Valovanje

Valovna funkcija

konstanti

$$\Psi = C_1 f(x - ct) + C_2\, g(x + ct)$$

val se širi v obe smeri

poljubni 2x odvedljivi funkciji

$f(x - ct)$ – val, ki se širi v pozitivni smeri x

$g(x + ct)$ – ——— " ——— negativni smeri x

Širjenje motnje skozi prostor:

konstanta c je v izrazu Ψ kot hitrost valovanja

$$\frac{dx}{dt} = v = c$$

Harmonični val

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\Psi(x,t) = f(x - c_v t) = A \cdot \sin k(x - c_v t)$$

– periodični v t in x
(čas) (prostor)

Prostorska perioda $[\lambda]$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}$$

k → valovno število = $\dfrac{\text{fazni kot}}{\text{enota dolžine}}$

Časovna perioda [τ]

$$\tau = \frac{\lambda}{c_v} \qquad \frac{1}{\tau} = \nu \qquad \nu = \frac{c_v}{\lambda} \quad \Rightarrow \quad c_v = \nu\lambda$$

$$2\pi \cdot \nu \; [rad/s] \qquad \frac{2\pi}{\lambda} \; [rad/m]$$

Krožna frekvenca

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} = 2\pi\nu \; [rad/s]$$

Valovno število

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \; [rad/m]$$

$$\Rightarrow \quad \Psi = A \cdot \sin k\left(x \pm c_v t\right) = A \cdot \sin\left(kx \pm k c_v t\right)$$

$$\frac{1}{\tau} \Rightarrow \frac{2\pi}{\tau} = \omega$$

$$= A \cdot \sin\left[kx \pm \left(\frac{2\pi}{\cancel{\lambda}}\right)(\nu\cancel{\lambda})t\right]$$

$$= A \cdot \sin\left[kx \pm \omega t\right]$$

fazni kot na enoto dolžine

Oblike trirazsežnih valov

Obravnavamo v trirazsežnem prostoru – k postane vektor.

Valovni vektor – k

Splošna oblika valovne funkcije

$\vec{k}$ – kot smeri vektor

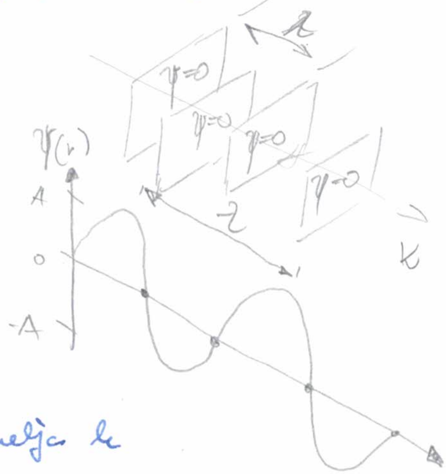
$$\psi(r,t) = C_1 f\left[r\frac{\vec{k}}{k} - c_1 t\right]$$

V prostoru povežemo točke, v katerih zvezne valovanje isto fazo! Tvorijo ekvifazne ploskve – valovne fronte.

Ravninski valovi

So valovi, pri katerih imajo valovne fronte obliko ploskve.

$$\vec{k_0}\cdot\vec{r} = \vec{k}\cdot\vec{r_0} = \text{konstanta} = a$$



Energija se širi v smeri k

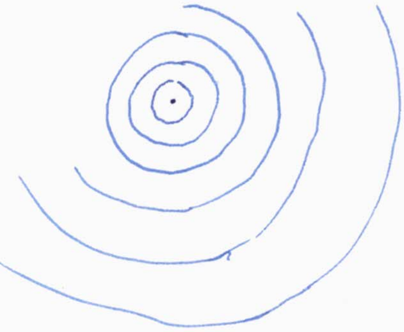
Opisujemo jih z žarkovnim modelom, velja le ko krogelni valovi pridejo v neskončne razdalje.

Pri dimenzijah valovne dolžine nam žarkovni model odpove.

na vodni gladini:

– neskončno dolga palica

Krogelni valovi



- Idealiziran točkast vir svetlobe – seva v vse smeri, takšen izvor pravimo izotropen vir svetlobe.

- Polmer se z oddaljenostjo povečuje

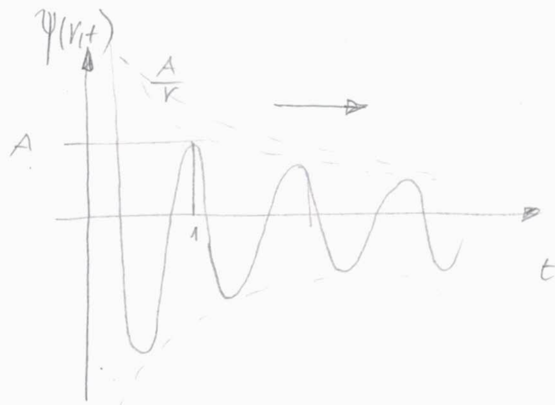
$$\Psi(r,t) = \frac{f(r - c_v t)}{r}$$

oz. za harmonične

$$\Psi(r,t) = \left(\frac{A}{r}\right) \cdot \cos k\,(r \pm c_v t)$$

Amplituda upada z $\frac{1}{r}$

↳ je funkcija r, ki upada obratno sorazmerno z oddaljenostjo.



Huygensovo načelo

Vsaka točka primarnega valovanja je izvor krogelnega sekundarnega valovanja, pri čemer je primarno valovanje ovojnica sekundarnih valovanj. Sekundarna valovanja se razširjajo z enako hitrostjo in fazo kot primarno valovanje.

Longitudinalno - medij se deformira v smeri širjenja valovanja.

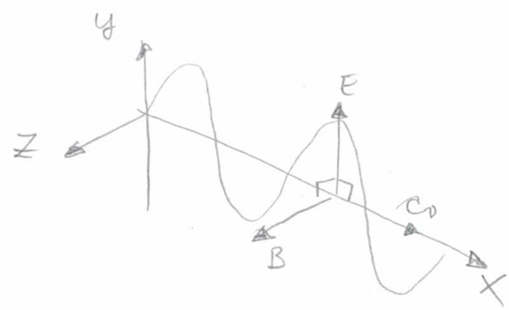
Transverzalno - ———— " ———— pravokotno na smer širjenja valovanja. ↑ Elektromagnetno valovanje - dodaten podatek - polarizacija za popoln opis

Elektromagnetno valovanje

- So spremembe v električni in magnetni poljski jakosti, ki se širijo skozi prazen prostor ali snov.
- Obstaja le v stacionarnih - enosmernih razmerah.

(Amperov, Faradayev zakon)

EM val ima dve komponenti; električno (E) in magnetno (B) zato je EM valovanje. $E \perp B$
↳ je transverzalno



Tvorimo ga tako, da povzročamo časovno spremenljivo električno polje. Tega lahko tvori gibajoči se naboj:

- linearno pospešen naboj
- naboj, ki kroži (sinhrotronsko sevanje)
- nihajoč naboj

Vso sevanje, ki ga srečamo (RF odd., žarnica, ...) je posledica nihajočega naboja t.j. dipolsko sevanje.

Hitrost EM valovanja v praznem prostoru

$$c_v = \frac{1}{\sqrt{\mu \varepsilon}}$$

ε – relativna dielektrična konstanta

μ – permeabilnost

Kako močno se v snovi prerazporedi naboj, kadar je snov izpostavljena elek. polju.

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \doteq \boxed{3 \cdot 10^8 \ \frac{m}{s}}$$

Razmerje med hitrostjo EM valovanja v vakuumu in snovi pravimo lomni količnik $\boxed{n}$

$$n = \frac{c}{c_v} = \sqrt{\frac{\mu \varepsilon}{\mu_0 \varepsilon_0}}$$

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$$

Večina materialov je šibko magnetnih μ_r je zelo blizu 1 razen pri feromagnetnih materialih.

Zato lahko predpostavimo $\mu_r = 1$

Maxwellova povezava: $n = \sqrt{\varepsilon_r}$ – relativna dielektrična konstanta snovi

↳ velja dobro za pline

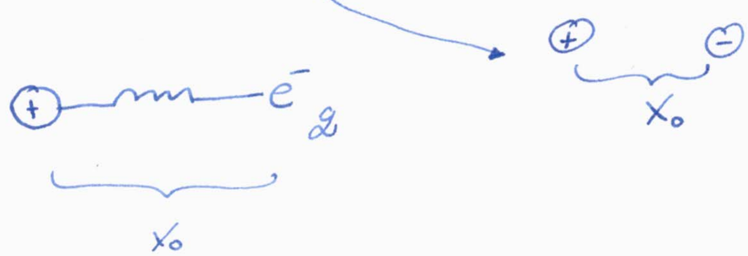
Slabo pa za tekočine in trdnine. → vzrok je v frekvenčni odvisnosti ε_r

Hitrost svetlobe in absorpcija v snovi

Intenzivnost prerazporeditev naboja v snovi pod vplivom zunanjega polja opisano z dipolnim momentom P.

P - je sorazmeren s povprečnim razmikom med ⊕ in ⊖ nabojem, ki ga je povzročilo zunanje polje, koncentracijo nosilcev naboja N in dipolnim momentom:

$$P = \underbrace{e_0}_{\text{elementarni naboj}} \cdot x_0 \cdot \underbrace{N}_{\text{koncentracija nosilcev naboja}}$$



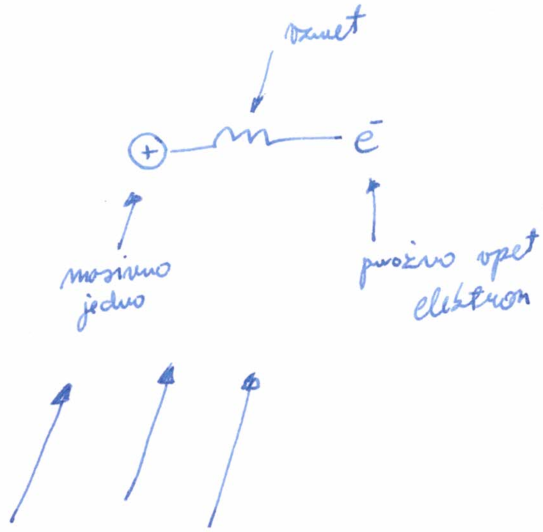
Dielektrična konstanta:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{P(t)}{E(t)}$$

Lomni količnik:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 + \frac{P(t)}{E(t)}}{\varepsilon_0}} = \sqrt{1 + \frac{P(t)}{\varepsilon_0 E(t)}} = \boxed{\sqrt{1 + \frac{e_0 x_0 N}{\varepsilon_0 E}}}$$

mehanski model oscilatorja



EM – če vpade na tak sistem EM valovanje s frekvenco ω bo polje E na ē delovalo s silo F, ki povzroči premik ē.

$$\boxed{F_e = q_e \cdot E(t) = q_e \cdot E_0 \cdot \cos(\omega t)}$$

vzmetna konstanta

$$\boxed{F_{vz} = k_{vz} \cdot x}$$

odmik ē iz mirovanja

$$\boxed{F_e - F_{vzmeti} = m_e \cdot a}$$

pospešek

masa ē

$$F_e - k_{vz}x = m_e a$$

vzmetno konstanto izrazimo kot frekvenco

odnos: $\omega_0 = \sqrt{\frac{k_{vz}}{m_e}}$

$k_{vz} = \omega_0^2 \cdot m_e$ – vstavimo

$\Rightarrow \quad F_e - \omega_0^2 m_e x = m_e a$ – upoštevamo še silo, ki jo povzroča zunanje polje

pospešek $\boxed{a = \frac{d^2 x}{dt^2}}$

$F_e = q_e E_0 \cdot \cos(\omega t)$

$q_e E_0 \cos(\omega t) - \omega_0^2 m_e x = m_e a$

Ker je sistem linearen predpostavimo da ē niha s frekvenco polja $E(t)$;

$x = x_0 \cdot \cos(\omega t)$ in $\frac{d^2 x}{dt^2} = -x_0 \omega^2 \cos(\omega t)$

$\frac{dx}{dt} = -x_0 \omega \sin(\omega t)$

$\frac{d^2 x}{dt^2} = -x_0 \omega^2 \cos(\omega t)$

VSTAVIMO

$\Rightarrow \quad q_e E_0 \cos(\omega t) - \omega_0^2 m_e x = -x_0 \omega^2 m_e \cos(\omega t)$

$\Rightarrow \quad q_e E_0 \cos(\omega t) - \omega_0^2 m_e x_0 \cdot \cos(\omega t) = -x_0 \omega^2 m_e \cos(\omega t)$

$x_0 \left(-\omega^2 m_e + \omega_0^2 m_e\right) = q_e E_0 \quad \Rightarrow \quad \boxed{x_0 = \frac{q_e E_0}{m_e \left(\omega_0^2 - \omega^2\right)}}$

vstavimo x_0

$$n = \sqrt{1 + \frac{q_e x_0 N}{\varepsilon_0 E_0}}$$

$$n = \sqrt{1 + \frac{q_e N}{\varepsilon_0 \cancel{E_0}} \cdot \frac{q_e \cancel{E_0}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}} = \boxed{\sqrt{1 + \frac{q_e^2 N}{\varepsilon_0 m_e (\omega_0^2 - \omega^2)}}}$$

DISPERZIJSKA ENAČBA

kako se svetloba giblje skozi snov s frekvenco

Posplošimo, da je v enoti prostornine nahaja N molekul, pri tem pa imajo le-te f_i resonančnih frekvenc ω_{0j} $(j = 1, 2, 3, \dots)$

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{q_e^2 N}{\varepsilon_0 m_e} \sum_j \left(\frac{f_i}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} \right)$$

dopolnimo s koeficientom dušenja

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{q_e N}{\varepsilon_0 m_e} \sum_j \left(\frac{f_i}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + j\gamma_j \omega} \right)$$

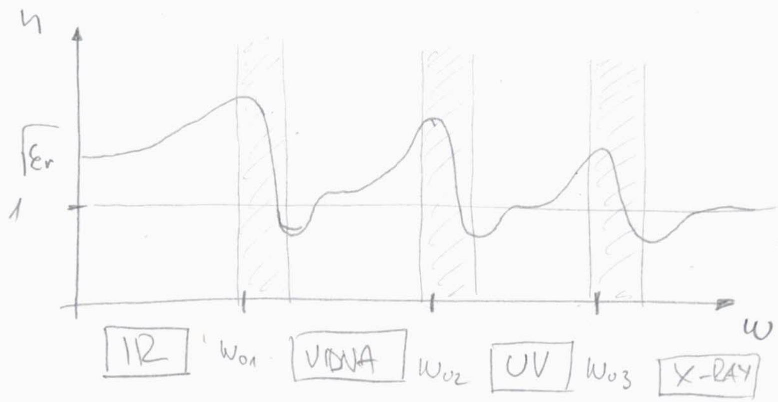
dobljen rezultat je uporaben v redkih medijih - plini.

Ker v gostejših snoveh vsak atom ~~p~~ vpliva na sosednjega je podobno prejšnjo enačbo preoblikovati:

ω_0 = meljina za atomske oscilacije

$$\boxed{\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{N q_e^2}{3\varepsilon_0 m_e}\sum_j \frac{f_j}{\omega_{0j}^2-\omega^2+j\gamma_j\omega}}$$

Če vstavimo tipične vrednosti za steklo, bi dobili:



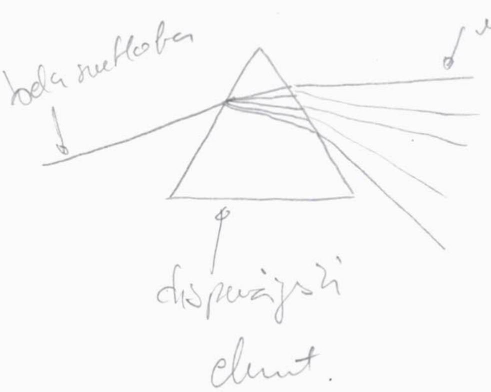
Absorpcija je povezana z lomnim količnikom – nižji kot je lomni količnik nižja je absorpcija.

Svetlobni tok I

↳ moč je sorazmerna z E^2 in B^2:

$I \propto E^2$

$I \propto B^2$



$$I = \varepsilon_0 E^2 c = \frac{P}{A}$$

Elektromagnetni spekter in pasovna širina

bit prenos hitrost $\leq$ 2x pasovna širina

- Pasovna širina prenosnega ~~signala~~ kanala – določa zgornjo mejo za prenos.

Primer: 50 GHz radijski spekter

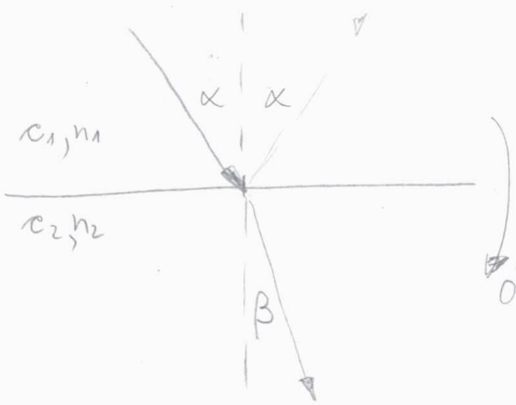
$\Rightarrow$ prenos do 100 Gbit/s

Zakon loma in odboja

$f_{vs} \doteq 550$ THz (vidne svetlobe)

$f_{ov} \doteq 200$ THz (frekvenca za optična vlakna)

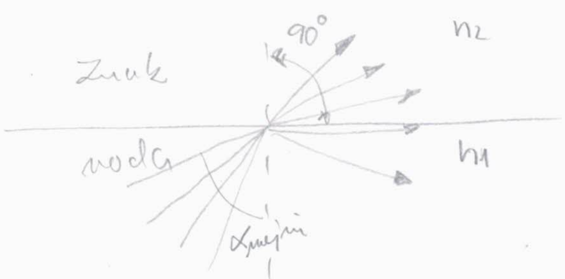
Pasovna širina



$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{\frac{c_0}{n_1}}{\frac{c_0}{n_2}} = \frac{n_2}{n_1}$$

ohranja se le ν!

Popolni odboj

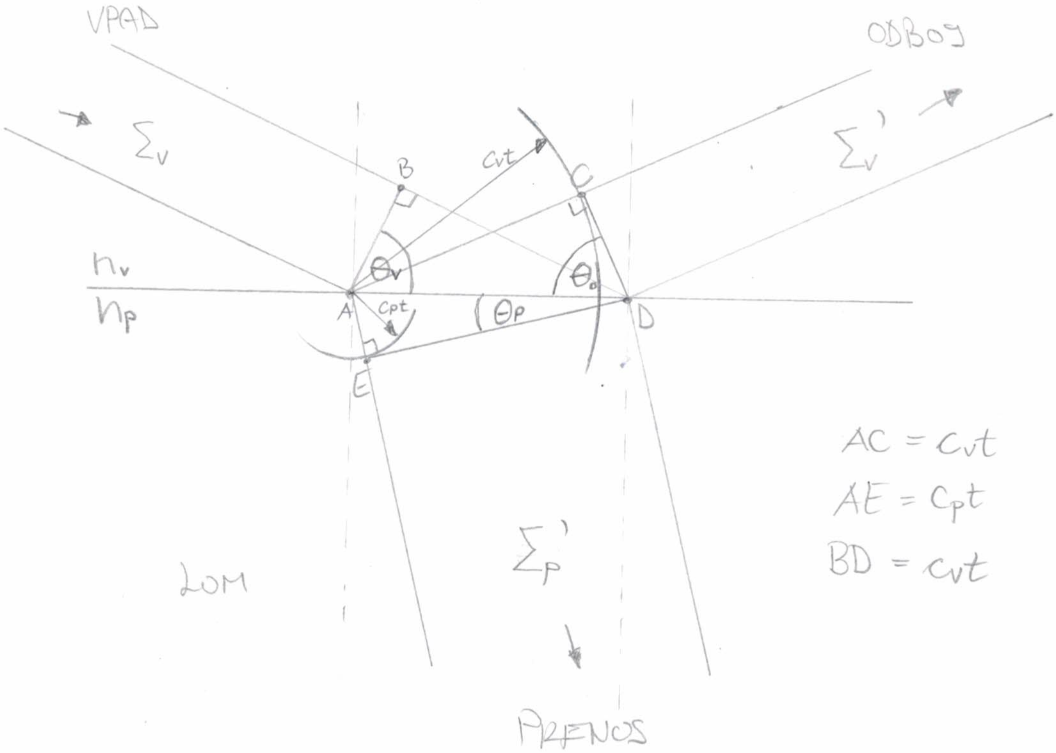


$$n_1 \cdot \sin\alpha = n_2 \cdot \sin\beta$$

$$\Rightarrow \sin\alpha_m = \frac{n_2 \cdot \sin 90^\circ}{n_1} = \boxed{\frac{n_2}{n_1}}$$

n_v - vpadni n_1

n_p - prenašalni n_2



$AC = c_v t$

$AE = c_p t$

$BD = c_v t$

$$\frac{\sin\theta_v}{\sin\theta_p} = \frac{n_p}{n_v} \Rightarrow n_v \cdot \sin\theta_v = n_p \cdot \sin\theta_p$$

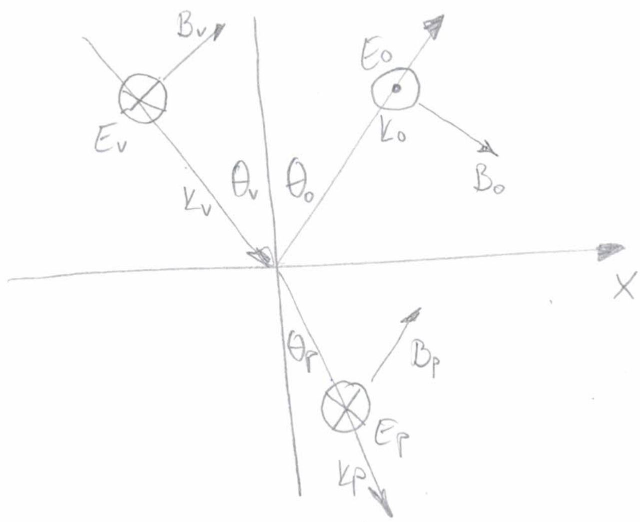
$$\frac{\sin\theta_v}{\underset{c_v t}{BD}} = \frac{\sin\theta_p}{\underset{c_p t}{AE}} = \frac{\sin\theta_o}{\underset{c_v t}{AC}} = \frac{1}{AD}$$

$$\frac{\sin\theta_v}{c_v} = \frac{\sin\theta_p}{c_p} = \frac{\sin\theta_o}{c_v} \Rightarrow \theta_v = \theta_o$$

$$\boxed{\frac{\sin\theta_v}{\sin\theta_p} = \frac{c_v}{c_p} = \frac{n_p}{n_v}}$$

Fresnelove enačbe

Lomni zakon ne govori o odstotkih odbitega in lomljenega žarka. Električna poljska jakost se ne more zvezno spremeniti. Tangencialna komponenta B in H na prehodu med dvema medijema mora biti enaka – ohranjajo se le tangencialne komponente. S tem pridobimo dva robna enačb. Paziti moramo na kot – polarizacijo.



Komponenta električnega polja, ki je pravokotna na vpadno ravnino, pri odboju spremeni fazo za π, če ima vpadni medij nižji lomni količnik (n_v) kot prenosni medij (n_p)

$n_v < n_p \Rightarrow$ E spremeni fazo za π

$$O = O_\parallel = O_\perp = \left(\frac{n_p - n_v}{n_p + n_v}\right)^2$$

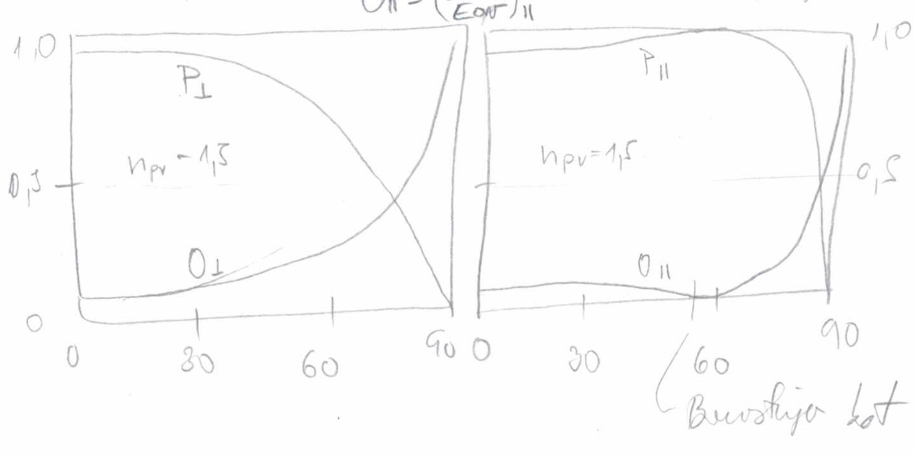
$$P = P_\parallel = P_\perp = \frac{4 n_p n_v}{(n_p + n_v)^2}$$

$\perp$ pravokotno na vpadno ravnino

Brewsterjev kot je kot, kadar vpadni žarek prodre v material in se nič ne odbije od ravnine na katero vpada žarek.

$O_{\perp/\parallel}$ – odbojni koeficient $= \left(\frac{E_{0o}}{E_{0v}}\right)_\perp$, $O_\parallel = \left(\frac{E_{0o}}{E_{0v}}\right)_\parallel$

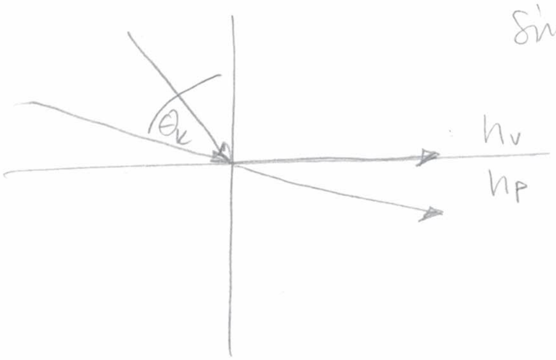
$P_\perp$ – prenosni koeficient $= \left(\frac{E_{0p}}{E_{0v}}\right)_\perp$, $P_\parallel = \left(\frac{E_{0p}}{E_{0v}}\right)_\parallel$



Popolni odboj

θ_k - kritični kot, pri katerem pride do popolnega odboja.

$$\sin\theta_k = \frac{n_p}{n_v}$$

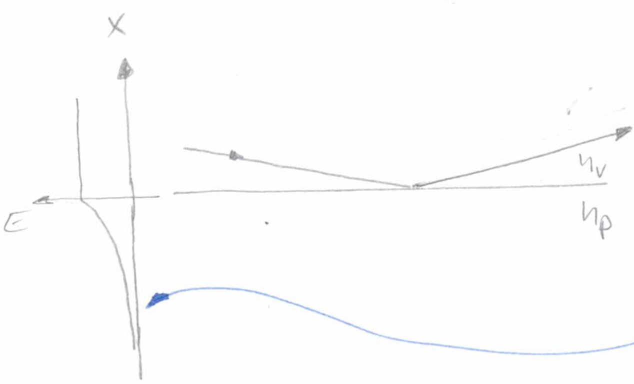


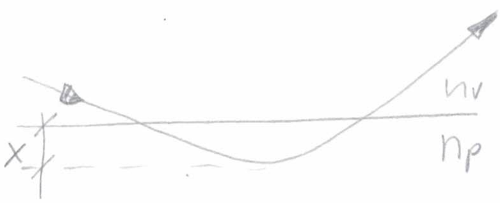
Popolni notranji odboj je popolnoma neizgubni.

Četudi je pogoj pop. odb. izpolnjen tangencialne komponente ne more biti enaka 0 zato se v spodnji plasti pojavi dodatni evanescentni val.

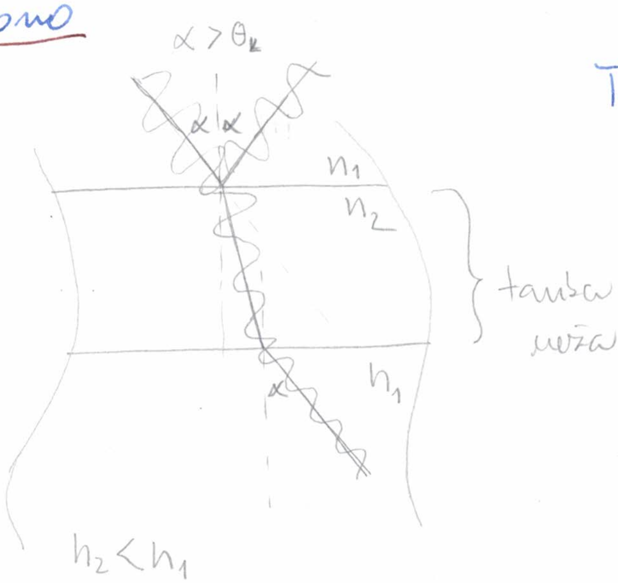
Evanescentno polje in popolni odboj

Na mejni plasti dveh dielektrikov velja pogoj zveznosti E in H. E ne more nenadoma izginiti temveč pojenja proti 0. Takem polju pravimo pojemajoče ali EVANESCENTNO polje.



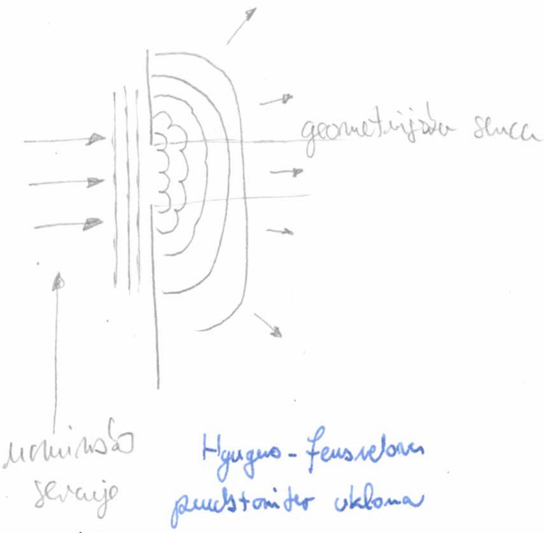


Opno



To dejstvo pridobimo izkoriščamo za žarkovni delilnik.

Uklon



Huygens-Fresnelov princip uklona

Če posvetimo skozi majhno luknjico svetlobo ne prehaja po geometrijski senci temveč divergira in se širi.

DIVERGENCA: nastanek razlike, ki razdeljuje kaj enotnega, razhajanje

Prispevek posamezne točke

(fazna razlika) izvori z x,y

fazni faktor

Polje na sprejemni ravnini

$$E(x',y',z)=\frac{1}{i\lambda}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E(x,y)\,\frac{1}{r}\cdot e^{ikr}\cdot\cos(\hat{n},\hat{r})\,dx\,dy$$

faza se spremija

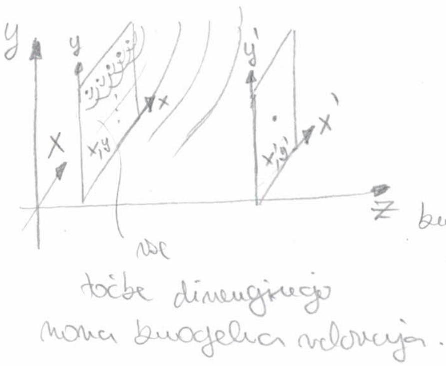
Drugi integral zato, ker je potrebno sešteti vsa valovanja, ki jih oddajna ravnina oddaja ter sešteti vse na sprejem

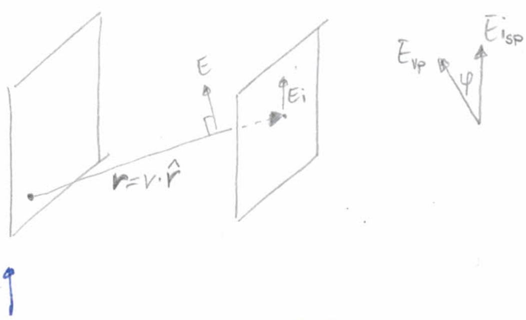
Polje na oddajni ravnini. Opis krogelnega vala

Amplituda krogelnega vala upada z $\frac{1}{r}$

nadomestimo z "z"

Amplituda krogel. valovanja, ko napotuje vzdolž r

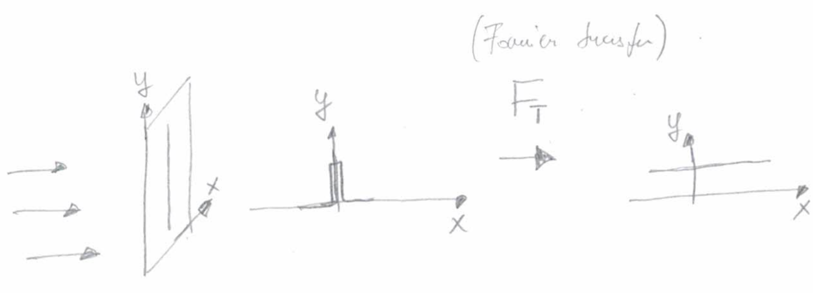




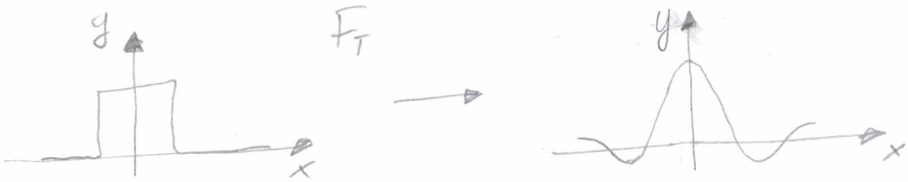
Polje na oddajni ravnini je Fourierjev transform polja na sprejemni ravnini.

Uklon na mreži

Če postavimo pred ravninske valove mrežico z izredno (neskončno) ozko režo in opazujemo na sprejemni ravnini žarek v x,y smereh je:

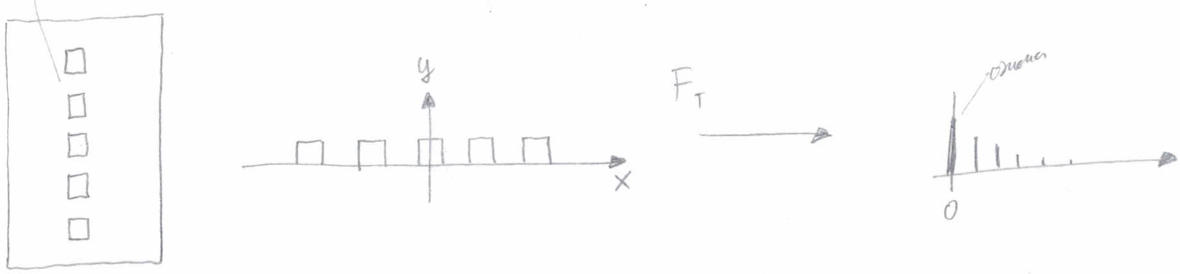


Realno reža ni neskončno ozka:



Pojasnitev je potem čemu so dve bledi črti!

dvodimenzionalno

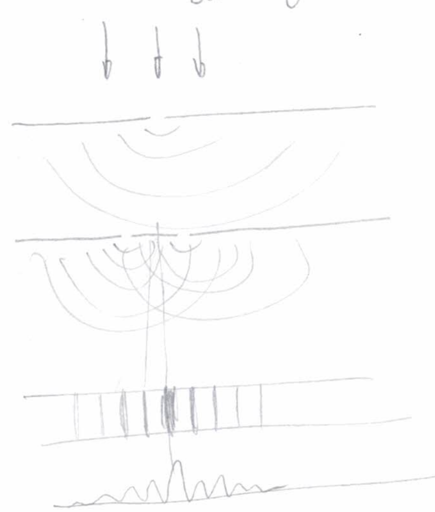


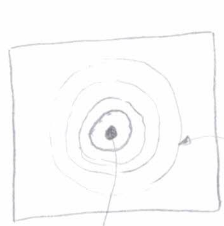
Da se polje ne spreminja mora biti F_T ~~na spajenom~~ prejšnjega valovanja ~~na~~ zaslona enako naslednjemu. Taka funkcija je zgolj Gaussova. $\boxed{F_T(gauss) = gauss}$

spajena

ali lečo

Sun light





diski z vedno manjšo amplitudo (Airyev disk)

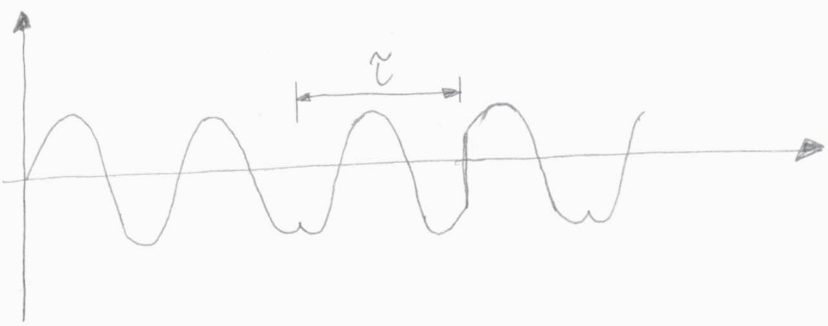
žarek

Mam omejitev v kakšno najmanjšo točko lahko fokusiramo.

Koherenca optičnega polja

Pove nam kako odstopa nihanje od idealnega nihanja. Pove, kako polje koherira s samim sabo. Poznamo fazo v točki A, sprašujemo se kako daleč bo ta faza še vedno enaka. Pri idealnem nihu bo ta faza enaka, vendar se v realnosti srečujemo z realnimi nihanji ki nihajo okoli osnovne frekvence še z drugimi (faza niha, opleta frekvenca). Koherentna vala imata fiksno fazno razliko. S podatkom enega, lahko drugega napovemo. Seštevek teh dveh pomeni interferenco, ki ni s časom enaka.
Pri nekoherentnih valih ne pride do interference, temveč ~~še~~ z opletanjem spremenijo.
S tem spoznanjem poznamo časovno in prostorsko koherenco.

Časovna (vzdolžna) koherenca



Časovna koherenca nam pove, kako daleč od točke A lahko še napovemo fazo - koherenčni čas τ.

k - fazni kot na enoto dolžine

Spektralna širina:

idealna: $F_r =$

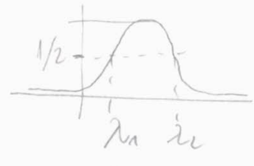
realna: $F_r =$ Δf

Vzdolžna koherenca

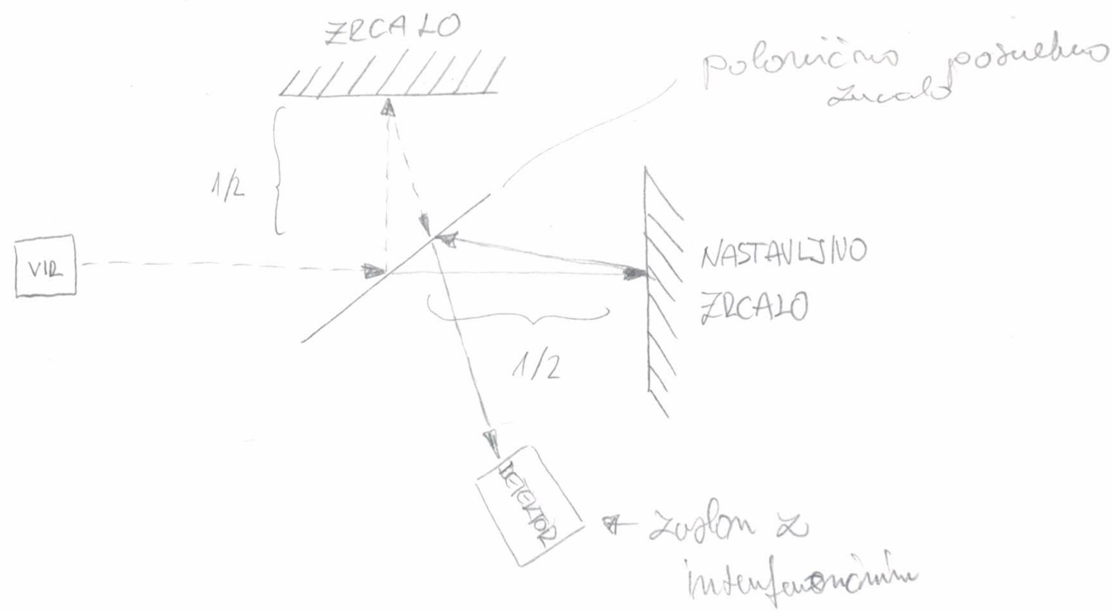
$$l_c = c \cdot \tau_c \doteq \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

$\Delta\lambda$ - spektralna širina

Spektralno širino merimo z interferometrom



$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$

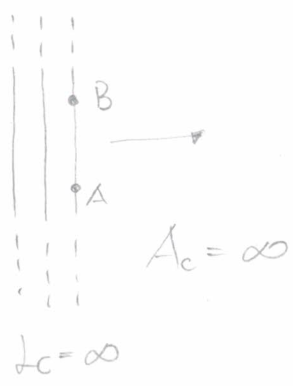


Ko sta razdalji zrcal enaki se vala konstruktivno seštejeta. Če eno zrcalo pomikamo, se pričneta vala destruktivno seštevati – da pride do tega morata biti vala koherentna. Vzdolžna koherenca ne vpliva na razpršenost.

Sončna svetloba ni popolnoma nekoherentna, da bi to videli, bi morali postaviti zrcala na idealno enako razdaljo. To se pojavi pri zelo majhnih razdaljah – primer milni mehurček.

Prostorska koherenca

Opazujemo jo vedno pravokotno na smer širjenja valovanja. Govorimo o tem, kako daleč ———||——— se lahko oddaljimo, da še lahko od točke A določimo koherenco v točki B. Idealni imajo neskončno koherenco:



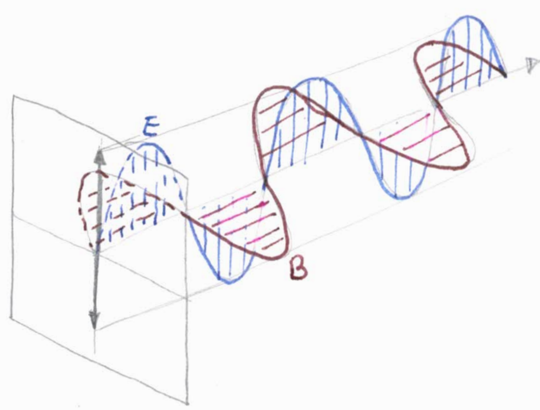
Nižja kot je stopnja prostorske koherence, močneje bo uklon uklonil oziroma preoblikoval valovanje.

Primer nefleksanja – ko seva svetlobo prostorsko nižje stopnje koherentnosti in ne more tvoriti vzporednega snopa kot npr. laserska dioda (majhni prečni dimenziji). Zato je mogoče v optična vlakna sklopiti le laserske žarke.

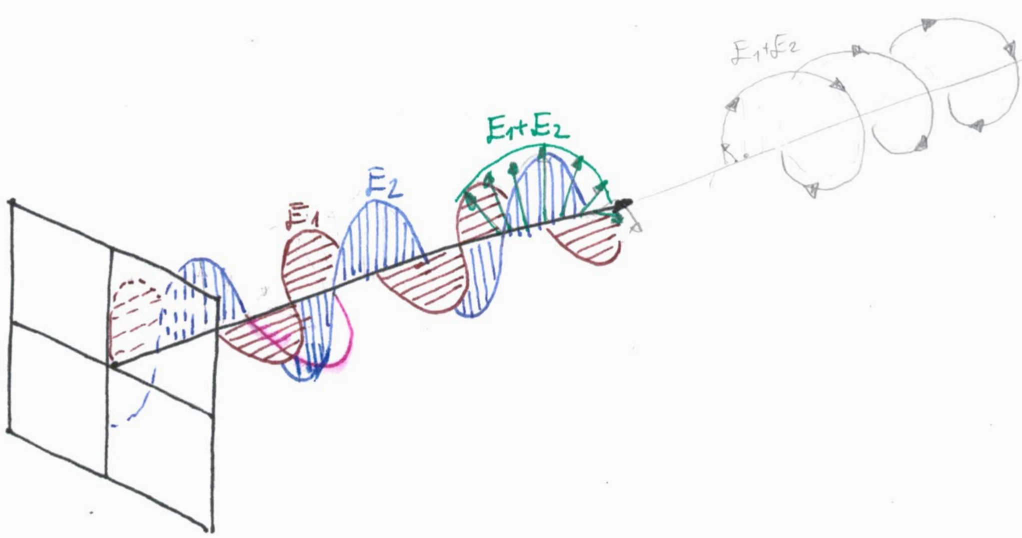
→ v žarilni nitki atomi kaotično valovijo.

Polarizacija transverzalnih valov

Linearna polarizacija – Vektor E je vedno v smeri valovanja

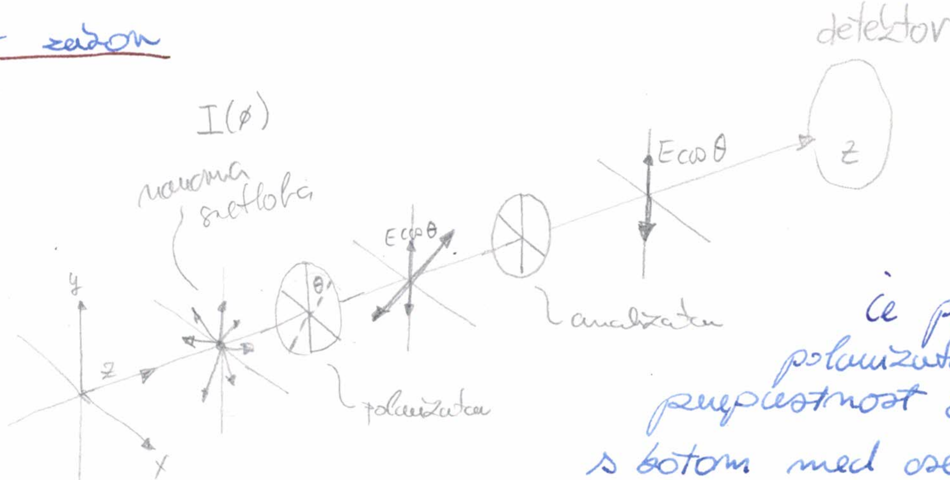


Če je eden od vektorjev E 90° zakasnjen se rezultirajoči vektor vrti – krožna polarizacija. Vektor E je levo ali desno krožno polariziran in se vrti.



Svetloba je vedno polarizirana, da le tega ni govorimo takrat, ko nimamo podatka o vektorju E, ki le ta vektor spreminja hitro in naključno. Ker svetlobi v določeni točki gledamo vektor E, ki se zelo hitro in naključno vrti, saj je le ta sestavljen iz mnogo prispevkov virov svetlobe.

Malusov zakon



Če postavimo dva linearna polarizatorja zaporedno, bo prepustnost sistema sorazmerna s kotom med osema polarizatorjev.

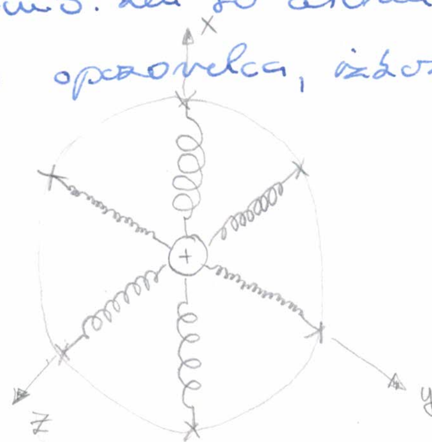
Povezava med kotom in prepuščenim svetlobnim tokom je Malusov zakon:

$$\boxed{I(\theta) = I(\emptyset)\cdot\cos^2\theta} \qquad \boxed{I(\theta) = \frac{c\varepsilon_0}{2}\cdot E^2\cdot\cos(\theta)}$$

Polarizacija in snov - dvolomnost

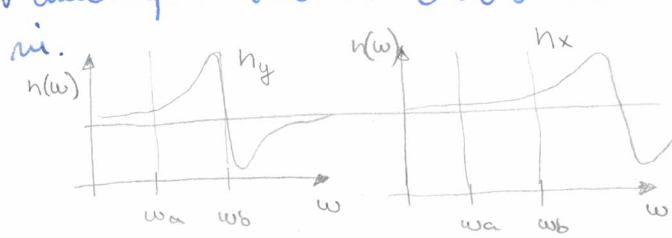
Dvolomnost je lastnost snovi, da izkazuje dva (več) lomna količnika, ki je odvisno od vektorja E.

Najbolj pogosta je dvolomnost pri kristalih, ki imajo urejeno notranjo strukturo. Ker so atomi v njeni strukturi drugače vpeti v smereh opazovalca, izkazujejo drugačno dvolomnost (lomni količnik) glede na smer.



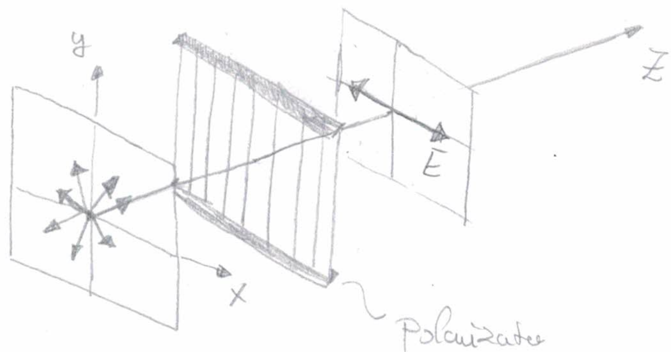
(Lahko se pojavi le na delih amorfnih snovi (steklo))

V amorfnih snoveh dvolomnosti ni.



Polarizatorji

Npr. linearni so sestavljeni iz množice tankih žičk na molekulskem nivoju.



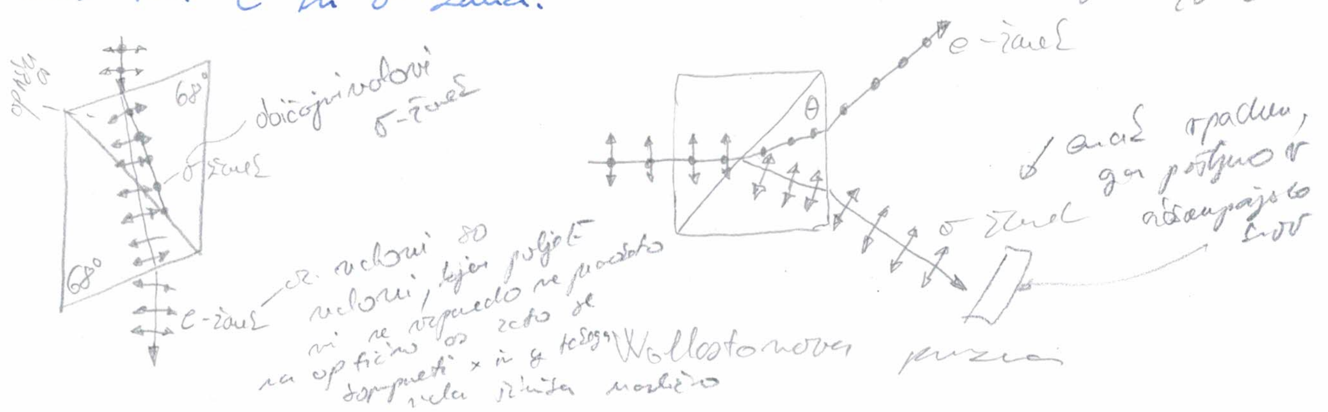
Ko nepolariziran val vpade na mrežni polarizator, lahko ga razdelimo na x in y komponento. y komponenta vala (E_y) požene po polarizatorjevih paličkah tok, saj se pojavijo Joulske izgube in s tem oslabitev valovanja. Ravno nasprotno se zgodi, ko na polarizator vpade x komponenta valovanja, le tega pa polarizator prepušča.

Polaroidi

Po načinu delovanja so molekularni analogon mrežnega polarizatorja. H-ploščo izdelajo iz polivinilalkohola, ki ga segrejejo in vlečejo-raztegujejo v določeni smeri, da se dolge molekule ogljikovodikov poravnajo. Nato dopirajo z jodom, ki prispeva elektrone, ki se vežejo na verige ogljikovodikov, ki delujejo kot tanke žičke.

Polarizatorji na osnovi dvolomnosti

Poznamo različne oblike, vse pa imajo skupno to, da polarizator vstopno valovanje loči na e in o žarke.



Zakasnilni elementi

S pomočjo le teh lahko svetlobnemu valovanju spremenimo polarizacijo. Tako lahko iz linearno polarizirane svetlobe dobimo krožno ali eliptično polarizirano ali obratno.

$$\boxed{\Lambda = d\left(|\underbrace{n_o}_{\text{o-val}} - \underbrace{n_e}_{\text{e-val}}|\right)}$$

Vala sta premaknjena v fazi za $\Delta\varphi = k_0\Lambda$

$$\Rightarrow \quad \boxed{\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\underbrace{\lambda_0}_{\text{valovna dolžina v vakuumu}}} d\left(|n_o - n_e|\right)}$$

- Polvalna plošča – zasuka polarizacijsko ravnino.
- Četrtvalna -||- – pretvarja linearno → krožno polarizacijo

Optična aktivnost

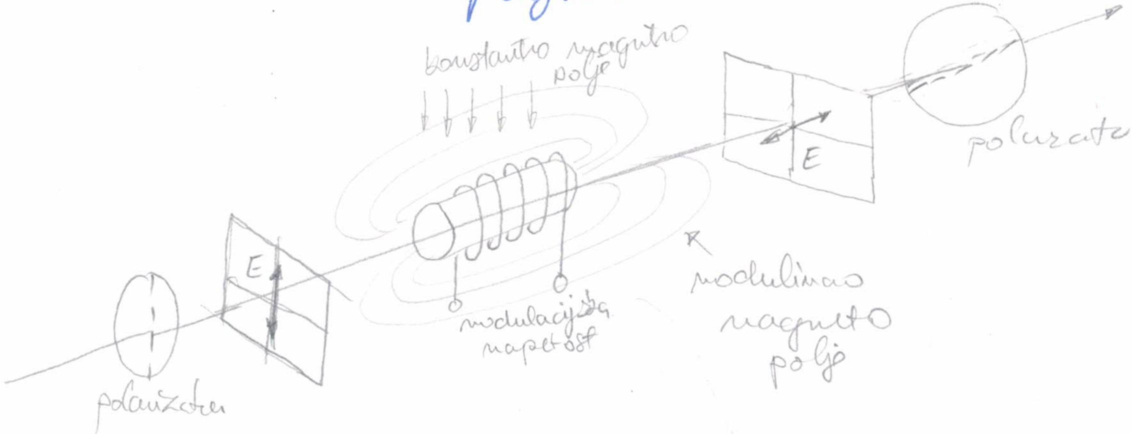
Linearno polariziran val, ki vstopi v optično aktivno snov se na tej poti razdeli v dva krožno polarizirana vala, ki se ob prehodu skozi snov združita. Tako polarizirani val ima ravnino E zamaknjeno za določen kot, ki je sorazmeren s fazno razliko obeh krožnih valov.

Optična aktivnost nastane le, ko ima snov enosmerne vijačnice, v kolikor so v eno in drugo smer polarizirane, tega pojava ni.

kremen

Inducirani elektro-optični pojavi

Faradayev pojav — indukcija med svetlobnim in magnetnim poljem

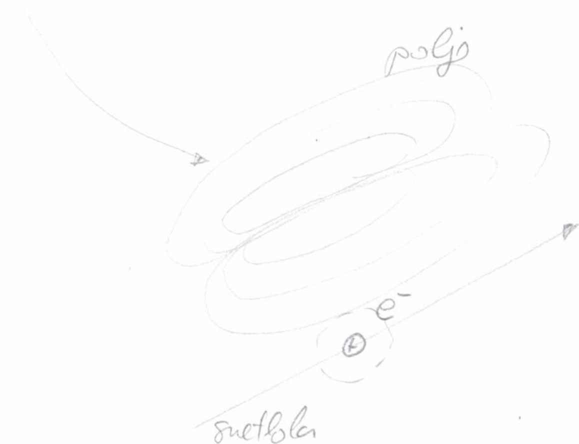


$$\boxed{\beta = V \cdot B d}$$

magnetna gostota

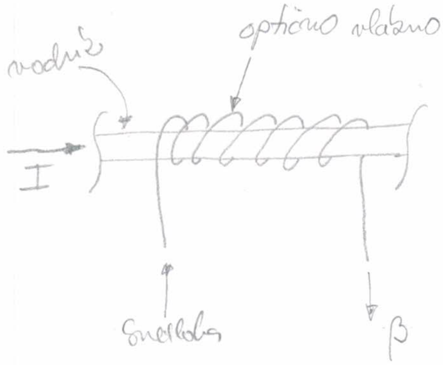
dolžina medija

Sorazmerna konstanta (Verdetova konstanta) (Odvisna od temperature in frekvence vpadne svetlobe)



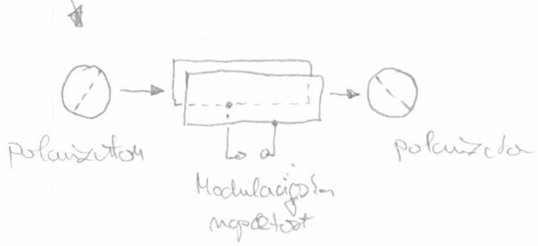
Polje vzpodbudi elektron v kroženju okoli atoma, skuša ga zavrteti. Pomembno je, kako je polarizirana svetloba.

Če steklo izpostavimo močnemu magnetnemu polju, le to spremeni polarizacijsko ravnino za nek kot.



Ko teče tok I skozi vodnik povzroči nastalo magnetno polje, ki povzroči našo krožno polariziranost svetlobe v optičnem vlaknu.
Uporabno za posredno merjenje toka.

Kerrov kvadratni in Pockelsov linearni elektrooptični pojav



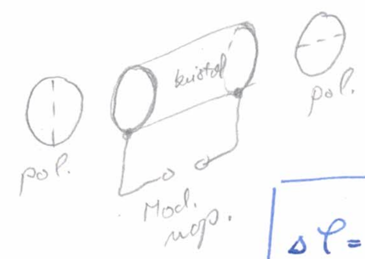
Kerrove konstante tekočin

$$\boxed{\Delta n = \lambda_0 K E^2}$$

$$\boxed{\Delta \varphi = \frac{2\pi K l U^2}{d^2}}$$

Če izpostavimo izotropno snov enormnemu električnemu polju postane dvolomna.

Pojava sta izjemno hitra, praktično ju omejuje le hitrost spreminjanja napetosti modulacije.



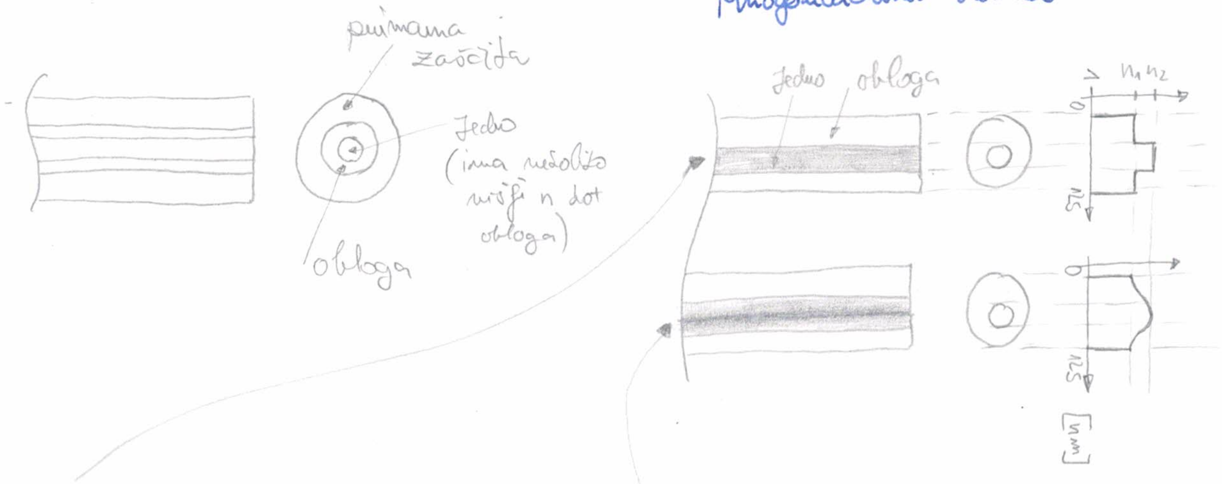
elektrooptična konstanta $\frac{m}{V}$

$$\boxed{\Delta \varphi = \frac{2\pi n_0^3 r_{63} V}{\lambda_0}}$$

lomni količnik običajnega vala

Optična vlakna

Mnogorodovna vlakna



Vlakno s stopničastim lomnim količnikom

Gradientno vlakno

Dopiranim steklom dodajajo SiO_2 primesi nečistoč, da mu znižajo T tališča saj je postopek izdelave pri nižjih T dražji.

SiO_2 - Izjemno prosojen material za izdelavo OV (optičnih vlaken)
- dodajamo mu primesi GeO_2, ki ima podobne lastnosti.

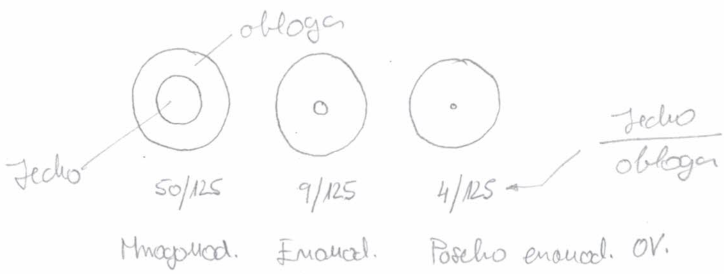
Bor in Fluor sta edina elementa, ki ju lahko primešamo SiO_2.

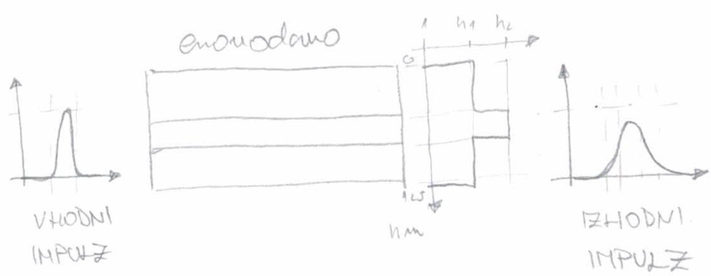
Signal v vlaknu vodimo s pomočjo popolnega odboja.

<u>Mnogorodovno</u> OV – premer jedra je bistveno večji od valovne dolžine.

<u>Enorodovno</u> OV – ——"—— blizu valovne dolžine

<u>Standardno vlakno</u> 125 μm čisti SiO_2

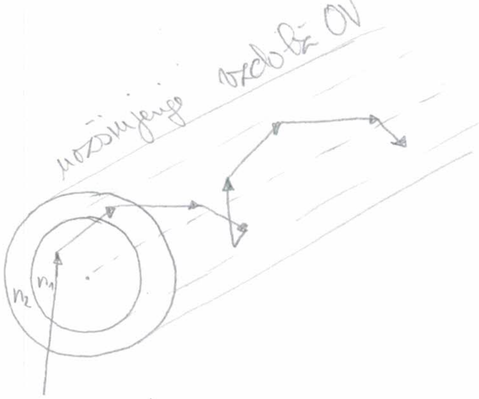




<u>Lomni zakon</u>

$$\boxed{\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}} \qquad \boxed{\sin\alpha_k = \frac{n_2}{n_1}}$$

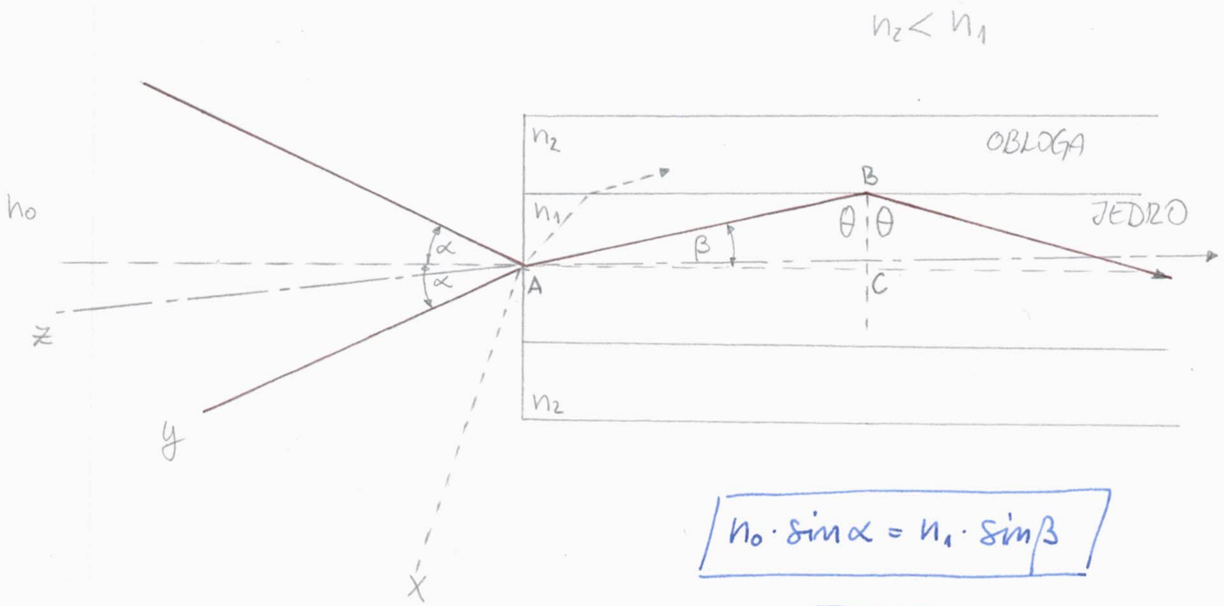
mejni kot pri katerem se odbije vso valovanje



Spiralne poti bočnih žarkov

eliptični žarki v preseku

Sprejemni kot in numerična odprtina (apertura) OV



$$\boxed{n_0 \cdot \sin\alpha = n_1 \cdot \sin\beta}$$

$$\boxed{\theta = \frac{\pi}{2} - \beta}$$

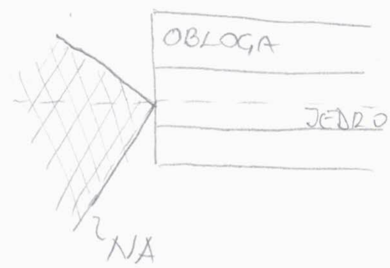
$$\boxed{\sin\alpha_L = \frac{n_2}{n_1}}$$

$$n_0 \cdot \sin\alpha = n_1 \cdot \sin\beta$$
$$= n_1 \cdot \cos\theta$$
$$= n_1 \cdot \sqrt{1-\sin^2\theta}$$

$$\Rightarrow \quad n_0 \cdot \sin\alpha = n_1 \cdot \sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}$$

$$\boxed{NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}$$

numerična odprtina



Žarkovni model smo smeli uporabiti, ker so dimenzije večje od λ - valovne dolžine.

Relativna razlika lomnih količnikov

$$\Delta n_1 = n_1 - n_2 \qquad \Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} \doteq \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad \text{za } \Delta \ll 1$$

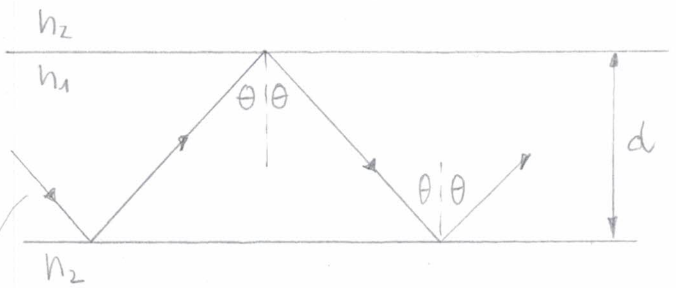
$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{(n_1+n_2)(n_1-n_2)} = \sqrt{\underbrace{(n_1+n_2)}_{\doteq}\Delta n_1} = \sqrt{2n_1 \Delta n_1}$$

$$\boxed{NA = n_1\sqrt{2\Delta}}$$

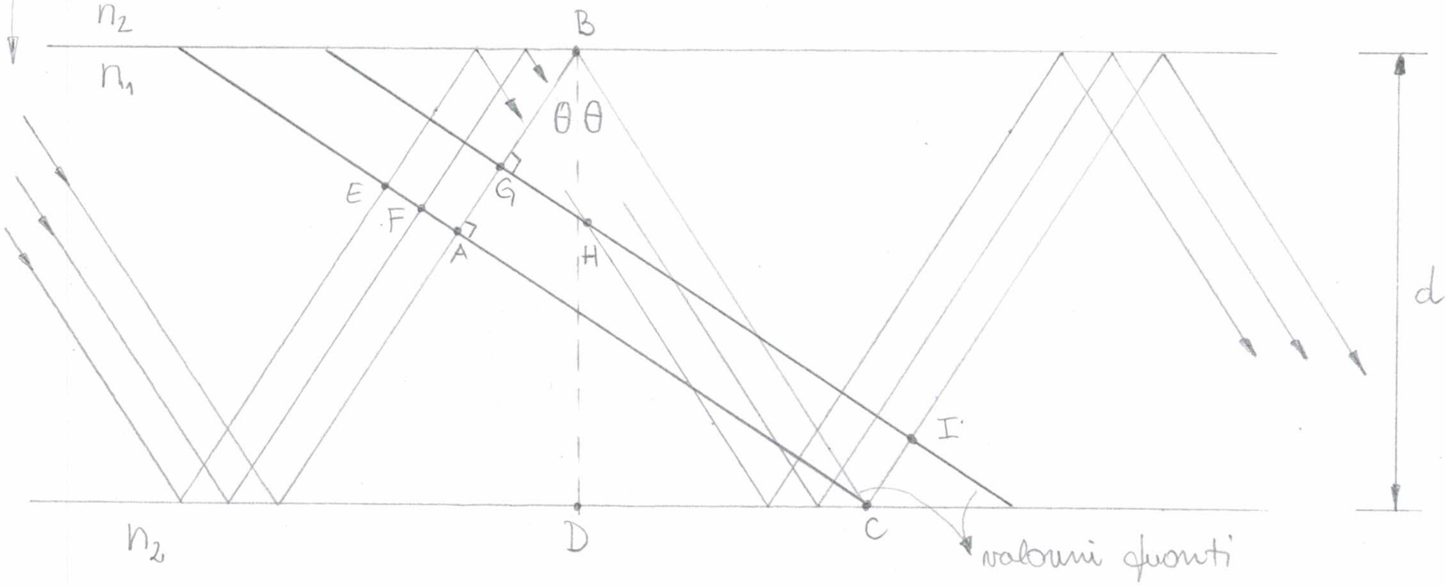
velja le za debela jedra, ker temelji na geometriji in ne upošteva valovne dolžine, ko so dimenzije blizu le te.

Rodovi in valovodne lastnosti

$n_2 < n_1$



narisali smo zgolj en žarek, vendar jih je neskončno mnogo, ki so med seboj rahlo premaknjeni in se širijo vzdolž valovne strukture.



Žarek je namišljena daljica pravokotna na valovno fronto – POMNI

Po valovodu potuje množica valovnih front, ki se po določenem času točke (vali), ki so pred in po odboju v fazi konstruktivno seštejejo in podpirajo, na koncu ostane le ta vod.

Če se faza v točki A-C oz. G-I razlikuje za kot različen od $m2\pi$, namreč val ne interferira s samim sebој konstruktivno temveč destruktivno in se uniči.
Tisti žarki, ki izpolnjujejo ta pogoj se konstruktivno podpirajo in se prenašajo skozi valovod, tem žarkom pravimo rodovi.

$$\boxed{k = n\frac{2\pi}{\lambda}}$$

fazni kot na enoto dolžine

Zapišimo fazno razliko med A in C.

$(AB+BC)\cdot k - 2\phi$ fazni kot pri popolnem notranjem odboju

$\cos^2\alpha = \frac{1}{2}(\cos 2\alpha + 1)$

ΔABC:

$$AB = BC\cdot\cos(2\theta)$$

$$(AB+BC)\frac{2\pi}{\lambda}n_1 - 2\phi$$

$$AB+BC = BC\left(\cos(2\theta)+1\right) = 2BC\cdot\cos^2\theta$$

$$2BC\cos\theta\cdot\cos\theta$$

\+ fazna razlika med A in C je $m2\pi$

ΔBDC:

$$BC\cdot\cos\theta = d$$

$$\Rightarrow AB+BC = 2d\cdot\cos\theta$$

$$\Rightarrow \underbrace{\frac{\cancel{2}4\pi d\cos\theta}{\lambda}\cdot n_1 - 2\phi = m\cancel{2}\pi}$$

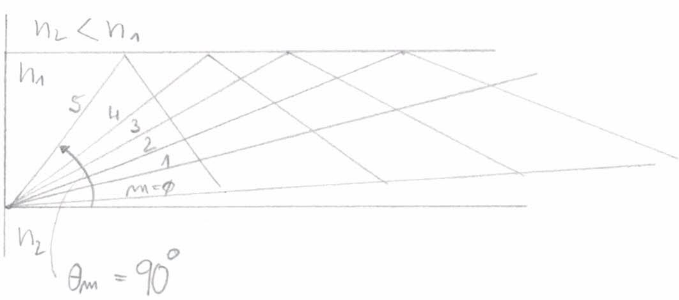
θ_m ; $\theta_k < \theta_m < \frac{\pi}{2}$

Pogoj za obstoj žarka oz. roda v valovodu

$k = \frac{2\pi n}{\lambda}$ $\quad \frac{1}{k} = \frac{\lambda}{2\pi n}$ $\quad m = 0, 1, 2, \dots$

$$\Rightarrow \underbrace{\boxed{\cos\theta_m = \frac{(m\pi+\phi)\lambda}{2\pi d n_1} = \frac{m\pi+\phi}{kd}}}_{\text{dopustni koti}} \Rightarrow \underbrace{\boxed{m = \frac{2\pi d\cos\theta\, n_1}{\pi\lambda} - \frac{\phi}{\pi}}}_{\text{število rodov}}$$

Dopustni koti so torej diskretizirani s številom m. Rod je način na katerega se širi valovanje skozi vod.



$$\sin\theta_m = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\cos\theta_m = \sqrt{1-\sin^2\theta_m} = \sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}$$

$$\sqrt{1-\frac{n_2^2}{n_1^2}} = \sqrt{\frac{n_1^2-n_2^2}{n_1^2}} = \frac{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}{\sqrt{n_1^2}} = \frac{\sqrt{n_1^2-n_2^2}}{n_1}$$

$$m_{max} = \frac{2dn_1\sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\lambda} - \frac{\phi}{\pi}$$

$$= \frac{2d\sqrt{n_1^2-n_2^2}}{\lambda} - \frac{\phi}{\pi}$$

$$\boxed{V = \pi \frac{d}{\lambda}\underbrace{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}_{NO\text{ - numerična odprtina}}}$$ normirana frekvenca

↑ vpeljimo v enačbo za m

$$\Rightarrow \quad m \le \frac{2V}{\pi} - \frac{\phi}{\pi}.$$

tri-plastna dielektrična struktura

Primer: 100 µm OV, $n_1 = 1{,}53$, $n_2 = 1{,}5$, $\lambda = 1\ \mu m$ $\Rightarrow V \doteq 94{,}72$

ϕ ni nikoli večji od π

$$m \le \frac{2 \cdot 94{,}72}{\pi} \doteq 60$$

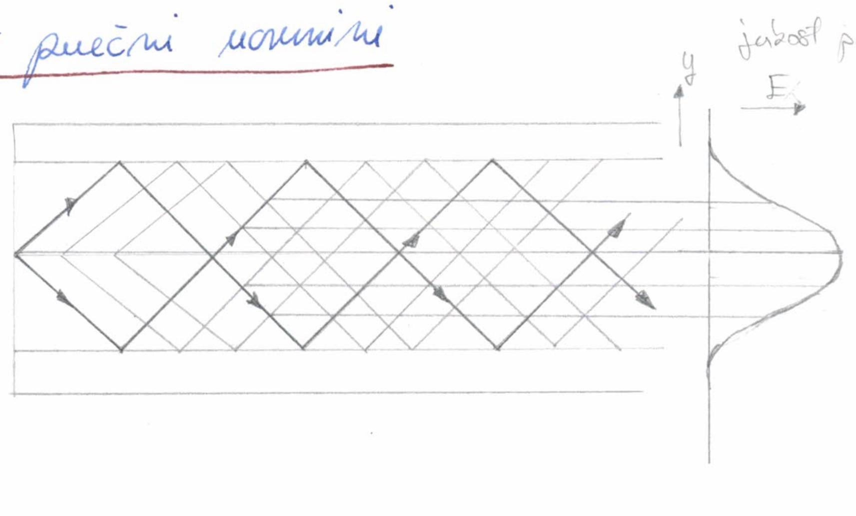
Enačbe veljajo za valovod, ki je omejen le v debelini ne pa tudi v dolžini. Število rodov ne moremo natančno določiti v cilindričnem vlaknu, zadošča ocena;

$$\boxed{m \le \frac{V^2}{2}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{m \le \frac{V^2}{2} \doteq 4485}$$

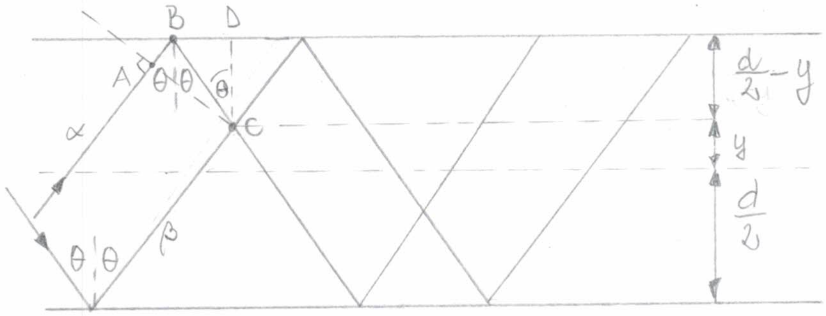
Normirano frekvenco cilindričnih vlaken s stopničastim lomnim likom običajno podajamo s polmerom jedra a in numerično odprtino NO

$$\boxed{V = \frac{2a\pi}{\lambda}\cdot NO}$$

Polje v prečni ravnini



Nastanek rodov v 3 plastni dielektrični strukturi. Žarki, ki se gibljejo "navzgor" interferirajo z žarki, ki se gibljejo "navzdol", tvorijo značilno porazdelitev polja v prečni smeri



Interferenca žarka "navzgor" z žarkom "navzdol"

$$E(y) = A_0 \cdot \cos(\omega t) + A_0 \cdot \cos(\omega t + \Delta\varphi(y))$$

str. 29.:

$\triangle ABC$: $\quad AB + BC = \underbrace{2\,BC \cdot \cos^2\theta}_{1.}$

$\triangle BDC$: $\quad BC \cdot \cos\theta = \frac{d}{2} - y \Rightarrow \underbrace{BC = \frac{d - 2y}{2\cos\theta}}_{2.}$

$$-\phi + (AB + BC) \cdot k = \Delta\varphi \Rightarrow \Delta\varphi = (AB - BC)\frac{2\pi}{\lambda} n - \phi$$

$$\Delta\varphi = 2\,BC \cos^2\theta \cdot \frac{2\pi}{\lambda} n - \phi$$

$$= \cancel{2} \cdot \frac{d - 2y}{\cancel{2}\cancel{\cos\theta}} \cdot \cos^{\cancel{2}}\theta \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n - \phi$$

$$\left\{ \cos\theta_m = \frac{(m\pi + \phi)}{2\pi d n} \cdot \lambda \right.$$

$$= \frac{(d - 2y) \cdot 2\pi \cdot n \cdot \cos\theta}{\lambda} - \phi$$

$$= \frac{(d - 2y) \cdot \cancel{2\pi} \cdot \cancel{n} \cdot \frac{m\pi + \phi}{\cancel{2\pi} d \cancel{n}} \cdot \cancel{\lambda}}{\cancel{\lambda}} - \phi$$

$$= \left(1 - \frac{2y}{d}\right)\left(m\pi + \phi\right) - \phi$$

$$\boxed{\Delta\varphi(y) = m\pi - \frac{2y}{d}\left(m\pi + \phi\right)}$$

fazna razlika med žarkoma α in β.

$$E(y) = A_0 \cdot \left(\cos(\underbrace{\omega t}_{\beta}) + \cos(\underbrace{\omega t + \Delta\varphi(y)}_{\alpha}) \right) \qquad \cos\alpha + \cos\beta = 2\cos\frac{\alpha+\beta}{2} \cdot \cos\frac{\alpha-\beta}{2}$$

$$= 2A_0 \cdot \cos\frac{\Delta\varphi(y)}{2} \cdot \cos\left(\frac{\Delta\varphi(y)}{2} + \omega t\right)$$ – Vstavimo $\Delta\varphi(y) = m\pi - \frac{2y}{d}(m\pi + \phi)$

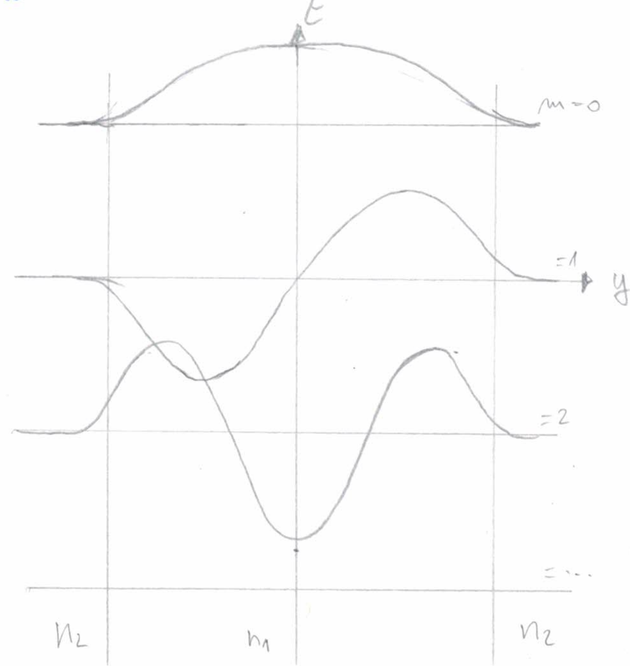
$$= \underbrace{2A_0 \cdot \cos\left[\frac{m\pi}{2} - \frac{y}{d}(m\pi + \phi)\right]}_{\text{Nova amplituda } A'} \cdot \cos\left(\omega t + \frac{\Delta\varphi(y)}{2}\right)$$

(v tem delu ni ω!)

Rodove lahko predstavimo kot skupino posameznih žarkov, ki se širijo (vpadajo) v valovod.

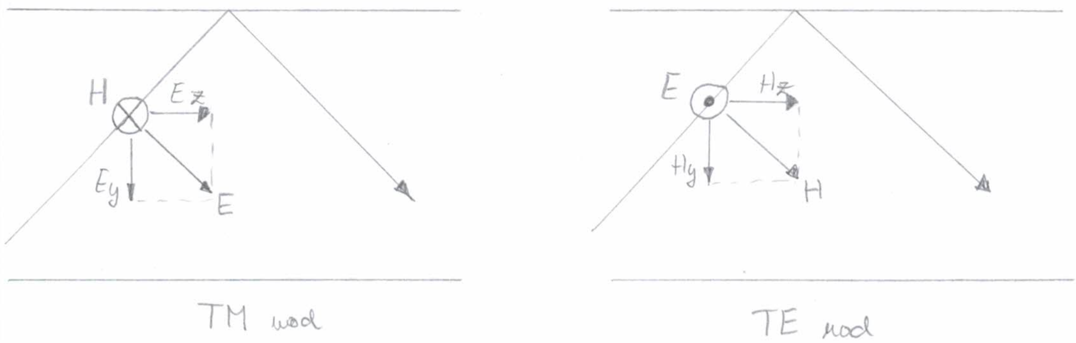
Povzetek:

- Dielektrična struktura lahko vodi le žarke, ki vpadajo nanjo pod določenimi diskretiziranimi koti.
  - Pogoj je posledica interference posameznega žarka s samim seboj, ki vzdolž valovoda interferira s samim seboj konstruktivno.
- Žarki, ki vstopajo v valovod pod enakim kotom θ_m tvorijo rod.
- Posamezni rodovi tvorijo v prečni smeri svoje značilne interferenčne vzorce.



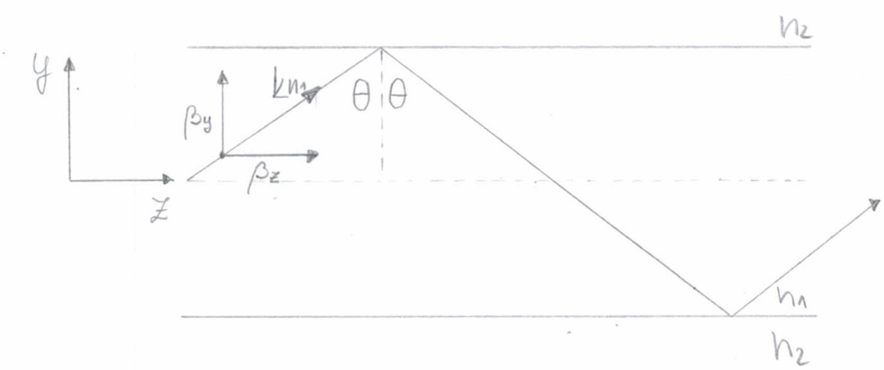
TEM, TE, TM^{H}, HE^{E} in EH rodovi

- TEM – Transverzalni elektromagnetni – ne obst. v valovodu
- TE – Transv. električni
- TM – Tran. magnetni
- HE, EH – Hibridni rodovi z E in H komponento.



Fazna konstanta in efektivni lomni količnik

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ $\quad k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1$!



β_z = fazna konstanta!

!(β) $\beta_z = n_1 k \cdot \sin\theta$ – fazna konstanta; količnik kot (β) opisuje valovanje na enoto dolžine vlakna

$\beta_y = n_1 k \cdot \cos\theta$ – prečno valovno število (k_T)

Efektivni lomni količnik

$$k_s = k_0 \cdot n_s \Rightarrow n_s = \frac{k_s}{k} \Rightarrow n_{eff} = \frac{\beta}{k}$$

snov vakuum

$$\boxed{n_{eff} = \frac{n_1 \cdot \cancel{k} \cdot \sin\theta}{\cancel{k}} = n_1 \cdot \sin\theta}$$

– pove nam količina je efektivna fazna hitrost v optičnem vlaknu.

$$\boxed{\theta_k < \theta < 90^\circ}$$

kritični

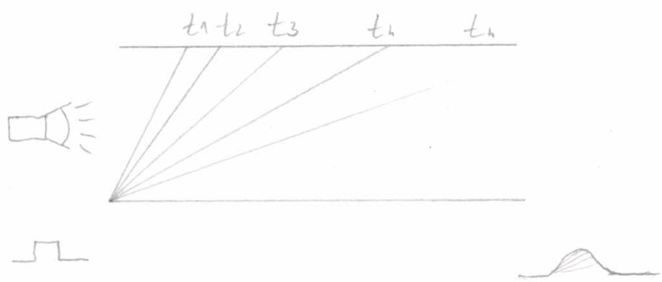
$$\underbrace{n_1 \cdot \sin\theta = n_1 \frac{n_2}{n_1} < n_{eff} < n_1 \sin 90^\circ}$$

$$\boxed{n_2 < n_{eff} < n_1} \quad / \cdot k$$

$$k n_2 < \beta < k n_1 \qquad \beta = k\, n_{eff}$$

- Vsak rod se širi s svojo hitrostjo
- So neodvisni načini valovanja po rodovih
- Ločijo se po faznih konstantah in hitrostih
- Vsak rod tvori v prečni ravnini značilni vzorec

Mnogorodovni način razširjanja valovanja je nezaželjen saj se signal preoblikuje



Zaradi tega pojava prihaja do medrodovne disperzije.

$$m = \frac{2V}{\pi} - \frac{\phi}{\pi}$$

če zahtevamo $m = \phi$ dobimo

$$V = \frac{\phi}{2}$$

pomeni, da bo optično vlakno za $V < \frac{\phi}{2}$ podpiralo le še širjenje enega samega moda.

Ni povsem pravilno zaradi uporabe žarkovnega modela in dimenzij

Z zmanjševanjem normalne frekvence V se zmanjšuje število modov.

Z zmanjševanjem razlike lomnih količnikov se zmanjšuje število modov;

- Enomodovni valovod – žarkovni model odpove, ker so dimenzije že blizu valovne dolžine, v poštev pride elektromagnetni model, ki sloni na Maxwellovih enačbah.

Ničla Besselove funkcije 1. reda

$$V < \underbrace{2{,}405}$$

$$\frac{2\pi a}{\lambda} NA < 2{,}405$$

Primer: $\lambda = 1300\ nm$ razmerje $n = 0{,}35\%$
$NA = 0{,}1$
$\Rightarrow 2a = 9\ \mu m$

NO
NA ne smemo preveč zmanjšati, ker se občutljivost na zunanje perturbacije povečujejo, katere pa vplivajo na prenos svetlobe.

Mejna valovna dolžina – cut off wavelenght

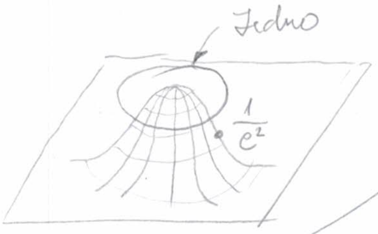
- Je dolžina, kjer postane vlakno enomodovno.

Dielektrični valovod bo vedno podpiral en valovod, medtem, ko v kovinskem valovodu preveč zmanjšano prenos, ko to postane neprosojno za katerokoli valovanje.

kovina
zrak
kovina

Polje v enorodovnem vlaknu

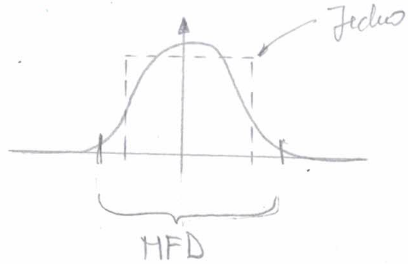
Določajo ga Besselove in Hankelove funkcije, katere dokaj dobro aproksimiramo z Gaussovo funkcijo.



MDF – premer rodu (Mode Field Diameter)

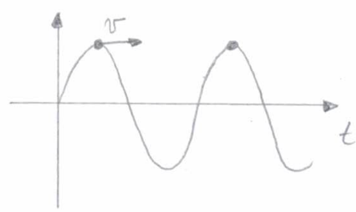
točka na kateri pade moč na $\frac{1}{e^2}$

Je večji od premera jedra



Disperzija v optičnem vlaknu

Fazna hitrost



$$E(z,t) = A\cdot\cos(\underbrace{\omega t - kz}_{\phi})$$

$$\omega t - kz = \phi \quad \text{– konstanta!}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$$

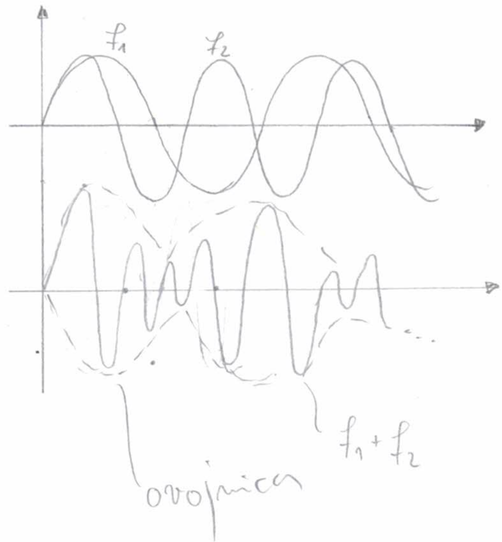
$$\omega dt - k dz = 0$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k} = c = v_f$$

hitrost svetlobe

fazna hitrost (v praznem prostoru enaka c)

Skupinska hitrost



Hitrost modulacijske ovojnice

$$\sin\alpha + \sin\beta = 2\sin\frac{\alpha+\beta}{2}\cdot\cos\frac{\alpha-\beta}{2}$$

ω	$\omega + d\omega$
k	$k + dk$

$$M = A\cdot\sin(\omega t - kz) + A\cdot\sin(\omega' t + k' z)$$

$$= A\left(\sin(\omega t - kz) + \sin\left((\omega + d\omega)t - (k+dk)z\right)\right)$$

$$= A\sin\underbrace{(\omega t - kz)}_{\beta} + \sin\underbrace{(\omega t + d\omega t - kz - dkz)}_{\alpha}$$

zelo majhna

$$= 2A\sin\left((\omega + \frac{d\omega}{2})t - (k + \frac{dk}{2})z\right)\cdot\cos\left(\frac{d\omega t - dkz}{2}\right)$$

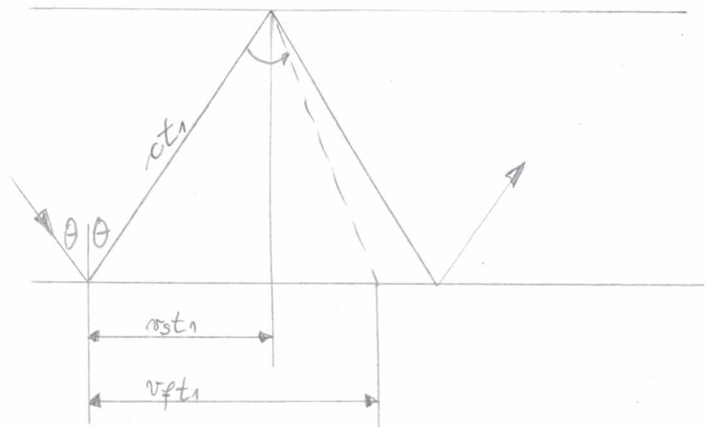
$$\Rightarrow M \doteq 2A\cos\underbrace{\left(\frac{d\omega t - dkz}{2}\right)}_{\phi\ \text{fi}}\sin(\omega t - kz)$$

$$\underbrace{\frac{d\omega t - dkz}{2} = \phi\ \text{fi}}_{\text{diferenciramo po času}}$$

$$dt\,d\omega - dz\,dk = \phi\ \text{nič}$$

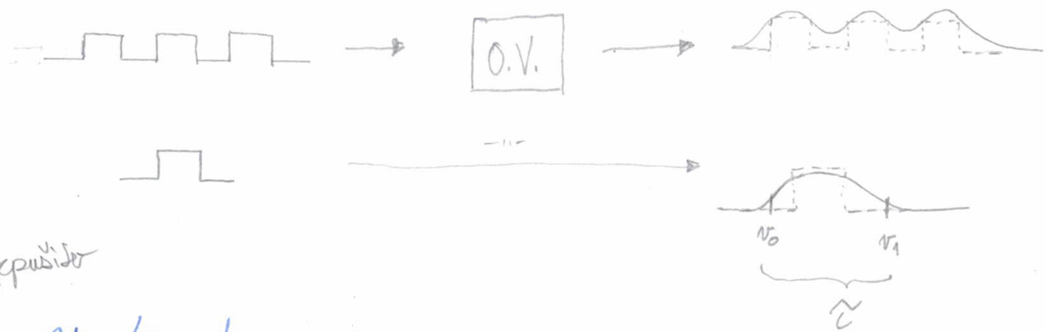
$$\frac{dz}{dt} = \frac{d\omega}{dk} = v_g \leftarrow \text{skupna}$$

$$\Rightarrow v_g = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}}$$



Disperzija

Nostane zato, ker se posamezne komponente koristnega signala premikajo z različno hitrostjo.



razpršitev

$$\Delta t = \tau = \frac{L}{v_0} - \frac{L}{v_1}$$

najpočasnejša komponenta — najhitrejša komponenta

Bitna pasovna širina

$$B \doteq \frac{1}{\tau}$$

Kromatske disperzija

Do nje prihaja zaradi realnega signala – idealni bi imel le eno f. (vezan na širino spektra)

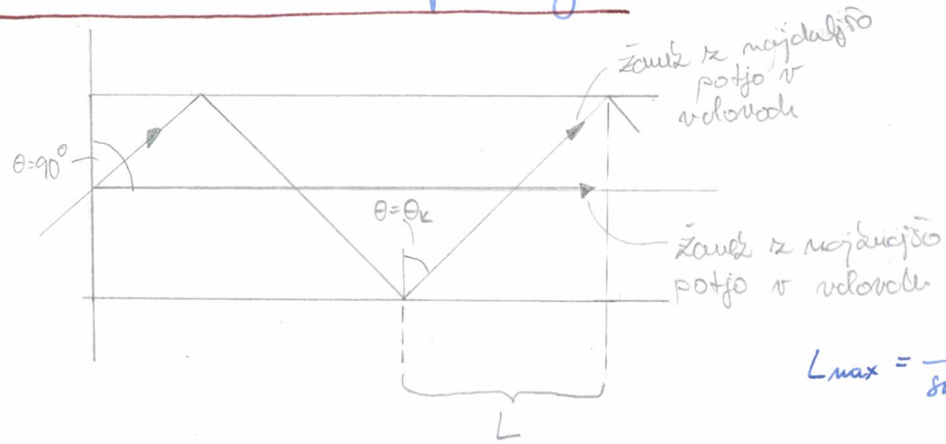
- Snovna (hitrost c se spreminja zaradi narave snovi)
- Valovodna (odvisnost $\beta(\nu)$ in $\beta(\omega)$)
- Profilna (odvisnost $\Delta n(\omega)$ in s tem $\beta(\omega)$)

Nekromatska disperzija

Je posledica različnih možnih poti

- Medrodovna
- Polarizacijska

Medrodovna disperzija



$$L_{max} = \frac{L}{\sin\theta_k}$$

$$\sin\theta_k = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\boxed{t_{min} = \frac{L}{\frac{c_0}{n_1}}}$$

$$t_{max} = \frac{L}{\frac{c_0}{n_1}\cdot\sin\theta_k} = \frac{L n_1}{c_0\cdot\sin\theta_k}$$

$$\Rightarrow \boxed{t_{max} = \frac{L n_1^2}{c_0 n_2}}$$

$$\tau = \Delta t = t_{max} - t_{min} = \frac{L n_1^2}{c n_2} - \frac{L n_1}{c} \qquad \frac{L n_1^2}{c n_2}\Big(\overbrace{1 - \frac{n_2}{n_1}}^{\frac{n_1-n_2}{n_1}}\Big)$$

$$= \frac{L n_1^2}{c n_2}\left(\frac{n_1-n_2}{n_1}\right)$$

kadar je $\Delta \ll 1$

velja da je $\Delta \doteq \frac{n_1-n_2}{n_2}$

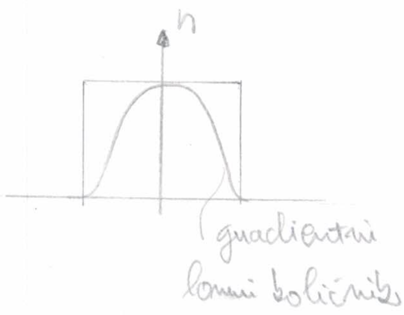
POMNI!

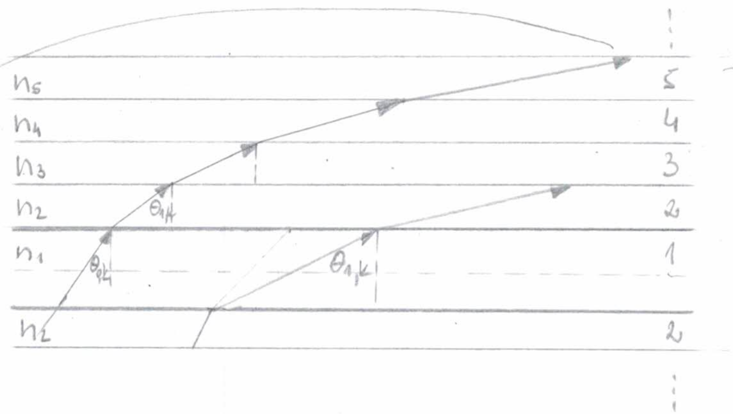
$$NO = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx n_1\sqrt{2\Delta}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta t = \frac{L n_1 \Delta}{c}}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta t = \frac{L (NO)^2}{2 c n_1}}$$

Gradientni lomni količnik

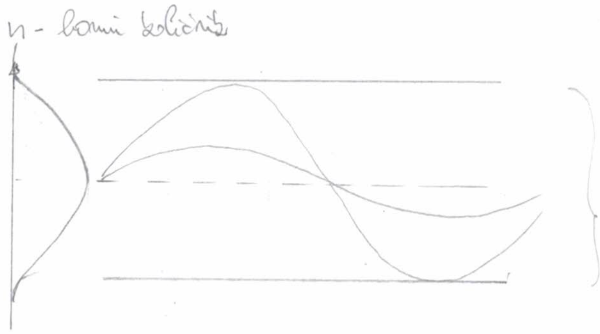




$$n_1 \cdot \sin \theta_{1,k} = n_2 \cdot \sin \theta_{2,k},$$

$$n_2 \cdot \sin \theta_{2,k} = n_3 \cdot \sin \theta_{3,k}, \ldots \qquad \text{oz.} \quad n \sin_{i,k} = \text{konstanta}$$

Nadaljuje svojo pot, v nekem trenutku je pravokoten in pride do popolnega odboja. Začne se prečni nazaj v plasti.



V n_1 je hitrost razširjanja počasnejša, vendar opravi krajšo pot medtem, ko v višjih n_i je hitrost večja, saj je lomni količnik manjši, vendar je pot daljša. S pomočjo tega smo izenačili hitrosti potovanja mnogorodovnega vlakna.

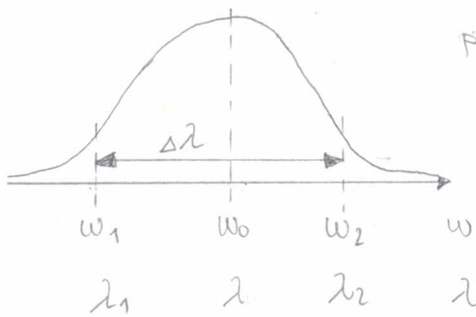
Velja za nižje rodove, višji so slabše izenačeni.

Kromatska disperzija

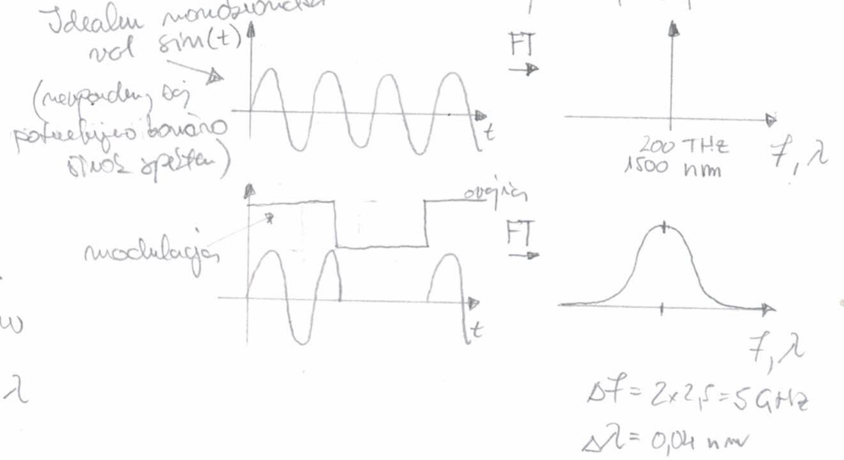
- Negativna disperzija; krajše valovne dolžine potujejo počasneje kot dolge.
- Pozitivna disperzija; ——〃—— hitreje kot dolge.

$\lambda_1 = \lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$

$\lambda_2 = \lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$



nosilna optič. f. npr. 200 THz



$\Delta f = 2 \times 2{,}5 = 5\,GHz$

$\Delta\lambda = 0{,}04\,nm$

$$\tau = \Delta t = \frac{L}{v_s}\bigg|_{\omega_2} - \frac{L}{v_s}\bigg|_{\omega_1}$$

dolžina prenosne poti

Skupna hitrost pri ω_1 in f_1

Skupna hitrost pri ω_2 in f_2

(1) $v_s = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\omega}{d\beta}$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a)}{n!}(x-a)^n$$

(2) $\Rightarrow \Delta t = L\left(\frac{d\beta}{d\omega}\bigg|_{\omega_2} - \frac{d\beta}{d\omega}\bigg|_{\omega_1}\right) \xrightarrow[\text{VRSTA}]{\text{TAYLORJEVA}} \frac{d\beta}{d\omega} \doteq \frac{d\beta}{d\omega}\bigg|_{\omega_1} + \frac{(\omega-\omega_1)}{1!}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\bigg|_{\omega_1} + \dots$

$$\frac{d\beta}{d\omega_2} \doteq \frac{d\beta}{d\omega}\bigg|_{\omega_1} + \underbrace{\frac{(\omega_2-\omega_1)}{1}}_{\Delta\omega}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\bigg|_{\omega_1}$$

$$\Rightarrow \Delta t = L\left[\cancel{-\frac{d\beta}{d\omega}\bigg|_{\omega_1}} + \cancel{\frac{d\beta}{d\omega}\bigg|_{\omega_1}} + (\omega_2-\omega_1)\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\bigg|_{\omega_1}\right]$$

$$= +L(\omega_2-\omega_1)\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\bigg|_{\omega_1}$$

$$\boxed{\Delta t = +L\,\Delta\omega\,\frac{d^2\beta}{d\omega^2}}$$

$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$

$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{2\pi c}{\omega}$ $\quad \frac{d\lambda}{d\omega} = -\frac{2\pi c}{\omega^2}$

$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{L}$ $\quad \frac{dk}{d\omega} = -\frac{2\pi}{\lambda}$

GregorN

$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ vstavimo

$$\Delta t = +L\left(\frac{2\pi c}{\lambda_2} - \frac{2\pi c}{\lambda_1}\right)\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$$

POMNI IN VSTAVI: $\lambda_1 = \lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$, $\lambda_2 = \lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$

$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$

$$= +2\pi L c\left(\frac{1}{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} - \frac{1}{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}\right)\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$$

$\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2} - \cancel{\lambda} - \frac{\Delta\lambda}{2} = \underline{-\Delta\lambda}$

$$= +2\pi L c\left(\frac{\overbrace{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2} - \lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{-\Delta\lambda}}{\lambda^2 - \cancel{\left(\frac{\Delta\lambda}{2}\right)^2}}\right)\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$$

$\lambda^2 \gg \left(\frac{\Delta\lambda}{2}\right)^2$ Lahko zanemarimo

$$= -2\pi L c \underbrace{\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}}_{=D}$$

$$\Rightarrow \boxed{\Delta t = \Delta\lambda L D}$$

D: Disperzijski parameter $\frac{ps}{nm}km$

Disperzijski parameter nam pove za koliko se razpusti optični signal na razdalji L če ima nia posamno širino $\Delta\lambda$.

$$\boxed{D = -2\pi c \frac{1}{\lambda^2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}} = \boxed{-\frac{\lambda}{c}\frac{d\left(\frac{\beta}{k}\right)}{d\lambda^2}}$$

$\frac{ps}{nm}km$ - za koliko ps se signal razpusti na razdalji L kilometrov pri posamni širini nia $\Delta\lambda$.

Snovna disperzija

Je posledica odvisnosti lomnega količnika snovi od valovne dolžine oz. frekvence valovanja; $n(\lambda)$ oz. $n(\omega)$.

Če želimo dobiti $D(\lambda)$ moramo dobiti $\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$

$k = k_0 \cdot n$ v praznem prostoru

$\beta = k\, n(\omega)$

$k = k_0 n$

$\beta = k\, n(\omega)$

$$\frac{\partial\beta}{\partial\omega} = \frac{\partial(n(\omega)k)}{\partial\omega} \;\Big/ \cdot\frac{\partial\lambda}{\partial\lambda} = \frac{\partial\lambda}{\partial\omega}\cdot\frac{\partial(n(\omega)k)}{\partial\lambda}$$

$$\begin{cases} \lambda = \dfrac{2\pi c}{\omega} & \dfrac{d\lambda}{d\omega} = -\dfrac{2\pi c}{\omega^2} \\[2ex] k = \dfrac{2\pi}{\lambda} & \dfrac{dk}{d\lambda} = \dfrac{-2\pi}{\lambda^2} \end{cases}$$

$$\Rightarrow k = \frac{2\pi}{\frac{2\pi c}{\omega}} = \frac{\omega}{c}$$

$$\frac{\partial\beta}{\partial\omega} = -\frac{2\pi c}{\omega^2}\left(\frac{\partial n(\omega)\cdot k}{\partial\lambda} + \frac{\partial k\cdot n(\omega)}{\partial\lambda}\right)$$

$$= \underbrace{-\frac{2\pi c}{\omega^2}\cdot \overset{\frac{\omega}{c}}{k}\cdot\frac{\partial n(\omega)}{\partial\lambda}}_{A} + \underbrace{\frac{2\pi c}{\omega^2}\cdot\frac{2\pi}{\lambda^2}\cdot n(\omega)}_{B}$$

$$A:\; -\frac{2\pi \cancel{c}}{\omega^{\cancel{2}}}\cdot\frac{\cancel{\omega}}{\cancel{c}}\cdot\frac{\partial n(\omega)}{\partial\lambda} = \boxed{-\frac{2\pi}{\omega}\cdot\frac{\partial n(\omega)}{\partial\lambda}}$$

$$B:\; \frac{2\pi c}{\omega^2}\cdot\frac{2\pi}{\lambda^2}\cdot n(\omega) = \frac{4\pi^2}{\omega^2}\cdot\frac{c}{\lambda^2}\cdot n(\omega) = \frac{\cancel{c}}{f^2\lambda^2}\, n(\omega) = \boxed{\frac{n(\omega)}{c}}$$

$\omega = 2\pi f$, $f = \frac{\omega}{2\pi}$, $\frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}$, $\frac{1}{f^2}$

$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, $f = \frac{\omega}{2\pi}$, $\lambda\cdot f = c$

AB sestavimo

$$\Rightarrow \frac{\partial\beta}{\partial\omega} = \frac{n(\omega)}{c} - \frac{2\pi}{\omega}\cdot\frac{\partial n(\omega)}{\partial\lambda} = \frac{1}{c}\underbrace{\left(n(\omega) - \frac{\partial n(\omega)}{\partial\lambda}\cdot\lambda\right)}_{N}$$

$\frac{2\pi}{\omega} = \frac{\lambda}{c}$

N

Skupinski lomni količnik - določa skupno hitrost v snovi

$$\boxed{\frac{\partial\beta}{\partial\omega} = \frac{1}{c}\cdot N = v_s}$$

$$\frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{d\left(\frac{d\beta}{d\omega}\right)}{d\omega} = \frac{d\left(\frac{1}{c}\left(n(\omega) - \frac{\partial n(\omega)}{\partial\lambda}\cdot\lambda\right)\right)}{d\omega} \;\Big/\cdot\frac{d\lambda}{d\lambda}$$

$$= \frac{d\lambda}{d\omega}\cdot\frac{1}{c}\cdot\left[\frac{d\left(n(\overset{\lambda}{\omega}) - \frac{\partial n(\omega)}{\partial\lambda}\cdot\lambda\right)}{d\lambda}\right]$$

$$\frac{\partial n(\lambda)\cdot\lambda}{\partial\lambda} = \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}\cdot\lambda + \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}\cdot 1$$

$$= -\frac{2\pi\cancel{c}}{\omega^2}\cdot\frac{1}{\cancel{c}}\left[\cancel{\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}} - \frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2}\cdot\lambda - \cancel{\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}}\right] = \rightarrow \text{List}$$

$\Downarrow$

$\omega^2 = \frac{(2\pi c)^2}{\lambda^2}$

$$= + \frac{2\pi}{(2\pi c)^2} \cdot \lambda^2 \cdot \lambda \cdot \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}$$

$$= \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \cdot \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} \Rightarrow \boxed{\frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}}$$

POMNI: $D = -2\pi c \frac{1}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}$

$$D_s(\lambda) = -\cancel{2\pi c} \frac{1}{\cancel{\lambda^2}} \cdot \frac{\lambda^{\cancel{3}}}{\cancel{2\pi} c^{\cancel{2}}} \cdot \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}$$

$$\boxed{D_s(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}}$$

Izračunamo s pomočjo Sellmeierjeve enačbe. Do te pridemo po analitični poti, A in λ_i pa določimo po eksperimentalni poti.

Sellmeierjeva enačba

$$n^2 = 1 + \sum_{i=1}^{i=m} \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

število resonančnih dvebrenc snovi.

Sellmeierjevi koeficienti

resonančne valovne dolžine snovi

SiO_2:

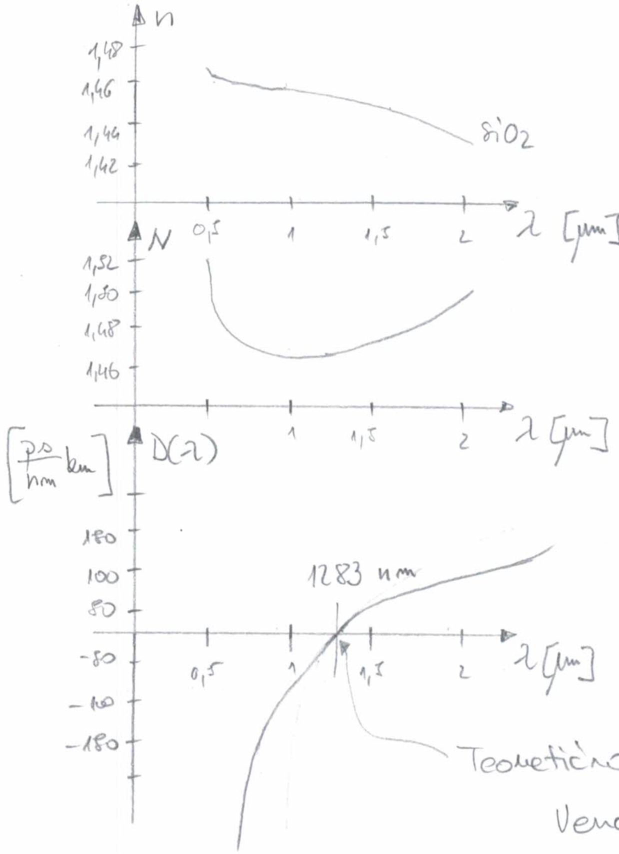
$$\underbrace{n^2 - 1 = A_1 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + A_2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + A_3 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2}}_{\text{odvajamo da dobimo potrebne odvode za določitev } D(\lambda)}$$

izmerjeni - tabela

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{n} \underbrace{\left[A_1 \frac{\lambda_1^2}{(\lambda^2 - \lambda_1^2)^2} + A_2 \frac{\lambda_2^2}{(\lambda^2 - \lambda_2^2)^2} + A_3 \frac{\lambda_3^2}{(\lambda^2 - \lambda_3^2)^2} \right]}$$

$$-\lambda \frac{d^2 n}{d\lambda^2} = -\frac{N}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} - \frac{4\lambda^3}{n} \left[\dots \right]$$

le $(\lambda^2 - \lambda_i^2)^{3}$ spremeni se le potenca



Lomni količnik n

Skupni lomni količnik N

Disperzijski parameter $D(\lambda)$

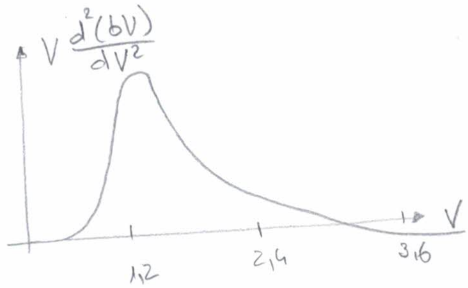
Teoretično $\Rightarrow D = \emptyset$

Vendar prispevajo členi višjih redov !

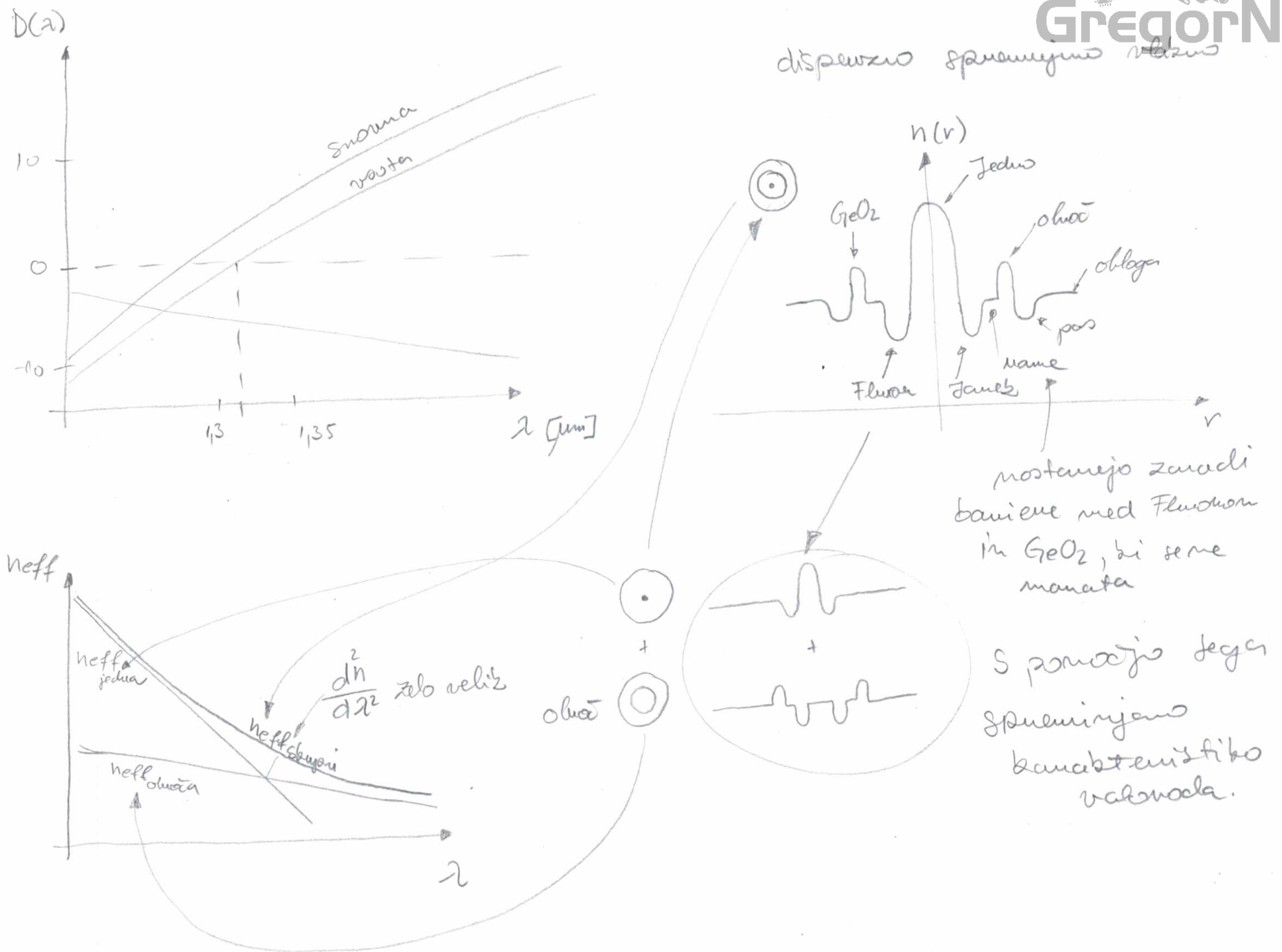
$\Rightarrow D \neq \emptyset$!

Valovodna disperzija

$$D_v(\lambda) = -\frac{N_2^2}{n_2 c \lambda} \cdot \Delta \frac{d^2(bV)}{dV^2} V \doteq -\frac{n_2}{c\lambda} \cdot \Delta \frac{d^2(bV)}{dV^2} V$$



Valovodna disperzija je v enorodovnem O.V. zmeraj negativna.

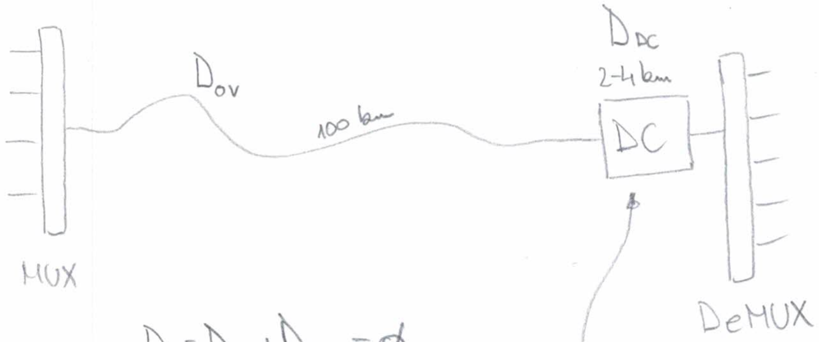


Vrste disperzno spremenjenih vlaken

- Disperzno premaknjena vlakna
- ——— " ——— z ravnično disperzijo
- Vlakna za kompenzacijo disperzije
- Prenosna vlakna z negativno disperzijo

„Za prenos izberemo kanale z različno λ ter jih sklopimo in prenašamo kot enega. Pri obstoju disperzije (nekako pozitivne) potujejo različno, kar doprinese, da se med seboj ne motijo"

Multipleksen



$$\underbrace{D = D_{OV} + D_{DC} = \emptyset}_{\text{Mora veljati znotraj celotnega področja delovanja.}}$$

dispenzijska kompenzacija (vnesemo negativni disperzijski učinek)

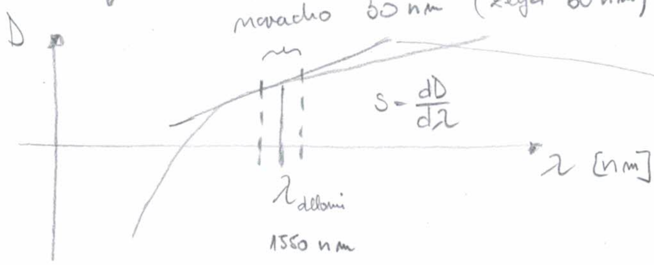
– Prenosno vlakno ima običajno pozitivno disperzijo (krajše valovne dolžine se širijo hitreje, kakor daljše)

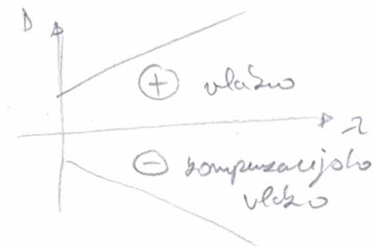
↳ zato dodamo disperzijski kompenzator z močno negativno disperzijo.

– DCF (Dispersion Compensation fiber)

nekaj km na 100 km o.v.

⇓

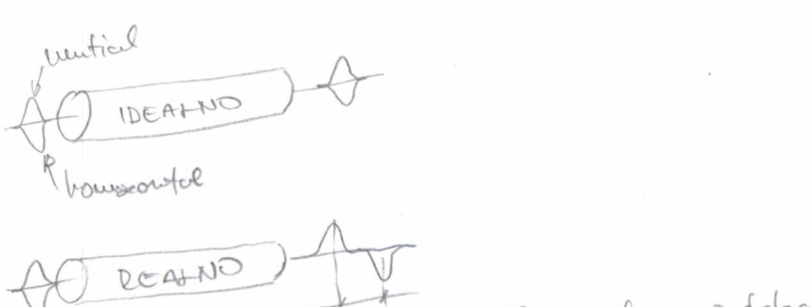




Pomembno je, da sta naklona čim bolj podobna, saj le tako lahko dobro kompenzirati.
Pomembno je tudi, da sta naklona o.v. in D.C. enaka, da je sklopljenost najboljša.

Polarizacijska disperzija

Je posledica dvolomnosti vlakna zaradi nesimetrije pri izdelavi oz. mehanske napetosti.

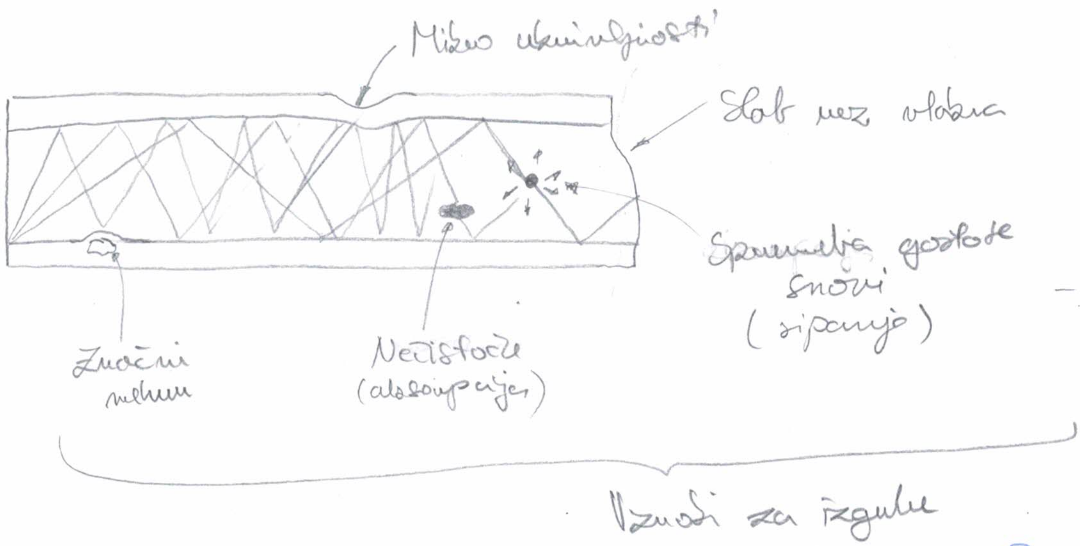


DGD – differential group delay

↑ ni konstanta, se s časom spreminja

ni bila pomembna, ko so bile še bitne hitrosti nizke

Slabljenje v optičnih vlaknih, posebna vlakna in izdelava



Slabljenje podajamo v logaritmičnih enotah dB.

$$\frac{P}{2} = 3\,dB \quad - \quad \boxed{\text{Razmerje}\,(dB) = 10 \cdot \log_{10} \frac{P_1}{P_0}}$$

– Podajamo v razmerjih, da se ognemo velikih absolutnih vrednostim, zaradi:

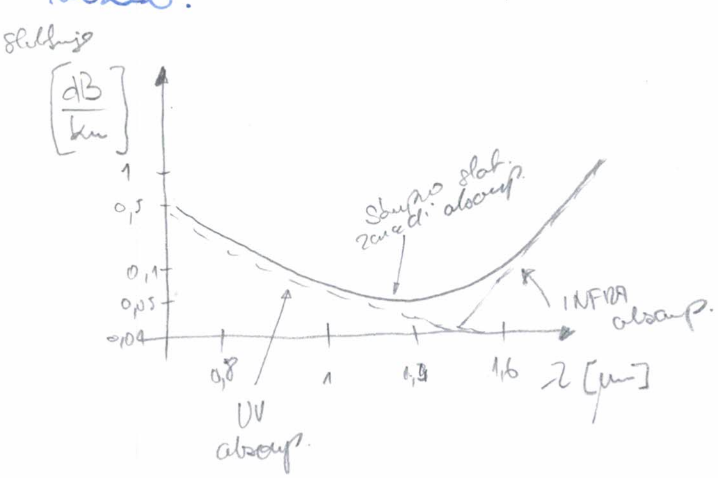
Optična moč je težko merljiva zaradi kota vpada na dielektrik ter sipanje na dielektriku.

Menjava moči:

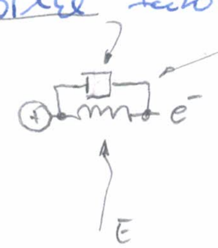
P_0 – z objektom
P_1 – brez objekta

Snovna absorpcija

Notranja; lastna absorpcija snovi npr. SiO_2 ima izjemno nizko.

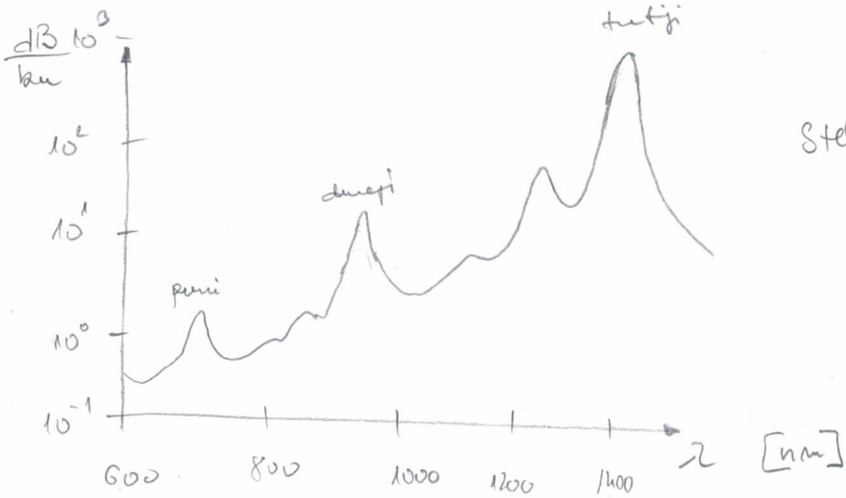


Z večanjem λ se absorpcija poveča, ni nujno, da je ta velika, odvisno od snovi. Ponekod niso dušilke tako izrazite.

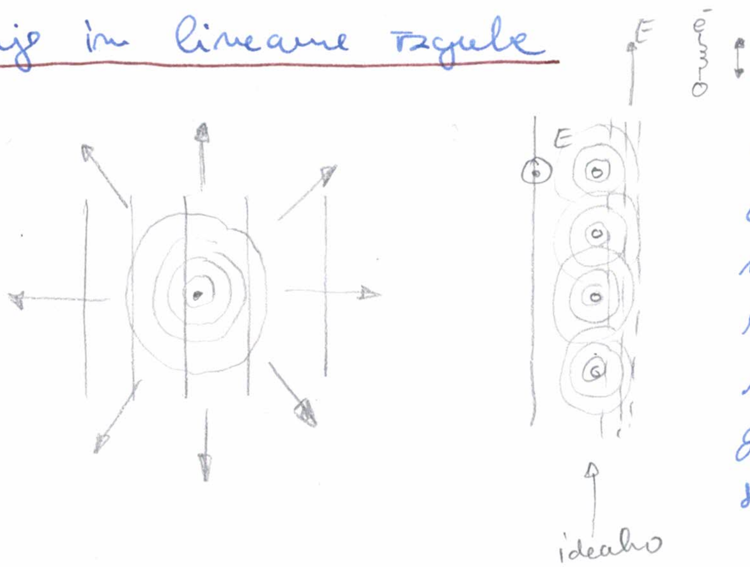


dušilka, kjer se energija kaže kot toplota – na ta način je povezana absorpcija.

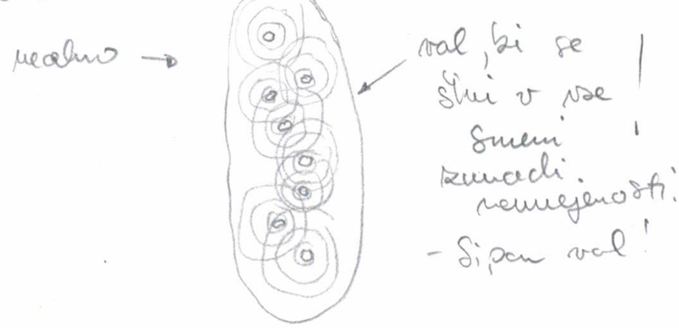
Pri izdelavi o.v. prihaja do ujetosti vlage zato se pojavlja t.i. hidroksidna absorpcija (OH). Primer absorp. overtonov (vrhov) je mogoče videti na spodnjem grafu. Vodo izjemno težko izločimo, zato se o.v. obdaja z gelom, ki absorbira vlago.



Sipanje in linearne izgube



Kadar je razdalja med atomoma oscilatorji manjša od λ se novi val obnaša kot nova ravna valovna fronta. V realnosti ta razdalja ni tako gosta in idealno porazdeljena med seboj;



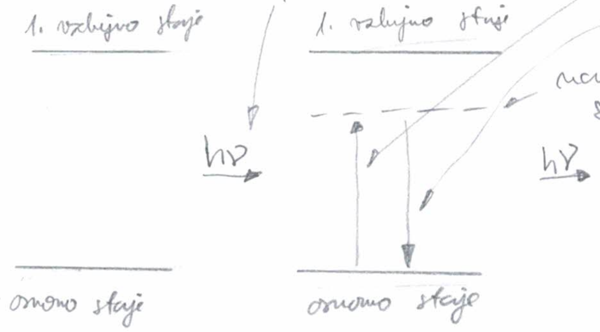
Valovanje se preusmeri za razliko od absorpcije kjer se pretvori v toploto.

energija fotona → $W = h\nu$ – foton
plančkova konstanta
frekvenca

Rayleighovo sipanje

① Opazujemo svetlo kadar je frekvenca vpadnega valovanja p f, ν.

② vzbudi atome oz. molekule



namišljeno navidezno stanje v katerem atom ne more ostati

③ atom absorbira energijo, vendar je premajhna za prehod v 1. vz. st. zato se vrne v osnovno st. in odda foton z enako frekvenco vzbujenega fotona ki pa je lahko drugačna. Pojav opazimo kot sipanje.

Premer atoma glede na λ svetl. določa velikost Rayleighovega sipanja in s tem teoretično najmanjše izgube v o.v.

Je posledica oscilacij[1] atomskih[4] lupin[3], ki[5] sestavljajo snov. elektronskih[2]

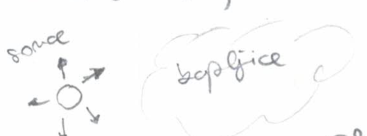
Zmanjšanje moči zaradi Ray. sipanja je sorazmerno z $\frac{1}{\lambda^4}$. Za

Enokomponentno steklo:

$$\gamma_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} \cdot n^8 p^2 \beta_c k T_F$$

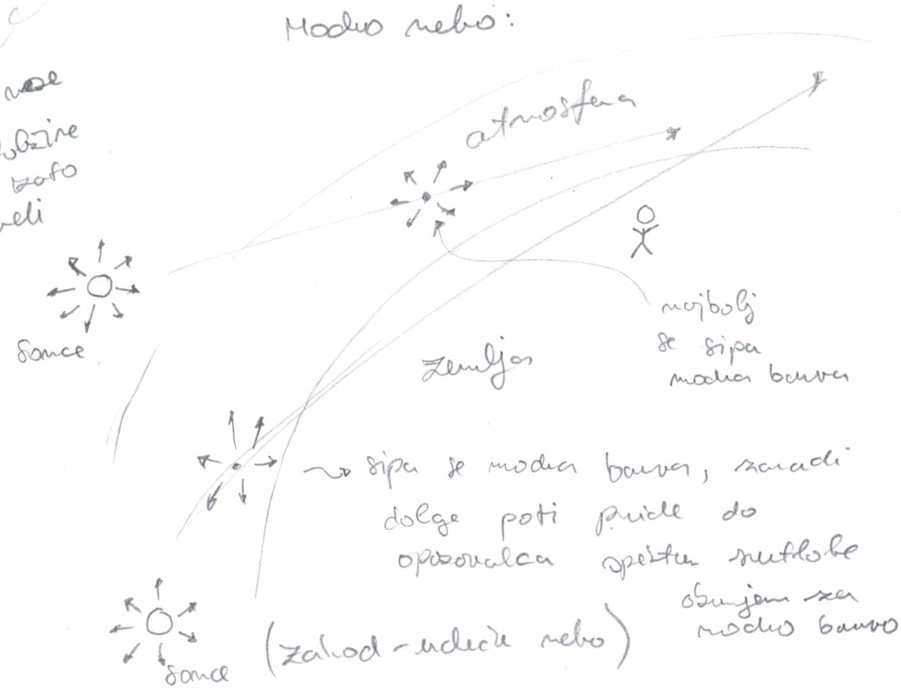
lomni količnik medija; izotermična stisljivost pri mešalni temperaturi; Rayleighov koeficient sipanja; val. dol. svet.; povprečni fotoelastični koeficient; boltz. konst.

Beli oblaki;



odbijejo vse valovne dolžine enako zato so beli

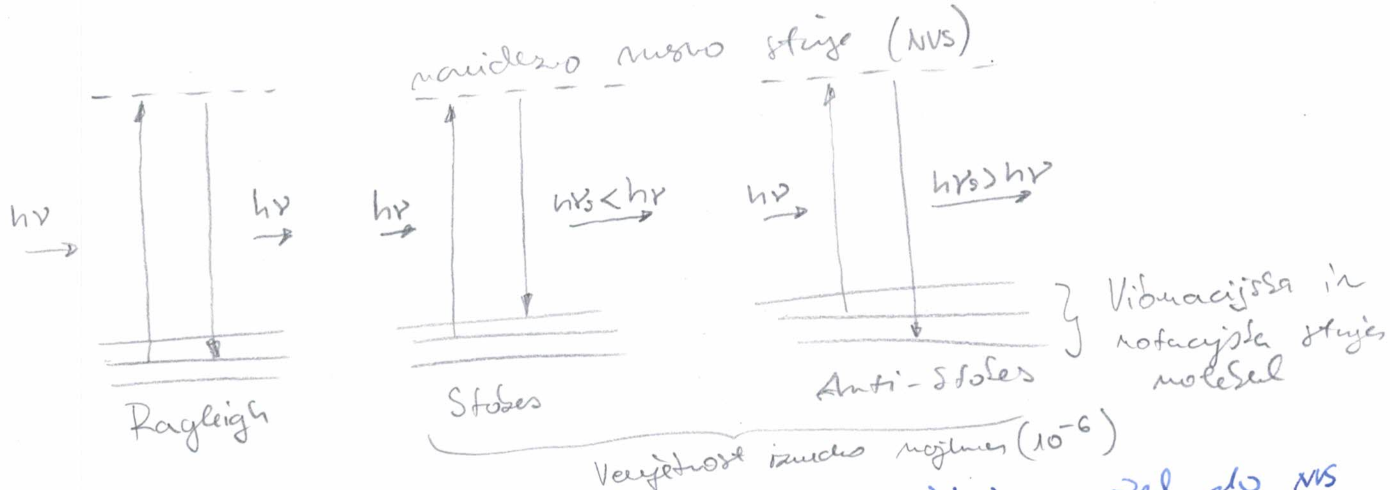
Modro nebo:



→ sipa se modra barva, zaradi dolge poti pride do opazovalca spekter svetlobe osiromašen za modro barvo!

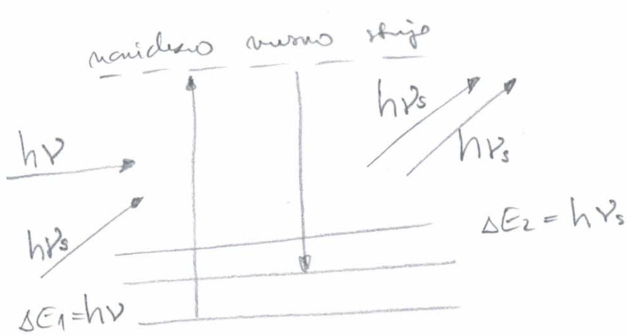
(zahod – rdeče nebo)

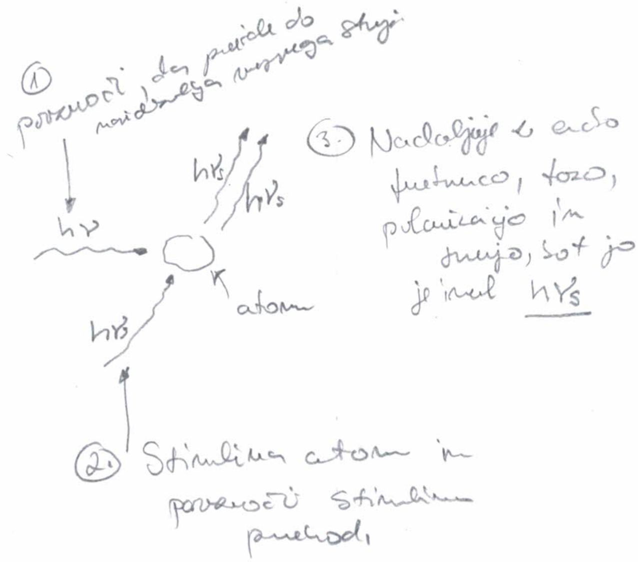
Spontano Ramanovo sipanje

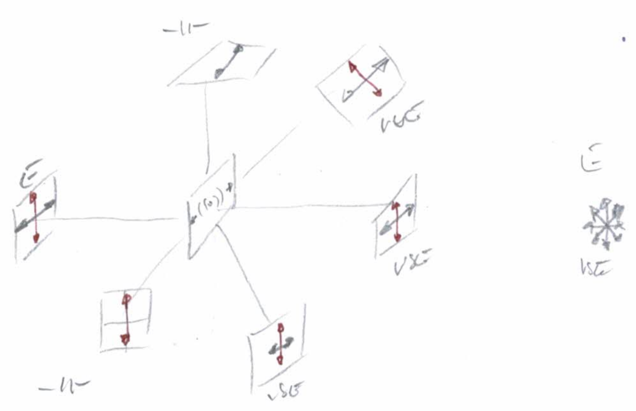


Pri Stokesovem prehodu ima vzbujen atom, ki je prešel do NVS, ko se je vrnil je obstal v nivoju višje kot je bil predhodno. Oddan foton ima tako ~~višjo~~ manjšo energijo kot jo je imel vzbujajoči foton. Pri Anti-Stokesovem prehodu je situacija obratna.

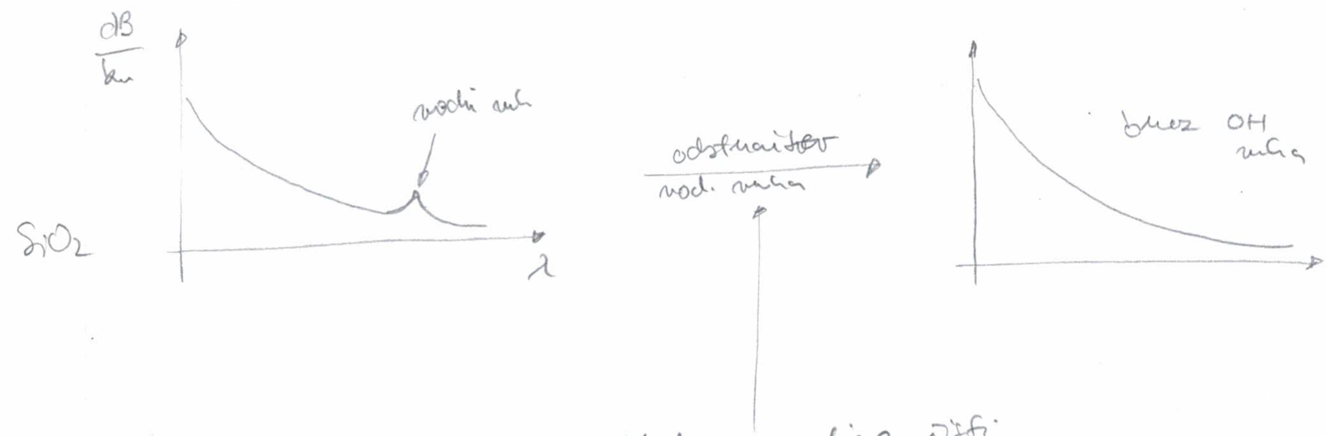
Stimulirano Ramanovo sipanje







Tipične izgube v sodobnih vlaknih SMF28



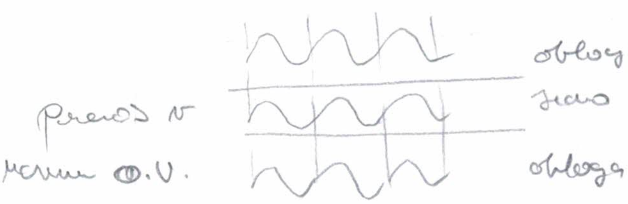
Jedro pustimo čisti

SiO_2 in dopiramo oblogo.

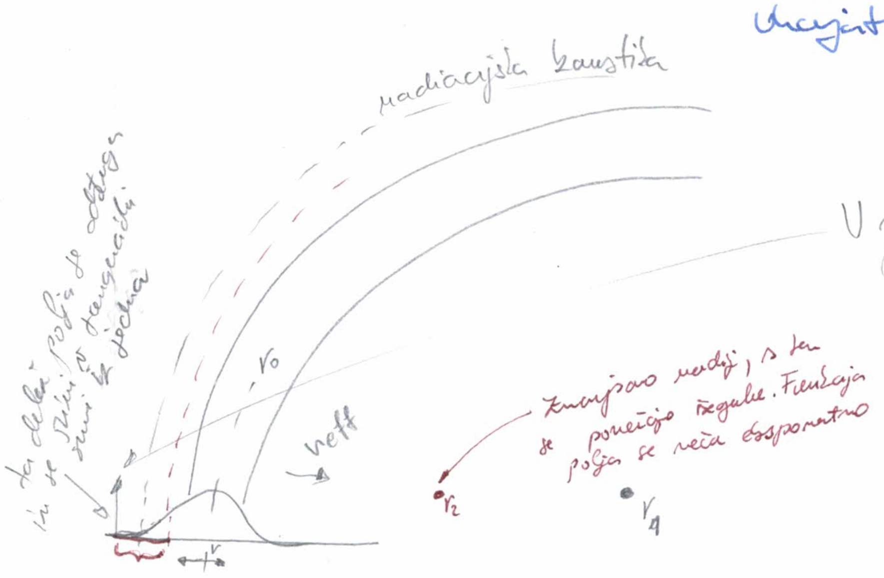
Poleg gornjega o zmogljivih povezavah je to zadostno, ko preidemo v podmorske povezave je vsaka izboljšava / izguba pomembna!

Obstajajo alternative SiO_2 vendar so nekatere lastnosti bistveno slabše od nekaterih lastnosti SiO_2, nekateri so celo vodotopni.

Izgube zaradi ukrivljenosti vlakna

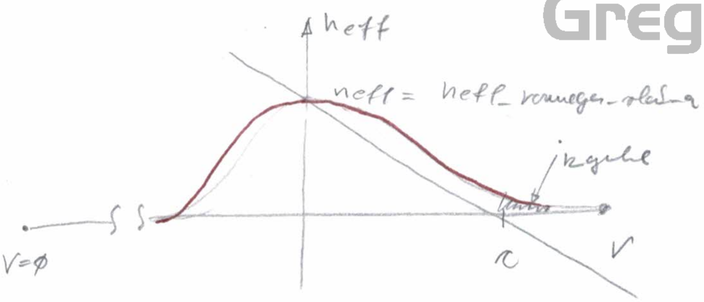


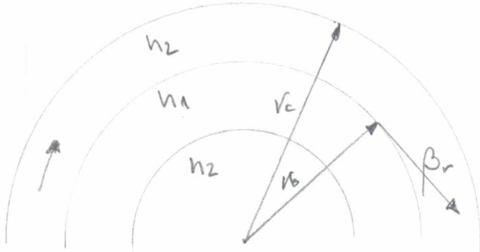
Za o.V. velja, da je prenos brezizguben dokler ga ne navijemo na majhne premere. Ko ga navijemo na manjše premere prične svetloba uhajati iz vlakna.



V neki točki bo fazna hitrost presegla hitrost, ki je določena z n jedra in obloge.

$$\boxed{c_{f\,obloge} = \frac{c_0}{n_{obloge}}}$$



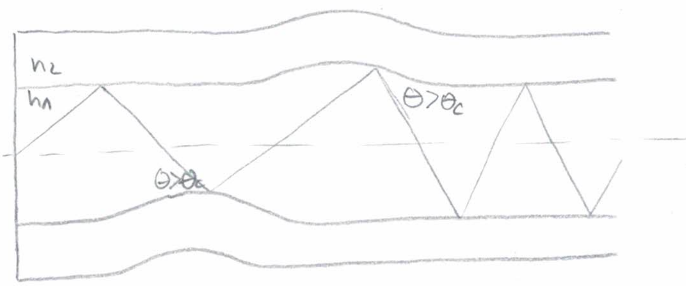


$\beta r = \beta(r_0)$

$$\beta(r) = \frac{r_0}{r}\beta(r_0)$$

k – valovni vektor v praznem prostoru

Izgube zaradi mikroukrivljenosti



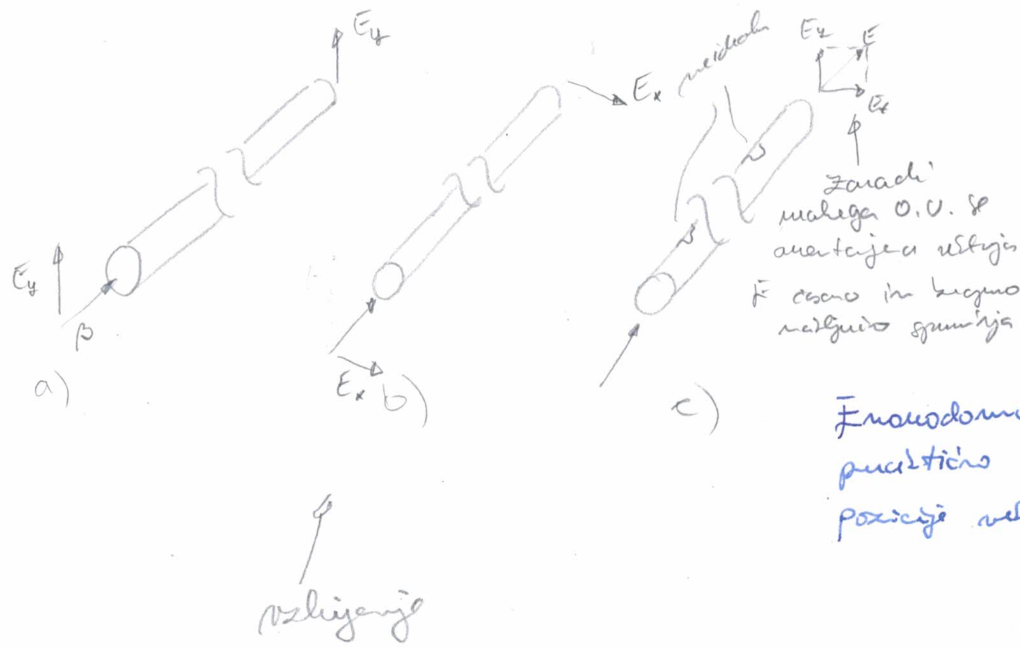
$$\Delta\beta_m = \frac{2}{a}\left(\frac{\alpha\Delta}{\alpha+2}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot\left(\frac{m}{M}\right)^{\left(\frac{\alpha-2}{\alpha+2}\right)}$$

$$M^2 = \left(\frac{\alpha}{\alpha+2}\right)(nka)^2\Delta$$

Rahla perturbacija povzroči sklopljenost med modi.

Če vlakno stiskamo z neko periodo zobcev in ujamemo le to periodo z periodo modov pride do izrazite sklopljenosti modov. To sicer predstavlja težavo, a je prednost pri senzorjih. Enorodovno vlakno – razdalja zobcev približno 0,7 mm.

Vlakna s spremenjenimi polarizacijskimi lastnostmi



Enorodovno vlakno je praktično dvorodovno zaradi pozicije vektorja E.

Dokler imamo idealno o.v. je faza enaka, ker v idealnem vlaknu ~~nimata~~ enako amplitudo in fazo se po dolžini o.v. spreminja in je na koncu eliptično polarizirano, ravno se še spreminja.

Če posvetimo s pravo polarizirano svetlobo, bo na koncu vlakna drugače polarizirano, saj o.v. ne ohranja polarizacije. Na izhodu bo polarizacija naključna. Zaradi te lastnosti se izdelujejo vlakna, ki ohranjajo polarizacijo vendar imajo visoke izgube. Izdelujemo vlakna z visoko dvolomnostjo.

$$\boxed{B_p = \frac{\beta_x - \beta_y}{2\pi/\lambda}}$$

Palici iz borosilikatnega stekla. Ko je segreto se vleče, ko to se ohlaja zunanja površina, da se želi razširiti, s tem povzroči notranje napetosti.

Zelo je odvisno od temperature.

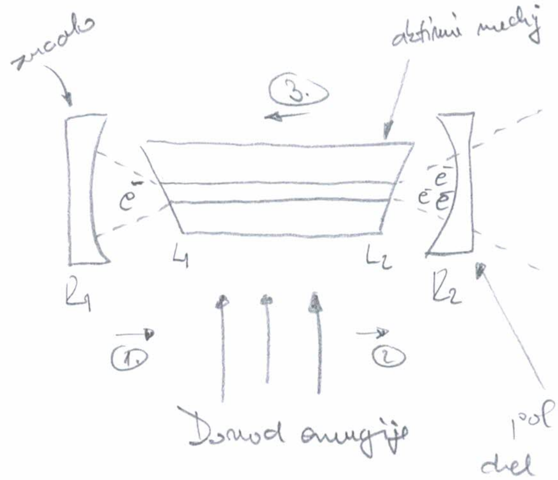
Laserji

Laserji so koherentni viri, tako rekoč brez presledka.

Trije osnovni deli:

- resonator – povratna zanka (dve ogledali med katerima se vzpostavi stojno valovanje)
- aktivni medij – ojačevalnik
- sistem za napajanje aktivnega medija

Optični resonatorji



L_1, L_2 – izgube ob prehodu

Uporabni laser ima pol prepustna zrcala, da del energije prepusti navzven.

Pražni pogoj:

odbojnost ogledal

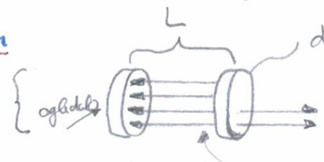
enačba opisuje množino pot, ki jo opravi val in se prične na desni meji aktivnega medija

$$G(1-L_2)\,R_2(1-L_2)\,G(1-L_1)\,R_1(1-L_1) \geq 1$$

Ojačenje aktivnega medija

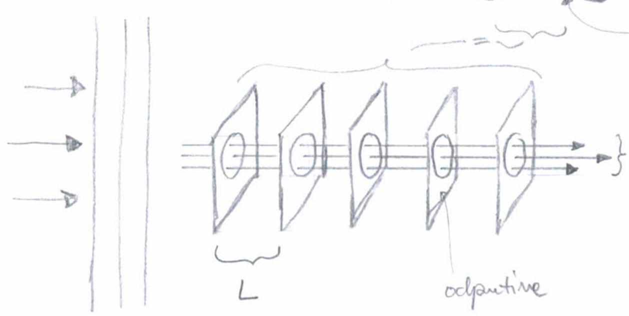
Fabry-Perotov resonator

(d) 2a

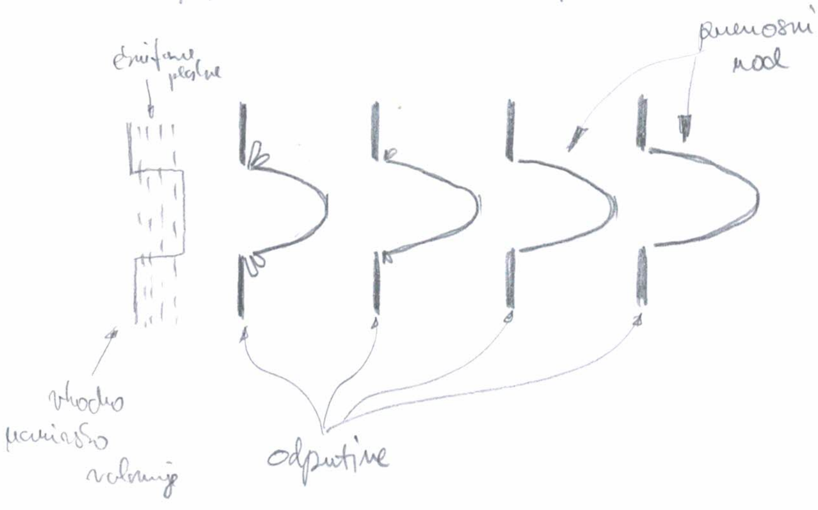


delno prepustno zrcalo

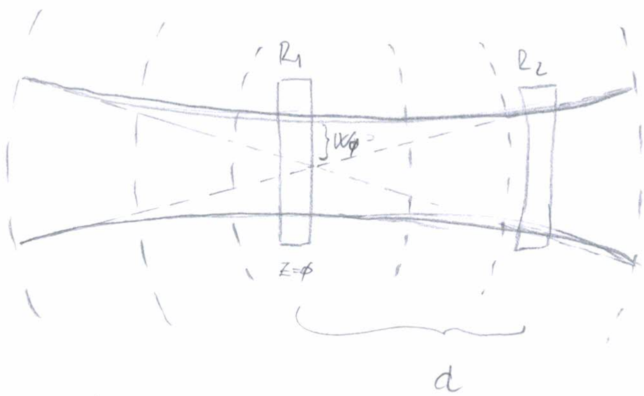
medsebojni odboj, večkrat prepušča

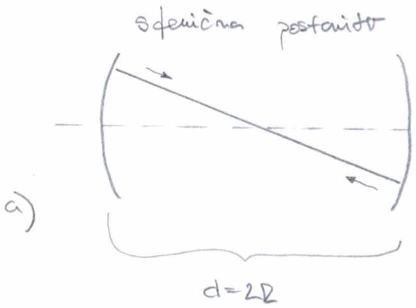


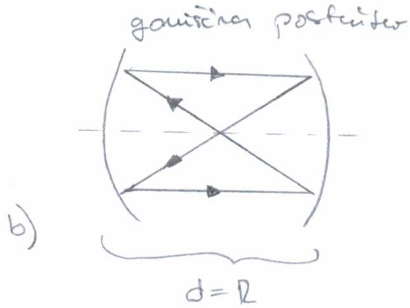
Je na meji med stabilnimi in nestabilnimi resonatorji.



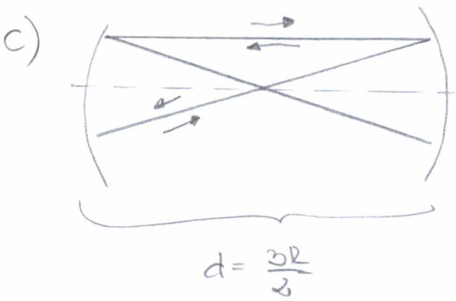
Resonator s sferičnimi zrcali

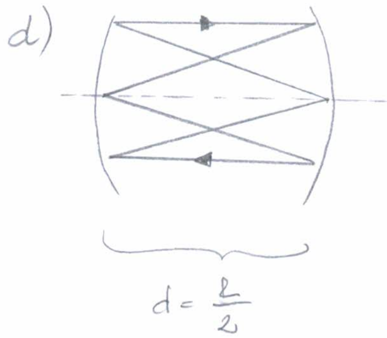






Če so zrcala 100% odbojna se žarek vrača po svoji poti



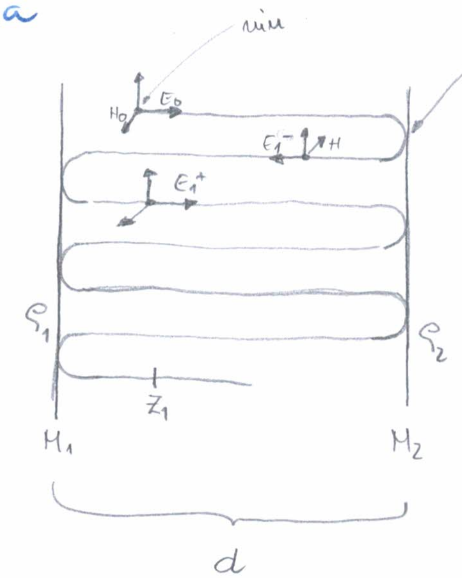


← dve dodatni stabilni postavitvi

Stabilni režimi dajejo dobre optične karakteristike.

Značilnosti optičnih resonatorjev

Resonanca



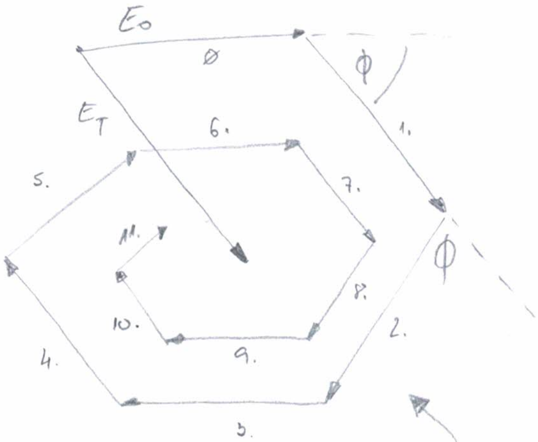
$$\rho = \frac{E_{vpadni}}{E_{odbiti}}$$

$$k = \frac{\omega}{c}$$

Fazni kot popolnega obhoda (FKPO) znaša $q2\pi$ radianov.

$$\boxed{FKPO = q2\pi}$$ q - celo število

Znotraj resonatorja ustvarimo val z amplitudo E_0. Z vsakim odbojem od ogledala se zmanjša za ρ ogledala. Ko val opravi cel polni obhod in se vrne v prvotno točko opazovanja se od prvotnega valovanja razlikuje po amplitudi in fazi.



Fazni kot polnega obhoda je enak produktu valovnega števila k ($\frac{\omega}{c}$) in razdalje, ki jo opravi valovanje pri enem polnem obhodu ($2d$) resonatorja.

v eno in drugo stran

Kaj storiti, da se klobčič odvije v daljico, ki bo bistveno večja od E_0? → Fazni kot pri enem obhodu mora biti ø oz. $k2\pi$.

$$k2d = \frac{\omega}{c}2d = q2\pi \qquad \text{oz.} \qquad \nu = q\frac{c}{2d}$$

polje v pozitivni smeri E^+ v točki z_1

$$E^+ = E_0 + E_1 + E_2 + \dots$$

odbojnost obeh zrcal

geometrijska vrsta

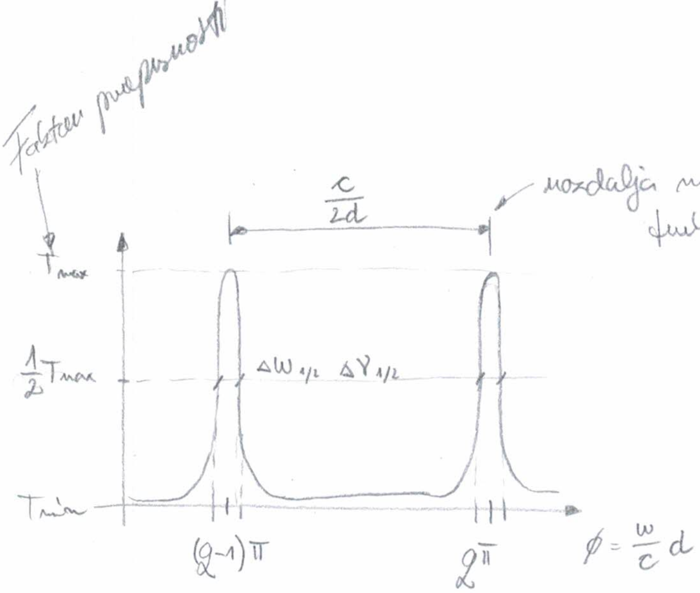
$$= E_0 + E_0\,\rho_1\rho_2\,e^{-j\phi} + E_0(\rho_1\rho_2)^2 e^{-j2\phi} + \dots + E_0(\rho_1\rho_2)^n e^{-jn\phi} + \dots$$

$$= E_0 \cdot \frac{1}{1-\rho_1\rho_2 e^{-j\phi}}$$

$$\phi = k2d = \frac{\omega}{c}2d \quad \Rightarrow \quad E^+ = E_0\frac{1}{1-\rho_1\rho_2 e^{-j\frac{\omega}{c}2d}} \qquad E^- = E^+\rho_2\, e^{-jk2(d-z_1)}$$

$$\boxed{E_T = E_0\frac{1+\rho_2 e^{-j\frac{\omega}{c}2(d-z_1)}}{1-\underline{\rho_1\rho_2 e^{-j2d\frac{\omega}{c}}}}}$$

blizu "1" bo amplituda resonančno velika



Resonatorji imajo več f_0.
Krajši jih imajo dalč narazen.

maksimalna frekvenca

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta \nu_{1/2}}$$ – kvaliteta resonatorja

spektralna širina pri $\frac{T_{max}}{2}$

$q\frac{c}{2d}$

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta \nu_{1/2}} = \frac{q\frac{c}{2d}}{\Delta \nu_{1/2}} = \frac{2\pi d}{\lambda_0} \cdot \frac{\sqrt[4]{R_1 R_2}}{1-\sqrt{R_1 R_2}}$$

Bolj uporabljen podatek v optiki od kvalitete Q je fineso F;

razmik med spektralnima črtama resonatorja

$$F = \frac{\frac{c}{2d}}{\Delta \nu_{1/2}}$$

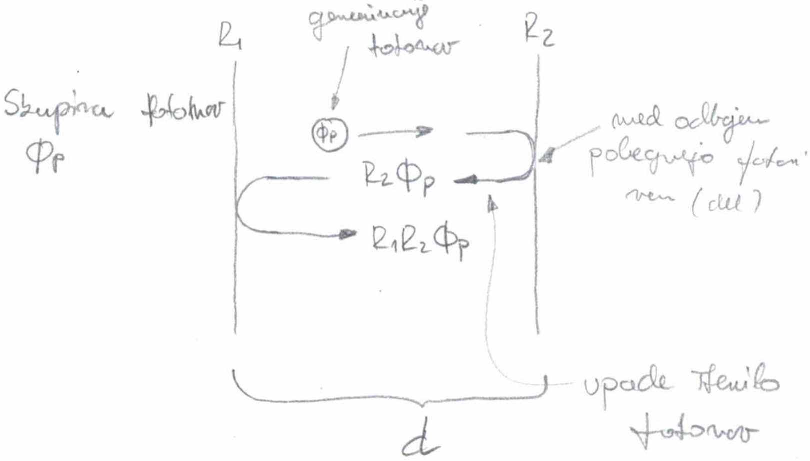
spektralna širina pri $\frac{T_{max}}{2}$

$$F = \frac{2\pi \sqrt[4]{R_2 R_1}}{1-\sqrt{R_1 R_2}}$$

fineso –

Življenjska doba fotona oz. resonatorja (čas)

Je čas, ki mora poteči kdaj moramo resonator ponovno vzpodbuditi, da bo deloval kontinuirano.



Po enem obhodu se število fotonov zmanjša na vrednost $R_1R_2\phi$.

Izgube polnega obhoda: $(1-R_1R_2)\Phi_p$, obhod traja $\frac{2d}{c}\ \frac{[m]}{[m/s]} \Rightarrow [s]$

zapišemo lahko:

$\varrho^2 = R$

$$\frac{d\Phi_p}{dt} = \frac{\overbrace{1-R_1R_2}^{\text{izgube enega obhoda}}}{\underbrace{\frac{2d}{c}}_{\text{trajanje enega obhoda}}}\Phi_p$$

rešitev diferencialne enačbe

$$\boxed{\Phi_p(t) = \Phi_p(0)\cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}}} \qquad \boxed{\tau_p = \frac{\frac{2d}{c}}{1-R_1R_2}}$$

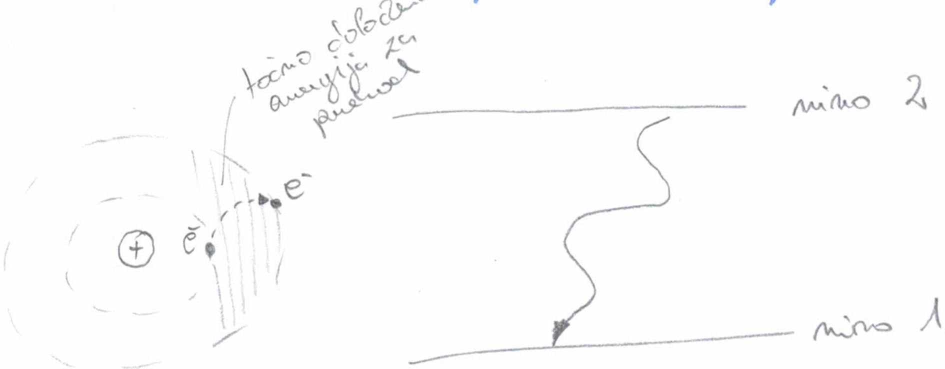
Življenjski čas je odvisen od dolžine resonatorja ter odbojnosti zrcal. Večji kot je d in R_1R_2 daljša je življenjska doba.

Dolg d in R_1R_2 so izvori ozke frekvence ker so odzivni časi zelo dolgi. Obratno pomeni kratek prehodni pojav ker je slabši spekter.

Atomsko sevanje

Da lahko opišemo proces sevanja v snovi potrebujemo kvantno mehanski opis.

- Energijski nivoji so diskretni
- Sistem lahko prehaja med posameznimi stanji



Energija in frekvenca fotona sta povezani:

$$\boxed{\Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}}$$

Prost elektron (e^-) lahko zavzame katerokoli stanje. Kvantne delce lahko obravnavamo kot valovanje. Ko kvantni delec zapremo v majhen prostor, pride do ugotovitve, da lahko energijska stanja diskretiziramo.

Boltzmanova porazdelitev in naseljenost nivojev

V termičnem ravnovesju velja za množico atomov, ki so daleč narazen - plini. V trdninah, tekočinah velja Fermi-diracova porazdelitev.

Število atomov v vzbujenem stanju

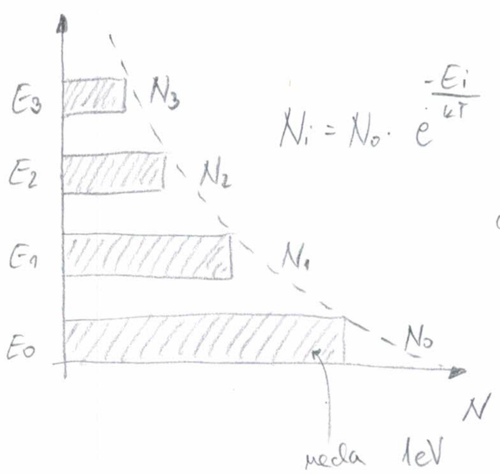
$$\frac{N_i}{N_0} = e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

Energija vzbujenega stanja glede na osnovno stanje

absolutna temperatura

Število atomov v osnovnem stanju

Boltzmanova konstanta



$$N_i = N_0 \cdot e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

Višji nivo ne more biti nikoli bolj poln od nižjega.

naseljenost nižjega stanja

$$\frac{N_j}{N_i} = e^{-\frac{(E_j - E_i)}{kT}} = e^{-\frac{E_{ji}}{kT}}$$

Primer: h - Planck, k - Boltzman

$\nu = 3 \cdot 10^{14}$ ($\lambda = 1\,\mu m$)

$T = 300\ K$

$kT \doteq 4{,}14 \cdot 10^{-21}\ J$

$\Delta E = h\nu \doteq 1{,}99 \cdot 10^{-19}\ J$

$\Delta E \gg kT$ Obravnavamo nizko temperaturni primer!

Privzamemo lahko torej, da se vsi atomi nahajajo pri sobni temperaturi 300 K v osnovnem stanju.

Primeri:

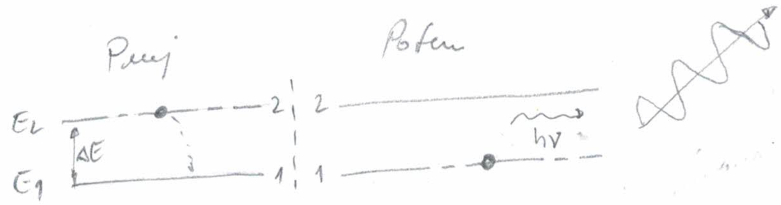
- $\Delta E \ll kT$; visoko temperaturni primer; Boltzmanovo razmerje teži k vrednosti 1, takrat sta stanji E_j in E_i približno enako naseljeni.

- $\Delta E \gg kT$; nizko temperaturni primer; Boltzmanovo razmerje je zelo majhno, zato so praktično vsi atomi v nižjem energijskem stanju.

Sevalni procesi

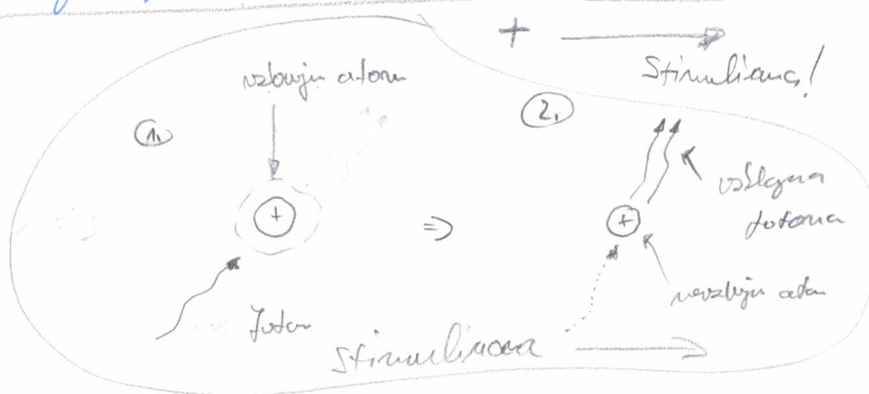
Medsebojni vpliv EM valovanja in snovi poteka preko treh kvantnomehanskih procesov;

Spontana emisija;



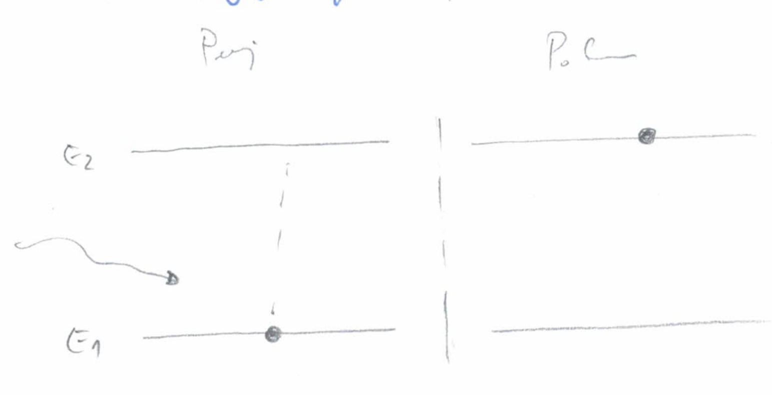
~~Z energijo fotona zadene~~ atom, ki je že v najvišjem stanju, tako ko da preide v nižje stanje in odda foton.

Oba fotona se uskladita tako po fazi kot amplitudi, po frekvenci sta že usklajena.



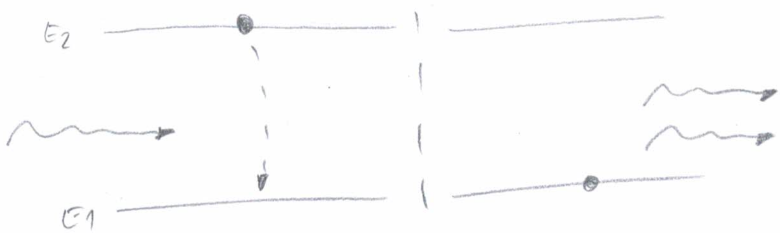
Absorpcija

Foton zadene atom, katerega vzpodbudi v višji energijski nivo. Atom hrani energijo fotona kot potencialno energijo.



Stimulirana emisija

Atomi vzpodbudimo v višje stanje, le ta se po povprečnem času, ki je znan vrne v nižje stanje ob tem pa energijo odda ~~to~~ v obliki fotona.



Spontana:

število prehodov

začetno število

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21} N_2$$

zasedenost se s časom zmanjšuje

$$N_2(t) = N_2(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$\tau = \frac{1}{A_{21}}$$ ← Einsteinov koeficient

Absorpcija

sprememba zasedenosti po enoti časa

zasedenost 1 nivoja

$$\frac{dN_2}{dt} = +B_{12} N_1 \rho(\nu) g(\nu) = -\frac{dN_1}{dt}$$

gostota energije EM polja

$$\rho(\nu) = \frac{I}{c}$$

svetlobni tok

svetlobna hitrost

koliko jih je prišlo v stanje 2 jih mora tudi oditi

Stimulirana emisija

Zaradi ugotovljenega dejstva, da se nagiba kvečjemu pri eni frekvenci, dodamo verjetnost nagibanja s snovjo.

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21} N_2 \rho(\nu) g(\nu)$$

Primerjava procesov

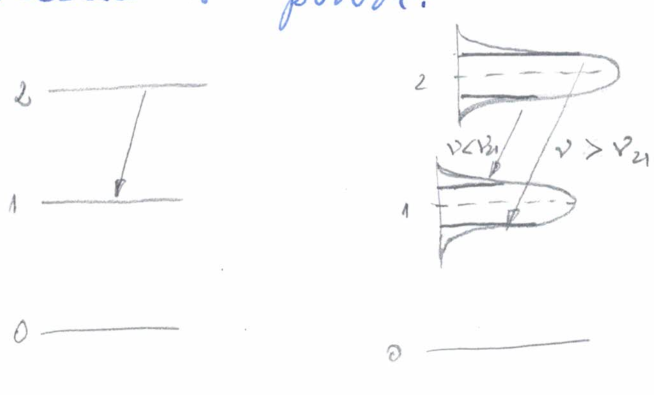
Pri spontani emisiji odda snov foton spontano. Smer polarizacija in faza fotona so poljubne, frekvenca pa je določena iz razliko energijskega nivoja 1 in 2.

Pri absorpciji se elektromagnetni val širi skozi snov, pojema in oddaja energijo atomom, ki prejmejo energijo fotona in preidejo v višji energijski nivo (① → ② nivo).

Stimulirana emisija je obraten proces absorpciji, pri katerem se vpadni val okrepi na račun prehodov atomov iz višjega v nižje stanje.

Razpustitev stanj in življenjskega časa

Energijska stanja atomov niso nikdar diskretna, temveč so razpuščena v energijske nivoje, v polprevodnikih v pasove.



a) b)

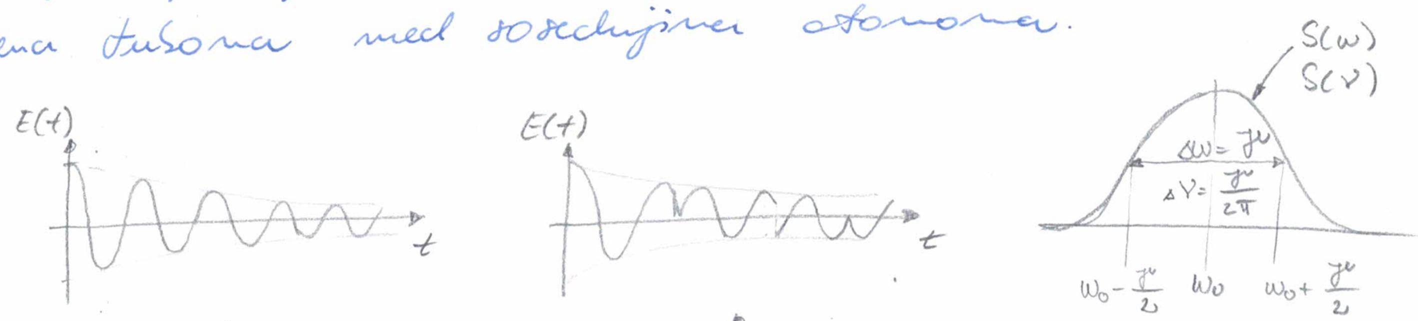
Verjetnost, da bo atom emitiral ali absorbiral foton opišemo s funkcijo spektralne črte $g(\nu)$.

$$\boxed{\int_0^\infty g(\nu)\,d\nu = 1}$$

Do razširitve spektralne črte pride zaradi trkanja atomov v snovi. Atomi med seboj trkajo in prenašajo energijo, tako bo energija vsakega drugačna. S tem dejstvom ugotovimo, da lahko atomi vzbujajo drugačne moči od sebe.

Oblika spektralne črte

Homogena razširitev - sevalni čas atomskega oscilatorja je običajno precej daljši od povprečnega časa med dvema trkoma med sosednjima atomoma.



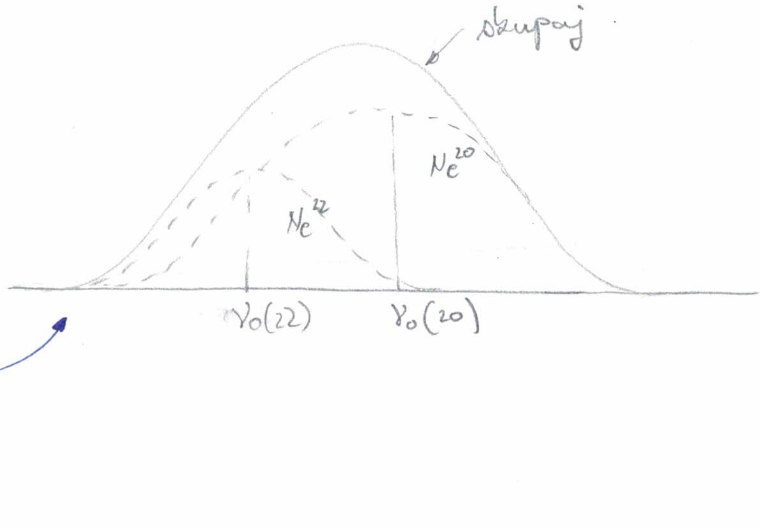
Sevanje atoma brez trkov

Sevanje atoma ob prisotnosti elastičnih trkov

Močnostna spektralna razširitev sevanja skupine atomov z enakim časom upadanja

Nehomogena razširitev

Vzrokov za nehomogeno razširitev je mnogo, eden od značilnih je so neenake skupine atomov, ki tvorijo aktivni medij laserja.



Ne sestavljeta dve skupini različnih atomov. Pri določenih frekvencah se atomi različno odzovejo, za razliko od homogene razširitve.

Oblika spektralne črte je pomembna lastnost aktivnega medija;

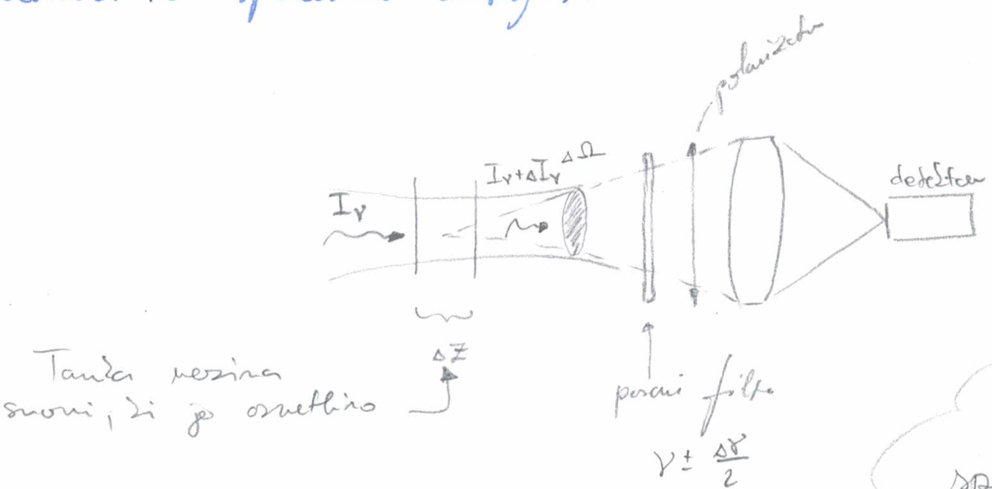
Spontana em. – f fotona, ki ga odda atom ali molekula med ν in $\nu+d\nu$

Absorpcija – svet bo absorbirala fotone s f med ν in $\nu+d\nu$

Stimulirana em. – vpadno polje s f med ν in $\nu+d\nu$ bo stimuliralo atom v stanju 2. da bo prešel v stanje 1. in oddal foton.

Ojačenje atomskega sistema

Na tanko plast snovi Δz vpada polarizirano EM valovanje z gostoto sv. toka I_ν. Valovanje preide ozkopasovni filter, ki odstrani vse valovne dolžine različne od vpadnega valovanja ter vpada na detektor. Valovanje se spremeni zaradi medsebojnega delovanja snovi in EM valovanja. Medsebojne vplive opišemo s predhodno spoznanimi procesi: absorpcija, stimulirana in spontana emisija.



Zanima nas sprememba svetlobnega toka I

Analitično:

koncentracija atomskih nivojev $\left[\frac{\text{št. delcev}}{m^3}\right]$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}\Bigg|_{\substack{\text{abs.}\\ \text{stim. em.}\\ \text{spont. em.}}} = N_1 B_{12}\, g(\nu)\, \rho_\nu - N_2 B_{21}\, g(\nu)\, \rho_\nu - A_{21}\, g(\nu)\, \Delta\nu\, N_2$$

[število delcev / m^3]

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 + B_{12}N_1\varrho(\nu)g(\nu) - B_{21}N_2\varrho(\nu)g(\nu)$$

$$= \varrho(\nu)g(\nu)\left(B_{12}N_1 - B_{21}N_2\right) - A_{21}N_2$$

zato!

zmanjšala se je zasedenost stanja 2, zato smo dodali fotone

spec. gostota sv. toka

$$\Delta I = \frac{-\frac{dN_2}{dt}\cdot V}{A}\cdot \underbrace{h\nu}_{\text{da dobimo moč}}$$

presek/površina

število atomov

skupno število prehodov na razdalji Δz – pomnožimo z volumen $\underline{V}$

$$= \frac{-\frac{dN_2}{dt}\cdot \Delta z\cdot \cancel{A}}{\cancel{A}}\cdot h\nu$$

energija posameznega atoma

$$I_\nu = c\cdot\varrho(\nu)$$

$$\Rightarrow \varrho(\nu) = \frac{I_\nu}{c}$$

prostorski kot

$$\Rightarrow \Delta I = h\nu\left[g(\nu)\frac{I}{c}\left(B_{21}N_1 - B_{12}N_2\right) + \underbrace{\cancel{A_{21}N_2\frac{\Delta\Omega}{4\pi}\frac{1}{2}}}_{}\right]\cdot\Delta z$$

Zanemarimo ga, saj, bo lasen deluje prevladujeta ostala dva člena.

je

$$\frac{\Delta I}{\Delta z} = \frac{h\nu I g(\nu)}{c}\cdot\left(B_{21}N_1 - B_{12}N_2\right) = \frac{dI}{dz}$$

$$\Rightarrow \boxed{I(z) = I(\emptyset)\cdot e^{\gamma_0(\nu)\cdot z}}$$

Med A_{21}, B_{21} in B_{12} obstaja povezava;

$$\frac{B_{12}}{B_{21}} = \frac{g_2}{g_1} \qquad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\cdot h\cdot\nu^3}{c^3}$$

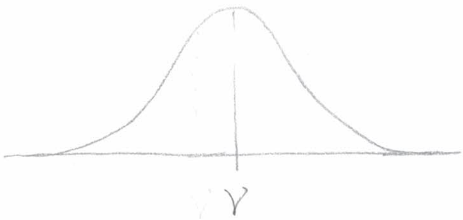
dokazano oz. dobljeno iz Planckove enačbe

za našo primer $= 1$

degeneracija kvantnih stanj (stanje je lahko še dodatno razcepljeno) frekvenčna odvisnost

$$\gamma(\nu) = A_{21}\frac{\lambda^2}{8\pi}\cdot g(\nu)\left[N_2 - N_1\frac{g_2}{g_1}\right] \qquad =1$$

koeficient ojačenja/slabljenja



Iz tega dejstva vidimo, da bo snov v eni frekvenci zelo ojačala, kar je zelo ugodno za laserje npr. za optični ojačevalnik.

$I(z)$ – ko pogledamo v določeni smeri nam enačba pove, da se bo v tisti smeri eksponentno spreminjal tok valovanja. Ko bo $N_2 > N_1$ bo snov začela izkazovati ojačenje.

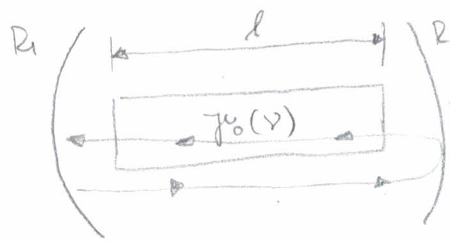
Če velja $N_2 < N_1$ snov absorbira. V termični ravnovesji snov vedno absorbira, da pričnemo ojačevati, jo je potrebno primerno vzbujati.

Lasersko nihanje in ojačenje

Predhodno smo spoznali enačbo za ojačenje močnostno ojačenje je v mediju dolžine l za majhne I_ν določeno z izrazom:

$$\boxed{G = e^{\gamma_0(\nu)\cdot l}}$$

Za izdelavo laserja potrebujemo le še zadostno povratno zanko:



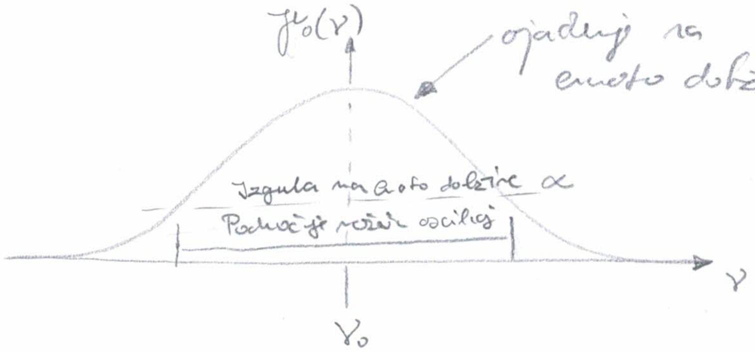
$$\gamma_0(\nu) \geq \frac{1}{2l} \ln\left[\frac{1}{R_1R_2}\right] = \alpha$$

Laser prične nihati če je izpolnjen pogoj.

$$\boxed{R_1R_2 e^{2\gamma_0(\nu)\cdot l} \geq 1}$$

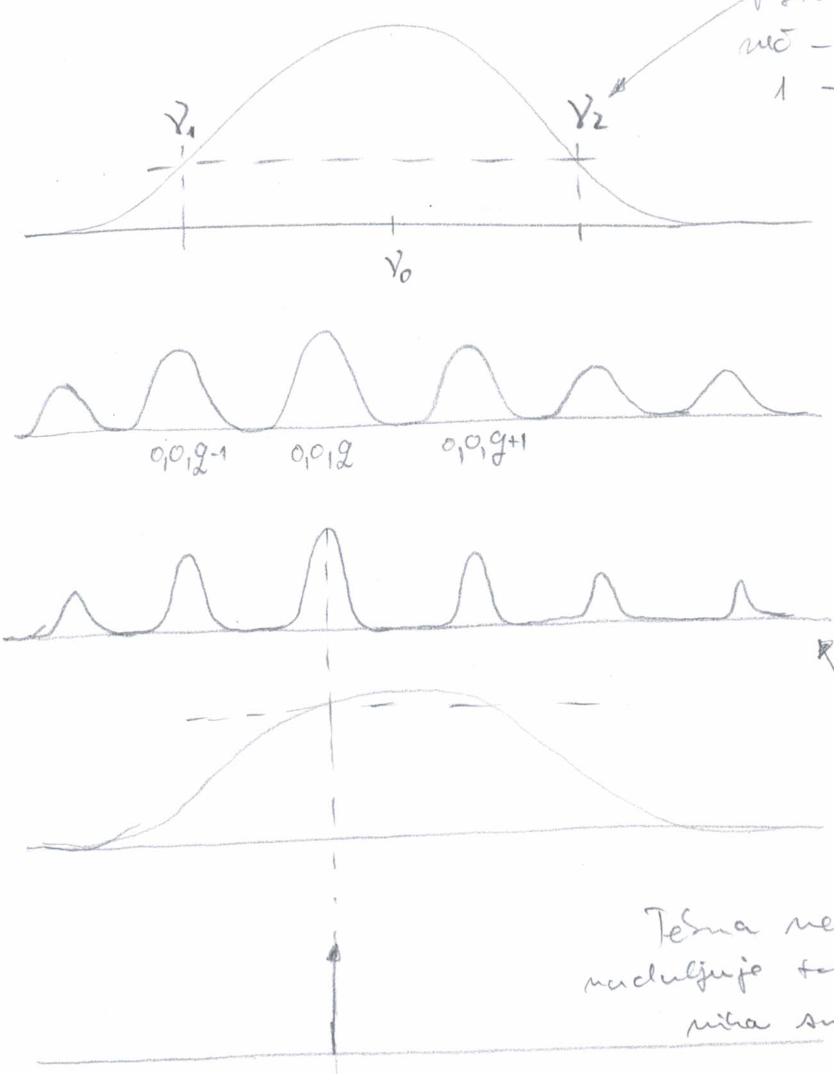
odbojnost zrcal

2x zaradi prepotovanja dvojne dolžine l



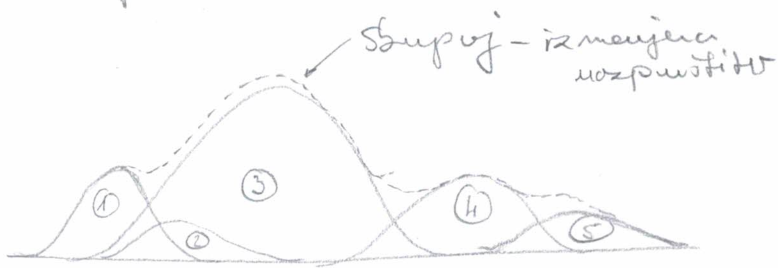
Grafična ponazoritev prejšnjega pogoja

Fizikalni opis laserskega nihanja in ojačenje v homogeno razpr. mediju



Nastanek laserskega nihanja v Dopplerjevem razširjenem mediju

Primer nehomogene razširitve



V tem primeru imamo opravka z laserjem, ki ima razširjen medij, to pomeni, da posamezni rodovi tekmujejo med sabo. Končni učinek je ta, da je ojačevalec več, pomeni, da lahko laser niha z več ali celo mnogimi frekvencami.

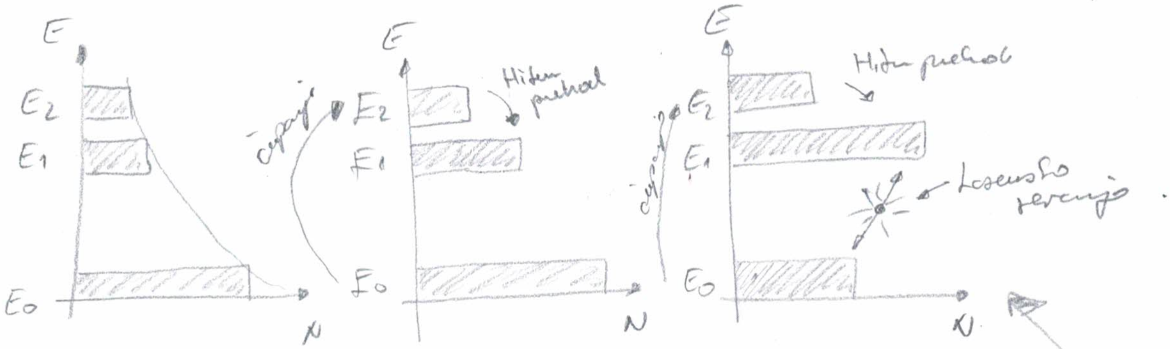
Lasersko vzbujanje

Laser črpa drug laser npr.: Zelen laser, z drugim laserjem vzbujeno kristal, ki se nahaja v resonatorju.

- Optično črpanje
- Elektronsko - rekombinacija elektronov in vrzeli, injekcija
- Kemijska reakcija
- Težki delci
- Ionizirajoče sevanje

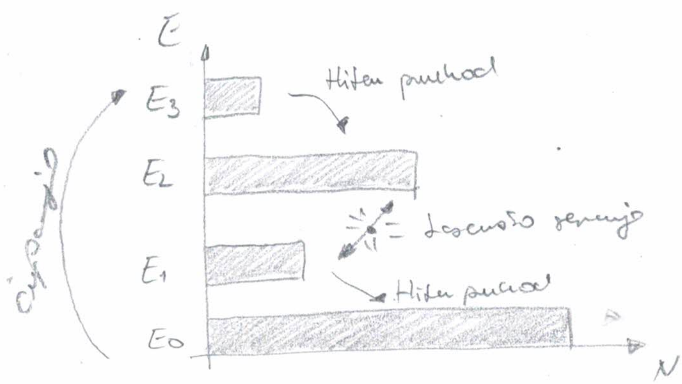
redko uporabljeni - eksotični

Tri in štiri nivojski laser



Da lahko optično črpamo potrebujemo vsaj 3 stanja, saj bi pri dveh energijah atoma, ki je ravno prispel v 2. stanje imel energijo, ki bi razpodredila atome, da preidejo nazaj v 1. stanje.

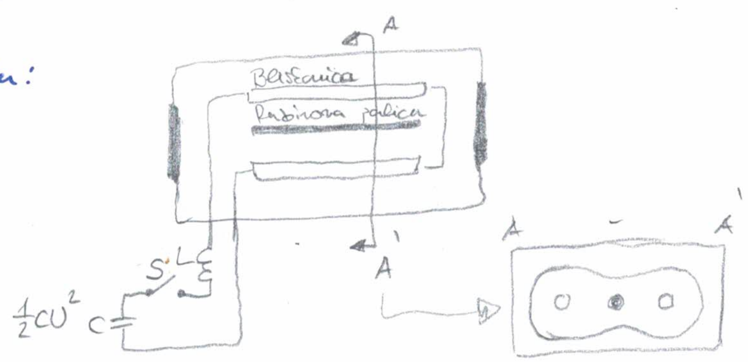
Da zagotovimo laserski efekt moramo hitro črpati kar je pa težko, zato uporabimo 4. nivojski sistem.



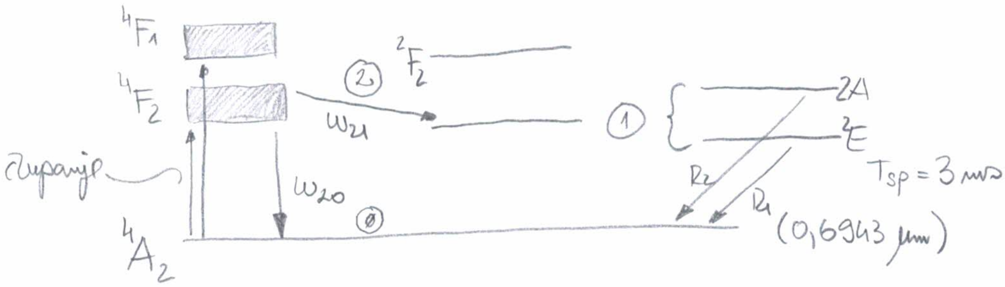
Optično črpanje

Aktivne atome vzbujamo tako, da jih obstreljujemo s fotoni. Uporabimo lahko koherentni ali nekoherentni vir svetlobe.

Primer je Rubinov laser:



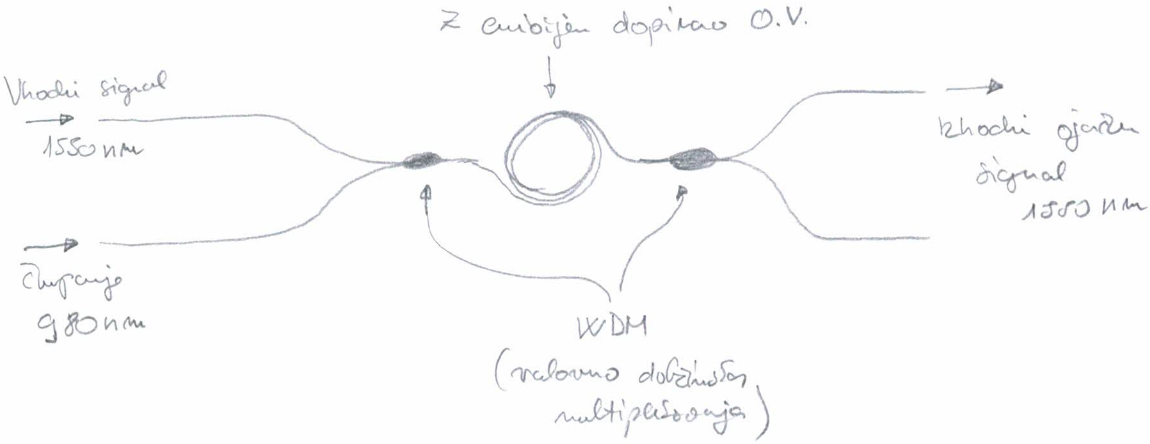
Energijski nivoji za Rubin:



Rubin ima dva izrazita absorpcijska pasova, ki ~~ustrezata~~ prehodom iz osnovnega stanja $^4A_2$ v $^4F_2$ in $^4F_1$.

Rubinov laser je 3 nivojski z vsemi znanimi slabosti.

Vlakenski ojačevalniki



EDFA – Erbium Doped Fiber Amplifier

Dopiran Erbij lahko stimuliramo s svetlobo valovne dolžine 1480 nm ali 980 nm v katerem primeru preidejo atomi v višje nestabilno stanje, ki je hitro in ne traja dolgo preden preide nazaj v začetno stanje, ob tem pa odda svetlobo valovne dolžine 1525–1565 nm. Pri višjem stanju vzpodbudimo atome z signalom se izraža rezultat kot ojačitev signala.

Polprevodniški viri svetlobe

- Injekcijske laserske diode (ILD oz. LD)
- Svetleče diode (Light Emitting Diode - LED)

Luminiscenca

Z njo opišemo vse vrste/oblike sevanja snovi, ki niso termičnega izvora.

- Fotoluminiscenca; snov vzbujamo s fotoni
- katodna luminiscenca; snov obstreljujejo s hitrimi elektroni.
- elektroluminiscenca; posledica delovanja enosmernega ali nizkofrekvenčnega električnega polja.
- kemična, itd.

Če so izpolnjeni določeni pogoji je prehod sevalen. Pri sevalnem prehodu odda ~~atom~~ elektron odvečno energijo v obliki fotona.

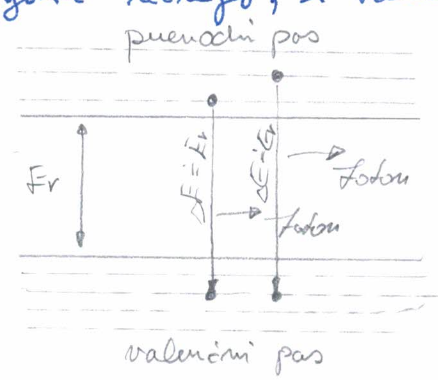
$$\boxed{E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}}$$

Luminiscenca v polprevodnikih

Diskretni atomski energijski nivoji v polprevodniku so razpušeni v množico energijskih nivojev, ki tvorijo energijske pasove.

GaAs $E_r = 1{,}43\,eV$

$\Rightarrow \lambda \doteq \frac{hc}{E_r} = \boxed{860\,nm}$



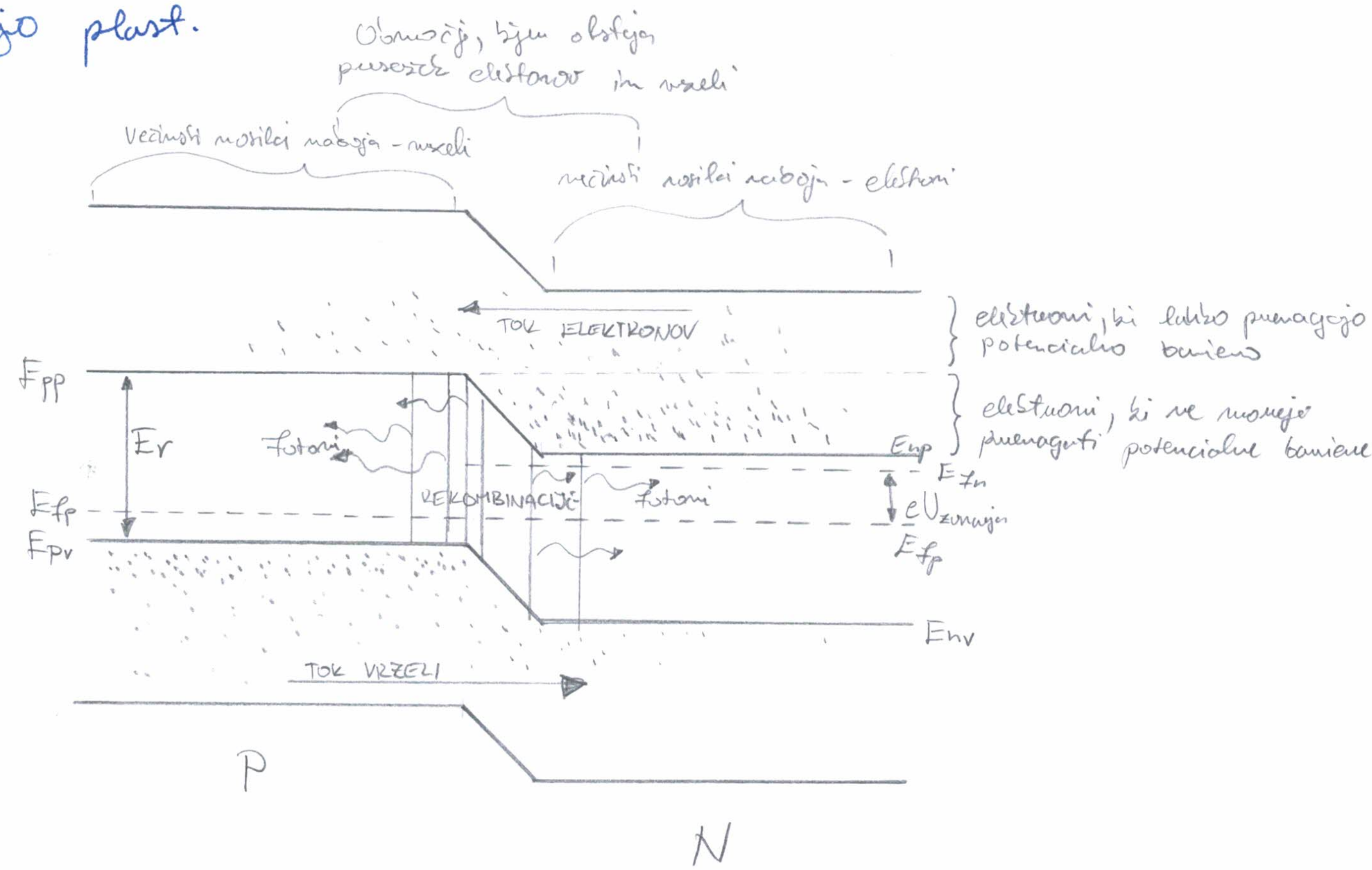
$\Delta E \doteq E_r$

Izsevano valovanje ima valovno dolžino, ki ustreza (približno) energijski reži.

$$\lambda \doteq \frac{hc}{E_r}$$

Injekcijska elektroluminiscenca

Pod vplivom prevodne polarizacije se v pn-spoju zniža potencialna bariera, zato pride do injekcije (prehoda) večinskih nosilcev naboja (vrzeli na p-strani in elektroni na n-strani) v sosednjo plast.



Sevanje, ki nastane z rekombinacijami v P-N spoju je nekoherentno, valovna dolžina vrhunca približno:

$$\boxed{\lambda = \frac{hc}{E_r}}$$

Spektralna širina sevanja je odvisna od uporabljenih materialov (energijska reža) in delno strukture spoja.

Injekcijska elektroluminiscenca je pojav na katerem temeljijo LED diode.

Sevalni in nesevalni prehodi v polprevodnikih

Elektron, ki preide iz prevodnega v valenčni pas, odda energijo v obliki fotona, fonona ali največ s kombinacijo fotona in fonona. Fonon je energijski paket (kvant) mehanskega valovanja (vibracija kristalne rešetke).

Sevalni prehod – foton.

Nesevalni prehod – vsa energija se preda kristalni rešetki (to se odraža v povečanju temperature kristala).

Pri prehodu e^- iz prevodnega v valenčni pas velja:

energija prostega e^- energija vrzeli

– Zakon o ohranitvi energije: $\boxed{E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu}$

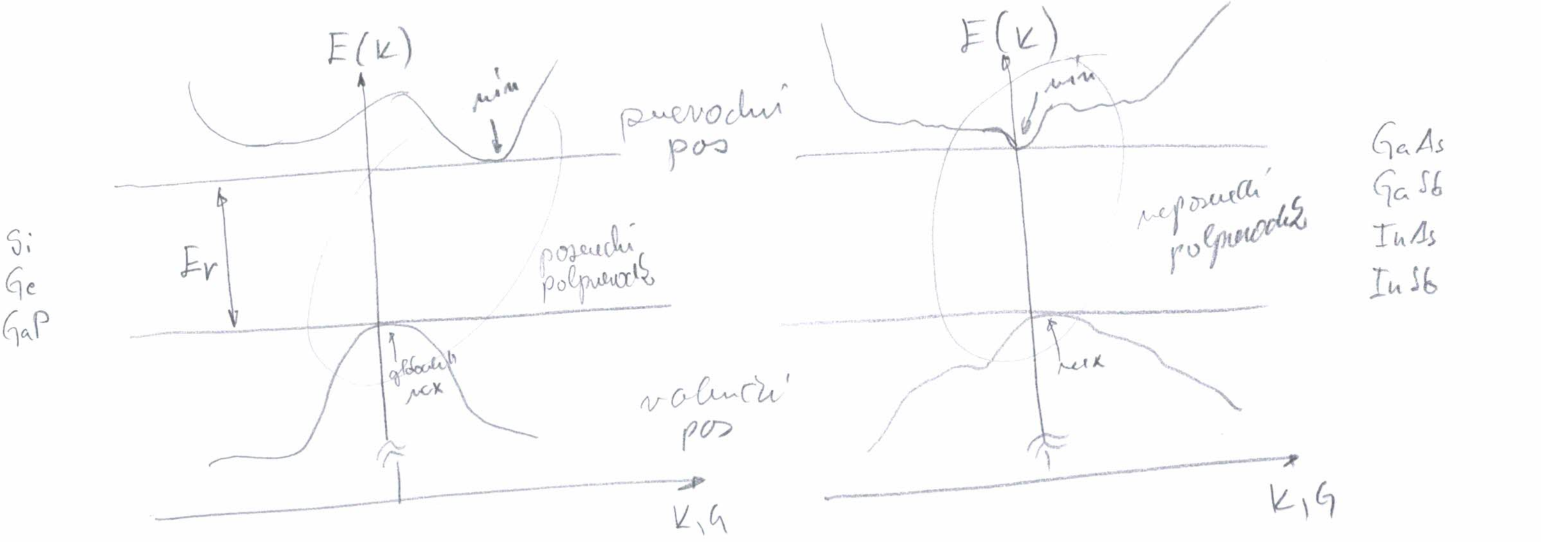
– Zakon o ohranitvi gibalne količine: $\boxed{G_1 = G_2 + G_f}$ gibalna količina fotona

gibalna količina e^- v prevodnem pasu gibalna količina vrzeli

K – valovni vektor

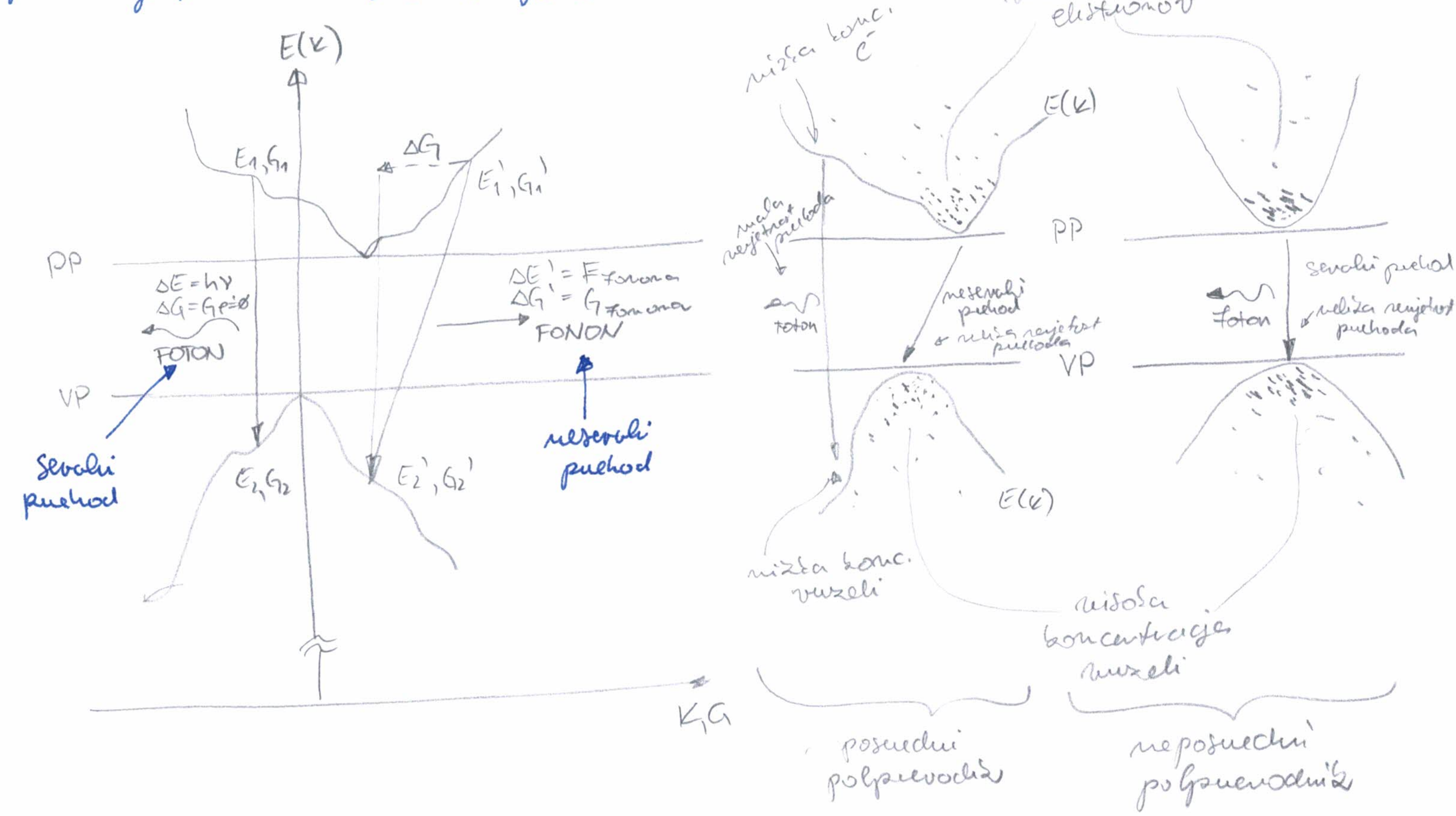
G – gibalna količina e^-

$\boxed{G = \frac{hK}{2\pi}}$ E–K diagram $E(K)$



Ker se pri rekombinaciji elektrona in vrzeli ohranja gibalna količina, je prehod sevalen samo tedaj, kadar imata rekombiniran elektron in vrzel (približno) enaki gibalni količini.

V nasprotnem primeru foton ni sposoben nadomestiti razlike gibalne količine – prehod je nesevalen – tvori se fonon.



Kadar sovpadata minimum in maksimum v EK diagramu (E(k)) je verjetnost sevalnega prehoda velika, saj se rekombinira veliko število elektronov in vrzeli s približno enako gibalno energijo.

Spontana emisija, absorpcija in stimulirana emisija v polprevodnikih