ~~magn. palje~~ $\xrightarrow{\text{deluje na}}$ magn. nabaji

Ne, v naravi ni magnetnih nabajev (magnetni monopoli), so vedno samo dipoli. Vendar pa bomo pokazali da je idvor magnetu palja gibajoči nabaji (d. toli)

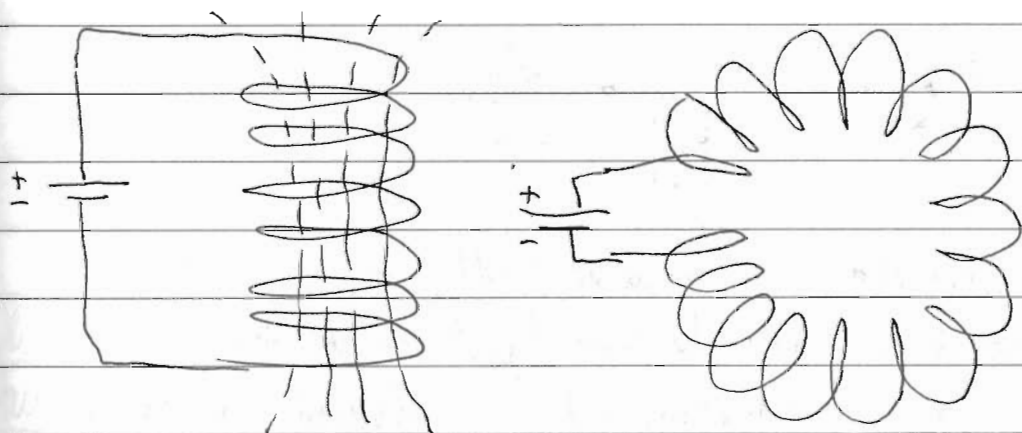
gibajoči nabaji (d. toli) $\xrightarrow{\text{ustvari}}$ magnetu palje $\xrightarrow{\text{deluje na}}$ gibajoči nabaji (d. toli)

Naredimo nekaj polusov, ki nas bodo prepričali, da je izvor magnetnega polja gibanje naboj.

a) električni tok po ravni žici: opilki se medijo v konc. krogu

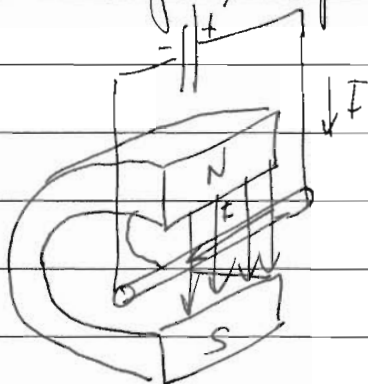


Podobno sliko dobimo stuljavo in toroidom:



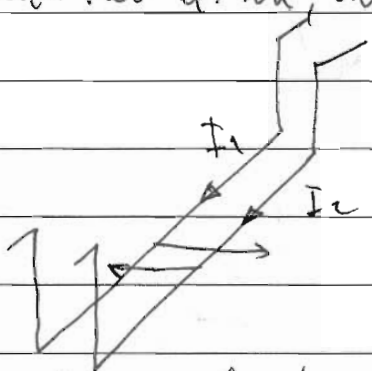
Iz tega polusov sklepamo, da magnetno polje izvira iz električnega toka!!

- b) če električni tok utvari magnetno polje, potem po analogiji z elektrostatično delovanje, da navadnih v magn. polju deluje magnetna sila:
Vzamemo najini magnet:

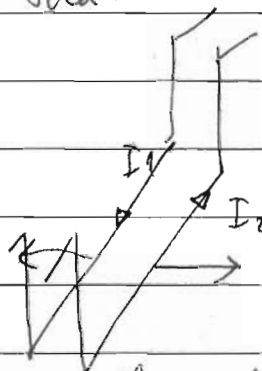


očitno na tokovodnik deluje magnetna sila.

Od tu pa lahko sklepamo, da med dvema vodnikoma, po katerih teče el. tok, deluje sila.



vodnika se privlačita



vodnika se odlojčata.

Štani poizkusi smo prišli do naslednjih ugotovitev:

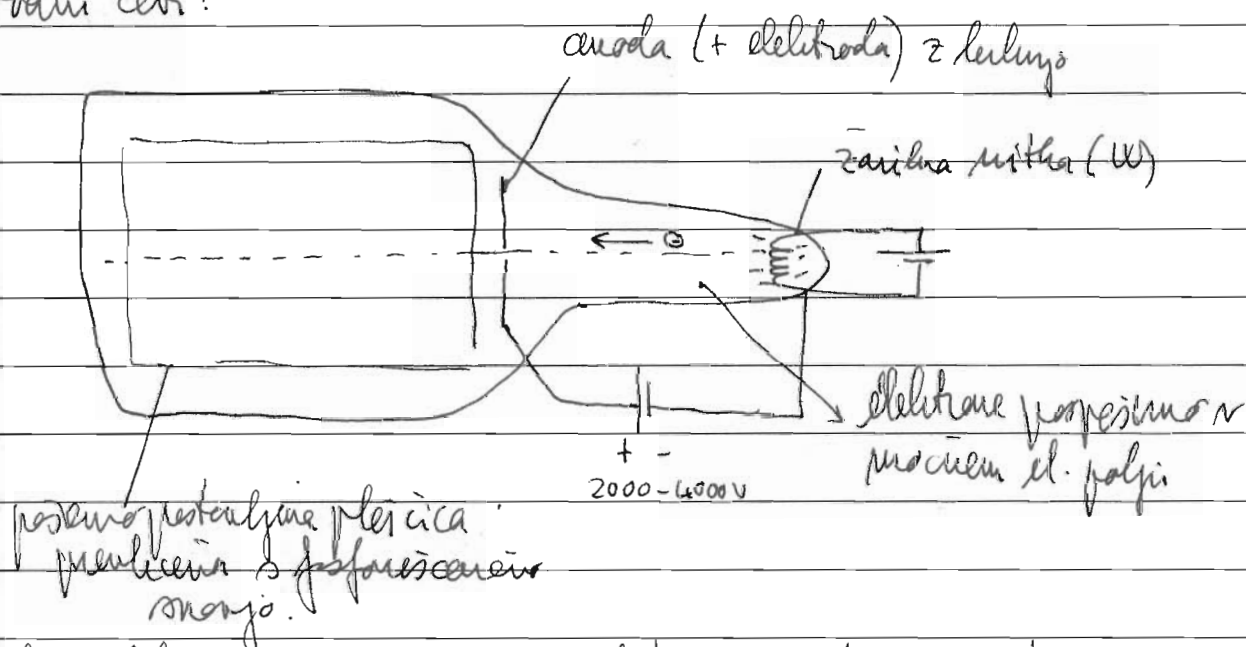
1. gibajoči se električni naboji (el. tok) utvarja v prostoru okolišnje magnetno polje. Ko tok premecha, polje izginje.
2. Magnetno polje gibajočih se nabojev je iste narave kot magnetno polje trajnih magnetov!
(pohvatnih žic el. tok)
3. na električne vodnike v magn. polju deluje magnetna sila. Ker deluje magnetna sila na vodnik, jo lahko žica el. tok, mora delovati na posamezne gibajoče naboje. To lahko vidimo v poizkusu!!

4.3.1. Magnetna sila na gibajoči snabaji

Naredimo poskus, pri katerem ugotovimo velikost in smer magnetne sile, ki deluje na nabitren delec, ki se giblje v zmanjšani magnetni polji. Za ta poskus moramo imeti:

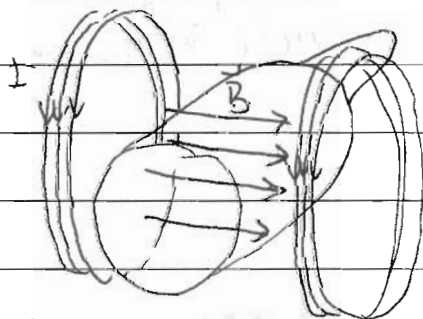
- snop elektronov, ki se gibljejo z določeno hitrostjo v dani smeri
- zmanjšani magnetni polji katrega jekla lahko spreminjamo.

Poskus naredimo v evakuirani stekleni cevi, ki je podaljšana TV katodni cevi:



Obli steklene cevi moramo narediti magnetni polji. Vemo, da tuljavo naredi homogeno magnetno polje. Za naš poskus damo parietto ali same kon dve tuljavi, vendar na svojo stranici.

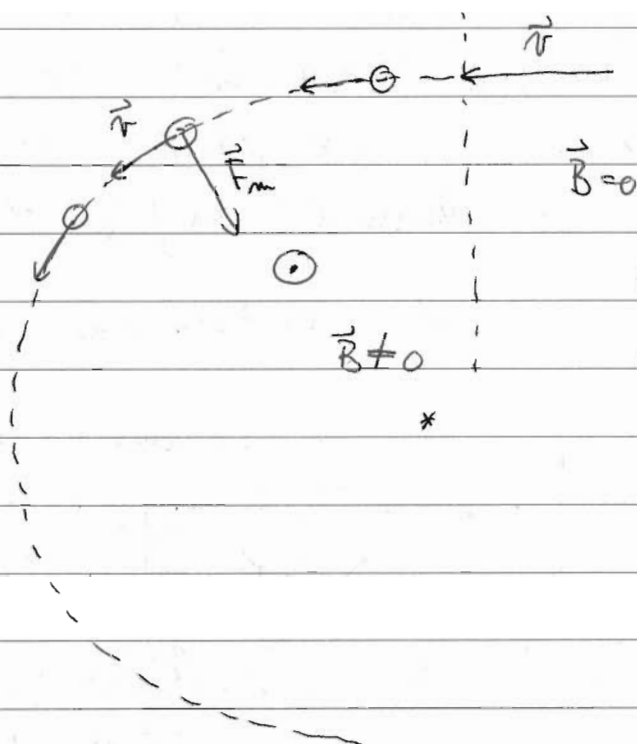
Predvidevamo, da tuljavi ustvarjata v notranjosti cevi enakomerno magn. polje, ki ima smer prečno na smer hitrosti elektronov.



$\vec{B}$... gostota magnetnega polja, s katerimi suučujem silnice magnetnega polja

Če dveh tuljavah lahko spreminjamo smer toka, tako da spreminjamo tudi smer magn. polja v tuljavi.

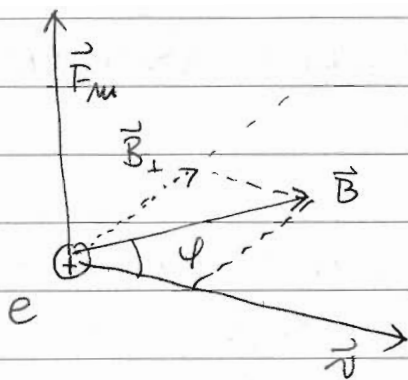
Ugotovimo, da se snop delcev pod vplivom magnetnega polja liji inomerjeno prečno glede na hitrost delcev $\vec{v}$ odklanjajo. Če smer odklona je odvisna od smeri toka po tuljavah, li ustvarjajo magnetno polje:



Če li imeli dovolj velik prostor z magn. poljem, li ugotovili, da delci krivijo

Magnetna sila deluje kotij proti središču krivine. Inje enaka centripetalni sili, li je potrebna za vzdrževanje krivine. Ugotovili li naslednje:

1. magnetna sila je sorazmerna s hitrostjo delcev v in z velikostjo naboja e .
2. Na naboji z različnim predznakom deluje magnetna sila z nasprotnim predznakom.
3. Sila je sorazmerna z gostoto magn. polja $\vec{B}$:
4. Sila je odvisna samo od projekcije magn. polja $\vec{B}$ v smer $\perp$ na hitrost!

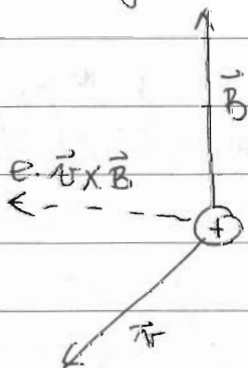


samo $\vec{B}_\perp$ je odgovorna za magnetnu silu.

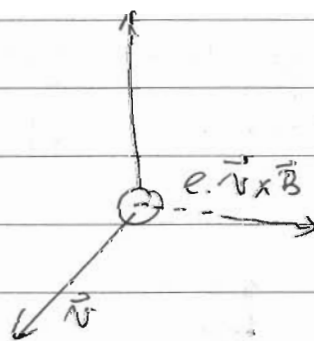
To zapisemo u jednačinu: $|\vec{F}_m| = e \cdot v \cdot B \cdot \sin \varphi$. Ugledali smo, da je $\vec{F}_m$ vedno $\perp$ glade na $\vec{v}$. To upotrebimo tako, da zapisemo vektorski izraz za magnetnu silu:

$$\vec{F}_m = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

za pozit. nabij:



za negat. nabij:



Smer magnetne sile toraj dobicemo s pravilom desne ruke. S tem smo tudi uvedli novo količino:

$\vec{B}$ - gostota magnetnega polja

$\vec{B} = \frac{\vec{F}}{q \cdot \vec{v}}$

enota za $\vec{B}$: $\left[\frac{N}{As \cdot ms^{-1}} \right] = \left[\frac{N \cdot m}{Am^2} \right] = \left[\frac{V \cdot A \cdot s}{A \cdot m^2} \right] = \left[\frac{Vs}{m^2} \right] = [T]$

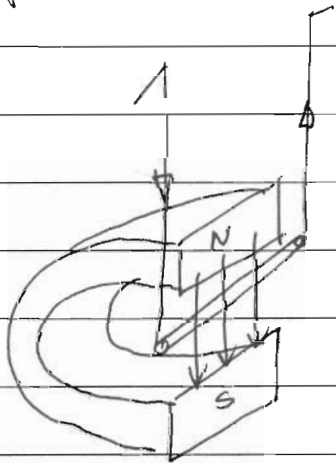
$$1 \text{ Tesla} = 10^4 \text{ gauss}$$

Tesla
(Nikola Tesla)

1T je velika enota. Magnetno polje Zemlje je $10^{-4} T$, mali magnetni imajo $10^{-2} T$, veliki 1-10T.

4.3.2. Magnetna sila na vodnik v statičnem magnetnem polju in navor.

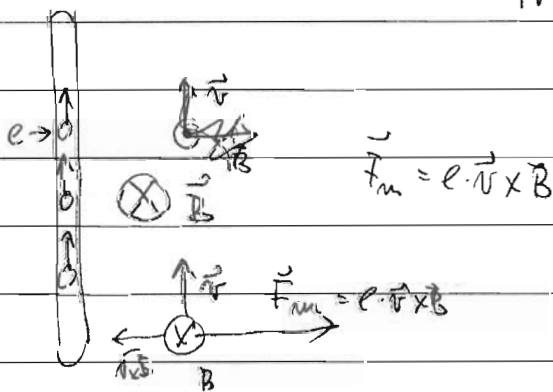
Pogledimo si luknat polus z vodnikom v zmagajem magn. polju. Ko po vodniku teče električni tok, se vodnik odloži. Smar odloži je odritna od smeri el. toka po vodniku.



Ker vemo, da po vodniku teče elektroni, pa tudi deluje magnetno polje z magnetno silo. Magnetna sila toži odloži elektrone.

Ti za sebay "vlecajo" z elektronsko silo atome tvoj. Zato se

začne cel vodnik gibati v smeri magnetne sile na elektrone.



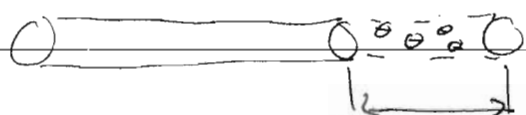
Magnetna sila na 1 elektron: $F_0 = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$.

V vodniku imamo električni tok, pri katerem teče N elektronov. Celotna sila je

$$F = N \cdot F_0 \quad ; \quad N \dots \text{število elektronov, na katere deluje magn. sila}$$

Povprečno to strano z elektr. tokom I .

$\Delta l = v \cdot \Delta t$: izhuan si delatno vodnika, ki je imela daki poti, ki jo v Δt prepotuje elektron



toliko elektronov gre skozi dani preseki vodnika v času Δt :

gostoba elektronov

$$N = n \cdot \Delta V = n \cdot S \cdot \Delta l = n \cdot S \cdot v \cdot \Delta t$$

v ... hitrost elektr. (elektron)

Tamu istega pretoka naboj:

Δt ... čas

$$\Delta e = e \cdot N = n \cdot S \cdot e \cdot v \cdot \Delta t$$

$$\frac{\Delta e}{\Delta t} = I = n \cdot S \cdot e \cdot v$$

To je elektrini tok po vodniku

Sedaj grem videti za silo na N elektronov, ki so v Δt imajo pretok skozi dani preseki vodnika:

$$F = N \cdot F_0 = n \cdot (l \cdot S) \cdot F_0 = n \cdot l \cdot S \cdot e \cdot v \cdot B = n \cdot S \cdot e \cdot v \cdot l \cdot B = I \cdot l \cdot B$$

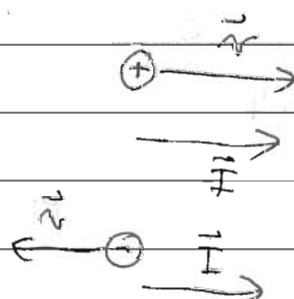
Dobili smo izraz za magnetno silo na vodihi:

$$F_m = I \cdot l \cdot B$$

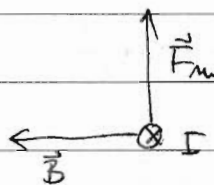
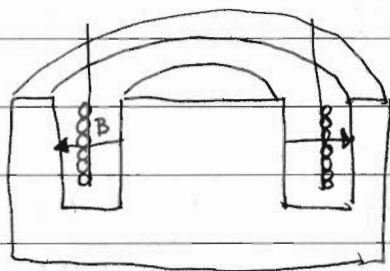
Kako je z njeno smerjo? Gledati moram smer sile na posameznih delih vodnika. Voden smer elektr. toka $\vec{I}$: ima smer hitrosti pozitivnih nabojev, tako da je

$$\vec{F}_m = l \cdot \vec{I} \times \vec{B}$$

$\vec{I}$:

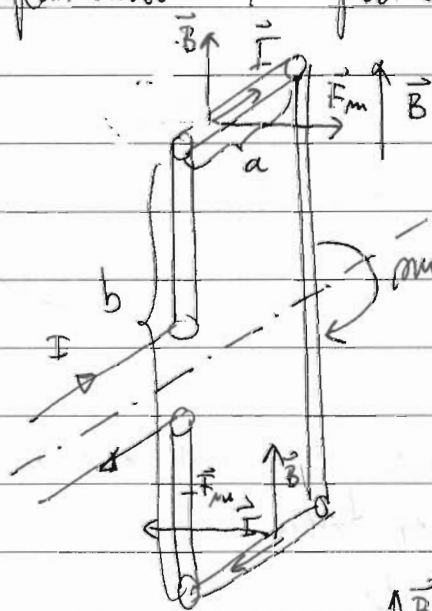


Sila na vodič v magnetnem polju izhaja pri zračilih:



magnetna sila patiška membrano
ventali mater - odraža od smeri
električnega polja.

Navor magnetne sile: ugotovili smo, da na vodič v magnetnem polju deluje magnetna sila. Če vodič zanjeemo v zanko, potem ugotovimo, da na to zanko deluje magnetni por. Vzemimo zanko prevalatne oblike, ki je vrtljiva okoli ene iz sin jo postavimo v magnetno polje:

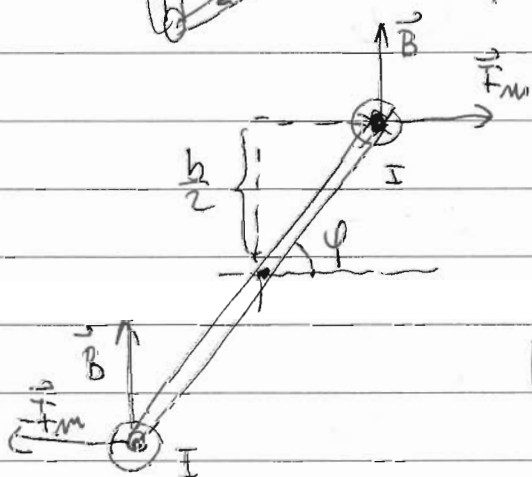


os vrtenja zanke

moment

Na zgornjo in spodnjo prečko deluje sila, ki ima glede na os vrtenja por.

Če obrnemo smer toka, se smer poroka spremeni. Pogledimo velikost navora:



Navor na prečko deluje sila

$|F_m| = a \cdot I \cdot B$ pora teh
dveh sil je

$$M_m = 2 \cdot F_m \cdot \frac{b}{2} \cdot \sin \varphi = F_m \cdot b \cdot \sin \varphi = a \cdot I \cdot B \cdot b \sin \varphi = I \cdot S \cdot B \sin \varphi$$

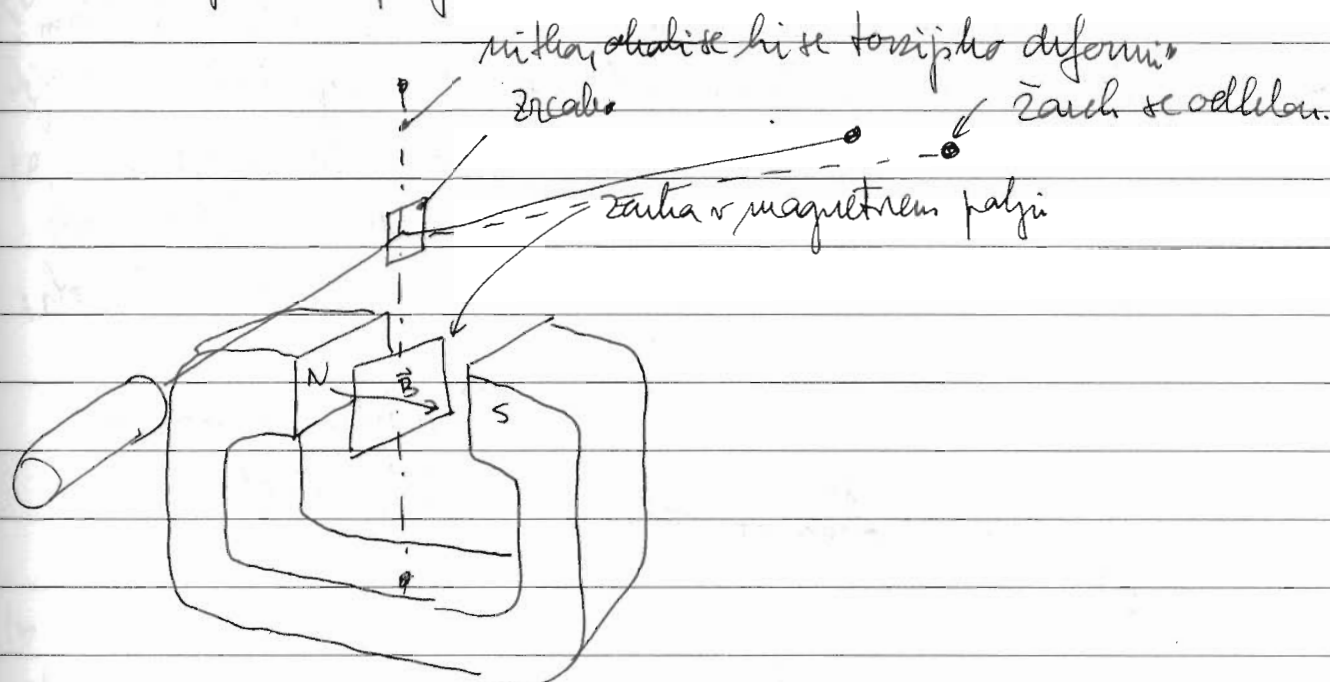
$S = a \cdot b$ površina zanke. To velja ogleinor, Indici zanka ni pravokotna:

$$M = \underbrace{I \cdot S}_{\text{pm}} \cdot B \cdot \sin \varphi = p_m \cdot B \cdot \sin \varphi \quad p_m = I \cdot S$$

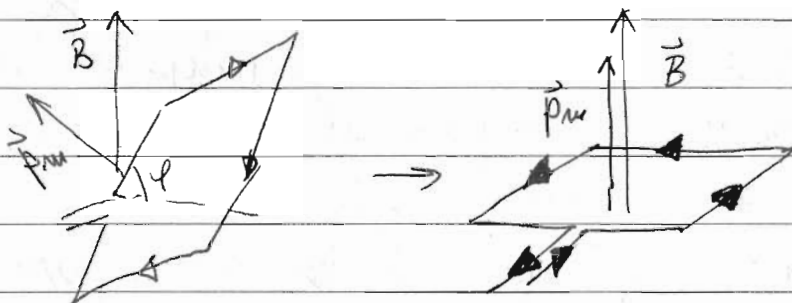
Če je zanka N , potem je navor N -krat večji.

magnetni
moment zanka
podmanjstven $\vec{p}_m$: 

Pohms: odličen zanka zaradi magnetnega navora na zanko v magnetnem polju:



Na ta način lahko merimo odličen torzijske tehtnice. Magnetni navor uporabljamo v elektromotorjih in v galvanometrih.



zanki pri pristnu magnetni navor

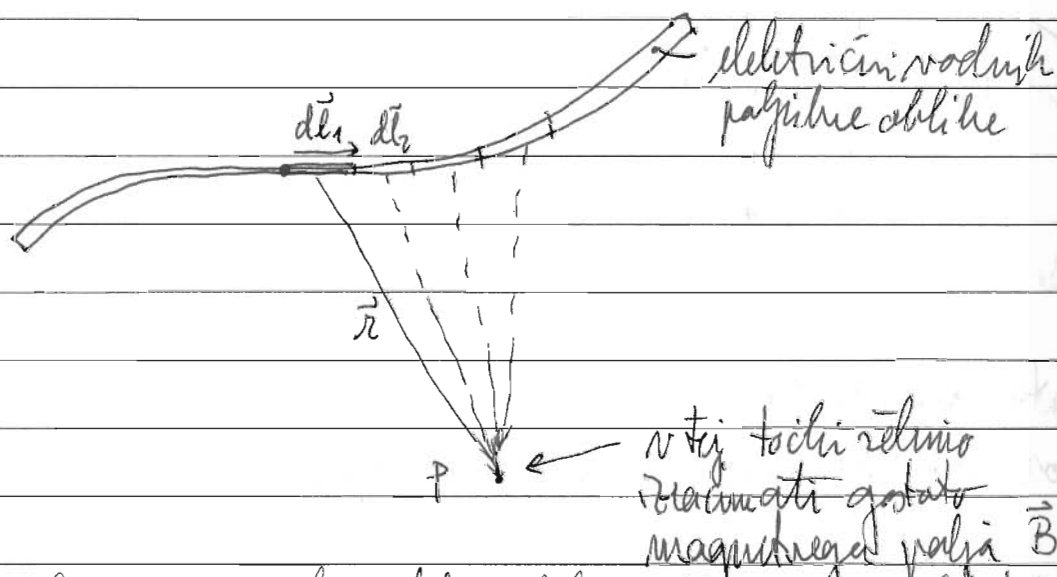
$(\vec{p}_m) = I \cdot S$ ki se
hoče poravnati v smer
magnetnega polja

4.3.4. Biot-Savart-ov in Ampereov zakon

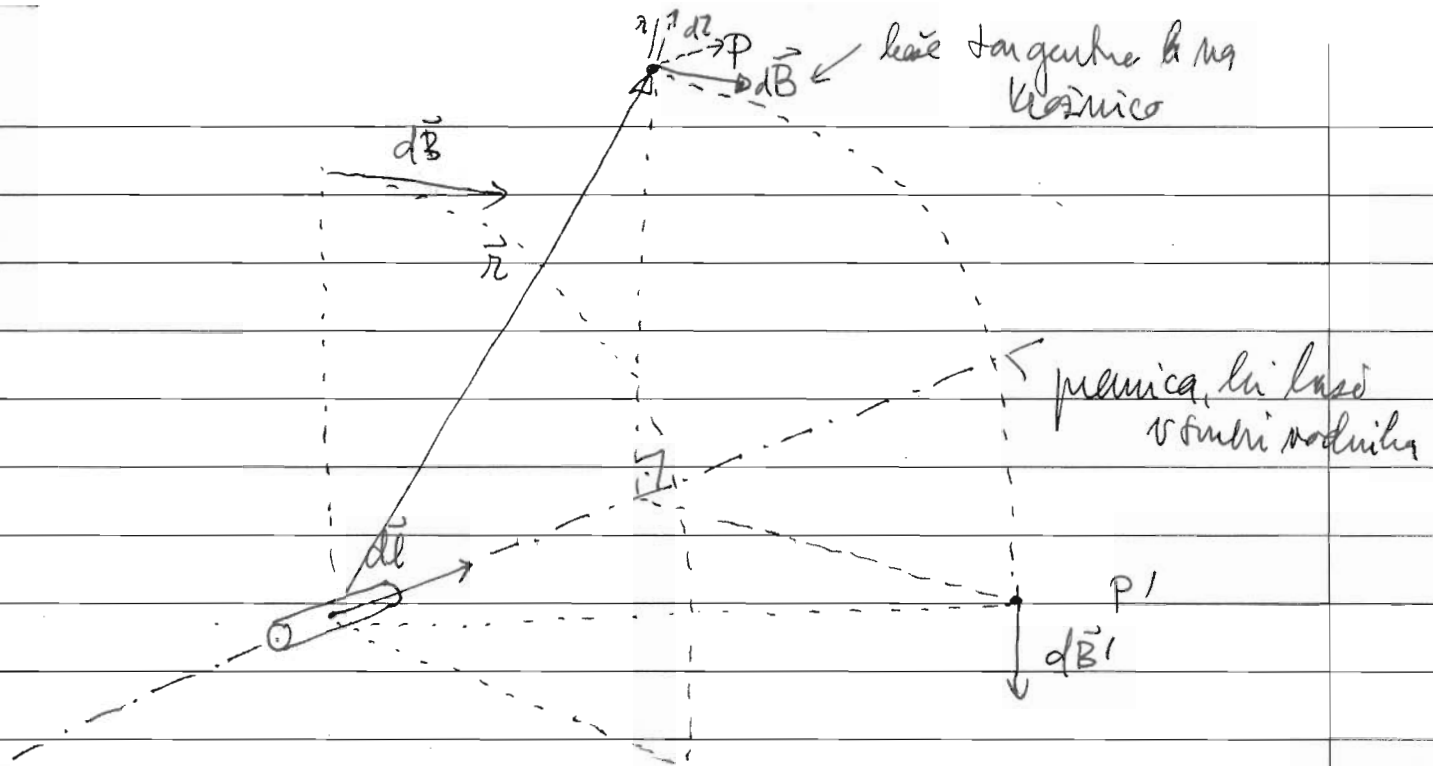
Doslej smo s pomočjo eksperimentov spoznali silo, ki jo magnetno polje posedaja gibajočemu se naboji, nič pa ne vemo o tem, kako magnetno polje nastane v okolici gibajočega se naboja:

gibajoči se naboj $\rightarrow$ magnetno polje

Zanima nas, kakšen matematični zakon velja v tem primeru. Ali velja kaj podobnega, kot pri mirujočem naboji, ki se obda z električnim poljem? Na svoji eksperimenti je Jean Biot v letu 1820 izpeljal empirično enačbo, ki opisuje, kakšno je magnetno polje v dani točki prostora, če imamo v prostoru porazdelitev električnih tokov. Vzemimo električni vodnik, po katerem teče električni tok:



Vodnik razdelimo na majhne dele z dolžino dl in svojo električno količino dq . Najprej izračunamo gostoto polja $d\vec{B}$, ki izvira iz tega dela vodnika, nato pa sestavimo vsoto vseh majhnih gostot polja. Osnova je torej splošna, kakšno magnetno polje nastane v oddaljenosti r od vodnika dl .



Diferencial palja $d\vec{B}$, li izvira iz točkarnega elementa $d\vec{l}$ je po Biot-Savartu enak:

$$d\vec{B} = k \cdot I \cdot \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I \cdot \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3}$$

↑
Sovmestnostna
konstanta

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ indukcijna
konstanta.

Iz Biot-Savart-ovega izraza vidimo da gostota magnetnega polja $\vec{B}$ pada s kvadratom razdalje od točkarnega elementa, kar je podobno kot pri električnem polju. Celotno magnetno polje v dani točki P dobimo s seštevanjem prispevkov vseh točkarnih elementov:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \int \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3}$$

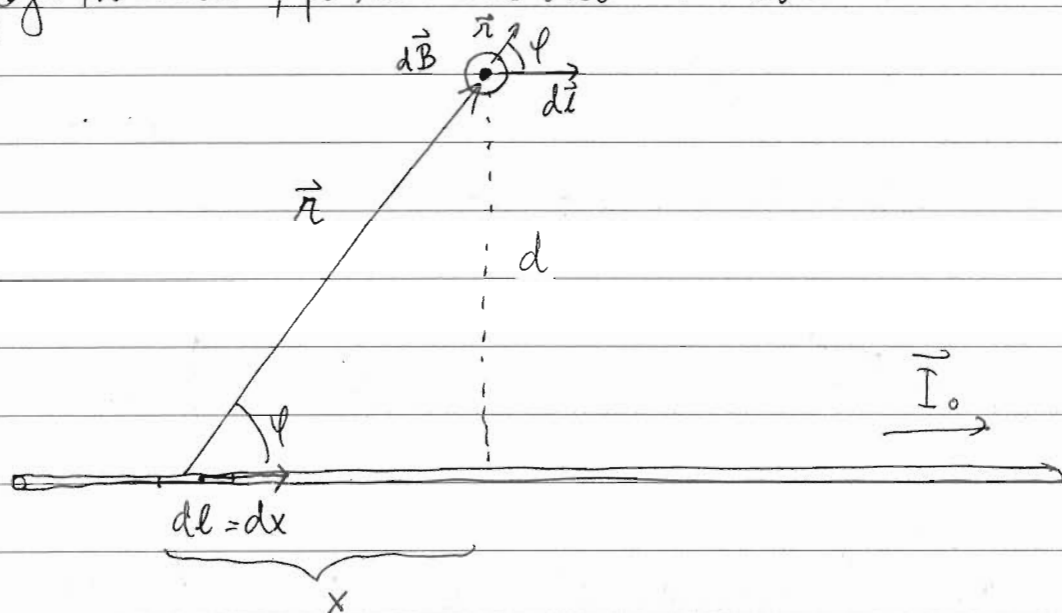
paradigmatično

Po Biot-Savartu iz dene
paradigmatično točko izračunamo
magnetno polje

Sedaj pa ugotovimo novo količino $\vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \cdot \vec{H}(\vec{r})$ $\vec{H}(\vec{r})$... jahest
magn. polja

$$\vec{H}: \left[\frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} \cdot \frac{\text{Am}}{\text{Vs}} \right] = [\text{A/m}]$$

Za primer izračunajmo gostoto magnetnega polja nekakšno dolgega vodiča, po katerem teče tok I_0 :



Očitno je, da bo gostota magnetnega polja odvisna samo od razdalje do vodiča: $\vec{B} = \vec{B}(d)$

Po Biot-Savartu je

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{povodnik}} \frac{I_0 d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3} =$$

$$\int \frac{dx}{(1+x^2)^{3/2}} = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$$

$$dl = dx, \quad r^2 = x^2 + d^2, \quad |\vec{r}| = \sqrt{x^2 + d^2}$$

$$|d\vec{l} \times \vec{r}| = dl \cdot r \cdot \sin\varphi = dl \cdot \sin\varphi \cdot \sqrt{x^2 + d^2} = dx \cdot \frac{d}{|\vec{r}|} |\vec{r}| = d \cdot dx$$

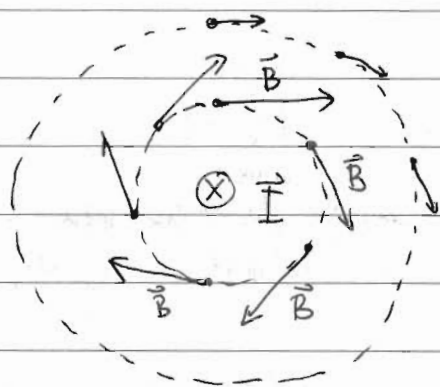
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d \cdot dx}{(x^2 + d^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 \cdot I_0 \cdot d}{4\pi} \cdot \frac{x}{d^2 \sqrt{x^2 + d^2}} \Big|_{-\infty}^{+\infty} =$$

$$= \frac{\mu_0 \cdot I_0}{4\pi d} \cdot \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2}} \Big|_{-\infty}^{+\infty} = \frac{\mu_0 \cdot I_0}{4\pi d} \cdot (1 - (-1)) = \frac{\mu_0 \cdot I_0}{2\pi d}$$

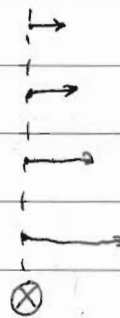
$$B = B(d) = \frac{\mu_0 \cdot I_0}{2\pi d}$$

gostota magnetnega polja okoli neskončnega vodiča odvisna je samo od oddaljenosti od vodiča!

Jakost in gostota magn. polja okoli ravnega vodnika imata
smer tangente na kroglice, ki imajo središče v vodniku.

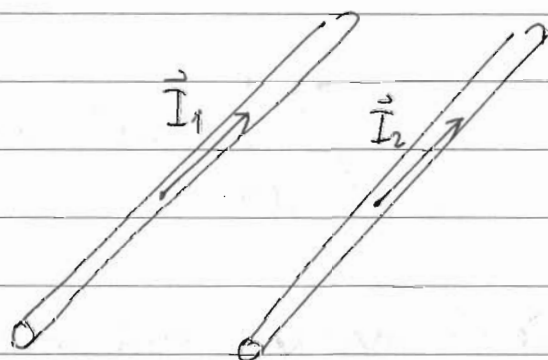


desni npraki!!



gostota polja
pada z oddaljenostjo
od vodnika.
Naprečju ji pri
vodniku.!!

Na osnovi tega izračunamo lahko silo med dvema zelo
daljina vodnikoma:



vodnik št. 1 vodnik št. 2

polje prvega
vodnika

Velikost magnetne sile na vodnik št. 2: $|\vec{F}_{m2}| = I_2 \cdot l_2 \cdot B_1 =$

$$= I_2 \cdot l_2 \cdot \frac{\mu_0 I_1}{2\pi d} = \frac{\mu_0}{2\pi d} l_2 I_1 I_2$$

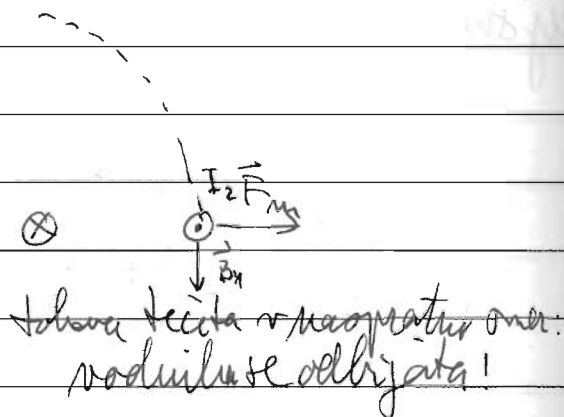
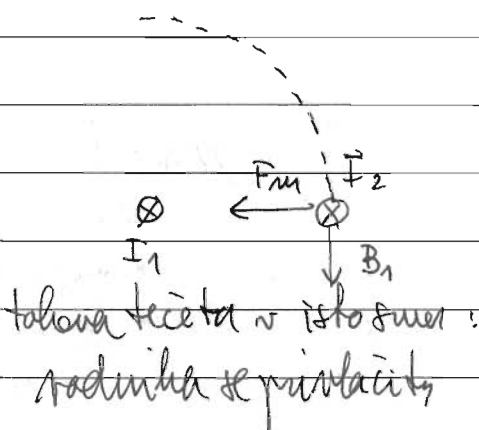
$$|\vec{F}_m| = \frac{\mu_0}{2\pi d} \cdot l_2 \cdot I_1 \cdot I_2 ; \text{ sila na enoto dolžine je}$$

$$\frac{|\vec{F}_m|}{l_2} = \frac{\mu_0}{2\pi d} I_1 I_2$$

Kako pa je smer sile? V ta
namer moramo pogledati smer vektorskih produktov.

8.4.2004

$$\vec{F}_m = I \cdot \vec{L} \times \vec{B}$$

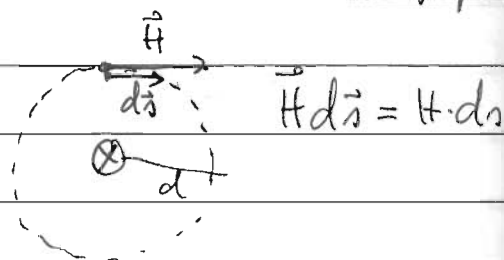


Iz izraza za magnetno polje ravnega vodnika lahko izpeljemo še en zanimiv zakon (torej sledi iz Biot-Savartovega zakona),

$$B = \mu_0 \cdot \frac{I}{2\pi d} \text{ gostota polja okoli ravnega vodnika} \Rightarrow H(d) = \frac{I}{2\pi d} \text{ jakost mag. polja}$$

Pomnožimo z $2\pi d$ in dobimo:

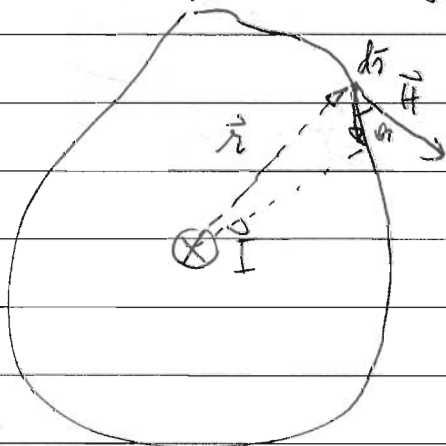
$$H(d) \cdot 2\pi d = I$$



$$\oint \vec{H} d\vec{s} = I \quad \text{zakon, če integriramo po krogu in vseh po krogu}$$

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = \oint H ds = H \cdot \oint ds = H \cdot 2\pi d$$

Ali to velja za poljubno oblikovno krivuljo okoli vodnika? da!
Vzamemo poljubno oblikovno krivuljo okoli vodnika



$$\vec{H} d\vec{s} = H \cdot ds \cdot \cos \alpha = H \cdot dl$$

$$= dl = r \cdot d\varphi = H \cdot r \cdot d\varphi$$

delitev kroga

Torej:
$$\oint \vec{H} d\vec{s} = \oint H(r) \cdot r \cdot d\varphi = \oint \frac{I}{2\pi r} \cdot r \cdot d\varphi =$$

$$= \frac{I}{2\pi} \cdot \oint d\varphi = I$$

Dobili smo Amperev zakon ali zakon o magnetni napetosti $\oint \vec{H} d\vec{s}$ magnetna napetost.

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = I$$

Amperev zakon: magnetna napetost po poljubni zanki je enaka algebraični vsoti tokov, ki jih krivulja obkroži.

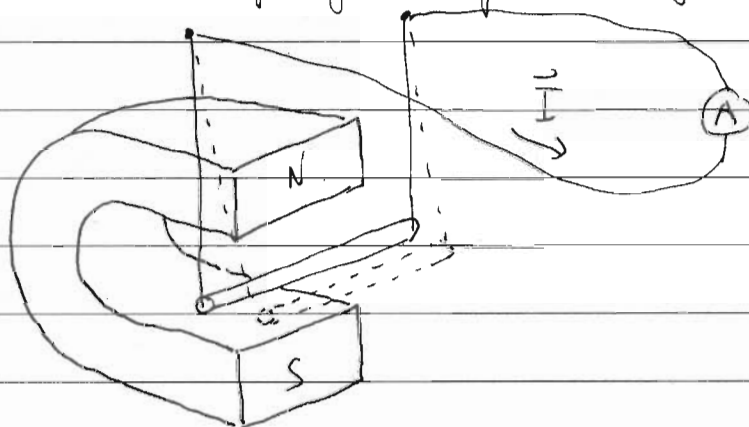
Amperev zakon je podoben Gaussovem zakonu iz elektrostatike in ga uporabljamo za izračun magnetnega polja v nekaterih preprostih primerih tokov, kot so tuljave in toroidi.

4.3.5 Magnetni pretok in magnetna indukcija

Faraday, Henry, Weber

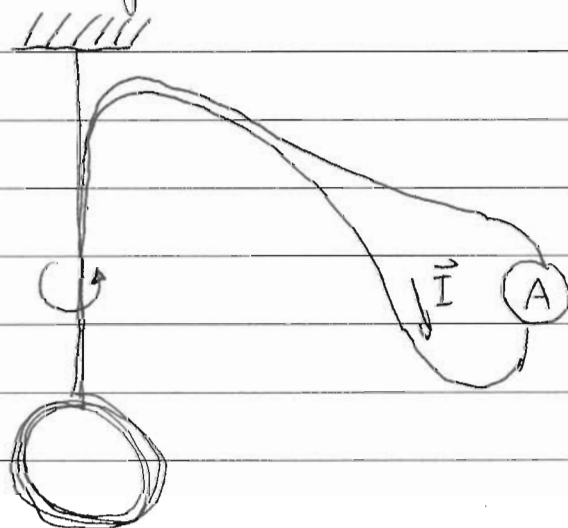
Naredimo nekaj polusov, ki so "drujeni polusi" z magnetnimi silami. Vzamemo vodnik in ga priključimo na galvanometer (občutljiv ampermetar). Vodnik potemo v magnetno polje in ga v polju premikamo. Čim hitreje premikamo vodnik, opazimo da teče še večji električni tok skozi galvanometer.

1. Poskus: vodnik povesim z ampermetrom damo v magnetno polje trajnega magnetu in ga v polju premikamo.

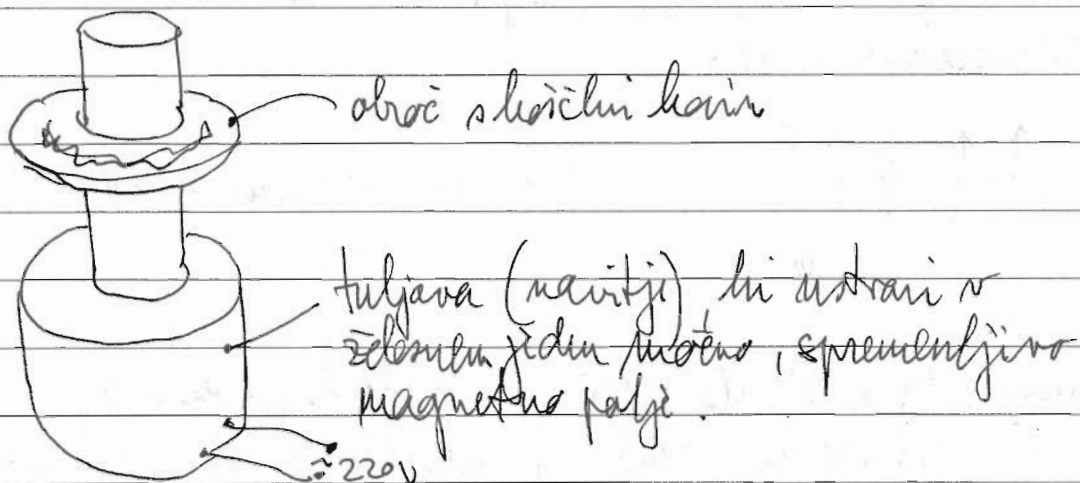


Ko vodnik premikamo po magnetu, teče po tokačnem električnem toku! Temu pojavu pravimo magnetna indukcija.

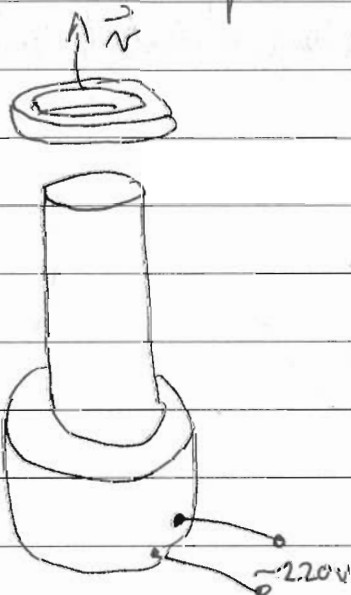
2. Poskus: veliko tuljavo obesimo, povesimo z galvanometrom in počasi zavrtimo okoli lastne osi. Opazujemo, da skozi galvanometer teče izmenični tok.



3. Tokus: indukcijska peč. Stuljavo odstranimo medu ni časno spreminjajoče se magnetno polje. Spremenja se mu smer in jakost. V polju damo shladen obroč, ki se začne segreti. Segreje se tako močno, da se stali kromà, ki je v obroču.



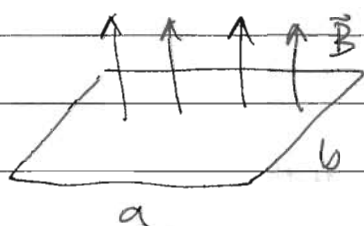
4. Tokus: shladen obroček damo v indukcijsko peč in jo vklapljamo. Obroč odleti razgor



Očitno imajo ti stije polovi signalaj skupnega: v vodljivih (in shladenih) toplotnih) se pri dolgotrajni uporabi indukcije (ustvarijo) električni tokovi, ki da bi na vodnik priključili li žarnice napetost. Ti tokovi so očitno povzročeni s

časovni spreminjanji mhe nove fizikalne količine, ki je v teoriji zvezi z gostoto magnetnega polja. Tej novi količini pravimo magnetni pretok skrajši zahljpicno zanho:

Magnetni pretok: razmisli površino homogeno magnetno polje z gostoto $\vec{B}$, v katerega damo pravokotno zanho, stranica a in b.

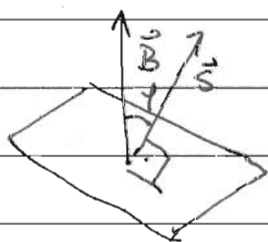


$$S = a \cdot b \text{ površina zanke}$$

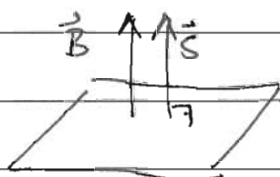
Takaj opazimo, da je število silnic, ki prebade površino S , odvisno od velikosti in orientacije površine S glede na polje $\vec{B}$. Definiram magnetni pretok skrajši dano površino:

$$\Phi_m = \vec{B} \cdot \vec{S} = B \cdot S \cdot \cos \varphi$$

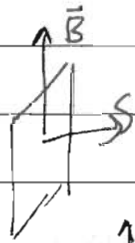
$\vec{S}$... vektor, ki je $\perp$ na površino in ima velikost površine.



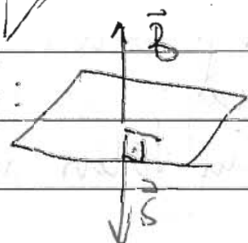
Pretok je največji, če je $\vec{B} \parallel \vec{S}$:



Pretok je enak 0, če je $\vec{B} \perp \vec{S}$:



Pretok je < 0 , če je $\vec{B}$ anti-paralelen $\vec{S}$:



Črta za magnetni pretok je $\left[\frac{Vs}{m^2} \cdot m^2 \right] = [V \cdot s]$

V primeru, da je polje nehomogeno $B = B(\vec{r})$ in plošče S poljubne oblike, je magnetni pretok definiran z integralom

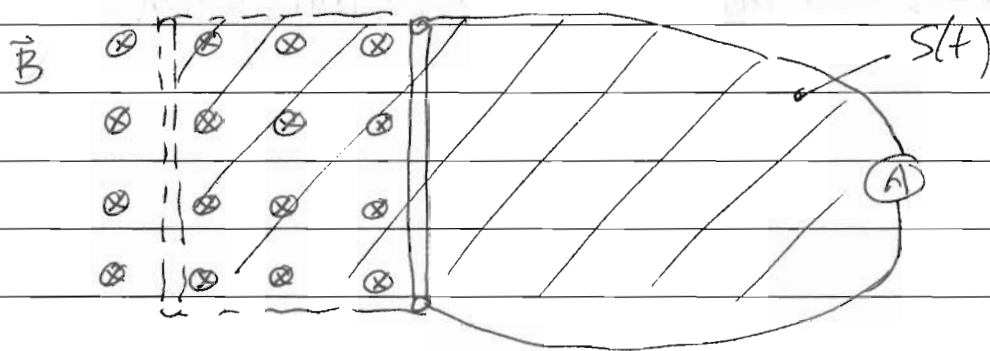
$$\Phi_m = \int_{\text{plošče } S} \vec{B} d\vec{S}$$

Magnetni pretok Φ_m je odvisen od časa, $\Phi_m(t)$ v naslednjih treh primerih:

- s časom se spreminja velikost $\vec{B}$ -ja: $\Phi_m(t) = B(t) \cdot S \cdot \cos \varphi$
- s časom se spreminja velikost S -a: $\Phi_m(t) = B \cdot S(t) \cdot \cos \varphi$
- s časom se spreminja orientacija plošče: $\Phi_m(t) = B \cdot S \cdot \cos \varphi(t)$

Prejemo, ali se je v naši polovici z magnetno indukcijo kraj od tega zero dosegalo:

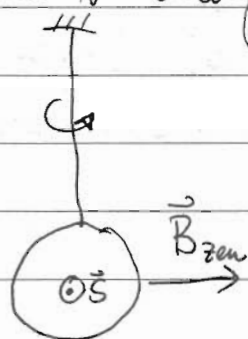
- vodniki v magnetnem polju krogla magneta:



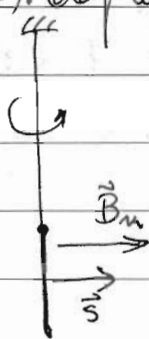
Očitno se je v tem polovici spreminjala velikost plošče $S(t)$!!

$$\Phi_m = \int \vec{B} d\vec{S} \Rightarrow \Phi_m = \Phi_m(t) !! \quad \begin{array}{l} \text{poveča se} \\ \text{območje integracije !!} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{Zares se spreminja} \\ \text{velikost } \Phi_m \end{array}$$

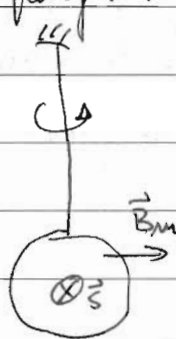
- Izbjava v zemeljskem magnetnem polju:



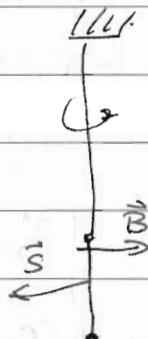
$$\Phi_m = 0$$



$$\Phi_m \neq 0$$



$$\Phi_m = 0$$



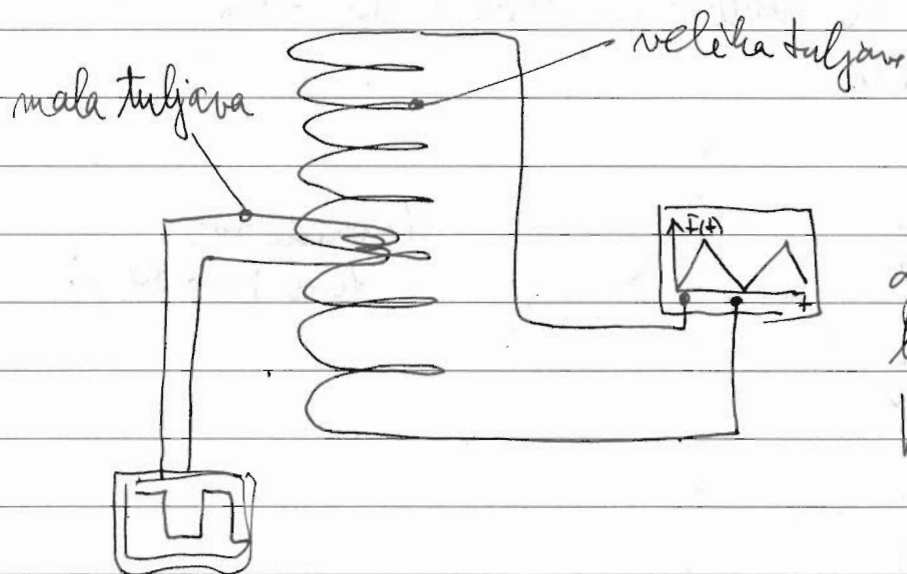
$$\Phi_m < 0$$

Zaradi časovnega spreminjanja orientacije se spreminja magnetni pretok skozi zemljo!

- indukcijska peč: spreminja se $B(t)$, kar je peč priklapljen na niz izmenične napetosti! Toj so tudi talilni izmenični in zaradi tega spreminjajo magnetno polje!

Očitno smo na sledi novem fizikalnem zakonu, ki povezuje inducirane električne napetosti in tokove z magnetnim pretokom. To je indukcijski (Faradayev) zakon, ki sta ga skupaj odkrila Michael Faraday in Joseph Henry leta 1831.

Indukcijski zakon naredimo si pomagamo v posluh z dvema tuljavama.



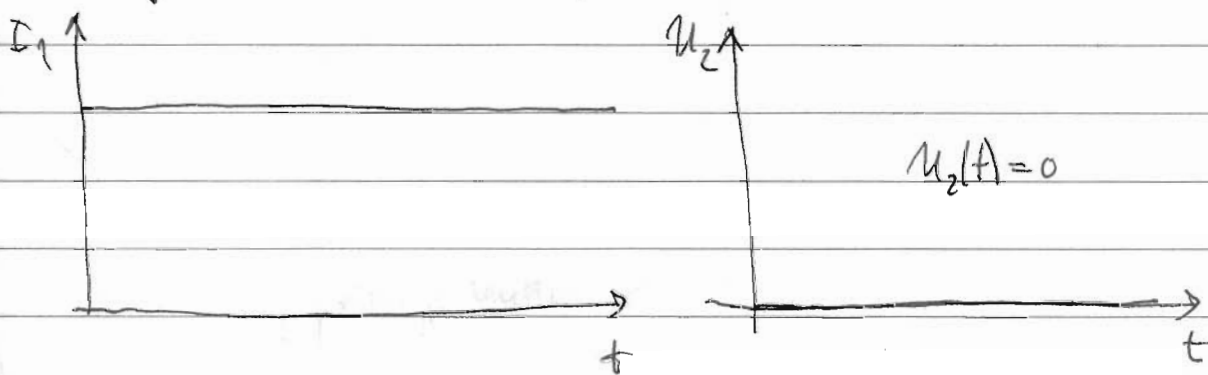
generator toka:
linearno naraščà in
pade s časom.

V eksperimentu imamo dve tuljani:

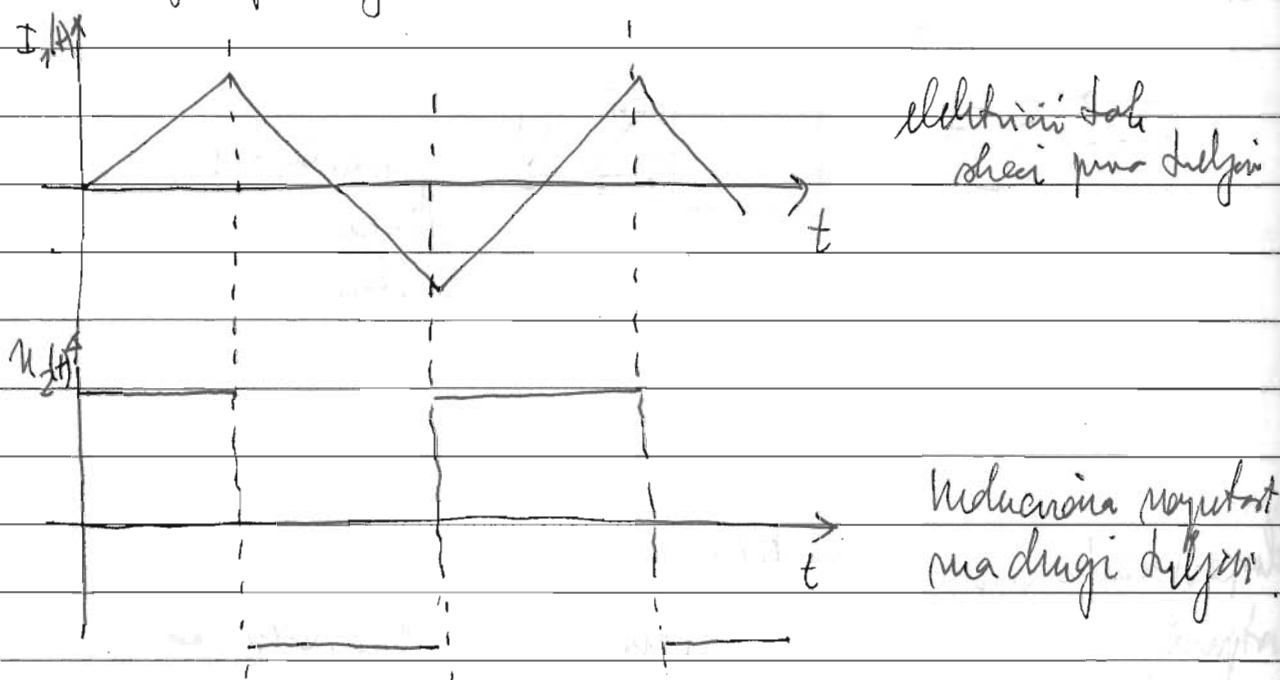
- prva, velika tuljava ustvarjamo magnetne polje na ta način, da pošljemo skozi električni tok.
- druga, manjša tuljava je rotirana v prostoru in je električno ločena od prve. Toverana je na osciloskop, s katerim opazujemo napetost na drugi tuljavi.

Naredimo naslednje poskuse, pri katerih na prvo tuljavo pošljemo različne različne oblike električnega toka.

a) če na prvo tuljavo damo enakomerni tok, na drugi tuljavi ni nobene napetosti:



b) na melnā tulzavē daudzi elektriskie tīkli, tie lineāri
 nāraisa in patērētāju līniju pāda sākumā. Na melnā tulzavē
 se pāraisi kustības kustības: kustības ir pozitīva,
 kustības ir negatīva:

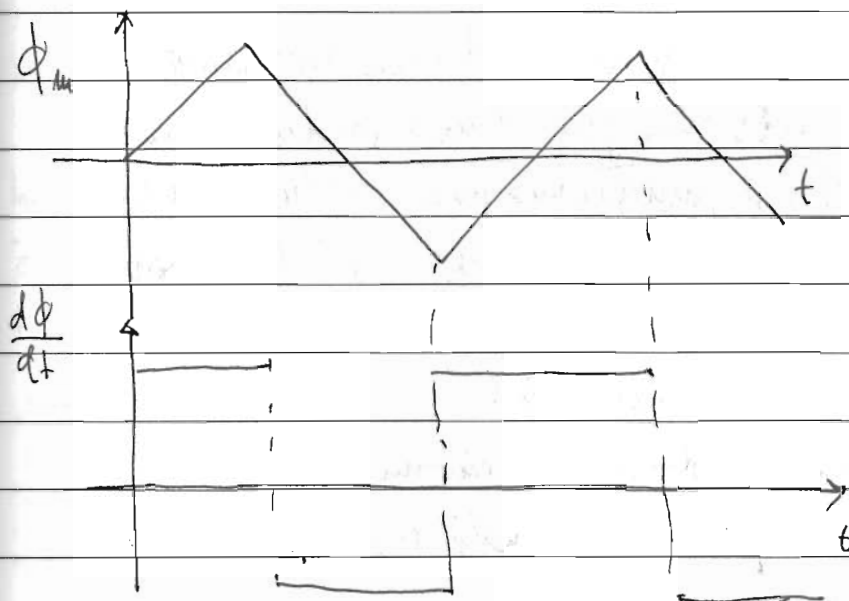


Zinā, ka elektriskā tīkla kustības pāraisi tulzavē!

Zinā, ka lineāri, kustības ir to kustības kustības!

Ce kustības elektriskā tīkla kustības, se kustības
 kustības kustības kustības. Ku se kustības kustības kustības, se
 kustības kustības kustības kustības kustības kustības.

Kustības kustības kustības kustības kustības kustības
 kustības:



Očitno je inducirana napetost sorazmerna z odvodom magnetnega pretoka po času: Sorazmerje je

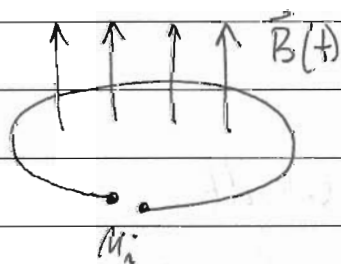
$$\mathcal{U}_i(t) = - \frac{d\Phi_m}{dt}$$

$\mathcal{U}_i$ inducirana napetost v danem zanki ali delu

Φ_m ... magnetni pretok skozi zanko.

Indukcijski zakon: Če se skozi tuljavo spreminja magnetni pretok, se med priključenimi tuljavami inducira električna napetost, ki je ^{nasprotna} sorazmerna časovni odvedbi magnetnega pretoka. (Faradayjev zakon)

Če imamo torij brezno zanko (en ovoj):



Če se spreminja magn. pretok

$$\Phi_m(t) = \int \vec{B}(t) d\vec{S}$$

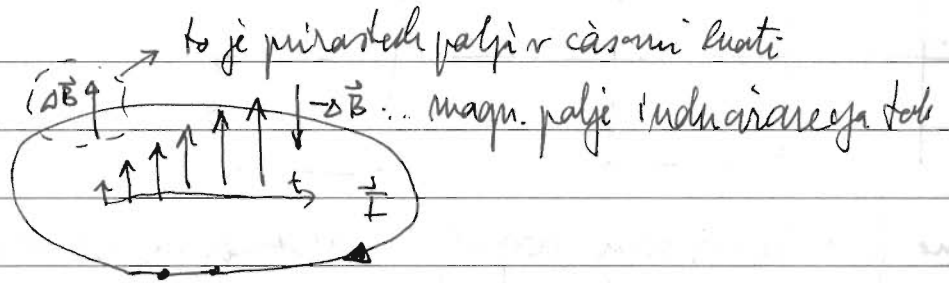
potem se med priključenimi konci inducira napetost

$$\mathcal{U}_i = - \frac{d\Phi_m}{dt}$$

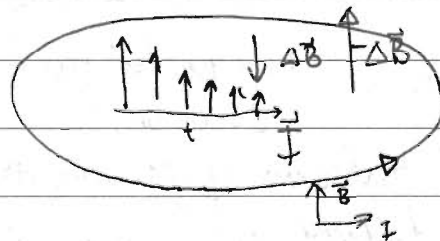
Če je zank N , potem je inducirana napetost N -krat večja.

Tajani se upravlja, kako je numerična električna napetost?
 Tri tem si pomagamo z Lenzovim pravilom: inducirani
 tok teče v taki smeri, da je magnetna polje induciranege
 toka vedno nasproti spremembi tok polja, ki tok ustvarja.

Primer: polje $\uparrow$ ravnini s časom narašča:

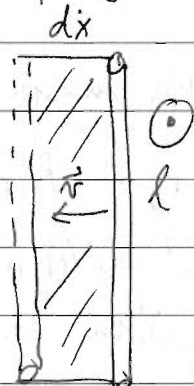


Kaj pa če polje pada s časom?



spremembi se smer toka.

Z induktivnim zankam lahko pazujemo električno napetost,
 ki se je pojavila med približevanju vodnika, ki se premika
 v magnetnem polju:



$$dx = v \cdot dt$$

$$dS = l \cdot dx = l \cdot v \cdot dt$$

$$d\Phi = B \cdot dS = B \cdot l \cdot v \cdot dt$$

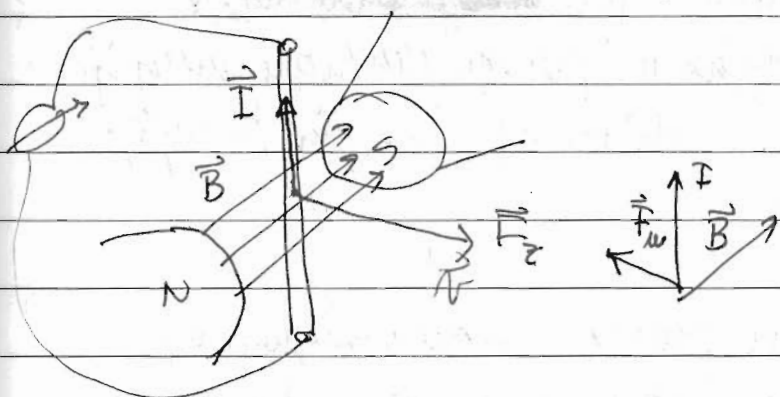
$$\frac{d\Phi}{dt} = B \cdot l \cdot v = -|U_i|$$

$$U_i = -B \cdot l \cdot v$$

o bi upoštevati veljavnost, ki

definici:
$$\vec{M}_i = \vec{v} \cdot (\vec{B} \times \vec{l}) = \vec{l} (\vec{v} \times \vec{B})$$

Inducirana napetost pri premikanju prevodnikov v magnetnem polju.
 Za tak primer velja Lenzov pravilo ~ naslednji abiliti:
 inducirana napetost povzroči el. tok tako, da magnetna sila
 na vodnik nasprotuje oziroma zmanjšuje sili, s katero poskušamo
 gibanje.

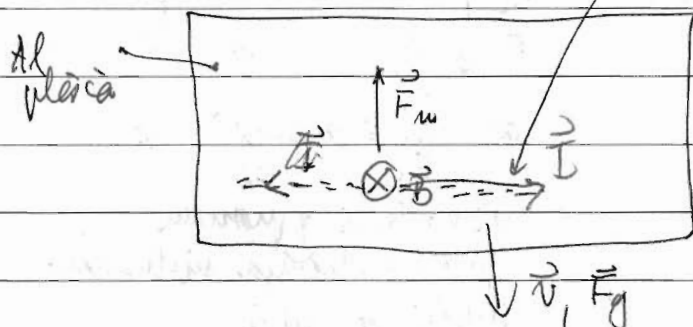


$$\vec{F}_m = l \cdot \vec{I} \times \vec{B}$$

pojavi se torej
 magnetna sila, ki
 nasprotuje gibanju. To
 lahko tudi opazimo.

Primer: Al plošča pada med poloma močnega magnetu.
 Očitno deluje zaviralna sila, ki ji magnetnega
 toka

namigujem vodnik



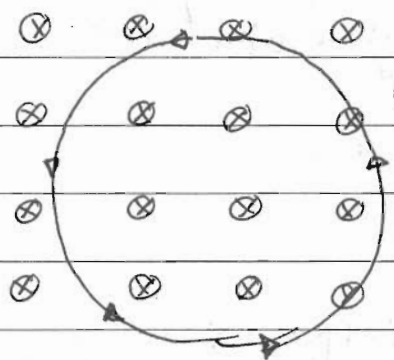
Al plošča se pojavi
 inducirana napetost,
 ki povzroči el. tok. Takim
 tokom pravimo strujni
 tokovi.

Tojavar indukcije uporabljamo v današnji tehniki na področju generatorjev električne napetosti (hidro, termoelektrične, vetrne) ducano pri kalem in podalme.

Primer: preprost primer električnega generatorja za lučneno in Rmelnico napetost.

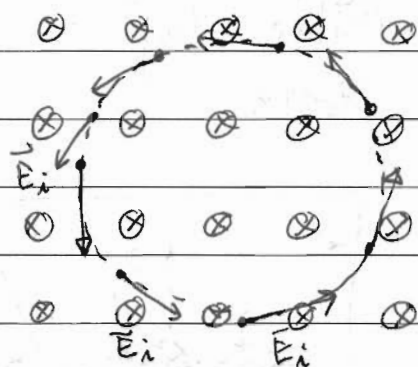
Neor talo uporabljamo indukcije pri transformatorjih električne napetosti. To je pomembno pri prenosu električne energije od generatorja do porabnika. Tolei morajo biti cini manjši, zato da so izgube majhne.

Magnetna indukcija v pravem pretoku: vzemimo najprej obroč iz prevodnika in ga damo v homogeno magnetno polje, ki enakomerno narašča o časom:



po obroči se inducira el. napetost, zato tci toli

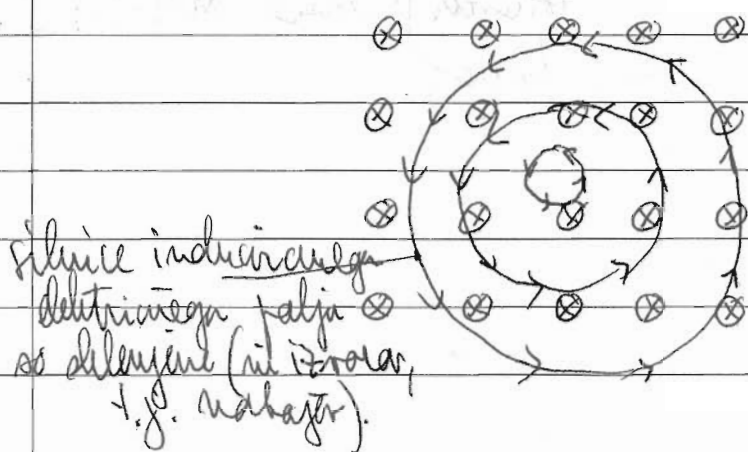
obkrožimo
obroč



čisto tudi v pravem pretoku dvaja inducirano električni polji.

spremenljivo magnetno polje se obda s spremenljivimi električnimi polji.

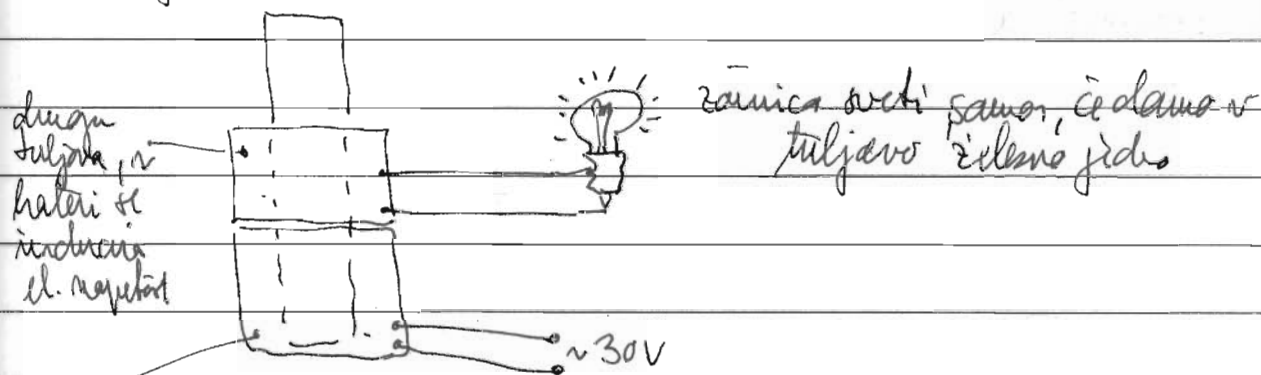
To je osnova za opis elektromagnetnega valovanja



Silnice induciranelega električnega polja so sklenjene (ni izvorov, t.j. nabojov).

4.36. Magnetne lastnosti snovi

Naredimo poskus z dvema tuljavama, v kateri damo jedro iz aluminija, lesa in železa:



prova tuljana, po kateri teče el. tok regenerirajo

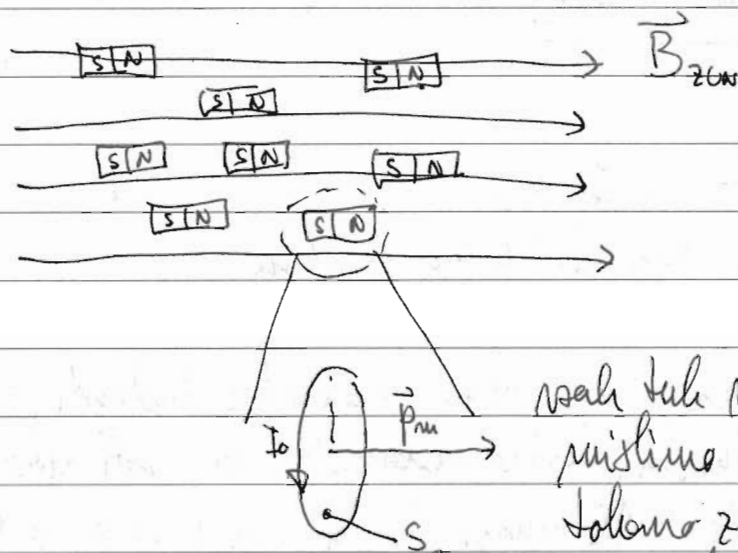
Todrus pokaže, da ima železo boljše magnetne lastnosti, ki jih aluminij ali les nimata. Očitno magnetne lastnosti niso povezane z električno prevodnostjo (Al prevaja, les ne, pa vseeno nista magnetna).

Očitno je, da se magnetni pretok v drugo tuljavo prevača, ko damo v notranjost obe tuljavi železno jedro. Samo takrat zaradi sile samske. Ne soti, če je v jedru aluminij ali les. Vemo, da je inducirana napetost na drugi tuljavi sorazmerna s časovnim odvodom magnetnega pretoka skozi to tuljavo.

$$U_i = - \frac{d\Phi_m}{dt} = - N \cdot \frac{d(B \cdot S)}{dt} = - N \cdot S \cdot \frac{dB}{dt}$$

Kotno dale v tuljavo železo se je torij marala povečati gostota magnetnega polja B . Sklep: v prisotnosti železa se gostota magnetnega polja zelo poveča (tudi do 1000x). Takim surovin pravimo feromagnetne snovi.

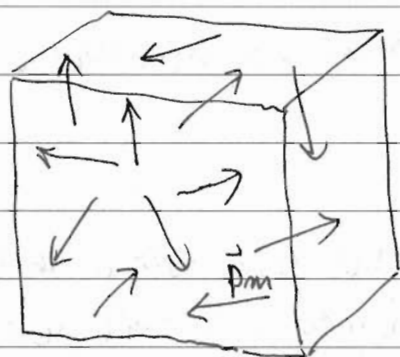
Kako si lahko razložimo pojav povečane gostote magnetnega polja $\vec{B}$, ko v materialu nastane tuljava ali feromagnetski snov? Ali je mogoče razložiti, da je feromagnetska snov sestavljena iz majhnih magnetov, ki se vsi medije v smer zunanje magnetnega polja? Kaj li nam to prinese?



vsaki taki magneti si
mislimo kot majhno
tokovno zanko, ki ima
magnetni moment

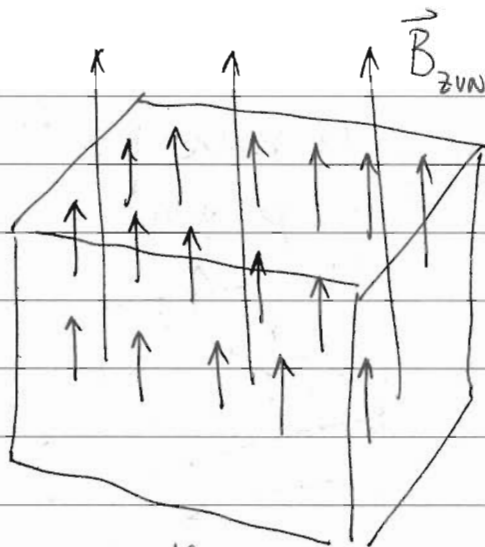
$$p_m = I_0 \cdot S$$

Zanimat se ne bomo mogli v danem, od kod izvirajo
te tokovne zanke, ključno bomo to pustili za kasneje. Najprej si
poglejmo, kaj bi se zgodilo z gostoto magnetnega polja, če
se vsi magnetni medije v smer zunanje magnetnega
polja.



neurijeni magneti

sklepimo
zmanjše polje



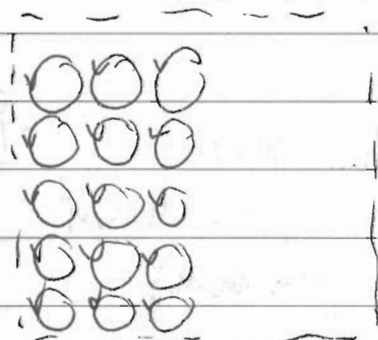
magnetni se medijo v
sua zmanjšajo polja

Vemo, da se bodo magnetni momenti medili v sua zmanjšajo
magnetnega polja. Toda kako je sedaj s poljem: očitno je
celotno magnetno polje sestavljeno iz zmanjšajo polja $\vec{B}_{zun}$
in notranjega polja induciranih (mejenih) magnetov:

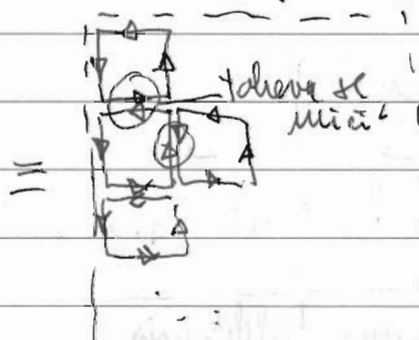
$$\vec{B} = \vec{B}_{zun} + \vec{B}_{not}$$

celotno gostota
magn. polja gostota zmanjš.
magn. polja gostota polja
mejenih magn. dipola.

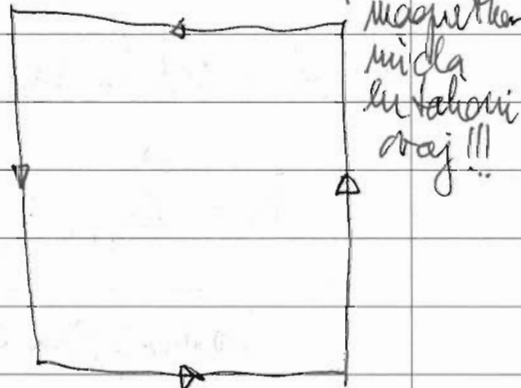
Kako pa izračunamo gostoto magn. polja, če imamo meje
magnetne dipole? Pomagamo si s trikotom: vsak magnetni
moment si predstavljamo kot majhno tokovno: če gledamo
izdati magn. polja, vidimo polje tokovnih zank: "vala" plat



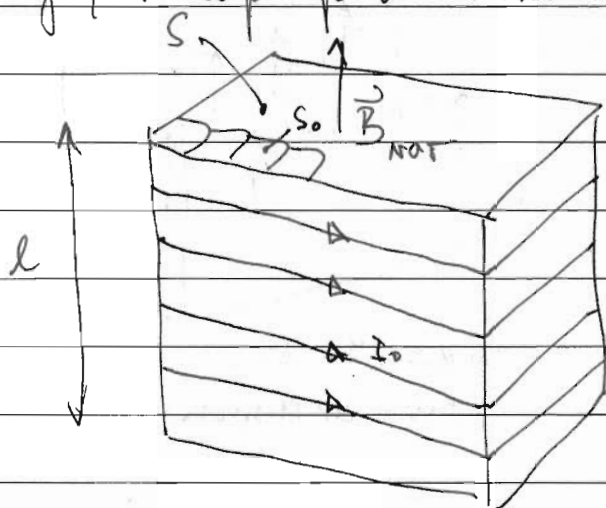
$\odot \vec{B}_{zun}$



$\odot \vec{B}_{zun}$



Očitno je, da soha "plast" mejnih magnetov da lu saloni
ovaj, ki tice po parsimi nava.



Zaradi mejnih magn. momentov
se pajani postirali kol doli
nava. Očitno je, da je ta
kol vrak za magnetu
palje $\vec{B}_{\text{not}}$, ki izira od
magn. momentu.

Sedaj pa vrnemo palje v tuljani dolzine l , preha S

$$\vec{B}_{\text{not}} = \mu_0 \cdot \underset{\substack{\uparrow \\ \text{st. plasti}}}{N_1} \cdot \underset{\substack{\uparrow \\ \text{dolzina nava}}}{\frac{I_0}{l}} = \mu_0 \cdot N_1 \cdot \frac{I_0 \cdot S}{l \cdot S} = \mu_0 \cdot N_1 \cdot \frac{I_0 \cdot \cancel{N_2} \cdot S_0}{l \cdot S} =$$

$$= \mu_0 \cdot \frac{\cancel{N_1} \cdot N_2}{l \cdot S} \cdot I_0 \cdot S_0 = \mu_0 \cdot N \cdot \frac{\mu_m}{V} = \mu_0 \cdot \frac{N}{V} \cdot \mu_m =$$

$$\left. \begin{array}{l} N_1 \dots \text{stilo plasti} \\ N_2 \dots \text{stilo kol. kuler ali plasti} \end{array} \right\} \Rightarrow N_1 \cdot N_2 = \text{stilo kol. kuler ali plasti}$$

$$= \mu_0 \cdot \underbrace{M \cdot \mu_m}_{\mu_m} = \mu_0 \cdot M$$

$$\vec{M} = M \cdot \vec{p}_m \quad \text{magnetizacija nava.}$$

Celotna gostota magn. palje je

$$\vec{B} = \vec{B}_{\text{zov}} + \mu_0 \cdot \vec{M} = \mu \cdot \vec{B}_{\text{zov}}$$

Todako je bila definirana dielektricijska
konstanta

$\mu \dots$ magnetna permeabilnost
(brez moti)

Magnetna permeabilnost je torej merilo, za koliko se poveča relativno magnetno polje v snovi, ki jo damo v zunanje magnetno polje. V naravi obstajajo 3 vrste magnetnih snovi:

a) feromagnetne snovi: $\mu = 10^3 \dots 10^5$; spontano mešna magnetizacija tudi brez zunanjega polja
(Fe, Co, ~~Al~~ Ni, zlitine)

b) paramagnetne snovi: $\mu \geq 1$
magnetizacija se poveča

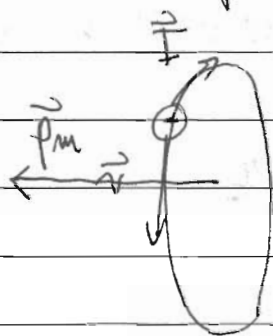
Pt $\mu = 1.00036$
Al $\mu = 1.000023$
Zrak $\mu = 1.00000038$
Voda (pri 300 K)

c) diamagnetne snovi: $\mu \leq 1$
magnetizacija je < 0 ,
polje se zmanjša.

H₂O: $\mu = 0,999991$
Cu: $\mu = 0,99999$
Bi: $\mu = 0,99982$

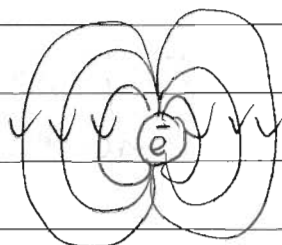
Ni pa se nismo povedali o tem, od kod izvirajo magnetni momenti snovi, kaj so te majhne magnetnice. Dnevno dva fizikalna izvora magnetnega momenta snovi:

a) magnetni moment zaradi "loke" elektronskega atomskega jadra. Predstavljam si, da elektroni "tečejo" brezupno okoli jadra in tvorijo majhne tokovne zanke:



Taka tokovna zanka bo delovala kot majhna magnet in se bo v zunanjem magnetnem polju mešala s tem poljem.

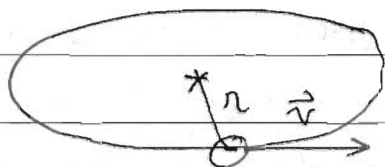
b) vsi osnovni delci imajo sami po sebi lastni magnetni moment. Elektron si lahko predstavljamo kot majhno magnetico:



da je to res, vidimo v številnih fizikalnih poskusih, najbolj očito pri slikanju z magnetno resonanco.

V obeh primerih je magnetni moment v tesni zvezi z vrtilno količino delca, bodisi fimo vrtilno količino zaradi gibanja okoli jadra ($\vec{L}$), bodisi zaradi lastne vrtilne količine delca ($\vec{S}$). Atomi in elektroni obeh obnašajo kot motive, ki imajo magnetni moment.

Vzemimo si preprosto točko, v katero sledimo kjer obali jadra in pogledajo, kakšna je zveza med magnet. momentom in vrtilno količino!



El. tali je $I_0 = \frac{e_0}{t_0}$

$t_0 \dots$ obhodni čas delca v krogu.

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{t_0}$$

$$t_0 = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\left(\frac{v}{r}\right)} \Rightarrow \frac{1}{t_0} = 2\pi \cdot \frac{r}{v}$$

$$I_0 = \frac{e_0}{2\pi \left(\frac{r}{v}\right)} = \frac{e \cdot v}{2\pi \cdot r}$$

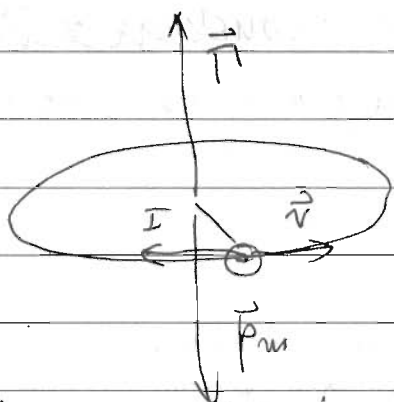
Magnetni moment Jeleni zale:

$$|\vec{\mu}_m| = I \cdot S = \frac{e \cdot v}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{e \cdot r \cdot v}{2}$$

Orbitna kolicina $|\vec{L}| = m |\vec{r} \times \vec{v}| = m \cdot r \cdot v \Rightarrow r \cdot v = \frac{|\vec{L}|}{m}$

$$\boxed{\vec{\mu}_m = \frac{e \cdot}{2m} \cdot \vec{L}}$$

magnetni moment je linearen z orbitno kolicinsko delca



Zaradi negativnabaja je magn. moment obraten vmespratus smer kot orbitna kolicina. Magnetni moment elektrona je dobi vecji (1000 x) od magn. momenta p.

Magnetni moment je sorj r tesni vez z orbitno kolicinsko delca.

Vsoeti atomer je sorj magnetni moment atoma ali molekule soramun z orbitno kolicinsko atoma ali molekule, pri

racunanju pa se pojavijo naslednje komplikacije:

a) orbitna kolicinska delca je sest. iz time ($\vec{L}$) in spinovke orbitne kolicine ($\vec{S}$), ki se vedno do sestuvata.

b) orbitna kolicina je kvantizirana: Osnovna enota za magnetni moment je Bohrova magneton:

$$\boxed{\mu_B = \frac{e \cdot h}{2m \cdot 2\pi}}$$

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Planckova konstanta

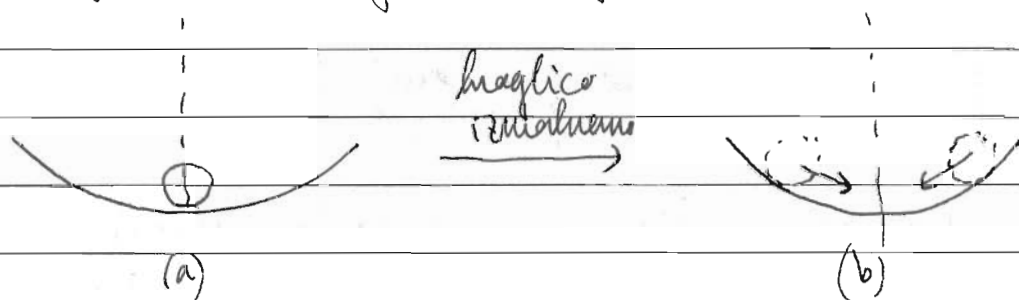
c) v atomim molekuli je vec elektr., ki skupaj prispevajo k magnetnemu momentu.

5. NIHANJE IN VALOVANJE

Nihajo ^{posamirno} nihala, valujejo pa sistemi sklapljajinih nihala, pri katerih se pojavijo "kolektivni" gibanja - valovanje. Osnova vsakega valovanja so stojni nihala, zato si na mestnem modelu mehankega nihala odglejmo osnovne pojave o pojavu nihanja.

5.1. Mehanska nihala: mehanske pipeave, ki nihanjo

Najbolj preprost primer mehankega nihala je kroglica z maso m , ki se giblje v uhinjani klatcuji:



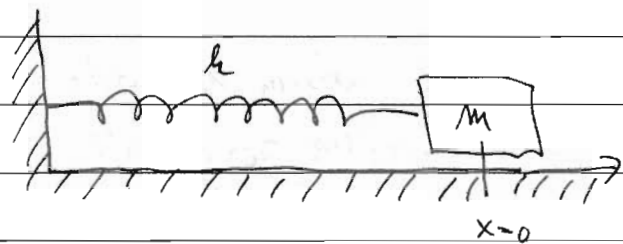
Kroglica je v mirnem (stabilni) legu

Če kroglico izravnemo, sili masoj v ravnotežje (zaradi sile teže in mase primerni). Zaradi vztrajnosti kroglica puleti ravnotežje in se pospreva na drugo stran klatcuji. Tuhaj je sila zapetostne in ravnotežje.

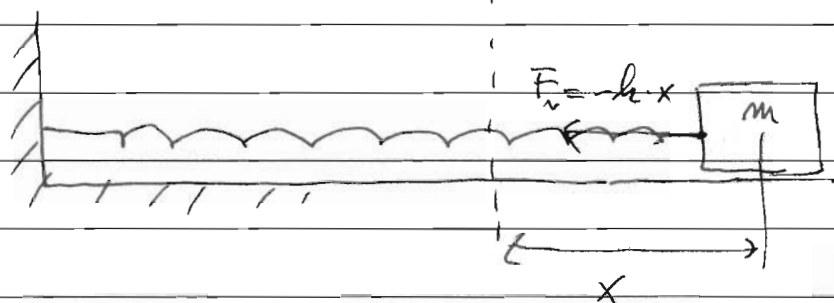
Zakaj kroglica v klatcuji zanika? Ko jo izravnemo iz ravnotežja, se odmah pojavi zunanja sila, ki kroglico vraca proti ravnotežju. To je bistvo vsakega nihala: sila, ki je sorazmerna z odklonom nihala od ravnotežja, in ki vraca nihalo proti mirnem legu.

5.1.1. Nihalo na vijaku vzmet: primer harmoničnega oscilatorja

Vzemimo telo z maso m , ki se lahko brez traja premika po gladkari podlagi. Kaj se zgodi z nihalom, ko telo postavimo iz ravne lege in spustimo?



mirna lega. Vzmet ni niti napeta niti skrajšana



podalje bo situacija, ko bo vzmet skrajšana, ni bo sila vzmeti zaplet, morala priti mirni legi

Očitno bo nihalo začelo nihati konstantno, da se bo njegova lega $x(t)$ spreminjala s časom. Zanimaj nas, kakšna je ta funkcija $x(t)$, od česa je odvisna.

Na maso m delujeta vodoravni smeri sili vzmeti $F_v = -k \cdot x(t)$, ki masi m daje pospešek $a(t)$ po Njut. zakonu:

$$F = m \cdot a$$

$$-k \cdot x(t) = m \cdot a$$

$$\boxed{a(t) + \frac{k}{m} \cdot x(t) = 0}$$

Spomnimo se definicije pospeška: $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dx}{dt} \right) = \frac{d^2x}{dt^2}$
Je drugo odvod koordinate po času

Če upoštevam kako se izraža popresek, dajim naslednjo enačbo za nemeno funkcijo $x(t)$:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x(t) = 0$$

Očitno mora naša nemena funkcija $x(t)$ ob našem času zadovoljati tej enačbi. Enačbi pravimo diferencialna enačba za odnisi nihala $x(t)$. Ta enačba pomeni, da moramo prištati takšno rešitev te enačbe, da bo izpolnjena ob našem času. Iz matematične dobro poznamo rešitve takšne preproste diferencialne enačbe, ki nastopa v obliki:

$$x(t) = x_0 \cdot \cos(\Omega t + \phi_0)$$

x_0 amplituda
nihanja

Prvi odvod: $\frac{dx}{dt} = -x_0 \cdot \Omega \cdot \sin(\Omega t + \phi_0)$

Ω frekvenca nihanja
(krogi)

Drugi odvod: $\frac{d^2 x}{dt^2} = -x_0 \Omega^2 \cos(\Omega t + \phi_0)$

ϕ_0 faza nihanja: določa
amplitudo ob času $t=0$, ki
je $x(t=0) = x_0 \cdot \cos \phi_0$

To vstavim v diferencialno enačbo za odnisi $x(t)$ in dajem

$$-x_0 \cdot \Omega^2 \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) + \frac{k}{m} \cdot x_0 \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) = 0$$

$$x_0 \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) \left(-\Omega^2 + \frac{k}{m} \right) = 0$$

Ta enačba mora biti izpolnjena za $\forall t$: Posledično sta dve rešitvi:

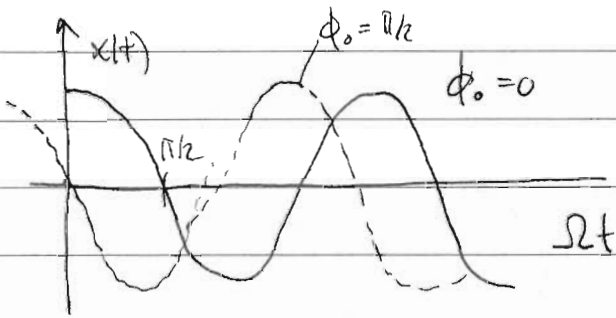
a) binialne resistor $x_0 = 0$, vendar ni nihanj, saj nihalo ni kje v nihalni legi

b) $-\Omega^2 + \frac{k}{m} = 0 \Rightarrow \Omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$

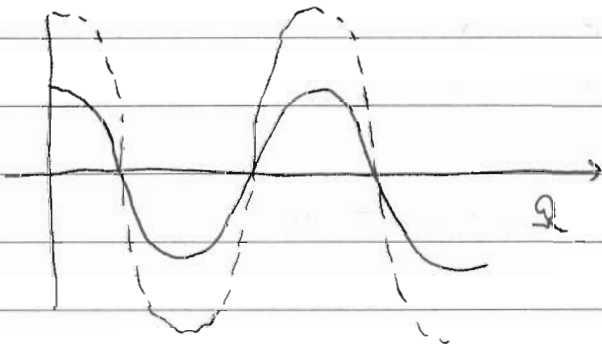
Kromat gelierenca
nikotin je določena
z razmerjem 1/100.

Določili smo torej lučno frekvenco mihanja ω , stali pa da se nameni amplitudi x_0 in fazi zasuk ϕ . Kako določim ti dve nameni? Splošna rešitev za nihalo na vijaku smeš ji torej:

$$x(t) = x_0 \cos(\omega t + \phi_0)$$



rešitev sotrja z reslino ϕ_0
prevalnijske v horizontalni smeri.
Očitno pa je odmakni in listrat
pri $Q_1=0$ deločina s ϕ_0 in x .



rasbica amplitudini i krenu

x. in po tej kalibraciji nato račun, da poen, kalibrira je
okoli pri $t=0$ in kalibrira je listič ob tem času

$$X(t=0) = X(0) = X_0 \cdot \cos \phi_0$$

$$v(t=0) = \left. \frac{dx}{dt} \right|_{x=0} = -x_0 \cdot \Omega \cdot \sin \phi_0$$

$$\Rightarrow \tan \phi_0 = \frac{\sin \phi_0}{\cos \phi_0} = \frac{v(0)}{x(0) - SL}$$

$$X_0 = \frac{X(0)}{\cos \phi_0}$$

$$\sin^2 \phi_0 + \cos^2 \phi_0 = 1$$

$$1 + \phi_0^2 + 1 = \frac{1}{\cos^4 \phi_0}$$

$$\lg \phi_0 = \frac{\sqrt{1 - \cos \delta_0}}{\cos \delta_0}$$

Toglasim, ka to ir enerģijas vienošanās princips. Paredzēsim, ka mūsu būs kopējā enerģija šādas vienošanās laikā. Sastāvdaļas ir kinētiskā un potenciālā enerģija.

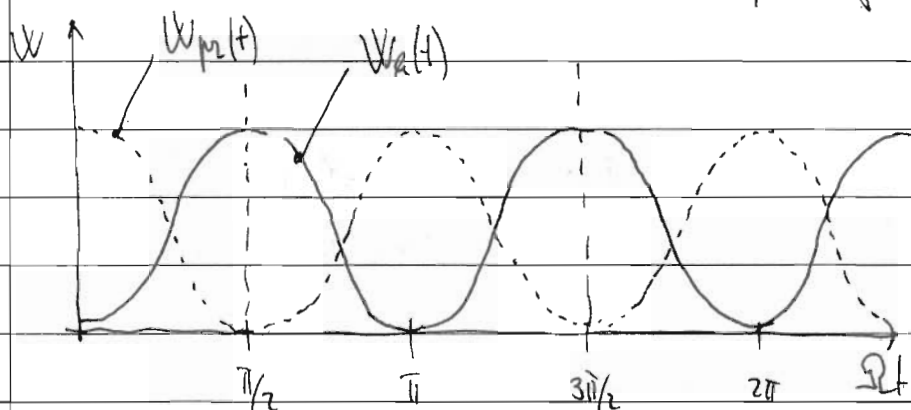
a) Kinētiskā enerģija: $W_k = \frac{1}{2} m \cdot v^2$

$$v = \frac{dx}{dt} = -x_0 \Omega \cdot \sin \Omega t \Rightarrow W_k(t) = \frac{1}{2} m x_0^2 \Omega^2 \sin^2 \Omega t$$

Kinētiskā enerģija sekojoši mainās ar laiku.

b) potenciālā enerģija: $W_p = \frac{1}{2} k \cdot x^2$

$$W_p = \frac{1}{2} k \cdot x_0^2 \cdot \cos^2 \Omega t \quad \text{sekojoši mainās ar laiku.}$$



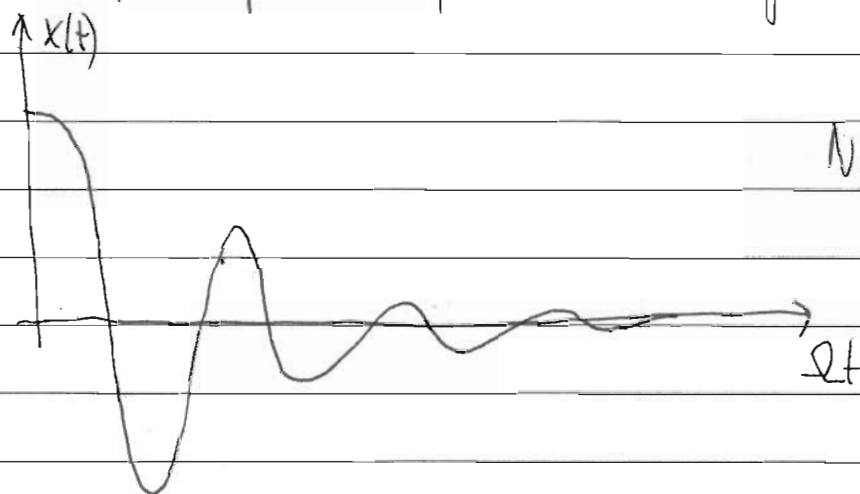
Visa enerģija, kas paredzēta kopējai enerģijai, ir konstanta:

$$W = W_k + W_p = \frac{1}{2} m x_0^2 \Omega^2 \sin^2 \Omega t + \frac{1}{2} k x_0^2 \cos^2 \Omega t =$$

$$= \frac{1}{2} k x_0^2 (\sin^2 \Omega t + \cos^2 \Omega t) = \frac{1}{2} k \cdot x_0^2 \quad \text{je enerģija nepārmainās kinētiskā enerģijā vai potenciālā enerģijā.}$$

Kopējā enerģija ir tāda pati visā laikā, kas ir šādas enerģijas kopējais rezultāts. Mēs zinām, ka enerģija ir konstanta.

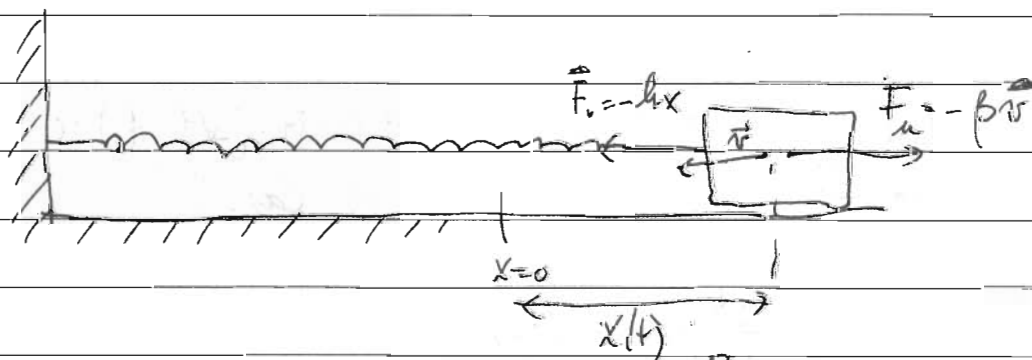
V nekaterih (reini) primerih pa se energija nihanja ne ohlaja, temveč se s časom zmanjšuje. Tak primer imamo pri nihalu, pri katerem je prisotna trenje. Sila trenja ni konservativna sila, sproča se toplota, steno pa se amplituda nihanja s časom zmanjšuje:



Nihanje po dolocenem
času zavne.

Takom nihala pravimo, da je dušeno nihalo, nihanje pa imenujemo dušeno nihanje.

Kot lep primer matematično zelo rešljivega nihala omenimo nihanje nihala, ki je potopljeno v viskozno tekočino. V tem primeru se pri gibanju pojavijo sile upora tekočine (viskozna sila), ki je tem večja, čim večja je hitrost nihala $v = \frac{dx}{dt}$. Umoževlja pa ji obratno smer kot se giblje nihalo:



$$-k \cdot x - \beta \cdot v = m \cdot a = m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}$$

$$-k \cdot x - \beta v - m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = 0$$

$$\frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{\beta}{m} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} \cdot x(t) = 0$$

β ... koeficient
dušenja
nihanja

Diferencialna enačba je torej bolj poenostavljena kot pri nedrženem nihalu. Rešitev take diferencialne enačbe "uganemo" s pomočjo matematika:

$$x(t) = x_0 \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} \cdot t} \cdot \cos(\Omega t + \phi_0)$$

Pričevam, če je to zares rešitev enačbe:

$$v = \frac{dx}{dt} = x_0 \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) \left(-\frac{\beta}{2m}\right) \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} - x_0 \cdot \Omega \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \sin(\Omega t + \phi_0)$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = x_0 \left(\frac{\beta}{2m}\right)^2 \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} + x_0 \cdot \Omega \cdot \frac{\beta}{2m} \cdot \sin(\Omega t + \phi_0) \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} +$$

$$+ x_0 \cdot \Omega \cdot \frac{\beta}{2m} \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \sin(\Omega t + \phi_0) - x_0 \cdot \Omega^2 \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \cos(\Omega t + \phi_0)$$

S tem gram v enačbo in dobimo:

$$x_0 \cdot \frac{\beta^2}{4m^2} \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) - x_0 \cdot \Omega^2 \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) +$$

$$+ \frac{\beta}{m} \cdot \left(-\frac{\beta}{2m}\right) \cdot x_0 \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) - \frac{\beta}{m} x_0 \cdot \Omega \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \sin(\Omega t + \phi_0) +$$

$$+ \frac{k}{m} \cdot x_0 \cdot e^{-\frac{\beta}{2m} t} \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) = 0$$

To lahko zapisemo v obliki $A \cdot \cos(\Omega t + \phi_0) + B \cdot \sin(\Omega t + \phi_0) = 0$
 Ta enačba mora veljati za $\forall t$, če sta $A=0$ in $B=0$ nes čas. Tako
 dobimo iz

$$A=0: \quad x_0 \cdot \frac{\beta^2}{4m^2} - x_0 \cdot \Omega^2 - \frac{\beta^2}{2m^2} \cdot x_0 + \frac{k}{m} x_0 = 0$$

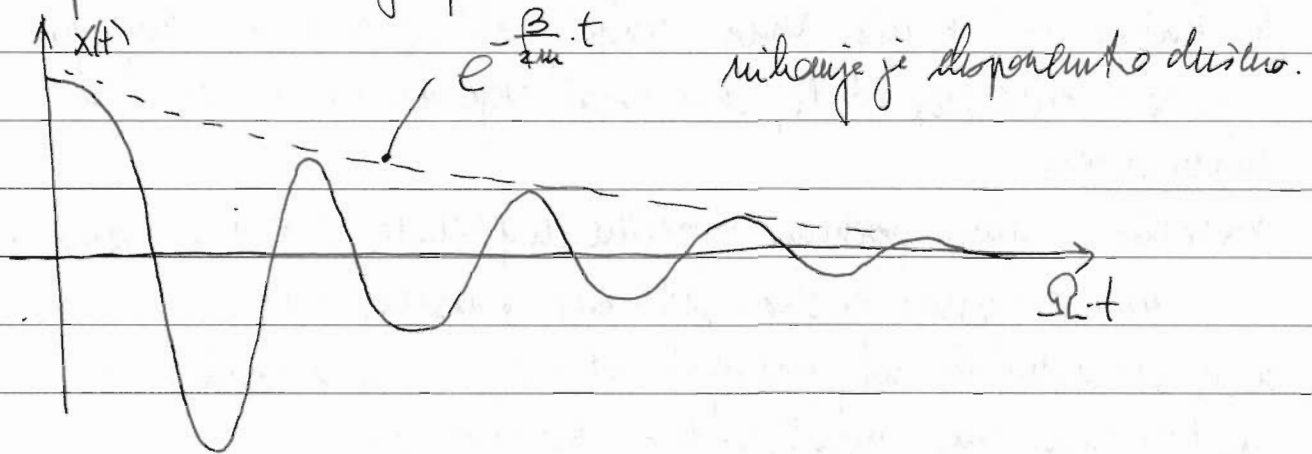
$$x_0 \left(-\frac{\beta^2}{4m^2} - \Omega^2 + \Omega_0^2 \right) = 0 \Rightarrow \Omega^2 = \Omega_0^2 - \frac{\beta^2}{4m^2}$$

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 - \frac{\beta^2}{4m^2}}$$

leži na frekvenci
 nihanja Ω_0 !!!
 kritično drsenje $\Omega = 0$

$B=0$: $x_0 \cdot \Omega \cdot \frac{B}{m} - \frac{B}{m} \cdot x_0 \cdot \Omega = 0$ Tojē ves cās izpauženo.

Tri disnem nihaijā se forej pērmalme (zvižā) laika fiekvencā,
amplituda nihaijā pa zaimnā s cāsam:



Tadi energija nihaijā pada s cāsam, disparentu.

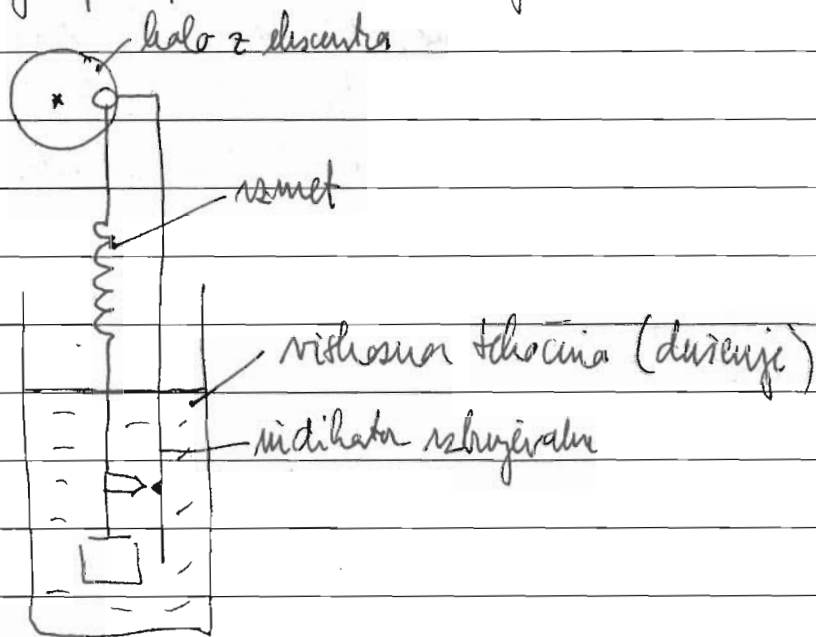
5.1.2. Vsiljevo nihanje in resonanca

Tri nihalih opazimo zanimiv efekt, ki ga imenujemo resonanca.
Vmarani ga opazimo v naslednjih primerih:

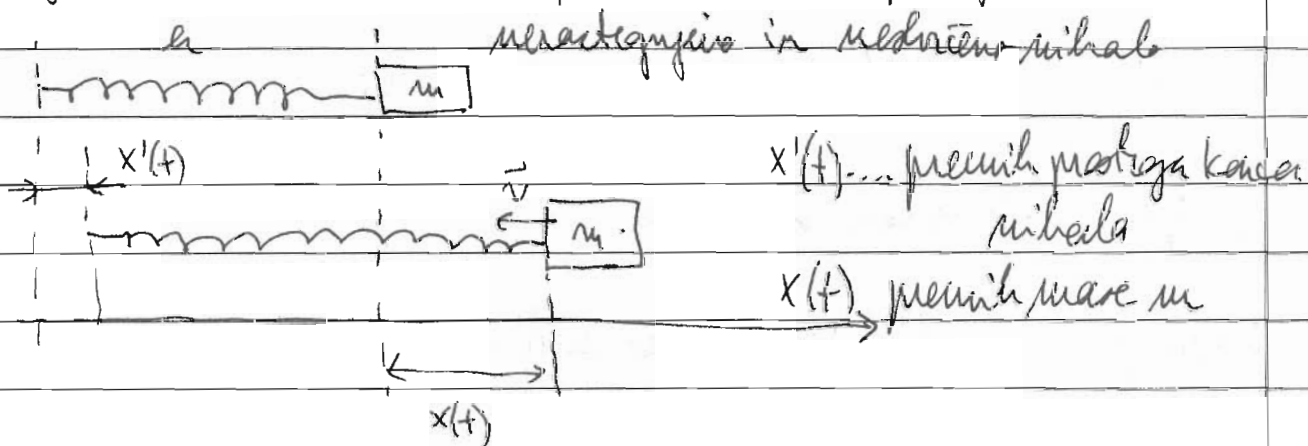
- ko hodimo čez most, ki se rada "guga", lahko povzročimo s kajo po mostu zelo velike amplitude, če se korakanje ujame s frekvenco nihanja mostu.
- gugalnica lahko posnema v velike amplitude, če jo pravocamo in s primerno (ujeno lastno) frekvenco poganjamo.
- če igramo instrument, pogosto pri slinimo, lahko zapičimo v sobi pri daljencem tam nihati stihlo, ko lesa ipd.
- če v Napoleonu najbližji je veljal pri prelomu pulu mostu ukaz, da najbližji korakajo posamično in ne vsi hkrati z istim taktom.

Tri sekunde prej pavih, imamo primer, ko z nelo zmoženo, časno opremljenjo sile delujejo na nelo nihalo (most, gugalnica ipd), če se frekvenca vzbujanja ujame z lastno frekvenco nihala, se amplituda nihala lahko zelo poveča. To pavič imenujemo resonanca. Resonanco ne pričamo samo pri mehanskih nihalih, hkrati je to oplošni pavič, ki ga opazimo tudi v svetli atomov in molekul.

Naredimo polus z viljevni nihajem nihala na vijaku
asmet, ki ga potopimo v vodo ali glicerini:



V bistvu je tako nihalo shematsko prikazano na spodnji sliki



Sila vzmeti: $-k(x-x')$

Sila upora $-\beta \cdot v$: opazari: v Struadu je β definiran kot β/m !!!

Newtonov zakon: $-k(x-x') - \beta \cdot v = m \cdot a$

$-k \cdot x + k \cdot x' - \beta \cdot v - m \cdot a = 0$

razberemo da

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\beta}{m} \frac{dx}{dt} + \frac{k}{m} \cdot x(t) = \frac{k}{m} \cdot x' \cdot \cos \omega t$$

to je
izbrano

to je torej diferencialna enačba za prosti odvisni nihalo $x(t)$. Je podobna kot za prosti (lahko) nihajni nihalo, s

tem, da ima na desni strani samo funkcijo $\frac{k}{m} \cdot x_0 \cdot \cos \omega t$.
 To je enačba svobodnega nihanja: iščemo tekočo funkcijo $x(t)$, ki bo
 zadostila zgornji enačbi. Triciklujemo, da bo nihalo nihalo z
 isto frekvenco, kot nima vzbujevalna sila,endar z
 nekatero fazišni zamikom. Rešitev zato iščemo v obliki

$$x(t) = x_1 \cdot \cos(\omega t - \delta) \quad \text{To je rešitev za svobodno nihanje}$$

↑
nema nobene

To rešitev napišemo v obliki:

$$x(t) = x_1 \cdot \cos \delta \cdot \cos \omega t + x_1 \cdot \sin \delta \cdot \sin \omega t$$

Poiščemo odvode:

$$v = \frac{dx}{dt} = -x_1 \omega \cos \delta \cdot \sin \omega t + x_1 \omega \sin \delta \cdot \cos \omega t$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -x_1 \omega^2 \cos \delta \cdot \cos \omega t - x_1 \omega^2 \sin \delta \cdot \sin \omega t$$

Štemogram v enačbo za svobodno nihanje:

$$\begin{aligned} & -x_1 \omega^2 \cos \delta \cdot \cos \omega t - x_1 \omega^2 \sin \delta \cdot \sin \omega t + \frac{\beta}{m} \cdot (-x_1 \omega \cos \delta \sin \omega t + x_1 \omega \sin \delta \cos \omega t) \\ & + \frac{k}{m} (x_1 \cos \delta \cos \omega t + x_1 \sin \delta \sin \omega t) - \frac{k}{m} \cdot x_0 \cdot \cos \omega t = 0 \end{aligned}$$

To enačbo zapišemo v obliki: $A \cdot \cos \omega t + B \cdot \sin \omega t = 0$; $\frac{k}{m} = \omega_0^2$

$$A = -x_1 \omega^2 \cos \delta + \frac{\beta}{m} x_1 \omega \cdot \sin \delta + \omega_0^2 x_1 \cos \delta - \omega_0^2 x_0$$

$$B = -x_1 \omega^2 \sin \delta - \frac{\beta}{m} x_1 \omega \cos \delta + \omega_0^2 x_1 \sin \delta$$

Če naj bo diferencialna enačba rešljiva ob nekem δ ,
potem morata biti $A=0$ in $B=0$!! Dobim dva pogaja:

$$\left. \begin{aligned} +X_1 \left(\omega^2 \cos \delta + \frac{\beta}{m} \omega \sin \delta - \omega_0^2 \cos \delta \right) + \omega_0^2 X_0 &= 0 \\ -X_1 \left(\omega^2 \sin \delta + \frac{\beta}{m} \omega \cos \delta - \omega_0^2 \sin \delta \right) &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Iz druge enačbe dobim pogoj: $\omega^2 \sin \delta + \frac{\beta}{m} \omega \cos \delta - \omega_0^2 \sin \delta = 0$

$$\sin \delta (\omega^2 - \omega_0^2) + \frac{\beta}{m} \omega \cos \delta = 0$$

$$\frac{\sin \delta}{\cos \delta} = \tan \delta = -\frac{\beta}{m} \cdot \omega \cdot \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2}$$

$$\boxed{\tan \delta = \frac{\beta}{m} \cdot \frac{\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}}$$

če uvedemo $x = \frac{\omega}{\omega_0}$
dobim:

$$\boxed{\tan \delta(x) = \frac{\beta}{m \cdot \omega_0} \cdot \frac{x}{1 - x^2}}$$

Fazni premik je torej odvisen od frekvence, silnega
nihanja, sile in od razmerja frekvenc.

Treštane nam še prva enačba, lu pa nam da odvisnost
amplitude nihala x_1 od frekvence.

$$X_1 \left(\omega_0^2 \cos \delta - \omega^2 \cos \delta + \frac{\beta}{m} \omega \sin \delta \right) = \omega_0^2 X_0$$

$$X_1 = \frac{\omega_0^2 X_0}{\omega_0^2 \cos \delta - \omega^2 \cos \delta + \frac{\beta}{m} \omega \sin \delta} = \frac{1}{\cos \delta - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \cos \delta + \frac{\beta}{m \omega_0} \frac{\omega}{\omega_0} \sin \delta} \cdot X_0$$

Odnosi x_1 je sorazmerno z odvisnim (amplitudo) vsled tega,
odvisen pa je še od δ .

Iz trigonometrije dobijemo:
 $\tan \delta$, $\sin \delta$ in $\cos \delta$

$$\cos \delta = \frac{1-x^2}{\sqrt{(1-x^2)^2 + \frac{\beta^2}{m^2 \omega_0^2} x^2}}$$

$$\sin \delta = \frac{\beta}{m \omega_0} \cdot \frac{x}{\sqrt{(1-x^2)^2 + \frac{\beta^2}{m^2 \omega_0^2} x^2}}$$

$$X_1 = \frac{1}{\cos \delta (1-x^2) + \frac{\beta}{m \omega_0} x \sin \delta} \cdot X_0 = \frac{\sqrt{(1-x^2)^2 + \frac{\beta^2}{m^2 \omega_0^2} x^2}}{(1-x^2)^2 + \frac{\beta^2}{m^2 \omega_0^2} x^2} X_0$$

$$X_1 = X_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{(1-x^2)^2 + \frac{\beta^2}{m^2 \omega_0^2} x^2}}$$

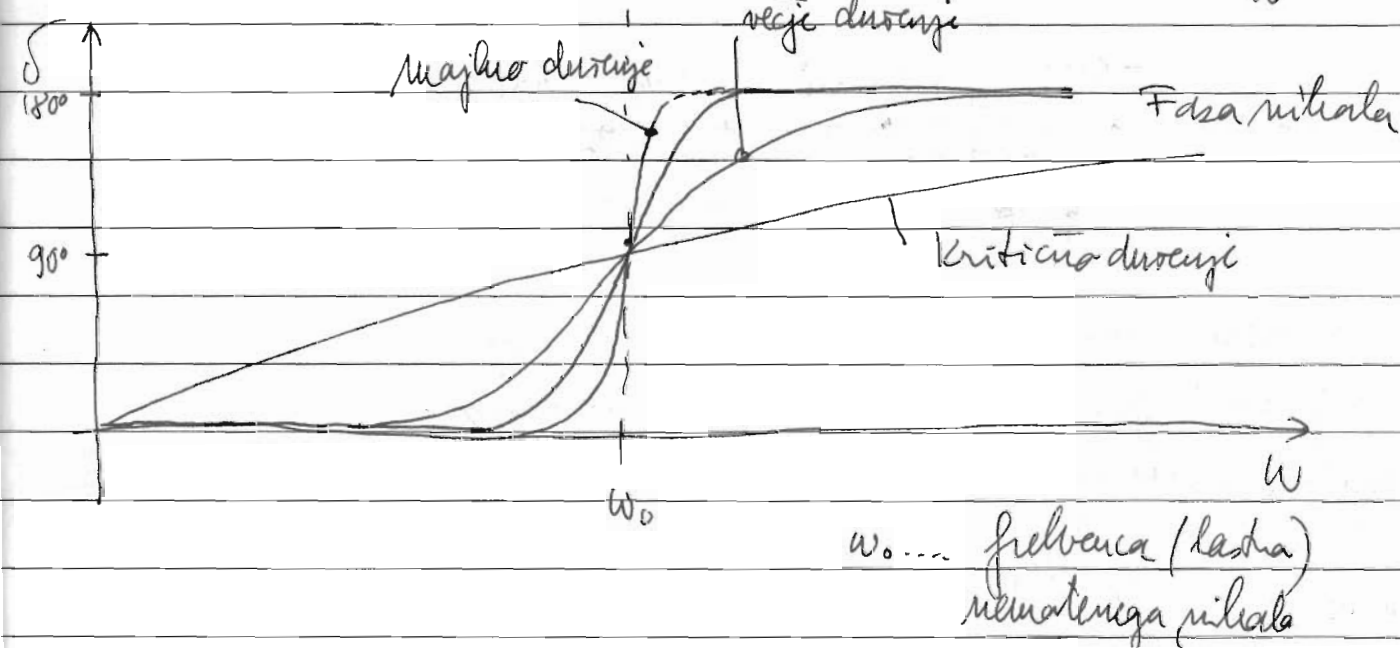
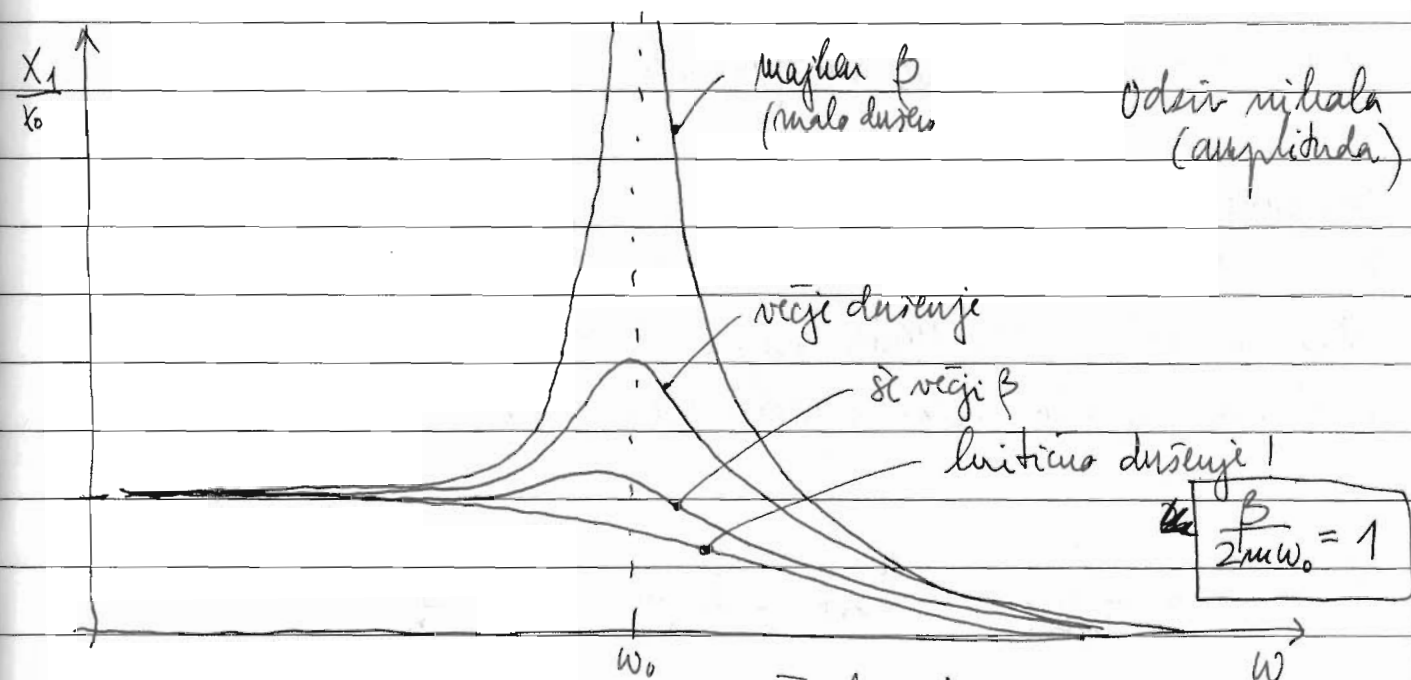
Resonančna krivulja

$$x = \frac{\omega}{\omega_0}$$

$$X_1(\omega) = \frac{X_0}{\sqrt{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right)^2 + \frac{\beta}{m \omega_0} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}$$

$$\tan \delta(\omega) = \frac{\beta}{m \omega_0} \cdot \frac{\frac{\omega}{\omega_0}}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

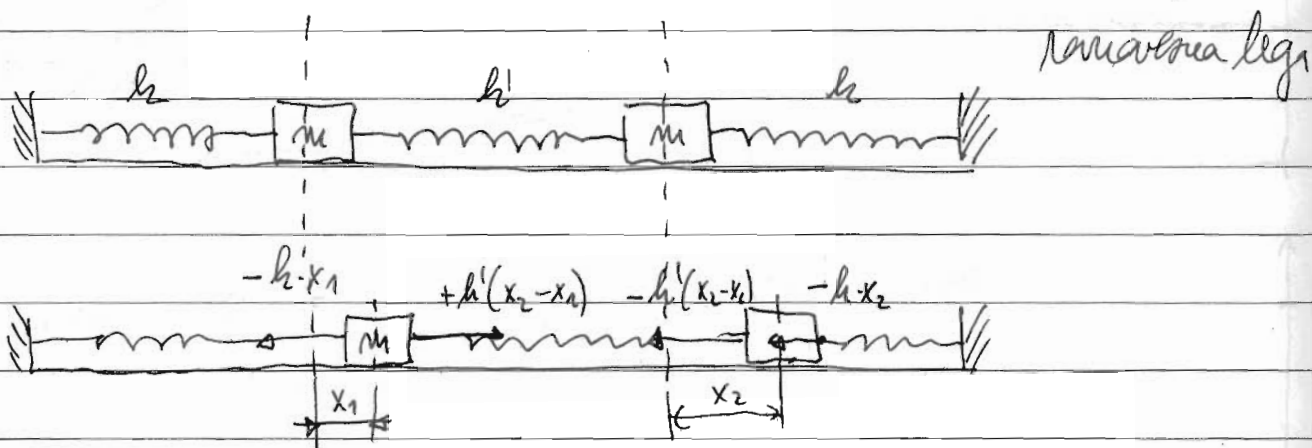
Resonančna krivulja in faza. Te enačbe pogosto srečamo v zelo različnih področjih!!!



Trimer resonance: spektroskopija - Ramanova, infracrvena.
 Z delotvornim papirnim svetlobe "otipamo" delotvorni dipolarni
 moment molekule, ki nima. Dobimo absorpcijske resonance
 spektre.

5.1.3. Nihanje sistema sklopjenih nihal in valovanje

Obravnavali bomo nihanje sistema sklopjenih nihal zaradi tega, ker s takimi sistemi opazimo pojav valovanja - širjenji matic v sistemu sklopjenih nihal. Vzemimo dve sklopljeni nihali ne nujeno enaki masi in enaki vzmeti naj bosta:



$x_1(t)$ odmik prvega nihala od ravnotežne lege

$x_2(t)$ odmik drugega nihala od ravnotežne lege

Zapišemo enačbe gibanja za obe masi:

$$\left. \begin{array}{l} \text{masa 1: } m \cdot \frac{d^2 x_1}{dt^2} = -kx_1 + k'(x_2 - x_1) \\ \text{masa 2: } m \cdot \frac{d^2 x_2}{dt^2} = -kx_2 - k'(x_2 - x_1) \end{array} \right\} \text{diferencialni enačbi}$$

Zanimajo me lastne nihanja sistema dveh nihal. Tri lastna nihanja obe nihali nihata z enako frekvenco, samo amplitudi sta različni. Torej rešimo sistema diferencialnih enačb v obliki:

$$x_1(t) = A_1 \cdot \cos \Omega t$$

$$x_2(t) = A_2 \cdot \cos \Omega t$$

Treimēn druge odode: $\frac{d^2 x_1}{dt^2} = -A_1 \Omega^2 \cos \Omega t$
 $\frac{d^2 x_2}{dt^2} = -A_2 \Omega^2 \cos \Omega t$

ku notam x unabi gibanā:

$$\left. \begin{aligned}
 -m A_1 \Omega^2 \cos \Omega t + k \cdot A_1 \cos \Omega t - k' A_2 \cos \Omega t + k' A_1 \cos \Omega t &= 0 \\
 -m A_2 \Omega^2 \cos \Omega t + k A_2 \cos \Omega t + k' A_2 \cos \Omega t - k' A_1 \cos \Omega t &= 0
 \end{aligned} \right\}$$

Enabi marāta Enabi pmedmū, izpastomū $\cos \Omega t$. Ker marāta bti rēpaluēm za rsak cās,

$$\left. \begin{aligned}
 (-m A_1 \Omega^2 + k A_1 - k' A_2 + k' A_1) \cos \Omega t &= 0 \\
 (-m A_2 \Omega^2 + k A_2 + k' A_2 - k' A_1) \cos \Omega t &= 0
 \end{aligned} \right\}$$

$$(-m \Omega^2 + k + k') A_1 - k' A_2 = 0$$

$$-k' A_1 + (-m \Omega^2 + k + k') A_2 = 0$$

Sistēm imā matricālo risētū, cē jē $\det | | = 0$.

$$\begin{vmatrix}
 -m \Omega^2 + k + k' & -k' \\
 -k' & -m \Omega^2 + k + k'
 \end{vmatrix} = 0$$

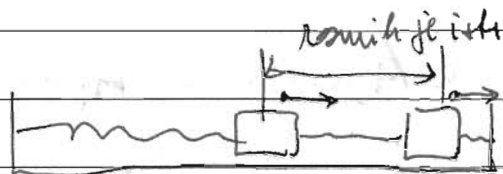
$$(-m \Omega^2 + k + k')^2 - k'^2 = 0$$

$$(-m \Omega^2 + k)^2 + 2k'(-m \Omega^2 + k) + k'^2 - k'^2 = 0$$

$$(-m\Omega^2 + h)(-m\Omega^2 + h + 2h') = 0$$

Dve rešitri, dve lastni frekvenci:

1. $-m\Omega_1^2 + h = 0 \Rightarrow \Omega_1 = \sqrt{\frac{h}{m}}$ enak kot pri nesklapljenih nihalih



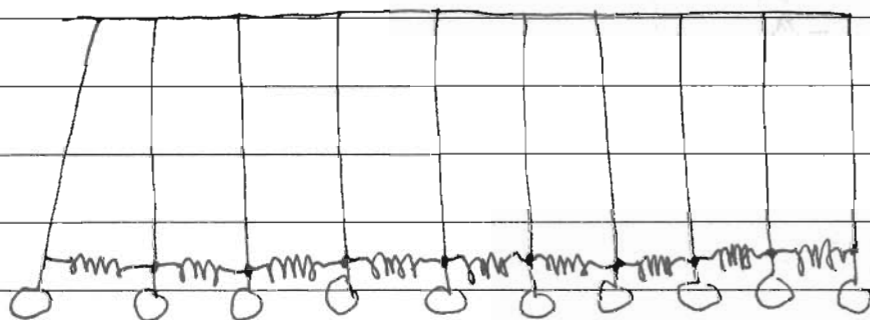
nihata v isto smer

2. $-m\Omega_2^2 + 2h' + h = 0 \Rightarrow \Omega_2 = \sqrt{\frac{h+2h'}{m}}$



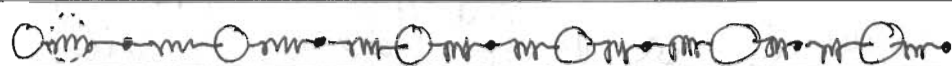
nihata v "krota" smer.

Vidimo, da dajmo resistor za obe lastni nihanji. Izločimo se, da lahko preprosto gibanje nihal lahko zapremo kot isto. Tudi določimo lastnih nihanj nihal. Če vzamemo tri nihal, se število lastnih nihanj poveča na 3 in tako naprej. Za sistem N nihal dajmo N lastnih nihanj. Tri različna števila sklopjenih nihal opazimo zaradi pogostosti premikanja gibanja nihal vzdolž sistema. Trimer 10 sklopjenih nihal:



Če zasukamo prvo nihalo, se gibanje porazdeli po vseh vzdolž sistema.

Čisto se prenaša tudi energija. Steem smo prišli do papirna valovanja v sistem sklopilnih nihaj. To je kolektivno gibanje sklopilnih nihaj, pri katerem se gibanje prenaša z določeno hitrostjo vzdolž sistema nihaj. Za razumevanje prenašanja valovanja po snovi je zelo pomembno pogledati mikroskopsko sliko trdne snovi. Sestavljajo jo atomi ki so med seboj povezani z "sprutini", saj delujejo z medatomskimi silami na sosede:



↑ če zanemarimo prvi atom, se nihanje prenaša vzdolž verige atomov. Vzdušimo kolektivno nihanje sistema sklopilnih atomov = valovanje.

Običajno seveda snov obravnavamo v t.i. kontinuumski sliki. Namreč atomi in vrziti vzamemo elastično snov, ki se pod vplivom zunanje sile deformira:



↑ ob udarcu se palica atone nizegi.
zgostina potuje po palici s hitrostjo c .



Tako smo iz mikroskopske slike prišli do makroskopske slike potovanja valovanja po snovi. Osnova te slike je sistem sklopilnih nihaj.

5.2. Valovanje : splošne lastnosti

5.2.1. Mehanične valovanje v eni in dveh dimenzijah

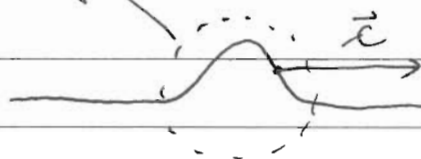
Obravnavali bomo dve preprosti valovanji in sicer:

- valovanje na napeti vrv - primer valovanja v 1D
- valovanje na vodni gladini - primer valovanja v 2D.

Poglejmo si najprej matematični opis valovanja na napeti vrvici. Najprej bomo obravnavali sinjske "matuje", ki jo ustvarimo na ta način, da prvo udarimo z roko.

Opazimo, da se matuja širi po vrvici in se na koncu odbije.

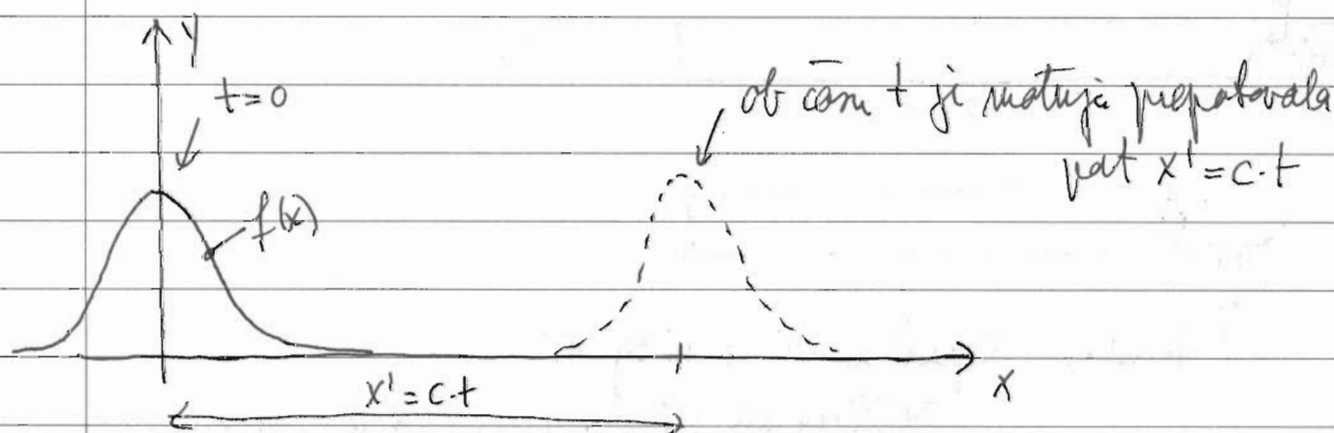
matuja



$c \dots$ hitrost valovanja



Tokratno koordinatni sistem, da bomo lahko opisali to transversalno potujočo matujo.



Očitno je odvisit delovni funkcija dveh spremenljivk :

$$y = y(x, t)$$

Kakšne lastnosti ima ta funkcija? Očitno obstaja povezava med

x in t , saj se materialni širi. Označimo obliko funkcije ob $t=0$ z $f(x)$:

$$y(x, t=0) = f(x) \quad \text{polaraj črta materiala}$$

Toten valja: $y(x, t=0) = f(x-x') = f(x-c \cdot t)$

Ta funkcija ima touj povesano koordinato in čas:

$$y(x, t) = f(x - c \cdot t) \quad c \dots \text{hitrost povesanja materiala.}$$

To razmisljanje uporabimo pri alternativni potujočega sinusnega valovanja. To je najbolj običajna in najbolj opazna oblika valovanja v naravi. Ob danem času $t=0$ je valovanje sinusno:

$$y(x, t=0) = \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right)$$

Ob poljubnem času pa se valovanje premakne, kar pomeni:

$$y(x, t) = \sin \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (x - c \cdot t) = \sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x - \underbrace{\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot c \cdot t \right)}_{=\omega = 2\pi} \right) =$$

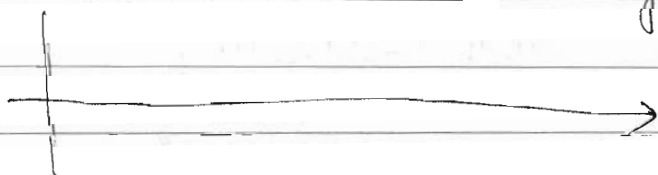
$$= \sin(k \cdot x - \omega t)$$

Uvedli smo valovni vektor valovanja $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ in
brzo frekvenco valovanja $\omega = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot c = 2\pi \nu$. Od tu lahko
zvezo:

$$c = \nu \cdot \lambda$$

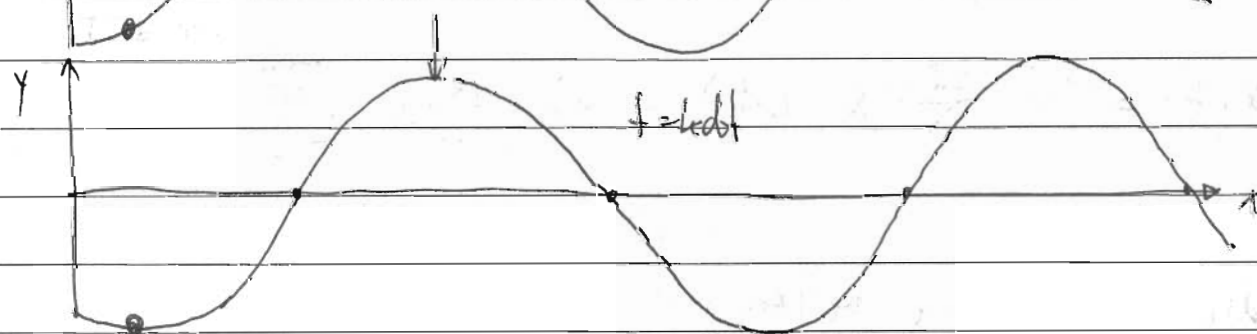
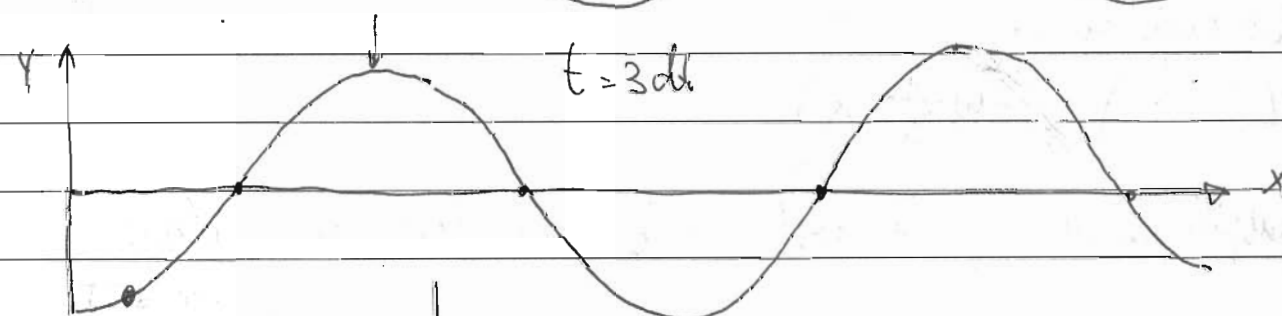
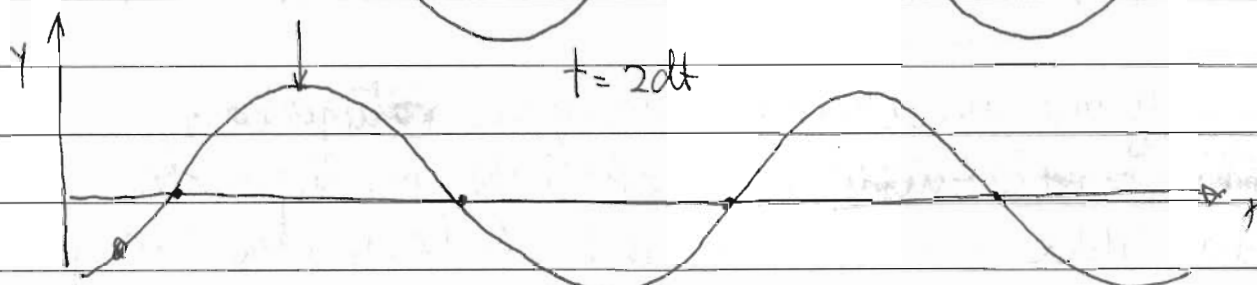
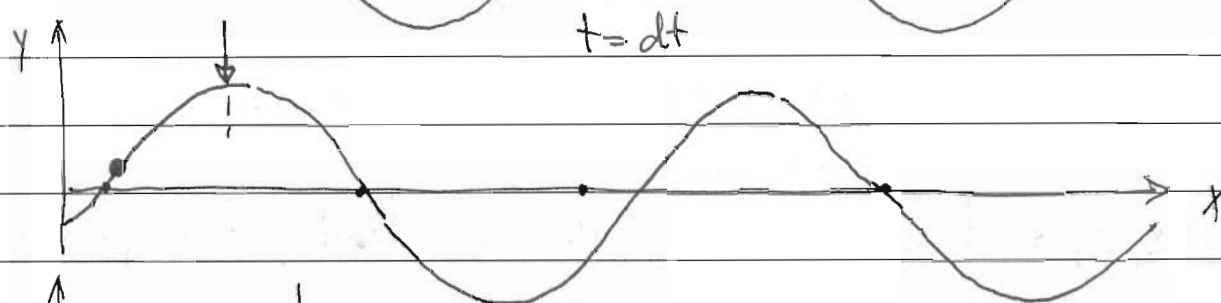
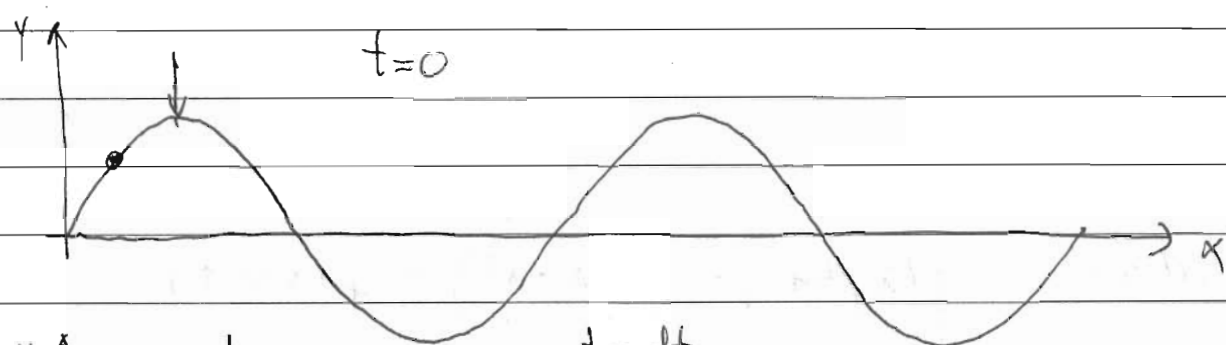
velja splošno, za vse vrste valovanja.

Bolje:



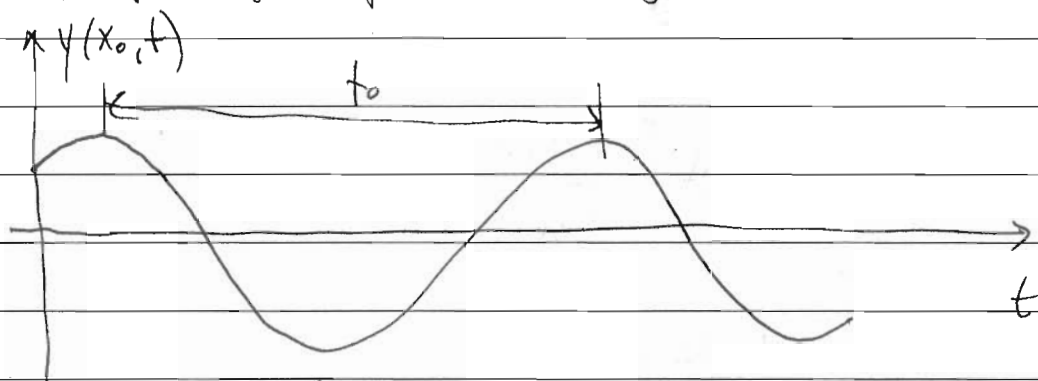
$$y(x, t) = y_0 \cdot \sin \omega(t)$$

Ob različnih časih valovanje torej izgleda takole:



Valovanje razširja v desno smer, saj se hrbti valovanja premikajo v desno. Vendar je pomembno, da se razpoloži, da se delci ne gibljejo tisto v smeri vala, saj ne gre za val delcev. Delci samo nibejo okoli svoje ravne lege.

Čeprav je gibanje posameznega delca na majhnem krajem sčasoma

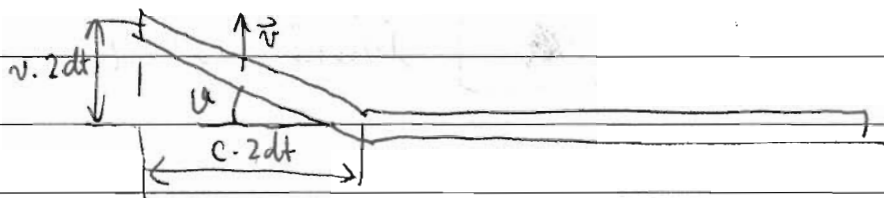
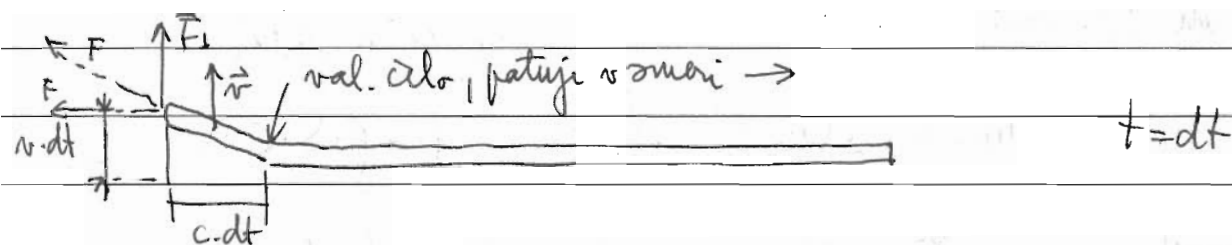
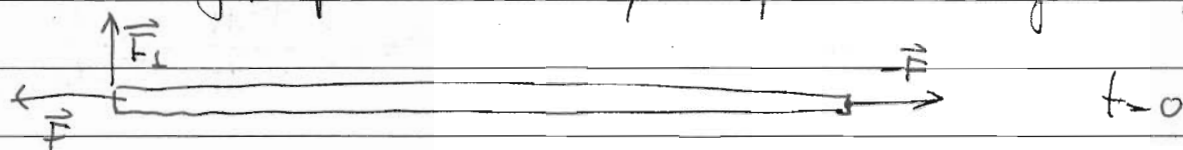


Delce sinusno nihajo. Ne patuji v smeri valovanja !!

Tudi it te slike vidimo o verso med $c = v \cdot \lambda$. V času enega nihanja t_0 val prepotuje ravno eno valovno dolžino. Zato je to splošna lastnost valovanja, neodvisna od tipa valovanja.

Poglejmo na dveh primerih, kako izračunamo hitrost, s katero se širi valovanje. Obravnavali bomo nivo in širjenje zvoka po tleh in vodi. Širjenje transversalno in longitudinalno valovanje.

a) hitrost širjenja transversalnega valovanja na napeti vrvi.
Vrva je napeta s silo F , nivo presek S in gostota ρ .



Iz geometrije velja $\tan \alpha = \frac{F_{\perp}}{F} = \frac{v \cdot dt}{c \cdot dt} = \frac{v}{c} \Rightarrow \boxed{\frac{F_{\perp}}{F} = \frac{v}{c}}$

Velja žadi zahan o oluamitni gibalne halicūni. Delietu vvi dalūni $c \cdot dt$ se gibelje s hitrostjo v zaradi senke sile $F_i dt$:

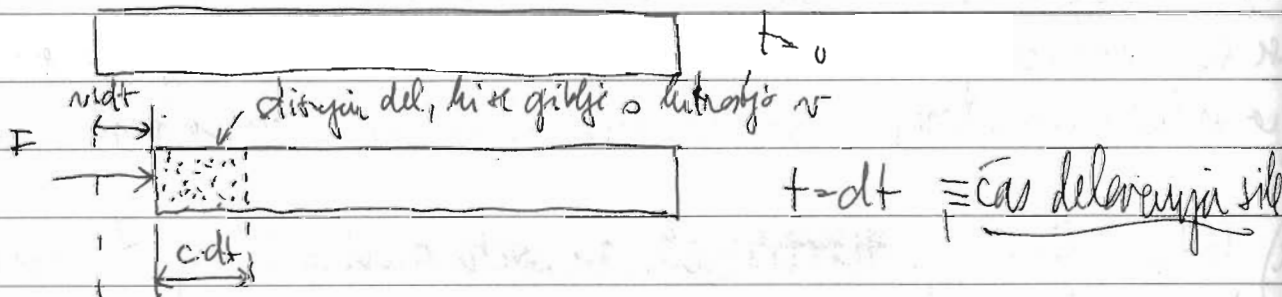
$$F_i dt = dG = dm \cdot v = \underbrace{f \cdot S \cdot c \cdot dt}_{dm} \cdot v$$

$$F_i = f \cdot S \cdot c \cdot v$$

Vsteno v prepuje lučto ni dalumo:

$$\frac{F_i}{F} = \frac{f \cdot S \cdot c \cdot v}{F} = \frac{v}{c} \Rightarrow \boxed{c = \sqrt{\frac{F}{f \cdot S}}} \quad \text{hitrost širjenja trans. matuje}$$

b) širjenje longitudinalne matuje vzdolž palice



Velja Hooker zakon: $\frac{F}{S} = E \cdot \frac{\Delta l}{l} = E \cdot \frac{v dt}{c dt} = E \cdot \frac{v}{c}$

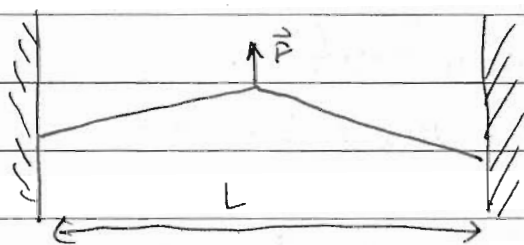
Velja zakon o luamitni gib. halicūni:

$$F \cdot dt = dm \cdot v = \underbrace{f \cdot S \cdot c dt}_{dm} \cdot v \Rightarrow F = f \cdot S \cdot c \cdot v$$

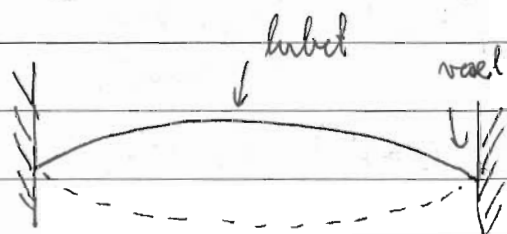
$$\frac{F}{S} = \frac{f \cdot S \cdot c}{S} = E \cdot \frac{v}{c} \Rightarrow \boxed{c = \sqrt{\frac{E}{f}}} \quad \text{hitrost širjenja longit. matuje}$$

Stojice valovanje v eni in dveh razsežnostih.

Poleg potujočega valovanja oblike $\sin(kx - \omega t)$ miamo v naravi tudi počno obliko valovanje, ki ne potuje. Zato ga imenujemo stojice valovanje. Tak primer vidamo pri lastnem nihanju stune, pete palice ali pa v nihanju zvoka v plinu, zaprtim v harmonici. Običajno najprej primer nihanja stune, ki je na obeh koncih trdno speta. Stuna lahko nika samo v prostoru med koncema, odinili na koncu pa so lučki 0.



stuno dolžine L napremo in pustimo, da zveni.

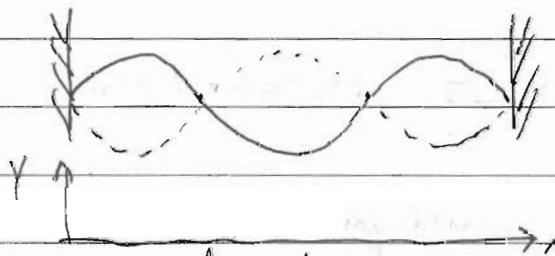


prvi harmonik



drugi harmonik

$$\sin A + \sin B = 2 \sin \frac{1}{2}(A+B) \cdot \cos \frac{1}{2}(A-B)$$



tretji harmonik

$$x_0 \cdot \sin(kx - \omega t) + x_0 \cdot \sin(-kx - \omega t) = 2x_0 \cdot \sin \omega t \cdot \sin kx$$

Kako matematično opisemo nihanje stune? Očitno si deli stune nihanje sočasno, mi fonega ževila. Odmik bo torej oblika

$$y(x, t) = y_0 \cdot \sin \omega t \cdot \sin kx$$

$\omega = 2\pi \nu$... vrsta frekvence
 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$... valovna dolžina

Ker je smica na kaveli prijeta, mora veljati da s odnili na oboje kaveli suati niti:

$$y(x=0, t) = 0 \text{ ni } y(x=L, t) = 0$$

Prvi pogaj je avtomatsko izpaluyin z izbira funkciji $\sin(kx) = 0$ pri $x=0$. Drugi pogaj pa predstavljaja omejitu za masine meduati k -ja osirama λ :

$$y(x=L, t) = y_0 \cdot \sin \omega t \cdot \sin kL = 0$$

$$\text{odja } c = v_n \cdot \lambda_n$$

To je izpaluyeno, a je $\sin(k \cdot L) = 0$ ali $k \cdot L = N \cdot \pi$. Ta snacta dajoca dovoljene vrednosti valamnih dolotajin za posamezne nihanje nacine. Tozlepno posamezne resitve:

$$N=1 : k_1 \cdot L = \pi \Rightarrow \frac{2\pi}{\lambda_1} \cdot L = \pi \Rightarrow \lambda_1 = 2L \text{ To je omeni harmonik.}$$

Priladajoca frekvenco dajimo iz zveze $c = v \cdot \lambda$, ki velja za vsa vrste valovaj:

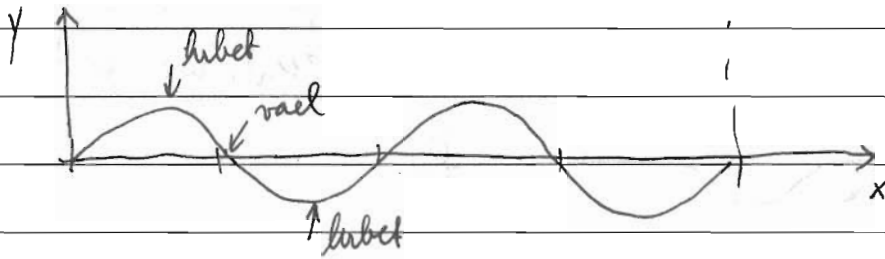
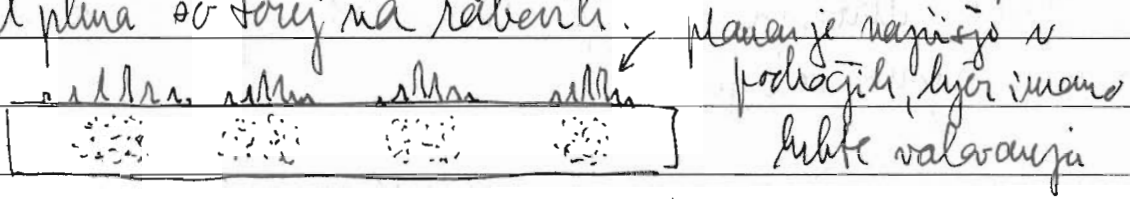
$$c = v_1 \cdot \lambda_1 \Rightarrow v_1 = \frac{c}{\lambda_1} = \frac{c}{2L}$$

$N=2 : k_2 \cdot L = 2\pi \Rightarrow \lambda_2 = L$ To je drugi harmonik, $v_2 = \frac{c}{L}$ ima dvovalutnijo frekvenco.

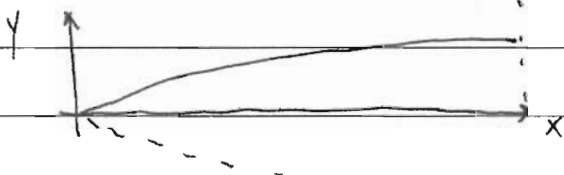
$$N=3 : k_3 \cdot L = 3\pi \Rightarrow \lambda_3 = \frac{2L}{3} \Rightarrow v_3 = \frac{3c}{2L} \text{ Imamo trojni harmonik.}$$

Tri vzdujajni stune izbradimo poleg opreme za tudi nise harmonike. Tri nistruantili naku to da barvo zvoka.

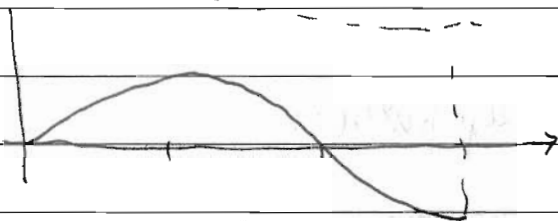
Kat drugi primer povedimo nihanje stržnega plina v zaprti
 celi. Če za zrak v plinu. Kako je tu rahli prazaj? Plin ne
 more nihati na robovih, ker je tam trdna stena. Čezli premikov
 molekul plina so torej na robovih.



Torej tega imamo nihanje zraka tudi v odprtih ali napal
 odprtih piščalcih:

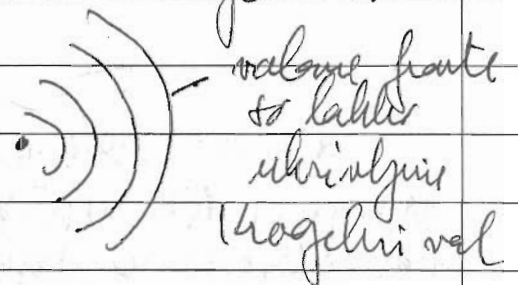
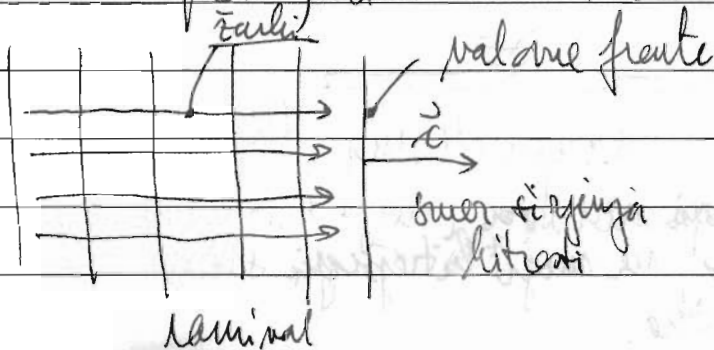


sonni harmoniki



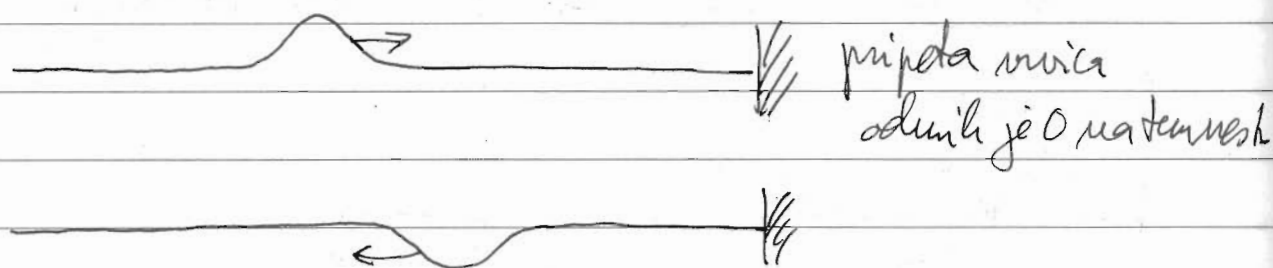
drugi harmoniki

Torej ene dimenzije so zavržni valovi v dveh dimenzijah, ki
 jih lahko neposredno opazujemo. Tudi tu srečamo lahko nihanje
 (medeninski plošče). Omenimo se valovanja na vodni gladini.

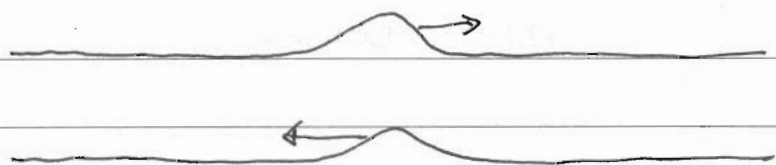


5.2.2. Odbaj in lom valovanja

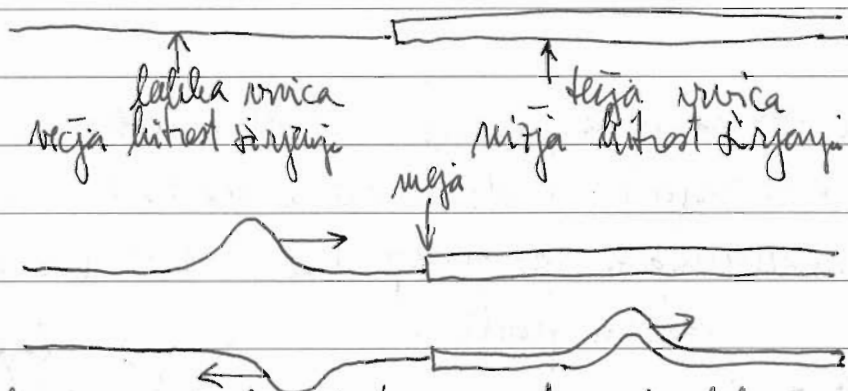
Valovanje, ki se giblje proti krajšču mure, se od krajšča odbije. Oblika odbitega vala je odvisna od tega, ali je murica na koncu pritrdjena ali je prosta.



Val se odbije z nasprotno amplitudo. Pravimo, da se faza valovanja spremeni za π : če je vpadni val oblike $y_0 \sin(kx - \omega t)$, je odbiti val oblike $-y_0 \sin(kx - \omega t) = y_0 \sin(kx - \omega t \pm \pi)$. Faza se spremeni za π . Če imamo prosto krajšče, se val odbije z enako fazo:

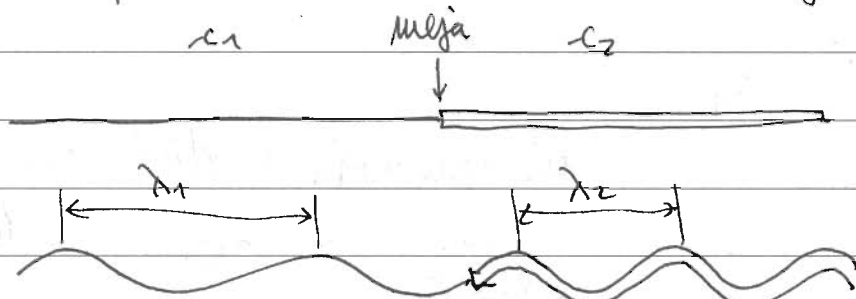


Če bi imeli možnost narediti naslednji poskus:



Na meji dveh sredstev se valovanje deloma odbije, deloma pa prepušči. Na meji gostejšega sredstva (nižja hitrost) se val odbije z nasprotno fazo, na meji hitrejšega sredstva pa z isto fazo. To velja splošno.

Na prehodu valovanja iz enega sredstva v drugo se v splošnem spremeni valovna dolžina valovanja



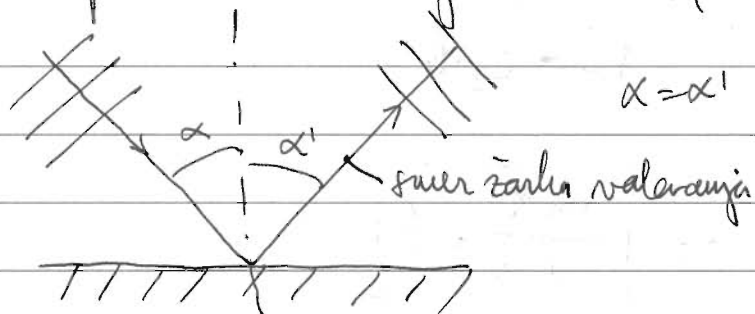
pri prehodu valovanja se spremeni val. dolžina.

$$v_1 = \frac{c_1}{\lambda_1} = v_2 = \frac{c_2}{\lambda_2} \Rightarrow \lambda_2 = \lambda_1 \cdot \frac{c_2}{c_1}$$

in časovni kvoti

Število valov, ki prehajajo mejo je enako številu valov, ki potujejo po sredstvu 1. Iz tega sledi, da sta frekvenci valovanja v obeh sredstvih enaki.

V dveh poskusnih opazovanjih poseben pojav, ki ga imenujemo lom valovanja. Odboj valovanja v dveh poskusnih opazovanjih $\neq$ spadnini in odbojni kotan, ki sta enaki:



Dajmo, da je $\alpha = \alpha'$ sledi iz premisleka o hitrosti širjenja valovanja

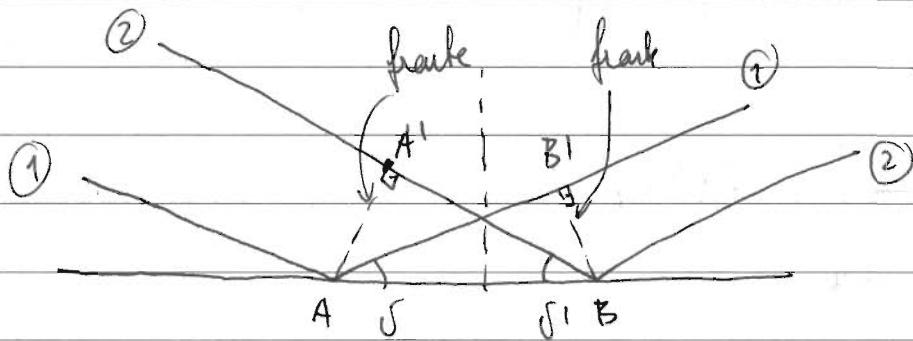
Narisano dva žarka

kar se hitrosti

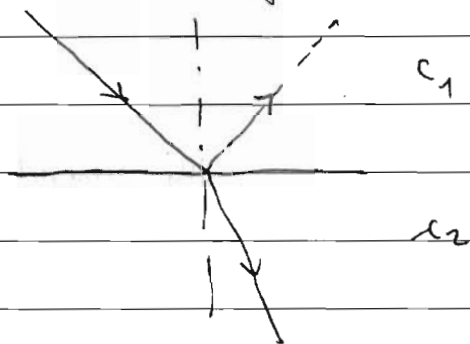
Desdalje? A'B in AB sta enaki. Ker sta dva

pravokotni trikotnika sta tudi hipotenuze enaki.

$$\delta = \delta' \Rightarrow \alpha = \alpha'$$

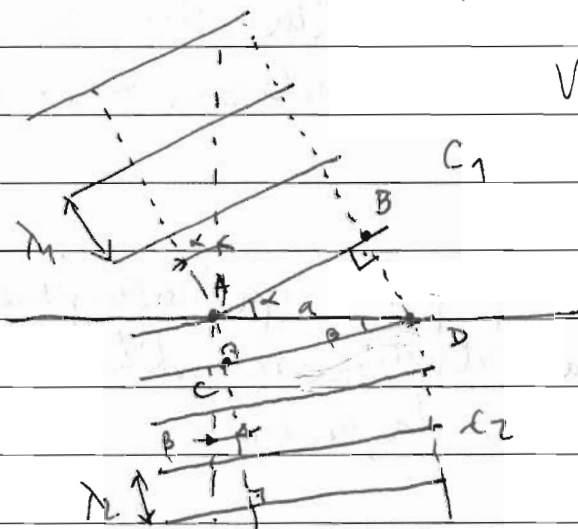


Na ravni meji med dvema sredstvi se poleg odboja pojavijo tudi valovanja:



del valovanja se odbije pod enakim kotom nasaj, drugi del pa je prepuščen.

Narisi valovne črte (fronte) za lomljenje valovanja:



V času t_0 (mogoče milisekunda) valovanje prepotuje v sredstvu 1 razdaljo

$$\overline{BD} = c_1 \cdot t_0$$

V istem času prepotuje v sredstvu 2 razdaljo

$$\overline{AC} = c_2 \cdot t_0$$

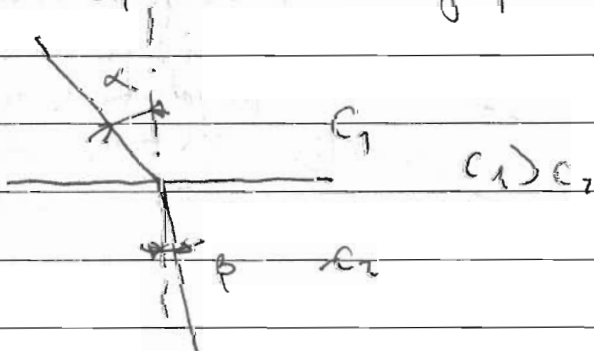
$$\text{Velja } \sin \alpha = \frac{\overline{BD}}{a} = \frac{c_1 \cdot t_0}{a}$$

$$\sin \beta = \frac{\overline{AC}}{a} = \frac{c_2 \cdot t_0}{a}$$

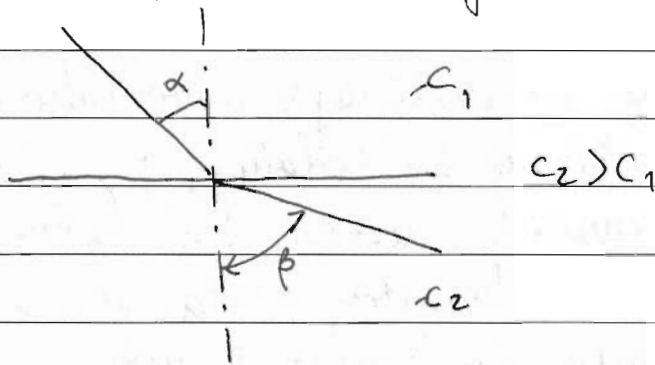
$$\Rightarrow \boxed{\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}}$$

lomi valovi za širjajočo valovanje na meji dveh sredstev:

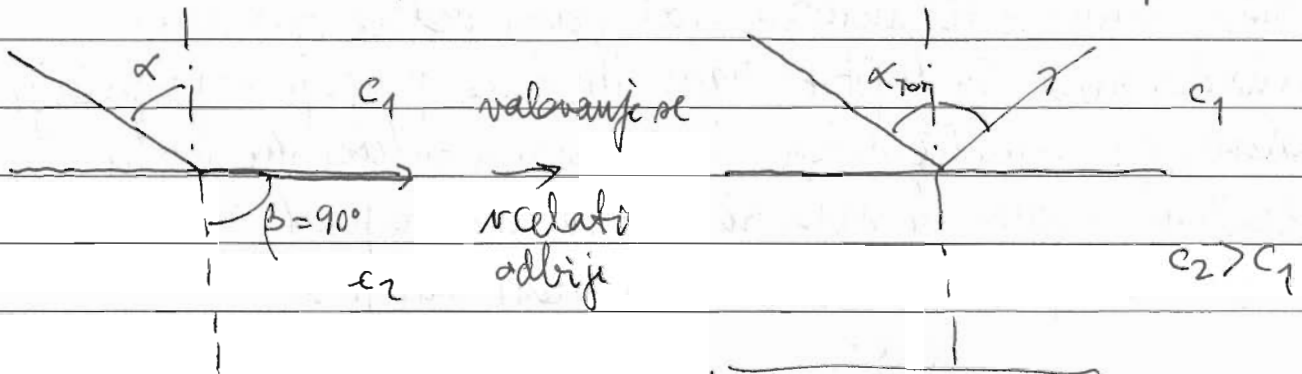
Če je $c_1 > c_2$, se valovi lomi proti pravokotni na mejo:



Če je $c_1 < c_2$, se valovi lomijs stran od normalne na mejo:



V tem primeru lahko dosežemo poseben pojav totalnega odboja navoranja, ko kot β doseže vrednost 90° ; če povečamo upadni kot.

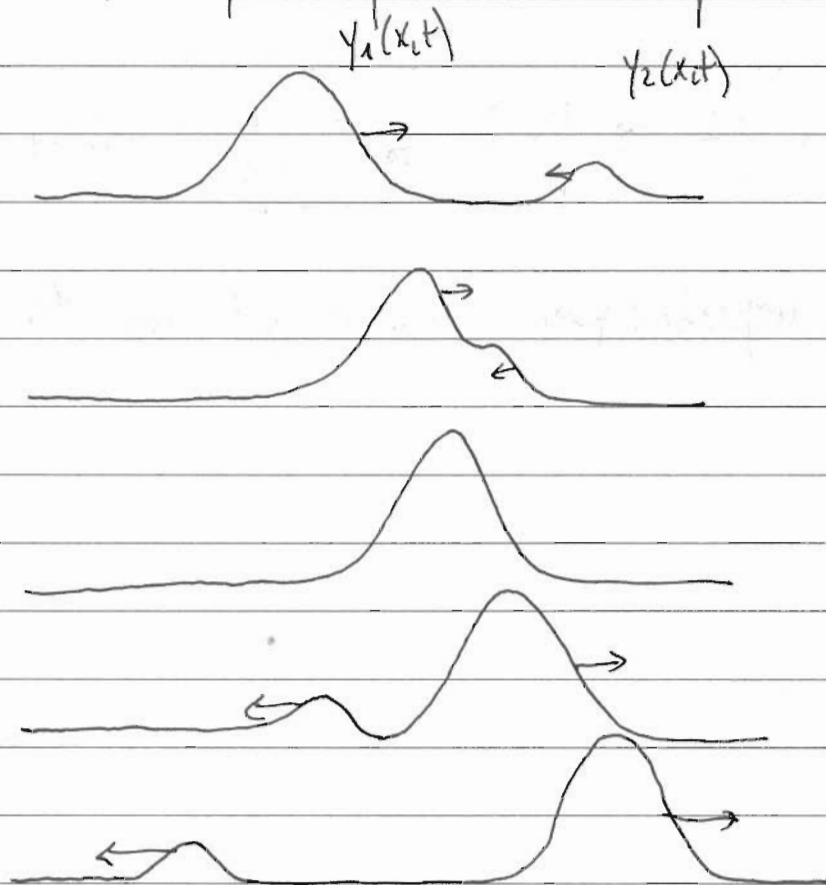


$$\frac{\sin \alpha_{\text{tot}}}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_{\text{tot}}}{\sin 90^\circ} = \frac{c_1}{c_2} \rightarrow \boxed{\sin \alpha_{\text{tot}} = \frac{c_1}{c_2}} \quad c_2 > c_1$$

Pojav totalnega odboja uspešno uporabljamo v optičnih vlaknih.

5.2.3. Princip superpozicije in interferenca valovanja

V naravi imamo vedno pisane najrazličnejše vrste valovaj. Med valovaji iste vrste (zvoki, EM valovi in podobno) pride do superpozicije, to je očitkanje posameznih valovaj. Pri orkestru slišimo superpozicijo različnih instrumentov, kar se vedno lahko opredelimo na posamezen instrument. V anteni radijskega sprejemnika se elektroni gnetajo pod vplivom električnih polj najrazličnejših radio in TV postaj, paendar lahko iz te množice valovaj vedno izberemo točno določeno. To dejstvo nam ilustrira princip superpozicije valovaj: aditivna delca je linearna veljavnost iste aditivne posameznih valovaj. Če imamo preprosto primer dve valov, ki se pomikata eden proti drugemu:



Skupen aditivni delca je torej kar veljavna enota $y(x,t) = y_1(x,t) + y_2(x,t)$

$$\sin B + \sin C = 2 \sin \frac{1}{2}(B+C) \cdot \cos \frac{1}{2}(B-C)$$

Če imamo dve valovanja na ravni; ki imata enaki amplitudi in
frekvenco

$$y_1(x,t) = y_0 \cdot \sin(kx - \omega t + \phi_1)$$

$$y_2(x,t) = y_0 \cdot \sin(kx - \omega t + \phi_2)$$

Je njuna vsota: $y(x,t) = y_1(x,t) + y_2(x,t) =$

$$= 2 \cdot y_0 \cdot \sin \frac{1}{2}(2kx - 2\omega t + \phi_1 + \phi_2) \cdot \cos \frac{1}{2}(\phi_1 - \phi_2) =$$

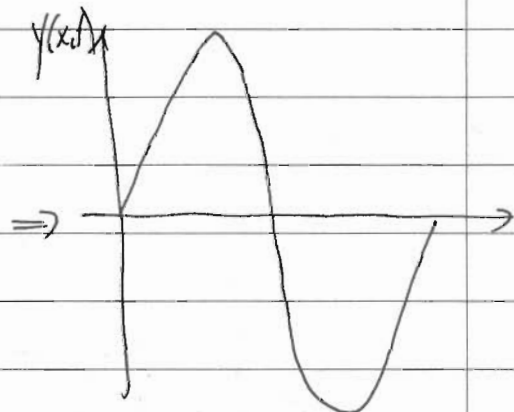
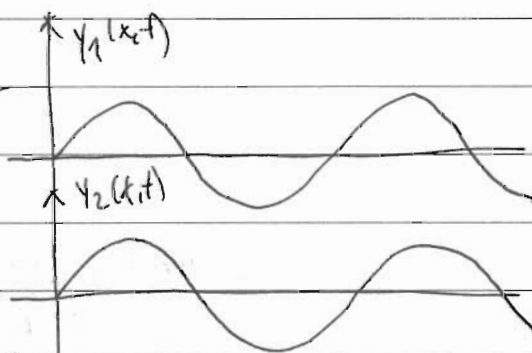
$$= 2y_0 \cdot \sin(kx - \omega t + \phi') \cdot \cos \frac{\Delta\phi}{2} =$$

$$= 2y_0 \cdot \cos \frac{\Delta\phi}{2} \cdot \sin(kx - \omega t + \phi')$$



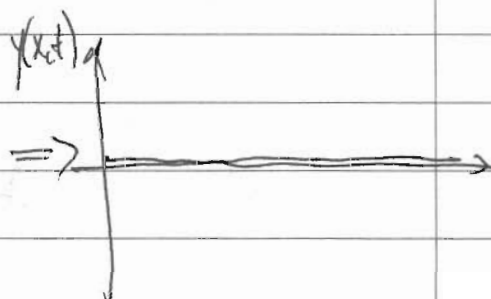
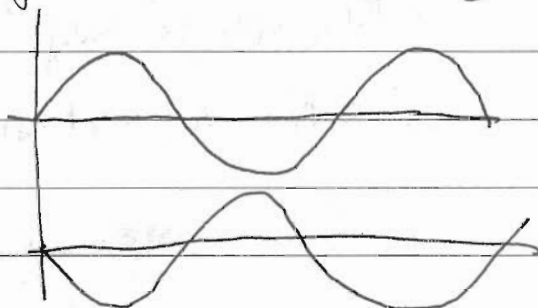
Za amplitudo sestavljenega valovanja je računarska
 $\Delta\phi$, ki določa skupno amplitudo. Sesteti val bo imel
največjo amplitudo, če je $\frac{\Delta\phi}{2} = 0, \pi, 2\pi, 3\pi, 4\pi$ itd. ali če sta
valovanja $y_1(x,t)$ in $y_2(x,t)$ v fazi, $\Delta\phi = 0, 2\pi, 4\pi, 6\pi$

$$\Delta\phi = 0 \Rightarrow \phi_1 = \phi_2$$



Dobili smo konstruktivno interferenco.

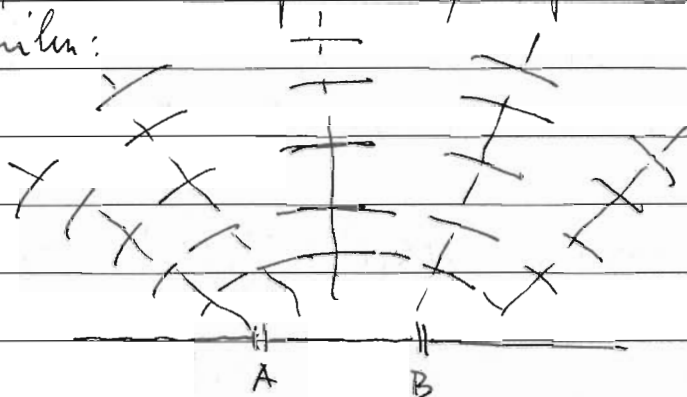
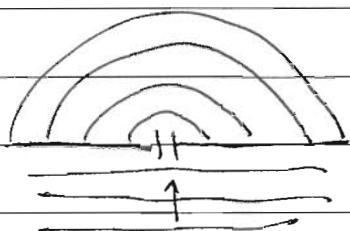
Destruktivna interferenca nastane, če je $\frac{\Delta\phi}{2} = \frac{\pi}{2}$ ali $\phi_1 - \phi_2 = \pi$



Valovanja se
uničita.

Tajar seštervanja valovanja imenujemo interferenca. Zelo lepo ga opazimo pri valovanju na vodi pri parini; liqne show reže, kisto v enakem režimu:

dua reša

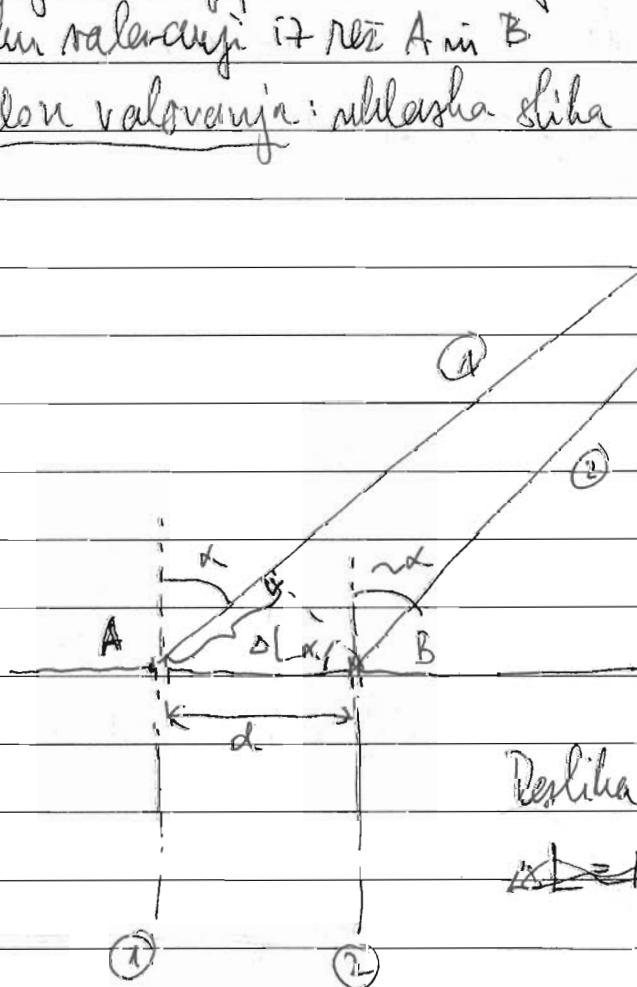


Za vsa reša dajmo
majhne valove.
Reša deluje kot oddajnik
majhnih valov

↑ pri tem dvakrat delimo
zamisljamo interferenčno sliko,
ki je posledica superpozicije
dveh valovanj iz posameznih reš.

Trglejmo nekaj pride do interferenčne slike! Seštevati moram
dva valovanja iz reš A in B

Vklon valovanja: skrajša slika



Točka P si izbramo dovolj
daleč od razloča,
da sta kota α in α'
približno enaka.

Reslika poti valovanj 1 in 2 je ΔL

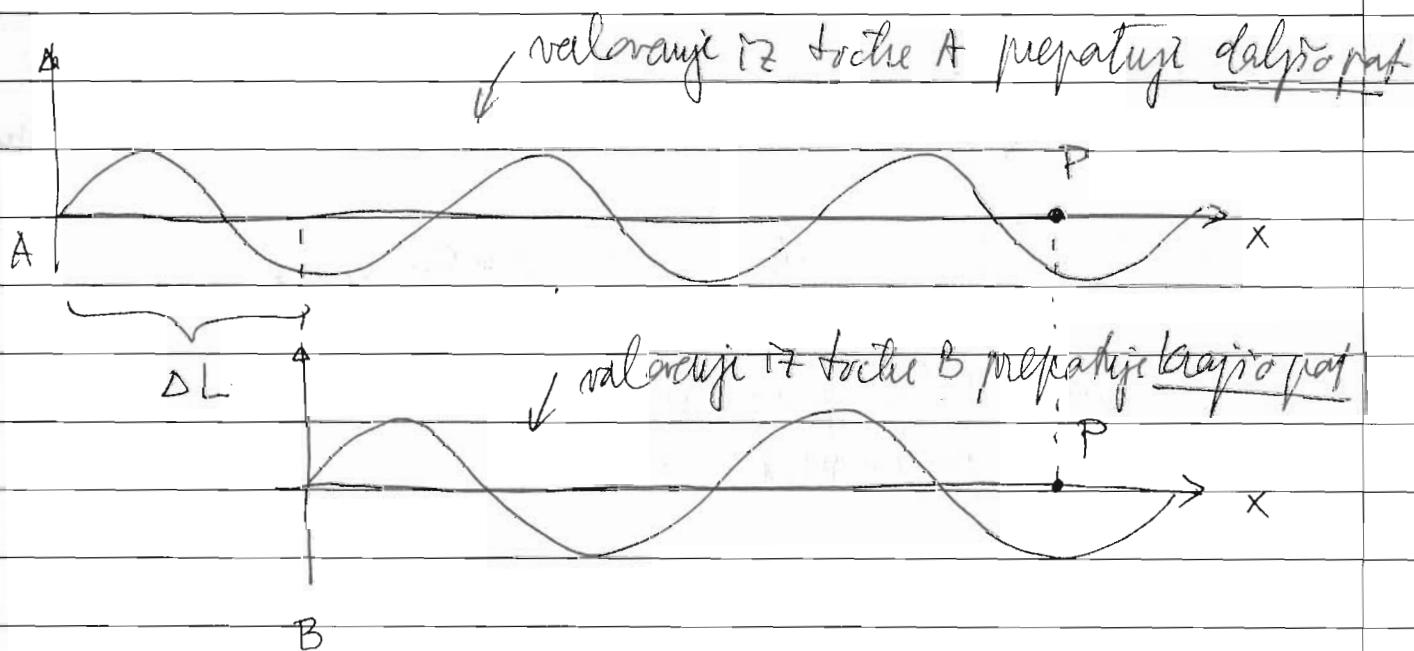
~~$\Delta L = d \sin \alpha$~~ $\Delta L = d \cdot \sin \alpha$

Kadējdaļiņu apcietre un kadēj slahitv

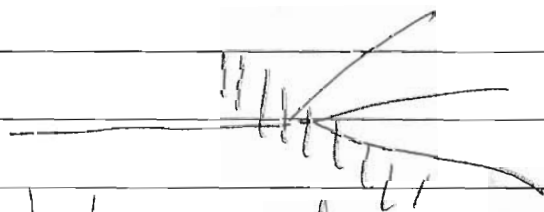
$$\Delta L = d \cdot \sin \alpha = \begin{cases} N \cdot \lambda, & N = 1, 2, 3, \dots \text{ apcietv valvuvu} \\ (2N+1) \frac{\lambda}{2} & \text{slahitv valvuvu} \end{cases}$$

Od tu lalocuvu nstrme kate α_N za apcietre un slahitv.
Truvu za pvo apcietv valvuvu:

$$N=1: d \cdot \sin \alpha_1 = \lambda \Rightarrow \boxed{\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{d}} \quad \alpha_1 \text{ kat, pvd katam dabi apcietv valvuvu.}$$



Truvu: uhlau valvuvu svettobe (uvabuvu un bē) na uhladi mrluci m CD plovu



Truvu: intvafuvu valvuvu iz dach vrovu kv

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{330 \text{ m/s}}{10^3 \text{ s}^{-1}} = \underline{0.33 \text{ m}} \quad \sin \alpha_1 =$$

5.2.4. Zvok

Zvok ali zvočno valovanje je longitudinalno valovanje v snovi, katrega frekvenca je v območju slišnih frekvenc $20\text{Hz} - 20\text{kHz}$

Primeri zvoka: 20Hz , 200Hz , 2kHz , 10kHz

Če je frekvenca zvoka višja od 20kHz , govorimo o ultrazvoku. ($20\text{kHz} - 100\text{MHz}$). Zvoki za hrano širjenju potujejo skozi snov. Sili se v plinih; tleh in v tekočinah in v trdninah

Plin: $c = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M}}$

zrak pri 20°C : $c = 331\text{m/s}$

tekočina:

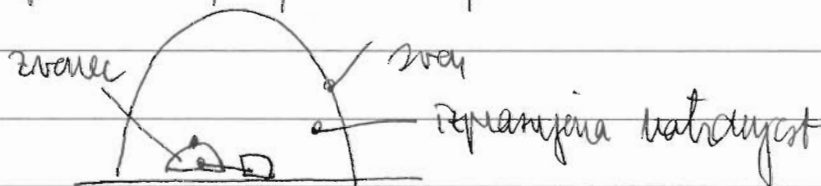
$$c = \sqrt{\frac{1}{\chi \cdot \rho}}$$

χ - koeficient tihotajnosti, voda 25°C : $c = 1.500\text{m/s}$

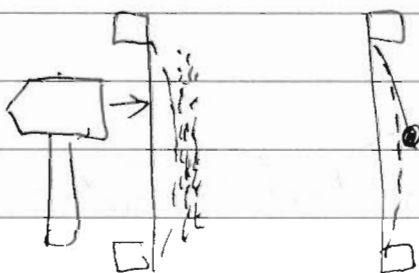
trdnina $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$

jeklo 20°C $c = 5.000\text{m/s}$

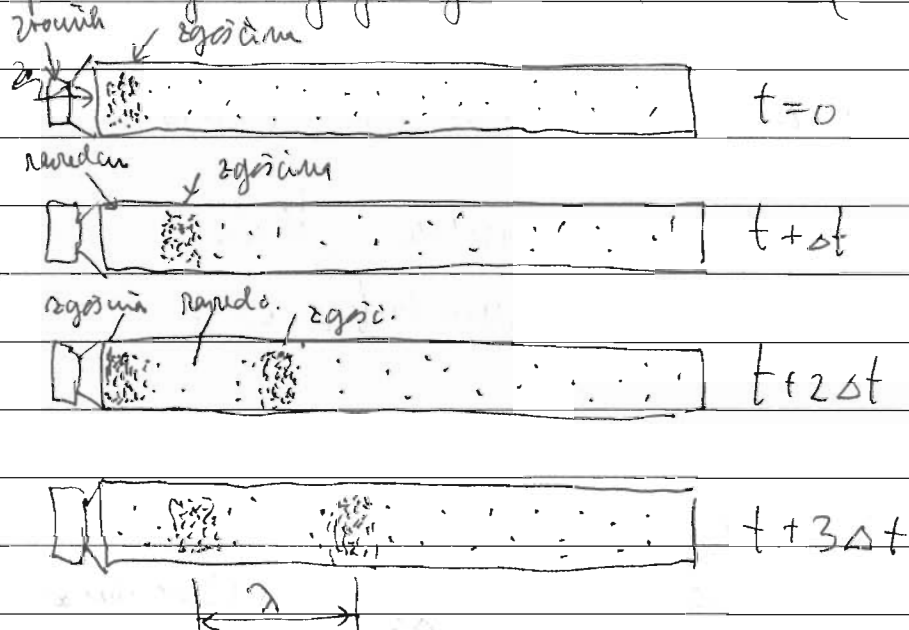
Z eksperimentom lahko pokazemo, da se zvok širi samo po snovi, ne pa tudi po prostoru.



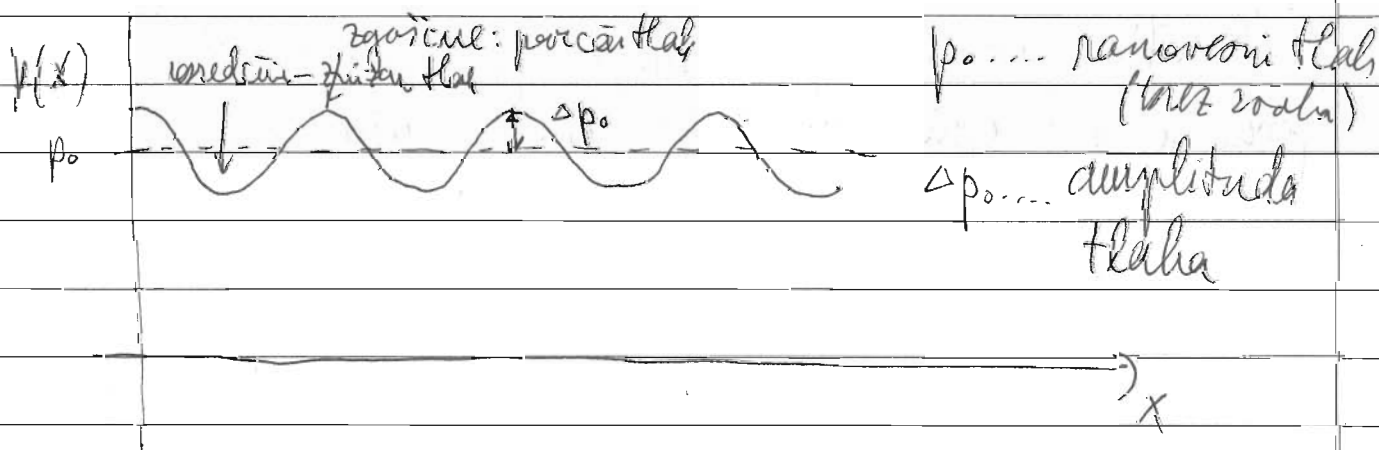
Zvoka ne slišimo več, ko posoda izčrpana. Kaj dejansko miha pri zvoku: ozvenilo dve opni in udarimo po žvi. Nežalostno, da se zatreš druga



Va drugo opno ji torej morala delovati sila na daljino poršuma, to pa pomeni, da se je tlak povečal in zmanjšal opno. Zvali dijamske predstavlja stisnjeni zgoščen in razredčen (visoki in nizki tlaki) v tisti



Naredi se val zgoščen in razredčen, ki potuje vedno enaki. Ker pa se je na enem delu tuer zgoščila, na drugem razredčila, imamo premike delcev tuer (ki niti kaj), to pa ustvarja tudi gibanje in redka področja, oziraj področja povečanja in zmanjšanja tlaka p v tueri.



Za ^{talasne} stlačanje mori velja enačba:

$$\frac{F}{S} = E \cdot \frac{\Delta l}{l} \quad \text{ali} \quad \frac{F}{S} = E \cdot \frac{\Delta l \cdot S}{l \cdot S} = E \cdot \frac{\Delta V}{V} = p$$

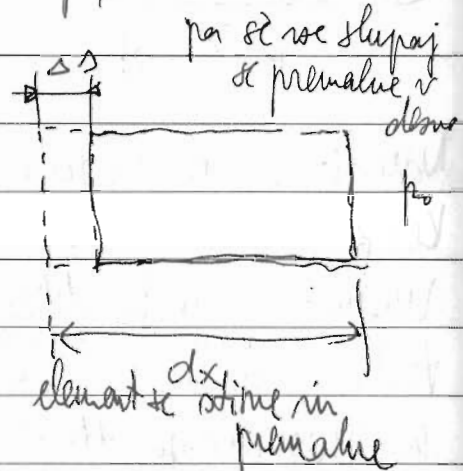
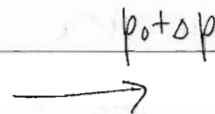
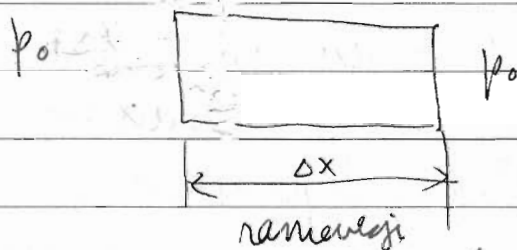
Če se dolžina tali poveča za Δp , se volumen tam zmanjša

$$\Delta p = -E \cdot \frac{\Delta V}{V}$$

Δp ... sprememba tlaka

ΔV ... sprememba voluma

Toplejši stolpec ~~talasne~~ tali mori, ki ima pri razmakanju talu dolžino Δx . Če se tali poveča za Δp , se bo ta hvala ~~talasne~~ zmanjšal za $\Delta \Delta$



Velja
$$\Delta p = -E \cdot \frac{\Delta \Delta \cdot S}{\Delta x \cdot S} = -E \cdot \frac{\Delta \Delta}{\Delta x}$$

Če limitiramo $\Delta x \rightarrow 0$, dobimo, da je tlačna razlika Δp povezana s krajšino spremembe dolžine delcev $\Delta \Delta$

$$\Delta p = -E \cdot \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta \Delta}{\Delta x} = -E \cdot \frac{\partial \Delta}{\partial x}$$

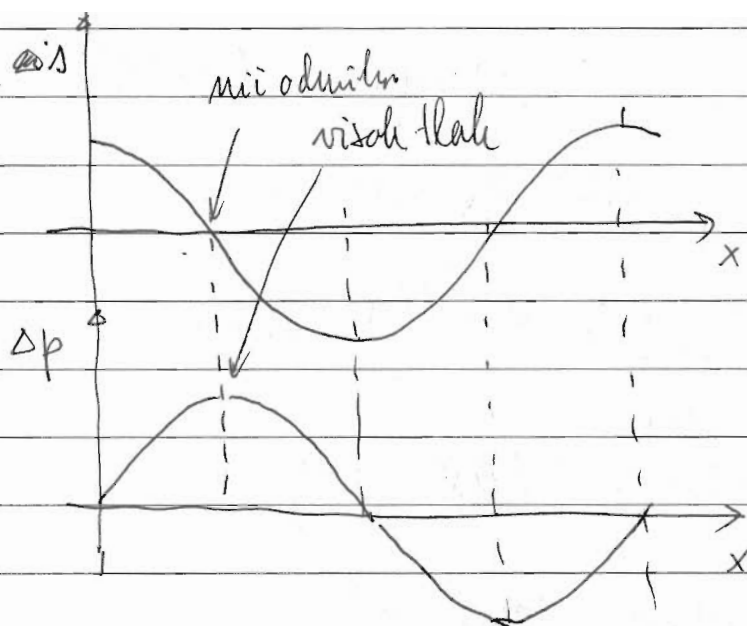
$$\Delta p = -E \cdot \frac{\partial \Delta(x,t)}{\partial x}$$

$\Delta(x,t)$... dolžinski delci iz razmakanja

Vzemi ravni val : $\Delta(x,t) = \Delta_0 \cdot \cos(kx - \omega t)$

$$\frac{\partial s}{\partial x} = -k \cdot s_0 \cdot \sin(kx - \omega t)$$

tlacina radika: $\Delta p(x, t) = + \overbrace{k \cdot E \cdot s_0}^{\Delta p_0} \cdot \sin(kx - \omega t)$



Δp ni Δs da π faze
pro zamakljena za 90°

$$c = v \cdot \lambda \Rightarrow \lambda = \frac{c}{v}$$

Amplituda tlacne sile mihanja tlaka je

$$\Delta p_0 = k \cdot E \cdot s_0 = \frac{\omega}{c} \cdot E \cdot s_0 = k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{(2\pi \cdot v)}{c} = \frac{\omega}{c}$$

$$= \frac{\omega}{c} \cdot c^2 \cdot f \cdot s_0 = \omega \cdot f \cdot c \cdot s_0 \quad c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \Rightarrow E = c^2 \cdot \rho$$

$$\boxed{\Delta p_0 = \omega \cdot c \cdot f \cdot s_0}$$

Čim veče amplituda mihanja delcev,
tem veča je tlacna amplituda.

Sila, s katero val lahko deluje na plosto S je

$$\Delta F = S \cdot \Delta p = S \cdot \Delta p_0 \cdot \sin(kx - \omega t)$$

Ta sila povzroča gibanje snovi, torej opravlja delo in oddaja moč.

$$P = v \cdot \Delta F$$

↑
hitrost
gibanja delcev

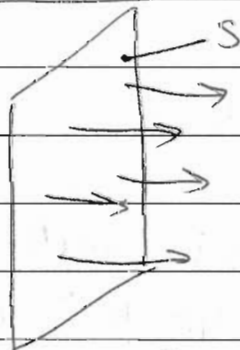
↑ sila, s katero abalirajo
delci delujejo na izbrano

Hidrost delcev $v = \frac{\partial \Delta}{\partial t} = -\omega \cdot \Delta_0 \cdot \sin(kx - \omega t) \cdot (-1) = \omega \cdot \Delta_0 \cdot \sin(kx - \omega t)$

$$\begin{aligned} P &= v \cdot \Delta F = \omega \cdot \Delta_0 \cdot \sin(kx - \omega t) \cdot S \cdot \Delta p_0 \cdot \sin(kx - \omega t) = \\ &= S \cdot \omega \cdot \Delta_0 \cdot \Delta p_0 \cdot \sin^2(kx - \omega t) = \\ &= S \cdot \omega \cdot \Delta_0 \cdot \underbrace{\omega c \Delta_0}_{\Delta p_0} \cdot \sin^2(kx - \omega t) = \\ &= S \cdot \omega^2 c \cdot \Delta_0^2 \cdot \sin^2(kx - \omega t) \end{aligned}$$

Uvedemo gostoto energijskega toka zvala

$$\boxed{\bar{j} = \frac{\bar{P}}{S} = \frac{1}{2} \rho c \omega^2 \Delta_0^2 \sin^2(kx - \omega t)} \quad \bar{j} = \frac{1}{2} \rho \cdot c \cdot \omega^2 \cdot \Delta_0^2$$



$$\bar{j} = \frac{P}{S}$$

$\bar{j} \dots$ množica širinski valovanja

Znaki širinske (prenos) energije. Enota je $[W/m^2]$.

Priznamo mišico najnižjo mejo (energijo), ki jo si slisimo.

Ta je

$$j_0 = 10^{-12} W/m^2$$

Jakost zvoka definiramo z decibeli [dB]

$$J = 10 \cdot \log \frac{j}{j_0}$$

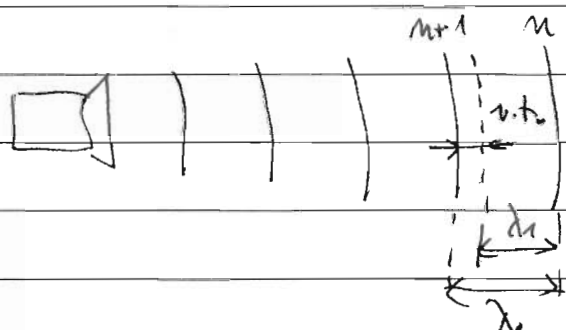
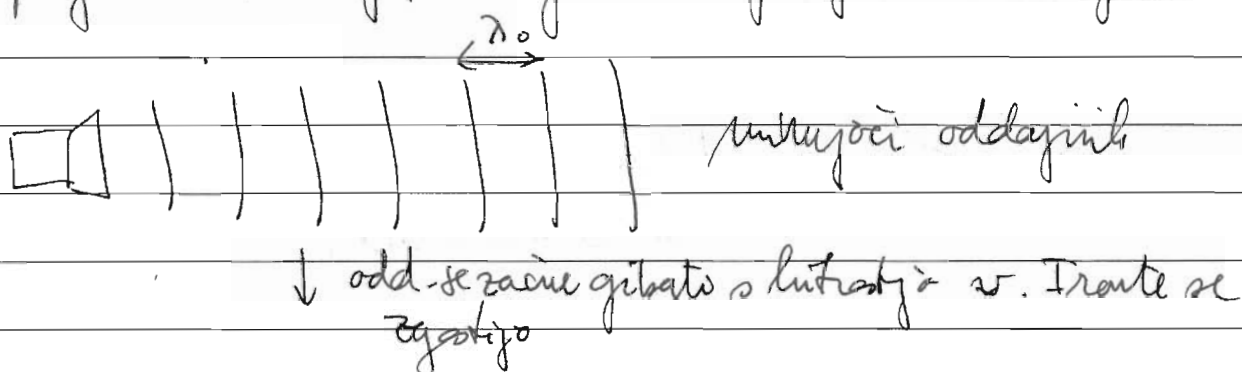
Primer: tihtokomje zapostve me: 20 dB ali 10^{-10} W/m^2
tih govor: 40 dB ali 10^{-8} W/m^2
pametna ulica 80 dB ali 10^{-4} W/m^2
realit. letalo 120 dB ali 1 W/m^2
meja bolečine: 130 dB

Če bi se oddaljavili bi dobili rezultat z členom $1 - \frac{v}{c}$.
 Skupaj združimo v izraz:

$$\boxed{v_1 = v_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right)}$$

+ velja za približevanje
 - velja za oddaljevanje

b) sprejemnik miruje, oddajnik se giblje s hitrostjo v



Zaradi gibanja oddajnika pride $n+1$ fronta prej do sprejemnika. Čas med frontama je se vedno t_0 , vendar je sedaj valovna dolžina krajša

$$\lambda_0 = \lambda_1 + v \cdot t_0$$

$$\lambda_1 = \lambda_0 - v \cdot t_0 = \lambda_0 - v \cdot \frac{1}{v_0} = \frac{1}{v_0} (v_0 \cdot \lambda_0 - v)$$

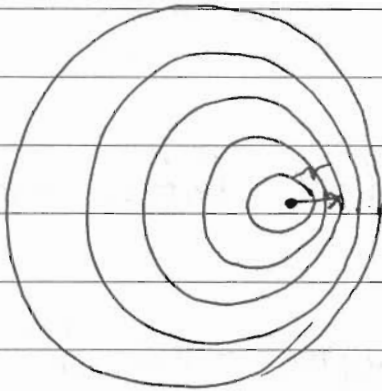
$$v_1 = \frac{c}{\lambda_1} = \frac{c \cdot v_0}{v_0 \lambda_0 - v} = \frac{v_0}{\frac{v_0 \lambda_0}{c} - \frac{v}{c}} = \frac{v_0}{1 - \frac{v}{c}}$$

Či oddaljevanju bi dobili predznak +:

$$\boxed{v_1 = \frac{v_0}{1 + \frac{v}{c}}}$$

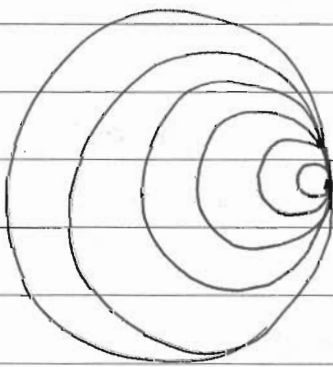
- velja za približevanje
 + velja za oddaljevanje

Dopplerjev pojav pri gibajočem se oddajniku kalibro lepo grafično predstavimo s frontami, ki se na strani gibanja zbirane, na drugi strani pa porredčene.



$$v < c$$

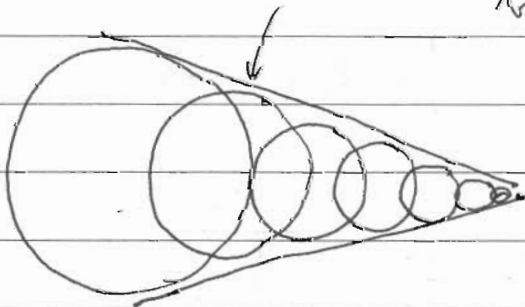
Ko se hitrost oddajnika približa hitrosti svetlobe, naboreva daljavo Machovo valovno čelo:



kalibri so hladni pri
pobitju svetlobnega žarka?

$$v = c$$

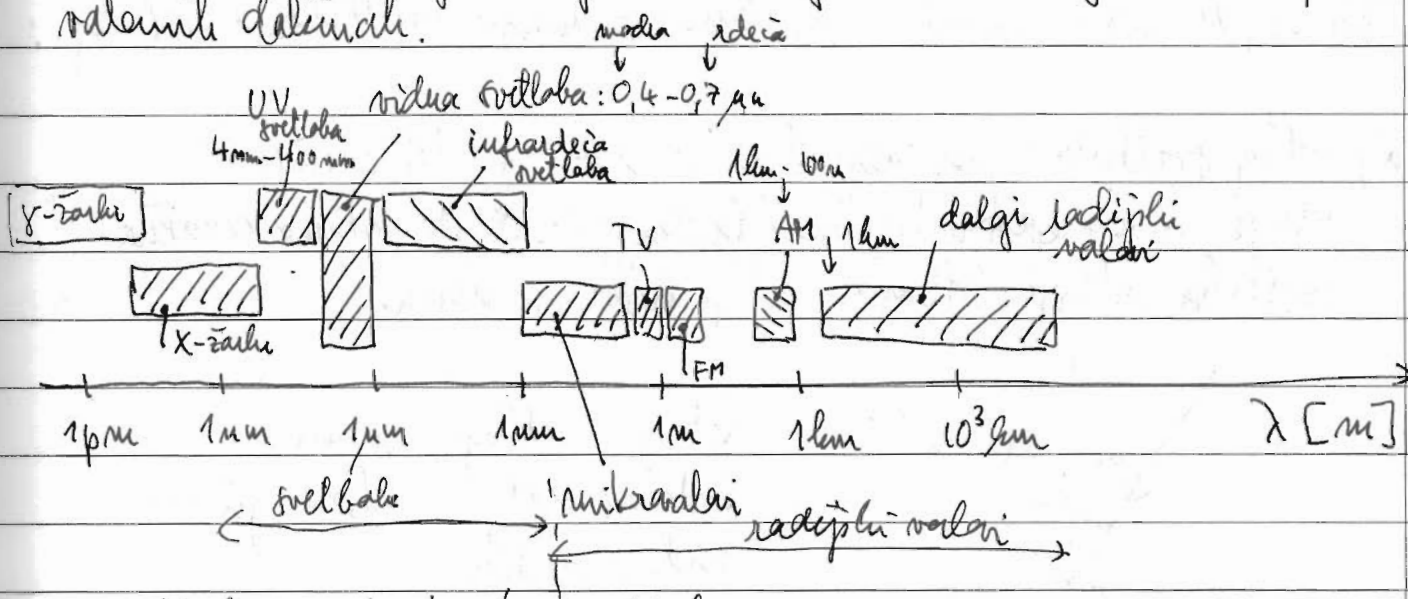
Machovo valovno čelo: ne more se razširjati, pride do
vrtin, lokalnega pritiska
v traku, ki deluje kot
zidarec.



Pri svetlobi je podoben pojav Čerenkovovo sevanje: delci potujejo
preko hitreje kot svetloba v snovi. Tvorijo podobno svetlobni
strel.

5.3. Elektromagnetno valovanje

Spekter elektromagnetnega valovanja: valovanje ločimo po valovni dolžini.



5.3.1. Valovne lastnosti svetlobe

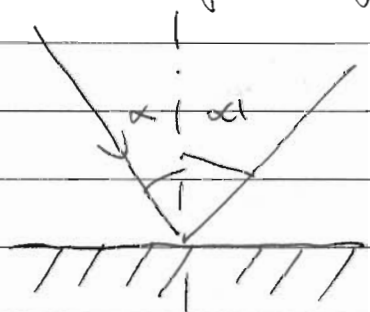
Od vsega EM valovanja je svetloba tisti del spektra, ki so ga ljudje že zelo dolgo raziskovali, ker je preprosto opaziti, saj ga lahko vidimo in se ga lahko dotaknemo. V zgodnjih letih so predvsem izdelovali preproste svetlobne (optične) priprave, kot so lupa, mikroskop, daljnogled, teleskop. Na osnovi teh raziskovanj je postal razvil v 20. stoletju močna optična industrija (se pravi optične priprave - fotoaparati, leče, daljnogledi, očala) in v zadnjih 20 letih elektrooptična industrija (laserski in optični komunikacijski priprave). Ta industrija je precej bolj razvita.

Temeljne matematične osnove elektromagnetizma, ki nam omogoča razumevanje in matematični opis svetlobnih pojavov, je postavil James Clerk Maxwell, škotski fizik (1831-1879), ki je zapisal 4 konstitutivne enačbe elektromagnetizma. Te enačbe so matematična osnova za opis svetlobnega elektromagnetnega valovanja.

Najprej pa se vprašamo: Kako sploh vemo, da je svetloba

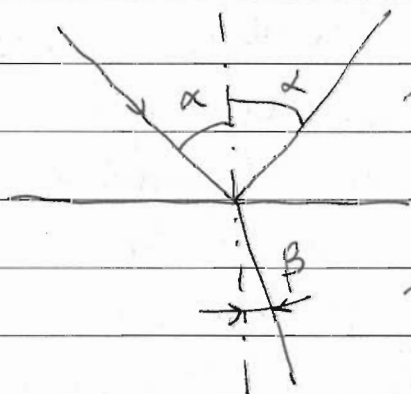
odboj in lat drugo vprašanje: kaj pri svetlobi splah valovi?
 Na prvo vprašanje bomo odgovorili v tem poglavju, drugo
 vprašanje pa sledi v naslednjem.
 Torej, ki nam pokaže na valovno naravo svetlobe in poslednji.

- a) odboj svetlobe: na meji dveh sredstev se del svetlobe
 odbije. Če je sredstvo kovina (gleda), se ~~se~~ praktično celotna
 svetloba odbije. Odbojni kot je enak padnemu:



$\alpha' = \alpha$ odbojni zakon.
 Podoben kot pri valovanju na
 vodni površini.

- b) lom svetlobe: na meji dveh različnih prostih sredstev
 se del valovanja odbije po lawem zakonu, drugi del α v
 sredstvu lomi:

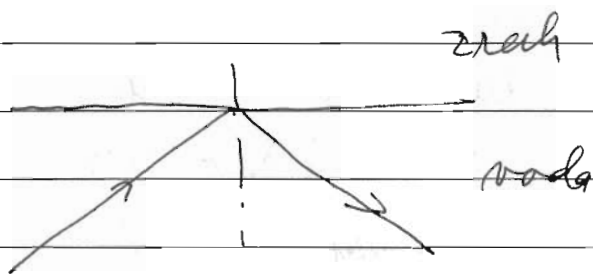


c_1 ... hitrost svetlobe v prvem sredstvu

c_2 ... hitrost svetlobe v drugem sredstvu

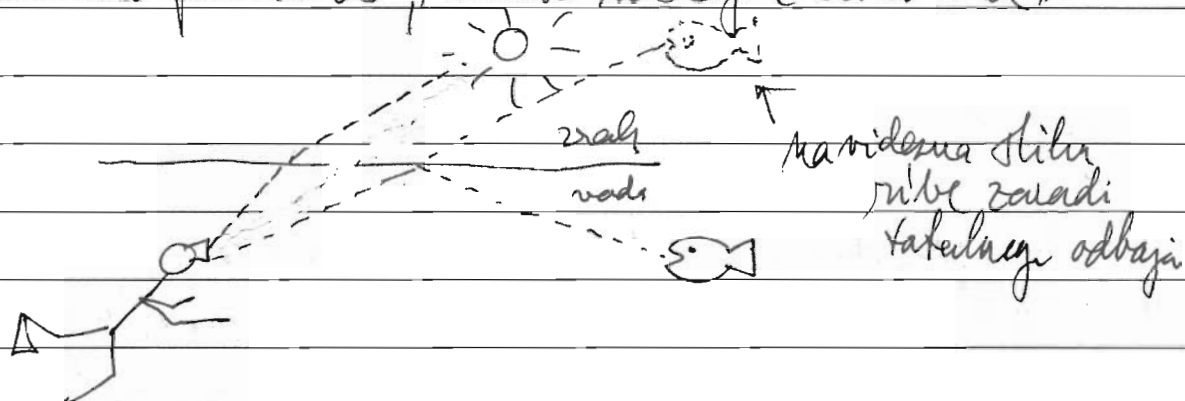
Za lomljeni žarek velja lawi zakon: $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2}$

Pri svetlobi zlahka opazimo pojav totalnega odboja valovanja,
 če svetloba prihaja iz optično gostejšega (višji c) v
 optično redkejši sredstvo (nižji c). Na meji voda-zrak se
 majhni del svetlobe totalno odbije.

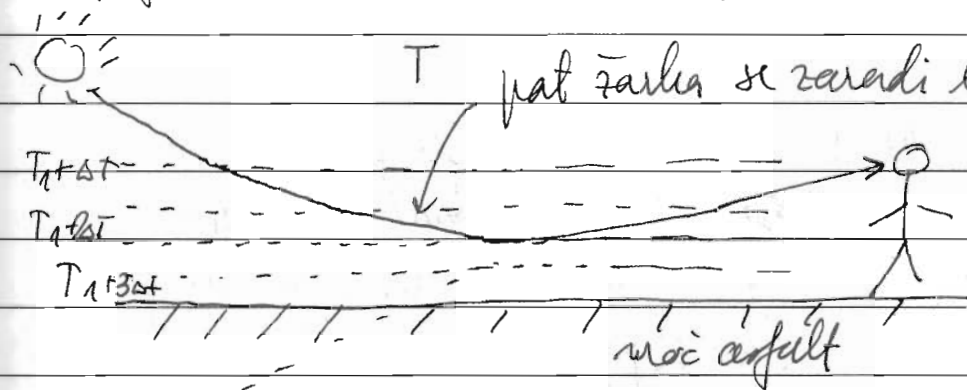


Ni svetlobe ne gre v vodo

Tajav totalnega odboja uporablja v Naravi v dudi primari: ko plavamo pod vodo, vidimo na zgornj sliho dno:

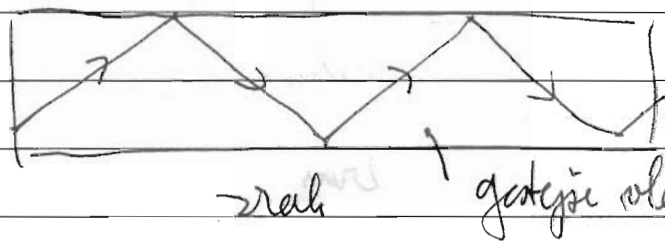


Ta pojav vidimo tudi med segreto ceto:



pat žarka se zaradi loma na različno gostih plasteh zraka ulini. Sliho, nba vidimo v asfaltu (navidesna slika).

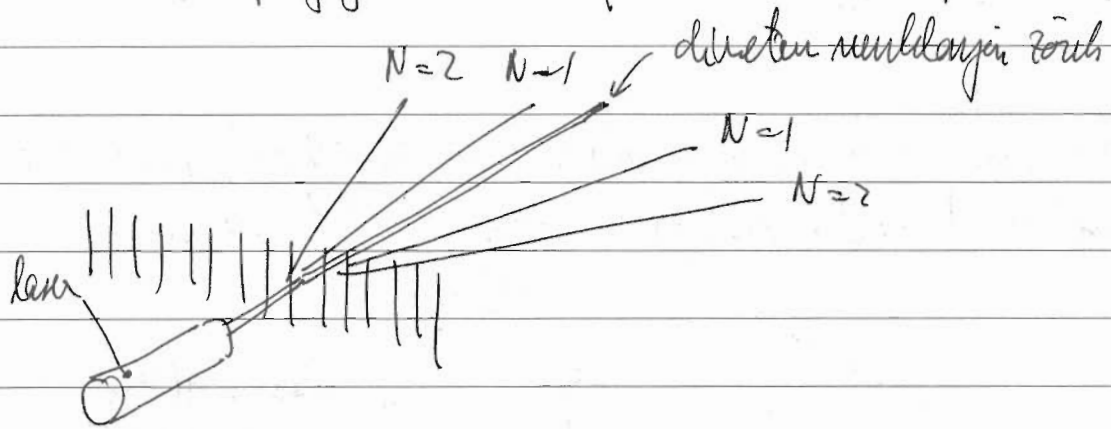
Tajav totalnega odboja uporabljamo v optičnih vlaknih, po katerih vodimo svetlobo, ki je "ujeta" v vlaknu:



svetloba se na meji vlakno - okolje (zrak) odbija, ker je svetloba v vlaknu. Zato njena v vlaknu.

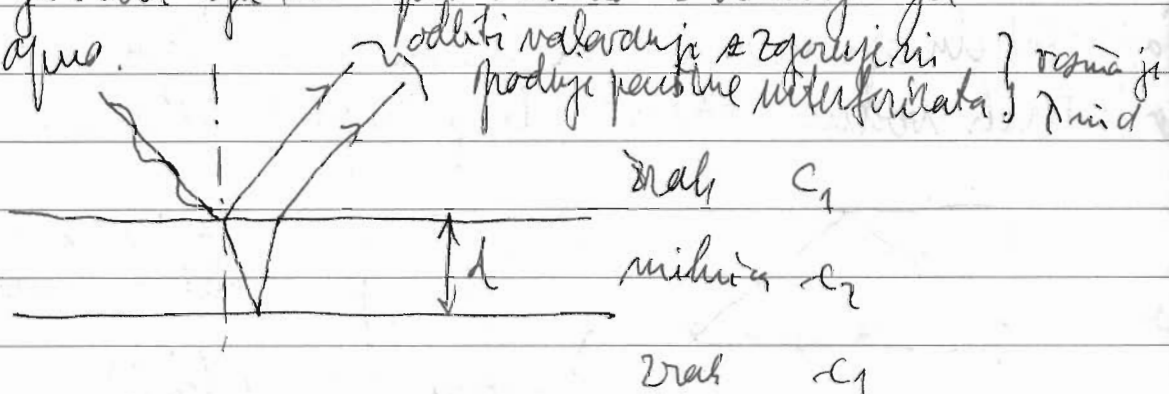
c) interferenca svetlobe na mrežici:

če povečimo število manjših svetlobnih virov na mrežico, zmanjšamo razdaljo, da se žarki razdelijo v več žarkov. oziroma razlike dolžine pri pogledu $d \cdot \sin \beta = N \cdot \lambda \Rightarrow \sin \beta_N = N \cdot \frac{\lambda}{d}$

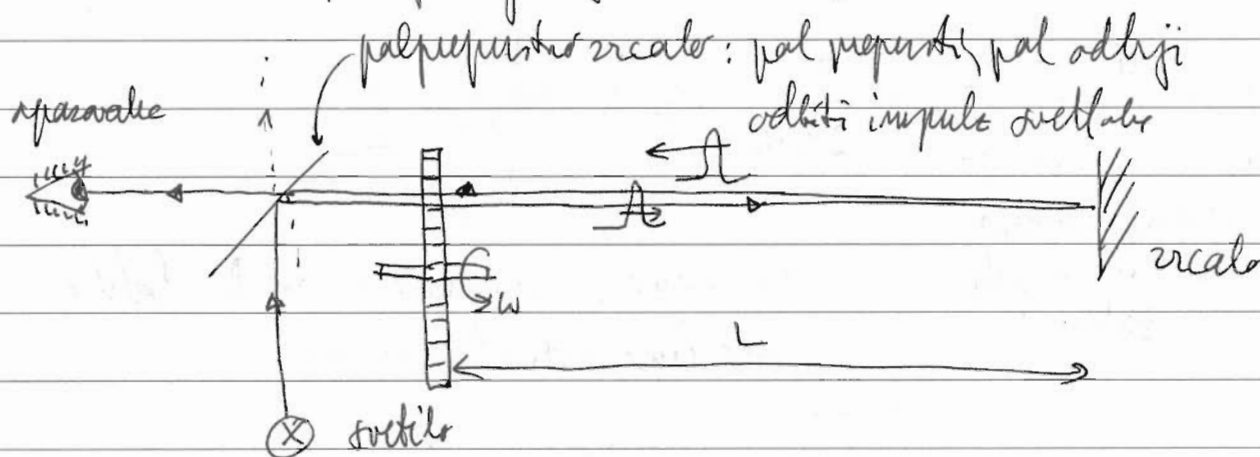


Dobrim torej podobnim pojav kot pri valovanju na vodni površini. Če dam namesto lučnega viro svetlobe, se le-ta razširja v morico. Večje valovne dolžine (rdeča) so pri velikih kotih, krajši val. dolžine so pri majhnih kotih. Torej očito lesi na delno naravo svetlobe.

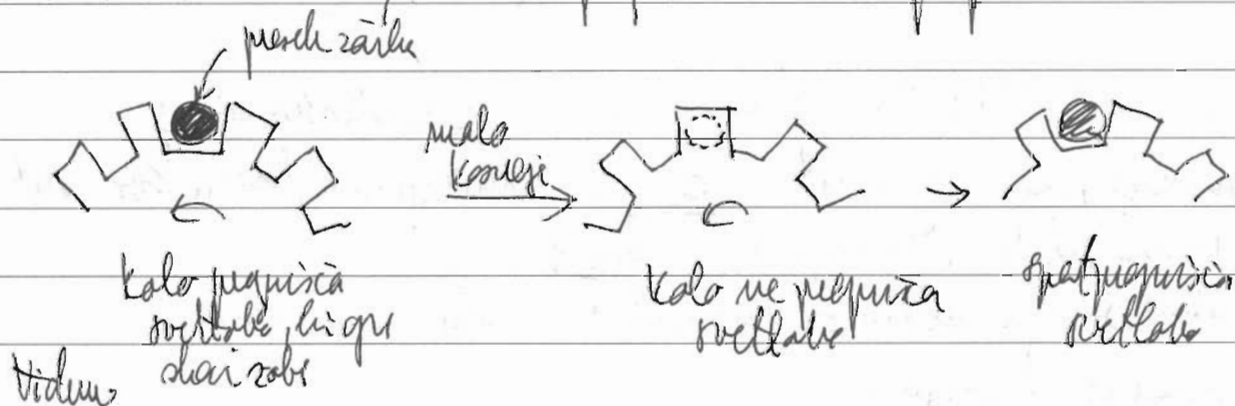
d) Interferenca svetlobe na tenki plasti: se podobno odvijajo tudi, ki plava na dnu luči ali pa tanke milni pene opne, aparne, da je odlična svetloba črna, čeprav je rdeča svetloba bela. Očitno se pri dolžini valovne dolžine izpolni pogoj za konstruktivno interferenčno valovanje odličnega od opne. Ostalo valovanje gre stran opne.



- e) Študi polusi smo pokazali, da je svetloba valovna; zannia pa nas še kako hitro do valovanja pravi je po materu, kakšne je hitrost svetlobe. Merimo jo lahko na različne načine, najprej je Fizeau-jev način:



V pat zanka damo zabavo kolo, ki je v razdalji L od oddaljenega zrcala. Kolo mamo, tako da prepreča ali ne prepreča svetlobe



Za kolesem torej damo svetlobne impulze, ki potujejo do zrcala in nazaj. Če impulsi pilet nazaj po določeno hitro, vidimo svetlobo skozi zobe. Če impulsi zavirajo, gori zab blakita in vidimo temo palje. Tako palje damo kolesu, ki je čas potovanja svetlobe od kolesa do zrcala in nazaj enak času, o katerem se na mestu zame paži sosednji zab (ker se kolo vrta).

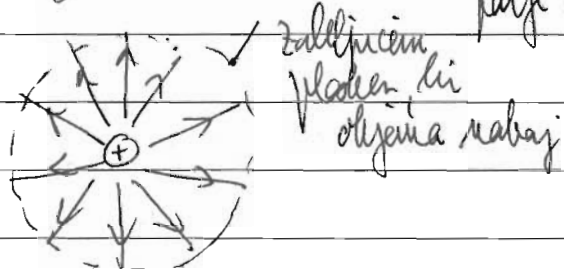
5.3.3. Maxwellove enačbe elektromagnetizma in valovna enačba

Dolej smo pri obravnavanju elektrodinamike, magnetizma in indukcije že uvedli pristi do štiri konstitutivne enačbe, ki opisujejo vedenje električnega in magnetnega polja:

1. Gaussov sklop: električni pretok skozi zaključeno ploskev je enak vsoti vseh obkroženih el. nabojev

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = e$$

Ta enačba pomeni, da ima električno polje $\vec{D}$ vir. Silnice izvirajo iz nabojev



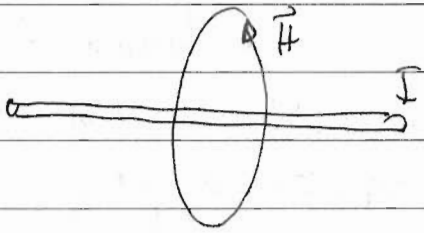
2. Zakon o magnetnem pretoku: nikoli ga neposredno zapisali, vendar smo predali, da so statične magnetne silnice vedno zaključene, ni magnetnih nabojev, iz katerih bi silnice izvirale:

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0$$

$$\vec{B} d\vec{S} = d\Phi_m$$

magnetni pretoki skozi zaključeno ploskev je enak 0. Magnetno polje nima izvira.

3. Amperov zakon: $\oint \vec{H} d\vec{s} = I$ integral $\vec{H}$ -ja po zatvorenom ~~plati~~ zanki zanki je jednak ukupnom el. toku, koji to zanka prebada



Također to zapisujemo u obliku: $I = \int \vec{j} \cdot d\vec{s}$ to je integral gustoće struje po presjeku vodiča

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = \int \vec{j} \cdot d\vec{s}$$

po presjeku vodiča

4. Indukcijski zakon: $U_i = - \frac{d\Phi_m}{dt}$ Indukcijska napetost ^{zauzima} je suprotstavljena promjeni magn. protoka kroz površinu



$\vec{E}_i$ u zanki se pojavljuje električni polje $\vec{E}$.

Velja veza med napetostju i poljem

$$U_i = \oint \vec{E}_i \cdot d\vec{s} \quad , \quad \Phi_m = \int \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

po zanki po plošni S

Indukcijski zakon zapisujemo u obliku

$$\oint \vec{E}_i \cdot d\vec{s} = - \frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

ta značka pomenjuje promjenjivost magnetnog polja $\vec{B}(t) \neq$ indukovani električni polje

Maxwell je zapisal, da se te štiri enačbe, ki opisujejo obnašanje električnega in magnetnega polja ~ valum asimetrične. V valum ni nabojev, zato ni tokov. Enačbe se glasijo:

$$1. \oint \vec{D} d\vec{S} = 0$$

$$2. \oint \vec{B} d\vec{S} = 0$$

$$3. \oint \vec{H} d\vec{s} = 0$$

$$4. \oint \vec{E} d\vec{s} = - \frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{S}$$

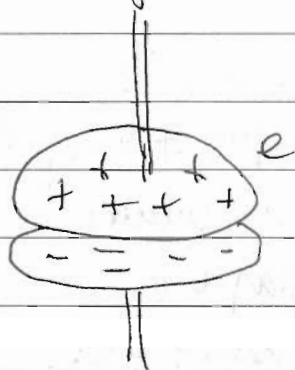
Enačbi za pretok $\vec{D}$ -ja in $\vec{B}$ -ja sta simetrični (enaki)

Tenačbista različni!!

očito da polje in časovni sprememba polja, kar privede do valovanja.

To je spodbudilo Maxwella, da je dopolnil 3. enačbo in sicer tako, da je uvedel premenljivi tok skozi kondenzator.

Premisljal je na naslednji način: pogledmo, kaj je z električnim tokom skozi kondenzator, ko imamo na njem spremenljivo električno napetost. Naboj na kondenzatorju je



$e = C \cdot U$, ker je $U = U(t)$, studi spremenja naboj:

$$e(t) = C U(t) = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot U(t)$$

Toki pa je po definiciji $I = \frac{de}{dt} = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot \frac{dU(t)}{dt}$.

Ta tok sicer teče po vodnikih, vendar si lahko predstavljamo, da ker teče skozi kondenzator, ker je izmeničen. Če bi bil enosmen, bi bil naboj konst. in toka skozi kondenzator ni.

Maxwell je za toki skazi kondenzator imenoval
premikalni tok in je povezan z naslednjo kolicino:

$$I = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \frac{dU(t)}{dt} = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot d \cdot \frac{dE}{dt} = \epsilon_0 \cdot S \cdot \frac{dE}{dt} = S \frac{dD}{dt}$$

Medel je gostota ^{polje} $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ premikalnega toka:

$$\vec{j}_p = \frac{I}{S} = \frac{dD}{dt} \quad \text{ali} \quad \vec{j}_p = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad I_p = \int \vec{j}_p d\vec{s} = \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{D} d\vec{s}$$

Ta premikalni tok torej mora enakomerno nastopati v
3. vrsti, podalimo hodi toki nahajajo po prevodniku.
3. vrsta se torej glasi:

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = I + I_p = \int \vec{j} d\vec{s} + \int \vec{j}_p d\vec{s} = \int \vec{j} d\vec{s} + \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{D} d\vec{s}$$

Tako smo mišli do 4. Maxwellove vrste elektromagnetizma,
ki se glasi:

$$1. \oint \vec{D} d\vec{s} = q$$

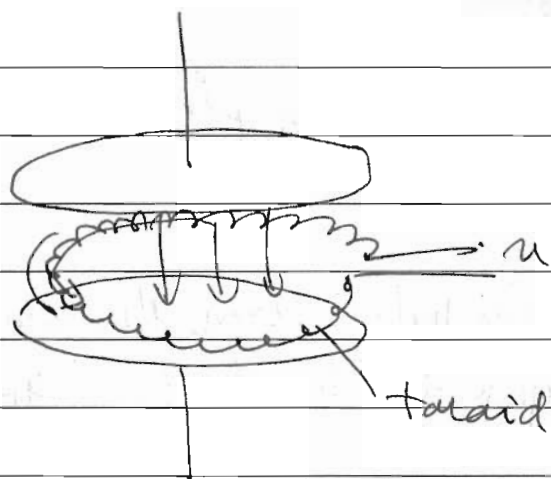
$$2. \oint \vec{B} d\vec{s} = 0$$

$$3. \oint \vec{H} d\vec{s} = I + \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{D} d\vec{s}$$

$$4. \oint \vec{E} d\vec{s} = - \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{B} d\vec{s}$$

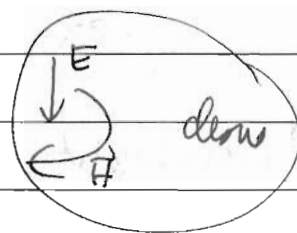
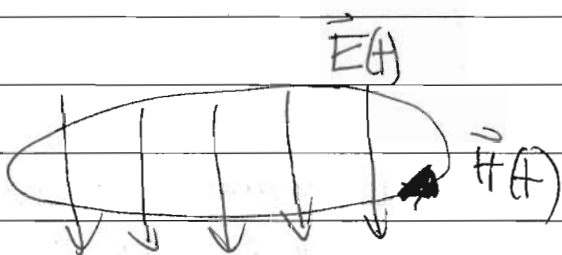
Maxwellove vrste
elektromagnetizma, ki
opisujejo vse znane
klasične pojave v
elektromagnetizmu.

Premikalni tok lahko tudi definiramo:

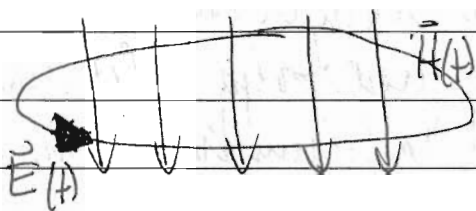


u toraidu sekundari
d. magnet

Elektrisko palju v indukcijas (spremulju) slodz
obda z magnetni palju

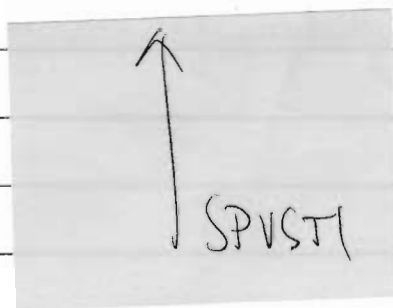


Iz indukcija pa vems, da se $\vec{H}(t)$ obda z elektriskaj palju



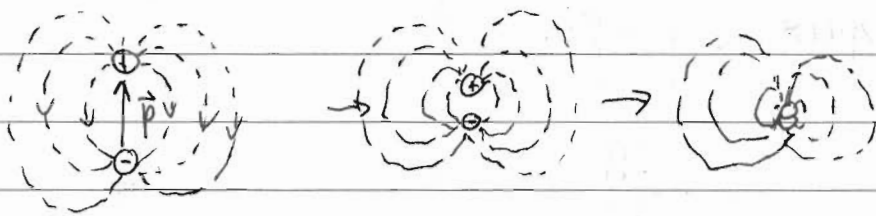
Vidme, da se spremulju
palju slodz: H inducira
E, ta inducira H un tako
neprej. Na ta naci

vidme to valavaru, ligu pajosmu z Maxwella
bacham.



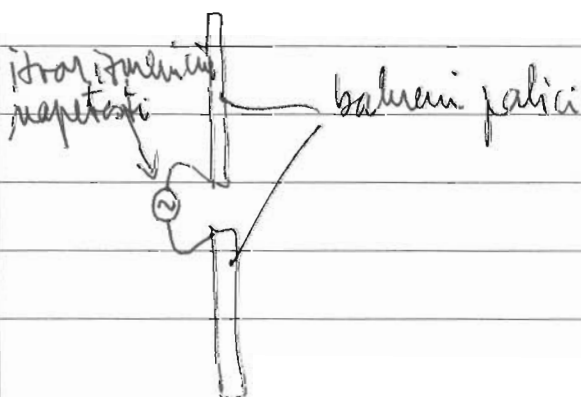
5.3.2. Sevanje električnega dipola in elektromagnetni ravni val

Izkaže se, da so pospešeni električni naboji izvor elektromagnetnega valovanja. Osnovni vir valovanja je električni dipol, ki nika s časom (oscilira).

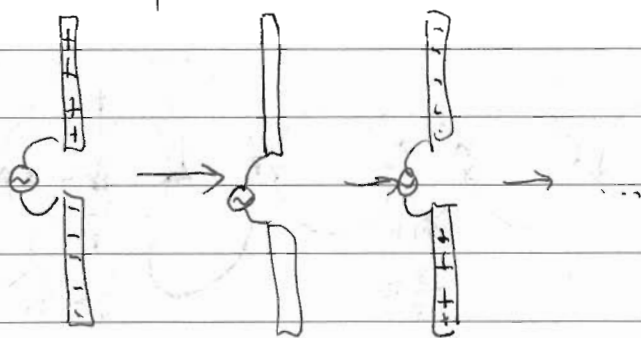


Nikajoči električni dipol začne sevati elektromagnetno valovanje. Silnice električnega in magnetnega polja se "odlučijo" in širijo po prostoru s svetlobno hitrostjo.

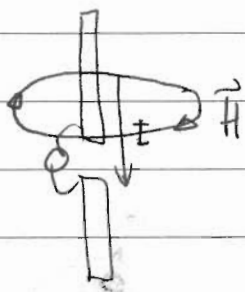
V naravi so takšni sevalniki električni dipoli atomi in molekule s svojimi naboji. Elektroni s svojimi lupinami tvorijo z jedom asimetrično porazdelitvijo naboja, kar predstavlja električni dipolni moment. Pri prehodu med različnimi kvantnimi stanji taki naboji sevajo EM valovanje, ki ga oddaja svojci atom ali molekula. Osnovne zakonitosti električnega in magnetnega polja, ki ga oddaja takšen dipol si pogledamo na prejšnjem "makroskopskem" dipolu, ki je radijska dipolna antena. Sestavlja jo dva kosa prevodnika, med katrma damo Brar izmenično napetost.



Oba dela dipolne antene se izmenično nadeletrirata,

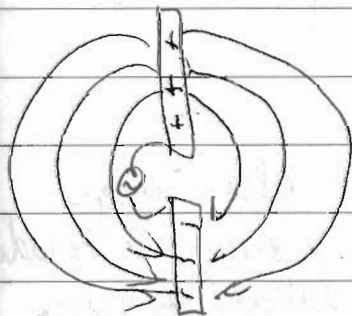


Očitno pa anteni teče električni tok vzdolž antene, hi ustvarja magnetno polje okoli sebe:



Slike magn. polja v velikem krogu.
(krogu samo en del polja).

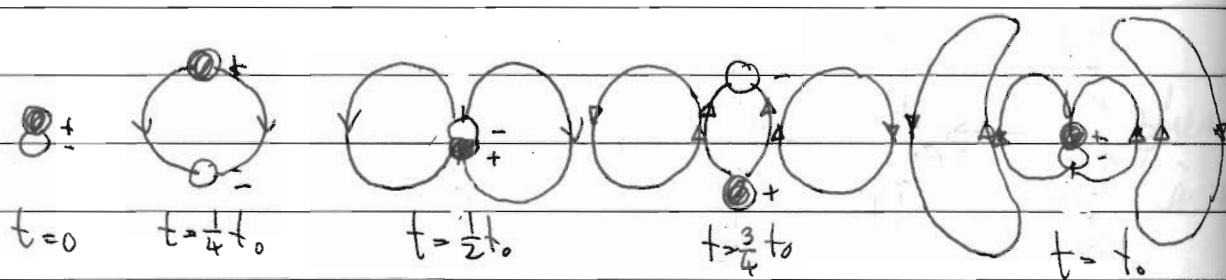
Očitno sta oba kroga antene nadeletrirani, tako da se ustvari električno polje med krocema:



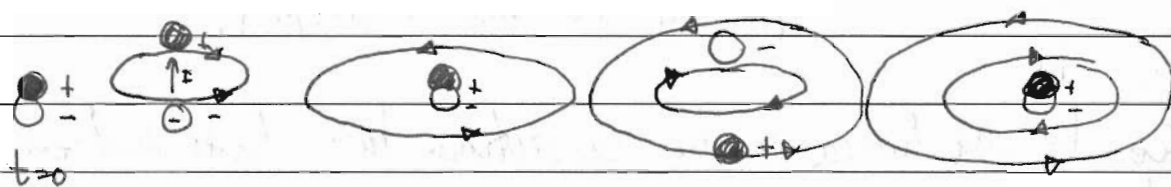
Slike električnega polja v daljem krogu.

Nikajni električni tok skozi dipolno anteno torej ustvari nikajni električno in magnetno polje, kar tega obnašanja opisujejo Maxwellove enačbe. Ti dve enačbi pogleda na enostavno sliko, kjer bomo dipolno anteno nadomestili z dvema nabojema (električni dipol), ki nikata eden proti drugemu.

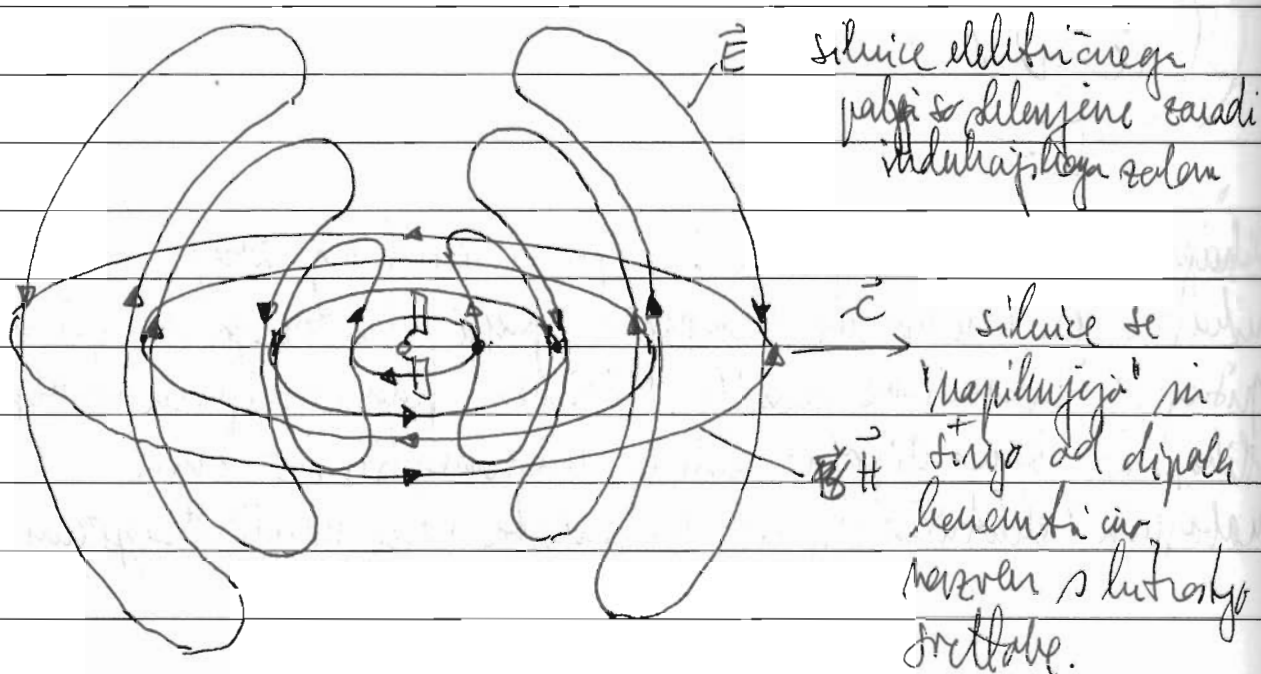
a) elektrisko polji mīkroviļņa dipola



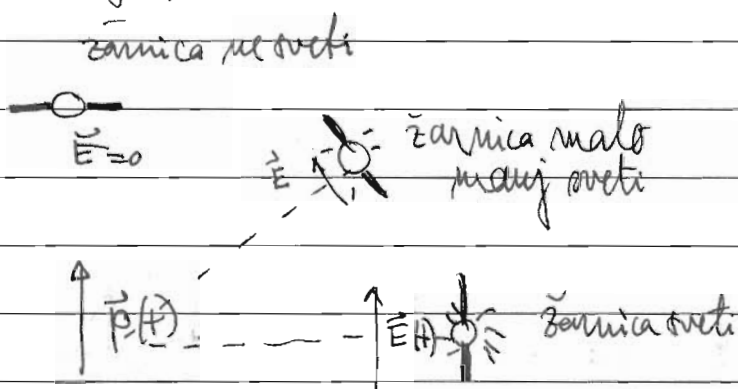
b) magnētisko polji mīkroviļņa dipola



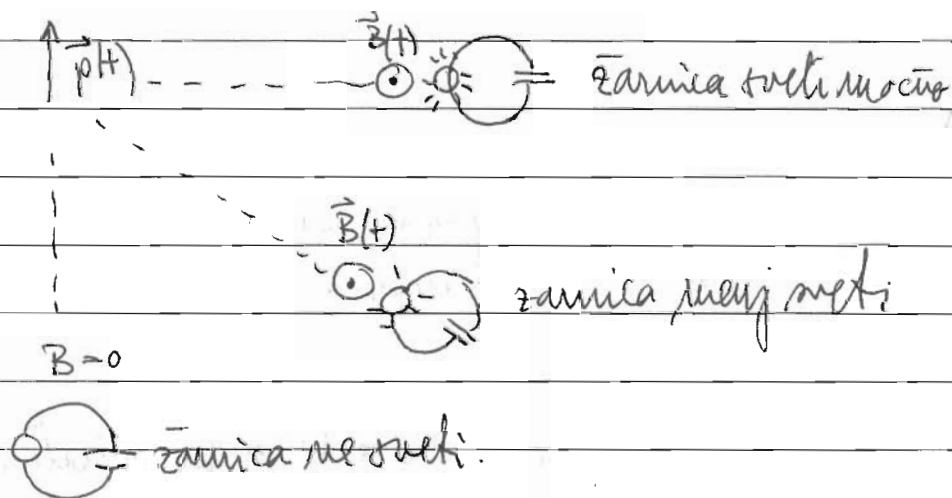
Skatīties elektriskā un magnētiskā polji stāvokli mīkroviļņa elektriskā dipola:



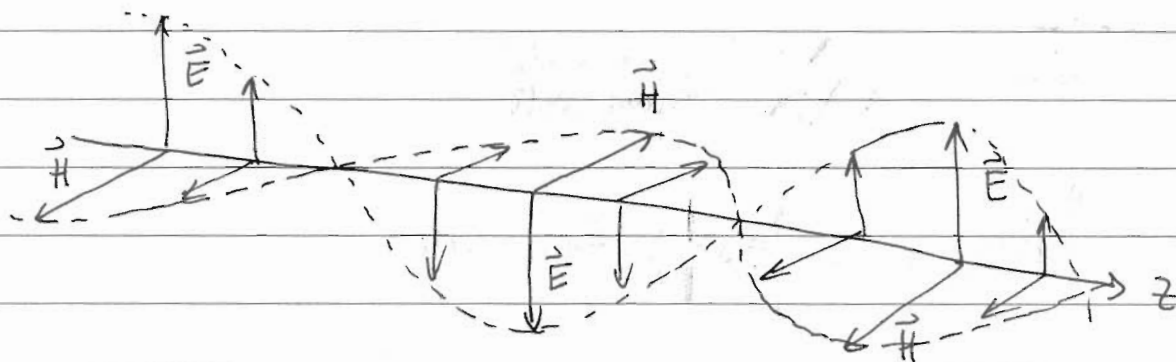
Glavna črna palji oddajne antene je torej najmočnejša v smeri
 precno na el. dipol in ga lahko odipamo z drugo anteno,
 kateri palji posemi el. tehi:



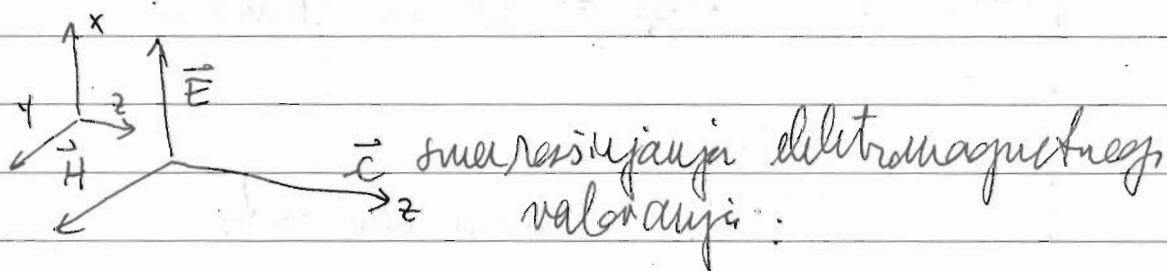
Magnetna palji odipamo z majhnimi ovajem:



Če opazujemo električno in magnetno polje v zelo veliki oddaljenosti in v smeri $\perp$ na dipol, ugotovimo, da se skrajnem spreminja predznak polja:



Električno in magnetno polje nihata v med seboj paralelnih ravninah. Dobra elektromagnetni val, $\vec{E}$ in $\vec{H}$ nihata v med seboj $\perp$ ravninah, se skupaj razširjajo v smeri $\vec{z}$ in $\vec{E} \times \vec{H}$:



$$\left. \begin{aligned} \vec{E}(z,t) &= (E_x, 0, 0) \\ \vec{H}(z,t) &= (0, H_y(z,t), 0) \end{aligned} \right\}$$

polji sta med seboj paralelni.

Ali polji imata ališko ravnino vala, upr.

Prag

$$E_x = E_0 \cdot \cos(kz - \omega t),$$

$$H_y = H_0 \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \omega = 2\pi\nu, \quad c_0 = \nu \cdot \lambda \text{ valja dnda}$$

za valovanje, saj valja dnda

Energija, ki jo nosi EM val: ν

Spomni se el. energije kond.: $W_d = \frac{1}{2} C \cdot U^2$



$$W_d = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot (E \cdot d)^2 =$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d} \cdot E^2 d^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot \underbrace{(S \cdot d)}_{V \text{ voluma, ki ga zapolni}} \cdot E^2 =$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot V \cdot E^2$$

gostota el. energije valovanja $\frac{W_d}{V} = w_d = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot E^2$

$$w_d = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot E^2$$

Todako dobimo za magnetno energijo (energijo zaradi prisotnosti magnetnega polja):

$$w_m = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot H^2$$

Talji $\vec{E}$ in $\vec{H}$ sta med seboj pokorni:

$$w_d + w_m = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \cdot H^2 = w_{sk}$$

SKRAJSANO 5.33. Maxwellove enačbe^{EM}

Električno in magnetno polje v okolici nihajočega električnega dipola opisujeta Maxwellove diferencialne enačbe. To so 4 konstitutivne enačbe, ki opisujejo izvore in soodvisnost $\vec{E}(\vec{r}, t)$ in $\vec{H}(\vec{r}, t)$.

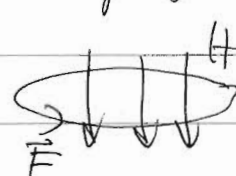
James Clerk Maxwell (1831-1879) škotski fizik in profesor na King's College London in Cambridge.

To so diferencialne enačbe, ki povezujejo električno in magnetno polje. Če jih samo kvalitativno preglejamo

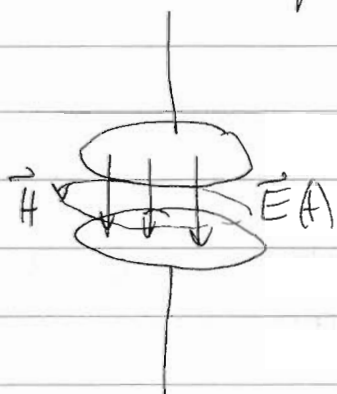
- a) spremenljajoči magnetno polje $\vec{B}(t)$ povzroči zaradi magnetne indukcije električno polje $\vec{E}(\vec{r}, t)$.
To enačbo v najbolj preprostem primeru zapišemo

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}$$

$\uparrow$ $\uparrow$
 indukcija el. polja. sprem. magn. polje



- b) obstaja tudi obraten pojav: spremenljivo električno polje povzroči nastanek magn. polja.
Maxwell je kot prvi zapisal to enačbo v obliki



$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}$$

$\uparrow$ $\uparrow$
 indukcija magn. polja spremenljivo el. polje

Ti dve palji se torej prepletata (sta soodnosni)
kako dve luči:

$$\left. \begin{array}{l} 1. \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ 2. \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \end{array} \right\}$$

Kakšne so rešitve teh dveh luči? Moramo določiti
lučbo za $E_x(z, t)$ ali $H_y(z, t)$. Zvečjše moramo
 H_y r pni luči.

Tako lučbo odvajamo po $\frac{\partial}{\partial z}$ (krajni)

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2}$$

Drujo lučbo odvajam po $\frac{\partial}{\partial t}$ (čas)

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial t \partial z} = -\epsilon_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2}$$

Vstavim v zgornjo lučbo in dobim

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2}$$

ali $\left\{ \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = 0 \right\}$ valovna lučba za
elektromagnetske valove

Kalibna je resitev te enacije: Odnos od tega, kalibna so pagaji. Če obravnavamo sinjini ET valovanja kot neav Ekspres motam, bo lna od mernih resitev potajoci timon ET valovanja:

$$E_x(z,t) = E_0 \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -k^2 \cdot E_0 \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} = (-1) \cdot (\omega^2) \cdot E_0 \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} \text{ Glej v valomo enačo in dajmo:}$$

$$-k^2 E_0 \cdot \cos(kz - \omega t) + \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 E_0 \cdot \cos(kz - \omega t) = 0$$

$$(-k^2 + \epsilon_0 \mu_0 \omega^2) E_0 \cdot \cos(kz - \omega t) = 0$$

Kor mora biti tej enači zadoščeno za $\forall t$, iz tega sledi, da je

$$-k^2 + \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = 0$$

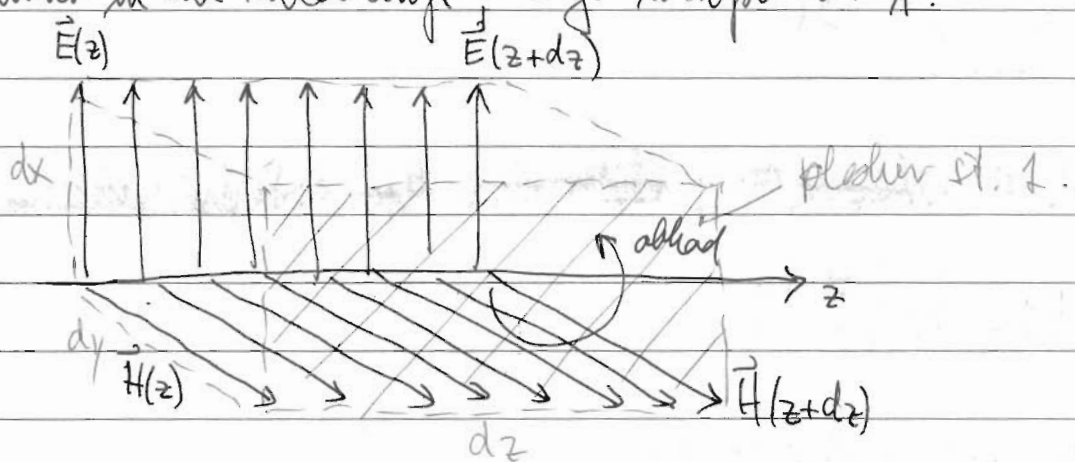
$$\text{Spannimo se: } c_0 = \gamma \cdot \lambda = \frac{2\pi \gamma}{2\pi} \cdot \lambda = \frac{\omega}{k}$$

$$\frac{\omega^2}{k^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} = c_0^2 \Rightarrow$$

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

hitrost ET vala.
intervale v
manjsh
mestoma

Paaflegjum, ka ko s pomočjo Maxwellovih enačb
 izračunamo lučestni sile in EM valovanje v prostoru.
 Vzamir, da del valovanja, ki je manjši od λ :



Ustvarimo si valovni element s stranecmi dx , dy in dz , namreč simetrično okoli izhodišča.

Osredotočimo se na ploščino št. 1, na tej ploščini izračunamo magnetni pretok:

$$d\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

$$\Phi_m = B \cdot S = \mu_0 \cdot H_y \cdot dx \cdot dz, \text{ se časni odvod pretoka}$$

$$-\frac{d\Phi_m}{dt} = -\mu_0 \cdot dx \cdot dz \cdot \frac{\partial H_y(z,t)}{\partial t}$$

Po indukcijskem zakonu je to enako ničelni napetosti po robu te plošče:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \Phi_m$$

$$\begin{aligned} \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} &= E_x(z+dz) \cdot dx - E_x(z) \cdot dx = (E_x(z+dz) - E_x(z)) \cdot dx = \\ &= \frac{\partial E_x}{\partial z} \cdot dz \cdot dx \end{aligned}$$

$$\text{Izenačimo in dobimo: } \frac{\partial E_x}{\partial z} \cdot dx \cdot dz = -\mu_0 \cdot dx \cdot dz \cdot \frac{\partial H_y}{\partial t}$$

sedaj se moram rešiti enačbi H_y bodisi E_x . To naredim z mešanimi odvodi

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z \partial t} &= -\epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} &= -\mu_0 \cdot \frac{\partial^2 H_y}{\partial z \partial t} \end{aligned} \right\} \rightarrow \boxed{\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \mu_0 \cdot \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2}}$$

Dobili smo valovno enačbo za $E_x(z, t)$, ki ni nič drugega kot diferencialna enačba podobna enačbi za harmonski oscilator.

Rešitev iščem v obliki potujočega elektromagnetnega vala:

$$\vec{E} = (E_x(z, t), 0, 0) \Rightarrow E_x(z, t) = E_0 \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} &= -k^2 \cdot \cos(kz - \omega t) \\ \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} &= -\omega^2 \cdot \cos(kz - \omega t) \end{aligned} \right\} \text{ vstavim v valovno enačbo in dobim:}$$

$$-k^2 \cos(kz - \omega t) = \mu_0 \epsilon_0 (-\omega^2) \cos(kz - \omega t)$$

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} = \left(\frac{2\pi \nu}{2\pi/\lambda}\right)^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} = (v \cdot \lambda)^2 = c_0^2$$

Dobili smo hitrost širjenja svetlobe

$$\boxed{c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}}$$

Hitrost svetlobe v snovi je odvisna od dielektrične konstante in magnetne permeabilnosti. Namesto $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon \epsilon_0$ in namesto $\mu_0 \rightarrow \mu \mu_0$, tako da je

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0}} = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon \mu}} \approx \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon}} \quad \text{ker je } \mu \approx 1 \text{ za vse snovi razen feromagnetne}$$

Iz definicije lomega koeficienta imamo

$$n = \frac{c_0}{c} \rightarrow \text{brzina svetlosti}$$

$$\frac{c_0}{c} = \sqrt{\epsilon} \Rightarrow \boxed{n = \sqrt{\epsilon}}$$

lamin koeficient sneni.

Iz more med faljevin

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}$$

$$\text{ni } E_x = E_0 \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -k \cdot E_0 \cdot \sin(kz - \omega t)$$

$$H_y = H_0 \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = +\omega \cdot H_0 \sin(kz - \omega t)$$

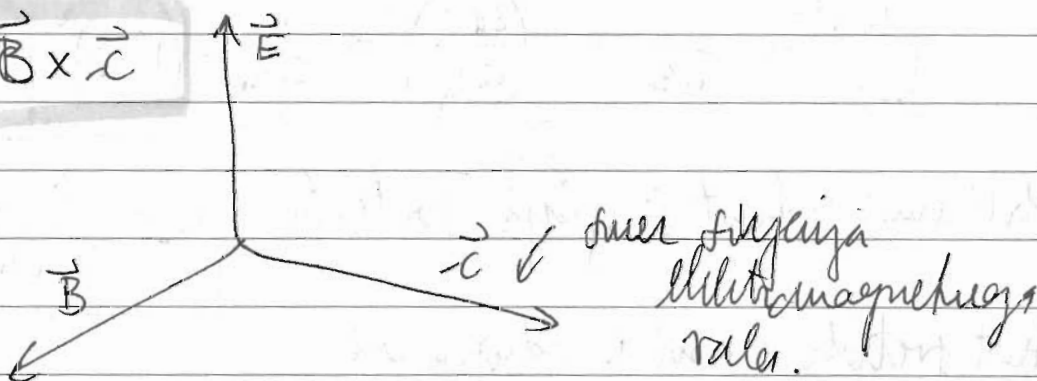
$$\text{Dobivamo: } -k \cdot E_0 \cdot \sin(kz - \omega t) = -\mu_0 \omega \cdot H_0 \cdot \sin(kz - \omega t)$$

$$E_0 = \mu_0 \frac{\omega}{k} \cdot H_0 = c_0 \cdot B_0$$

$$\boxed{E_0 = c_0 \cdot B_0}$$

To lahko najpisteno tudi
velikostno

$$\boxed{\vec{E} = \vec{B} \times \vec{c}}$$



Togledimo se energiji, ki jo nosi elektromagnetni val:

Vemo da je gostota el. energije polja:

$$w_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot E^2 = \frac{1}{2} \epsilon_0 \cdot B^2 c^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} = w_m$$

Električna in magnetna energija sta enaki. Skupna gostota energije el. in magn. polja je torej:

$$w = w_e + w_m = \epsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0}$$

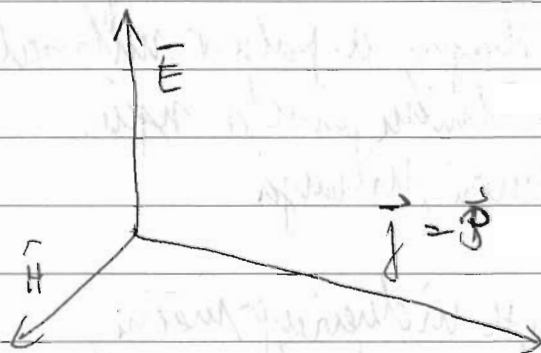
Togosto se definiramo gostoto energ. toka:

$$\vec{j} = \frac{P}{S} = \frac{W/t_0}{V/l} = \frac{W}{V} \cdot \frac{l}{t_0} = w \cdot c$$

$$j = \epsilon_0 E^2 c_0 = \epsilon_0 \cdot c_0 \cdot E \cdot B \cdot c_0 = \epsilon_0 c_0^2 \cdot E \cdot \mu_0 H = E \cdot H$$

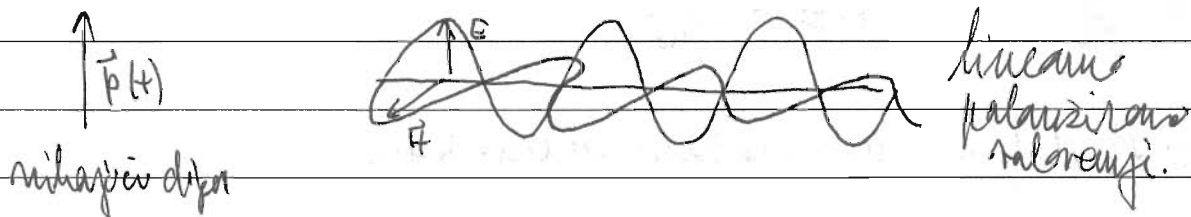
To napiseemo se vektorsko: $\vec{j} = \vec{E} \times \vec{H} = \vec{P}$

$\vec{P}$... Poyntingov vektor. Pove
kako se širi energija
EM vala

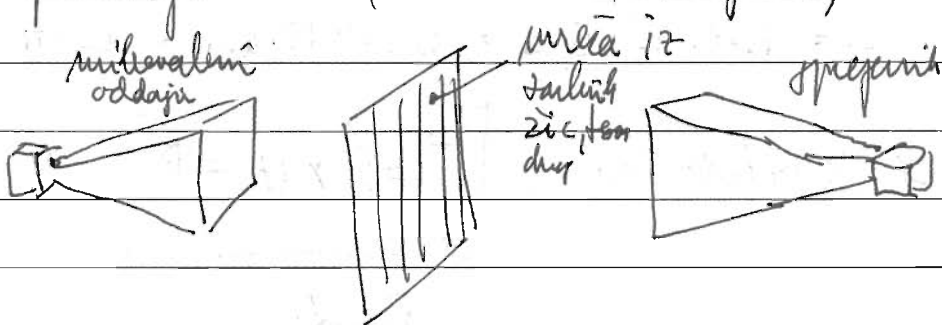


5.3.4. Polarizacija svetlobe pri dvojni lom in optična rotacija

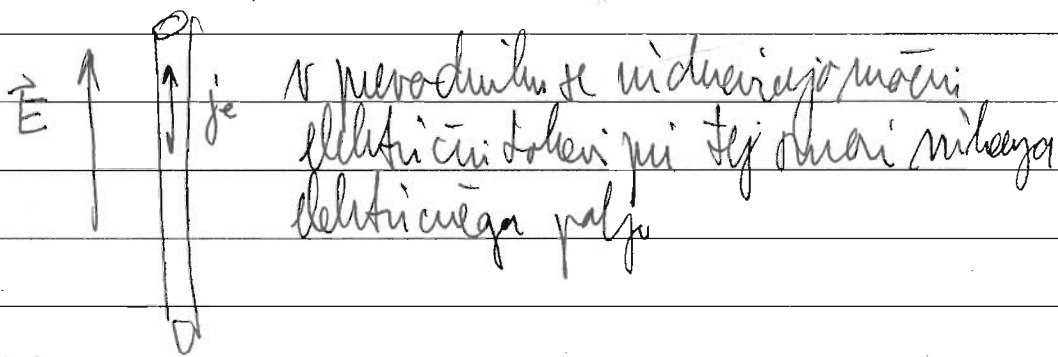
Videlisim, da elleticini dipal seva EM val, hi mǎ v saali
Sochi postea ni ab saahem casu melno tociŋ dalocni suib
miharij el. palji. Talisnem EM salovevji pravimo da ji
limamo palaviziano, cē elleticina palzila jaloš res cās
mha v isti ranim:

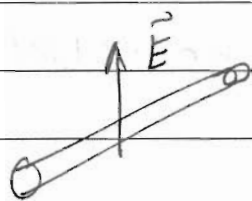


Takšen primer je rešino mikrovvalovna antena, ki oddaja valove v področju 6 Hz (val dolžine nekaj cm).



Ugotovim, da spezijskih spezijskavalovc samo pri
daljini smri končni mudi. V taji d. paji v mibralom
pali yume mome toline po piodlinu mte v ogin
absoluta, ci se piodlini v smri mibrali

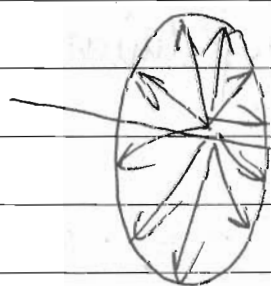




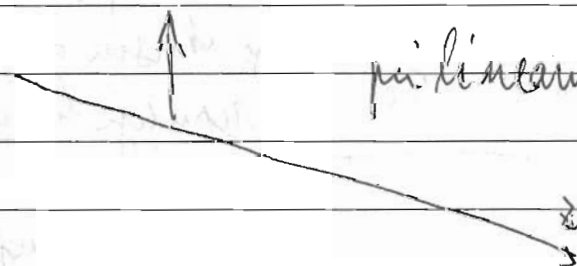
Jakosti Maxima, kar so žičke zelo tanke
in imajo dolžino mnogo daljšo kot
val. dolžino. To omogoča natančno
prepisavo.

Primeri, ki na njih nastane prepisava samo doloceno smer valovanja
imenujemo polarizator. Torej, v kateri smeri el. polje
ET nala imenujemo nihanje ravnine, tista ki je pravokotna
na je polarizacijske ravnine.

Vseeno je ET valovanje obicajno nepolarizirano, saj izhaja
iz množice majhnih svetil (atomov in molekul), ki
svetlobo oddajajo tako, da med drugim tudi nabere povesje
glede smeri polarizacije:



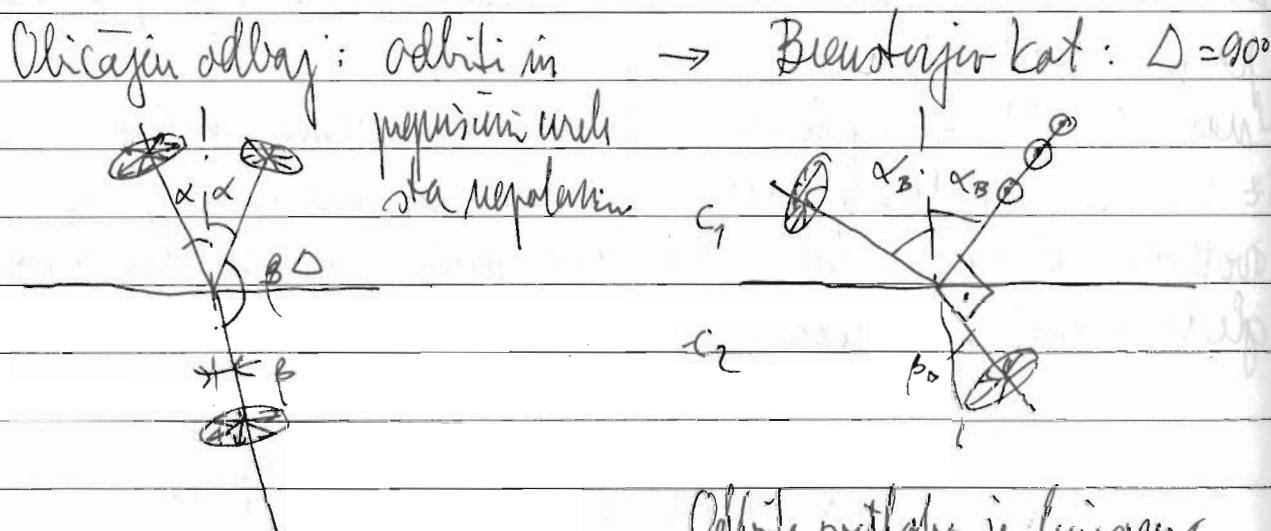
pri nepolarizirani svetlobi so vse
smeri polarizacije mogoče
zadane. Resnično
moremo videti
polarizirano svetlobo
od nepolarizirane



pri linearno polarizirani svetlobi
E vedno nika v isti
ravnini.

iz nepolarizirane svetlobe naredimo polarizirano svetlobo na nekaj različnih načinov.

a) pri odbaji svetlobe na meji dveh sredstev se pri določenem - Brewsterjev kotu - odbita svetloba polarizira in točno določeni smeri, to je ravnodušno z mejo:



Velja seveda le pri talni tudi za Brewsterjev kot

Odbita svetloba je linearno polarizirana:

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta_B} = \frac{c_1}{c_2}$$

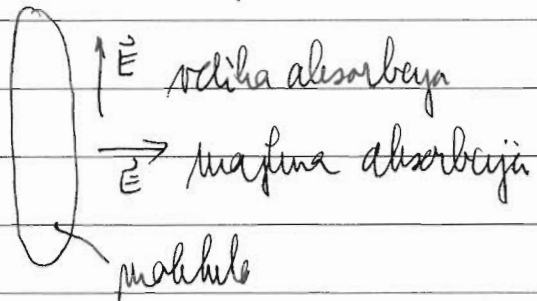
$$\alpha_B + \beta_B + 90^\circ = 180^\circ \Rightarrow \beta_B = 90^\circ - \alpha_B$$

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin (90^\circ - \alpha_B)} = \frac{c_1 \sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = \boxed{\tan \alpha_B = \frac{c_1}{c_2}}$$

Brewsterjev kot je odvisen od razmerja loma svetlobe in druga sredstva.

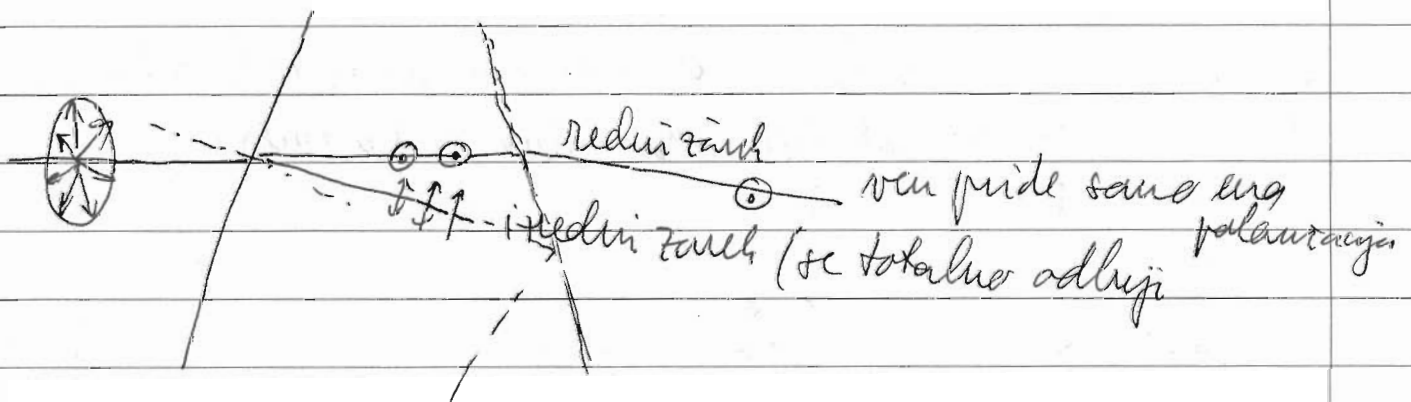
Takšni polarizatorji so slabi, saj prepisajo le del svetlobe kot nepolarizirano, in del (~10%) pa odbijajo polarizirano.

- b) dikroični polarizatorji: dikroizem - absorbcija določene komponente polarizacije svetlobe. Nekatere snovi absorbirajo polarizacijo v določeni smeri bolj kot v drugi smeri. Takšne so na primer organske molekule barvil, nekatere barve.

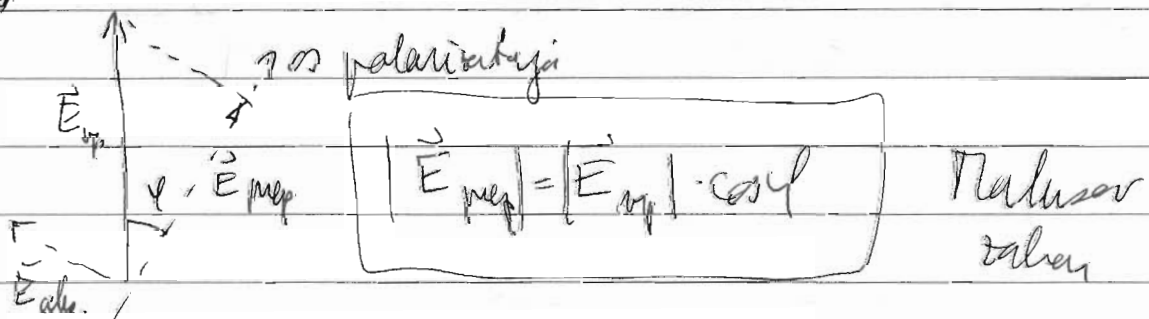


Takšni polarizatorji so v obliki folij, plastičnih folij na LCD zaslonih, tudi polarizirna očala.

- c) dvalomni kristali npr. kalcit (islandski dvalomec) razdeli vpadno nepolarizirano svetlobo na dva krogera ločena žarka:

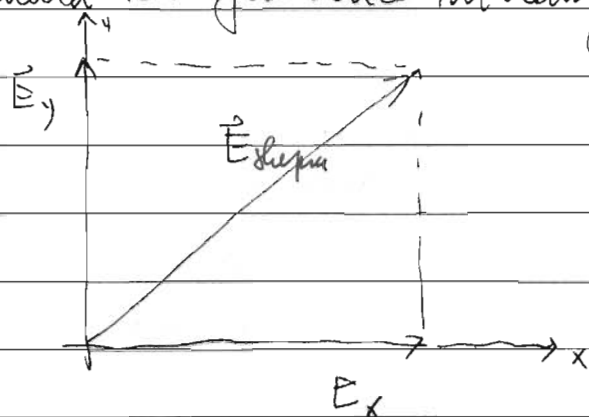


Polarizatorji so torej priprave, ki prepuščajo samo eno komponento električnega polja vzdolž polarizacijske osi.



Malusov zakon

Poleg linearno polarizirane svetlobe (cirkularno) polarizirano in eliptično polarizirano svetlobo. Če sta sestavljeno nihanja dveh med seboj pravokotnih polarizacij, ki imata isto frekvenco nihanja.

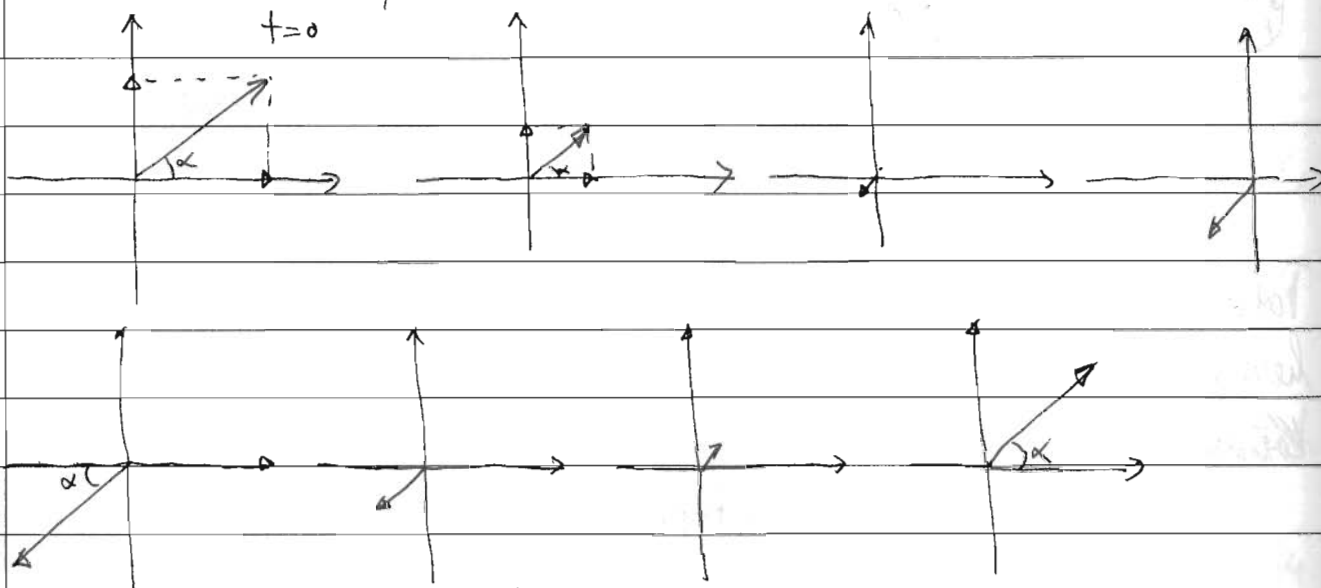


Čista $E_x(t)$ in $E_y(t)$ v fazi, t.j. nihata sočasno:

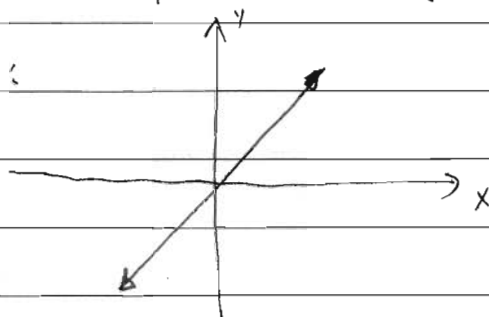
$$E_x(t) = E_{x_0} \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$E_y(t) = E_{y_0} \cdot \cos(kz - \omega t)$$

Daljin pri $z = \text{konst.}$ imata dveh linearno polariziranih valov, ki nihata sočasno, zato bosta vedno v istem smer:



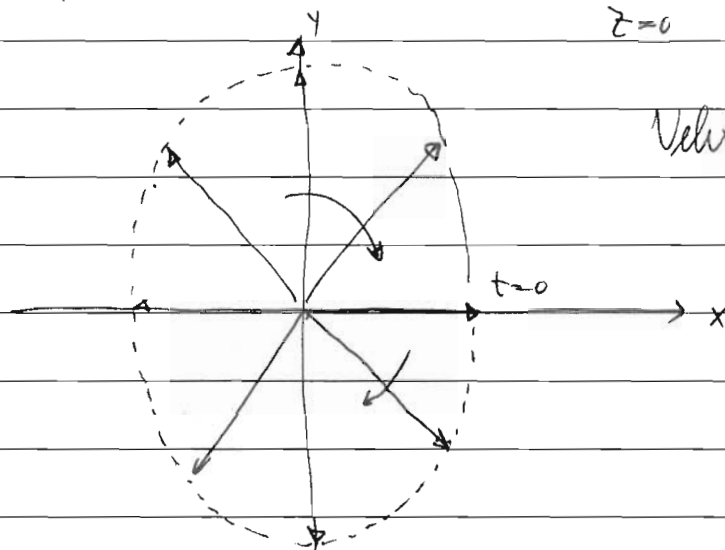
ali skrajšano:



Eliptično polarizirani valovi, ko je ena komponenta za 90° zaostajena (ali predstajena), nika kot $\sin(kz - \omega t)$

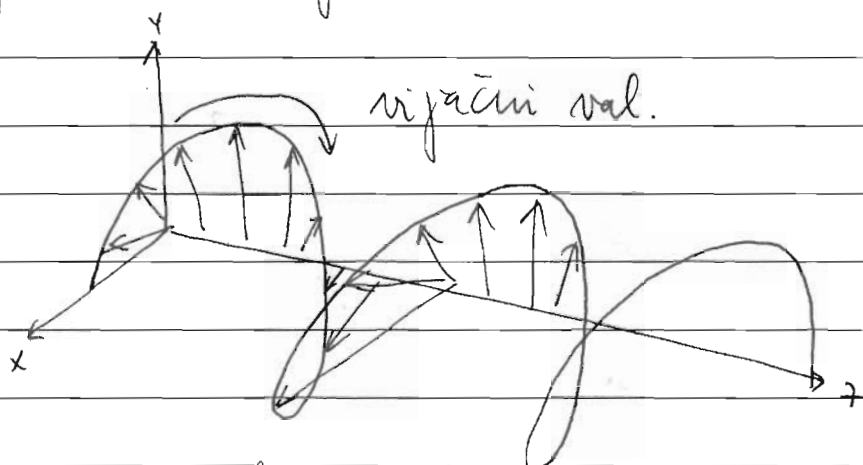
$$E_x = E_{x0} \cdot \cos(kz - \omega t)$$

$$E_y = E_{y0} \cdot \sin(kz - \omega t)$$



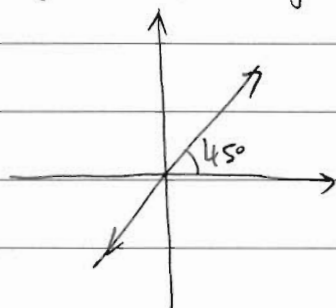
Večtor $\vec{E}$ kroji v dano smer
pri $z = \text{konst.}$ in
opisuje elipso.

Če hrapavčasti pri dani t -ji uagamo odločnost, ki videli
eliptično vrto vijčnice.

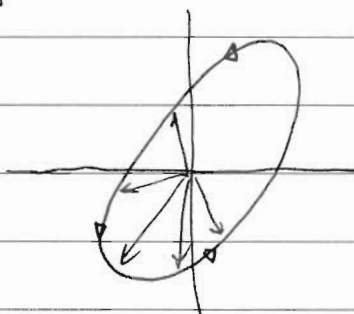


Če sta obe amplitudi enaki, dobimo okroglo (krogno)
polarizirano valovanje.

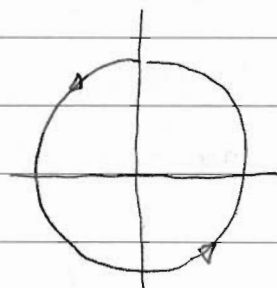
Zanimivo je opazovati splošno sliko valovaj, če se med njima spreminja faza razlika.



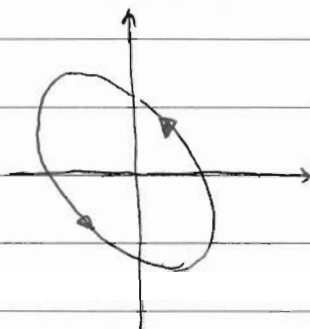
$\delta = 0$
linearno



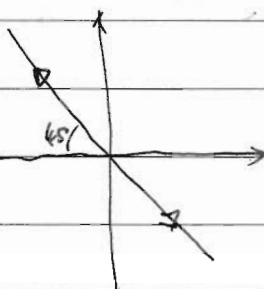
$0 < \delta < 90^\circ$
eliptična
desno



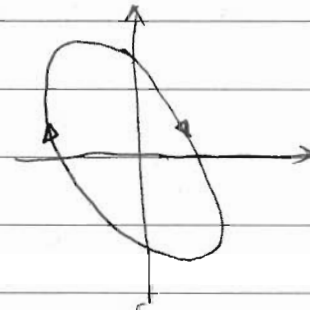
$\delta = 90^\circ$ (N/4 začetnika)
cirkularno
desno



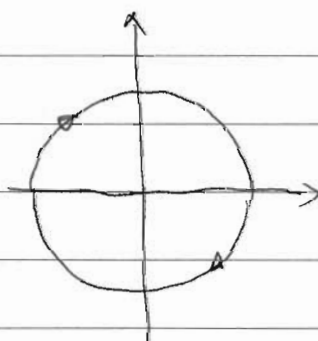
$90^\circ < \delta < 180^\circ$



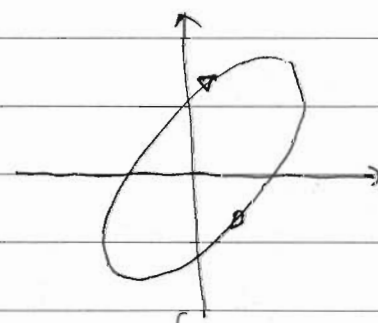
$\delta = 180^\circ$
(λ)



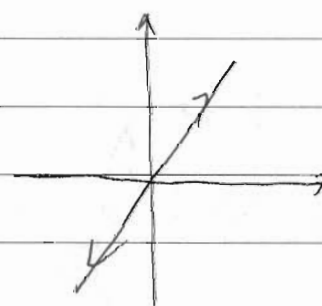
$180^\circ < \delta < 270^\circ$



$\delta = 270^\circ$

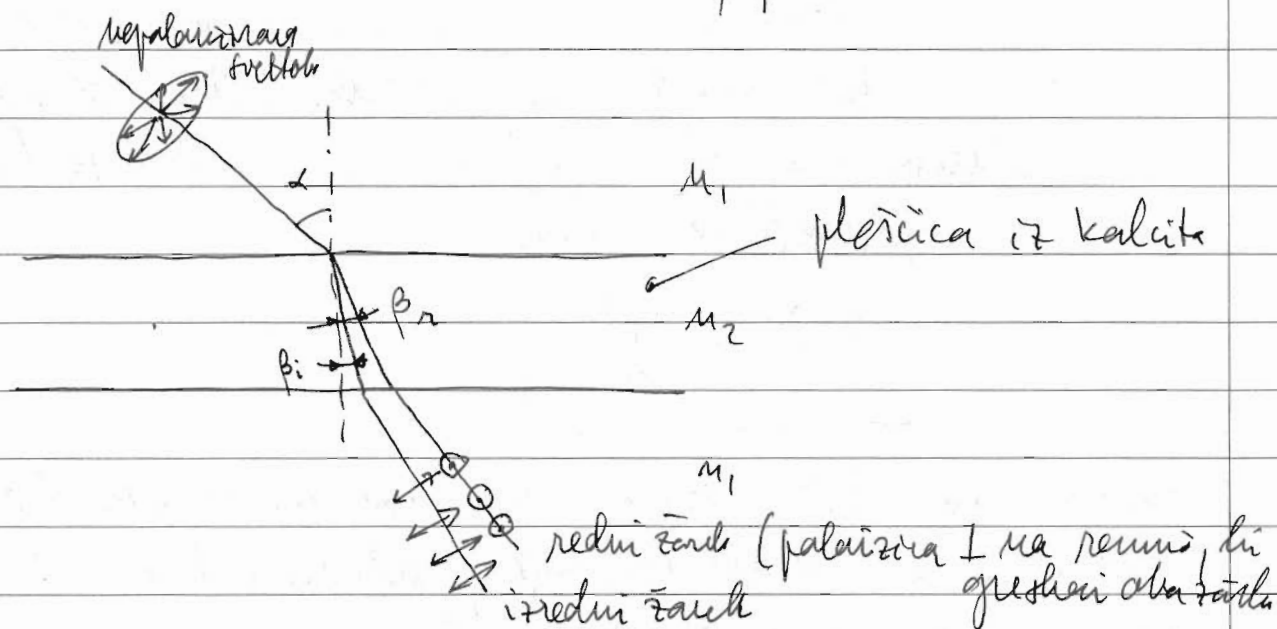


$270^\circ < \delta < 360^\circ$



$\delta = 360^\circ$

Dvojni lom: v nehomogenih kristalih (npr. Islandski doolamci) opazimo poseben pojav, če na kristal posvetimo z nepolarizirano svetlobo. Ta se razcepi na dva ločena, polarizirana žarka.



Očitno je lomi kvocient kristala odvisen od polarizacije. Ker je lomi hkrati odvisen od hitrosti širjenja svetlobe v snovi, je lomi kvocient definiran kot:

$$n = \frac{c_0}{c} \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{hit. svetl. v vak.} \\ \text{hitost svetlobe v snovi} \end{array}$$

V doolamnem sredstvu imamo očitno dve različni hitrosti širjenja svetlobe in sicer hitrost širjenja rednega in irednega žarka. Imamo torej tudi dva loma kvocienta. Ker loma lastnosti obeh žarkov so naslednje:

- redni žarek je lomi take kot pri navadnem žarku:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_r} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} = \underline{\underline{\text{Konst.}}}$$

Mi odnosa od
spadne smeri, zato
ga imenujemo
redni (arhitimski, navadni)
žarek.

- izredni žarki (extraordinary, nenavadni) žarj ne velja lami zakon v običajni obliki:

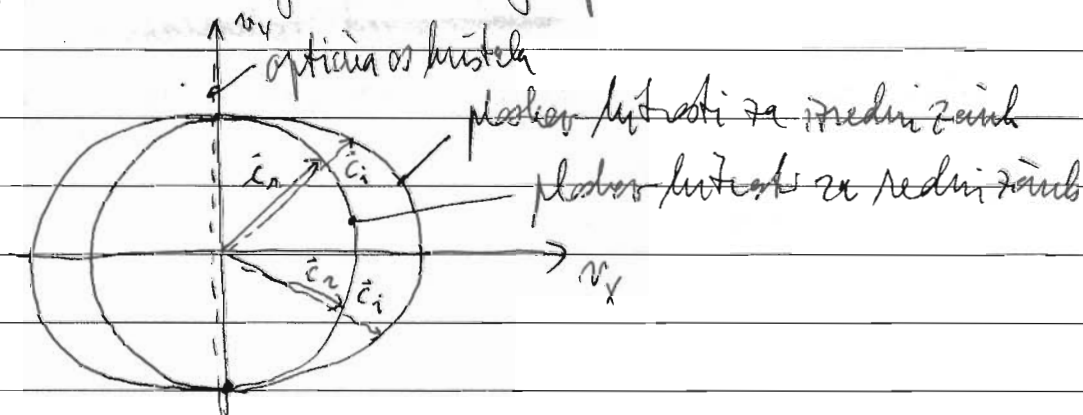
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_i} \neq \text{konst.} \quad \text{se razmenjuje s spremembo zgradin kata.}$$

to pomeni, da je lami koeficient, srednja hitrost pri žarju izrednega žarka odvisna od smeri žarjenja žarka.

Velja "popravljen" lami zakon:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_i} = \frac{n_z(\alpha)}{n_1}$$

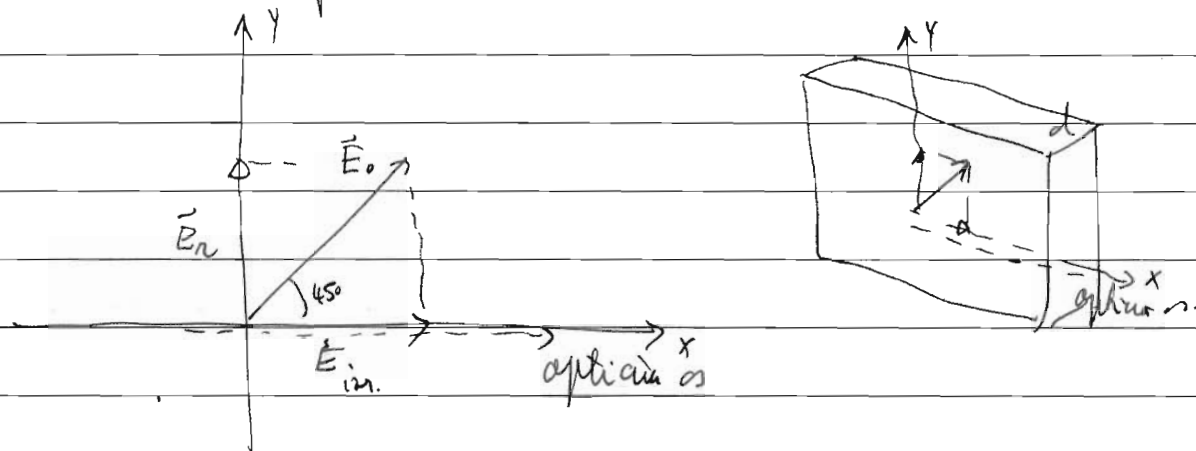
Dajstvo, da je hitrost rednega žarka neodvisna od smeri, hitrost izrednega pa se s smerjo spreminja, grafično pokazano s plavim diagramom žarjenja vitale:



Samo v dveh točkah se plošči stikata, sta ji dve točki potopne pinnice, ki ji pravim optična os kristala. Za večino, ki se stikata optične osi, da hitrosti rednega in izrednega žarka nista. Kalitine so dvovalnostni kristali:

	n_i	n_z
Kalit	1,486	1,658
Kvarc	1,553	1,544
Izluhristal	1,75	1,51

Plásica iz dvoalebnega materiala, ki ima optično os poravnano v mejni ravnini med polni lastnostmi:



Vpadna polarizacija spada $\perp$ na plásico, vendar je pod 45° glede na smer optične osi. Imamo torej redni in izredni žarki, ki se razlika svoji hitrosti premikata skozi kristal. Zanimar nas, kako se je svetlobna valovanja po prehodu kristala zdebelila d. Vpadna polarizacija razdeli na dve komponenti:
 E_{in} ... el. polje rednega žarka, E_{red} ... el. polje rednega žarka.

$$E_x(z=0, t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos \omega t$$

$$E_y(z=0, t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos \omega t$$

Hitrosti obbeh valovanj sta različni:

$$E_x(z, t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos(k_1 z - \omega t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos\left(\frac{\omega}{c_1} z - \omega t\right)$$

$$E_y(z, t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos(k_2 z - \omega t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos\left(\frac{\omega}{c_2} z - \omega t\right)$$

Po sledem (kateri stavalovalenji po prehodu plásice, $z=d$:

izredni: $E_x(d, t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos\left(\frac{\omega}{c_1} d - \omega t\right)$

redni: $E_y(d, t) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \cos\left(\frac{\omega}{c_2} d - \omega t\right)$

} očitno je med valovanji nastala faza razlike zaradi različnih hitrosti širjenja

Fazna razlika: $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = \frac{\omega}{c_i} \cdot d - \frac{\omega}{c_r} \cdot d =$

$$= \omega d \cdot \left(\frac{1}{c_i} - \frac{1}{c_r} \right) = \omega d \left(\frac{c_0}{c_0 \cdot c_i} - \frac{c_0}{c_0 \cdot c_r} \right) =$$

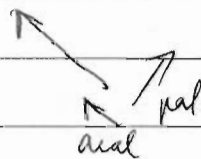
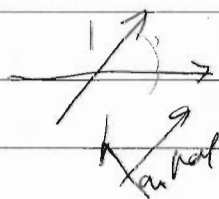
$$= \frac{\omega}{c_0} \cdot d (n_i - n_r) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot d (n_i - n_r)$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot d (n_i - n_r)$$

Fazna razlika je za izbran λ odvisna od razlike lomli
koeficientov in debeline.

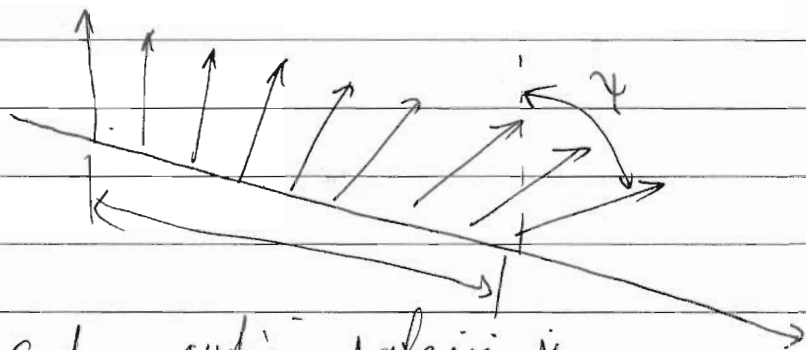
Lahko si izberem tako debelino d , da bo fazna razlika $\Delta\phi = 90^\circ$.
Tahert bo ploščica namestila iz linearno polarizirane svetlobe
cirkularno polarizirano svetlobo. To je $\lambda/4$ ploščica. Lahko
tudi izberem poljubno fazno razliko za dano valovno dolžino.
Tahert dvostrukih kristalov je zelo uporabna za izdelavo
optičnih pripravek.

Sedaj pa lahko pojasnimo, zakaj pri drapiem lamu med
polarizirano polarizirano svetlobo, dajmo obarvano svetlobo.
zaradi različnih faze svetlobne naravnih
svetlob. Trebušena polarizacija prepričata napreči iste
reflekt (izbran λ), za katero je fazna razlika λ :



na svetlobo izbrane
val. dolžine je prepričano.

Optična aktivnost: nekatere snovi imajo nenavaden lastnost
 svetloba ravne polarizacije svetlobe, ki se v tej snovi
 širi. Takšne snovi so na primer sladkor, rastlinske sladkorne
 ali mineralne kemije.



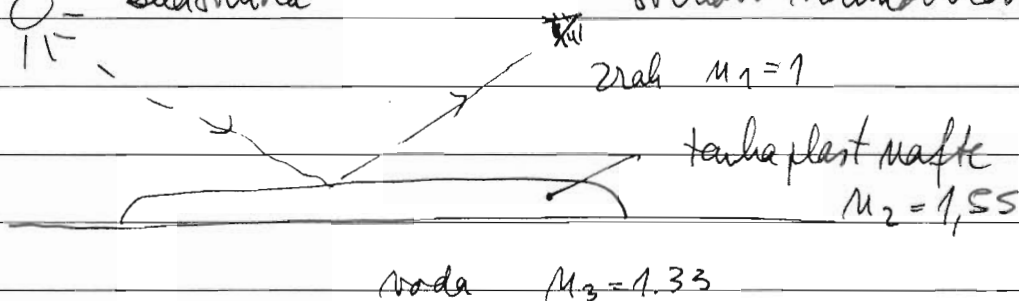
$\chi = C \cdot d$ optična rotacija je
 sorazmerna z debelino snovi, pod katero svetloba
 prehaja. Če svetloba gre v desno ali levo ni je poverano
 simetrijo molekul ali simetrijo snovi. $C \sim 50^\circ/\text{mm}$.

5.3.5. Interferenca na tanki plasti, Braggov odbaj

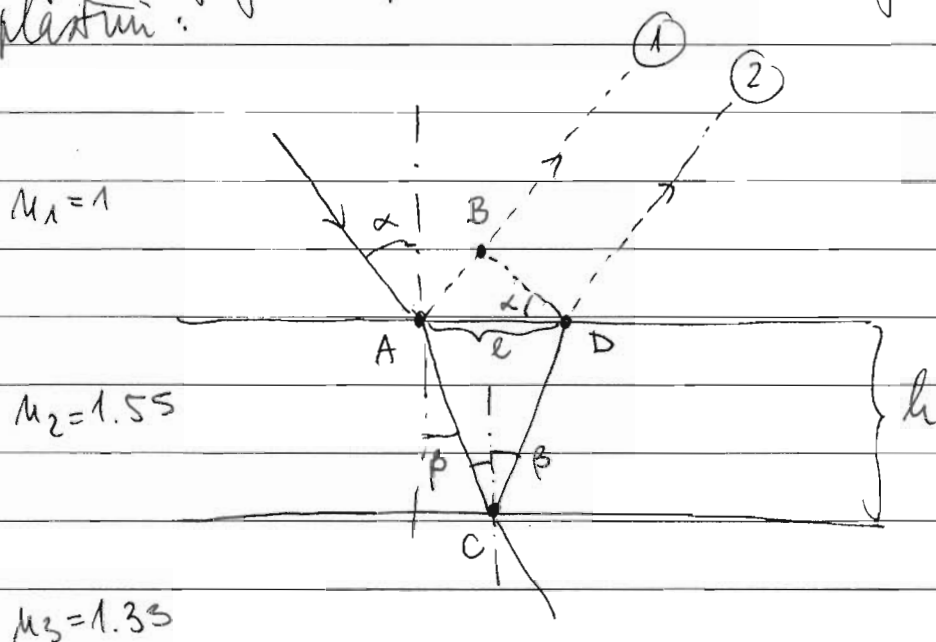
V naravi zelo pogosto opazimo pojav interference svetlobe na tanki plasti. Tak primer vidimo na primer na vodni površini, ki kaže zanimive mavrične barve

○ = Belosvetla
 11' =

svetlobo vidimo obkroženo!



Zakaj pride do tega pojava? Podoban pojav vidimo tudi na milni milnici, ki imajo zanimive mavrične barve. Pogledajmo kaj se dogaja z vpadno svetlobo na meji med posameznimi plastmi:



Ugotovimo: zrak, ki vprede v zraku na meji z nafto v točki A, se deloma odbije kot zrak ①, deloma gre v nafto. Na meji z vodo se deloma odbije kot zrak ②, deloma gre v vodo. Vidimo, da odbita zrak ① in ② med seboj interferirata,

her se sêterata. Încăuati maraua terej, za halika
 & radiluzita pati obdi zăcher. Upăterati marămo, da
 je valama dalcuă sveltare v srednu durgacuă hat v
 valumi. Interferenca dvel zăcher bo paritima, cê bo
 zăcher pati maha magahatnihu valame dalcuă v
 srednu :

$$\Delta S = N \cdot \lambda = N \cdot \frac{\lambda_0}{n} \quad n \dots \text{lanikrociat srednu}$$

$$\boxed{OP = \Delta S \cdot M = N \cdot \lambda_0} \quad \text{opticuă pat}$$

Produlit $\Delta S \cdot M$ imlungine opticuă pat, tory jê to
 produlit depărie pati in lanega hocienta. Cê zăcher
 nepatuzi vîc reslicuă sredstev, patem jê dlepra
 opticuă pat maha vati

M_1	M_2	M_3
ΔS_1	ΔS_2	ΔS_3

$$\Delta S_1 M_1 + \Delta S_2 M_2 + \Delta S_3 M_3 = \text{opticuă pat.}$$

Iz tega dlepramo, da hano dăbili hastulitimo interferene
 taluat, hê bo reslika opticuă pati obdi zăcher maha
 cêlum magahatnihu valame dalcuă v valumi.

Togleguă, halikă jê reslika opticuă pati ① m ② :

$$\Delta S = \overline{ACD} - \overline{AB} = 2 \cdot \overline{AC} - \overline{AB} =$$

$$\cos \beta = \frac{h}{\overline{AC}} \Rightarrow$$

$$= 2 \cdot \frac{h}{\cos \beta} \cdot M_2 - l \cdot \sin \alpha \cdot M_1 =$$

$$\Rightarrow \overline{AC} = \frac{h}{\cos \beta}$$

$$= 2 \cdot \frac{h}{\cos \beta} \cdot M_2 - l \cdot M_1 \cdot \sin \alpha \cdot 2 \overline{AC} \cdot \sin \beta =$$

$$\sin \alpha = \frac{\overline{AB}}{l} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \overline{AB} = l \cdot \sin \alpha$$

$$= 2 \cdot \frac{h}{\cos \beta} M_2 - 2 M_1 \cdot \sin \alpha \cdot \sin \beta \cdot \frac{h}{\cos \beta} =$$

$$\sin \beta = \frac{h_2}{\overline{AC}} \Rightarrow l = 2 \overline{AC} \sin \beta$$

$$\begin{aligned}
 &= 2 \frac{h}{\cos \beta} \cdot n_2 - 2 \frac{h}{\cos \beta} n_1 \cdot \frac{n_2}{n_1} \cdot \sin^2 \beta = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} \\
 &\sin \alpha = \frac{n_2}{n_1} \sin \beta \\
 &= 2 \cdot \frac{h}{\cos \beta} n_2 (1 - \sin^2 \beta) = \\
 &= 2 \cdot \frac{h}{\cos \beta} \cdot n_2 \cdot \cos^2 \beta = 2 \cdot h \cdot \cos \beta \cdot n_2
 \end{aligned}$$

Rezultna optična pot je torej: $\Delta S = 2 \cdot h \cdot n_2 \cdot \cos \beta$

Upoštevati moramo še, da se pri posameznem odbaji spremeni faza valovanja. V točki A se valovanje odliji na optično gostejšem sredstvu in dobri še dodatno fazo razlika 180° , kar pomeni samo $1/2$ valovne dolžine v vakuumu. V točki C se val odliji na optično redkejšem sredstvu in ni dodatne faze razlika.

Skupna rezultna optična pot je torej:

$$2h \cdot n_2 \cdot \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2}$$

Torej je ojačanje če je $2h n_2 \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} = N \cdot \lambda_0$

$$\begin{aligned}
 2h n_2 \cos \beta &= N \lambda_0 + \frac{\lambda_0}{2} = \left(N + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 = \\
 2h n_2 \cos \beta &= (2N + 1) \frac{\lambda_0}{2}
 \end{aligned}$$

Oslablitev:

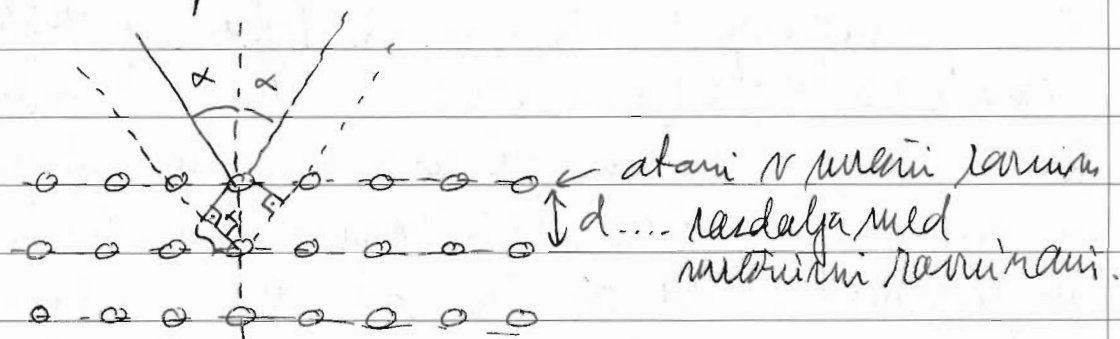
$$2h n_2 \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} = (2N + 1) \frac{\lambda_0}{2} \Rightarrow$$

$$2h n_2 \cos \beta = 2N \cdot \frac{\lambda_0}{2} + \frac{\lambda_0}{2} + \frac{\lambda_0}{2} = N \cdot \lambda_0 + \lambda_0 = N \cdot \lambda_0$$

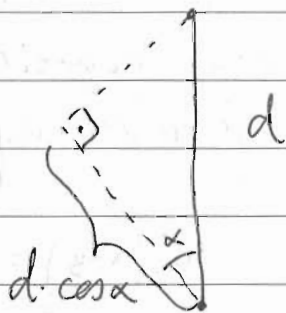
$$2h n_2 \cos \beta = N \cdot \lambda_0$$

Tri dmen katn, pad katerim upravnio plast, je pogoj za
 ajaciter izpalujem samo za luvalome dalsino, zato je
 odbita svetlobe obravana.

Todalen pojav kat je ajacan odbaj svetlobe na meji tauli
 plati ajamio pri kristalih in sipanju luathvalome
 svetlobe (rentgeske, X-zaki). Ti zaki imajo valomo
 dalsino, ki je primerljiva z razdaljami med atomi v
 kristalih, toclj $\lambda_0 \approx 1-5 \text{ \AA}$. Tleg tega je lami koeficient
 snai za te zake malitico mal 1.



Lahko si predstavljamo, da se rentgeske zaki odbijajo
 od posameznih atomskih plasti.



Velika pati je $2d \cdot \cos \alpha = N \cdot \lambda$ pogoj za ajacanje
 rentgeske svetlobe
 Braggova enacha.

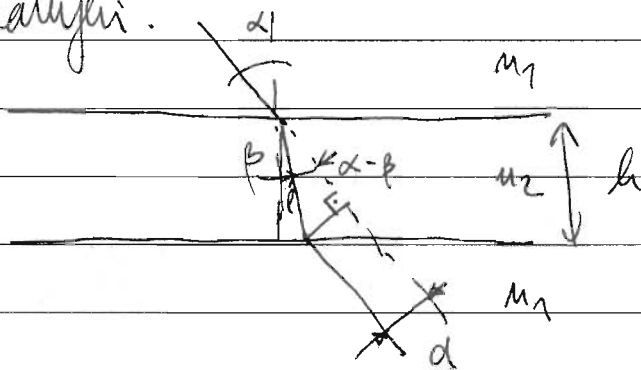
5.4. Geometrijska optika

V geometrijski optiki zanemarimo valilni in interferenčni, torej valovne lastnosti svetlobe. Sijajne svetlobe obravnavamo kot prear, uporabimo pa lahko svetlobe na posameznih mejah in odboj svetlobe. Sijajne svetlobe označujemo z žarki.

Tri geometrijski optiki nas bo posebej zanimala predstava predmetov & vrcali in leč.

Žarki od določene predmeti potujejo skozi različna sredstva, se lomijo in odražajo. Naslednja predstava o velikosti, legi in obliki predmeta se zato spremeni. Podoba o obliki in velikosti predmeta (P) se imenuje slika (S). Slika predmeta je lahko prava (realna) ali navidezna (virtualna), odvisno od tega, ali so žarki, ki prihajajo od predmeta, konvergentni ali divergentni. Konvergentni žarki nam vedno dajejo realno sliko predmeta, ki jo lahko upamemo (projiciramo) na zaslon. Virtualne slike ne moremo upamiti na zaslon.

Planparalelna plast in prizma: po prehodu skozi planparalelno plast se žarki & lomijo hvalicuben in se žarki določat lani. Po prehodu ji žarki neredno premaknjeni.



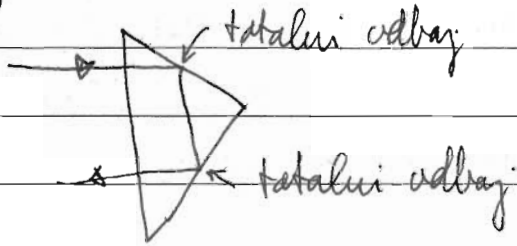
$$\sin(\alpha - \beta) = \frac{d}{l}$$

$$\cos \beta = \frac{l}{d} \Rightarrow l = \frac{d}{\cos \beta}$$

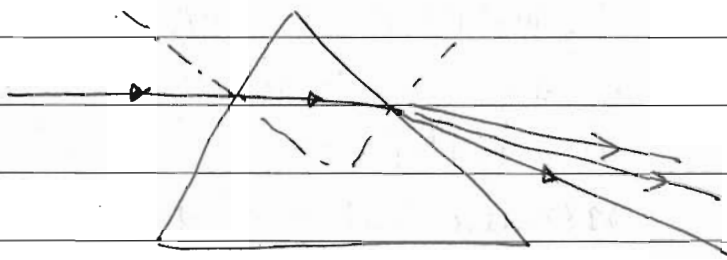
$$d = l \cdot \sin(\alpha - \beta) = \frac{l \cdot \cos \beta}{\sin(\alpha - \beta)}$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}$$

Bolj zanimi je prehod svetlobe skozi prizmo. Trizme uporabljamo za idealna zrcala (na principu totalnega odboja)



ali kot element, ki razkleni svetlobo:

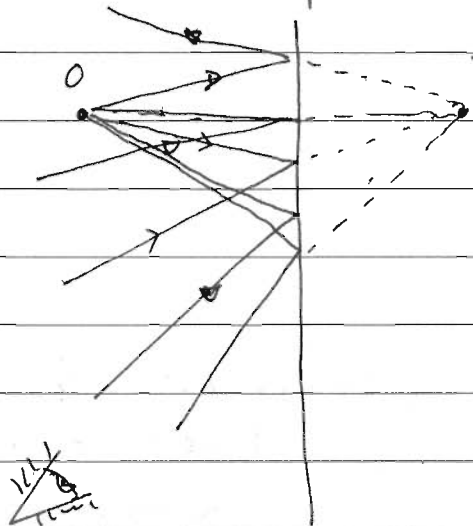


} po prehodu skozi
prizmo se razk
razkleni:

lamni kroci so odvisni od
valovne dolžine!

5.4.1. Treslikave z zrcali

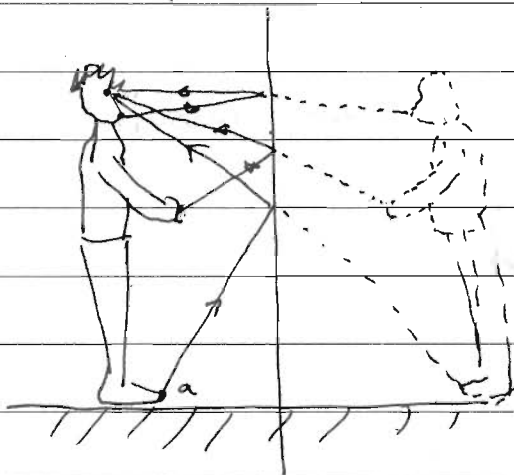
Oblikovanje sams in kroglina zrcala. Ramozrcalo je rana površina, ki odlija svetlobo. Zrcali, ki spadajo pod eno kategorijo se po velikosti lahko delijo.



slika točke I

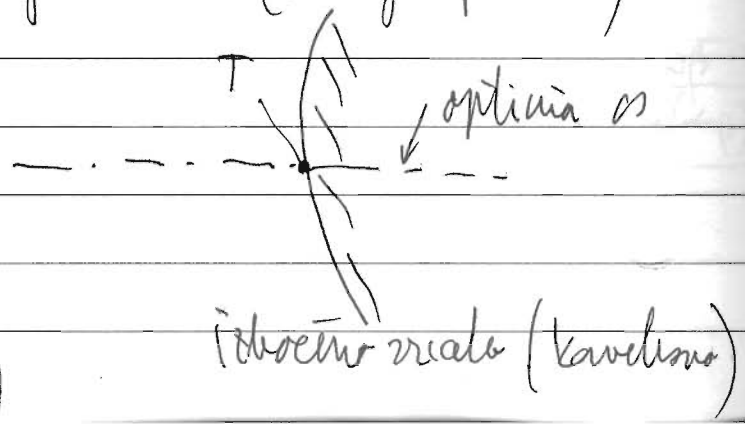
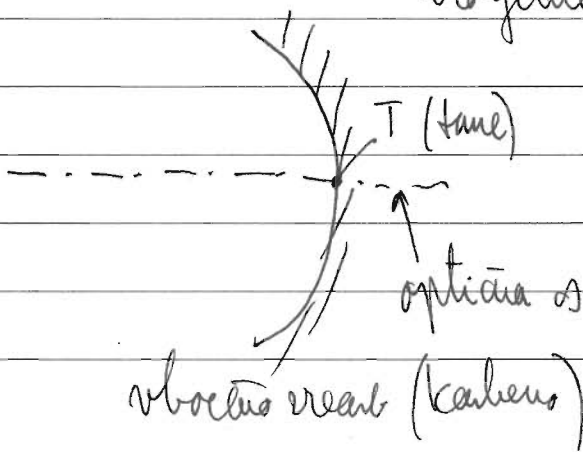
Slika je imaginarna, saj ji ne moremo najti na zrcalu.

Slika predmeta je male velikosti in v mali oddaljenosti od zrcala, kot je predmet



Ta se odraža v sliki koordinatnega sistema pri zrcaljenju. Telo postane desno in obratno.

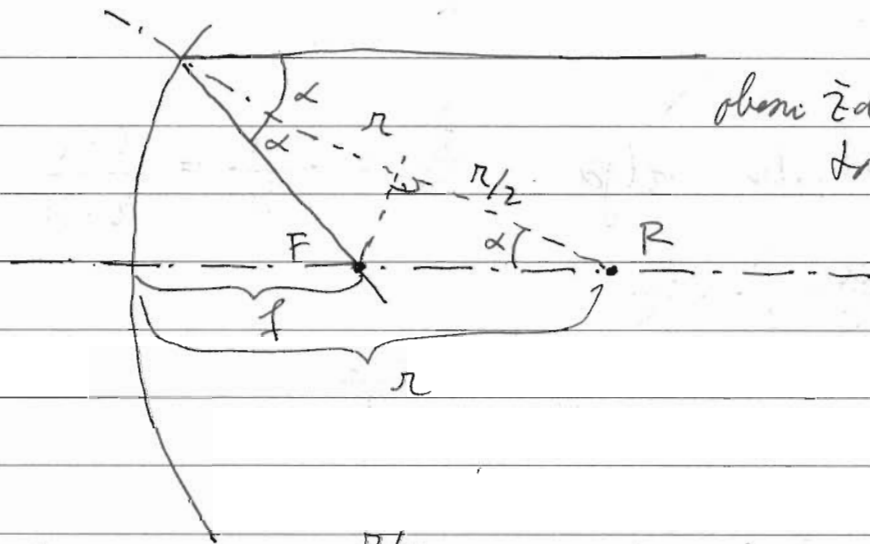
Kroglina zrcala: ločimo konvexna (vbočena) in konvexna (izbočena) zrcala. Pri kroglinskih zrcalih ima parabolna zrcala obliko kroglinice izseka (kroglina površina).



Tri obremenosti nastanka slike na realni sledimo žarke.
Obremenitve nekatere značilne žarke:

- absorni žarki: ta gre sporedno z optično osjo.
- goriščni žarki
- temenski žarki: gre skozi temno vrata
- žarki skozi kv. radij - se odlije sam. raz.

Poglejmo, kako se pri henukonem realni zberejo
absorni žarki:



absorni žarki zberejo v
točki F, ki jo imenujemo
gorišče

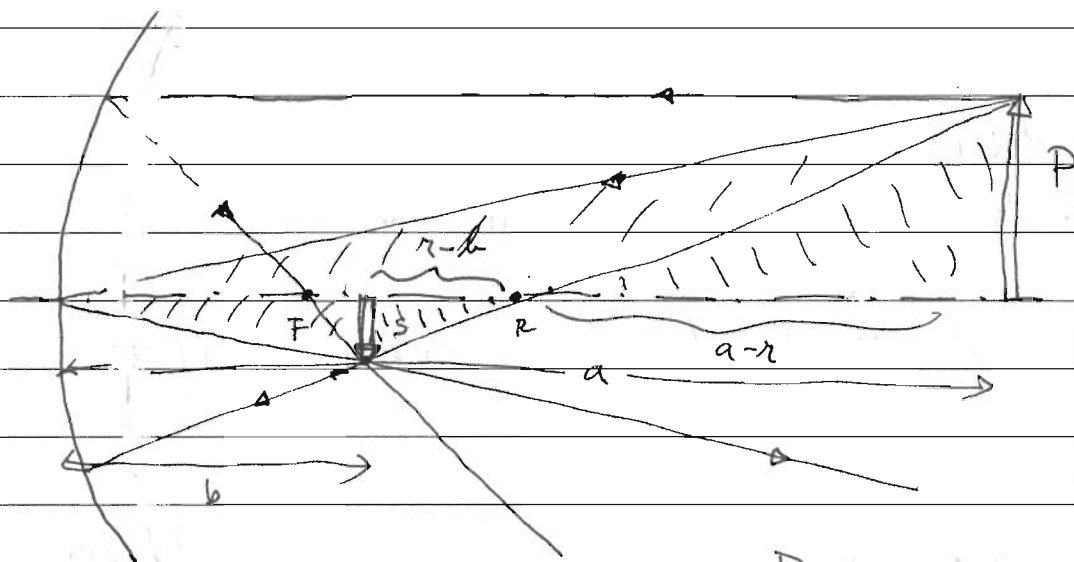
velja $\cos \alpha = \frac{r/2}{r-f} \Rightarrow r-f = \frac{r}{2 \cos \alpha} \Rightarrow f = r - \frac{r}{2 \cos \alpha}$

če f so kati, pod katerimi gledamo žarke majhni (paralelni
žarki) $\alpha \approx 0 \Rightarrow \cos \alpha \approx 1$, dajmo

$$f = r - \frac{r}{2} = \frac{r}{2}$$

Goriščna razdalja kaulnega vrata je enaka $r/2$.

Totemir sedaj predmet P v razdalji a od lemerne
 vrata, slika pa bo nastala v razdalji b od lemera:



Iz podobnih trikotnikov velja: $\frac{P}{S} = -\frac{a}{b} = \frac{a-r}{r-b}$

Tovrstno: $\frac{P}{S} = -\frac{a}{b} = \frac{b}{a}$

Iz druge enačbe pa sledi $\frac{a}{b} = \frac{a-r}{r-b}$

$$a(r-b) = b(a-r)$$

$$a \cdot r - ab = a \cdot b - r \cdot b$$

$$a \cdot r + b \cdot r = 2a \cdot b \quad /: ab$$

$$\frac{r}{b} + \frac{r}{a} = 2 \quad /: r$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{r} = \frac{1}{f}$$

Dolili smo enačbo reala :

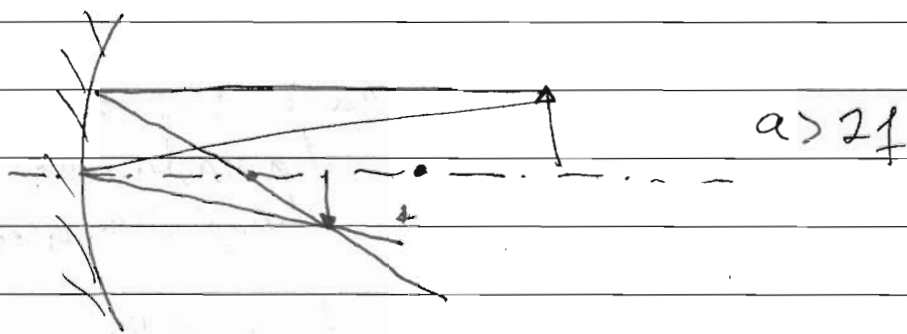
$$\boxed{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}}$$

Tovrstno: $\frac{S}{P} = \frac{b}{a} = \frac{a \cdot f}{a(a-f)} = \frac{f}{a-f}$

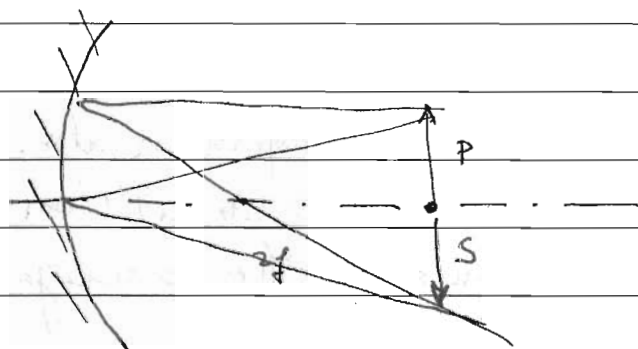
$$\frac{1}{S} = \frac{1}{f} - \frac{1}{a}$$

$$b = \frac{a \cdot f}{a-f}$$

$\bar{a}$ je $a > 2f$: $S \ll P$ pomanjšana in obrnjena slika.

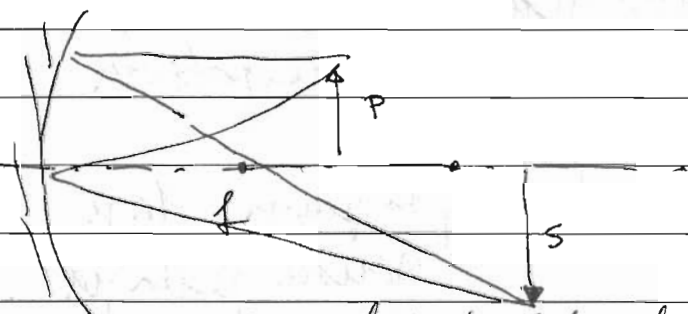


$\bar{a}$ je $a = 2f$ $S = P$, $a = b$ slika je enake velikosti, nastane v enaki razdalji.

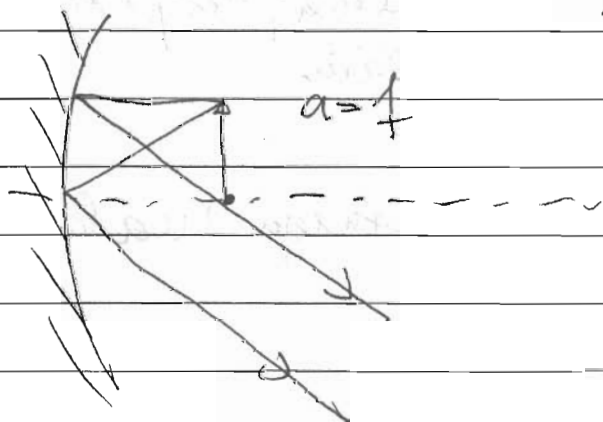


$\bar{a}$ je $f < a < 2f \Rightarrow$ smer slike se obrne, tudi $b < 0$ je slika, vendar se slika poveča.

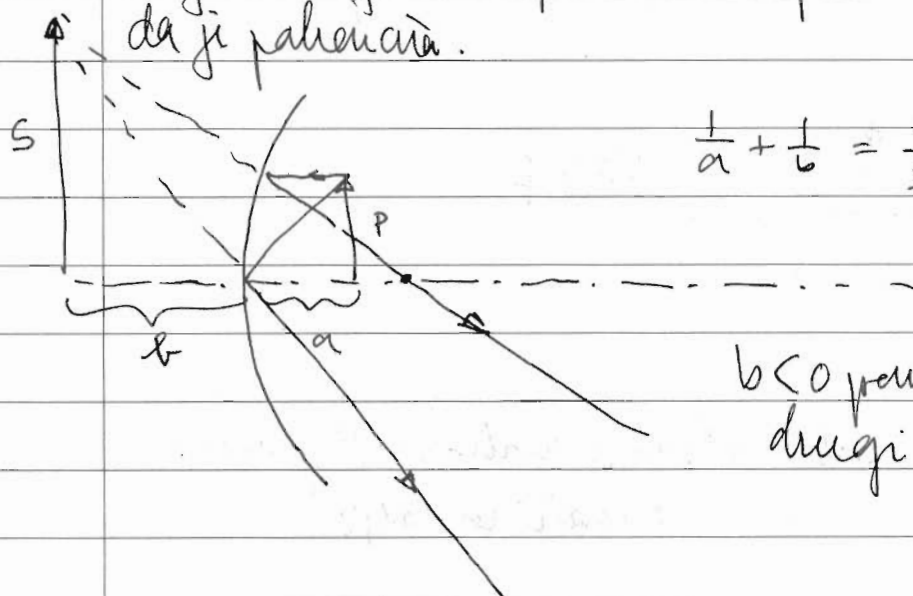
$$\frac{1}{b} = \frac{1}{f} - \frac{1}{a} < 0$$



$\bar{a}$ je $a \rightarrow f$, velikost slike divergira, nastane v neskončni veliki oddaljenosti.



če je $a < f \Rightarrow$ sprenani se predmeti slike, kon paveni;
da je pahenaua.



$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

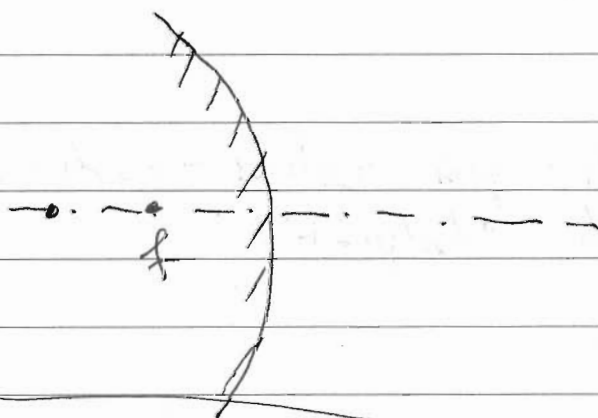
ker je $a < f \Rightarrow b < 0$
slika nastane na
drugni strani vrca

$b < 0$ paveni, da je slika us
drugni (vrtkalni strani).

Todakno obravnavamo tudi kavehno kragelno vrca.
Enakba lga vrca je padakna ni jo dakno z parni stiken.
če gre $r \rightarrow \infty$, gre $\frac{1}{r} \rightarrow 0$. Dakno enakba samega
vrca

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = 0 \Rightarrow b = -a$$

Če kumimo vrca na drugni stran, bristi radij
pada od vrednosti $-\infty$. Radij je torej negatoven
pri kavehnem vrca:



$f < 0$, to pavni, da je
grišče vrca na
drugni strani
vrca, kar padajo
zarti.

$$\boxed{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f} = -\frac{1}{|f|}}$$

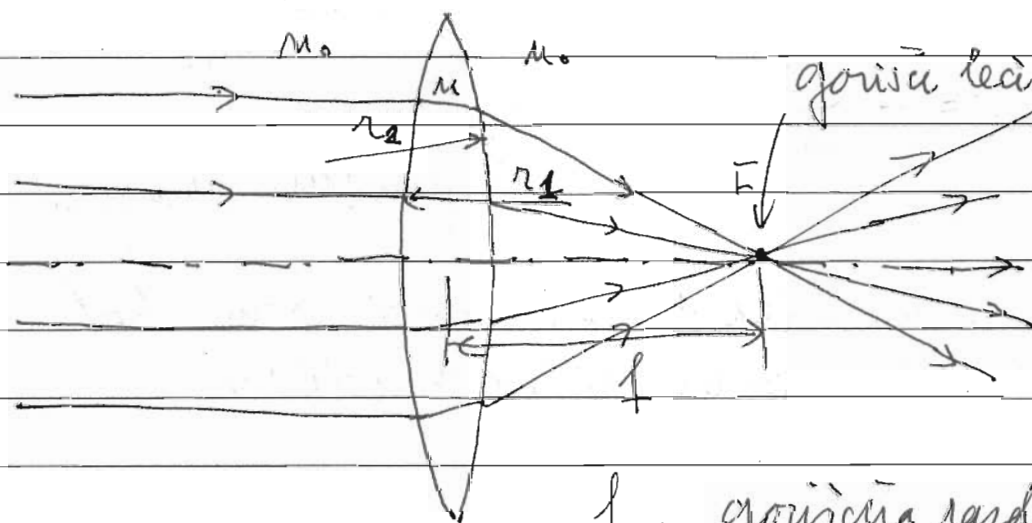
Enakba kavehnega vrca

5.4.2. Preslikave z lečami

Obravnavali bomo krugline leče (sfere). To so telca iz
prozorne snovi z lomi koeficienta n , meji sta kruglini
ploskni. Običajno obe ploskni leče obdajata zrak. Zaradi
laminje na obeh površinah leče. Obravnavali pa bomo
samo tanko lečo. Debelina tanke leče je zanemarljivo
majhna v primerjavi s krivinskimi radijema leče.

Z obravnavo bikonvexne (dvastran. izbočene) leče ugotovimo,
da pri tanki leči obstaja gorišče. To je točka, v kateri
se zberejo žarki, ki padajo asimetrično z optično osjo.

Bikonvexna leča:



f ... goriščna razdalja leče.
Z izračunom bomo na obeh površinah pridemo do
izraza za goriščno razdaljo leče:

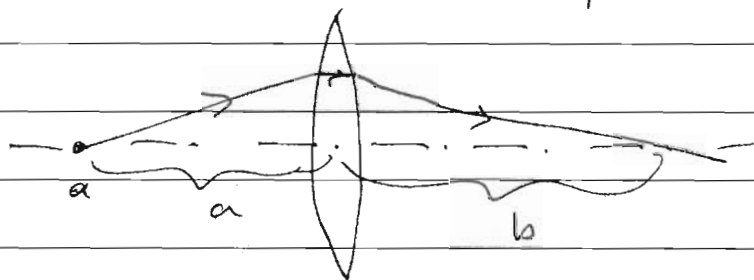
$$\frac{1}{f} = \frac{n - n_0}{n_0} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

r_1, r_2 , krivinski radiji,
sta lahko + ali -
 n ... lomi koeficient leče
 n_0 ... lomi koeficient okolja

Našo tanko lustrno kvadrato lečo:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

analoja je podobna (mala)
kot pri zrcalih.

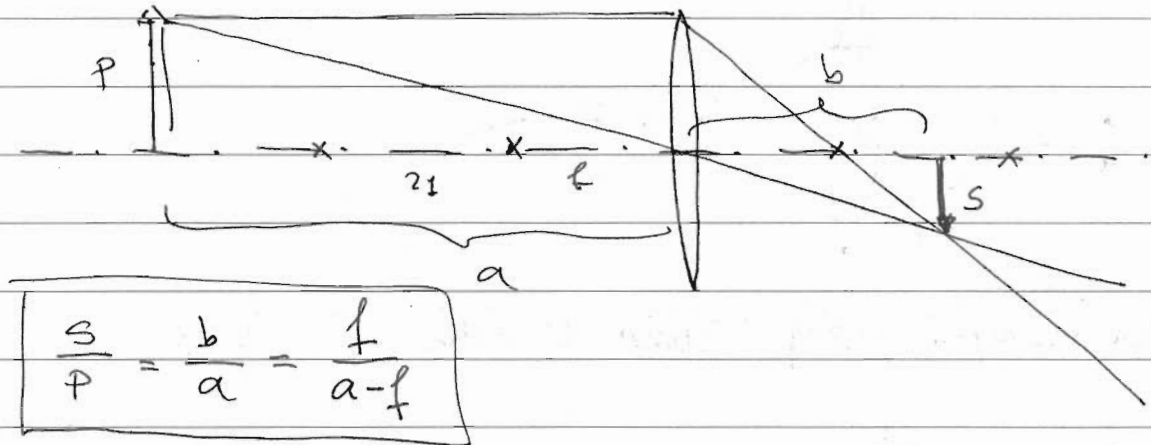


Glede na krivinski radij ločimo različne vrste leč:

bikonvexna		$r_1 > 0, r_2 > 0$	} zbiralne leče
plankonvexna		$r_1 > 0, r_2 \rightarrow \infty$	
bikonkavna		$r_1 < 0, r_2 < 0$	
		$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} > 0$ $\hookrightarrow f < 0$	
konvexna (karla)		$r_1 < 0, r_2 > 0$	} razpršilne leče
plankonkavna		$r_1 < 0, r_2 \rightarrow \infty$	
bikonkavna		$r_1 < 0, r_2 < 0$	
		$\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} < 0$	

Še opomba: konvexna razdalja zbiralne leče je pozitivna, kar pomeni, da je ~~na~~ goritve na drugi strani, kot pri zrcalu. Negativna goritve razdalja pomeni, da je f na isti strani.

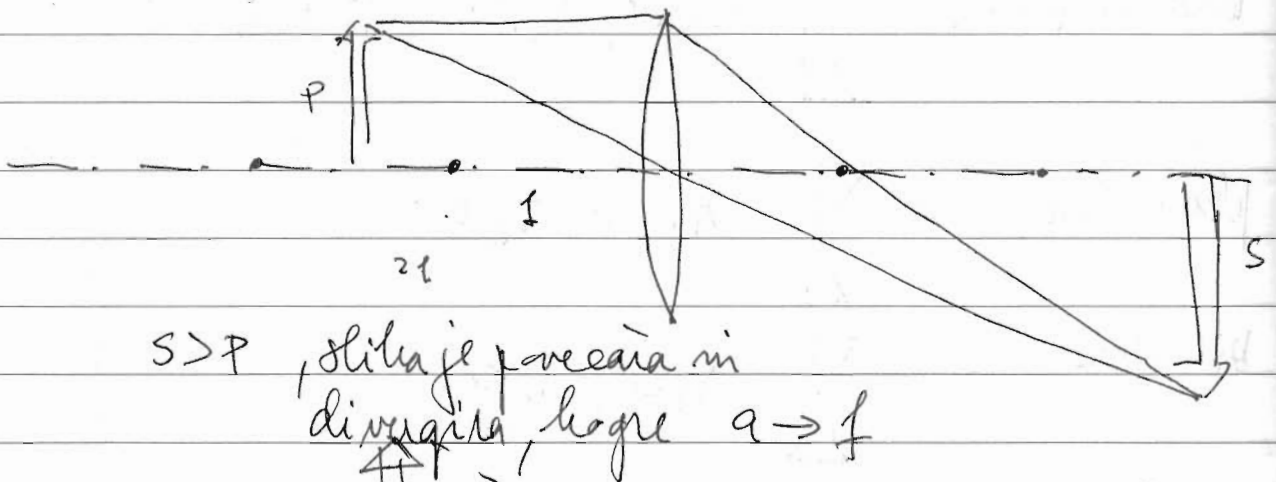
Tri maģistrasjū slike se romamo padalmo kat pri realih zīvalma lēcā:



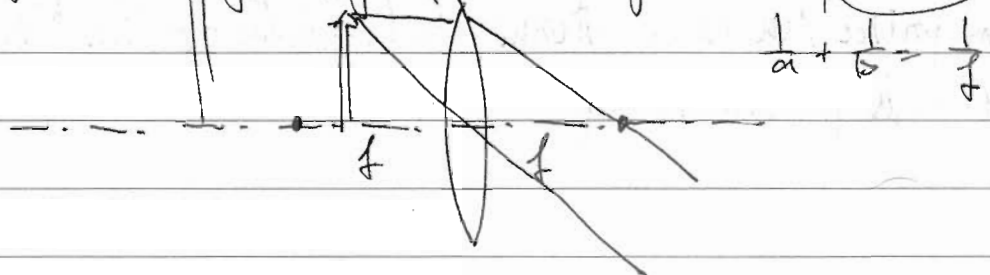
ā je $a > 2f \Rightarrow S < P$ slika je parāģiana in abzēmā m glavā

ā je $a = 2f \Rightarrow S = P$ slika je enako velika, abz- m gļeb

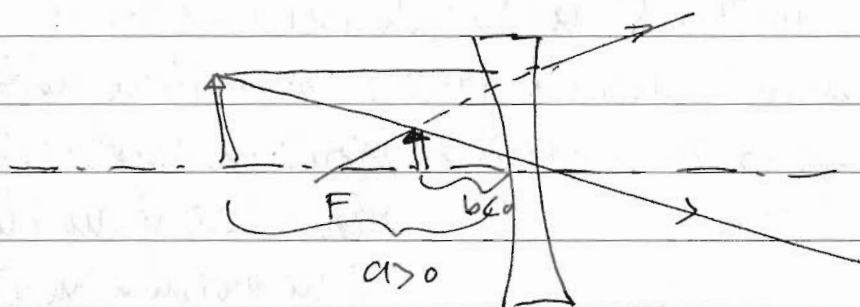
ā je $2f > a > f : S > P$ realna slika



ā je $a < f$: slika je abzģis in imagināā ($b < 0$)

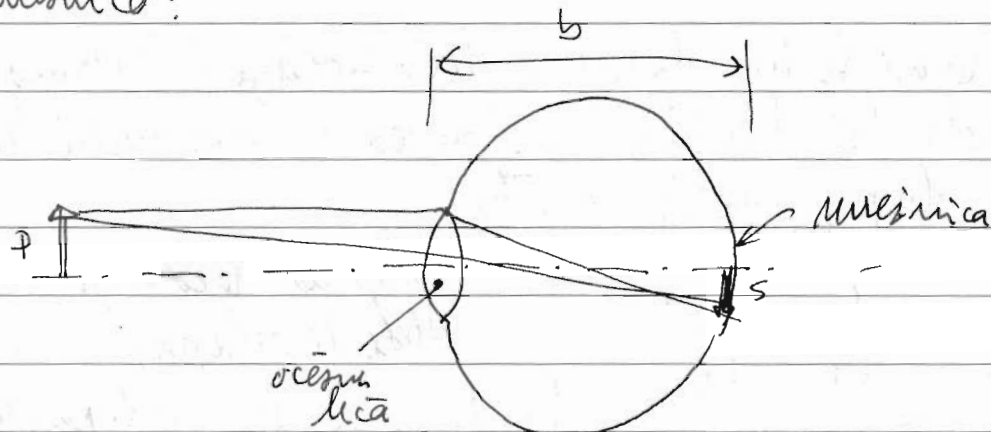


Todalna lučba velja za transparentne leče: $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$
 $f < 0$, torej mora biti za $a > 0$ tudi $b < 0$. Slika je nubožnana,
 nastane na isti strani, kot upadajo žarki.



slika je nubožnana,
 nastane na isti strani,
 kot žarki spadajo.

Kot primere prestihov z lečami si poglejmo delovanje
 očesa in očal! Oho ima dva pomembna dela: očesno lečo in
 mrežnico:



Razdalja, v kateri nastane ~~prava~~ slika predmetu na
 mrežnici je stalna ($\sim 23 \text{ mm}$) in je ne moremo spreminjati.
 Tudi za očesno lečo velja lučba leče

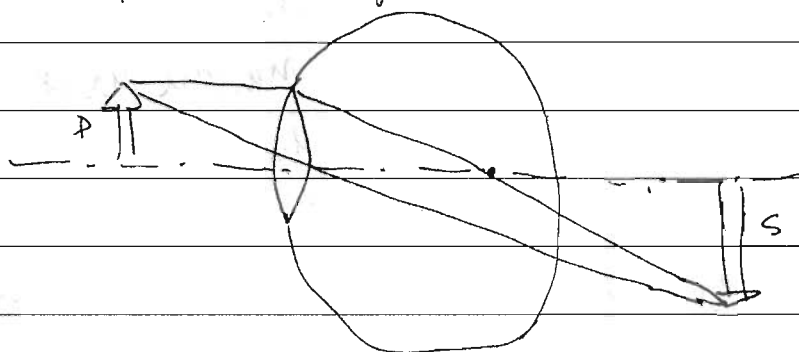
$$\boxed{\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}}$$

Ker je $b = \text{konst}$ $\Rightarrow$ oho prilagaja
 f z deformiranjem očesne
 leče različno slika.

Stara oči očesno lečo spreminja in zato stalno vidimo.
 Oho se lahko prilagodi majhnemu a -ju tako, da zmanjša f .
 To je mogoče do neke minimalne razdalje $a_0 \approx 25 \text{ cm}$.
 Bljži ne moremo razločiti nida.

Naprave očesa so daljovidnost (oddaljene predmete vidno dale, bližnje pa ne). Slika ni katheridnost (oddaljene predmete vidno medlo, bližnje pa otro).

Daljvidnost: pri majhnih razdaljah predmeta a očesa leča ne more zmajati gorica, zato slika nastane pri preveliki b-ja → za urenico. Gorica razdalja



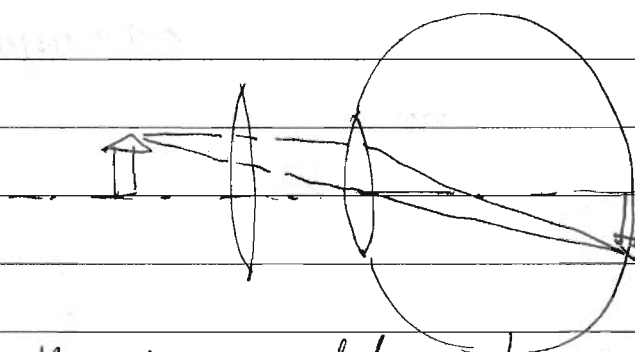
očesa leča je prevelika in ji ne moremo zmajati, ker je leča nepremna.

Dodati moramo še kvo zbiralno lečo - očala. Dabno sestav dveh leč taulih leč. Za oster (dvo tauli leč, lista blizu slupaj) velja luacta:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$$

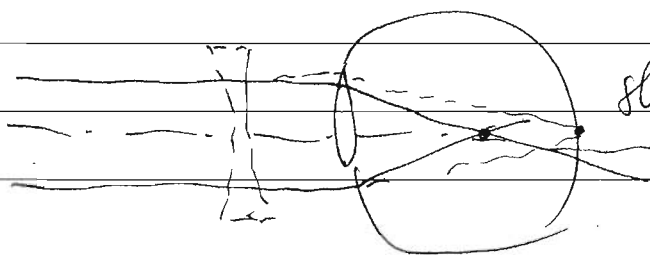
f ... gorica razdalja
obbe leč slupaj

$f_1, f_2, \dots$ gor. rad. pos. leč.



slika nastane na mrežnici

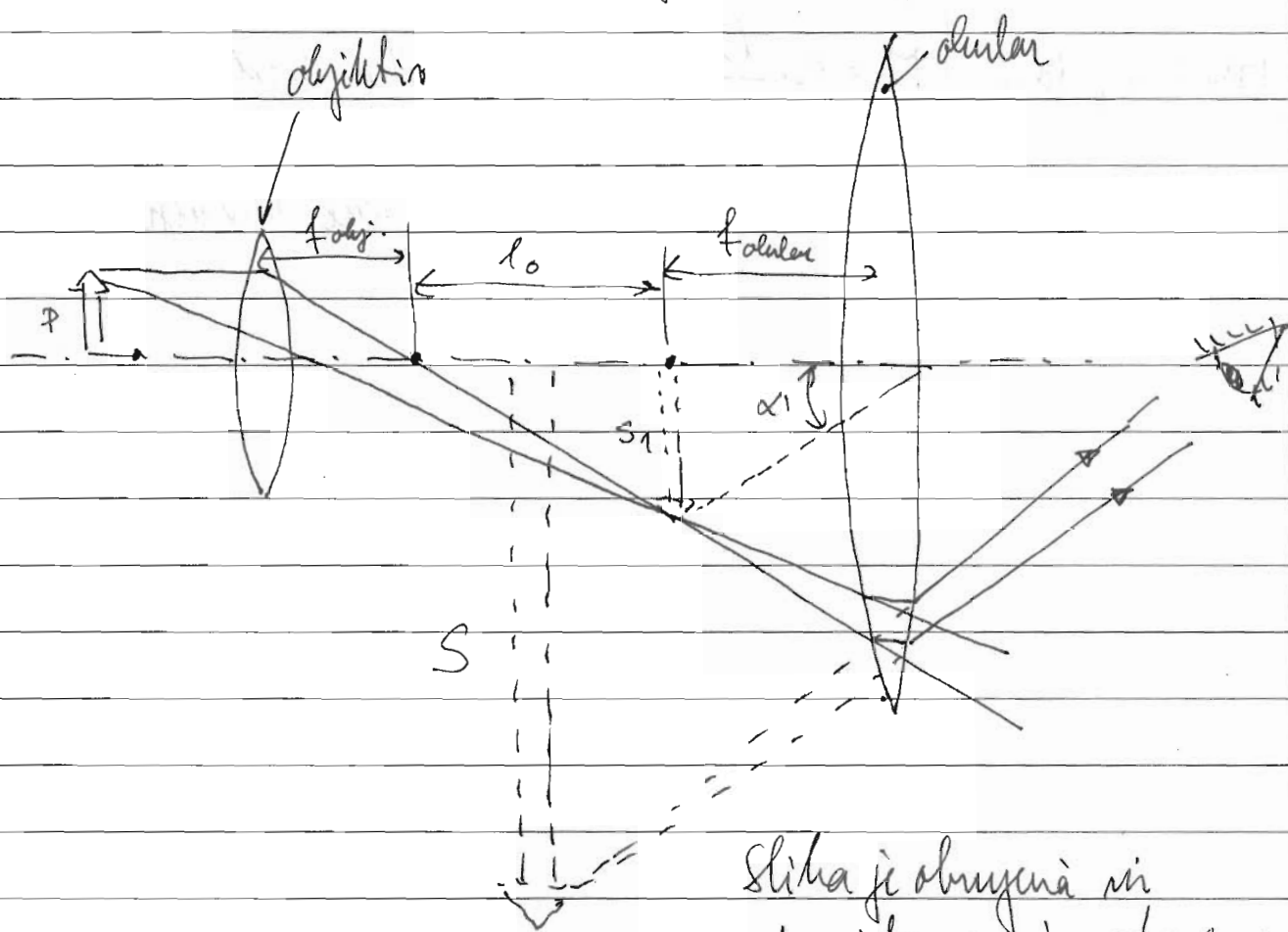
Katheridnost: slika nastane pri odd. predmetih pred mrežico. Dodati moramo respisilno lečo.



slika nastane na mrežnici.

Pogledajmo si še delovanje mikroskopa. Pogledali bomo zelo povečevalno sliko sestre mikroskopa, pri kateri imamo tanko lečo. Vremeni tak dober optični instrument ima cele sestre leč iz različnega stekla, da kumpensira barvne napake.

Mikroskop je sestavljen iz dveh zbiralnih leč: objektivna in okularja. Namen je aparatu zelo drage predmete. Predmet postavimo blizu gorišča objektivna.



Slika je obrnjena in navidezna in nastane v neskončnosti.

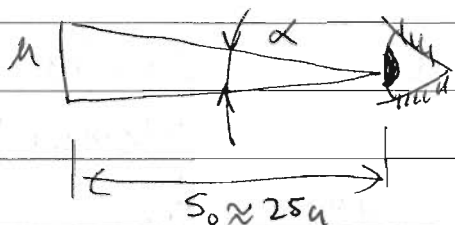
~~Ka~~ Slika S vidimo pod kotom α' . Velja

$$\tan \alpha' = \frac{S_1}{f_{okular}}$$

Tovecāna mīkredzapa jē definīcija kat rēmetji zoru mī
 habov :

$$M = \frac{\operatorname{tg} \alpha'}{\operatorname{tg} \alpha}$$

α ... zoni kat, pad katam mīdus pēdmetu
 vajmāpi mēnī rēsdalzi



$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{s_0}$$

Izhorē se, da jē

$$M = s_0 \cdot \frac{h_0}{f_{\text{obj}} \cdot f_{\text{okul}}}$$

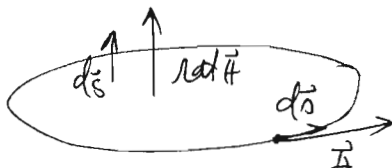
velika rēsdalzi h_0 med
 abma gūscen, majlīn
 gūscen rēsdalzi f_{obj} mī
 foku.

Maxwellove enačbe v integralni in diferencialni obliki

①

$$\left. \begin{array}{l} 1. \oint \vec{D} d\vec{s} = e \\ 2. \oint \vec{B} d\vec{s} = 0 \\ 3. \oint \vec{H} d\vec{s} = \int \vec{j} d\vec{s} + \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{D} d\vec{s} \\ 4. \oint \vec{E} d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \vec{B} d\vec{s} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \rightarrow \text{div } \vec{D} = \rho \\ \rightarrow \text{div } \vec{B} = 0 \\ \rightarrow \text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \rightarrow \text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{array}$$

① Stoheser izreki o vektorskih poljih: $\oint \vec{H} d\vec{s} = \int_S (\text{rot } \vec{H}) d\vec{s}$



↑
površina

$$\text{rot } \vec{H} = \nabla \times \vec{H} \quad ; \quad \vec{D} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

Trečja enačba postane: $\oint \vec{H} d\vec{s} = \int_S (\text{rot } \vec{H}) d\vec{s} = \int \vec{j} d\vec{s} + \frac{\partial}{\partial t} \int \vec{D} d\vec{s}$

⇓

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Četrta enačba postane: $\oint \vec{E} d\vec{s} = \int_S (\text{rot } \vec{E}) d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \vec{B} d\vec{s}$

⇓

② Pomoč diferencialni enačbi: $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

$$\oint \vec{D} d\vec{s} = e \quad /: V$$

$$\frac{1}{V} \oint \vec{D} d\vec{s} = \frac{e}{V} = \rho \quad ; \quad \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int \vec{D} d\vec{s} = \rho = \text{div } \vec{D} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot \vec{D}$$

2) valome enačbe pridemo sklenjenicaven 3. in 4. enačbo enačbe v valuni:

$$\text{rot rot } \vec{H} = - \nabla (\nabla \cdot \vec{H}) + \text{grad}(\text{div } \vec{H}) = \text{rot} \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) =$$

$$-\nabla^2 \vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{D} = \epsilon_0 \frac{\partial \text{rot } \vec{E}}{\partial t}$$

$$\text{rot rot } \vec{E} = - \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) + \text{grad}(\text{div } \vec{E}) = - \text{rot} \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) =$$

$$= - \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{B} = - \mu_0 \frac{\partial \text{rot } \vec{H}}{\partial t}$$

$$-\nabla^2 \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{E}$$

$$-\nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{H}$$

$$\rightarrow \nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

Dobili smo valovno enačbo za $\vec{E}$:

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$