

Ljubljana, 2015

# OSNOVE OPTIČNIH KOMUNIKACIJ

Fakulteta za elektrotehniko  
Laboratorij za sevanje in optiko

Boštjan Batagelj  
[bostjan.batagelj@fe.uni-lj.si](mailto:bostjan.batagelj@fe.uni-lj.si)

# Osnove optičnih komunikacij

1. Uvod v vrvične komunikacije	1
1.1. Primerjava zmogljivosti vrvične in brezvrvične komunikacijske zveze	1
1.2. Primerjava dometa vrvične in brezvrvične komunikacijske zveze	3
1.3. Primerjava vrvičnih in brezvrvičnih optičnih komunikacij	6
1.4. Električne vrvice	7
1.5. Goubaujev vod	13
1.6. Kovinski valovodi	13
1.7. Nekovinski valovodi	14
1.8. Primerjava električnih vrvic z optičnim vlaknom	15
2. Optični spekter	17
2.1. Optični spekter za optične komunikacije	19
3. Uvod v elektromagnetno valovanje	21
3.1. Polarizacija svetlobe	27
3.1.1 Polarizator in analizator	30
3.1.2 $\lambda/4$ ploščica	31
3.1.3 Prikazovalniki s tekočimi kristali	32
4. Pojavi na meji dveh dielektrikov	33
4.1. Odbojni in lomni zakon	33
4.2. Delitev moči med obiti in lomljeni žarek	36
4.2.1. TE primer vpada elektromagnetnega valovanja na mejo dveh snovi	36
4.2.2. TM primer vpada elektromagnetnega valovanja na mejo dveh snovi	38
4.2.3. Razmerje moči med vpadnim, odbitim in lomljenim žarkom	40
4.2.4. Vpad transverzalnega elektromagnetnega valovanja iz zraka na steklo	41
4.2.5. Vpad transverzalnega elektromagnetnega valovanja iz stekla v zrak	46
5. Svetlovodi	50
5.1. Planarni svetlovod	50
5.2. Krožnosimetrični svetlovod	52
6. Svetlobni sklop	54
6.1. Sprejemni kot in numerična odprtina vlakna	54
6.2. Sklopni izkoristek iz svetila na vlakno	57
6.3. Prilagajanje vira na vlakno z lečo	59
6.4. Sklopni izkoristek med dvema vlaknoma	61
6.4.1 Sklopni izkoristek med dvema enakima vlaknoma	61
6.4.2 Sklopni izkoristek med dvema različnima vlaknoma	64
7. Svetlobni razcepnik	66
8. Slabljenje optičnega vlakna	71
8.1. Absorpcijsko slabljenje	73
8.2. Rayleighovo slabljenje	74
8.3. Tehnološko slabljenje	77
8.3.1. Slabljenje ionov OH	77
8.3.2. Slabljenje zaradi napak v strukturi stekla	77
8.3.3. Slabljenje zaradi nepopolnosti v valovodni strukturi	77
8.3.4. Slabljenje na krivini vlakna	78
8.3.5. Slabljenje na mikrokrivinah	79
8.4. Meritev slabljenja optičnega vlakna	80
8.4.1. Optični multimeter	80
8.4.2. Optični spektralni analizator	80
8.4.3. Optični reflektometer v časovnem prostoru	80
8.4.4. Optični reflektometer v frekvenčnem prostoru	83

9. Disperzija optičnega vlakna	84
9.1. Posledice disperzije	84
9.2. Klasifikacija disperzij	85
9.3. Mnogorodovna disperzija optičnega vlakna	87
9.4. Kromatska disperzija	91
9.4.1. Snovna disperzija	91
9.4.2. Valovodna disperzija	91
9.4.3 Kromatska disperzija optičnega vlakna	92
9.4.4. Kompenzacija kromatske disperzije optičnega vlakna	95
9.5. Polarizacijska rodovna disperzija optičnega vlakna	97
10. Nelinearni pojavi v optičnem vlaknu	98
10.1. Kerrov pojav	99
10.2. Kerrov pojav pri enofrekvenčnih signalih – Lastna fazna modulacija	100
10.3. Kerrov pojav pri dvofrekvenčnih signalih	102
10.4. Nelinearna sipanja	106
10.4.1. Stimulirano Brillouinovo sipanje	106
10.4.2. Stimulirano Ramanovo sipanje	108
11. Tehnologija izdelave steklenega optičnega vlakna	110
11.1. Kemijske reakcije	110
11.2. Izdelave optičnega vlakna z enostopenjskim postopkom	111
11.3. Izdelave optičnega vlakna z dvostopenjskim postopkom	112
11.3.1. Izdelave surovca	112
11.3.1.1. MCVD (angl. modified chemical vapor deposition)	112
11.3.1.2. OCVD (angl. outside chemical vapor deposition)	114
11.3.1.3. VAD postopek (angl. vapor axial deposition)	114
11.3.1. Vlečenje surovca v optično vlakno	115
11.4. Varjenje optičnega vlakna	118
11.5. Življenjska doba optičnega vlakna	118
12. Svetlobni viri	119
12.1. Lastnosti svetlobnih virov	119
12.1.1. Izhodna moč in frekvenčna pasovna širina svetlobnega vira	119
12.1.2. Prečna koherenca	120
12.2. Tipi svetlobnih virov	121
12.2.1. Toplotno-svetlobni viri	121
12.2.2. Tlivke in okločnice	122
12.2.3. Svetleča dioda (LED)	124
12.2.4. LASER	127
12.2.4.1. Plinski LASER	127
12.2.4.2. Polprevodniški LASER	131
12.2.4.2.1. VCSEL	142
12.2.4.2.2. Laser s porazdeljenim sklopom	142
13. Svetlobni ojačevalniki	147
13.1. Ojačevalniki s stimulirano emisijo svetlobe	147
13.1.1 Polprevodniški optični ojačevalnik	147
13.1.2 Vlakenski optični ojačevalnik	148
13.1.3 Šumno število optičnega ojačevalnika s stimulirano emisijo svetlobe	151
13.2. Ojačevalniki s stimuliranim sipanjem svetlobe	153
13.2.1. Ramanov ojačevalnik	153
13.2.2. Brillouinov ojačevalnik	154
14. Modulacija svetlobe	155
14.1. Direktna modulacija svetlobnega vira	155
14.2. Svetlobni modulatorji	156
14.2.1. Akustooptični modulator	156
14.2.1.1. Raman-Nathov uklon svetlobe	156
14.2.1.2. Braggov odboj	159

14.2.1.3 Akustooptični filter	160
14.2.2. Elektrooptični modulator	161
14.2.3. Elektroabsorpcijski modulator	165
15. Sprejemniki svetlobe	167
15.1. Toplotni sprejemniki	167
15.2. Fotopori	167
15.3. Fotodiode	167
15.3.1. Vakuumska fotodioda	168
15.3.2. Polprevodniške fotodiode	170
16. Šumi v optičnih komunikacijah	177
16.1. Kvantna meja občutljivosti optičnega sprejema	178
16.2. Termična meja občutljivosti optičnega sprejema	180
16.3. Odločanje o verjetnosti digitalnega signala	182
17. Koherentna detekcija	185
17.1. Nelinearna karakteristika fotodiode	186
17.2. Koherentni sprejemnik	187
18. Sprejemniki s polprevodniško fotodiodo	190
19. Sistemi	200

## 1. Uvod v vrvične komunikacije

Telekomunikacijsko zvezo oziroma komunikacijski kanal vrednotita dva pomembna parametra. Prvi je domet telekomunikacijske zveze, ki ga podajamo v dolžinskih enotah. Drugi parameter je zmogljivost zveze, ki ovrednoti količino prenesenih informacij v časovni enoti. V primeru, da gre za digitalni prenos informacij zmogljivost zveze, podajamo kot število bitov prenesenih v enoti časa [bit/s].

Za telekomunikacijske inženirje sta v praksi pomembna tako domet kot zmogljivost zveze. Zavedati se je potrebno, da se v praksi zelo malokrat uporabljajo visoko zmogljive zveze z majhnim dometom in obratno malo zmogljive zveze z velikim dometom. Pravi izziv telekomunikacijskega inženirja je narediti zvezo, ki bo na velike razdalje prenesla čim večjo količino informacije, torej zvezo, kjer je pomemben čim večji produkt obeh parametrov.

### 1.1. Primerjava zmogljivosti vrvične in brezvrvične komunikacijske zveze

Najpomembnejše vprašanje v zvezi s komunikacijskim kanalom je maksimalna vrednost, s katero zmore le-ta prenašati informacije. Informacija se lahko prenaša s pomočjo signala samo, če se le-ta spreminja. Analognega signala, ki potuje po fizičnem kanalu, ni mogoče spreminjati poljubno hitro. Vrednost, pri kateri se signal lahko spreminja, je določena s pasovno širino. Signal s pasovno širino  $B$  se lahko spreminja z maksimalno vrednostjo  $2B$ . Če se vsaka sprememba določa z bitom, je maksimalen informacijski pretok  $2B$ .

Za signal, ki se spreminja med dvema energijskima nivojema, je Shannon leta 1948 zapisal definicijo informacije, ki se podaja v znakih.

$$I = \frac{1}{2} \cdot \log_m \left( 1 + \frac{W_S [J]}{W_N [J]} \right) \quad (1)$$

$W_S$  in  $W_N$  predstavljata energijo koristnega signala in energijo šuma v džulih (angl. joule). Energija šuma je tista, ki moti delovanje zveze. Parameter  $m$  je določen glede na število znakov, ki jih uporablja zveza. V primeru angleške abecede ima  $m$  vrednost 26. Če zveza uporablja desetiške številke je  $m$  enak 10. Največkrat srečujemo logaritem z osnovo 2, kar pomeni, da je informacija v bitih (dvojiške številke).

$$I[\text{bit}] = \frac{1}{2} \cdot \log_2 \left( 1 + \frac{W_S [J]}{W_N [J]} \right) \quad (2)$$

Zmogljivost zveze v bit/s podaja maksimalno količino prenesenih informacij v časovni enoti

$$C[\text{bit/s}] = \frac{dI}{dt} = \frac{1}{2T} \cdot \log_2 \left( 1 + \frac{P_S \cdot \Delta t}{P_N \cdot \Delta t} \right) = B \cdot \log_2 \left( 1 + \frac{P_S}{P_N} \right). \quad (3)$$

Pri tem je  $T$  čas trajanja enega znaka. Po Nyquistu je obratna vrednost dvakratnega časa trajanja znaka definirana kot frekvenčna pasovna širina  $B$ . Energiji signala in šuma se zaradi enakega časovnega obdobja  $\Delta t$  lahko nadomesti s močjo koristnega signala  $P_S$  in močjo šuma  $P_N$ . To zmogljivost zveze imenujemo tudi kapaciteta prenosne poti (angl. channel capacity), ki predstavlja teoretično zgornjo mejo prenosnega kanala.

Moč šuma se izračuna kot produkt frekvenčne pasovne širine  $B$  s spektralno gostoto šuma  $N_0$ .

$$P_N = B \cdot N_0. \quad (4)$$

Spektralno gostoto šuma je v radijskih komunikacijah definira termični šum, ki je produkt Boltzmanove konstante ( $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K) in temperature. V optičnih komunikacijah pride do izraza zrnati šum, ki je produkt Plankove konstante ( $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$  Js) in frekvence.

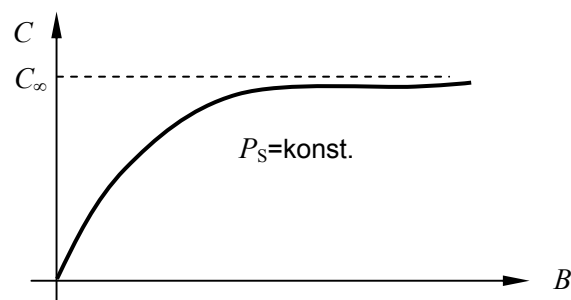
Zmogljivost zveze se povečuje z večanjem pasovne širine in z večanjem moči oddajnika, kar da večjo moč  $P_s$  v sprejemniku. Vendar v obeh primerih naraščanje zmogljivosti ni enakomerno, zato načrtovanje telekomunikacijske zveze zahteva skrbno izbiro pasovne širine in moči oddajnika.

V primeru, da se pasovna širina povečuje in gre proti neskončnosti se zmogljivost zveze izračuna kot limita izraza (3).

$$\lim_{B \rightarrow \infty} C = \lim_{B \rightarrow \infty} B \cdot \log_2 \left( 1 + \frac{P_s}{B \cdot N_0} \right) = \lim_{B \rightarrow \infty} B \cdot \frac{\ln \left( 1 + \frac{P_s}{B \cdot N_0} \right)}{\ln 2} = \frac{B}{\ln 2} \cdot \frac{P_s}{B \cdot N_0} \approx 1,4427 \cdot \frac{P_s}{N_0} \quad (5)$$

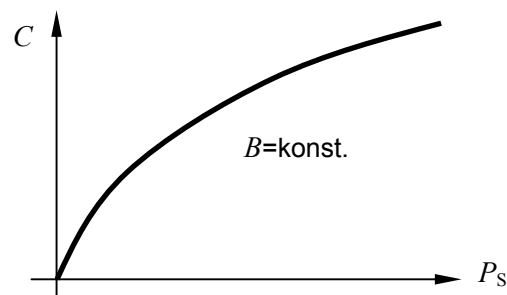
Za majhna števila  $\varepsilon \ll 1$  namreč velja da je  $\ln(1 + \varepsilon) \approx \varepsilon$ .

Pri večanju pasovne širine se zmogljivost približuje strogi gornji meji, kot to prikazuje slika 1. Pri tem računski faktor 1,4427 oziroma 1,592 dB sledi iz izbrane merske enote za zmogljivost v bitih (dvojiških številkah) na sekundo.



Slika 1: Povečevanje zmogljivosti zveze v odvisnosti od uporabljene frekvenčne pasovne širine.

V primeru, da je na razpolago le določena pasovna širina, se s povečevanjem moči signala zmogljivost povečuje, kot to prikazuje slika 2. Vpliv moči sprejetega signala  $P_s$  se povečuje po logaritemski krivulji, ki ima z večanjem moči signala vedno manjši prirastek. V teoriji sicer nikoli ne doseže zasičenosti, praktično pa logaritemska krivulja pomeni, da potrebna moč oddajnika narašča eksponentno z zahtevo po večji zmogljivosti. Eksponentno naraščanje moči oddajnika hitro doseže nesprejemljivo visoko ceno oddajnika in količino energije, potrebne za njegovo delovanje. V praksi je moč škodljivega signala  $P_N$  seštevek šuma, motenj in popačenj. Lastna popačenja omejujejo spektralno učinkovitost zvez na praktično vrednost okrog 10 bit/s/Hz.



Slika 2: Povečevanje zmogljivosti zveze v odvisnosti od moči koristnega signala.

Za doseganje visokih kapacitet kanala je nedvomno želena čim večja frekvenčna pasovna širina. V tem primeru ima svetloba, ki se nahaja v frekvenčnem pasu od 200 THz do 1000 THz prednosti pred radijskimi valovi, ki praktično razpolagajo le z nekaj 10 GHz pasovne širine.

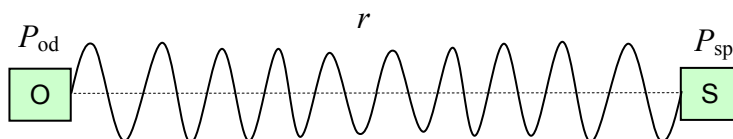
Brezvrvične radijske zveze so naravno omejene s propustnostjo zemeljskega ozračja na 100 GHz, pri čemer je kvaliteta zveze odvisna tudi od vremenskih pogojev. Radijsko področje je zakonsko določeno od 9 kHz do 400 GHz. Med seboj si ga delijo različni uporabniki, upravljanje radijskega spektra pa vodi država s predpisi. Ker so predpisi zelo strogo določeni in so določena področja rezervirana zgolj za

nekatero službo in organizacijo, je posledično v praksi izkoriščenost radijskega spektra zelo slaba (zgolj 10%).

Prednost vrvičnih komunikacij je v tem, da njihove lastnosti niso odvisne od vremenskih pogojev in da niso podvržene državnim regulativom. Lepa lastnost vrvičnih zvez je tudi možnost umetnega povečanja pasovne širine z vzporednim polaganjem večjega števila posameznih vrvi, ki so lahko združene znotraj enega kabla.

## 1.2. Primerjava dometa vrvične in brezvrvične komunikacijske zveze

Pri vseh vrvičnih zvezah vrviča **vodi valovanje** v smeri od oddajnika (O) do sprejemnika (S), kot prikazuje slika 3. Tipični predstavniki vrvičnih zvez so: sukan par (parica), koaksialni kabel, kovinski valovod in dielektrično optično vlakno. Pri vodenju valovanja po katerikoli vrvi, se vsa energija oziroma moč valovanja širi zgolj po vrvi. V vrvi prihaja do izgub, ki jih pojmuje kot slabljenje vrvice, kar je omejujoč dejavnik dometa vrvične zveze. Ekvivalentno si lahko predstavljamo, da cev, ki vodi tekočino, pušča in se zaradi tega količina tekočine, ki se prenese na konec zmanjša.



Slika 3: Vodenje valovanja od oddajnika (O) do sprejemnika (S) po vrvi.

Ob predpostavki, da slabljenje vrvice na enoto dolžine podaja **močnostna konstanta slabljenja**  $\alpha$ , moč prenašanega valovanja upada z eksponentom razdalje

$$P_{sp} = P_{od} \cdot e^{-\alpha r}, \quad (6)$$

kjer je  $P_{sp}$  moč sprejetega signala,  $P_{od}$  moč oddanega signala in  $r$  dolžina vrvice oziroma razdalja med oddajnikom in sprejemnikom. Propustnost vrvice je mogoče izražati tudi v procentih, kot prikazuje spodnji primer.

### Primer:

Koliko signala v procentih pride na konec vrvice, če vemo, da vsaka od polovic vrvice slabi signal za 90%?

Po prvi polovici vrvice ostane še 10% signala, na konec vrvice pa pride 1% signala.

Za podajanje slabljenja moči so praktično mnogo bolj primerne enote decibeli, ki so desetkratne vrednosti desetiškega logaritma iz razmerja izhodne proti vhodni vrednosti moči. Praktičnost decibelov se izkaže pri enostavnem računanju z operacijami seštevanja in odštevanja, ki nadomeščata operaciji množenja in deljenja. V spodnjem primeru je predstavljen enostaven primer seštevanja slabljenja izraženega v decibelih.

### Primer:

Koliko znaša slabljenje vrvice v dB, če vemo, da vsaka od polovic vrvice slabi signal za 90%?

Koliko znaša slabljenje posamezne polovice?

$$a_1[\text{dB}] = 10 \cdot \log \frac{P_{izh,1}}{P_{vh,1}} = 10 \cdot \log \frac{0,1}{1} = -10 \text{ dB}$$

$$a_2[\text{dB}] = 10 \cdot \log \frac{0,01}{0,1} = -10 \text{ dB}$$

$$a[\text{dB}] = 10 \cdot \log \frac{P_{izh}}{P_{vh}} = 10 \cdot \log \frac{0,01}{1} = \underline{\underline{-20 \text{ dB}}} = a_1 + a_2$$

Včasih se srečujemo s tem, da se slabljenje elektromagnetnega valovanja oziroma njegove električne komponente, ki potuje skozi snov, podaja v Neprih. V tem primeru se sprejeto moč poda kot

$$P_{sp} = P_{od} \cdot e^{-2\alpha r}. \quad (7)$$

V eksponentu nastopa faktor 2, kjer je moč kvadrat napetosti oziroma električnega polja. 1 Neper ustreza  $10 \cdot \log(e^2)$  decibelov, kar je približno 8,686 dB.

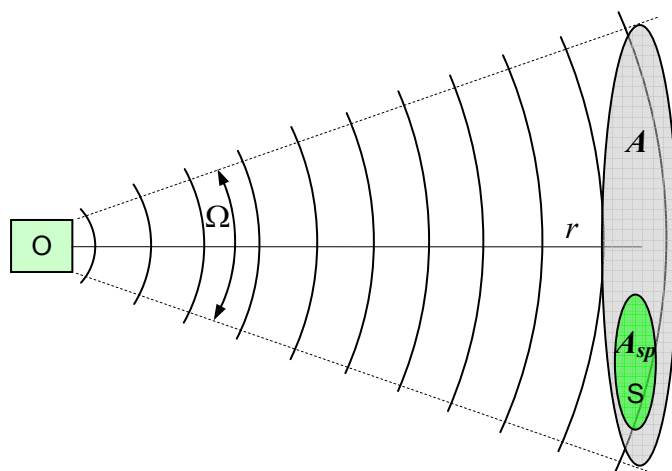
Pri brezvrvičnih zvezah se valovanje **razširja** po tridimenzionalnem prostoru stran od oddajnika valovanja, kot prikazuje slika 4. V splošnem se valovanje razširi po prostorskem kotu  $\Omega$  manjšem od polnega prostorskega kota  $4\pi$ . Predstavniki brezvrvičnih zvez so radijske zveze, mikrovalovne zveze, satelitske zveze in nenazadnje prostozačne svetlobne zveze (angl. Free Space Optics). Valovanje, ki se razširja v prostor pod prostorskim kotom  $\Omega$  vpade na površino

$$A = r^2 \cdot \Omega, \quad (8)$$

kjer je  $r$  razdalja med oddajnikom in sprejemnikom in  $\Omega$  prostorski kot oziroma zorni kot, pod katerim se iz točke oddajnika vidi krožni izsek. Ob predpostavki, da je površina sprejemnika mnogo manjša kot površina, na katero se je razširilo valovanje ( $A_{sp} \ll A$ ), znaša moč, ki jo dobimo v sprejemnik,

$$P_{sp} = \frac{P_{od}}{A} \cdot A_{sp} = \frac{P_{od}}{\Omega} \cdot A_{sp} \cdot r^{-2} \propto P_{od} \cdot r^{-2}. \quad (9)$$

Iz tega je razvidno, da je moč sprejetega signala  $P_{sp}$  premo sorazmerna moči oddanega signala  $P_{od}$  in upada s kvadratom razdalje  $r$  med oddajnikom in sprejemnikom. Zavedati se je potrebno, da ta izraz ne velja pri majhnih razdaljah od oddajnika.

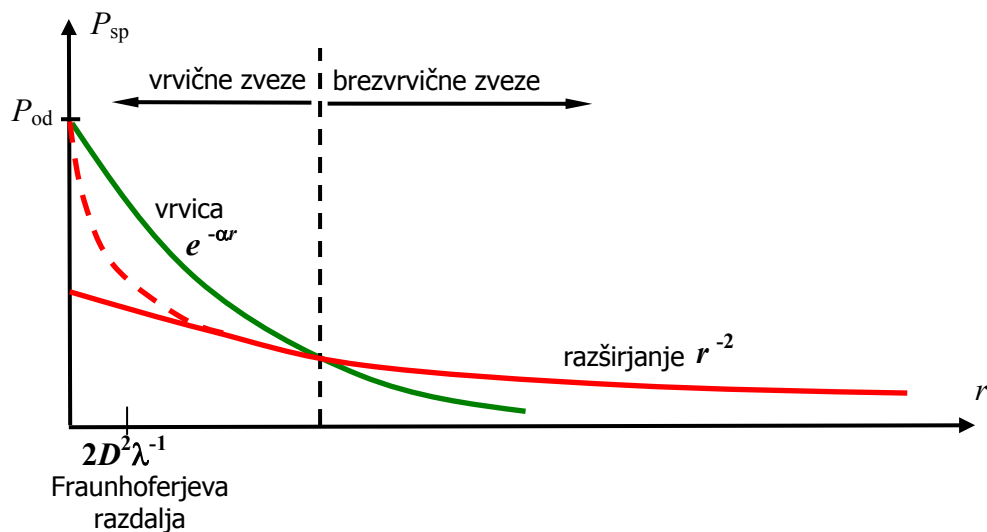


Slika 4: Razširjanje valovanja od oddajnika (O) do sprejemnika (S) v homogenem praznem tridimenzionalnem prostoru.

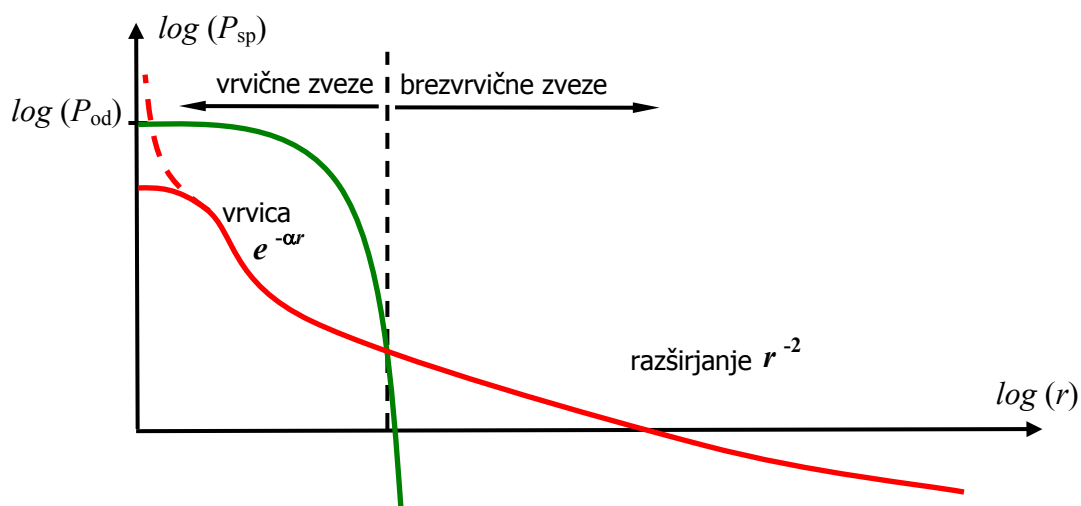
Iz grafične primerjave dometa brezvrvične zveze in kovinske vrvične zveze, ki jo prikazuje slika 5 v linearnem merilu in slika 6 v logaritmskem merilu, je razvidno, da so brezvrvične zveze bolj primerne za dolge razdalje. Razširjanje, ki je podrejeno kvadratični paraboli namreč upada počasneje kot vrvična zveza, ki je podrejena eksponentni funkciji. Razširjanje lahko gre na zelo velike razdalje in je uporabno tudi za vesoljske zveze kot na primer zveza z Jupitrom (najmanj  $5 \cdot 10^{11}$  m).

Gledano s stališča sprejete moči se vrvica od neke razdalje dalje ekonomsko ne splača. Meja med vodenjem po vrvici in razširjanjem po prostoru je odvisna od tehnologije izdelave vrvice oziroma prostozačne zveze. Razširjanje ima v radijskih komunikacijah zelo naravne omejitve, kot so velikost antene in toplotni šum okolice. Razširjanje optičnih signalov pa ima poleg slabljenja ozračja tudi zahteve po natančnem ciljanju oddajnika na sprejemnik.





Slika 5: Primerjava sprejete moči ( $P_{sp}$ ) za vrvične in brezvrvične zveze v linearnem merilu.



Slika 6: Primerjava sprejete moči ( $P_{sp}$ ) za vrvične in brezvrvične zveze v logaritemskem merilu.

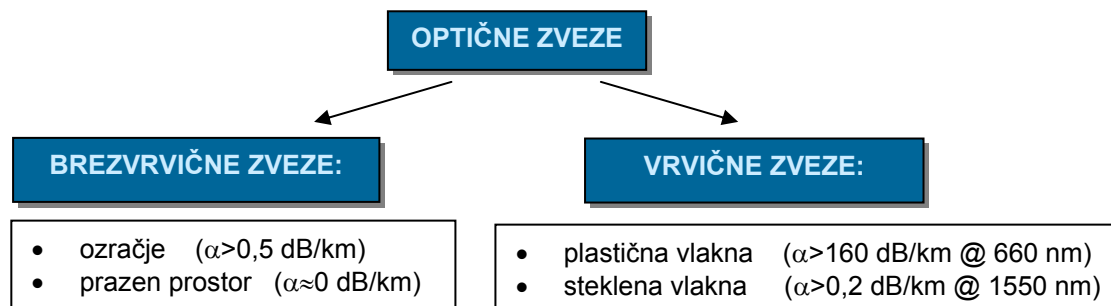
Zgornje dejstvo je držalo do leta 1980, ko se je pojavilo optično vlakno z nizkimi izgubami in se je meja med vrvičnimi in brezvrvičnimi zvezami praktično pomaknila preko 100 km. S pojavom nizkoizgubnih optičnih vlaken so se vrvične komunikacije začele uporabljati tudi za dolge razdalje.

Slabost vrvičnih komunikacijskih, ki predstavljajo fiksne zveze, je relativno visoka cena pri polaganju kablov. Ta strošek odpade pri brezvrvičnih zvezah, ki omogočajo tudi mobilnost uporabnikov – mobilne zveze. Omejitveni dejavniki pri brezvrvičnih zvezah so ovire, slabljenje ozračja in uporaba omejene naravne dobrine radiofrekvenčnega spektra, ki ga je potrebno razdeliti med različne uporabnike. Pri vrvičnih komunikacijah je frekvenčni spekter mogoče ponovno uporabljati na dodatni vrvi. Pasovna širina zveze se torej enostavno množi s številom uporabljenih vrvic. Prednosti in slabosti ene in druge tehnologije je vedno znova vredna temeljitega razmisleka pri uvajanju novih sistemov v prakso. Vsekakor so najbolj uspešne rešitve, ki najdejo pravo razmerje uporabe med vrvično in brezvrvično zvezo.

### 1.3. Primerjava vrvičnih in brezvrvičnih optičnih komunikacij

V optičnih komunikacijskih zvezah se lahko za prenosno pot svetlobnega žarka uporablja brezvrvični oziroma tako imenovani prostozračni sistem ali prenos po vrvi, ki ji pravimo optično vlakno (slika 7). Slabosti optične prostozračne zveze so precej podobne slabostim ostalih brezvrvičnih zvez:

- majhna zmogljivost zveze (počasen prenos informacij),
- občutljivost na motnje (domet in kvaliteta prostozračne optične zveze sta odvisna od atmosferskih pogojev),
- pogoji razširjanja svetlobe.



Slika 7: Prenosne poti v optičnih komunikacijah.

V zgodovini so se najprej pojavile prostozračne optične zveze. Ameriški Indijanci so uporabljali dimne signale, v naših krajih so za obrambo pred vpadi Turkov kurili kresove. Tudi v ladijskem prometu in železniškem prometu se je komuniciranje s svetilkami uveljavilo že zelo zgodaj.

Stari Grki so za preproste komunikacijo uporabljali zloščene ščite in sončno svetlobo. Gradili pa so tudi stolpe (gr. Fryctoria) na katerih so s pomočjo skupine petih bakel pošiljali sporočila.

Danes so enostavne prostozračne optične zveze zanimive predvsem za komuniciranje na krajših razdaljah do nekaj deset metrov (brezžične slušalke, daljinsko upravljanje televizorja, razne protivlomilske naprave, komunikacija med mobilnim terminalom in računalnikom,...). Z uporabo zbiralnih leč na obeh straneh se domet takšne zveze lahko poveča na velikostni razred enega kilometra, z uporabo močnejšega polprevodniškega laserja namesto infrardeče svetleče diode pa se lahko doseže še večje razdalje. V zadnjem času se odpirajo možnosti uporabe prostozračnih optičnih povezav kot podaljšek popolnoma optičnega omrežja na mestih, kjer je polaganje optičnega kabla nemogoče ali predrago.

Optične komunikacije v praznem prostoru (komunikacija med sateliti v vesolju) dosegajo še boljše rezultate, ker v tem primeru ni absorpcije svetlobe na atmosferskih molekulah. Problem je izdelava ustreznega fokusirnega sistema. Valovanje v neomejenem prostoru izgublja moči s kvadratom razdalje. Domet je pri prosto razširjajočem valovanju omejen z mehanizmom razširjanja, ki pa ni prisoten pri vrvičnih komunikacijah, kjer je žarek ujet v valovod. Pri vrvičnih komunikacijah je domet omejen le s snovnimi izgubami.

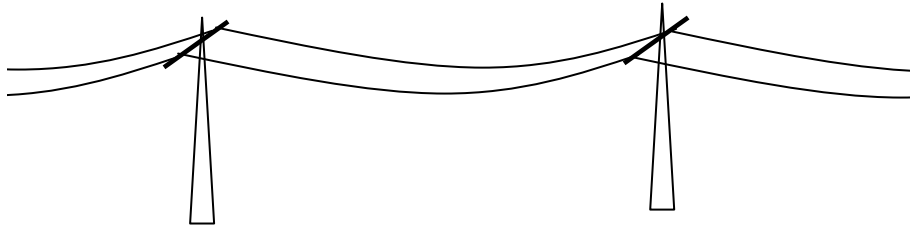
Osnovni material enorodovnega in mnogorodovnega vlakna v komunikacijah (transportnem in dostopovnem omrežju) je kremenovo steklo  $\text{SiO}_2$  s primesmi. Lomni količnik stekla je odvisen od vrste in koncentracije primesi. Pravo revolucijo v optičnih komunikacijah je povzročil izum steklenega optičnega vlakna, ki predstavlja optični valovod, po katerem vodimo svetlobo. Njegova največja prednost so majhne izgube, ki so v nekaterih primerih tudi samo 0,2 dB/km.

Za zelo kratke povezave (do 300 m) so iz praktičnih razlogov potencialno zanimiva poceni mnogorodovna plastična vlakna. Ta vlakna imajo primerno mehansko odpornost in omogočajo predvsem veliko praktičnost ter uporabnost v hišnem okolju. Na žalost je slabljenja plastičnega vlakna 0,1 dB/m pri 660 nm, kar je zelo visoko v primerjavi s  $\text{SiO}_2$  vlakni. Sodobnejša plastična vlakna naj bi imela slabljenje pod 10 dB/km v področju od 850 nm do 1300 nm.

## 1.4. Električne vrvice

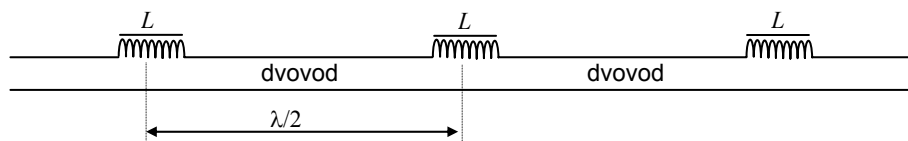
Kvaliteto električne vrvice definirata slabljenje in pasovna širina. Slabljenje izhaja neposredno iz dometa telekomunikacijske zveze. Pasovna širina pa nam definira zmogljivost zveze, ki jo bomo izdelali iz izbrane električne vrvice.

Zgodovinsko gledano so se prve vrvične komunikacije izvajale leta 1890 na visečih kovinskih dvovodih, kot prikazuje slika 8. Simetrični dvovodi so bili izdelani iz Brona, ki je zlitina bakra (Cu) in kositra (Sn) v razmerju 9:1. Dielektrik je v tem primeru zrak. Karakteristična impedanca  $Z_k$  takšnega zračnega dvovoda znaša  $600 \Omega$ . Zveza se je uporabljala za prenos telefonskih pogovorov pri čemer je potrebna pasovna širina zveze  $4 \text{ kHz}$  ( $\lambda=75 \text{ km}$ ). Zaradi velike razdalje med žicama je domet takšne zveze znašal približno  $150 \text{ km}$ .



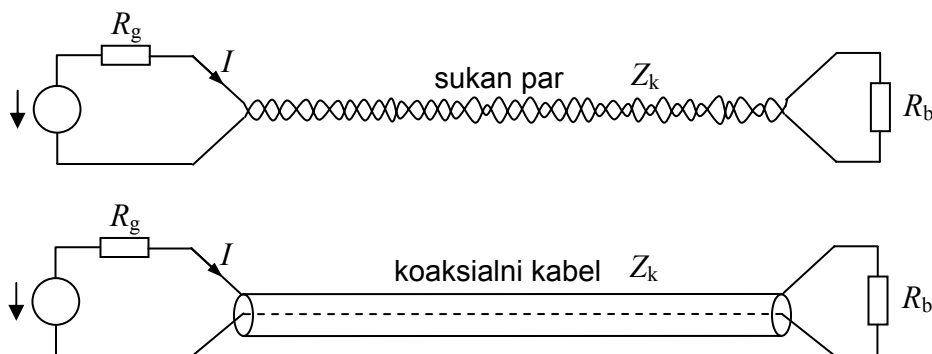
Slika 8: Viseči kovinski dvovod.

Z uporabo debelejših žic je mogoče zmanjšati slabljenje in povečati domet. Vendar je domet mogoče povečati tudi s povečanjem karakteristične impedance, kar se je izvajalo z dodajanjem Pupinovih tuljav (po izumitelju M. Pupinu). Kot prikazuje slika 9, se Pupinove tuljave nameščajo na medsebojno razdaljo  $\lambda/2$ , kar znaša približno  $37 \text{ km}$ . Na žalost Pupinova tuljava znatno omejuje pasovno širino zveze. Zato so bile ob prehodu na frekvenčno multipleksirane telefonske zveze odstranjene.



Slika 9: Namestitev Pupinovih tuljav za zmanjšanje slabljenja v dvovodu.

V primeru, da bi želeli na drogove namestiti več parov simetričnih dvovodov, prihaja med posameznimi pari do presluha, kar zaradi motenj še dodatno znižuje zmogljivost zveze. Problem presluha je mogoče tehnično rešiti s prepletanjem žic ali zaprtju polja v omejen prostor. Tako sta danes najpogostejša predstavnika električnih vrvic sukan par (parica) in koaksialni kabel, ki sta predstavljena na sliki 10. Električno vrstico s karakteristično impedanco  $Z_k$  priključimo na generator in breme. Če je izpolnjen pogoj  $R_g=R_b=Z_k$ , ni odbojev in popačenj in so izgube pri prenosu najmanjše.



Slika 10: Priklučitev sukanega para in koaksialnega kabla.

Sukan par je običajno del štiriparnega inštalacijskega kabla, kjer so pari zaviti z različnimi koraki. Sukanje parov se uporablja z namenom zmanjševanja presluhov med njimi. Glede na kvaliteto

inštalacijski kabel s sukani pari označujemo z UTP, FTP, S-FTP ali S-STP. Karakteristična impedanca  $Z_k$  posameznega sukanega para je  $100 \Omega$ .

Presluhi so mnogo manjši (-100 dB) pri uporabi koaksialnih kablov, kjer je elektromagnetno polje zaključeno znotraj oklopa takega kabla. Prelomen izum, ki je omogočil uporabo koaksialnih kablov v praksi je bil izum polietilena, ki se uporablja za dielektrik.

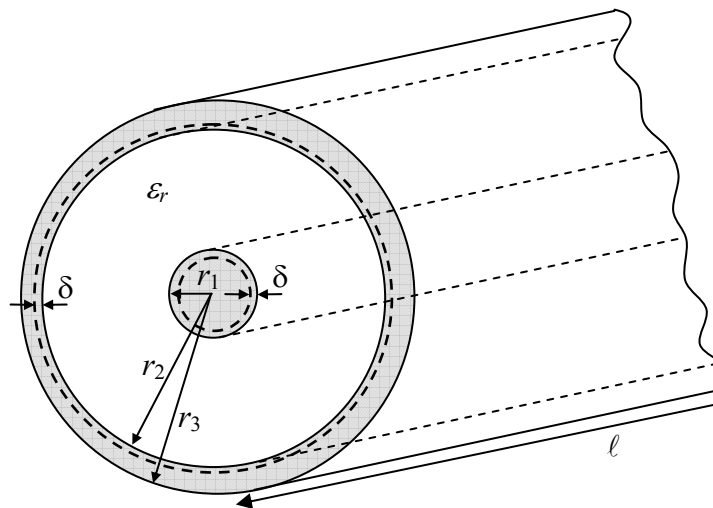
Karakteristično impedanco  $Z_k$  koaksialnega kabla, ki ga prikazuje slika 11, izračunamo z izrazom

$$Z_k = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{1}{2\pi} Z_0 \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r}} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{60 \Omega}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}, \quad (10)$$

kjer  $r_1$  in  $r_2$  predstavljata polmera srednje žile in oklopa.  $\mu_0$  je permeabilnost praznega prostora (vakuuma), katere točna vrednost je  $4\pi \cdot 10^{-7}$  Vs/Am.  $\epsilon_0$  je dielektričnost praznega prostora, ki znaša

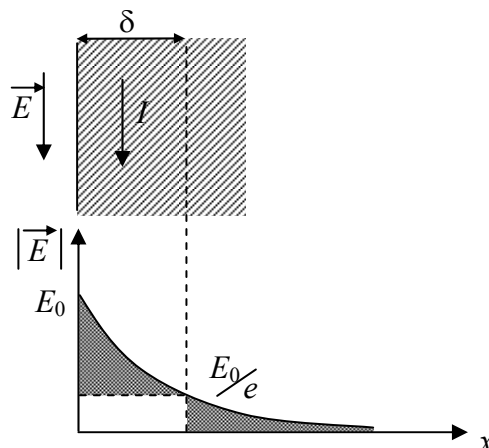
$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \text{ As/Vm}. \quad (11)$$

$\epsilon_r$  je relativna dielektričnost snovi glede na prazen prostor. Njena vrednost je vedno večja ali enaka ena in nima enot.



Slika 11: Presek koaksialnega kabla.

Dielektrik z nizko relativno dielektričnostjo je skoraj brez izgub in praktično nič ne doprinese k slabljenju. Pri kovinah pri visokih frekvencah pride do tako imenovanega kožnega pojava (angl. skin effect), ki ga prikazuje slika 12. Kožni pojav pri koaksialnem kablu pomeni, da tok teče samo v koži žile in v koži oklopa. To se odraža kot dušenje električnega polja in slabljenje.



Slika 12: Prikaz kožnega pojava v kovini.

Udorna globina  $\delta$  se izračuna po izrazu

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\gamma}} = \sqrt{\frac{2}{2\pi f \cdot \mu\gamma}}. \quad (12)$$

Vidimo, da je udorna globina obratnosorazmerna s frekvenco signala, njeno velikost pa podajata spodnja primera.

**Primer:**

Koliko znaša udorna globina  $\delta$  v baker, ki ima prevodnost  $\gamma=56 \cdot 10^6$  S/m, pri frekvencah  $f_1=100$  Hz in  $f_2=100$  MHz?

$$\delta_1 = \sqrt{\frac{2}{2\pi f_1 \cdot \mu\gamma}} = \sqrt{\frac{2}{2\pi \cdot 100 \text{ Hz} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am} \cdot 56 \cdot 10^6 \text{ S/m}}} = \underline{\underline{6,7 \text{ mm}}}$$

$$\delta_2 = \sqrt{\frac{2}{2\pi f_2 \cdot \mu\gamma}} = \sqrt{\frac{2}{2\pi \cdot 100 \text{ MHz} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am} \cdot 56 \cdot 10^6 \text{ S/m}}} = \underline{\underline{6,7 \mu\text{m}}}$$

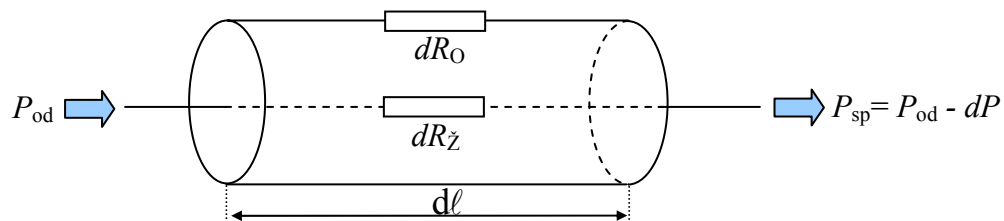
Zaradi frekvenčne odvisnosti udorne globine lahko sklepamo, da so tudi izgube v koaksialnem kablu frekvenčno odvisne. Poskušajmo jih določiti.

Del električne upornosti koaksialnega kabla sestavljata del upornosti žile in del upornosti oklopa, kar prikazuje slika 13. Pri tem del upornosti žile znaša

$$dR_z = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d\ell}{2\pi r_1 \delta}. \quad (13)$$

Del upornosti oklopa zapišemo podobno

$$dR_o = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d\ell}{2\pi r_2 \delta}. \quad (14)$$



Slika 13: Upornost koaksialnega kabla je sestavljena iz upornosti žile in upornosti oklopa.

Del električne upornosti, ki je seštevek obeh prispevkov, zapišemo kot

$$dR = dR_z + dR_o = \frac{d\ell}{2\pi\gamma\delta} \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (15)$$

Z upoštevanjem izraza za udorno globino dobimo

$$dR = \frac{d\ell}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\gamma}} \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \quad (16)$$

Vidimo, da je upornost na enoto dolžine odvisna od frekvence. Moč, ki se troši na delnih upornostih žile in oklopa, znaša

$$dP = \frac{1}{2} |I|^2 dR. \quad (17)$$

Moč, ki se prenaša po kablu, znaša

$$P = \frac{1}{2} |I|^2 Z_k. \quad (18)$$

Ob upoštevanju zgornjih dveh izrazov dobimo diferencialno enačbo

$$\frac{dP}{P} = \frac{dR}{Z_k}. \quad (19)$$

Sedaj izvedemo integracijo po celotni dolžini kabla od oddajnika do sprejemnika.

$$\int_{P_{od}}^{P_{sp}} \frac{dP}{P} = \frac{dR}{Z_k} \int_0^\ell d\ell \quad (20)$$

$$-\ln P \Big|_{P_{od}}^{P_{sp}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\sqrt{\omega\mu_0}}{2\gamma} \cdot \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \cdot \frac{60\Omega}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \ell \quad (21)$$

$$\ln \frac{P_{od}}{P_{sp}} = \underbrace{\frac{\sqrt{\epsilon_r} \cdot \sqrt{\omega\mu_0}}{2\pi \cdot 60\Omega} \cdot \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}}_a \cdot \ell \quad (22)$$

Slabljenje  $a$  je frekvenčno odvisno.

$$a = konst. \cdot \sqrt{\omega} \quad (23)$$

Večja kot je frekvenca, manjša je udorna globina in večje so izgube. Izgube koaksialnega kabla običajno podajamo v decibelih

$$a[\text{dB}] = 10 \cdot \log \frac{P_{od}}{P_{sp}} \quad (24)$$

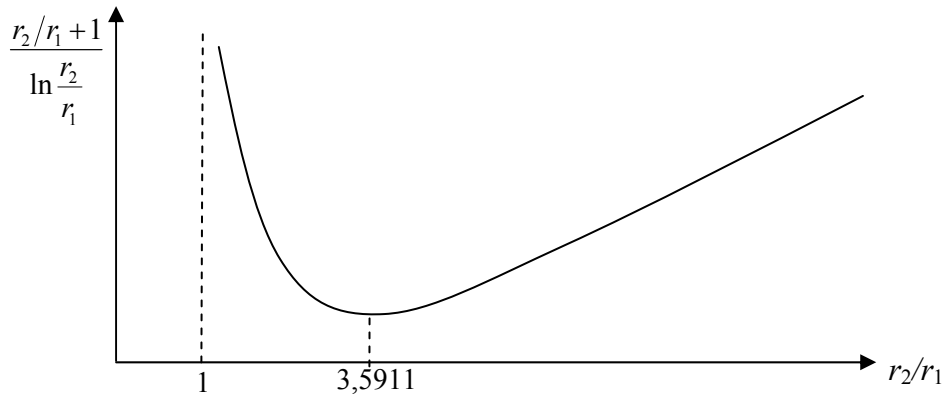
Če pri tem upoštevamo izraz (22), dobimo za slabljenje

$$a[\text{dB}] = 10 \cdot \frac{\ln \frac{P_{od}}{P_{sp}}}{\ln 10} = \frac{10}{\ln 10} \cdot \frac{\sqrt{\omega\epsilon_r\epsilon_0}}{2\gamma} \cdot \frac{\frac{r_2}{r_1} + 1}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \frac{\ell}{r_2} \quad (25)$$

Slabljenje  $a$  je manjše, ko je prevodnost žile in oklopa večja, zato se namesto bakra (Cu) uporablja srebro (Ag).

Razmerje med  $r_2$  in  $r_1$  je optimalno pri vrednosti 3,5911, kot prikazuje slika 14. Takrat so izgube kabla najmanjše.

Slabljenje  $a$  je najmanjše, ko je relativna dielektričnost snovi  $\epsilon_r$  najmanjša, zato se največkrat uporabljajo penasti dielektriki ali distančniki. Najnižja možna vrednost za dielektričnost je 1, pri čemer dobimo karakteristično impedanco  $73 \Omega$ .



Slika 14: Iskanje najboljšega razmerja polmerov za najnižje izgube koaksialnega kabla.

**Primer:**

Izračunaj slabljenje bakrenega koaksialnega kabla ( $\gamma_{Cu}=56 \cdot 10^6$  S/m) s penastim dielektrikom ( $\epsilon_r \approx 1$ ) pri frekvencah  $f_1=100$  MHz in  $f_2=400$  MHz! Polmera žile in oklopa sta določena optimalno, pri čemer naj bo premer koaksialnega kabla 13 mm (1/2" {cole}).

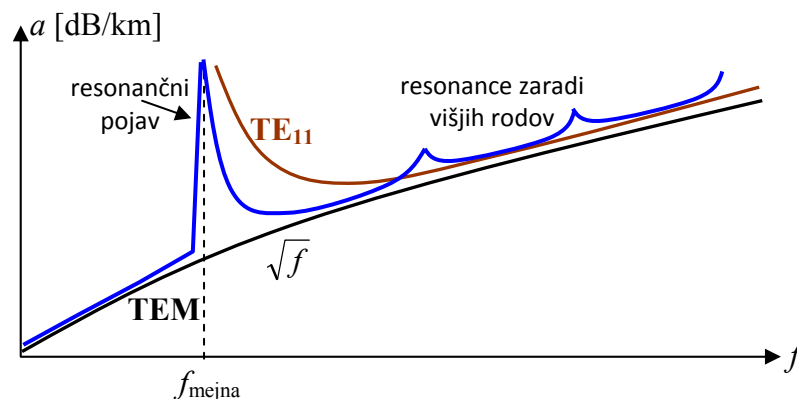
$$a_1 = \frac{\sqrt{\epsilon_r} \cdot \sqrt{\frac{\omega_1 \mu_0}{2\gamma_{Cu}} \cdot \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}}}{2\pi \cdot 60 \Omega} = \frac{\sqrt{\frac{2\pi f_1 \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}}{2 \cdot 56 \cdot 10^6 \text{ S/m}}}}{2\pi \cdot 60 \Omega} \cdot \frac{4,511}{\ln 3,511} = 27,6 \text{ dB/km} \approx 25 \text{ dB/km}$$

Frekvenca se je povečala za štirikrat.

$$a_2 = a_1 \cdot \sqrt{4} \approx 50 \text{ dB/km}$$

Iz zgornjega primera vidimo, da z naraščanjem frekvence naraščajo izgube v koaksialnem kablu, kar podrobneje prikazuje tudi graf na sliki 15. Z namenom imeti čim manjše izgube si za  $r_2$  želimo čim večjo vrednost. Velik  $r_2$  pomeni izdelavo debelih koaksialnih kablov, za kar potrebujemo mnogo kovine, kar pa povečuje ceno.

Debelih koaksialnih kablov se ne splača izdelovati tudi zato, ker se pri večjih dimenzijah začnejo poleg osnovnega TEM vala pojavljati tudi višji rodovi. Le-ti so moteči in ima drugačno frekvenčno karakteristiko izgub od osnovnega rodu.

Slika 15: Frekvenčni potek slabljenja za TEM in  $TE_{11}$  rod in skupno slabljenje v koaksialnem kablu.

Z večanjem frekvence se v koaksialnem kablu od mejne frekvence  $f_{mejna}$  dalje pojavi tudi  $TE_{11}$  rod. Frekvenco, pri kateri nastane višji rod, imenujemo mejna frekvenca.

$$f_{\text{mejna}} = \frac{c_0 / \sqrt{\epsilon_r}}{\pi(r_1 + r_2)} \quad (26)$$

**Primer:**

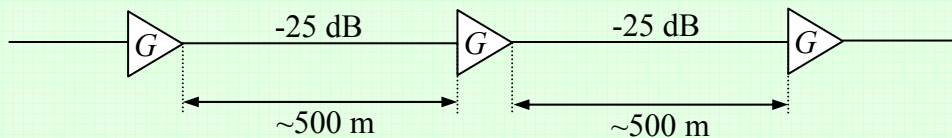
Izračunaj mejno frekvenco za koaksialni kabel s penastim dielektrikom ( $\epsilon_r \approx 1$ ), pri čemer naj bo polmer žile  $r_1 = 2$  mm in polmer oklopa  $r_2 = 6,5$  mm.

$$f_{\text{mejna}} = \frac{c_0 / \sqrt{\epsilon_r}}{\pi(r_1 + r_2)} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{\pi(2 \cdot 10^{-3} \text{ m} + 6,5 \cdot 10^{-3} \text{ m})} = 12 \text{ GHz}$$

Kabel je uporaben zgolj do prve resonančne frekvence, ki nastopi s pojavom  $TE_{11}$  v kablu. Z večanjem premera kabla se sicer zmanjša slabljenje, vendar se na žalost zmanjša tudi mejna frekvenca oziroma frekvenčna pasovna širina.

**Primer:**

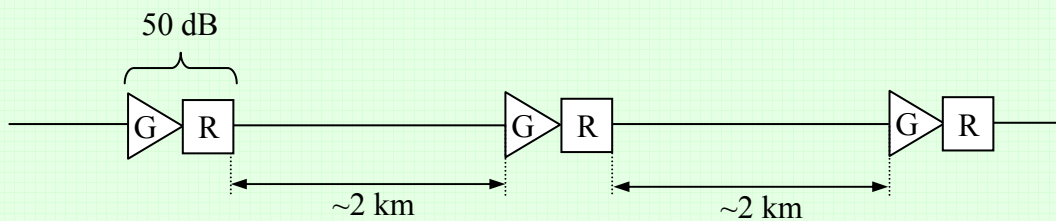
Kabelska televizija potrebuje pasovno širino  $B = 400$  MHz. Traso izdelamo iz koaksialnega kabla, ki ima pri frekvenci 400 MHz slabljenje 50 dB/km. Na voljo imamo ojačevalnike z ojačanjem  $G = 25$  dB. Izračunaj razdaljo med posameznimi ojačevalniki!



$$L[\text{km}] = \frac{G[\text{dB}]}{a[\text{dB/km}]} = \frac{25 \text{ dB}}{50 \text{ dB/km}} = 0,5 \text{ km}$$

**Primer:**

Telefonska zveza z zmogljivostjo  $C = 140$  Mbit/s ima ojačevalno regeneratorske enote s skupnim ojačanjem  $G = 50$  dB. Izračunaj razdaljo med posameznimi enotami!

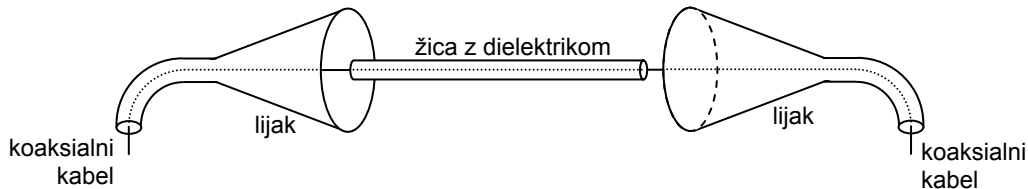


$$L[\text{km}] = \frac{G[\text{dB}]}{a[\text{dB/km}]} = \frac{50 \text{ dB}}{25 \text{ dB/km}} = 2 \text{ km}$$



## 1.5. Goubaujev vod

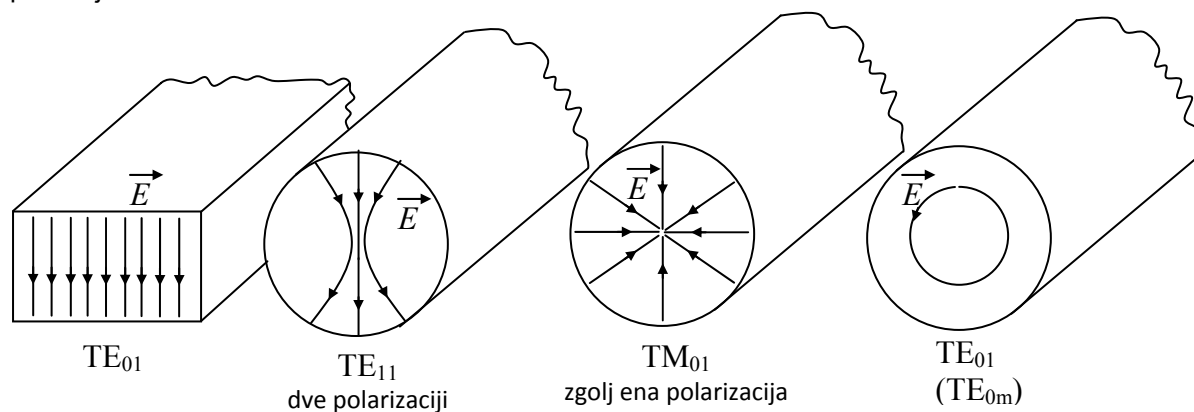
Poznan je tudi primer prenosnega voda, ko je premer oklopa neskončno velik oziroma ga sploh ni, kot prikazuje slika 16. Zveza je poznana kot Goubou-jev vod, ki ga sestavlja zgolj kovinska žila obložena z dielektrikom. Druga elektroda se nahaja v neskončnosti. Z namenom zmanjšanja izgub je pri Gouboujevem vodu ideja v povečanju karakteristične impedance. Izgube so v tem primeru manjše vendar mora biti žica napeta in se na njej ne sme nič nabirati (vodne kapljice, umazanija,...).



Slika 16: Goubou-jev vod z neskončnim oklopom.

## 1.6. Kovinski valovodi

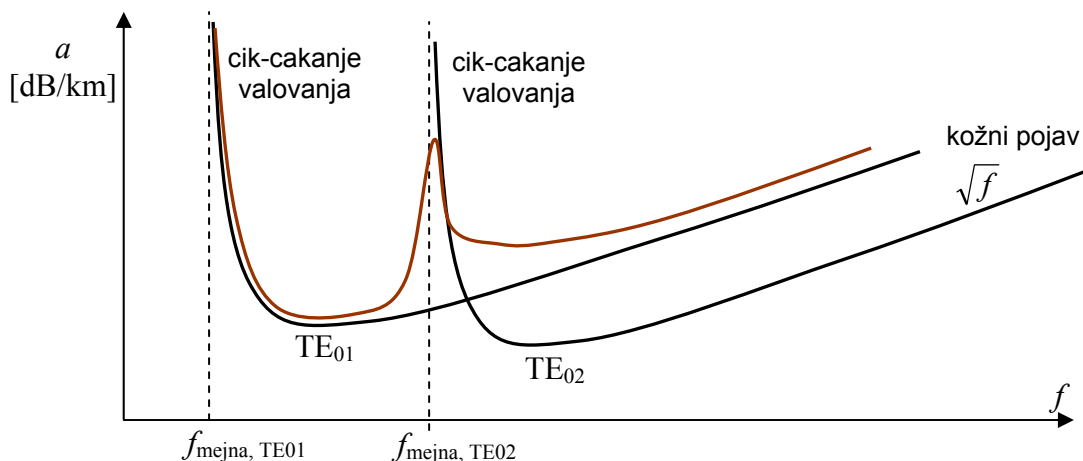
Kovinski valovodi so samonosilne votle strukture (prazne kovinske cevi), po katerih se širi elektromagnetno valovanje. Ker so cevi prazne je z  $\epsilon_r=1$ . Po obliki so lahko pravokotni ali okrogli, kot prikazuje slika 17.



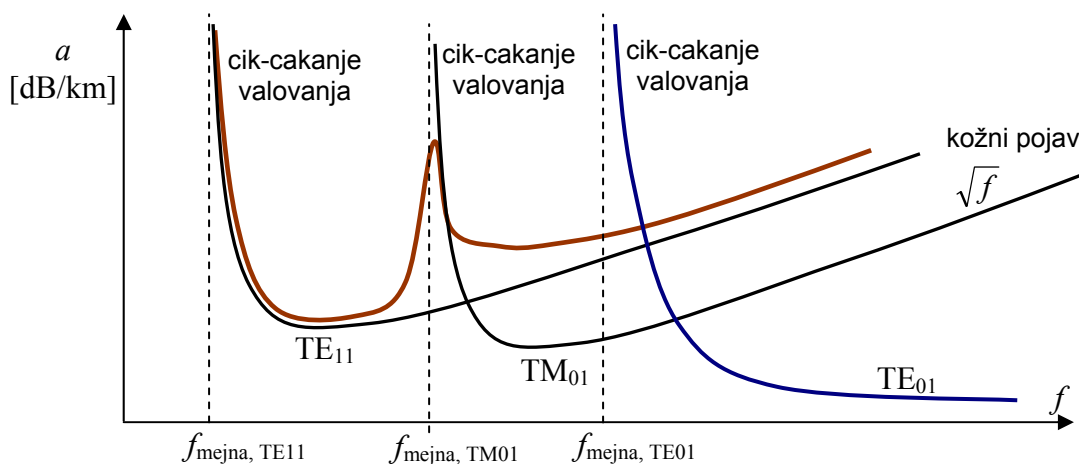
Slika 17: Kovinski valovodi z različnimi rodovi elektromagnetnega valovanja.

Za kovinski valovod dobimo podoben diagram izgub kot za koaksialni vodnik. Poglavitna razlika je v tem, da so frekvenčne meje premaknjene. Za nekaj centimetske dimenzije valovodov se mejna frekvenca višjih rodov pojavi krepko pod običajno zelenimi uporabnimi frekvencami. Pod mejno frekvenco so izgube neskončno velike. Pri mejni frekvenci nastopi cik-cakanje valovanja. Vsak od oblikovanih rodov v kovinskem valovodu ima svojo karakteristiko izgub. Slika 18 prikazuje frekvenčni potek slabljenja za rodove v pravokotnem valovodu.

Z uporabo okroglega valovoda se v posebnih primerih slabljenje še izboljša, kot prikazuje slika 19. Rod  $TE_{11}$  v okroglem valovodu ima identičen potek slabljenja, kot rod  $TE_{01}$ , s tem da ima dve polarizaciji, kar vnaša nevšečnosti pri praktični uporabi. Rod  $TM_{01}$  ima zgolj eno polarizacijo vendar je njegov potek slabljenja zgolj navzgor frekvenčno premaknjen. Rod  $TE_{01}$  pa je poseben v tem, da mu izgube od mejne frekvence dalje padajo, kar mu da posebno praktično uporabnost. Prenosni vod premera 50 mm ima mejno frekvenco približno 30 GHz in je uporaben od 40 do 50 GHz. V 60 letih prejšnjega stoletja se je razmišljalo tudi o praktični uporabi krožnih valovodov na dolge razdalje. Ena od glavnih praktičnih omejitev je v tem, da morajo biti cevi ravne sicer na krivinah kovinskega valovoda prihaja do sklapljanja med rodovi, kar vnaša dodatne izgube.



Slika 18: Frekvenčni potek slabljenja za različne rodove v pravokotnem valovodu.

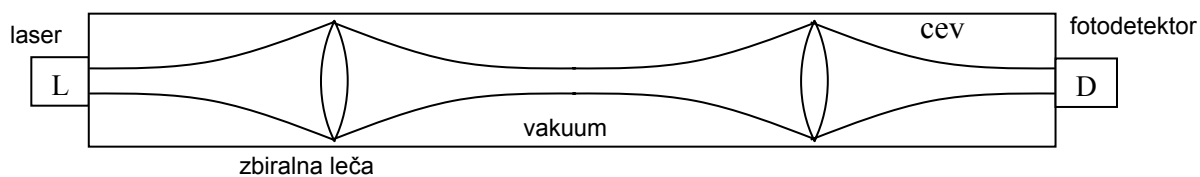


Slika 19: Frekvenčni potek slabljenja za različne rodove v krožnem valovodu.

### 1.7. Nekovinski valovodi

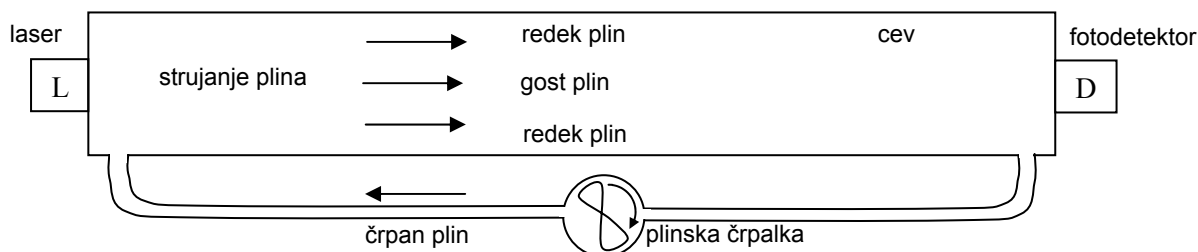
Z izumom laserja leta 1960 se je pojavila ideja o izogibanju izgub elektromagnetnega valovanja v kovini s tem, da se elektromagnetno valovanje vodi s pomočjo dielektrikov. Z uporabo optičnega dela elektromagnetnega spektra se tudi bistveno poveča razpoložljiva pasovna širina telekomunikacijske zveze.

Oglejmo si tri tehnološke rešitve za vodenje svetlobe po dielektričnih ceveh. V prvem primeru, ki ga prikazuje slika 20, se svetloba, ki potuje od laserskega vira do fotodetektorja zadržuje v pravi smeri s pomočjo leč. Zbiralna leča fokusira svetlobni žarek, ki se med potovanjem zaradi narave razširjanja ponovno razširi, kjer je potrebno namestiti naslednjo lečo. V izogib izgubam je sistem leč najbolje namestiti v kontrolirani atmosferi ali celo vakuumu. Slabost te rešitve je v praktični izvedbi saj je zelo težko natančno zmontirati leče.



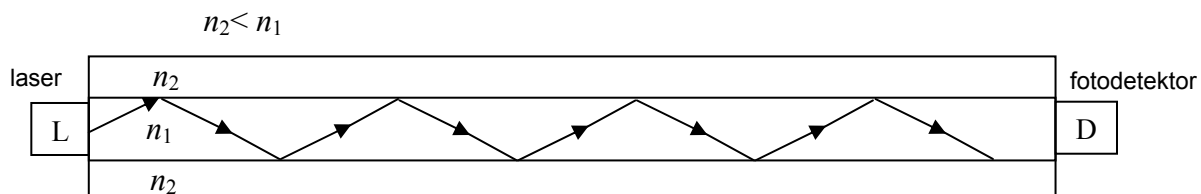
Slika 20: Vodenje svetlobe laserskega žarka z zaporedjem zbiralnih leč.

V drugem primeru, ki ga prikazuje slika 21, se izdelava ena sama leča porazdeljena po celotni dolžini cevi. V cevi je plin, ki ga poganja črpalka. V sredini cevi potuje plin najhitreje in ima zato najnižjo temperaturo, kot plin na obodu cevi. Plin, ki potuje ob robu doživlja trenje ob cevi, kar mu dviguje temperaturo. Plin z nizko temperaturo je gostejši, kar pomeni, da ima višji lomni količnik. S pomočjo strujanja plina v cevi se torej ustvari različen lomni količnik, ki upada glede na odmik od sredine cevi. Že rahlo različen lomni količnik omogoča, da se svetloba zadržuje v pravi smeri proti fotodetektorju. Tudi ta rešitev ni nikoli ugledala praktične uporabe.



Slika 21: Vodenje svetlobe laserskega žarka z zvezno lečo iz pretakajočega plina.

Izmed prikazanih je najlažje izvedljiva tretja možnost (slika 22), ki jo imenujemo optično vlakno. Namesto zvezne plinske leče je mogoče vodenje svetlobe narediti z vrstico iz samih dielektrikov. Pri tem je potrebno paziti le, da je lomni količnik jedra večji od lomnega količnika obloge. Če v tako dielektrično pot pošljemo svetlobo, jo vodimo s pomočjo popolnega odboja.



Slika 22: Vodenje svetlobe laserskega žarka po sestavljenih dielektrikih.

Izvedba takšnega svetlovoda je z začetku omejevala dokaj visoko slabljenje edinega za to primerne materiala – stekla. Slabljenje stekla znaša 1000 dB/km (1 dB/m), kar je popolnoma neuporabno za prenos svetlobnih signalov na uporabnih dolžinah. Leta 1970 je uspelo tehnologom izdelati precej čisto kremenovo steklo s slabljenjem 20 dB/km. Do leta 1980 pa se je sam proces toliko izboljšal, da ima optično vlakno danes slabljenje zgolj 0,2 dB/km.

V posebni izvedbi optičnega vlakna je zunanji dielektrik lahko le zrak. Vendar v tem primeru delovanje (popolni odboj) moti umazanija, ki se nabere na zunanjem delu svetlovoda. Delovanju, slabljenju in pasovni širini takšnega dielektričnega svetlovoda se posvečajo naslednja poglavja v tej knjigi.

## 1.8. Primerjava električnih vrvic z optičnim vlaknom

Optično vlakno je bilo najprej namenjeno dolgim prekooceanskim in zemeljskim zvezam. Danes se je njegova uporaba tako razširila, da nadomešča bakrene in koaksialne vodnike v lokalnih telefonskih omrežjih, kabelskih televizijskih sistemih in računalniških omrežjih.

Pred drugimi vrstami komunikacij imajo optične komunikacije nekaj velikih sistemskih prednosti, zaradi katerih izrivajo druge električne tekmece na področju fiksnih zvez. Prednosti optičnega vlakna so navedene v tabeli na sliki 23.

Slabljenje optičnega vlakna, kot prenosnega medija je neprimerljivo manjše kot v kovinskih vodnikih, kar omogoča doseganje velikih razdalj ob zelo majhnem razmerju napačno sprejetih bitov (angl. Bit Error Rate – BER).

Pri električnih vrvicah lahko znaša širina prenosnega spektra do nekaj gigahercev ali deset gigahercev, kar omogoča digitalni prenos z dokaj veliko bitno hitrostjo bit/s, oziroma prenos velike količine informacij. Po optičnem vlaknu lahko prenašamo spektre, ki obsegajo celotno radiofrekvenčno

in mikrovalovno področje in še mnogo več, kar je za približno tisočkrat več, kot pri najboljših električnih vrvicah.

Občutljivost na zunanje motnje je pri optičnem prenosu neopazna, zato lahko dosežemo tudi ekstremno nizko vrednost BER, kar je potrebno za prenos podatkov z zelo veliko zanesljivostjo. Za inštalaterje je bistvena prednost predvsem neobčutljivost na elektromagnetne motnje, kar pomeni, da se optični vodniki vsaj v teoriji lahko polagajo kjerkoli.

Pri povezovanju komunikacijskih naprav imamo nemalokrat probleme zaradi različnih potencialov, kar ločujemo z galvanskimi ločitvami. Pri električnih vrvicah je potrebno galvansko ločitev izvesti posebej z ločilnimi transformatorji. V optičnih komunikacijah, kjer je optično vlakno neprevodni dielektrik, je galvanska ločitev vedno avtomatsko prisotna.

	električne vrvice	optično vlakno
izgube	velike	majhne
frekvenčni pas (pasovna širina)	majhen	velik
občutljivost na EM motnje	velika	neobčutljivost
galvanska ločitev	v posebnih primerih	vedno
komunikacijska oprema	kompleksnejša	enostavnejša
cena	cenejša	ni več dražja
varnost (prisluskovanje)	mogoče	mogoče vendar oteženo
poraba električne energije za prenos informacije	potratna	ekonomična

Slika 23: Primerjalna tabela prenosnih medijev.

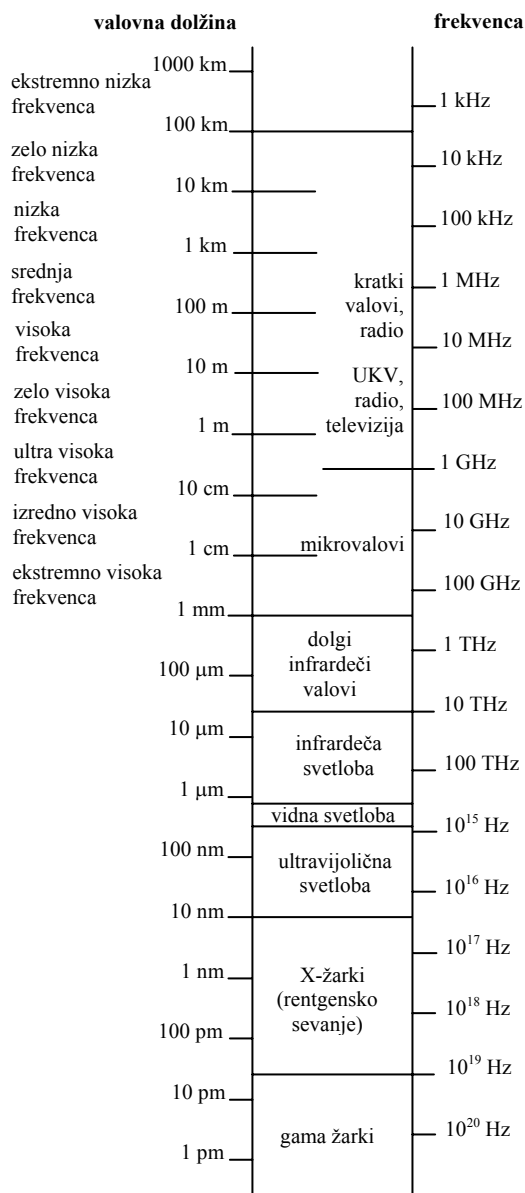
Edina prednost, ki so jo do pred kratkim še imeli bakreni tekmeci pred optičnim vlaknom je bila cenejša komunikacijska oprema, ki pa se je zaradi množične proizvodnje optičnih komponent precej izenačila. Nikakor ne moremo reči, da je ta oprema tudi enostavnejša, saj je nek VDSL modem v splošnem mnogo bolj kompleksen kot pa optični modem. V zadnjih letih se razvoj posveča predvsem možnostim izdelave poceni terminalne opreme za optične komunikacije, kar bi omogočilo še širšo uporabo optičnih sistemov. V zvezah kratkega dosega precej obetajo nove tehnologije za izdelavo laserskih virov.

Glede varnosti komunikacij in neposrednega prisluskovanja sta oba prenosna izenačena, saj lahko nepridiprav v obeh tehnoloških primerih odcepi del signala za namene prisluskovanja. Varovanje informacij se zato največkrat izvaja na višjih nivojih telekomunikacijskega omrežja, čeprav je z namenom povečanja varnosti v optičnih zvezah mogoče vgraditi posebne optične varovalne mehanizme.

Z pojavom ekološke osveščenosti telekomunikacijskih operaterjev, pa je pomemben dejavnik omrežja tudi poraba električne energije, ki je potrebna za prenos določene količine informacij. Predvsem na račun enostavne komunikacijske tehnike (modulacije) in majhnih izgub v optičnem vlaknu je velika ekonomična prednost na strani optičnih rešitev. Za enako količino prenesenih informacij se ocenjuje tudi do stokrat manjša poraba električne energije v optičnih omrežjih, kar nedvomno zelo zmanjšuje stroške delovanja omrežja.

## 2. Optični spekter

Optični spekter je del elektromagnetnega spektra, ki predstavlja celotno območje elektromagnetnega valovanja. Celotni elektromagnetni spekter, ki ga sestavljajo valovne dolžine oziroma frekvence elektromagnetnih valov, prikazuje slika 1. Razteza se od radijskih valov, mikrovalov in infrardečih valov do vidne svetlobe, ultravijoličnih valov in rentgenskih žarkov ter vse do sevanja žarkov gama. Razdelitev na omenjena področja je umetna in temelji na spoznavanju elektromagnetnega valovanja skozi zgodovino znanosti in tehnike.



Slika 1: Elektromagnetni spekter.

Elektromagnetno valovanje predstavlja oscilirajoče električno in magnetno polje, ki v vakuumu potujeta s hitrostjo  $3 \cdot 10^8$  m/s, kar je svetlobna hitrost  $c_0$ . Označba za svetlobno hitrost je črka  $c$ , po latinski besedi za hitrost – celeritas. Svetlobna hitrost je tudi povezava med frekvenco  $f$  in valovno dolžino  $\lambda$  elektromagnetnega valovanja.

$$\lambda_0 = \frac{c_0}{f} \quad (1)$$

Elektromagnetno valovanje z daljšo valovno dolžino ima nižjo frekvenco in obratno. Frekvenca  $f$  elektromagnetnega valovanja je enoveljavno določena in je enaka ne glede na to, kje se valovanje širi.

Medtem ko je valovna dolžina  $\lambda_0$  zgolj valovna dolžina v praznem prostoru. Če se valovanje širi po snovi z lomnim količnikom  $n$ , je dejanska valovna dolžina ustrezno skalirana za ta lomni količnik snovi

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (2)$$

Lomni količnik torej podaja kolikokrat manjša je valovna dolžina valovanja v snovi, kot prikazuje spodnji primer. Čeprav se je zgodovinsko uveljavilo, da mnogokrat podajamo valovno dolžino valovanja, kar še posebno velja za svetlobo, je tehnično pravilnejše podajanje frekvenc, ker ne vnašajo dvomnosti.

**Primer:**

Svetlobno valovanje z valovno dolžino v vakuumu  $\lambda_0=1 \mu\text{m}$  potuje po praznem prostoru s hitrostjo  $c_0=3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ . Koliko znaša hitrost svetlobe v steklu z lomnim količnikom 1,5 in koliko je v tem steklu valovna dolžina svetlobnega valovanja?

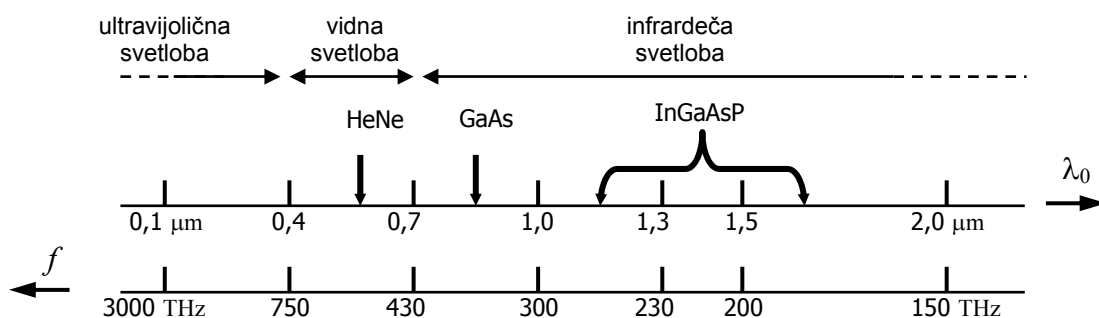
$$c = \frac{c_0}{n} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1,5} = \underline{\underline{2 \cdot 10^8 \text{ m/s}}}$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} = \frac{1 \cdot 10^{-6} \text{ m}}{1,5} = \underline{\underline{0,67 \mu\text{m}}}$$

Ko elektromagnetno valovanje v vidnem delu spektra osvetljuje neki predmet, se od predmeta odbije. Naše oko zazna mešanico odbitih valovanj z različnimi valovnimi dolžinami, kar vidni center v naših možganih interpretira kot različne barvne odtenke različnih svetlosti, ter nazadnje privede do našega »videnja« tega predmeta.

Človeško oko zazna le vidni del elektromagnetnega valovanja z valovnimi dolžinami od 400 nm do 700 nm. Informacij, ki jih nosi elektromagnetno valovanje izven vidnega dela spektra, človeška čutila ne zaznavajo neposredno. Ker pa v naravi obstajajo elektromagnetna valovanja v vseh območjih spektra, si lahko pri obdelavi teh pomagamo s tehnološkimi pripomočki. Tako lahko optično vlakno vodi svetlobo, ki prenaša podatke, četudi je ne vidimo. Te podatke lahko pretvorimo v zvok ali sliko. Kodiranje podatkov uporabljamo tudi pri radiu. Radijski valovi prenašajo podatke tako, da spreminjajo (modulirajo) bodisi frekvenco bodisi amplitudo nosilnega elektromagnetnega valovanja.

Svetloba je elektromagnetno valovanje v mikrometrskem ( $\mu\text{m}$ ) valovnem področju. Vidni del svetlobnega spektra obsega oktavno valovno področje v razmerju valovnih dolžin 1:2 med vijolično ( $\lambda=0,38 \mu\text{m}$ ) in rdečo ( $\lambda=0,76 \mu\text{m}$ ) svetlobo, kot prikazuje slika 2. Pripadajoče frekvenčno področje obsega pas med 400 THz in 800 THz.



Slika 2: Spekter svetlobnega valovanja.

V svetlobni spekter štejemo poleg vidne še nevidno infrardečo ( $\lambda > 0,76 \mu\text{m}$ ) in ultravijolično ( $\lambda < 0,38 \mu\text{m}$ ) svetlobo. Infrardeči spekter se razteza vse do milimetrskih ali submilimetrskih valov radijskega spektra, ultravijolični spekter pa vse do žarkov X. V tako širokem frekvenčnem spektru se energija

fotonov razlikuje za mnogo velikostnih razredov, zato so fizikalni učinki odvisni od vrste svetlobe in različni od področja do področja.

Skladno s Planckovo zvezo

$$W = f \cdot h \quad (3)$$

nosijo največ energije kvanti valovanja z najvišjo frekvenco (in najkrajšo valovno dolžino); med naštetimi so to žarki gama. Pri tem je  $h$  Planckova konstanta  $h=6,626 \cdot 10^{-34}$  Js.

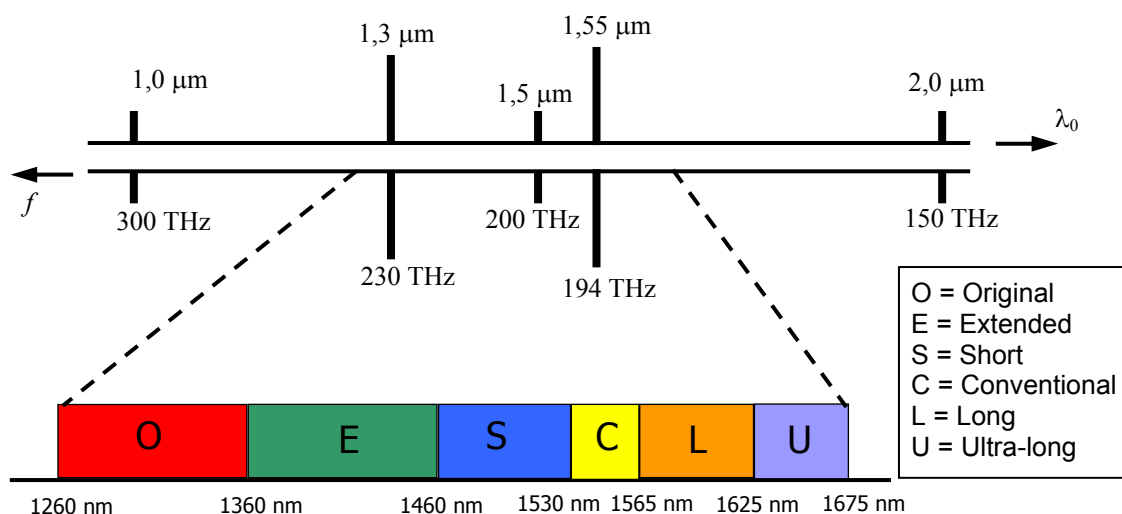
## 2.1 Optični spekter za optične komunikacije

Danes se optične komunikacije izvajajo v bližnjem infrardečem področju. Delijo se na tri področja (spektralna okna), ki so se uveljavila iz praktičnih razlogov ter zaradi nekaterih optimalnih lastnosti kremenovega stekla. Uveljavili so se pasovi okoli valovnih dolžin 850 nm, 1300 nm in 1550 nm.

Področje 850 nm (prvo spektralno okno) se je uveljavilo v zgodnjem razvoju optičnih komunikacij zaradi obstoječe tehnologije izdelave polprevodniških GaAs laserjev za to valovno dolžino. Področje 1300 nm (drugo spektralno okno) se je uveljavilo zaradi ničelne snovne disperzije vlakna, področje 1550 nm (tretje spektralno okno) pa zaradi najmanjšega slabljenja optičnega vlakna na tem področju.

Tako kot radijski je tudi optični spekter z vidika telekomunikacij dragocena naravna dobrina. Z naraščanjem potrebe po množičnih komunikacijskih medijih in z razvojem novih tehnologij in materialov bo v prihodnje potrebno in mogoče izkoristiti širši spekter.

Vedno pogosteje uporabljeno področje od 1260 nm do 1675 nm je ITU-T razdelila na šest področij, ki jih prikazuje slika 3. Kot že omenjeno, prikazane valovne dolžine veljajo zgolj za prazen prostor in v približku tudi za zrak, v steklu pa ne veljajo več, zato je bolje uporabljati enoveljavno določeno frekvenčno skalo.



Slika 3: Spekter optičnih komunikacij.

Z diferencialom enačbe (2), dobimo

$$d\lambda = -\frac{c_0}{f^2} \cdot df \quad (4)$$

Z upoštevanjem fizikalnega dejstva pozitivnih količin, dodamo absolutne vrednosti za pas valovne dolžine in frekvence.

$$|\Delta\lambda| = \frac{c_0}{f^2} \cdot |\Delta f| = \frac{\lambda_0^2}{c_0} \cdot |\Delta f| \quad (5)$$

Ena od pomembnih značilnosti spektra optičnih komunikacij je velikanska frekvenčna širina  $\Delta f$ , ki je vsebovana v še tako ozkem pasu  $\Delta\lambda$ , kar ponazarja spodnji primer.

**Primer:**

Koliko je frekvenčni pas  $\Delta f$  laserskega optičnega vira s spektralno širino  $\Delta\lambda=10$  nm pri valovni dolžini  $\lambda_0=1,55$   $\mu\text{m}$ ?

$$\frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} = \frac{|\Delta f|}{f} \Rightarrow \frac{|\Delta\lambda|}{\frac{c}{f}} = \frac{|\Delta f|}{f} \Rightarrow |\Delta\lambda| = \frac{|\Delta f| \cdot c}{f^2}$$

$$|\Delta f| = \frac{c_0}{\lambda_0^2} \cdot |\Delta\lambda| = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{(10^{-6} \text{ m})^2} \cdot |10^{-9} \text{ m}| = \underline{\underline{1,25 \text{ GHz}}}$$

Z vse večjim izkoriščanjem optičnega spektra se pasovi spektra v L in C področju vse pogosteje izražajo v frekvenci. Pretvorbo posameznih valvnodolžinskih pasov v frekvenčne pasove pri centralni valovni dolžini 1550 nm prikazuje tabela na sliki 4. Že neznatni del optičnega spektra vsebuje frekvenčni pas, ki zajema ekvivalent precejšnjega dela radiofrekvenčnega spektra.

$\Delta\lambda$	100 nm	10 nm	1 nm	0,1 nm	0,8 nm	0,08 nm	8 pm	0,8 pm	0,08 pm
$\Delta f$	12,5 THz	1,25 THz	125 GHz	12,5 GHz	100 GHz	10 GHz	1 GHz	100 MHz	10 MHz

Slika 4: Zveza med valvnodolžinskimi in frekvenčnimi pasovi pri centralni valovni dolžini 1550 nm.



### 3. Uvod v elektromagnetno valovanje

Svetlobni žarek, ki ga uporabljamo v komunikacijske namene, je **potujoči elektromagnetni val**, zato si najprej ogledimo nekaj osnovnih lastnosti elektromagnetnega valovanja.

V naravi poznamo dve vrsti valovanja: longitudinalno (vzdolžno) valovanje in transverzalno (prečno) valovanje. Elektromagnetno valovanje spada v skupino transverzalnih valovanj.

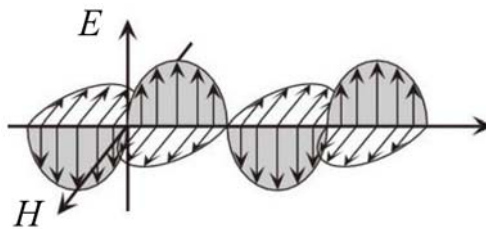
Elektromagnetno valovanje je skozi prostor samorazširjajoče valovanje z električno in magnetno komponento, kot prikazuje slika 1. Električno poljsko jakost zapišemo s kazalcem  $\vec{E}$ . Magnetno poljsko jakost zapišemo s kazalcem  $\vec{H}$ . Električno in magnetno polje valujeta pravokotno eno na drugo in vzdržujeta druga drugo. V prostoru se elektromagnetno valovanje širi pravokotni na smer električnega in magnetnega polja s hitrostjo svetlobe v smeri valovnega vektorja  $\vec{k}$ . Valovni vektor, ki kaže v smeri potovanja svetlobnega žarka, zapišemo kot

$$\vec{k} = \vec{1}_k \cdot k, \quad (1)$$

kjer je  $k$  valovno število

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} [\text{rd/m}], \quad (2)$$

ki podaja kako hitro se faza valovanja spreminja z razdaljo.



Slika 1: Elektromagnetno valovanje je sestavljeno iz električnega in magnetnega polja.

Vsak električni naboj, ki se giblje pospešeno, seva elektromagnetno valovanje, ki se od izvora oddaljuje s hitrostjo svetlobe. Kadar po žici ali kateremkoli drugem električnem vodniku teče izmenični električni tok, deluje ta kot antena in seva elektromagnetno valovanje, ki ima enako frekvenco, kot je frekvenca toka skozi vodnik.

Svetlobni žarek, ki je elektromagnetno valovanje, se obenem obnaša kot valovanje in kot curek fotonov, čemur pravimo valovno-delčni dualizem. Kadar opisujemo svetlobni žarek kot valovanje, ga opišemo s hitrostjo razširjanja (ki je enaka hitrosti svetlobe) ter valovno dolžino ali frekvenco.

$$c_0 = \lambda_0 f. \quad (3)$$

Ko pa žarek opisujemo kot curek delcev, podamo njihovo energijo  $W$ . Curek delcev je predvsem primeren pri obravnavi svetlobnih detektorjev (poglavje 15). Energija valovanja je produkt Planckove konstante in frekvence

$$W = hf. \quad (4)$$

Pri tem je  $h$  Planckova konstanta  $h=6,626 \cdot 10^{-34}$  Js.

Periodično spreminjajoče veličine (harmonično valovanje) si v fiziki in še posebno v elektrotehniki predstavljamo in lahko zapišemo na dva načina: v časovnem prostoru in frekvenčnem prostoru.

$$u(t) = A \cos(\omega t + \varphi) = \text{Re}[\hat{U} e^{j\omega t + \varphi}] \quad (5)$$

Harmonično funkcijo  $u(t)$  lahko preslikamo v kompleksni frekvenčni prostor  $F$ , kar imenujemo kompleksna amplituda ali kompleksor. S tem se operator odvajanja in integriranja po času spremeni v operator množenja oziroma deljenja s faktorjem  $j\omega$ .

Najprej si pogledimo kako se elektromagnetno valovanje širi po **brezizgubni snovi**. Brezizgubna snov ima neko dielektričnost  $\epsilon$ , neko magnetno permeabilnost  $\mu$  in prevodnost enako nič (ni kovina)  $\gamma=0$ .

Ravninski (plani) val v prostoru, ki predstavlja svetlobni žarek, opisuje valovna enačba

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (6)$$

ki izhaja iz prve in druge Maxwellove enačbe.

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (8)$$

Ker je valovno število

$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (9)$$

lahko valovno enačbo zapišemo kot

$$\Delta \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0 \quad (10)$$

Rešitev valovne enačbe za električno polje je potujoči val v odvisnosti od smeri in od časa  $t$ .

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{\pm j \vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (11)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[ \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \right] \quad (12)$$

Če predpostavimo spremembo samo v smeri osi  $z$  (plani val v prostoru), se valovni enačbi za električno in magnetno polje glasita

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{H} = 0 \quad (14)$$

Rešitev za električno poljsko jakost zapišemo kot

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{\pm j k z} \quad (15)$$

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re} \left[ \vec{E}_0 e^{j(\omega t - k z)} \right] \quad (16)$$

oziroma

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re} \left[ \vec{E}_0 e^{-j k z} e^{j \omega t} \right] \quad (17)$$

Pri čemer člena  $e^{j \omega t}$  običajno ne pišemo.

Potujoči val ima sledeče lastnosti:

1. Električno polje mora biti pravokotno na smer valovni vektor oziroma širjenja valovanja  $\vec{E} \perp \vec{I}_z$
2. Magnetno polje mora biti pravokotno na električno polje  $\vec{H} \perp \vec{E}$  in pravokotno na valovni vektor oziroma smer širjenja valovanja  $\vec{H} \perp \vec{I}_z$
3. pozitivni predznak pomeni potovanje nazaj, negativni predznak pomeni potovanje naprej
4.  $\vec{E}$  in  $\vec{H}$  sta pri potujočem valovanju sofazna

Z naraščanjem časa  $t$  mora naraščati tudi  $z$ , če želimo ohraniti konstanten argument (konstantno fazo) in se pomikati na valu, ki potuje v smeri osi  $z$  s hitrostjo  $c$ .

$$\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{\omega}{\omega\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{\omega}{k} = \frac{z}{t} = c \quad (18)$$

V praznem prostoru ( $\varepsilon_0, \mu_0, \gamma=0$ ) znaša ta hitrost

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \quad (19)$$

kjer je magnetna permeabilnost (izbrana glede na definicijo merske enote ampera)

$$\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \quad (20)$$

svetlobna hitrost (izbrana glede na definicijo merske enote metra)

$$c_0 = 2,99984 \cdot 10^8 \text{ m/s} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (21)$$

dielektrična konstanta (izbrana glede na definicijo magnetne permeabilnosti in svetlobne hitrosti)

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} \quad (22)$$

#### Primer:

Izračunajte valovno število za svetlobno valovanje frekvence  $f=194$  THz, ki potuje v praznem prostoru.

$$k_0 = \omega\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0} = 2\pi f \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \cdot \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}} = \frac{2\pi \cdot 194 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 4 \cdot 10^6 \frac{\text{rd}}{\text{m}}$$

Valovna dolžina je tista razdalja pri kateri naredi faza valovanja zasuk točno za  $2\pi$ . Valovna dolžina je torej povezana z valovnim številom in se podaja v enotah meter.

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} [\text{m}] \quad (24)$$

V izrazu za valovno dolžino nastopa tudi snov s svojo permeabilnostjo in dielektričnostjo.

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (25)$$

Ker pa lastnosti snovi ne poznamo vedno zelo natančno, velja dogovor, da valovno dolžino podajamo za vakuum.

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \quad (26)$$

Seveda pa se tudi v optičnih komunikacijah, po zgledu iz radijskih komunikacij, vedno bolj uveljavlja, da namesto valovne dolžine podajamo frekvenco valovanja, ki je enoveljavno določena neglede na snov po kateri potuje valovanje.

Valovno število za prazen prostor lahko zapišemo tudi kot

$$k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = \frac{\omega}{c_0} \quad (27)$$

Valovno število v snovi pa zapišemo tudi kot

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r} = k_0 \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \quad (28)$$

Fazna hitrost valovanja v prostoru znaša

$$v_f = \frac{c_0}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \quad (29)$$

Valovno dolžino v snovi lahko zapišemo kot

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \quad (30)$$

Koren iz relativne permeabilnosti in dielektričnosti je definiran kot lomni količnik snovi, ki je neimenovano število – brez enot.

$$n = \sqrt{\mu_r \varepsilon_r} \equiv n \quad (31)$$

Lomni količnik snovi podaja kolikokrat se v tej snovi zmanjša hitrost svetlobe, zmanjša valovno dolžino in kolikokrat se poveča valovno število. V realnih snoveh je lomni količnik tudi funkcija valovne dolžine oziroma frekvence, kot bomo spoznali v poglavju, ki obravnava snovno disperzijo.

Električna poljska jakost in magnetna poljska jakost sta povezani preko karakteristične impedance prostora. Razmerje velikosti vektorjev električne poljske jakosti in magnetne poljske jakosti je valovna impedanca.

$$\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = Z [\Omega] \quad (27)$$

pri čemer je

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \quad (28)$$

kjer je  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 120\pi \Omega = 377 \Omega$  karakteristična impedanca praznega prostora.

Snov po kateri potuje svetloba lahko predstavimo kot valovno impedanco in lomni količnik. Iz relativne permeabilnosti in relativna dielektričnosti lahko vedno izračunamo valovno impedanco in lomni količnik. Snov pa lahko predstavimo tudi kot relativna permeabilnosti in relativna dielektričnosti. Oziroma obratno, če poznamo valovno impedanco in lomni količnik, lahko izračunamo relativno permeabilnost in relativno dielektričnost.

$$\mu_r = \frac{Z \cdot n}{Z_0} \quad \varepsilon_r = \frac{Z_0 \cdot n}{Z} \quad (29)$$

V primeru potovanja valovanja po dielektriku  $\mu_r = 1$ , znaša karakteristična impedanca prostora

$$Z = \frac{Z_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{Z_0}{n} \quad (30)$$

Svetloba je elektromagnetno valovanje, torej prečno (transverzalno) valovanje. Pri vrvičnih zvezah je snov vedno prisotna. Lastnosti snovi pri svetlobnih frekvencah določa v glavnem **dielektričnost**, saj je pri svetlobnih frekvencah magnetna permeabilnost večine snovi enaka permeabilnosti praznega prostora. Med tovrstne snovi spadajo steklo, plastika, polprevodniki. Le v nekaterih snoveh (naprimer YIG kristal) je dielektričnost snovi za svetlobo večja od ena.

Dielektričnost običajno edina določa hitrost razširjanja svetlobe v snovi, ki jo podajamo z lomnim količnikom, ter valovno impedanco snovi.

V snovi ( $\varepsilon \neq \varepsilon_0$ ,  $\mu \neq \mu_0$ ,  $\gamma=0$ ) znaša ta hitrost

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0}} = \frac{c_0}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} = \frac{c_0}{n} \quad (23)$$

Ker je  $\mu_r \geq 1$  in  $\varepsilon_r \geq 1$  znaša  $c \leq c_0$ .

**Primer:**

Svetlobno valovanje potuje po steklu z lomnim količnikom 1,5. Amplituda električnega polja pripadajočega valovanja znaša  $E=100$  V/m. Izračunajte gostoto magnetnega polja  $B$ . ( $c_0=3 \cdot 10^8$  m/s)

$$H = \frac{E}{Z} = E \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} \qquad H = \frac{B}{\mu_r \mu_0}$$

$$B = H \cdot \mu_r \mu_0 = EZ \cdot \mu_r \mu_0 = E \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} \cdot \mu_r \mu_0 = E \cdot \sqrt{\mu_r \mu_0 \epsilon_r \epsilon_0} = \frac{E}{c} = \frac{E}{\frac{c_0}{n}}$$

$$B = \frac{E}{\frac{c_0}{n}} = \frac{100 \text{ V/m}}{\frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1,5}} = \frac{100 \text{ V/m}}{2 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = \underline{\underline{5 \cdot 10^{-7} \text{ T}}}$$

Pri razširjanju svetlobe v snovi je njena hitrost odvisna od optične gostote sredstva. Hitrost razširjanja svetlobe v različnih medijih je različna. Najhitreje se razširja v vakuumu, v zraku se upočasni za 0,03%, v vodi za  $\frac{1}{4}$ , v steklih odvisno od sestave za okoli  $\frac{1}{3}$ . Točnejše vrednosti so podane v tabeli na sliki 2.

snov	$\epsilon_r$	$n$
vakuum	1	1
zrak	1,0003	1,00015
voda	1,8	1,33
steklo	2,25	1,5
polprevodnik	13 – 16	3,6 – 4

Slika 2: Vrednost lomnega količnika za vidno svetlobo pri različnih snoveh.

Poyntingov vektor predstavlja smer in velikost elektromagnetnega valovanja

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^* \text{ [W/m}^2\text{]} \quad (30)$$

Če namesto vršnih vrednosti pišemo efektivne vrednosti znaša Poyntingov vektor

$$\vec{S} = \vec{E}_{eff} \times \vec{H}_{eff}^* \text{ [W/m}^2\text{]} \quad (31)$$

Smer Poyntingovega vektorja je enaka smeri valovnega vektorja. Gostoto oziroma jakost energijskega toka, ki se podaja v  $\text{W/m}^2$ , se izračuna kot časovno povprečje Poyntingovega vektorja

$$S = \frac{EH}{2} = \frac{E^2}{2Z} = \frac{H^2 Z}{2} \quad (32)$$

**Primer:**

Svetlobno valovanje potuje po steklu z lomnim količnikom 1,5. Amplituda električnega polja pripadajočega valovanja znaša  $E=100$  V/m. Izračunajte velikost Poyntingovega vektorja. ( $Z_0=377 \Omega$ )

$$S = \frac{E^2}{Z} = \frac{E^2}{\frac{Z_0}{n}} = \frac{(100 \text{ V/m})^2}{\frac{120\pi \Omega}{1,5}} = \underline{\underline{39,9 \text{ W/m}^2}}$$

Jakost in moč povezuje ploščina

$$S = \frac{P}{A} \quad (33)$$

**Primer:**

Izračunajte električno poljsko jakost  $E$  v jedru enorodovnega vlakna s polmerom  $a=5 \mu\text{m}$  in lomnim količnikom  $n_1=1,46$ ! Po vlaknu prenašamo svetlobno moč  $P=10 \text{ mW}$  z valovno dolžino  $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ . Pri računu upoštevamo, da je pretok moči skoraj enakomerno razporejen po preseku jedra vlakna. ( $c_0=3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ,  $Z_0=377 \Omega$ )

$$S = \frac{P}{\pi a^2} = \underline{127 \text{ MW/m}^2}$$

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{Z_0}{n_1} = \underline{258 \Omega}$$

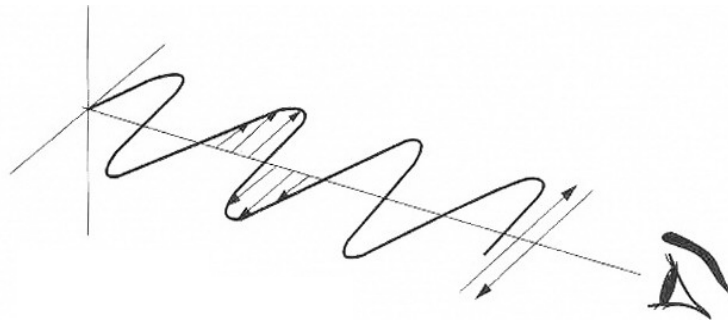
$$E = \sqrt{2ZS} = \underline{256 \text{ kV/m}}$$

### 3.1. Polarizacija svetlobe

O polarizaciji lahko govorimo samo pri transversalnem valovanju (npr. elektromagnetno valovanje), pri katerem je valovni vektor pravokoten na smer širjenja valovanja. Valovni vektor in vektor smeri valovanja ležita v ravnini, ki jo imenujemo **nihajna ravnina** valovnega vektorja.

Pri longitudinalnem valovanju (npr. zvok) leži valovni vektor v smeri širjenja valovanja in ne more definirati nihajne ravnine. Elektromagnetno valovanje je prečno (tranzverzalno) valovanje. Pri vseh prečnih valovanjih moramo za točen opis valovanja poleg jakosti, frekvence in faze polja navesti tudi polarizacijo.

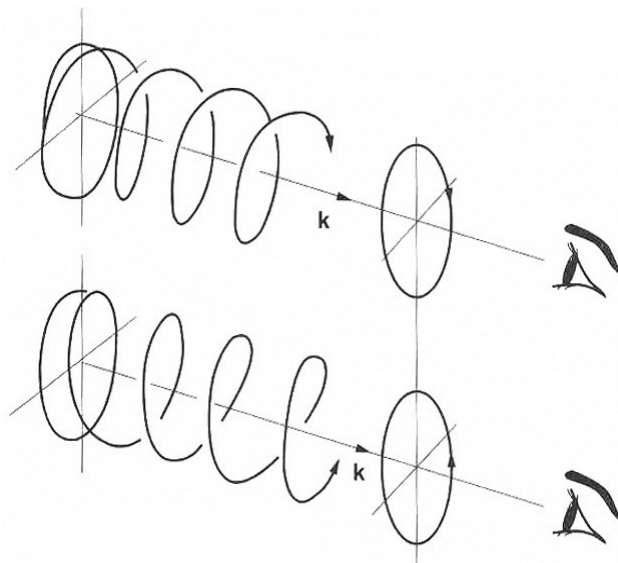
Valovanje je **linearno polarizirano**, če valovni vektor med širjenjem valovanja ves čas niha v isti ravnini, to je, če se nihajna ravnina valovnega vektorja ne spreminja. Ravnina, ki je pravokotna na nihajno ravnino se imenuje **polarizacijska ravnina** linearno polariziranega valovanja, kot to prikazuje slika 2.



Slika 2: Linearno (horizontalno) polarizirana svetloba.

Elektromagnetno valovanje je sestavljeno iz valovnih vektorjev E (jakost električnega polja) in H (jakost magnetnega polja), ki sta pravokotna drug na drugega in pravokotna na smer širjenja valovanja. Za svetlobni učinek elektromagnetnega valovanja je odločilna predvsem električna komponenta valovanja, zato obravnavamo le njo. Nihajna ravnina linearno polarizirane svetlobe je zato nihajna ravnina valovnega vektorja E. Vektor H niha v polarizacijski ravnini električne komponente valovanja.

Poleg linearno polariziranega valovanja je pomembno še **eliptično polarizirano valovanje**, pri katerem se smer valovnega vektorja med širjenjem enakomerno vrti okrog smeri širjenja valovanja, tako, da vektorji valovanja popisujejo nekakšno vrtečo se vijačno ploskev, kot prikazuje slika 3. Gledano v smeri širjenja valovanja, se valovni vektor vrti tako, da njegova konica potuje po elipsni krivulji, kar pomeni, da se spreminja tudi njegova amplituda.

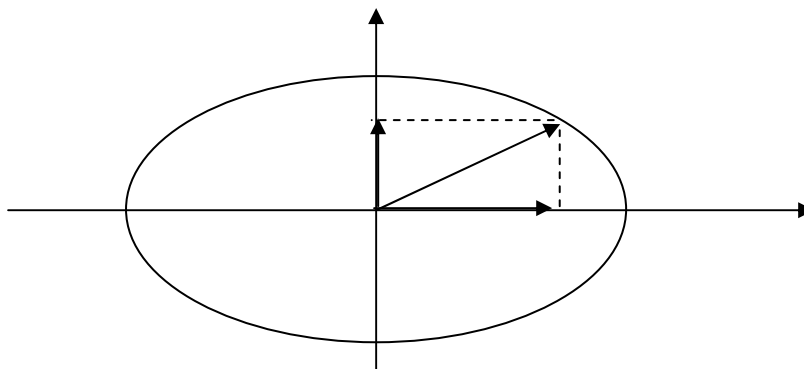


Slika 3: Krožno (desnosučno in levosučno) polarizirana svetloba.

Glede na smer vrtenja valovnega vektorja ločimo desnosučne in levosučne eliptično polarizirano valovanje. Pri desnosučnem valovanju se valovni vektor vrti v smeri vrtenja urnega kazalca (gledano v smeri širjenja valovanja), pri levosučnem pa obratno.

Poseben primer eliptično polariziranega valovanja je krožno polarizirano valovanje; amplituda valovnega vektorja se med vrtenjem ne spreminja, konica valovnega vektorja potuje po krožnici.

Kakor lahko kroženje (ali v splošnem gibanje po tirnici elipse) sestavimo iz dveh pravokotnih nihanj, si lahko tudi mislimo, da je eliptično polarizirano valovanje sestavljeno iz dveh linearno polariziranih valovanj z enakima frekvencama, katerih nihajni ravnini sta pravokotni druga na drugo.



Slika 4: Sestavljanje eliptične polarizacije iz dveh linearnih pravokotnih polarizacij.

Tudi obratno velja: linearno polarizirano valovanje je sestavljeno iz dveh krožno polariziranih valovanj (enaki frekvenci), ki se vrtita v nasprotnih smereh (to je iz desnosučnega in levosučnega).

Če se nihajna ravnina spreminja s časom naključno, ni nobene izjemne smeri nihanja električnega polja, pa je valovanje **nepolarizirano**; amplituda valovne količine je enaka v katerikoli smeri. Takšno valovanje je pravzaprav množica medsebojno nepovezanih linearno polariziranih valovanj, katerih nihajne ravnine so neurejeno usmerjene. Nepolarizirano valovanje je v vseh nihajnih smereh enako močno. Shematsko ga predstavimo s pravokotnima puščicama, s katerima povemo, da so polarizirana valovanja z nihajno ravnino v dani smeri enako močno zastopana kot valovanja z nihajno ravnino v pravokotni smeri. Pomembno je še, da med njimi ni fazne povezave.

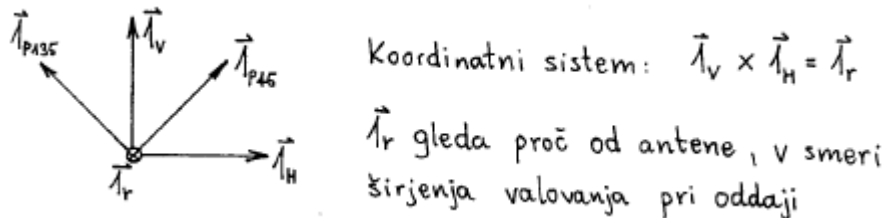
Nepolarizirano svetlobo oddajajo segreta oziroma razžarjena telesa, tudi sončna svetloba je nepolarizirana. Segreto telo vsebuje veliko atomskih izvorov, ki oddajajo elektromagnetno valovanje neodvisno drug od drugega. Med njimi ni fazne povezave, vsak atom oddaja valovanje z drugačno nihajno ravnino. Tudi posamični atomi ne oddajajo ves čas enakih valov. Saj vemo, da oddajajo valovne pakete, ki si sledijo v različnih časovnih presledkih in med katerimi ni povezave. Ravno tako je nepolarizirana svetloba, ki jo oddajajo različne fosforescenčne svetilke, oziroma, ki nastane z razelektrenjem v plinih. Izjema so laserska svetila, njihova svetloba je pretežno linearno polarizirana.



Slika 5: Nepolarizirana svetloba.



Da lahko s polarizacijo tudi računamo, je smiselno uvesti primeren koordinatni sistem in poljubno polarizirano polje razstaviti na poznane komponente. Pri elektromagnetnih izvori si pri določanju polarizacijskih lastnosti definiramo koordinatni sistem kot je prikazano na sliki 6. Smerni vektor vertikalne komponente  $\vec{1}_V$  kaže navzgor, smerni vektor horizontalne komponente  $\vec{1}_H$  pa je tako obrnjen, da kaže njun vektorski produkt v smeri razširjanja valovanja  $\vec{1}_r$  v oddajnem režimu, to je proč od antene. Na ta način je koordinatni sistem enako definiran ne glede na to, če dela oddajna antena v sprejemnem ali oddajnem režimu.



Slika 6. Definicija koordinatnega sistema za določanje polarizacijskih lastnosti.

Enotni vektorji za ortogonalni poševni polarizaciji pod kotoma  $45^\circ$  in  $135^\circ$  znašajo

$$\vec{1}_{P45} = \frac{\vec{1}_V + \vec{1}_H}{\sqrt{2}} \quad \vec{1}_{P135} = \frac{\vec{1}_V - \vec{1}_H}{\sqrt{2}}$$

Enotni vektorji za krožni polarizaciji (levo in desno) pa znašajo

$$\vec{1}_L = \frac{\vec{1}_V + j\vec{1}_H}{\sqrt{2}} \quad \vec{1}_D = \frac{\vec{1}_V - j\vec{1}_H}{\sqrt{2}}$$

Pri polarizaciji elektromagnetnega valovanja vedno navajamo le smer vektorja električnega polja. V področju daljnega polja antene je z vektorjem električnega polja točno določena tudi smer in velikost vektorja pripadajočega magnetnega polja.

Poljubno polarizirano valovanje izrazimo kot vsoto dveh znanih ortogonalnih komponent: vertikalne in horizontalne ali pa desne krožne in leve krožne komponente. Pri razstavljanju na komponente ne smemo pozabiti, da je kvadrat velikosti vektorja s kompleksnimi komponentami dan s skalarnim produktom vektorja z njegovo konjugirano-kompleksno vrednostjo.

$$\vec{E} = \vec{1}_L E_L + \vec{1}_D E_D$$

$$E_L = \vec{E} \cdot \vec{1}_L^* \quad E_D = \vec{E} \cdot \vec{1}_D^*$$

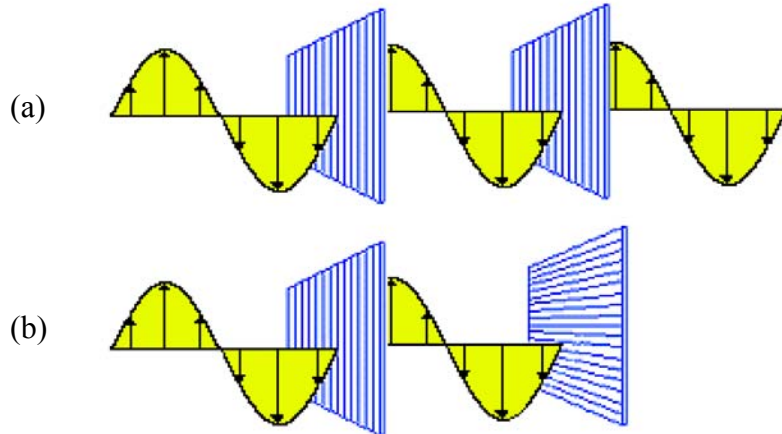
Razmerje krožnih komponent označimo s črko Q.

$$Q = \frac{E_L}{E_D}$$

Q je kompleksno število, ki nam povsem točno opiše polarizacijske lastnosti valovanja. Q lahko naravnost izmerimo tako, da polje sprejemamo z dvema antenama, ena desno in druga levo polarizirani. Sprejeta signala vodimo na kvocientni merilnik, ki izmeri razmerje amplitud ter medsebojno fazo.

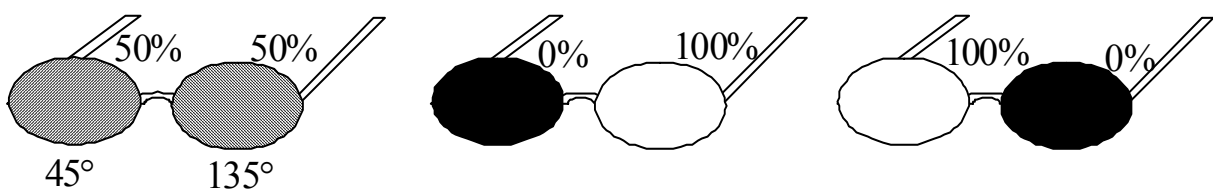
### 3.1.1. Polarizator in analizator

Polarizator je material, ki prepušča svetlobo le v ravnini pod določenim kotom, ki ga določa sestava snovi. Če postavimo dva polarizatorja enega za drugim tako da sta njihovi optični osi paralelni, potem gre svetloba skozi oba, kot prikazuje slika 7a. Če ju postavimo tako da sta njihovi optični osi pravokotni druga na drugo, kot prikazuje slika 7b, potem ne pride nič svetlobe skozi. Če sta polarizatorja postavljena drug na drugega pod kotom od  $0^\circ$  do  $90^\circ$ , je jakost svetlobe funkcija kota. Ta pojav se uporablja na primer pri sončnih očalih, da prepuščajo manj svetlobe.



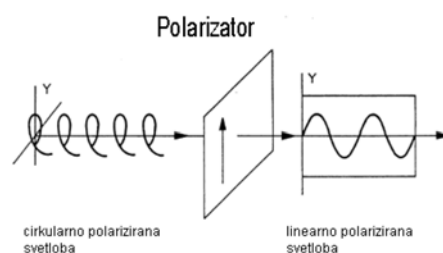
Slika 7: Prepuščanje (a) in blokiranje (b) svetlobe pri prehodu skozi polarizator.

Pojav se uporablja tudi pri 3-D prikazovalnikih, kjer so prikazani dve rahlo različni 2-D sliki, po vsaka za eno gledalčevo oko. Ti dve, z različnimi očesi, sprejeti sliki se v možganih interpretirata kot ena 3-D slika. Ti dve ločeni različni sliki je mogoče prikazati na več različnih načinov, pri čemer je najbolj običajna uporaba očal. Pri enem načinu prikazovalnik polarizira sliki in polarizator v očalih zagotovi, da prava slika pride do pravega očesa. V drugem načinu so očala uporabljena kot preklopne zapore sinhronizirane z hitro spremembo slik na zaslonu, tako da vsako oko vidi njemu namenjeno sliko. Prvi primer je zahteven za prikazovalnik in lažji za očala, ki so povsem pasivna naprava, kar omogoča lahko izvedbo, ki ni draga. Druga možnost je enostavnejša za prikazovalnik, če je le dovolj hiter, da preklaplja med prikazom ene in druge slike. V tem primeru uporabljena aktivna očala so zapletenejša za izdelavo, težja in nenazadnje dražja. Tako v primeru preklapljanja, kot v primeru izločanja pravilne polarizacije (linearne ali krožne) se uporabljajo polarizacijske snovi.



Slika 8: Prikaz delovanja pasivnih in aktivnih očal.

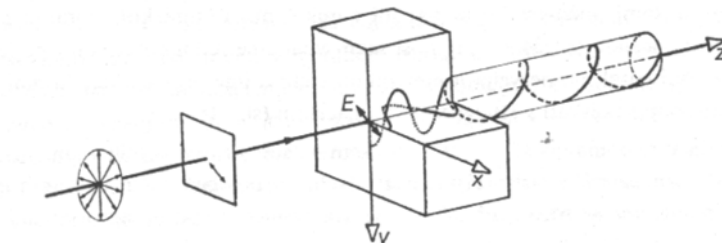
S pomočjo polarizatorja se krožno polarizirana svetloba spremeni v linearno polarizirano kot prikazuje slika 9. Tudi nepolarizirana svetloba na vhodu polarizatorja se spremeni v linearno polarizirano. V splošnem se katerakoli vhodna polarizacija spremeni v linearno.



Slika 9: Spreminjanje krožne polarizacije v linearno.

### 3.1.2. $\lambda/4$ ploščica

S ploščico iz dvolomnega kristala, ki ima mejno ploskev vzporedno z optično osjo, dobimo iz linearno polariziranega valovanja krožno polarizirano valovanje. Metoda temelji na dejstvu, da sta hitrosti različno polariziranih valovanj v dvolomnem kristalu različni. Polarizacijska ravnina linearno polarizirane vpadne svetlobe mora biti nagnjena po kotom  $45^\circ$  proti optični osi.



Slika 10: Nastanek krožno polariziranega valovanja iz linearno polariziranega valovanja v ploščici  $\lambda/4$ .

#### Primer:

Dvolomna snov ima za TE polarizacijo lomni količnik  $n_{TE}=2,05$ , za TM polarizacijo pa lomni količnik  $n_{TM}=2,20$ . Izračunajte debelino  $\lambda/4$  ploščice, ki jo izdelamo iz navedene snovi! Ploščico uporabljamo za pretvorbo linearno polarizirane svetlobe HeNe laserja z valovno dolžino  $\lambda_0=632,8$  nm (v praznem prostoru) v krožno polarizirano svetlobo.

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

$$k_{TM} = \frac{2\pi}{\lambda_{TM}} = \frac{2\pi}{\frac{\lambda_0}{n_{TM}}}$$

$$k_{TE} = \frac{2\pi}{\lambda_{TE}} = \frac{2\pi}{\frac{\lambda_0}{n_{TE}}}$$

$$\Delta\varphi = k_{TM}d - k_{TE}d = n_{TM}k_0d - n_{TE}k_0d = (n_{TM} - n_{TE})\frac{2\pi}{\lambda_0}d$$

$$d = \frac{\lambda_0}{4(n_{TM} - n_{TE})} = \underline{\underline{1,055 \mu\text{m}}}$$

horizontalna polarizacija (HP) = TE

vertikalna polarizacija (VP) = TM

Po ploščici se širita obe komponenti valovanji z različnima hitrostma.

Valovanje, ki izstopa iz ploščice, je krožno polarizirano, če je ta razlika lihi mnogokratnik  $\frac{1}{2} \pi$ . Debelina ploščice mora biti torej enaka lihemu mnogokratniku  $\frac{1}{2} \pi$ .

Velja pa tudi obratno, če na ploščico  $\lambda/4$  vpada krožno polarizirana svetloba, dobimo na izstopu linearno polarizirano svetlobo, ki niha v smeri  $45^\circ$  glede na optično os. Glede na to, koliko ploščic uporabimo lahko dobimo levo, ali desnosučno krožno polarizirano svetlobo.

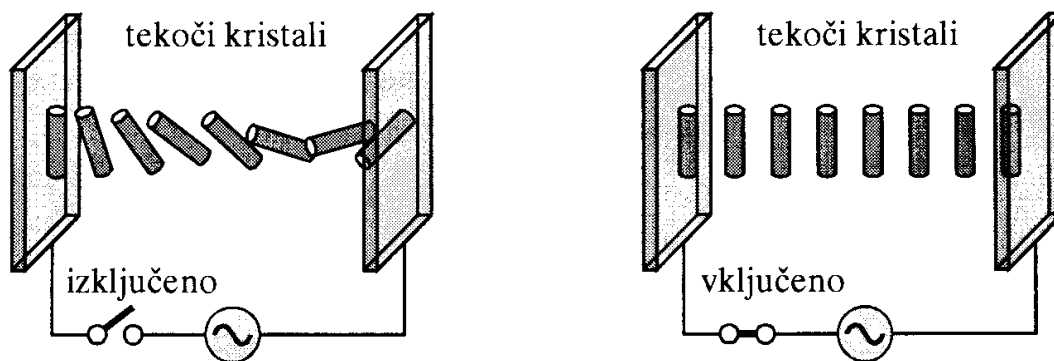
### 3.1.3 Prikazovalniki s tekočimi kristali

Tekoči kristali so organske snovi z zelo dolgimi molekulami, ki imajo v električnem polju posebne lastnosti, vendar kristalne strukture.

Tekoči kristali prepuščajo le svetlobo, ki je enako polarizirana kot so usmerjene molekule tekočih kristalov.

Če so molekule tekočih kristalov orientirane navpično, bodo prepuščale le navpično polarizirano svetlobo, ki pa jo kristali z globino zasujejo za 90° in tako dobimo na izhodu vodoravno polarizirano svetlobo.

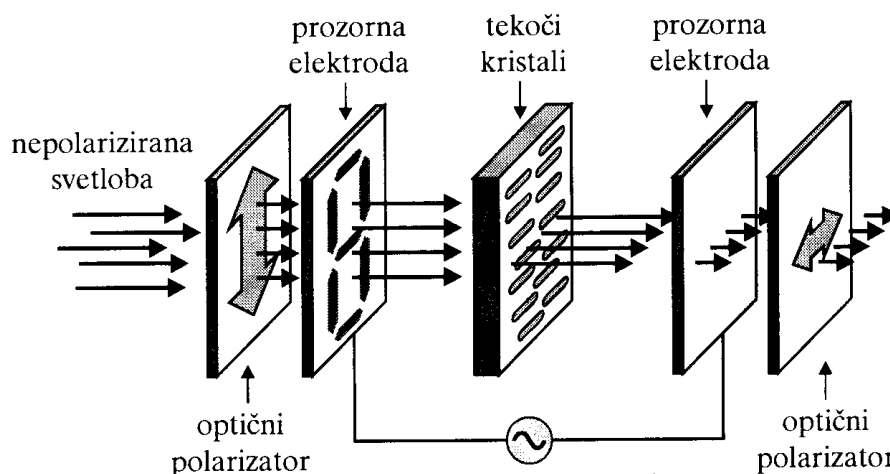
Ko pa med elektrode priključimo električno napetost, se vse molekule tekočega kristala razporedijo v eno smer in spremembe polarizacije za 90° ni in prepuščajo navpično polarizirano svetlobo.



Slika 11: Obnašanje tekočega kristala v električnem polju.

Prikazovalnik s tekočimi kristali (angl. liquid crystal display - LCD) je zgrajen iz dveh optičnih polarizatorjev, prevodnih elektrod ter vmesne celice, kjer so zaprti tekoči kristali (debeline do nekaj 10  $\mu\text{m}$ ).

Tekoče kristale postavimo med dva optična polarizatorja – s prvim prepuščamo le navpično polarizirano svetlobo, drugi pa prepušča le vodoravno polarizirano svetlobo. Če na kristalih ni napetosti, bo izhodna svetloba polarizirana vodoravno in jo bo zato vodoravni optični polarizator prepuščal. Če pa na kristale pritismo napetost (zasuka na kristalih ne bo), zato navpično polarizirana svetloba ne bo mogla skozi vodoravni optični polarizator – površina bo postala črna.



Slika 12: Prikazovalnik s tekočimi kristali.

Poznamo transmisijske – vir svetlobe je postavljen za prikazovalnikom in refleksijske – svetloba se na zadnji strani odbije v ogledalu.

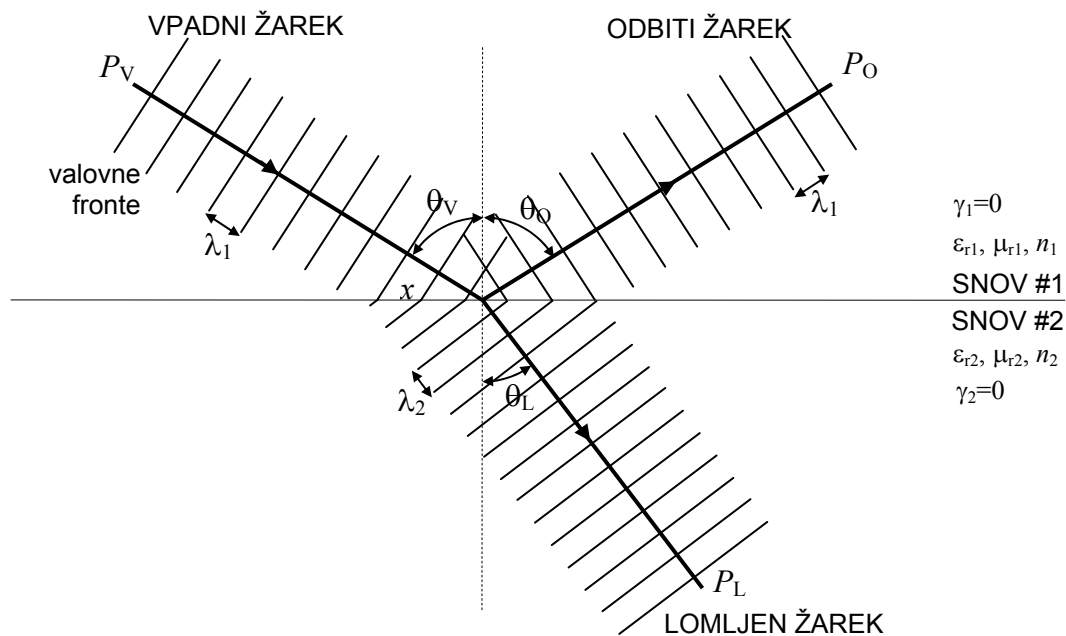
## 4. Pojavi na meji dveh dielektrikov

Elektromagnetno valovanje se lahko razširja po praznem prostoru ali snovi, vendar ena sama snov ne more voditi valovanja, zato si bomo ogledali kombinacije vsaj dveh snovi. V tem poglavju se bomo osredotočili na pojave, ki nastajajo na meji dveh dielektrikov.

### 4.1. Odbojni in lomni zakon

Poševni vpad transverzalnega elektromagnetnega (TEM) vala na mejo med dvema brezizgubnima snovema prikazuje slika 1. Vpadni žarek vpada pod kotom  $\theta_v$ , odbiti žarek se odbije pod kotom  $\theta_o$  in lomljeni žarek izstopa pod kotom  $\theta_L$ , pri čemer je kot vedno definiran glede na normalo.

Vpadno valovanje ima valovne fronte, ki so pravokotne na smer širjenja valovanja in razmaknjene za razdaljo enaki valovni dolžini v prvem prostoru  $\lambda_1$ . Tudi odbito valovanje ima valovne fronte, ki so pravokotne na smer širjenja valovanja in razmaknjene za razdaljo enaki valovni dolžini v prvem prostoru  $\lambda_1$ , saj potuje po isti snovi, kot vpadni žarek. Lomljeno valovanje ima valovne fronte razmaknjene za  $\lambda_2$ , ker potuje po drugi snovi.



Slika 1: Vpad žarka na mejo dveh snovi.

Dolžine projekcije  $x$  so v vsaki točki na meji dveh snovi enake, saj mora biti prehod valovnih front na meji dveh snovi zvezen. Dolžine projekcij za vse tri žarke znašajo

$$x = \frac{\lambda_1}{\sin \theta_v} = \frac{\lambda_1}{\sin \theta_o} = \frac{\lambda_2}{\sin \theta_L}. \quad (1)$$

Ker valovanje v primeru vpadnega in odbitega žarka potuje po snovi 1, sta valovna dolžina vpadnega in odbitega žarka enaki. Torej sta vpadni in odbiti kot enaka. To dejstvo imenujemo **odbojni zakon**.

$$\theta_v = \theta_o. \quad (2)$$

Poiščimo še zakonitost med vpadnim in lomljenim kotom.

$$\frac{\lambda_1}{\sin \theta_v} = \frac{\lambda_2}{\sin \theta_L}. \quad (3)$$

V tem zapisu lahko valovni dolžini izrazimo z valovno dolžino v praznem prostoru, pri čemer je potrebno upoštevati skaliranje z lomnim količnikom posamezne snovi.

$$\frac{\lambda_0/n_1}{\sin \theta_V} = \frac{\lambda_0/n_2}{\sin \theta_L} \quad (4)$$

Valovne dolžine lahko krajšamo in dobimo izraz

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \theta_L}{\sin \theta_V}, \quad (5)$$

kar imenujemo **Shnellov lomni zakon**.

Razmerje lomnih količnikov lahko zapišemo tudi z razmerjem hitrosti v snoveh.

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{\sin \theta_L}{\sin \theta_V} \quad (6)$$

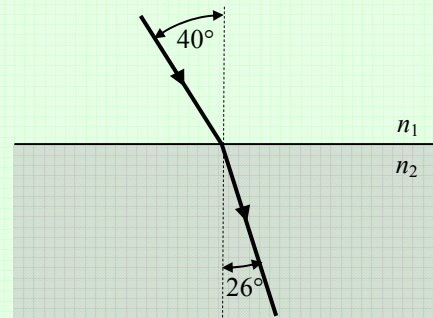
**Primer:**

Žarek z valovno dolžino  $\lambda_1=500$  nm potuje po zraku ( $n_1=1$ ) in vpade na transparentno snov. Vpadni žarek oklepa proti normalni kot  $\theta_1=40^\circ$ . Lomljeni žarek oklepa proti normalni kot  $\theta_2=26^\circ$ . Poišči lomni količnik snovi  $n_2$ ! Kolikšna je valovna dolžina svetlobe v snovi  $\lambda_2$ ?

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

$$n_2 = \frac{n_1 \sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{0,643}{0,438} = \underline{\underline{1,47}}$$

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{n_2} = \frac{500 \text{ nm}}{1,47} = \underline{\underline{340 \text{ nm}}}$$



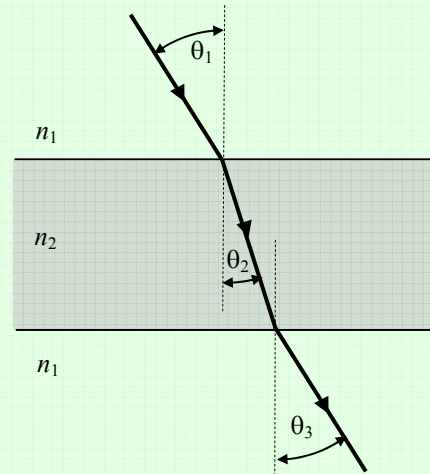
**Primer:**

Žarek vpade iz zraka ( $n_1$ ) na transparentno snov pod kotom  $\theta_1$ . Po preletu snovi z lomnim količnikom  $n_2$  vstopi ponovno v zrak. Koliko znaša izstopni kot iz snovi  $\theta_3$ ?

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \quad \sin \theta_3 = \frac{n_2}{n_1} \sin \theta_2$$

$$\sin \theta_3 = \frac{n_2}{n_1} \cdot \left( \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \right) = \sin \theta_1$$

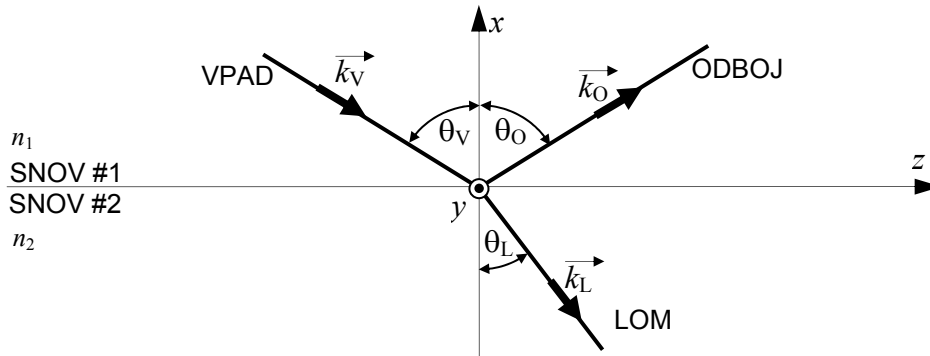
$$\underline{\underline{\theta_3 = \theta_1}}$$



Predhodna izpeljava odbojnega in lomnega zakona temelji na geometrijski optiki, pri čemer je valovanje obravnavano kot žarek. Do odbojnega in lomnega zakona pa je mogoče priti tudi s pomočjo valovne optike, tako da se obravnava valovne vektorje vpadnega, odbitega in lomljenega valovanja, ki jih prikazuje slika 2. Valovni vektor ima v splošnem tri komponente.

$$\vec{k} = \vec{1}_x k_x + \vec{1}_y k_y + \vec{1}_z k_z \quad (7)$$

Glede na orientacijo koordinatnega sistema in vpadnega valovanja, kot to prikazuje spodnje slika, je valovno število  $k_y = 0$ .



Slika 2: Valovni vektorji pri vpadu valovanja na mejo dveh snovi.

V prvi snovi se nahaja vpadno in odbojno valovanje, katerih valovna vektorja sta po absolutni vrednosti enaka

$$|\vec{k}_V| = |\vec{k}_O| = k_1 = n_1 \frac{\omega}{c_0} = n_1 k_0 \quad (8)$$

Njuna vektorja pa znašata

$$\vec{k}_V = \vec{i}_x k_{Vx} + \vec{i}_z k_{Vz} \quad (9)$$

$$\vec{k}_O = \vec{i}_x k_{Ox} + \vec{i}_z k_{Oz} \quad (10)$$

V drugi snovi se nahaja lomljeni val, katerega valovni vektor po absolutni vrednosti znaša

$$|\vec{k}_L| = k_2 = n_2 \frac{\omega}{c_0} = n_2 k_0 \quad (11)$$

Zapišemo pa ga kot

$$\vec{k}_L = \vec{i}_x k_{Lx} + \vec{i}_z k_{Lz} \quad (12)$$

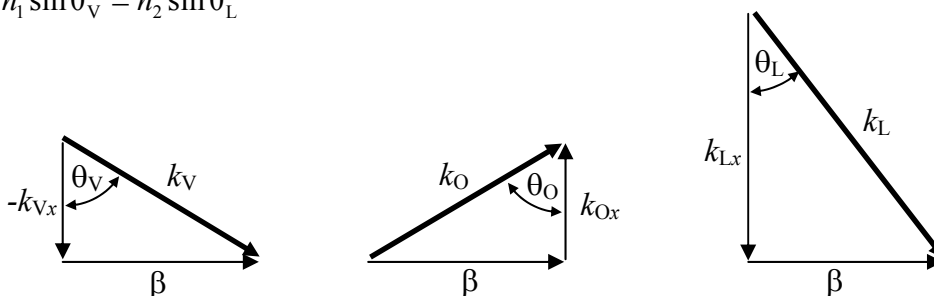
Na mejni ravnini morajo polja izpolnjevati mejne pogoje, ki narekujejo zvezen prehod tangencialnih komponent električnega in magnetnega polja. Enakost tangencialnih komponent terja hkrati enakost amplitude in enakost faze polja. Enakost faze je zagotovljena le, če je komponenta hitrosti v smeri osi  $z$  vseh treh valov enaka. To hkrati pomeni, da so ustrezne komponente fazne konstante enake, torej

$$k_{1Vz} = k_{1Oz} = k_{2Lz} = \beta \quad (13)$$

Vse tri valovne vektorje po komponentah predstavlja slika 3. Iz primerjave slik razstavljenih valovnih vektorjev v prvem prostoru je razviden odbojni zakon. Ko pa primerjamo  $z$  komponente faznih konstant v prvem in drugem prostoru, pridemo do lomnega zakona.

$$\beta = k_1 \sin \theta_V = k_2 \sin \theta_L \quad (14)$$

$$n_1 \sin \theta_V = n_2 \sin \theta_L \quad (15)$$



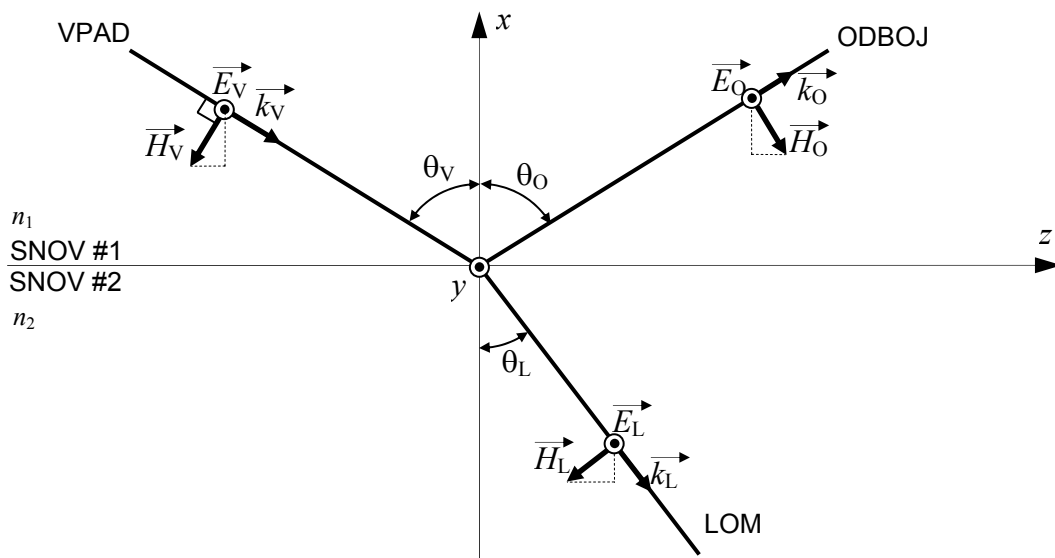
Slika 3: Po komponentah razstavljeni valovni vektorji pri vpadu valovanja na mejo dveh snovi.

## 4.2. Delitev moči med odbitim in lomljenim žarkom

Sedaj, ko poznamo odbojni in lomni zakon elektromagnetnega valovanja, nas bo zanimalo, kako se deli moč vpadnega žarka na moč odbitega žarka in moč lomljenega žarka. Elektromagnetno valovanje je prečno valovanje in delitev moči je odvisna od smeri vektorjev električne poljske jakosti in magnetne poljske jakosti. Tako ločimo transverzalno električni (TE) primer, ko je električno polje vzporedno meji snovi (horizontalna polarizacija oziroma vodoravna polarizacija), in transverzalno magnetni (TM) primer, ko je magnetno polje vzporedno meji snovi (vertikalna polarizacija oziroma pokončna polarizacija).

### 4.2.1. TE primer vpada elektromagnetnega valovanja na mejo dveh snovi

Poševni vpad TE vala na mejo med dvema snovema prikazuje slika 4. Obravnavajmo odboj ravninskega elektromagnetnega vala na meji dveh dielektrikov brez izgub. TE val prihaja iz prve snovi z lomnim količnikom  $n_1$  v drugo snov z lomnim količnikom  $n_2$ .



Slika 4: Vpad TE valovanja na mejo dveh snovi.

Električna poljska jakost naj bo vzporedna z mejno ravnino med snovema. Izberemo jo tako, da je vzporedna z osjo  $y$ , pri čemer vpadni, odbiti in lomljeni val električne poljske jakosti zapišemo kot

$$\vec{E}_V = \vec{1}_y E_V; \quad \vec{E}_O = \vec{1}_y E_O; \quad \vec{E}_L = \vec{1}_y E_L. \quad (16)$$

Magnetna poljska jakost leži v vpadni ravnini. Vpadni, odbiti ter lomljeni val magnetne poljske jakosti zapišemo kot

$$\vec{H}_V = \vec{1}_x H_{Vx} + \vec{1}_z H_{Vz}; \quad \vec{H}_O = \vec{1}_x H_{Ox} + \vec{1}_z H_{Oz}; \quad \vec{H}_L = \vec{1}_x H_{Lx} + \vec{1}_z H_{Lz} \quad (17)$$

Pri čemer posamezne komponente zapišemo kot

$$H_{Vx} = -H_V \sin \theta_V = -\frac{E_V}{Z_1} \sin \theta_V; \quad H_{Vz} = -H_V \cos \theta_V = -\frac{E_V}{Z_1} \cos \theta_V \quad (18)$$

$$H_{Ox} = -\frac{E_O}{Z_1} \sin \theta_O; \quad H_{Oz} = \frac{E_O}{Z_1} \cos \theta_O \quad (19)$$

$$H_{Lx} = -\frac{E_L}{Z_2} \sin \theta_L; \quad H_{Lz} = -\frac{E_L}{Z_2} \cos \theta_L \quad (20)$$



Poglejmo pogoje za prestop meje snovi. Na mejni ravnini je nujen zvezen prehod tangencialnih komponent električnega in magnetnega polja, kar narekuje enakost amplitud električne poljske jakosti in magnetne poljske jakosti v smeri osi  $z$ .

Prestopni pogoj za električno poljsko jakost izenačuje vsa polja v prvi snovi in vsa polja v drugi snovi.

$$E_V + E_O = E_L \quad (21)$$

Pri čemer poznamo električno poljsko jakost vpadnega valovanja  $E_V$ , električno poljsko jakost odbitega  $E_O$  in lomljenega  $E_L$  valovanja pa sta iskani veličini.

Prestopni pogoj za magnetno poljsko jakost izenačuje tangencialne komponente

$$H_{Vz} + H_{Oz} = H_{Lz}, \quad (22)$$

kar lahko zapišemo

$$-\frac{E_V}{Z_1} \cos\theta_V + \frac{E_O}{Z_1} \cos\theta_O = -\frac{E_L}{Z_2} \cos\theta_L \quad (23)$$

Po odbojnem zakonu velja  $\theta_V = \theta_O$ , kar pomeni, da prejšnji izraz lahko poenostavimo

$$(E_V - E_O) \frac{\cos\theta_V}{Z_1} = E_L \frac{\cos\theta_L}{Z_2} \quad (24)$$

Definirajmo odbojnost TE polja kot razmerje med amplitudo električnega polja odbitega vala in amplitudo električnega polja vpadnega vala pri  $x=0$ .

$$\Gamma_{TE} = \frac{E_O}{E_V} \quad (25)$$

Iz sistema enačb, ki ga tvorita zapisa (21) in (24), dobimo

$$(E_V - E_O) \frac{\cos\theta_V}{Z_1} = (E_V + E_O) \frac{\cos\theta_L}{Z_2}, \quad (26)$$

$$E_V \left( \frac{\cos\theta_V}{Z_1} - \frac{\cos\theta_L}{Z_2} \right) = E_O \left( \frac{\cos\theta_V}{Z_1} + \frac{\cos\theta_L}{Z_2} \right), \quad (27)$$

kar nam da za odbojnost

$$\Gamma_{TE} = \frac{E_O}{E_V} = \frac{\frac{\cos\theta_V}{Z_1} - \frac{\cos\theta_L}{Z_2}}{\frac{\cos\theta_V}{Z_1} + \frac{\cos\theta_L}{Z_2}}. \quad (28)$$

V dielektriku (neferomagnetiku) velja  $Z_1 = \frac{Z_0}{n_1}$  in  $Z_2 = \frac{Z_0}{n_2}$ , kar nam spremeni zapis za odbojnost v

$$\Gamma_{TE} = \frac{n_1 \cos\theta_V - n_2 \cos\theta_L}{n_1 \cos\theta_V + n_2 \cos\theta_L}. \quad (29)$$

Kosinus lomljenega kota lahko s pomočjo lomnega zakona izrazimo z vpadnim kotom.

$$\cos\theta_L = \sqrt{1 - \sin^2\theta_L} = \sqrt{1 - \left( \frac{n_1}{n_2} \sin\theta_V \right)^2} \quad (30)$$

Odbojnost TE polja je potemtakem

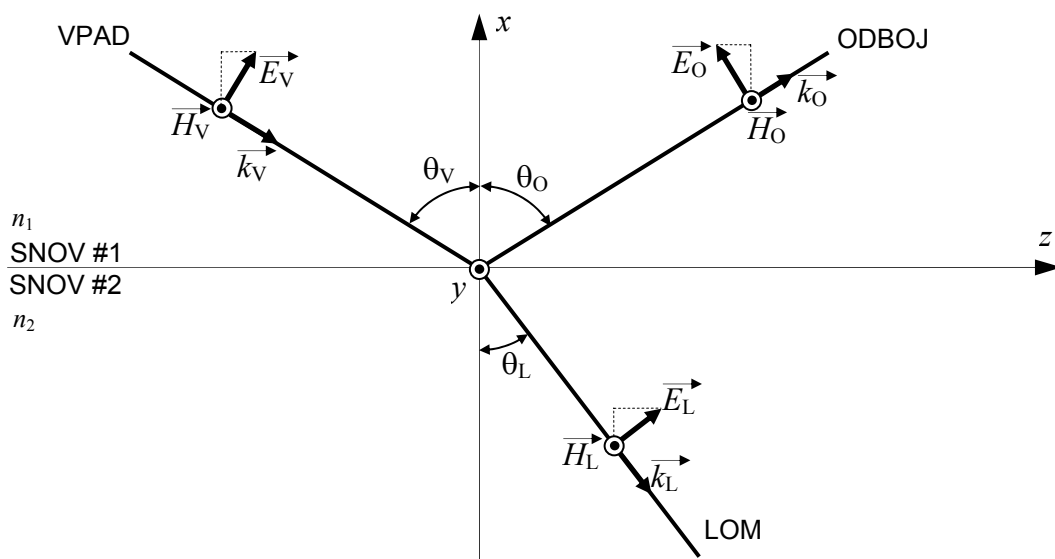
$$\Gamma_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_V - n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_V}}{n_1 \cos \theta_V + n_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_V}}. \quad (31)$$

Če celotno enačbo delimo z  $n_1$ , dobimo zapis, ki definira jakost odbitega električnega polja. Imenujemo ga Fresnelov izraz za odbojnost TE valovanja.

$$\Gamma_{TE} = \frac{\cos \theta_V - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_V}}{\cos \theta_V + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_V}}. \quad (32)$$

#### 4.2.2. TM primer vpada elektromagnetnega valovanja na mejo dveh snovi

Poševni vpad TM vala na mejo med dvema snovema prikazuje slika 5. Obravnavajmo odboj ravninskega elektromagnetnega vala na meji dveh dielektrikov brez izgub.



Slika 5: Vpad TM valovanja na mejo dveh snovi.

Magnetna poljska jakost naj bo vzporedna z mejno ravnino med snovema. Izberemo jo tako, da je vzporedna z osjo  $y$ , pri čemer vpadni, odbiti in lomljeni val električne poljske jakosti zapišemo kot

$$\vec{H}_V = \vec{1}_y H_V; \quad \vec{H}_O = \vec{1}_y H_O; \quad \vec{H}_L = \vec{1}_y H_L. \quad (33)$$

Električna poljska jakost leži v vpadni ravnini in vpadni, odbiti in lomljeni val električne poljske jakosti zapišemo kot

$$\vec{E}_V = \vec{1}_x E_{Vx} + \vec{1}_z E_{Vz}; \quad \vec{E}_O = \vec{1}_x E_{Ox} + \vec{1}_z E_{Oz}; \quad \vec{E}_L = \vec{1}_x E_{Lx} + \vec{1}_z E_{Lz} \quad (34)$$

$$E_{Vx} = E_V \sin \theta_V; \quad E_{Vz} = E_V \cos \theta_V \quad (35)$$

$$E_{Ox} = E_O \sin \theta_O ; \quad E_{Oz} = -E_O \cos \theta_O \quad (36)$$

$$E_{Lx} = E_L \sin \theta_L ; \quad E_{Lz} = E_L \cos \theta_L \quad (37)$$

Tudi tu velja, da morajo na mejni ravnini polja izpolnjevati mejne pogoje, ki narekujejo zvezen prehod tangencialnih komponent električnega in magnetnega polja. Enakost tangencialnih komponent terja tudi enakost amplitude polja. Prestopni pogoj za magnetno poljsko jakost izenačuje vsa polja v prvi snovi in vsa polja v drugi snovi.

$$H_V + H_O = H_L \quad (38)$$

Ker je odbojnost definirana z električnimi poljskimi jakosti je potrebno prestopne pogoje za magnetno poljsko jakost zapisati

$$\frac{E_V}{Z_1} + \frac{E_O}{Z_1} = \frac{E_L}{Z_2} \quad (39)$$

Prestopni pogoj za tangencialno komponento električne poljske jakosti zapišemo

$$E_{Vz} + E_{Oz} = E_{Lz}, \quad (40)$$

$$E_V \cos \theta_V - E_O \cos \theta_O = E_L \cos \theta_L. \quad (41)$$

Po odbojnem zakonu velja  $\theta_V = \theta_O$ .

$$(E_V - E_O) \cos \theta_V = E_L \cos \theta_L \quad (42)$$

Tudi odbojnost TM polja je definirana kot razmerje med amplitudo električnega polja odbitega vala in amplitudo električnega polja vpadnega vala pri  $x=0$ .

$$\Gamma_{TM} = \frac{E_O}{E_V} \quad (43)$$

Iz sistema enačb, ki ga tvorita zapisa (33) in (37) dobimo

$$(E_V - E_O) \cos \theta_V = \frac{Z_2}{Z_1} (E_V + E_O) \cos \theta_L, \quad (44)$$

kar nam da za odbojnost

$$\Gamma_{TM} = \frac{E_O}{E_V} = \frac{Z_1 \cos \theta_V - Z_2 \cos \theta_L}{Z_1 \cos \theta_V + Z_2 \cos \theta_L}. \quad (45)$$

Vidimo, da se izraz za odbojnost TM od izraza za odbojnost TE (28) razlikuje po tem, da so valovne impedance v tem primeru v števcu in ne v imenovalcu.

V dielektriku (neferomagnetiku) velja  $Z_1 = \frac{Z_0}{n_1}$  in  $Z_2 = \frac{Z_0}{n_2}$ , kar nam spremeni zapis za odbojnost v

$$\Gamma_{TM} = \frac{\frac{\cos \theta_V}{n_1} - \frac{\cos \theta_L}{n_2}}{\frac{\cos \theta_V}{n_1} + \frac{\cos \theta_L}{n_2}}. \quad (46)$$

Ko celotno enačbo množimo z  $n_2$  in kosinus lomljenega kota nadomestimo s pomočjo lomnega zakona oziroma z izrazom (23), dobimo

$$\Gamma_{TM} = \frac{\frac{n_2}{n_1} \cos \theta_v - \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_v\right)^2}}{\frac{n_2}{n_1} \cos \theta_v + \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \theta_v\right)^2}}. \quad (47)$$

Če sedaj enačbo množimo s razmerjem med  $n_2$  in  $n_1$ , dobimo odbojnost TM polja. Ta zapis imenujemo Fresnelov izraz za odbojnost TM valovanja.

$$\Gamma_{TM} = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \theta_v - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_v}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \theta_v + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_v}}. \quad (48)$$

### 4.2.3. Razmerje moči med vpadnim, odbitim in lomljenim žarkom

V prejšnjih izvajanjih smo prišli do izrazov za odbojnost pri TE in TM primeru vpadnega valovanja na mejo dveh snovi. V primeru vpadnega transverzalnega elektromagnetnega (TEM) valovanja moramo polje razčleniti in za vsako komponento posebej izračunati vrednosti odbitega polja, glede na podane odbojnosti. Če je vpadna svetloba nepolarizirana, potem se električno polje enakomerno deli na TE in TM komponento.

$$\vec{E}_v = \vec{E}_{v,TE} + \vec{E}_{v,TM} \quad (49)$$

$$E_{o,TE} = E_{v,TE} \cdot \Gamma_{TE} \quad (50)$$

$$E_{o,TM} = E_{v,TM} \cdot \Gamma_{TM} \quad (51)$$

Jakost lomljenega električnega polja za en in drug primer računamo kot

$$E_{L,TE} = E_{v,TE} + E_{o,TE} = E_{v,TE} + E_{v,TE} \Gamma_{TE} = E_{v,TE} (1 + \Gamma_{TE}). \quad (52)$$

$$E_{L,TM} = E_{v,TM} + E_{o,TM} = E_{v,TM} + E_{v,TM} \Gamma_{TM} = E_{v,TM} (1 + \Gamma_{TM}). \quad (53)$$

Poglejmo sedaj, kako se skupna moč valovanja deli med vpadni, odbiti in lomljeni žarek (slika 6). Jakost polja je podana kot

$$S = \frac{|E|^2}{2Z} \quad (54)$$

Kar pomeni, da sta jakost odbitega in vpadnega žarka povezana s kvadratom odbojnosti

$$S_o = S_v |\Gamma|^2 \quad (55)$$

Moč vpadnega žarka je enaka produktu jakosti vpadnega polja in površine na katero vпада.

$$P = A \cdot S \quad (56)$$

Torej je moč odbitega žarka tudi enaka produktu moči vpadnega žarka s kvadratom odbojnosti

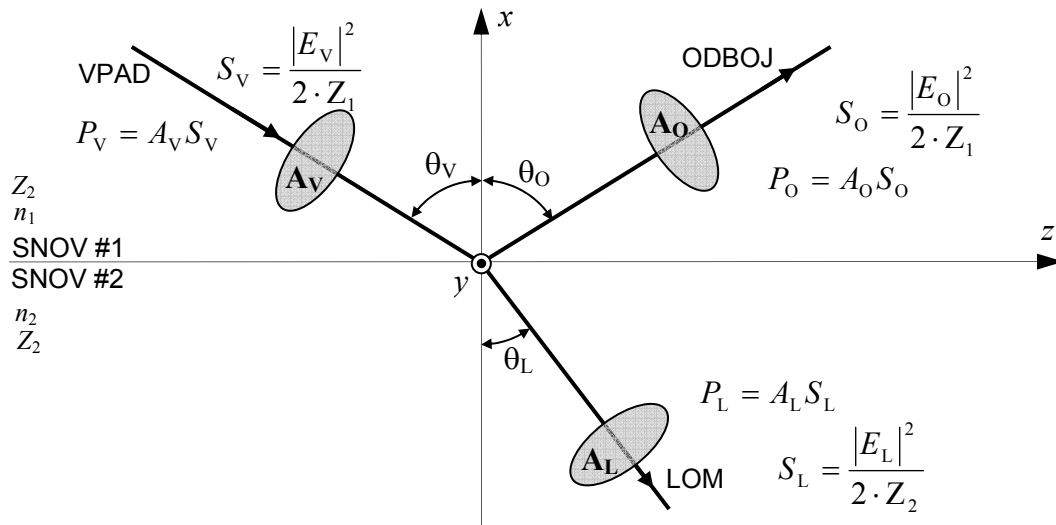
$$P_o = P_v |\Gamma|^2 \quad (57)$$

Vpadna in odbita površina žarka sta enaki, medtem ko je površina lomljenega žarka odvisna od lomnega kota in različna od površin v zgornjem prostoru.

$$A_v = A_o \neq A_L \quad (58)$$

V primeru, da ima vpadni žarek okrogli prerez ima tudi obiti žarek krožni prerez. Lomljeni žarek v drugo snov pa ima eliptični prerez. Moč lomljenega žarka se zato izračuna kot razlika

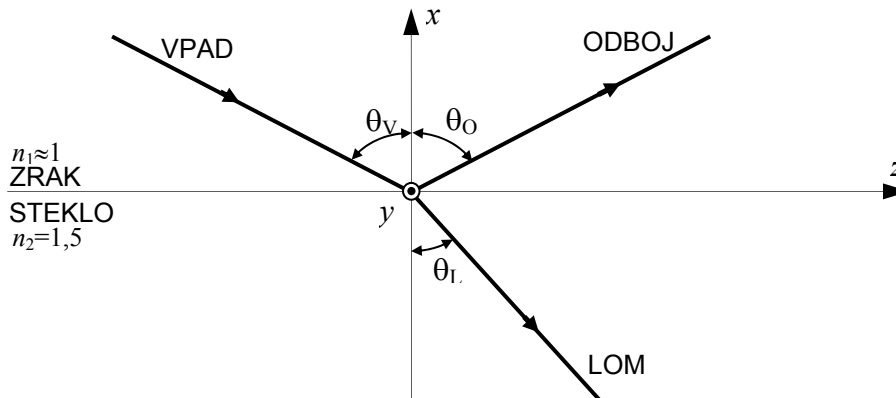
$$P_L = P_V - P_O = P_V(1 - |\Gamma|^2) \tag{59}$$



Slika 6: Razmerje moči.

#### 4.2.4. Vpad transverzalnega elektromagnetnega valovanja iz zraka na steklo

Obravnavajmo sedaj primer, ko je lomni količnik druge snovi večji od lomnega količnika prve snovi  $n_2 > n_1$ . Oglejmo si konkretni primer, ko transverzalno elektromagnetno (TEM) valovanje vpadne iz zraka z lomnim količnikom približno 1 v steklo z lomnim količnikom 1,5.

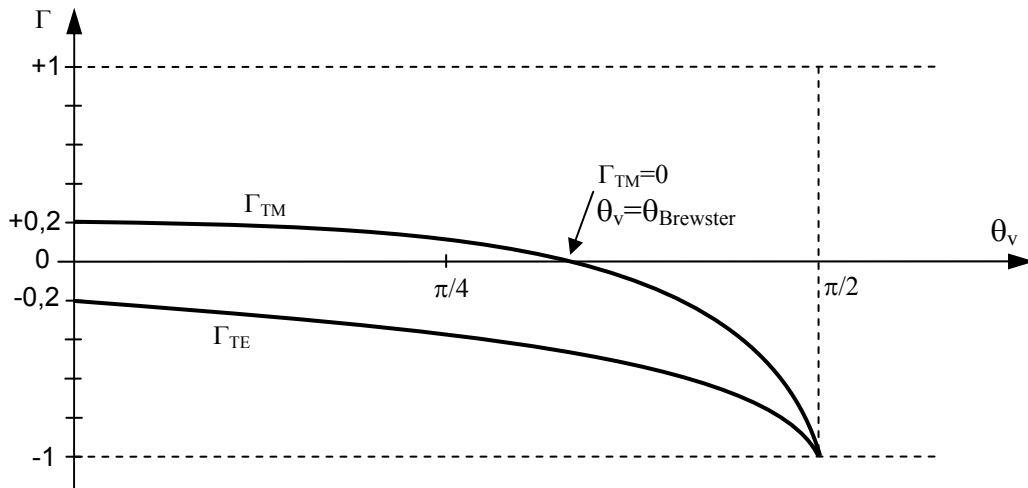


Slika 7: Vpad TEM valovanja na mejo zrak – steklo.

V primeru, da valovanje vpadna na mejo pravokotno oziroma poševni dobimo za odbojnosti vrednosti, ki jih prikazuje tabela 1. Pri poševnem vpadu  $\theta_v = \pi/2$  je odboj 100%. Celoten potek odbojnosti pri vmesnih kotih je prikazan na sliki 8.

$\theta_v$	$\Gamma_{TE}$	$\Gamma_{TM}$
0	-0,2	+0,2
$\pi/2$	-1	-1

Tabela 1: Vrednosti TE in TM odbojnosti za skrajne primere vpadnega kota.



Slika 8: Graf odbojnosti TE in TM valovanja pri vpadu na mejo zrak – steklo.

**Primer:**

Sončna svetloba s pretokom moči  $S$  vpada pravokotno iz zraka ( $n_1=1$ ) na steklo z lomnim količnikom  $n=1,5$ . Koliko procentov moči svetlobe se odbije nazaj v zrak? Koliko procentov moči svetlobe preide naprej?

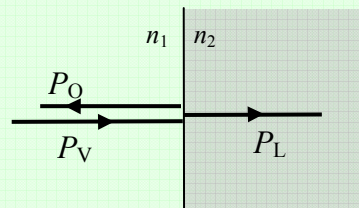
$$P = S \cdot A$$

Pretok moči  $S$  je velikost Poyntingovega vektorja, ki izraža površinsko gostoto vpadnega svetlobnega toka  $W/m^2$ , kjer je  $P$  moč, ki jo pravokotno prestreza ploskvica površine  $A$ .

$$S = \frac{|E|^2}{2Z}$$

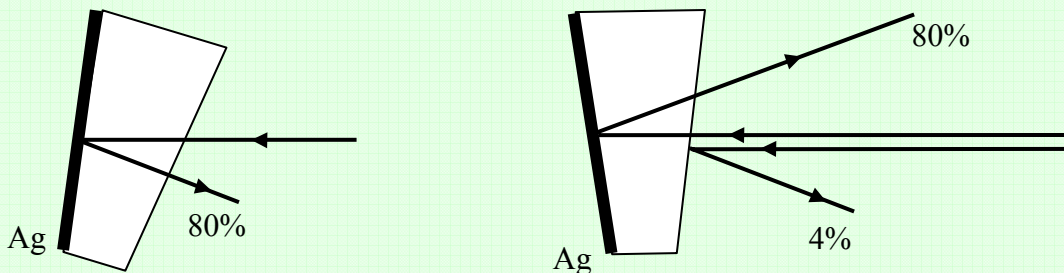
$$P_O = P_V \cdot |\Gamma|^2 = 4\% \cdot P_V$$

$$P_L = P_V \cdot (1 - |\Gamma|^2) = 96\% \cdot P_V$$



**Primer:**

Ta pojav izkorišča vzvratno ogledalo pri avtomobilih. Podnevi je ogledalo na normalni poziciji in imamo 80% odboja od kovinskega srebrnega (Ag) zrcala. Ponoči ogledalo obrnemo v strop avtomobila in izkoriščamo 4% odboj, da nas luči avtomobilov, ki vozijo za nami ne slepijo.



Iz grafa na sliki 8 vidimo, da se pri nekem vpadnem kotu TM valovanje čisto nič ne odbije, ampak se samo lomi. Ta kot imenujemo Brewsterjev kot  $\theta_B$  po škotskem fiziku. Poskušajmo ga določiti.

$$\Gamma_{TM} = 0 = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos^2 \theta_B - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_B} \quad (60)$$

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^4 \cos^2 \theta_B = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \theta_B \quad (61)$$

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^4 \cos^2 \theta_B = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - (1 - \cos^2 \theta_B) \quad (62)$$

$$\cos^2 \theta_B = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - 1}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^4 - 1} = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - 1}{\left(\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + 1\right) \cdot \left(\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - 1\right)} = \frac{1}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + 1} \quad (63)$$

$$\theta_B = \arccos \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + 1}} \quad (64)$$

Lahko pa poskusimo tudi drugače.

$$\frac{1}{\cos^2 \theta_B} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 + 1 \quad (65)$$

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 = \frac{1}{\cos^2 \theta_B} - 1 = \frac{1 - \cos^2 \theta_B}{\cos^2 \theta_B} = \frac{\sin^2 \theta_B}{\cos^2 \theta_B} = \operatorname{tg}^2 \theta_B \quad (66)$$

$$\theta_B = \operatorname{arctg} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) \quad (67)$$

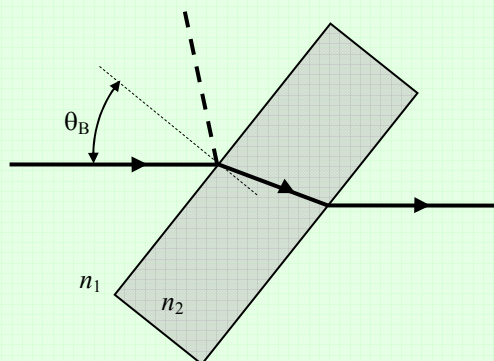
#### Primer:

Žarek s TM polarizacijo vpade iz zraka ( $n_1=1$ ) na transparentno snov ( $n_2=1,5$ ). Pri katerem vpadnem kotu ne dobimo odbitega žarka?

Odboja ni pri Brewsterjevem kotu  $\theta_B$ , ki znaša

$$\theta_B = \operatorname{arctg} \left( \frac{n_2}{n_1} \right) = \operatorname{arctg} \left( \frac{1,5}{1} \right)$$

$$\theta_B = 56,3^\circ$$



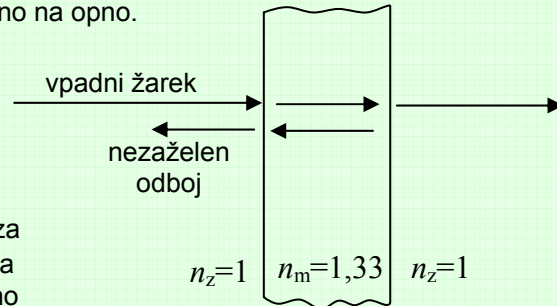
Brewsterjev odbojni kot poznajo tudi fotografi, ki s pomočjo polarizatorja izločijo neželene odboje od objektov, ki jih fotografirajo. Na ta način lahko na fotografiji izločijo bleščanje vodne gladine ali odsev na steklu.

V primerih, da je odboj valovanja nezaželen tudi pri ostalih polarizacijah in kotih ne samo pri Brewsterjevem kotu, se je potrebno posluževati drugačnih tehničnih rešitev, ki jih prikazujeta primera v nadaljevanju. Nezaželenega odboja se znebimo s pomočjo dodatnega odboja, ki je v protifazi s prvim odbojem, zato da se oba odboja med seboj ravno odštejeta. Za zagotovitev ustreznega pogoja je potrebno imeti točno izbrano debelino, kar pa pomeni, da rešitev deluje zgolj pri eni frekvenci oziroma valovni dolžini.

**Primer:**

Poišči debelino  $d$  milne opne z lomnim količnikom 1,33 z namenom, da dobimo oslabitev odboja rumene svetlobe ( $\lambda_0=580$  nm), ki vpada pravokotno na opno.

Vpadni žarek najprej trči v mejo med zrakom in milnico, kjer je delno prepuščen, delno pa se odbije. Odbiti žarek je v našem primeru nezaželen. Ker je lomni količnik milnice večji od lomnega količnika zraka, je odbiti žarek deležen za  $180^\circ$  fazne razlike. Prepuščeni del žarka vpade na mejo med milnico in zrakom, kjer je ponovno delno prepuščen, delno pa se odbije. V tem primeru odbiti žarek ni deležen fazne spremembe, ker potuje iz snovi z večjim lomnim količnikom v snov z manjšim lomnim količnikom. Fazna razlika med odbitima žarkoma znaša  $180^\circ$ . Poleg fazne razlike, ki je posledica odbojev, sta odbita žarka zamaknjena še za dvakratno debelino opne, ki jo prepotuje drugi odbiti žarek. Ker želimo, da se odbita žarka odštejeta (destruktivna interferenca), mora biti  $2d$  večkratnik valovne dolžine svetlobe v milnici.



$$2d = N \cdot \lambda = N \cdot \frac{\lambda_0}{n} \quad N=1, 2, 3, \dots$$

Najtanjša milna opna, ki izniči nezaželen odboj je debeline  $\lambda/2$ .

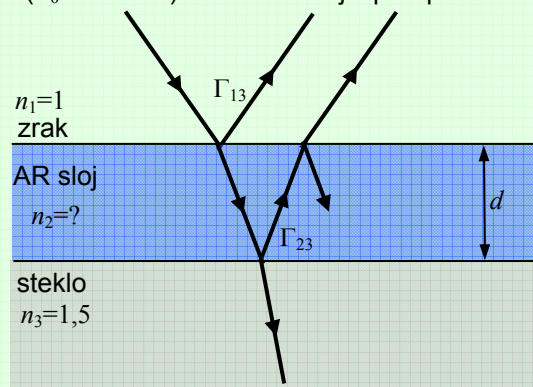
$$d = \frac{\lambda_0}{2n} = \frac{580 \text{ nm}}{2 \cdot 1,33} = \underline{\underline{218 \text{ nm}}}$$

Iz zgornjega primera vidimo, da je za optične frekvence stena, ki onemogoča nezaželen odboj zelo tanka. Mnogo bolj uporabna postane v radijskem področju, kjer se tovrstne stene uporabljajo kot ščit (radom) pred atmosferskimi vplivi pri antenah.

**Primer:**

Izračunaj lomni količnik antirefleksnega sloja, ki je nanesen na stekleno lečo z lomnim količnikom 1,5 v CD predvajalniku, ki uporablja infrardeči laser ( $\lambda_0=900$  nm). Pri računanju predpostavimo pravokoten vpad svetlobe na snov.

AR sloj za infrardečo svetlobo je potreben, da se svetloba od zgoščenke ne večkrat odbije. Če sta obe odbojnosti enakih predznakov in enaki, se odbita žarka ravno odštejeta.



$$\Gamma_{13} = \Gamma_{23}$$

$$\frac{1 - \frac{n_2}{n_1}}{1 + \frac{n_2}{n_1}} = \frac{1 - \frac{n_3}{n_2}}{1 + \frac{n_3}{n_2}}$$

$$n_2 = \sqrt{n_1 n_3} = \sqrt{1,5} = \underline{\underline{1,22}}$$

V tem primeru je AR sloj izdelan iz  $\text{MgF}_2$  (magnezijev difluorid).



**Primer:**

Izračunaj debelino antirefleksnega sloja iz prejšnjega primera.

Ko svetloba iz laserja vpade pravokotno na antirefleksni sloj, so del vstopi v antirefleksni sloj, del pa se jo odbije od le-te prevleke. Nekaj svetlobe, ki je vstopilo v prevleko, se na meji s steklom ponovno odbije od stekla, del pa jo potuje v steklo. Ker pri obeh prehodih skozi mejo svetloba prehaja iz redkejše snovi v gostejšo snov, sta oba odbita žarka deležna faznega premika za  $180^\circ$ . Drugi odbiti žarek po prevleki prepotuje dodatno pot dolžine  $2d$ , ki mora za primer destruktivne interference znašati  $\lambda/2$ .

$$2d = \lambda_2 / 2$$

$$d = \frac{\lambda_2}{4} = \frac{\lambda_0}{4 \cdot n_2} = \frac{900 \text{ nm}}{4 \cdot 1,22} = 184 \text{ nm}$$

Na laserju za branje zgoščenk vidimo lečo modre barve, ker je dvokratna frekvenca od infrardeče svetlobe ravno modra svetloba. Modra svetloba valovne dolžine 450 nm je pri debelini nanosa 184 nm deležna konstruktivne interference.

V primeru, da valovanje vpada iz zraka na snov v kateri so prisotne izgube v obliki prevodnosti, lahko Fraselove izraze še vedno uporabljamo, vendar moramo upoštevati še prevodnost snovi. Za primer, ko snov ni prevodna  $\gamma=0$  in vpada valovanje iz redkejše snovi v gostejšo snov  $n_2 > n_1$  je odbojnost realna. V primeru upoštevanja prevodne snovi  $\gamma \neq 0$  se prva Maxwellova enačba zapiše

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J} + j\omega \epsilon \vec{E} = \gamma \vec{E} + j\omega \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} = j\omega \epsilon_0 \left( \frac{\gamma}{j\omega \epsilon_0} + \epsilon_r \right) \vec{E} \quad (68)$$

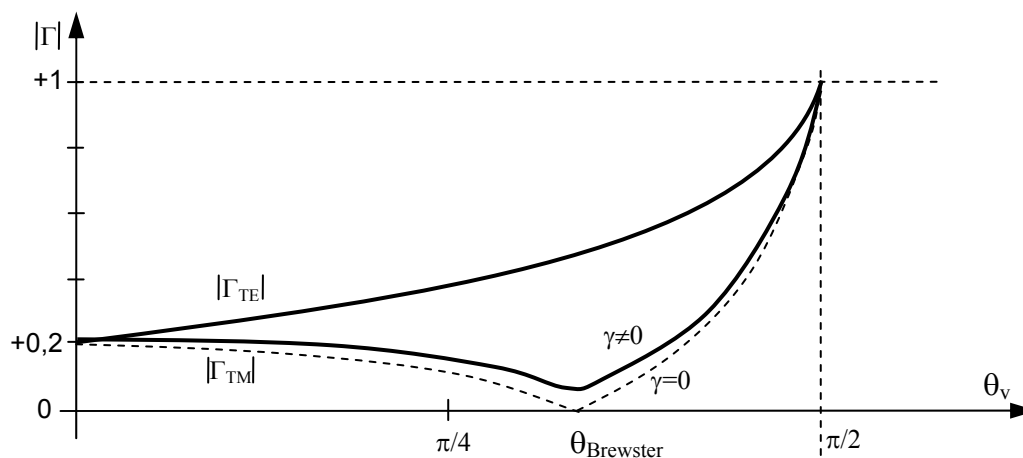
Relativna dielektričnost je kompleksno število

$$\epsilon_r = \epsilon'_r + j\epsilon''_r = \frac{\gamma}{j\omega \epsilon_0} + \epsilon_r \quad (69)$$

Kar pomeni, da je tudi lomni količnik kompleksen

$$n = n' + jn'' \quad (70)$$

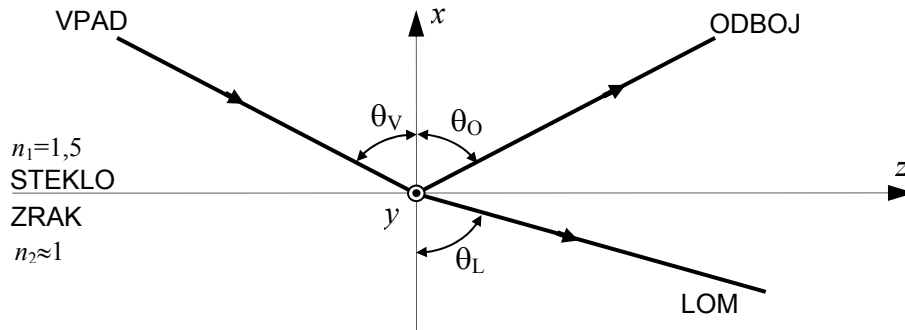
Izračunano odbojnost TE in TM valovanja po Fraselovih izrazih za primer prevodne snovi prikazuje slika 9. V primeru izgubnega dielektrika za TM odbojnost nimamo nikoli ostrega minimuma (ničle).



Slika 9: Graf odbojnosti TE in TM valovanja pri vpadu na izgubna tla.

#### 4.2.5. Vpad transverzalnega elektromagnetnega valovanja iz stekla v zrak

Obravnavajmo sedaj primer, ko je lomni količnik prve snovi večji od lomnega količnika druge snovi  $n_1 > n_2$ . Oglejmo si konkretni primer (slika 10), ko transverzalno elektromagnetno (TEM) valovanje vpade iz stekla z lomnim količnikom 1,5 v zrak z lomnim količnikom približno 1.



Slika 10: Vpad TEM valovanja na mejo steklo – zrak.

V primeru, da valovanje vpada na mejo pravokotno oziroma poševni dobimo za odbojnosti vrednosti  $+0,2$  in  $-0,2$ , kot jih prikazuje tabela 2. Pri poševnem vpadu  $\theta_v = \pi/2$  je odbojnosti  $-1$ , kar pomeni, da se odbije 100% vpadnega valovanja. V Fraselovih izrazih za računanje odbojnosti nastopajo tudi koreni. Od določenega kota dalje, ki ga imenujemo kritični kot  $\theta_k$  postane vrednost pod korenem negativna, ker je v primeru prehoda valovanja iz gostejše v redkejšo snov

$$\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 < 1 \quad (71)$$

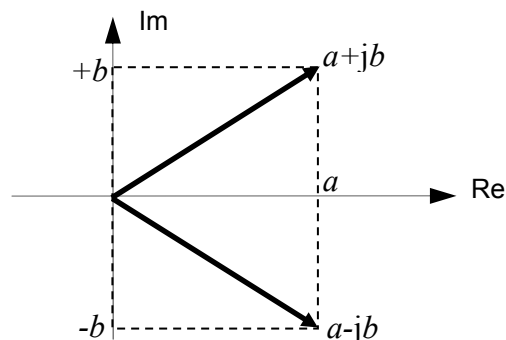
Nad kritičnim kotom je rezultat Fraselovih izrazov kompleksna odbojnost v obliki

$$\Gamma = \frac{a - jb}{a + jb}, \quad (72)$$

pri čemer sta  $a$  in  $b$ , ki ju prikazuje slika 11, izražena kot

$$a = \begin{cases} \cos\theta_v & \text{za } TE \\ \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos\theta_v & \text{za } TM \end{cases} \quad (73)$$

$$b = \sqrt{\sin^2\theta_v - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \quad (74)$$

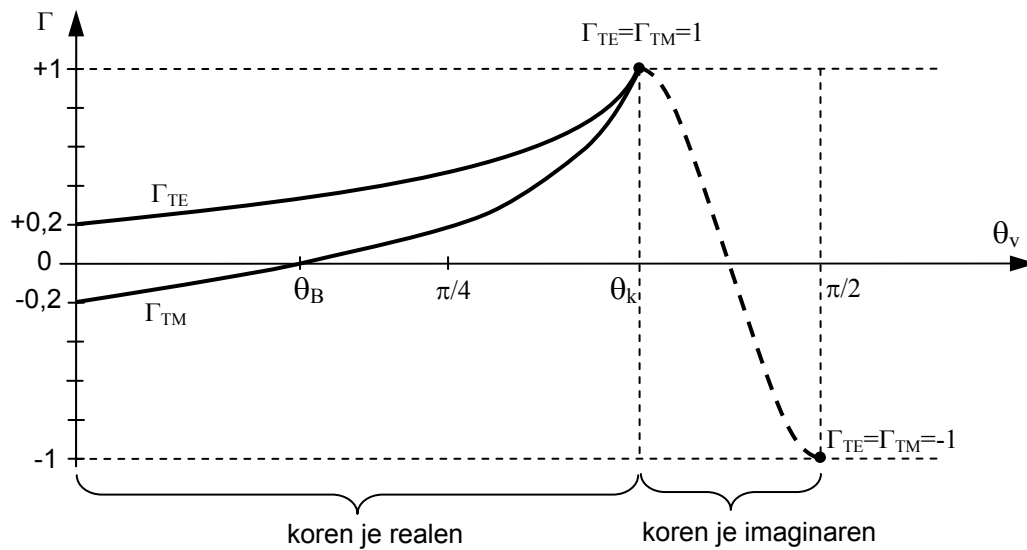


Slika 11: Prikaz kompleksnega števila v kompleksni ravnini.

Izračunane vrednosti odbojnosti pri tipičnih kotih so zbrane v tabeli 2. Celoten potek odbojnosti pri vmesnih kotih pa je prikazan na sliki 12.

$\theta_v$	$\Gamma_{TE}$	$\Gamma_{TM}$
0	+0,2	-0,2
$\pi/2$	-1	-1
$\theta_k$	+1	+1

Tabela 2: Vrednosti TE in TM odbojnosti za skrajne primere vpadnega kota.



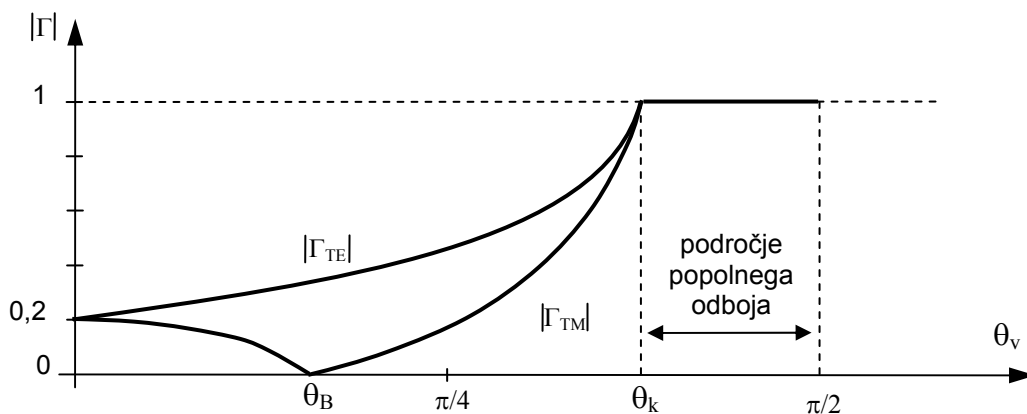
Slika 12: Graf odbojnosti TE in TM valovanja pri vpadu na mejo steklo – zrak.

Kritični kot  $\theta_k$  izračunamo iz pogoja, ko bo imaginarni del odbojnosti enak nič  $b=0$ .

$$b = \sqrt{\sin^2 \theta_k - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = 0 \quad \Rightarrow \quad \theta_k = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \tag{75}$$

Pri  $\theta_k$  je lomljeni žarek vzporeden meji dveh dielektrikov.

Absolutna vrednost imaginarne odbojnosti po zapisu (72) je  $|\Gamma| = 1$ , kar pomeni, da je med kritičnim kotom in poševnim vpadom odbojnost enaka 1. V tem področju se vpadna svetloba 100% odbije. To področje, ki ga imenujemo področje popolnega odboja, prikazuje slika 13.



Slika 13: Graf absolutne vrednosti odbojnosti TE in TM valovanja pri vpadu na mejo steklo – zrak.

Popolni odboj nastane zgolj v primeru prehoda iz gostejše snovi v redkejšo snov. Absolutna vrednost odbojnosti znaša takrat ena. V področju popolnega odboja se odbije čisto vsa moč vpadnega valovanja.

$$P_O = P_V |\Gamma|^2 = \underline{\underline{P_V}}, \quad (76)$$

V področju popolnega odboja znašata moč lomljenega žarka

$$P_L = P_V - P_O = P_V (1 - |\Gamma|^2) = \underline{\underline{0}} \quad (77)$$

Popolni odboj nam omogoča upravljanje valovanja v smislu spremembe smeri valovanja s pomočjo dielektrikov. Tovrstno vodenje svetlobe je brezizgubno, ker je popolni odboj povsem brezizguben.

Za podrobnejše razumevanje pojava popolnega odboja je potrebno svetlobni žarek obravnavati kot valovanje. Vpadni, odbiti in lomljeni žarek je potrebno zapisati kot plane valove. Vpadni, odbiti in lomljeni valovi sta zapisani kot

$$\vec{E}_V = \vec{E}_{V0} \cdot e^{j\vec{k}_V \cdot \vec{r}} = \vec{E}_{V0} \cdot e^{-jk_{Vx} \cdot x} \cdot e^{-j\beta \cdot z} \quad (78)$$

$$\vec{E}_O = \vec{E}_{O0} \cdot e^{j\vec{k}_O \cdot \vec{r}} = \vec{E}_{O0} \cdot e^{-jk_{Ox} \cdot x} \cdot e^{-j\beta \cdot z} \quad (79)$$

$$\vec{E}_L = \vec{E}_{L0} \cdot e^{j\vec{k}_L \cdot \vec{r}} = \vec{E}_{L0} \cdot e^{-jk_{Lx} \cdot x} \cdot e^{-j\beta \cdot z} \quad (80)$$

Vpadni in odbiti val sta potujoči valovanji, medtem ko se za lomljeni val izkaže, da ni realen, saj po sliki 3, valovno število za lomljeni žarek znaša

$$k_{Lx} = \sqrt{k_L^2 - \beta^2} = \sqrt{n_2^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (81)$$

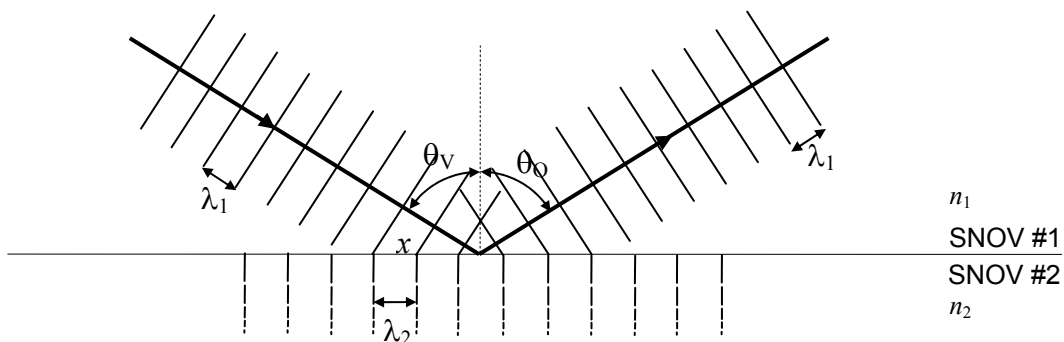
Pri popolnem odboju je pod korenem negativno število, saj je takrat fazna konstanta  $\beta$  večja od  $k_L$ . Valovno število lomljenega žarka v področju popolnega odboja zapišemo kot

$$k_{Lx} = j\sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2} = j|k_{Lx}| \quad (82)$$

V področju popolnega odboja potemtakem lomljeni val znaša

$$\vec{E}_L = \vec{E}_{L0} \cdot e^{-j(j|k_{Lx}| \cdot x)} \cdot e^{-j\beta \cdot z} = \vec{E}_{L0} \cdot e^{|k_{Lx}| \cdot x} \cdot e^{-j\beta \cdot z} \quad (83)$$

pri čemer  $e^{-j\beta \cdot z}$  predstavlja fazo polje, ki se spreminja v smeri osi  $z$ . Prvi del  $\vec{E}_{L0} \cdot e^{|k_{Lx}| \cdot x}$  pa predstavlja amplitudo polja, ki se spreminja v smeri osi  $x$ . S pomočjo točnejše obravnave smo prišli do ugotovitve, da sega valovanje tudi v drugo snov z nižjim lomnim količnikom. V drugi snovi je polje tudi prisotno, vendar tam eksponentno upada. Valovne fronte so v drugi snovi postavljene pravokotno in eksponentno usihajo, kot prikazuje slika 14. Jakost valovanja v drugi snovi eksponentno upada z oddaljenostjo od meje snovi. Valovne fronte so pravokotne na mejo snovi in se pomikajo v smeri meje snovi. Valovanje v drugi snovi prenaša le jalovo (reaktivno) moč.



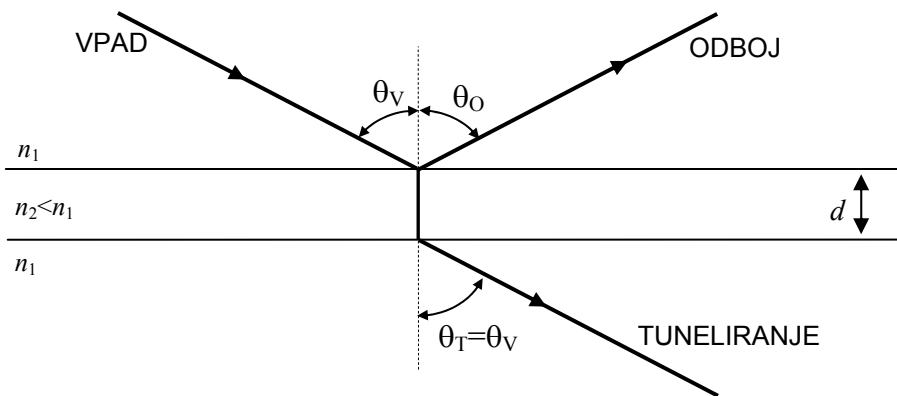
Slika 14: Vpad žarka na mejo dveh snovi.

Pri praktični uporabi popolnega odboja moramo upoštevati, da pri pojavu sodeluje tudi snov z nižjim lomnim količnikom, kjer ne dobimo potujočega valovanja. Določiti je treba, koliko mora biti debela plast snovi z nižjim lomnim količnikom, da pojav popolnega odboja ne bo moten. Matematično gledano polje v drugi snovi nikoli ne vpadne na nič. Praktično je polje zanemarljivo majhno, ko smo od meje snovi oddaljeni za

$$x \gg \frac{1}{|k_{Lx}|} = \frac{\lambda_2}{2\pi} \quad (84)$$

Če plasti snovi z nižjim lomnim količnikom sledi spet snov z dovolj visokim lomnim količnikom, pride do tuneliranja dela moči valovanja, kar odžira moč odbitemu valovanju.

Najenostavnejši primer tuneliranja elektromagnetnega valovanja je prikazan na sliki 15. Vpadno valovanje se širi po gornjem polprostoru z visokim lomnim količnikom  $n_1$  in se večinoma odbije na meji plasti (debeline  $d$ ) z nižjim lomnim količnikom  $n_2$ . Del valovanja tunelira skozi plast  $n_2$  v spodnji polprostor, ki ima spet visok lomni količnik  $n_1$ . Glede na Snellov lomni zakon se tunelirano valovanje širi v isti smeri kot vpadno valovanje.



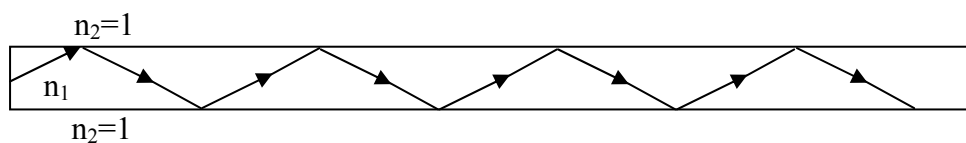
Slika 15: Tuneliranje elektromagnetnega valovanja.

## 5. Svetlovodi

Svetlovodi so dielektrične naprave, ki omogočajo vodenje svetlobe s pomočjo fizikalnega pojava popolnega odboja. Upravljanje s svetlobnim žarkom v svetlovodu je brezizgubno, ker je popolni odboj povsem brezizguben fizikalni pojav.

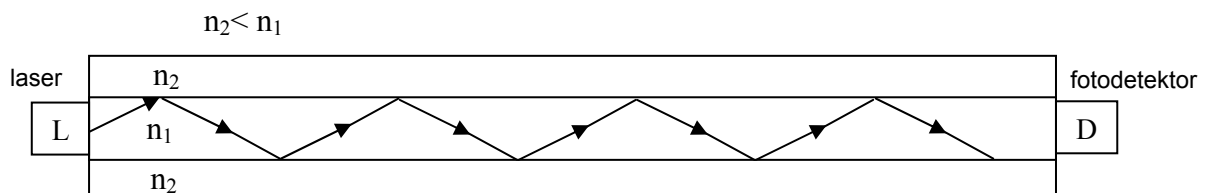
Pri uporabi svetlovodov se del svetlobe izgubi na mejah pri vstopu in izstopu žarka, del izgub pa vnaša tudi dielektrik, ki ni brezizguben. Potovanje svetlobe skozi dielektrik je deležno snovnih izgub, ki pa so v večini primerov zelo majhne v primerjavi z ostalimi prenosnimi potmi.

Za namene vodenja svetlobe lahko dielektrike oblikujemo v različne svetlovodne naprave. Po obliki svetlovođe v osnovi ločimo na planarne in krožnosimetrične. V obeh primerih pa jih lahko sestavljamo iz različnih dielektrikov ali enega samega dielektrika, kot je prikazano na sliki 1. V tem primeru je okoliški dielektrik zrak. Ker je svetlovod narejen iz dielektrika z lomnim količnikom večjim od 1, je svetloba ujeta s pomočjo popolnega odboja. Svetlovod iz enega samega dielektrika ima slabost v tem, da vsakršna umazanija, ki se nabere na zunanjem delu svetlovoda moti njegovo delovanje (popolni odboj).



Slika 1: Svetlovod iz enega dielektrika.

Z namenom zmanjšanja zunanjih vplivov je za praktično uporabo smiselnejše izdelati svetlovod iz dveh dielektrikov, kot prikazuje slika 2. Svetloba je pri tem ujeta v notranjem dielektriku. V zunanjem dielektriku je tudi prisotno polje, vendar le-to eksponentno upada. Debelina zunanjega dielektrika je določena tako, da eksponentno upadajoče polje pade na praktično zanemarljivo vrednost. Na ta način zunanji vplivi ne motijo delovanja svetlovoda.



Slika 2: Svetlovod, ki ima zunanji dielektrik.

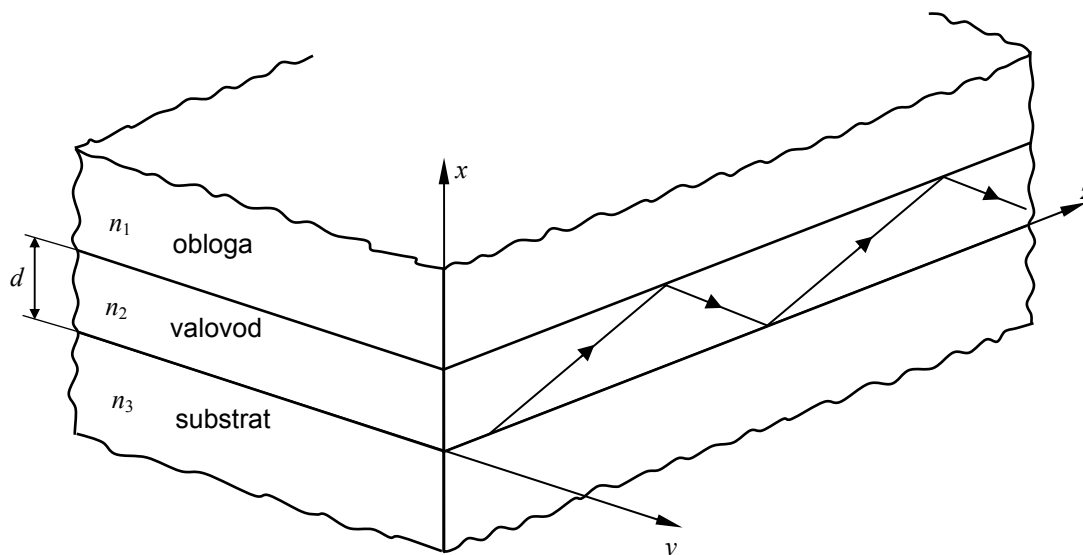
Lomni količnik notranjega dielektrika mora biti večji od lomnega količnika zunanjega dielektrika. V ta namen je mogoče uporabiti različna stekla ali različne plastike ali pa kombinacijo stekla in plastike.

### 5.1. Planarni svetlovod

V tem poglavju obravnavamo valovanja v tankoplastnih planarnih strukturah. Predstavljene so le lastnosti tankoplastnih svetlovodov, valovodni pojavi pa so predstavljeni kasneje. Ob tem ne smemo prezreti velikega tehnološkega pomena tankoplastnih struktur za razvoj integriranih optičnih vezij najrazličnejših namembnosti, ki podobno kot v elektroniki ali na mikrovalovih združujejo veliko število različnih elementov oziroma opravljajo specifične funkcije.

Na sliki 3 je predstavljen tankoplastni svetlovod, ki je izveden kot planarni valovod iz treh ravnih dielektričnih plasti z različnim lomnim količnikom. Bistveno lastnost strukture ohranimo, nalogo pa bistveno poenostavimo, če predpostavimo, da je struktura neomejena v smeri osi  $y$ .

Struktura ima lahko različne lomne like. Stopničast lomni lik ustreza trem diskretnim dielektričnim plastem različnega lomnega količnika  $n_1$ ,  $n_2$  in  $n_3$ . Namesto skokovitega prehoda ima lahko zvezno potekajoč (gradientni) lomni lik v eni ali več plasteh, ki je odvisen od koordinate  $x$ .



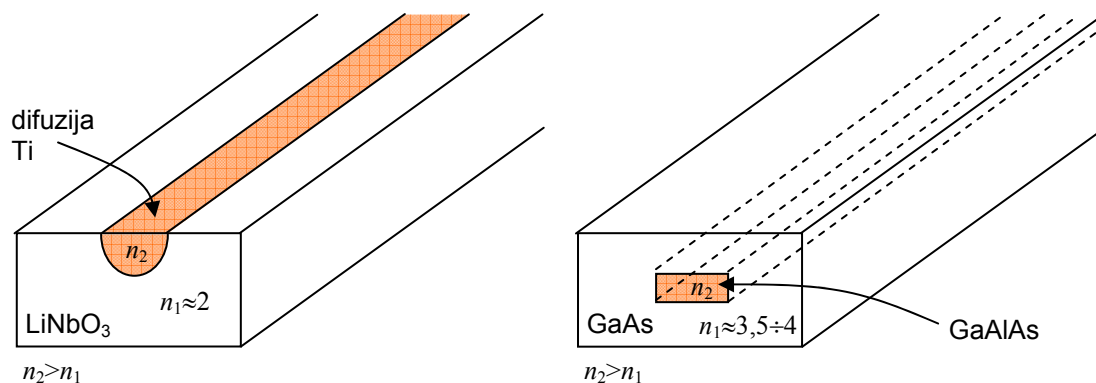
Slika 3: Tankoplastni svetlovod.

V praktični izvedbi je tankoplastni planarni valovod na sliki 3 izveden tako, da dielektrična podloga (substrat) služi kot spodnja obloga, na kateri je po določenem postopku izdelana tanka dielektrična plast (film), ki predstavlja jedro. Zgornja obloga je zrak nad filmom. Da zagotovimo popolni notranji odboj, mora biti lomni količnik  $n_2$  jedra večji od lomnih količnikov  $n_1$  in  $n_3$  zgornje in spodnje obloge. Torej izberemo  $n_2 > n_1$  in  $n_2 > n_3$ .

V praksi srečamo planarni svetlovod največkrat izdelan iz litijevega niobata ( $\text{LiNbO}_3$ ) ali polprevodnika.

Kristali litijevega niobata imajo za optične valovode zanimive lastnosti, saj omogoča izdelavo nelinearnih optičnih elementov, kot so na primer optični modulatorji. V kristal litijevega niobata se s pomočjo postopka difuzije vnese manjšo količino titana (Ti), ki predstavlja svetlovod, kot prikazuje slika 4a.

V polprevodnikih, kot je na primer GaAs, ki ga prikazuje slika 4b, se s postopkom dopiranja vnese manjšo količino aluminija, ki povzroči povečanje lomnega količnika. Takšen svetlovod predstavlja valovodni resonator v polprevodniških laserjih.

Slika 4: Primer praktične izvedbe planarnega svetlovoda na  $\text{LiNbO}_3$  in polprevodniku.

Planarni svetlovodi so primerni za izdelavo kratkih optičnih naprav do nekaj centimetrov. Ko pa želimo svetlobo voditi na kilometerske razdalje, je primerneje izdelati krožnosimetrični svetlovod, ki mu pravimo optično vlakno.

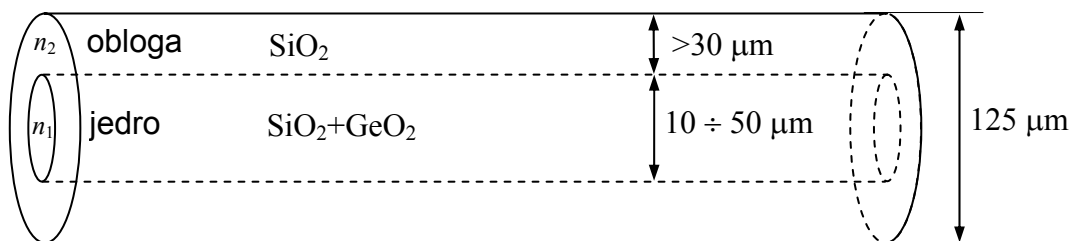
## 5.2. Krožnosimetrični svetlovod

Krožnosimetrični dielektrični valovod, ki se uporablja za vodenje svetlobe, imenujemo optično vlakno. Sprva so bila optična vlakna sestavljena samo iz enotnega homogenega stekla. Pri uporabi takšnih optičnih vlaken je prihajalo do mnogih težav saj vlakno ni imelo konstantnih zunanjih razmer v celotni zunanosti. Leta 1954 je Nizozemec Abraham van Heel predlagal uporabo še ene dodatne plasti silicijevega stekla - obloge. S tem je onemogočil vpliv vode in umazanije na popolni notranji odboj.

Danes se uporablja dvoplastno vlakno, ki je svetlovod, sestavljen iz valjastih dielektričnih plasti nekoliko različnega lomnega količnika. Lomni količnik plasti je po preseku vlakna lahko konstanten (vlakno stopničastega lomnega lika) ali spremenljiv (gradientno vlakno).

Ker je valovna dolžina svetlobe zelo majhna, so zelo majhne tudi prečne izmere ustreznih valovodov. Optična vlakna za komuniciranje so izdelana iz zelo čistega kremenčevega stekla in njihov zunanji premer je standardiziran na 125  $\mu\text{m}$ .

Pri dvoplastnem krožnosimetričnem svetlovodu, ki ga prikazuje slika 5, srednji vodnik polmera  $a$  in lomnega količnika  $n_1$  imenujemo jedro vlakna. Obdajajočo plast, ki mora biti debeline vsaj 30  $\mu\text{m}$ , imenujemo obloga. Razlika lomnih količnikov obeh plasti je izredno majhna. Tovrstni svetlovod imenujemo **šibkolomno optično vlakno**.



Slika 5: Dvoplastni krožnosimetrični svetlovod.

Lomni količnik obloge ( $n_2$ ), ki je običajno izdelana iz  $\text{SiO}_2$ , znaša 1,46.

$\text{GeO}_2$  skušamo dodati čimmanj, ker se svetloba na germaniju sipa, kar vnaša dodatno slabljenje. Zato je  $\text{GeO}_2$  dodanega le toliko, da je lomni količnik jedra ( $n_1$ ) za procent večji od lomnega količnika obloge.

$$n_1 \approx n_2 + 1\% \cdot n_2 = 101\% \cdot n_2. \quad (1)$$

**Lomni parameter**  $\Delta$  dvoplastnega stopničastega vlakna je definiran kot relativna razlika lomnih količnikov in ga pri zelo majhni razliki (šibkolomno vlakno) pišemo takole

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} = \frac{(n_1 - n_2) \cdot (n_1 + n_2)}{2n_1^2} \approx \frac{(n_1 - n_2) \cdot (2n_1)}{2n_1^2} = \frac{n_1 - n_2}{n_1}. \quad (2)$$

V zgornji enačbi lahko zapišemo približek, ker je običajna vrednost parametra  $\Delta$  od 0,001 do 0,01. Vrednost parametra se zato bistveno ne spremeni, če v imenovalcu uvrstimo vrednosti  $n_1$  ali  $n_2$ .

$$\Delta \approx \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_2^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2}. \quad (3)$$

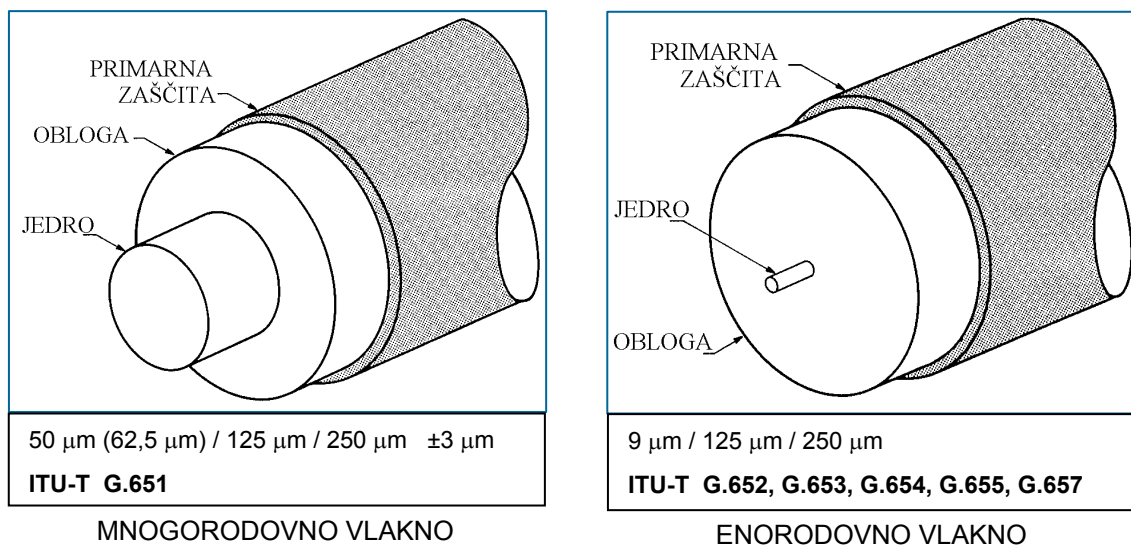
Pri šibkolomnem optičnem vlaknu se kritični kot  $\theta_k$  za popolni odboj zelo približa  $\pi/2$ .

$$\theta_k = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \arcsin(1 - \Delta) \approx \frac{\pi}{2} \quad (4)$$

Pri obravnavi dvoplastnega krožnosimetričnega svetlovoda bomo glavno pozornost namenili dvoplastnemu vlaknu stopničastega lomnega ali gradientnega lomnega lika. Na sliki 6 so prikazane standardne izmere nekaterih vlaken v mikrometrih. Štejemo, da so za široko uporabo najprimernejša mnogorodovno gradientno vlakno 50/125 in zlasti enorodovno stopničasto ali gradientno vlakno 9/125.



Za lažje rokovanje so optična vlakna zaščitena vsaj s primarno zaščito premera 250  $\mu\text{m}$  in običajno še s sekundarno zaščito različnih premerov. Za zaščito steklenih optičnih vlaken se uporabljajo umetne plastične mase.



Slika 6: Standardni primeri dvoplastnih optičnih vlaken.

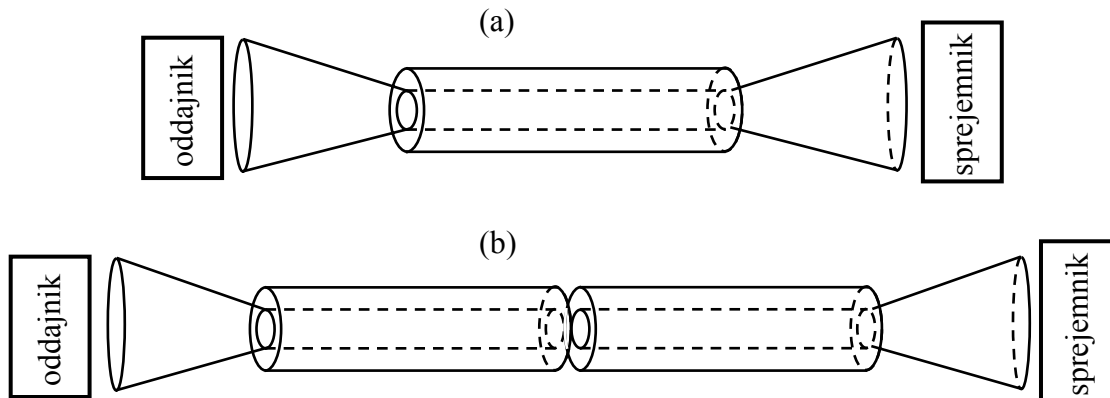
V osnovi poznamo dva različna tipa vlaken: enorodovno (angl. singlemode – SM) in mnogorodovno (angl. multimode – MM) vlakno.

Pri enorodovnem optičnem vlaknu ima jedro premer samo 9  $\mu\text{m}$  in dovoljuje širjenje samo enega rodu svetlobnega valovanja. Standardno enorodovno vlakno je dimenzionirano za prenos pri 1300 nm. Disperzijsko premaknjeno vlakno pa je dimenzionirano za prenos pri 1550 nm. To omogoča aplikacije od lokalnih pristopnih omrežij (analognih in digitalnih) do dolgih visokokapacitetnih zvez.

Pri mnogorodovnem optičnem vlaknu je premer jedra skoraj polovica celotnega premera in znaša 50  $\mu\text{m}$  ali 62,5  $\mu\text{m}$ . Večji premer jedra dovoljuje širjenje nekaj sto rodovom svetlobnega valovanja. Večja velikost jedra omogoča lažje spajanje vlaken in usmerjanje svetlobe iz izvorov (LED, VSCEL, laser,...). Prav lažje spajanje je bil razlog, da so sprva razvili mnogorodovno optično vlakno. Danes se uporaba mnogorodovnega vlakna krči na uporabo v lokalnih omrežjih in računalniških omrežjih.

## 6. Svetlobni sklop

Optično vlakno, ki vodi svetlobo s pomočjo brezizgubnega popolnega odboja ima zelo majhno slabljenje v primerjavi z ostalimi prenosnimi mediji. Samo jedro optičnega vlakna, po katerem potuje svetloba, ima prečne izmere od deset do nekaj deset mikrometrov. Zaredi zelo majhnih prečnih izmer je pri svetlobnih sklopih potrebna velika natančnost. V primeru nepazljivosti pri izdelovanju svetlobnega sklopa se lahko kaj hitro zgodi, da izgubimo mnogo svetlobnega signala. Iz tega razloga, je pomembno, da skrbno načrtujemo sklapljanje svetlobnega signala iz svetlobnega oddajnika v vlakno ter iz vlakna na svetlobni sprejemnik, kar prikazuje slika 1a. Tudi sklop med vlakni, ki ga prikazuje na sliki 1b, mora biti skrbno načrtovan.

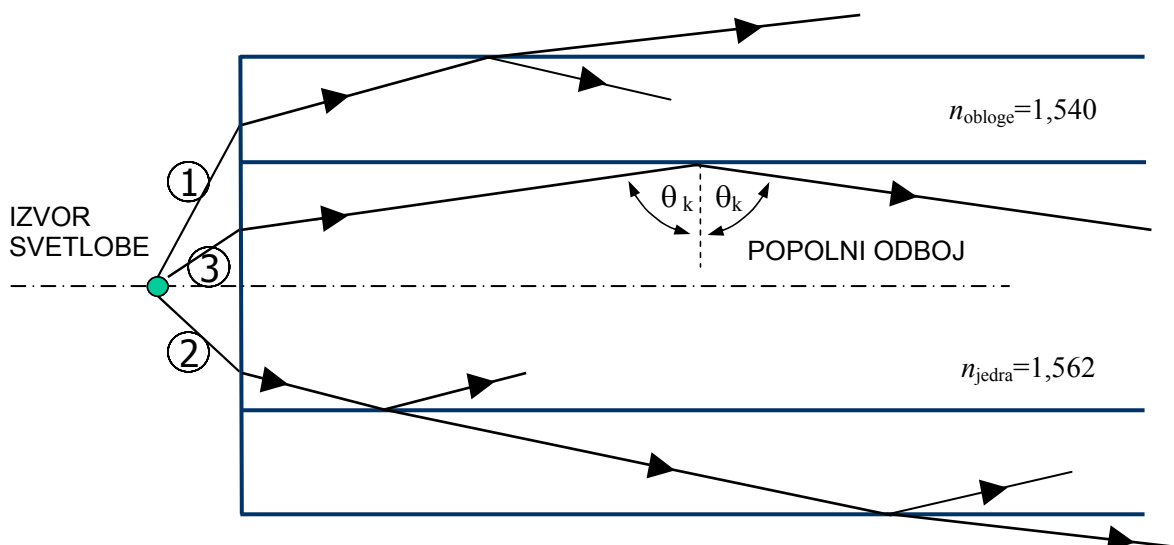


Slika 1: Različne vrste svetlobnega sklopa.

### 6.1. Sprejemni kot in numerična odprtina vlakna

Z namenom ovrednotenja svetlobnega sklopa iz oddajnika na optično vlakno si oglejmo vstop svetlobnih žarkov v optično vlakno skozi čelni prečni presek, kot je prikazano na sliki 2.

Prvi žarek prihaja iz svetlobnega izvora in vpade na oblogo optičnega vlakna. Valovanje vpade iz zraka z lomnim količnikom približno 1 na steklo, ki ima večji lomni količnik. Spodnji del valovanja prej zadene steklo. Ker se svetloba v steklu širi počasneje kot v zraku, spodnje valovne fronte zaostajajo in svetlobni žarek spremeni smer. Žarek, ki nadaljuje pot po oblogi, zadene v mejo s primarno zaščito in se v njej absorbira, torej je izgubljen.



Slika 2: Vstop žarkov v optično vlakno.

Drugi žarek sicer zadane jedro optičnega vlakna, vendar je njegov vstopni kot prevelik in konča podobno kot prejšnji žarek. Ob vstopu se na meji zrak-steklo lomi in potuje do obloge. Tu se zaradi prevelikega vpadnega kota ponovno lomi in ko preleti oblogo se absorbira v primarni zaščiti.

Tretji žarek vpadne v jedro pod manjšim vpadnim kotom. Potem, ko se lomi na meji zrak-steklo, prileti na mejo jedro-obloga. Ker je vpadni kot na mejo jedro-obloga ( $\theta$ ) precej velik, pride do totalnega odboja in žarek se v celoti odbije nazaj v jedro. Na ta način je žarek ujet v jedro vlakna in po njem cikcaka.

Ena najpomembnejših lastnosti kakršnegakoli dielektričnega valovoda je **numerična odprtina** (angl. numerical aperture – NA). Numerična apertura podaja velikost kotne odprtine  $\alpha_{\max}$ , skozi katero morajo žarki vstopati v vlakno, da so v njem ujeti. To so tisti žarki, ki zadoščajo pogoju notranjega odboja na meji med jedrom in oblogo. Vlakno lahko sprejme le tiste žarke, ki vanj vstopajo pod dovolj majhnim vpadnim kotom. Žarki, ki vpadajo pod večjim vpadnim kotom, izstopajo iz jedra v oblogo.

Če je  $n_0$  lomni količnik zunanega prostora,  $n_1$  in  $n_2$  pa sta lomna količnika jedra in obloge stopničastega vlakna, ki ga prikazuje slika 3, se Snellov lomni zakon za lom na čelni ploskvi vlakna glasi

$$n_0 \sin \alpha = n_1 \sin \beta. \quad (1)$$

Kot  $\beta$  je mogoče izraziti s kotom popolnega odboja  $\theta$ , pri čemer dobimo za lomni zakon zapis

$$n_0 \sin \alpha = n_1 \sin \beta = n_1 \sin(\pi/2 - \theta) = n_1 \cos \theta. \quad (2)$$

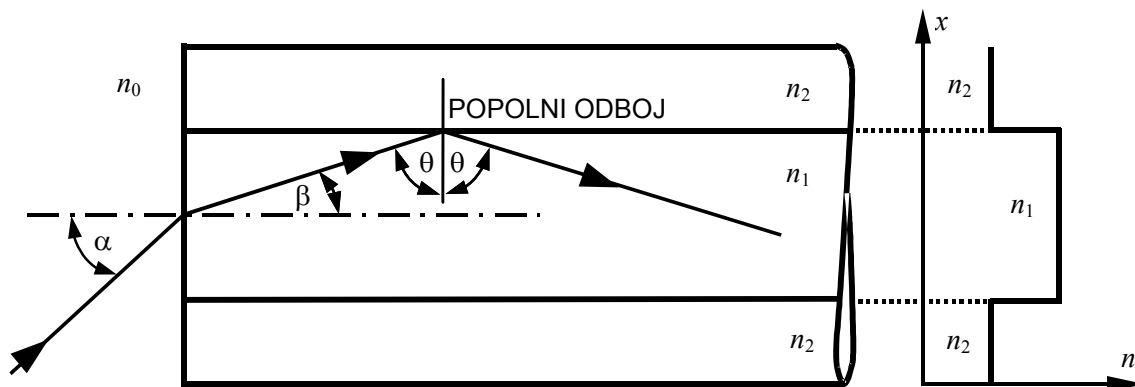
Žarek ostane v vlaknu ujet, če je vpadni kot  $\theta$  večji od mejnega kota popolnega odboja  $\theta_k$ , ki ga opredeljuje enačba popolnega notranjega odboja

$$\sin \theta_k = \frac{n_2}{n_1}. \quad (3)$$

Iz tega sledi, da mora biti  $\sin \alpha < \sin \theta_k$

$$\sin \alpha = \frac{n_1}{n_0} \cos \theta = \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \leq \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \sin^2 \theta_k} = \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}. \quad (4)$$

Enačba se nanaša na največji možni vršni kot  $\alpha_{\max}$  stožca vpadnih žarkov.



Slika 3: Vstop žarkov v optično vlakno s stopničastim lomnim likom (angl. step index – SI).

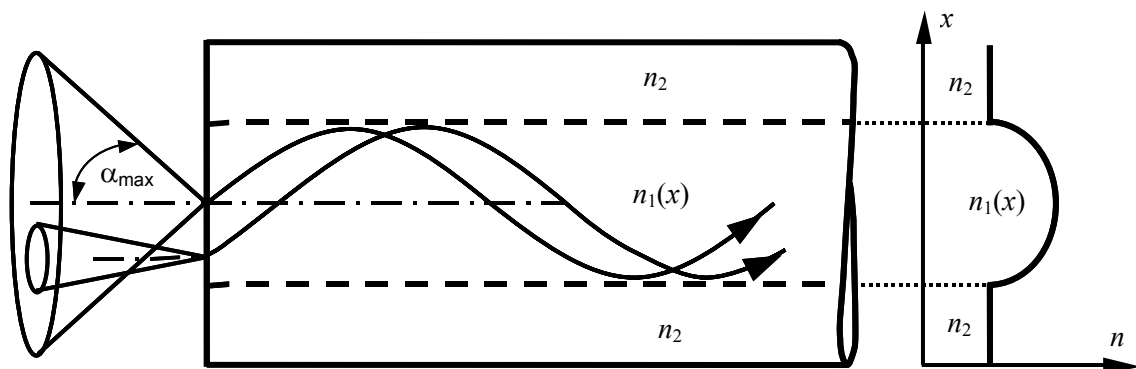
Če za lomni količnik okolice vzamemo  $n_0=1$  dobimo numerično odprtino vlakna s stopničastim lomnim likom.

$$NA = \sin \alpha_{\max} \approx \alpha_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (5)$$

Kot vidimo numerična apertura povezuje lomni količnik jedra in lomni količnik obloge in je pomembna veličina, ki opisuje elektromagnetne lastnosti optičnega vlakna. V mnogorodovnih optičnih vlaknih, v katerih se lahko širi zelo veliko število rodov, je numerična apertura preprosto sinus največjega vstopnega kota svetlobe, ki še izpolnjuje pogoj popolnega odboja na meji med jedrom z lomnim količnikom  $n_1$  in oblogo z lomnim količnikom  $n_2$ .

Vlakno stopničastega lomnega lika (angl. step index – SI) ima numerično odprtino, ki se po prerezu jedra ne spreminja. Pri gradientnem optičnem vlaknu (angl. gradient index – GI) se lomni lik po prerezu spreminja. Numerična odprtina je v tem primeru odvisna od lege vstopne točke žarka na srednjem prečnem prerezu jedra, kot prikazuje slika 4. Numerična odprtina je pri tem funkcija razdalje od osi vlakna in doseže največjo vrednost na sami osi vlakna. Kot podatek gradientnega vlakna se zato navaja premer jedra in maksimalna numerična apertura na osi vlakna.

$$NA = \sin \alpha_{\max} = \sqrt{n_1(x)_{\max}^2 - n_2^2} \quad (6)$$



Slika 4: Vstop žarkov v optično vlakno z zveznim lomnim likom (angl. gradient index – GI).

Z relativno razliko lomnih količnikov  $\Delta$  zapišemo numerično odprtino kot

$$NA = \sin \alpha_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{(n_1 + n_2)(n_1 - n_2)} \approx \sqrt{2n_1(n_1 - n_2)} = n_1 \sqrt{2\Delta} . \quad (7)$$

Numerična apertura se vedno podaja kot sinus vpadnega kota svetlobe v praznem prostoru, kjer je lomni količnik enak enoti. Na ta način je numerična apertura enoveljavno podana za katerokoli optično vlakno.

**Primer:**

Koliko znaša numerična apertura enorodovnega optičnega vlakna katerega lomni količnik jedra je  $n_1=1,46$  in je relativna razlika lomnih količnikov  $\Delta_{SM}=0,01$ ?

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta_{SM}} = 1,46 \sqrt{2 \cdot 0,01} = \underline{0,206}$$

**Primer:**

Koliko znaša numerična apertura mnogorodovnega optičnega vlakna katerega lomni količnik jedra je  $n_1=1,46$  in je relativna razlika lomnih količnikov  $\Delta_{MM}=0,0025$ ?

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta_{MM}} = 1,46 \sqrt{2 \cdot 0,0025} = \underline{0,103}$$

Šibkolomna vlakna imajo pri  $n_1 \approx 1,45$  in  $\Delta$  je od 0,001 do 0,01 kotno odprtino od približno 4 do 12 stopinj in numerično odprtino od 0,065 do 0,21. Numerična odprtina je torej majhno število.

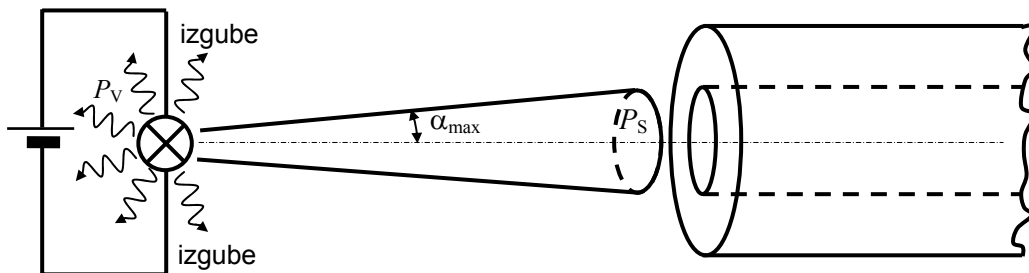
## 6.2. Sklopni izkoristek iz svetila na vlakno

Sklopni izkoristek pri sklopu iz svetlobnega izvora na optično vlakno, ki ga simbolično prikazuje slika 5, opredeljuje razmerje

$$\eta = \frac{P_S}{P_V} . \tag{8}$$

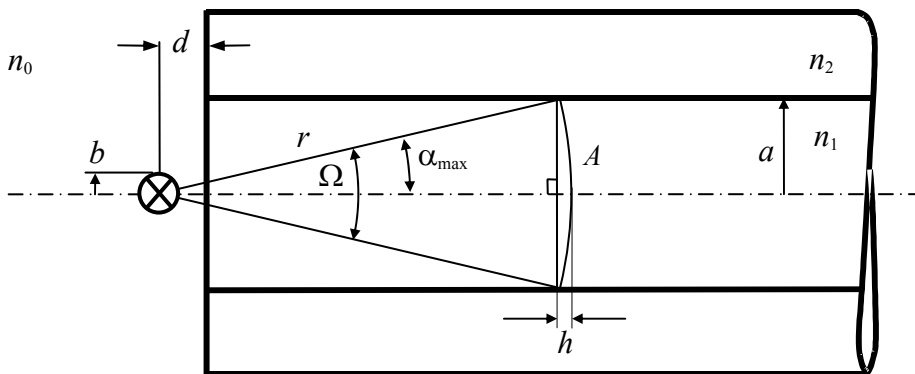
$P_S$  je moč, ki se sklaplja v vlakno in se v njem porazdeli med valovodnimi rodovi, in  $P_V$  je celotna sevana moč vira. V  $P_S$  uvrščamo po geometrijski in optični predstavi sprejemno kotno odprtino vlakna, v  $P_V$  pa uvrščamo celotni prostorski kot.

Sklopni izkoristek bo največji, ko bo najmanj izgub. To se zgodi, če je svetlobni izvor čim bližje jedru in manjši od jedra.



Slika 5: Sklop iz svetila na vlakno.

Tik pred čelni prečni prerez mnogorodovnega vlakna ( $d \rightarrow 0$ ) s polmerom jedra  $a$  postavimo nekoherentni optični vir majhnega aktivnega polmera  $b < a$ , kot prikazuje slika 6. Izračunajmo, kakšen del sevane moči iz vira se sklaplja z vlaknom. Upoštevajmo, da seva vir nekoherentno svetlobo v vse smeri enakomerno. Stranske pojave, kot je na primer Fresnelov odboj na meji dveh snovi, zanemarimo.



Slika 6: Sklop vira majhne aktivne površine z vlaknom.

Sklopljena moč  $P_S$  je odvisna od razmerja prostorskih (zornih) kotov

$$P_S = P_V \frac{\Omega_S}{\Omega_V} . \tag{9}$$

Mera za prostorski kot je površina ploskve krogelnega odseka, ki je osvetljen. Prostorski kot neusmerjenega vira, ki osvetljuje enakomerno celotno površino krogle, znaša

$$\Omega_V = \frac{A_{\text{krogla}}}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi . \tag{10}$$

Prostorski kot vstopa žarka v vlakno se izračuna s pomočjo površine kapice krogelnega odseka (Matematični priročnik, str. 131) in znaša

$$\Omega_s = \frac{A}{r^2} = \frac{2\pi r h}{r^2} = \frac{2\pi r(r - r \cos \alpha_{\max})}{r^2} = 2\pi(1 - \cos \alpha_{\max}). \quad (11)$$

Kosinus lahko zamenjamo s sinusom in le-tega z numerično aperturo

$$\Omega_s = 2\pi(1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_{\max}}) = 2\pi(1 - \sqrt{1 - NA^2}). \quad (12)$$

Ker je numerična apertura majhno število, lahko uporabimo približek

$$\sqrt{1 \pm x} \approx 1 \pm \frac{x}{2} \quad \text{pri } x \ll 1. \quad (13)$$

Prostorski kot vstopa žarka v vlakno lahko sedaj zapišemo s približkom

$$\Omega_s \approx 2\pi \left(1 - 1 + \frac{NA^2}{2}\right) \approx \pi \cdot NA^2. \quad (14)$$

Iz razmerja prostorskih kotov zapišemo sklopni izkoristek

$$\eta = \frac{P_s}{P_v} = \frac{\Omega_s}{\Omega_v} = \frac{2\pi}{4\pi} (1 - \sqrt{1 - NA^2}) = \frac{1}{2} (1 - \sqrt{1 - NA^2}) \approx \frac{1}{2} \left(1 - \left(1 - \frac{NA^2}{2}\right)\right) = \frac{NA^2}{4}. \quad (15)$$

Enačba nas pouči, da je sklopni izkoristek sorazmeren kvadratu numerične odprtine vlakna.

#### Primer:

Na voljo imamo enorodovno in mnogorodovno optično vlakno z numeričnima odprtinama  $NA_{SM}=0,1$  in  $NA_{MM}=0,2$ . Koliko znaša v obeh primerih sklopni izkoristek iz neusmerjenega svetila?

$$\eta_1 = \frac{NA_1^2}{4} = \frac{0,1^2}{4} = \frac{0,01}{4} = \underline{\underline{0,25\%}}$$

$$\eta_2 = \frac{NA_2^2}{4} = \frac{0,2^2}{4} = \frac{0,04}{4} = \underline{\underline{1\%}}$$

Za sklopni izkoristek je ugodno, če ima vir izraziteje usmerjeno karakteristiko (laserska dioda namesto svetleče diode) in tudi če je vlakno stopničasto.

Šibkolomna mnogorodovna in zlasti enorodovna vlakna, ki so z vidika disperzije ugodna, kot bomo videli v poglavju o disperziji, imajo soglasno z zgornjimi enačbami neugoden sklopni izkoristek in to tem bolj, čim manjšo vrednost ima parameter  $\Delta$  in čim manjša je hkrati s tem numerična odprtina.

Večje vrednosti parametra  $\Delta$  ima plastično optično vlakno, ki iz tega razloga doseže tudi do desetkrat bolj učinkoviti sklop

#### Primer:

Koliko znaša izkoristek sklopa neusmerjenega svetila pri plastičnem optičnem vlaknu, kjer je jedro izdelano iz plastike z lomnim količnikom 1,2?

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \sqrt{1,2^2 - 1^2} = 0,66$$

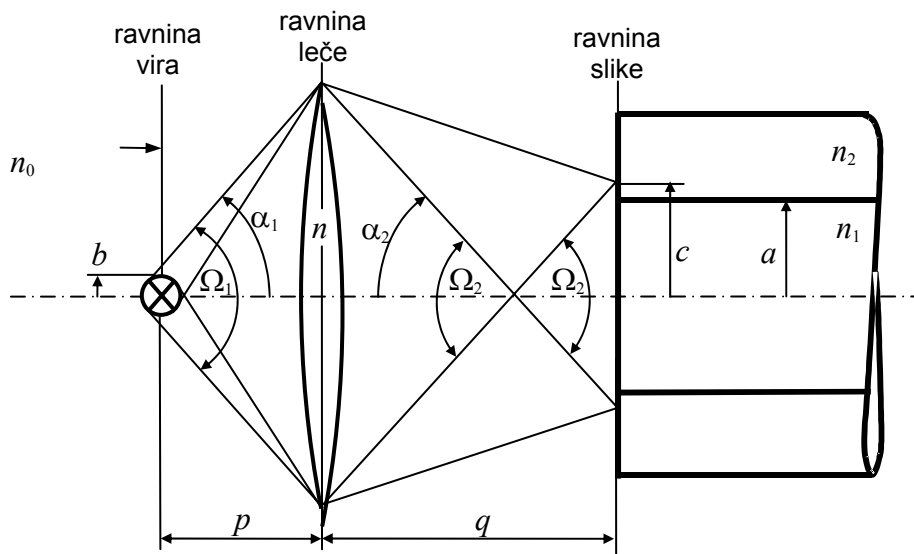
$$\eta = \frac{NA^2}{4} = \frac{0,66^2}{4} = \frac{0,44}{4} = \underline{\underline{11\%}}$$

### 6.3. Prilagajanje vira na vlakno z lečo

Tanka bikonveksna leča, ki je izdelana iz stekla lomnega količnika  $n$  in ima krogelno oblikovani lomni ploskvi krivinskega polmera  $r$ , ima enačbo

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f}, \quad \frac{1}{f} = (n-1)\frac{2}{r}, \quad (16)$$

kjer je  $f$  goriščna razdalja leče,  $p$  in  $q$  pa sta razdalji vira in vlakna od leče. Lečo postavimo med vir polmera  $b$  in vlakno polmera  $a$ , kot prikazuje slika 7.



Slika 7: Prilagajanje vira na vlakno z lečo.

Sklopni izkoristek izboljšamo z lečo tako, da odstranimo oba glavna vzroka zaradi katerih je izkoristek pri direktnem sklopu majhen:

1. Z lečo lahko zbiramo velik del sevane moči vira.
2. V ravnini slike usmerjamo delno kolimirane žarke v jedro pod zadosti položnim kotom, velikost slike pa uravnamo tako, da se približno sklada s prečno površino jedra.

Nalogo si nekoliko poenostavimo, če predpostavimo izotropni vir z enakomerno svetlobno porazdelitvijo v sprednjem polprostoru. Leča preseže moč v prostorskem kotu  $\Omega_1 = 2\pi(1 - \cos \alpha_1)$

$$P_L = P_V \frac{\Omega_1}{4\pi} = \frac{P_V}{2}(1 - \cos \alpha_1). \quad (17)$$

Ta moč se usmerja proti vlaknu v stožcu prostorskega kota  $\Omega_2 = 2\pi(1 - \cos \alpha_2)$ . Vlakno lahko sprejme le del žarkov, ki na čelno ploskev jedra vpadajo položno pod kotom  $\alpha < \alpha_{\max}$ , kjer  $\alpha_{\max}$  določa kotno odprtino vlakna. Delež moči na ravnini slike, ki pripada tem žarkom, je v primeru  $\alpha_{\max} < \alpha_2$  tolikšen

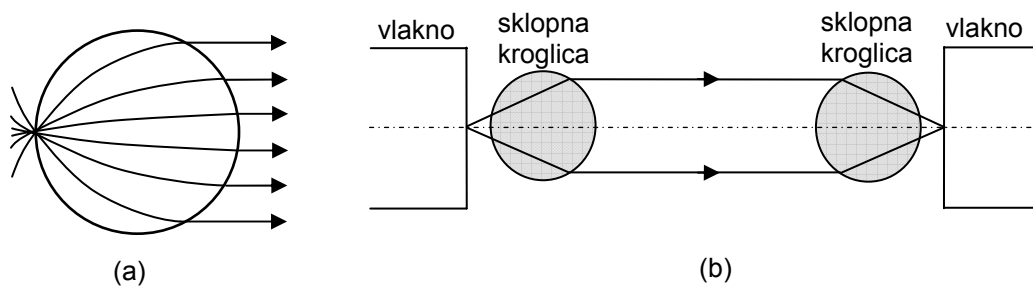
$$P_S = P_L \frac{\Omega_{\max}}{\Omega_2} = \frac{P_V}{2}(1 - \cos \alpha_1) \frac{(1 - \cos \alpha_{\max})}{(1 - \cos \alpha_2)}. \quad (18)$$

Če je svetlobna ploskvice v ravnini slike večja od ploskvice jedra ( $c > a$ ), dobimo končno

$$P_s = \frac{P_v}{2} (1 - \cos \alpha_1) \frac{(1 - \cos \alpha_{\max})}{(1 - \cos \alpha_2)} \left(\frac{a}{c}\right)^2. \quad (19)$$

Sklopno lečo najpreprosteje izdelamo v obliki steklene kroglice majhnega polmera, ki je nekaj večji od polmera jedra. Gradientna kroglica spremenljivega lomnega količnika, znana pod imenom Lunebergova leča, ima to odliko, da pretvarja krogelni val, ki izhaja iz prvega gorišča, v ravninski val (drugo gorišče je v neskončnosti). Na sliki 8a je skicirana pot žarkov v Lunebergovi leči od levega gorišča do desne izstopne površine. Če prislonimo majhno aktivno površino vira na levi strani, zberemo z lečo žarke, ki v širokem kotu izhajajo iz vira, v (približno) kolimiran snop, primeren za vstop v vlakno.

Na sliki 8b je prikazan sklop vlakna na vlakno z dvema kroglicama konstantnega lomnega količnika približno 2. V grobem približku je ta sklop podoben sklopu z Lunebergovo lečo, je pa mnogo preprostejši. Lunebergova leča ima natančno določen radialni lik lomnega količnika od 2 v središču do 1 na robu.



Slika 8: Sklop z lečo: (a) Gradientna krogelna leča in njena zbiralna sposobnost; (b) Sklop s krogelnima lečama lomnega količnika 2.

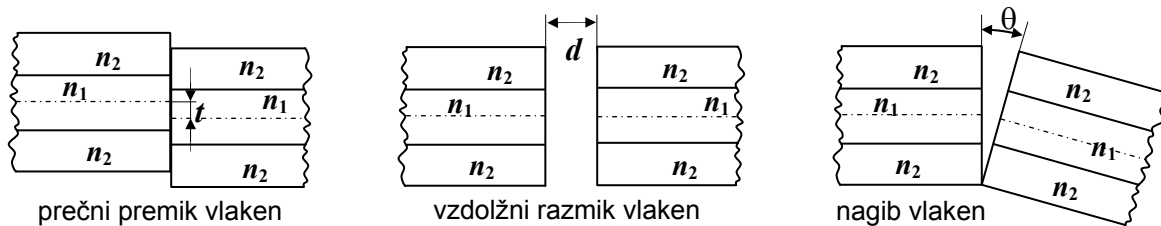


## 6.4. Sklopni izkoristek med dvema vlaknoma

### 6.4.1 Sklopni izkoristek med dvema enakima vlaknoma

Optična vlakna povežemo med seboj s spojki, ki so lahko trajne (zvari) ali razstavljive (konektorji). Ne glede na vrsto spoja morata biti konca vlaken skrbno pripravljena za spoj.

Pri medsebojnem spajanju enakih optičnih vlaken pride do slabljenja iz različnih vzrokov. Glavni izvor stičnega slabljenja so razne mehanske netočnosti nastavitve obeh koncev vlaken, kot je to prikazano na sliki 9. Netočnosti pri spajanju dveh vlaken lahko opišemo kot prečni premik vlaken, vzdolžni razmik vlaken in nagib vlaken. V resničnem slučaju imamo vedno opraviti z vsemi tremi napakami hkrati. Ker pa je dobro poznati vpliv vsake njih, si pogledjmo spodnje računске primere.



Slika 9: Vzroki stičnega slabljenja optičnih vlaken.

#### Primer:

Izračunaj sklopni izkoristek med dvema enakima mnogorodovnimi optičnima vlaknoma s premerom jedra  $2r=50 \mu\text{m}$ ! Pri spajanju vlaken pride do prečnega premika  $t=20 \mu\text{m}$ , prispevek slabljenja ostalih pojavov pa je zanemarljiv. Pri izračunu sklopnega izkoristka upoštevamo, da se po vlaknu širi množica rodov in je svetlobna moč enakomerno porazdeljena med posameznimi rodovi.

$$\eta = \frac{A_2}{A_1}$$

Površina, iz katere izhaja svetloba, znaša

$$A_1 = \pi r^2 = \pi \cdot (25 \mu\text{m})^2 = \underline{1963,5 \mu\text{m}^2}.$$

Polovica središčnega kota krožnega izseka znaša

$$\alpha = \arccos \frac{t/2}{r} = 66,422^\circ = \underline{1,159 \text{ rd}}.$$

Ploščina enega krožnega odseka znaša

$$A_{\text{odseka}} = \alpha r^2 - \frac{t}{2} \sqrt{r^2 - \left(\frac{t}{2}\right)^2}.$$

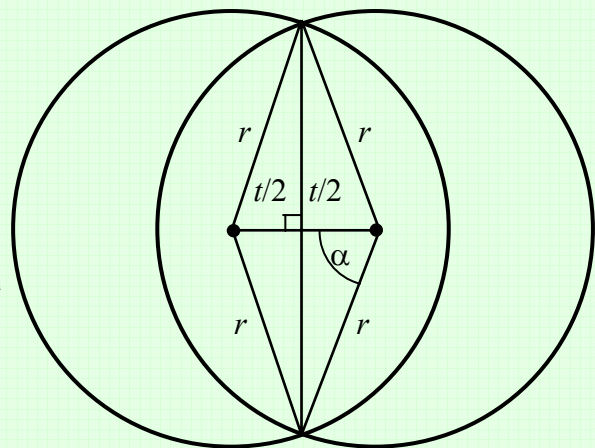
Površina v katero se sklapija svetloba, je presek krožnic oziroma ploščina dveh krožnih odsekov.

$$A_2 = 2A_{\text{odseka}} = 2(724,4 \mu\text{m}^2 - 229,1 \mu\text{m}^2) = \underline{991 \mu\text{m}^2}$$

$$\eta = \frac{A_2}{A_1} = \frac{991 \mu\text{m}^2}{1963,5 \mu\text{m}^2} = \underline{50\%}$$

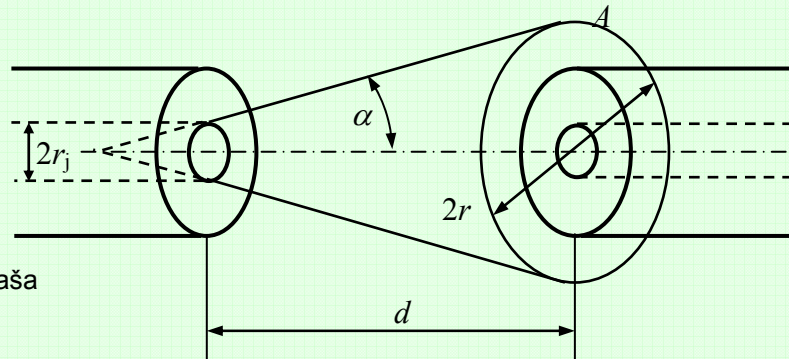
Za majhne zamike  $t < r$  je kot krožnega izseka približno  $\pi/2$  in izkoristek postane

$$\eta \approx \frac{2 \cdot \left(\alpha r^2 - \frac{tr}{2}\right)}{\pi r^2} \approx \frac{2 \cdot \left(\frac{\pi}{2} r^2 - \frac{tr}{2}\right)}{\pi r^2} = \frac{r^2 - tr}{r^2} = 1 - \frac{t}{\pi r}$$



**Primer:**

Izračunaj sklopni izkoristek spoja med dvema enakima mnogorodovnimi optičnima vlaknoma s premerom sredice  $2r_j=50 \mu\text{m}$  in numerično aperturo  $NA=0,2$ ! Osi vlaken sta poravnani, konca vlaken pa sta vzdolžno razmaknjena za  $d=200 \mu\text{m}$ . Odboj svetlobe na izstopni in vstopni površini vlaken zanemarimo ter upoštevamo, da je svetlobna moč enakomerno razporejena med množico rodov.



Polmer osvetljene površine znaša

$$r = r_j + d \operatorname{tg} \alpha$$

Tangens lahko izrazimo kot numerično odprtino, ki pa je zelo majhno število.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} = \frac{NA}{\sqrt{1 - NA^2}} \approx NA$$

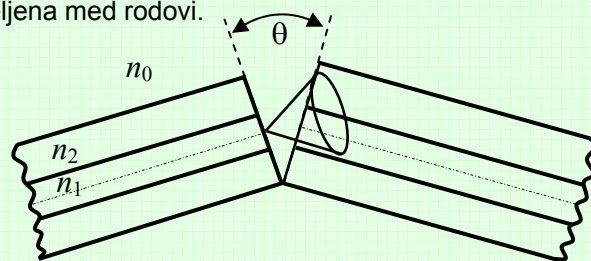
$$r \approx r_j + dNA$$

$$\eta_{\text{razmik}} = \frac{A_j}{A} = \frac{\pi r_j^2}{\pi r^2} = \left(\frac{r_j}{r}\right)^2 \approx \left(1 + \frac{dNA}{r_j}\right)^{-2} = \left(1 + \frac{200 \mu\text{m} \cdot 0,2}{25 \mu\text{m}}\right)^{-2} = \underline{\underline{14,8\%}}$$

**Primer:**

Pri spajanju enakih mnogorodovnih vlaken s polmerom sredice  $2a=50 \mu\text{m}$  vnaša velike izgube nagib osi enega vlakna glede na nagib osi drugega vlakna. Izračunajte kot nagiba  $\theta$ , ko zaradi nagiba izgubimo polovico svetlobne moči! Lomni količnik jedra vlakna znaša  $n_1=1,47$ , lomni količnik obloge  $n_2=1,46$  in lomni količnik medija med vlakni  $n_0=1$ . Vse ostale izvore izgub zanemarimo, svetlobna moč v prvem vlaknu je dobro porazdeljena med rodovi.

$$\eta_{\text{nagib}} \approx \left(1 - \frac{n_0 \theta}{\pi n_1 \sqrt{2\Delta}}\right) \approx \left(1 - \frac{n_0 \theta}{\pi \cdot NA}\right)$$



$$\theta \approx \arcsin NA = \arcsin \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \arcsin 0,171 \approx \underline{\underline{10^\circ}}$$

(Točen račun → prekrivanje krogelnih kopic)

Pri vseh zgornjih primerih je zanemaren Fraselov odboj ob izstopu svetlobe iz prvega vlakna in ob vstopu v drugo vlakno. Sklopni izkoristek zaradi Fraselovega odboja na obeh koncih vlakna znaša

$$\eta_{\text{Frasnel}} = (1 - \Gamma^2)^2 = \left(1 - \left(\frac{\frac{n_1}{n_0} - 1}{\frac{n_1}{n_0} + 1}\right)^2\right)^2 = \frac{16 \cdot \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2}{\left(1 + \frac{n_1}{n_0}\right)^4} \tag{19}$$

**Primer:**

Izračunaj sklopni izkoristek spoja med dvema enakima optičnima vlaknoma zaradi Fraselovega odboja, pri čemer zanemarimo slabljenje zaradi vzdolžnega razmika. Lomni količnik jedra vlakna znaša  $n_1=1,5$  za okolico pa vzemimo prazen prostor  $n_0=1$ .

$$\Gamma = \frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} = \frac{1,5 - 1}{1,5 + 1} = 0,2$$

$$\eta = (1 - \Gamma^2)^2 = (1 - 0,04)^2 = 0,96^2 = \underline{\underline{92,16\%}}$$

V praksi je pri posameznem spoju potrebno upoštevati sklopne izkoristke zaradi Fraselovega odboja, prečnega premika, vzdolžnega razmika in nagiba vlaken. Celotni sklopni izkoristek torej znaša

$$\eta = \eta_{\text{Frasnel}} \cdot \eta_{\text{prečre}} \cdot \eta_{\text{razmik}} \cdot \eta_{\text{nagib}} \quad (20)$$

Za prakso je posebej pomembno, da je slabljenje varjenih spojk dovolj nizko zaradi velikega števila letih na dolžini vlakna. S sodobnimi varilnimi in merilnimi pripravami, ki omogočajo nanometrsko nastavitev lege vlakna je mogoče dobiti razmeroma nizko slabljenje spoja, manjše od 0,01 dB. Ker si spoji sledijo na odsekih, ki imajo tipično dolžino nekaj kilometrov, je dodatno slabljenje zaradi spojev, preračunano na kilometer dolžine, skorajda zanemarljivo.

## 6.4.2 Sklopni izkoristek med dvema različnima vlaknoma

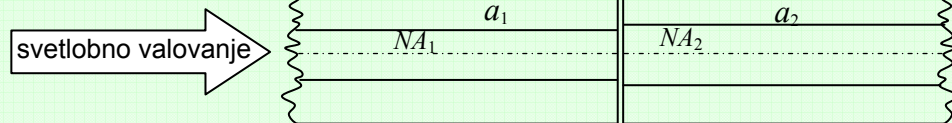
Pri spajanju dveh mnogorodovnih vlaken s stopničastim lomnim likom so izgube spoja majhne, ko sta premer jedra in numerična apertura vstopnega vlakna večja ali enaka premeru jedra in numerični aperturi izstopnega vlakna. Tudi pri spajanju gradientnih vlaken so izgube majhne, ko sta premer jedra in maksimalna numerična apertura vstopnega vlakna večja ali enaka premeru jedra in maksimalni numerični aperturi izstopnega vlakna. Poskušajmo opredeliti sklopne izgube oziroma izkoristek med mnogorodovnima vlaknoma na spodnjih primerih.

### Primer:

Izračunaj sklopno slabljenje dveh mnogorodovnih vlaken, pri čemer ima drugo vlakno večjo ali enako numerično aperturo ( $NA$ ) in večji ali enaki polmer jedra ( $a$ ) kot prvo vlakno.

$$NA_2 \geq NA_1$$

$$a_2 \geq a_1$$



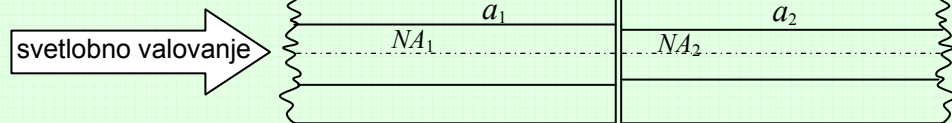
Ni slabljenja! Svetloba prehaja sklop brez izgub.

### Primer:

Izračunaj sklopno slabljenje dveh mnogorodovnih vlaken, pri čemer ima drugo vlakno manjšo numerično aperturo ( $NA$ ) in manjši polmer jedra ( $a$ ) kot prvo vlakno.

$$NA_2 < NA_1$$

$$a_2 < a_1$$



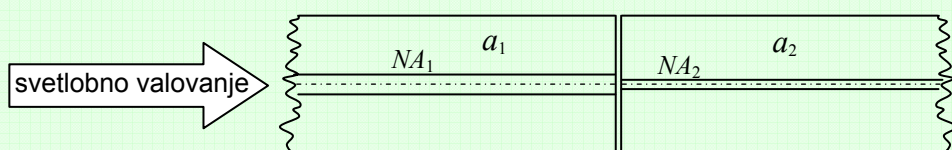
$$a_{\text{dB}} = 10 \log_{10} \left( \frac{NA_2}{NA_1} \right)^2 \left( \frac{a_2}{a_1} \right)^2$$

S primerjavo prehodov med dvema mnogorodovnima vlaknoma, kot prikazujeta prejšnja primera, se izkaže, da spoj ni recipročen za prispodobo žarkovne optike. Recipročnost velja za posamezen rod. Pri čemer se v prvem primeru število rodov ohrani, v drugem primeru, pa je v izstopnem vlaknu več rodov, kot v vstopnem vlaknu, kar pomeni, da se nekateri rodovi izgubijo.

Slabljenje med dvema različnima enorodovnima vlaknoma je običajno zanemarljivo zaradi zelo majhne razlike med numeričnima aperturama. Tako v vstopnem kot v izstopnem vlaknu pa se nahaja zgolj en rod valovanja in ena polarizacija.

### Primer:

Oceni sklopno slabljenje dveh različnih enorodovnih vlaken.



Slabljenje znaša od 0 do 1 dB!

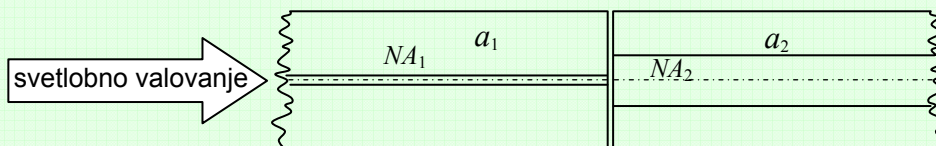
Pri sklopu iz enorodovnega optičnega vlakna na mnogorodovno optično vlakno ne nastajajo nikakršne izgube, saj je sprejemno optično vlakno precej večje dimenzije, kot prikazuje spodnji primer. V praksi se tovrstni sklop mnogokrat uporablja med optično vrstico iz laserskega oddajnika, ki je enorodovna, na prenosno pot, ki je zgrajena iz mnogorodovnega optičnega vlakna. Sprejemniške fotodiode so največkrat opremljene z mnogorodovnim vlaknom, zato da na njih lahko pripeljemo signal iz enorodovne ali mnogorodovne prenosne poti.

**Primer:**

Izračunaj sklopno slabljenje med enorodovnim optičnim vlaknom ( $a_1=9 \mu\text{m}$ ) z numerično aperturo  $NA_1=0,1$  in mnogorodovnim optičnim vlaknom ( $a_2=50 \mu\text{m}$ ) z numerično aperturo  $NA_2=0,2$ .

$$NA_2 > NA_1$$

$$a_2 > a_1$$

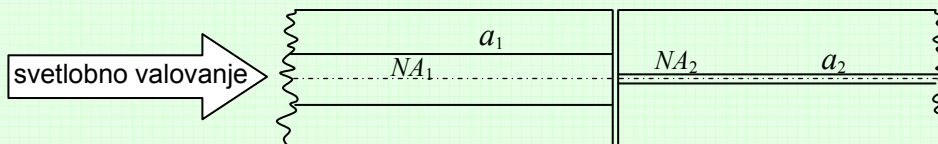


Ni slabljenja!

Najbolj nemogoč je sklop svetlobnega signala iz mnogorodovnega optičnega vlakna na enorodovno optično vlakno. Pri tem so slabljenja optične moči velika (20 dB in več) in s časom spreminjajoča, zaradi spreminjanja porazdelitve moči na preseku mnogorodovnega vlakna. Tovrstni spoji so praktično neuporabni, saj zaradi spreminjanja vnašamo šum v optično zvezo.

**Primer:**

Izračunaj sklopno slabljenje v decibelih (dB) iz mnogorodovnega (MM) optičnega vlakna G.651 s premerom jedra  $2r_{MM}=62,5 \mu\text{m}$  in numerično odprtino  $NA_{MM}=0,2$  na enorodovno (SM) optično vlakno G.652 s premerom jedra  $2r_{SM}=8 \mu\text{m}$  in numerično odprtino  $NA_{SM}=0,1$ , pri zanemarljivo majhnem vzdolžnem razmiku. Vlakni sta poravnani. Pri računanju zanemari 4% odboj na meji steklo-zrak in zrak-steklo.



$$\eta = \frac{A_{SM}}{A_{MM}} = \frac{\pi \cdot (r_{SM})^2}{\pi \cdot (r_{MM})^2} = \left( \frac{2r_{SM}}{2r_{MM}} \right)^2 = \left( \frac{8 \mu\text{m}}{62,5 \mu\text{m}} \right)^2 = 0,128^2 = 0,0164 = \underline{\underline{1,64 \%}}$$

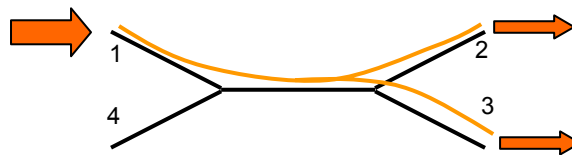
$$a = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{A_{SM}}{A_{MM}} \right) = 10 \cdot \log_{10}(0,0164) = \underline{\underline{-17,9 \text{ dB}}}$$

Veliko slabljenje! Zelo nezanesljiv sklop s spremenljivim slabljenjem.

## 7. Svetlobni razcepnik

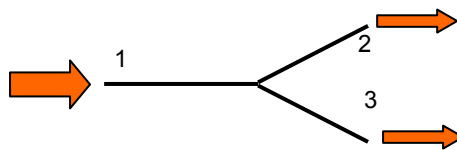
Svetlobni razcepniki predstavljajo obsežno kategorijo pasivnih optičnih vlakenskih komponent. V optičnem omrežju se razcepnike svetlobe uporabljajo povsod, kjer želimo svetlobni signal razdeliti na enega ali več signalov. Razcepnik na dva optična signala srečujemo tako v omrežjih kot pri merilni opremi. Razcepnik iz enega na mnogo signalov pa se najpogosteje uporabljajo pri optičnem dostopovnem omrežju (angl. Fiber To The Home – FTTH) za deljenje signala iz centrale na mnogo uporabnikov.

Odvisno od smeri potovanja svetlobe se v razcepniku lahko dogaja deljenje ali združevanje (sklapanje) optične moči. Za svetlobni razcepnik, ki je linearen in recipročen element, velja **načelo recipročnosti**. V primeru smernega sklopnika, prikazanega na sliki 1, se svetloba iz prvega vhoda enakomerno deli na drugi in tretji izhod. Seveda to velja le za točno določeno valovno dolžino ali valovnodolžinsko področje. Recipročno velja, da se svetloba, ki vstopi na drugi vhod, enakomerno razdeli na prvi in četrti izhod.



Slika 1: Prikaz delovanja smernega sklopnika.

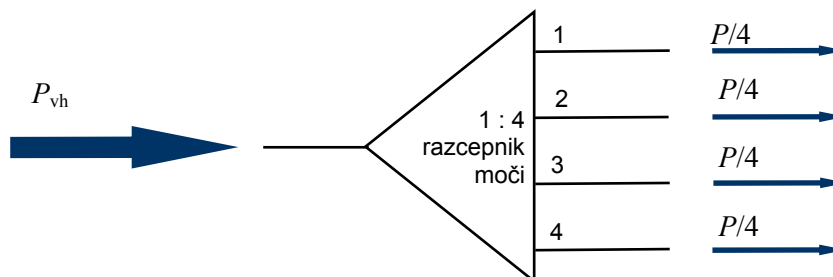
Ker je razcepnik pasiven recipročni element, ga je mogoče uporabiti kot smerni sklopnik ali kot delilnik. V primeru Y delilnika se svetloba, ki vstopa na prvi vhod, prav tako enakomerno razdeli med drugi in tretji izhod, kot prikazuje slika 2. Zaradi recipročnosti pride svetloba, ki vstopa na drugem vhodu, na prvi izhod oslABLJENA za 50% (3 dB). Če poskušamo združiti dva signala z uporabo Y razcepnika, se signala sicer združita, vendar vsak od njiju zgubi pol moči. Torej se zaradi recipročnosti tudi pri združevanju signalov iz dveh vlaken v eno vlakno vnaša delilne izgube.



Slika 2: Prikaz delovanja Y delilnika.

Glede na tip omrežja, kjer se uporabljajo razcepniki, so le-ti lahko izdelani iz mnogorodovnega ali enorodovnega vlakna. Za vsak optični razcepnik so pomembni trije podatki: delilno razmerje, vstavno slabljenje in frekvenčno področje delovanja.

V pasivnem optičnem dostopovnem omrežju se najpogosteje uporablja razcepnik iz enega na mnogo signalov zato, da bi signal iz centrale delili na mnogo uporabnikov. Optični razcepnik je vlakenski element, ki spaja eno optično vlakno na mnogo ločenih vlaken, kot za primer 1:4 prikazuje slika 3. Optični signal, ki prihaja na vhod razcepnika, se pojavi na vseh izhodih. Moč vhodnega signala se pri tem razdeli med vse izhode.



Slika 3: Prikaz razcepnika s štirimi izhodi.

Prvi pomemben podatek optičnih razcepnikov je **delilno razmerje**. V primeru enakomernega deljenja moči med vse izhode je izhodna moč zmanjšana za faktor delilnega razmerja – število izhodov  $N$ .

$$P_{\text{izh}} = \frac{P_{\text{vh}}}{N} \quad (1)$$

oziroma v decibelih

$$\text{delilno razmerje [dB]} = -10 \log\left(\frac{1}{N}\right) \quad (2)$$

**Primer:**

Za delitev signala uporabljamo 1:8 razcepnik z enakomerno delitvijo moči. Na njegov vhod pride optični signal moči 0,5 mW. Izračunajte moč na posameznem izhodu in delilno razmerje v decibelih.

$$P_{\text{izh}} = \frac{P_{\text{vh}}}{N} = \frac{0,5 \text{ mW}}{8} = 0,0625 \text{ mW} \quad \Rightarrow \quad P_{\text{izh}} [\text{dBm}] = 10 \log\left(\frac{0,0625 \text{ mW}}{1 \text{ mW}}\right) = -12,04 \text{ dBm}$$

$$\text{delilno razmerje [dB]} = -10 \log\left(\frac{1}{N}\right) = -10 \log\left(\frac{1}{8}\right) = -10 \log(0,125) = 9,03 \text{ dB}$$

Delilna razmerja za različne razcepnike, ki enakomerno delijo moč vhodnega signala, prikazuje tabela na sliki 4. Pri tem predstavlja  $n$  stopnjo razcepnika. Delilno razmerje v decibelih pa je mogoče izračunati tudi tako, da se stopnjo razcepnika množi teoretično s 3, praktično pa s 3,3.

Po standardu za GPON G.983 je predvideno maksimalno delilno razmerje na 32 uporabnikov, medtem ko je po G.984 standardu maksimalno delilno razmerje postavljeno na 64 uporabnikov. Delitev na 64 uporabnikov je realna zgornja meja, ki jo omogoča današnja tehnologija. V prihodnosti se pričakuje povečanje delilnega razmerja na 128 in več uporabnikov.

stopnja razcepa $n$	delilno razmerje $1:2^n$	teoretična vrednost delilnega razmerja v dB $n \cdot 3$	praktična vrednost delilnega razmerja v dB $n \cdot 3,3$
1	1 : 2	3 dB	3,3 dB
2	1 : 4	6 dB	6,6 dB
3	1 : 8	9 dB	9,9 dB
4	1 : 16	12 dB	13,2 dB
5	1 : 32	15 dB	16,5 dB
6	1 : 64	18 dB	19,8 dB
7	1 : 128	21 dB	23,1 dB

Slika 4: Tabela pretvorbe delilnega razmerja v decibele.

V primeru razcepnikov, ki delijo signal na dva dela, se največkrat uporablja delilna razmerja 50%:50%. V praktičnih primerih, ko želimo izvajati nadzor omrežja in odcepiti zelo majhen del signala (le kakšen procent), se srečujemo tudi z drugačnimi delilnimi razmerji, ki jih prikazuje tabela na sliki 5.

delilno razmerje	moč na prvem izhodu	moč na drugem izhodu
50% : 50%	-3 dB	-3 dB
10% : 90%	-10 dB	-0,46 dB
3% : 97%	-15,2 dB	-0,13 dB
2% : 98%	-17 dB	-0,088 dB
1% : 99%	-20 dB	-0,044 dB
0,1% : 99,9%	-30 dB	-0,004 dB
0,01% : 99,99%	-40 dB	-0,0004 dB

Slika 5: Tabela pretvorbe delilnega razmerja v slabljenje na posameznem izhodu.

Drugi pomemben parameter svetlobnega razcepnika je **vstavno slabljenje**, ki podaja, koliko svetlobnega signala se izgubi na napravi zaradi spojev. Tipične vrednosti se gibljejo okrog 0,3 dB za vsako dodatno delilno stopnjo in so prikazane v zadnjem stolpcu tabele na slik 4. Razumljivo je, da želimo imeti čim nižje vstavno slabljenje, vendar nas tukaj omejuje tehnologija izdelave razcepnika.

**Primer:**

Koliko znaša moč optičnega signala na posameznem izhodu, če upoštevamo, da ima razcepnik iz prejšnjega primera še 0,9 dB vstavnega slabljenja?

$$P_{izh} [\text{dBm}] = P_{vh} [\text{dBm}] - \text{delilno razmerje} [\text{dB}] - \text{vstavno slabljenje} [\text{dB}]$$

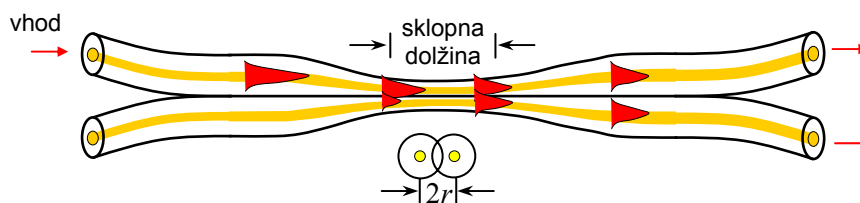
$$P_{izh} [\text{dBm}] = -3,01 \text{ dBm} - 9,03 \text{ dB} - 0,9 \text{ dB} = -12,94 \text{ dBm}$$

Tretji pomemben podatek svetlobnega razcepnika je valvnodolžinsko oziroma **frekvenčno področje delovanja**, ki se izbere glede na uporabo v omrežju. Na primer v pasivnem optičnem razdelilnem omrežju se pričakuje transparentnost, kar omogoča kasnejšo nadgradnjo na višje prenosne hitrosti in nove valovne dolžine. Ker je samo omrežje, ki nima od valovne dolžine odvisnih gradnikov, transparentno, se v oddaljena vozlišča vgrajuje razcepnike, katerih delilno razmerje ni odvisno od valovne dolžine. Pri teh razcepnikih je zaželeno čim širše območje delovanja, ker ozkopasovnost vnaša funkcijo filtriranja. Obratno se v terminalno opremo, kjer je potrebno multipleksirati signale različnih valovnih dolžin, vgrajuje od valovne dolžine odvisne razcepne gradnike.

Osnovni spojni strukturi sta Y-spoj ali 1×2 razcepnik (naprava s tremi priključki) in X-spoj ali 2×2 razcepnik (naprava s štirimi priključki). Obe spojni strukturi sta lahko narejeni iz krožnosimetričnih vlaken ali s planarnimi optičnimi integriranimi vezji. Glede na uporabljen tehniko izdelave optičnih delilnikov jih delimo v dve skupini:

- **vlakenski razcepnik** (angl. Fused Biconical Taper – FBT) ali varjene stožčaste konice (sika 6) in
- **planarni razcepnik** (angl. Planar Lightwave Circuits – PLC) ali planarno svetlovodno vezje (slika 10).

Vlakenski razcepnik je izdelan iz dveh optičnih vlaken z zblížanimi jedri, kar se običajno naredi s segrevanjem in raztegotvanjem. To ima za posledico vlakensko strukturo, ki je sposobna izmenjevati svetlobno moč med posameznimi vejami. Moč se lahko na primer deli med obema optičnima vlaknoma, kot prikazuje slika 6. Prednost vlakenskih delilnikov je, da signal potuje vedno skozi enako snov, zaradi česar so zmanjšane vstavne izgube. Posamezni 1×2 delilniki so vstavljeni v ohišja premera cca. 3 mm. Za izdelavo kompleksnejših struktur se uporablja zaporedje posameznih 1×2 delilnikov, tako da se zvari posamezne izhode delilnikov z vhodi delilnikov naslednjih stopenj.

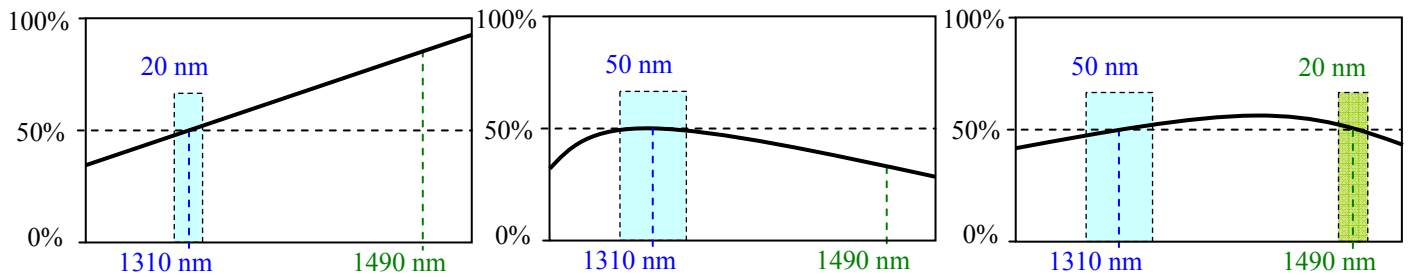


Slika 6: Prikaz delovanja vlakenskega delilnika.

Delilno razmerje vlakenskih razcepnikov je odvisno od valovne dolžine. Širina valvnodolžinskega območja je po standardu za pasivna optična omrežja odvisna od centralne valovne dolžine. Glede na območje delovanja so optični vlakenski razcepniki razdeljeni v tri skupine, kot prikazuje slika 7:

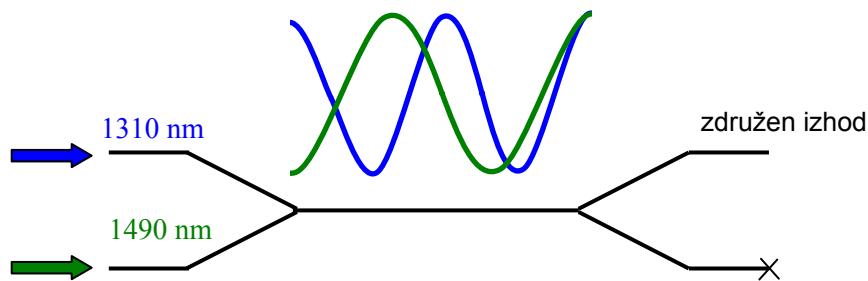
- enojno okno; valovna dolžina delovanja je 1310 nm ali 1490 nm,
- enojno razširjeno okno; valovna dolžina delovanja je 1310 nm ± 25 nm ali 1490 nm ± 10 nm in
- dvojno okno ali širokopasovni razcepnik; valovna dolžina delovanja je 1310 nm ± 25 nm in 1490 nm ± 10 nm.





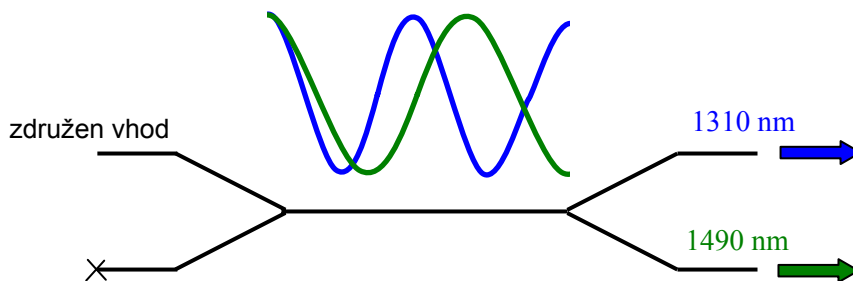
Slika 7: Prikaz delilnika z enim oknom, razširjenim oknom in dvojnimi okni.

Vlakenski razcepnik je torej od valovne dolžine odvisen element, ki omogoča delitev in združevanje svetlobe različnih valovnih dolžin z minimalnim slabljenjem. Sklopna dolžina je odvisna od valovne dolžine, zato je potrebna skrbna izdelava, pri kateri se glede na potrebno območje delovanja zagotovi brezizgubno združevanje ali deljenje signalov različnih valovnih dolžin. Pri združevanju svetlobnih signalov, kar je prikazano na sliki 8, je potrebno poskrbeti, da bo skupna dolžina signalov različnih valovnih dolžin ravno enaka dolžini sklopa. Signala različnih valovnih dolžin se bosta pri tem sklopila v isto vlakno.



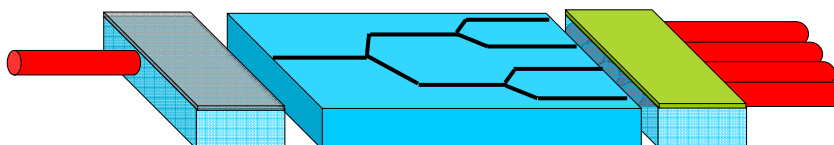
Slika 8: Od valovne dolžine odvisen sklop.

Pri delitvi signalov, ki je prikazano na sliki 9, sta signala različnih valovnih dolžin na končni točki sklopnika v različnih vlaknih.



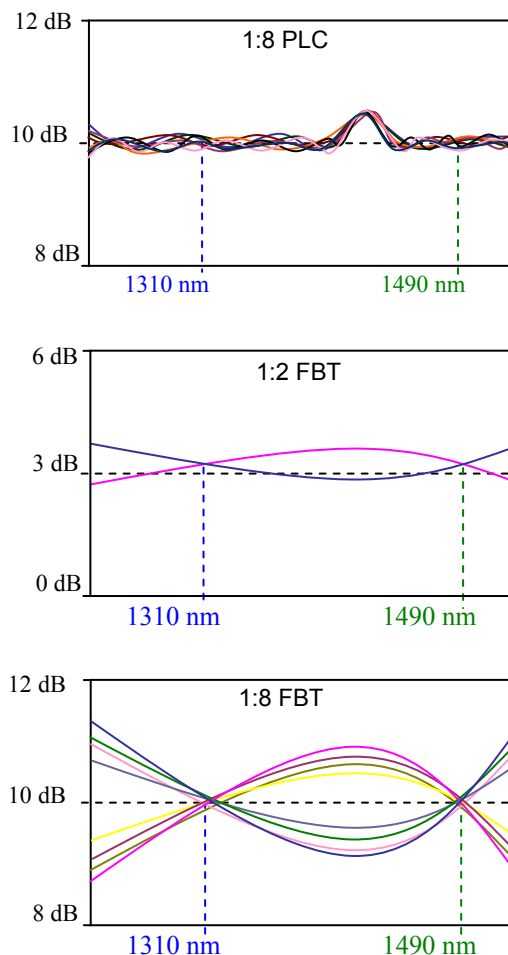
Slika 9: Od valovne dolžine odvisna delitev.

Drug način izdelave optičnega razcepnika je izdelava strnjenega planarnega integriranega optičnega vezja, ki združuje vhodno vlakno in razporejena izhodna vlakna. Tovrstni razcepnik prikazuje slika 10. Delitev moči zagotavlja Y-spoj, ki je izdelan znotraj materiala z uporabo fotolitografskih tehnik, ki so podobne tistim, ki se uporabljajo v industriji polprevodnikov. Planarni delilniki nimajo enakih valovno dolžinskih karakteristik kot vlakenski delilniki. Pri tovrstnih delilnikih je valovna dolžina odvisna od substrata (najpogosteje kremenovo steklo), ki se uporablja za izdelavo integriranega vezja.



Slika 10: Planarni delilnik.

Glavna razlika med vlakenskimi in planarnimi delilniki je v odvisnosti vstavnega slabljenja od valovne dolžine. Na sliki 11 (zgoraj), ki prikazuje vstavno slabljenje 1:8 PLC delilnika v odvisnosti valovne dolžine od 1250 nm do 1650 nm, vidimo, da je karakteristika zelo izravnana z izjemo OH vrha v okolici 1420 nm. Vstavno slabljenje za 1:2 vlakenski razcepnik je prikazano na sliki 11 (v sredini). Vidimo, da se krivulji za izhoda ujemata zgolj pri dveh valovnih dolžinah. V našem primeru sta to valovni dolžini 1310 nm in 1550 nm. V ostalem področju prihaja v eni od vej do večjega vstavnega slabljenja. Ta neželeni pojav je še bolj izrazit pri delilnikih z več izhodi, kot prikazuje slika 11 (spodaj).



Slika 11: Primeri vstavnega slabljenja v odvisnosti od valovne dolžine za planarni in vlakenski razcepnik.

Pri primerjavi PLC in FBT je potrebno pogledati še na temperaturno odvisnost slabljenja (angl. Temperature Dependent Loss – TDL), polarizacijsko odvisnost slabljenja (angl. Polarization Dependent Loss – PDL) in zanesljivost.

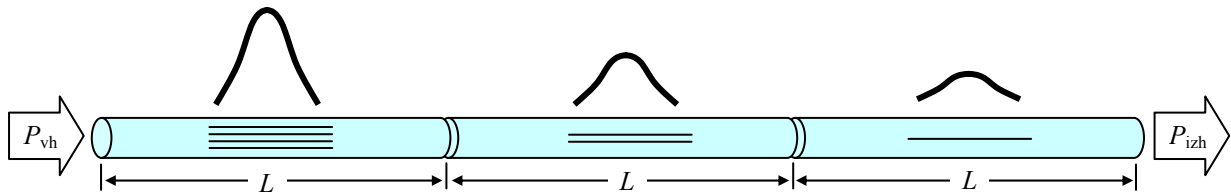
Zaradi procesa izdelave in občutljivosti zlitega dela vlakenskega razcepnika morajo proizvajalci določiti tudi TDL. Za območje delovanja med  $-5^{\circ}\text{C}$  do  $+75^{\circ}\text{C}$  je maksimalna pričakovano odstopanje pri 1:2 razcepniku reda  $\pm 0,15$  dB. Na prvi pogled je številka nizka, vendar moramo vzeti v poštev kaskadni pojav. Za razcepnik 1:8 v FBT tehnologiji je temperaturna odvisnost slabljenja torej 0,45 dB. PLC razcepniki delajo v območju od  $-40^{\circ}\text{C}$  do  $+85^{\circ}\text{C}$  z TDL reda  $\pm 0,25$  dB ( $-5^{\circ}\text{C}$  to  $75^{\circ}\text{C}$  pa  $\pm 0,15$  dB). TDL pojav je v katalogih vedno že vključen v maksimalno dopustno slabljenje razcepnikov.

PLC razcepniki imajo PDL mnogo manjšo od 0,2 dB in neodvisno od delilnega razmerja. 1:2 FBT razcepnik ima PDL v območju od 0,1 dB do 0,15 dB. Tudi v tem primeru je potrebno upoštevati kaskadni pojav, kar poveča PDL vlakenskih sklopnikov. V primeru 1:8 FBT razcepnika je PDL reda 0,45 dB.

Zanesljivost razcepnega gradnika je odvisna od tveganja odpovedi sestavnih delov. Za primer 1:8 FBT razcepnika je potrebno imeti 7 razcepnikov tipa 1:2 in 6 zvarov. Za primer PLC pa imamo zgolj dve kritični točki: vhodni spoj na vlakno in izhodni spoji na vlakna.

## 8. Slabljenje optičnega vlakna

Za inženirje telekomunikacij, ki želijo optično vlakno uporabljati za prenos svetlobnega signala iz ene lokacije na drugo je vsekakor zanimivo, kako daleč se lahko vodi signal, preden se oslabi do te mere, da ga ni mogoče več zaznati. Svetlobe, ki izstopa iz optičnega vlakna je vedno manj, kot jo je vanj vstopilo (slika 1). Zmanjšana količina izhodne svetlobe je posledica slabljenja optičnega vlakna. Popolni odboj, s pomočjo katerega potuje svetloba po jedru optičnega vlakna, je sicer brez izgub, vendar je medij po katerem potuje svetloba bolj ali manj transparenten.



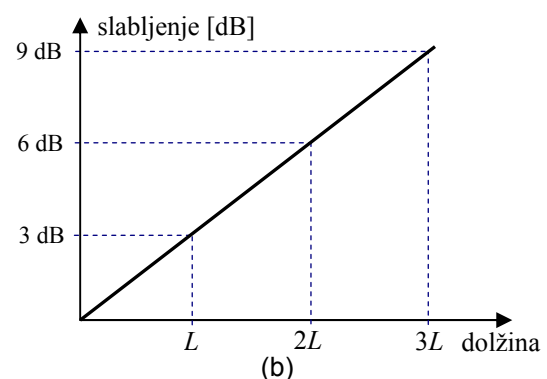
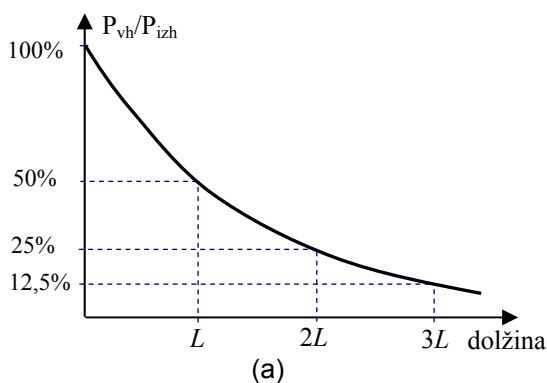
Slika 1: Slabljenje svetlobnega impulza pri potovanju skozi optično vlakno.

Prispevek slabljenja je odvisen od dolžine optičnega vlakna in kot mnogi naravni pojavi eksponentno upada, kar pomeni, da po dolžini enaki odseki optičnega vlakna vedno enako oslabijo optično moč, kot prikazuje slika 2a. Svetloba je vedno kumulativno absorbira za isto količino pri isti valovni dolžini.

### Primer:

Vzemimo, da absorpcija svetlobe znaša 1% na centimeter. Izračunaj za koliko procentov se oslabi svetloba po prehodu 1 m.

$$\text{Preostala svetloba} = (1 - \alpha)^L = (1 - 0,01)^{100} = 0,366 = 36,6\%$$



Slika 2: Prikaz slabljenja vlakna v odvisnosti od dolžine v linearnem (a) in logaritemskem (b) merilu.

Slabljenje je običajno izraženo v logaritemskih enotah – decibelih (dB). Naraščanje slabljenja v odvisnosti od dolžine ima v logaritemskem merilu linearni potek (slika 2b). Slabljenje v decibelih se računa kot razmerje vhodne proti izhodni optični moči po izrazu

$$a[\text{dB}] = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{vh}}}{P_{\text{izh}}} \right) \quad (1)$$

Ker nas zanima slabljenje optičnega vlakna določene dolžine, običajno podajamo slabljenje kar na enoto dolžine. Najpogosteje podajamo slabljenje na kilometer dolžine optičnega vlakna v enotah dB/km.

$$a[\text{dB/km}] = \frac{10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{vh}}}{P_{\text{izh}}} \right)}{L[\text{km}]} \quad (2)$$

Podajanje izgub na dolžinsko enoto omogoča hitro in enostavno preračunavanje slabljenja določene telekomunikacijske trase.

**Primer:**

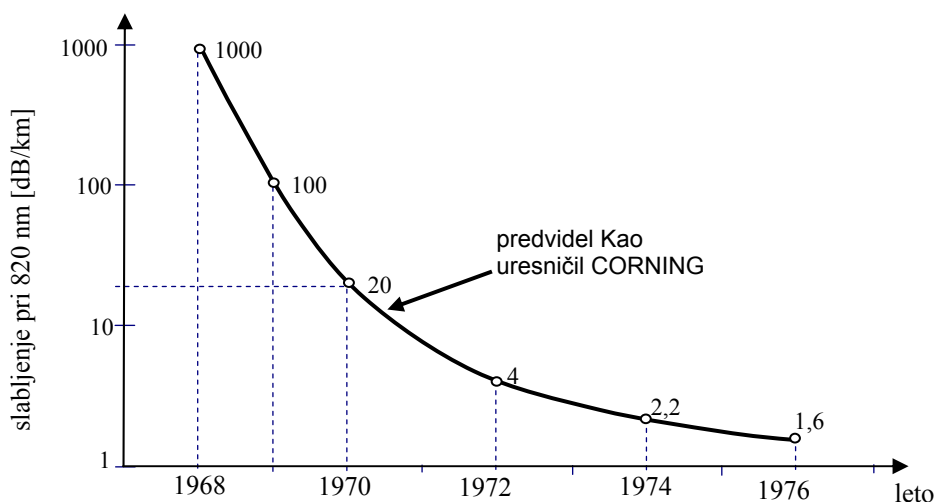
Kolikšen del svetlobne moči izhaja iz 100 km dolgega optičnega vlakna s slabljenjem 0,3 dB/km?

$$\frac{P_{\text{vh}}}{P_{\text{izh}}} = 10^{\frac{L \cdot a [\text{dB/km}]}{10}} = 10^{\frac{100 \text{ km} \cdot 0,3 \text{ dB/km}}{10}} = 1000$$

Preostale svetlobe je  $1/1000 = 0,1\%$

Novjša zgodovina optičnih komunikacije se začne leta 1966. Slabljenje steklenega optičnega vlakna je takrat zanašalo približno 1 dB/m (1000 dB/km). Vodenje svetlobe po tako izgubnem mediju ima uporabo v dekorativne namene, za telekomunikacijske namene pa je imelo takratno steklo preveč izgub. V tem času sta pionirja optičnih komunikacij, Angleža K. C. Kao<sup>1</sup> in G. A. Hockham, objavila članek<sup>2</sup>, v katerem sta teoretično predvidela možnost uporabe optičnega vlakna kot prenosnega informacijskega medija, če bi bilo slabljenje le-tega pod 20 dB/km.

Leta 1970 so tehnologi izboljšali slabljenje vlakna iz obstoječih 1000 dB/km na 20 dB/km, kar je bila predvidena meja za začetek optičnih komunikacij. Prvi je to uspelo ameriški firmi Corning, ki je bila do nedavnega ena vodilnih proizvajalcev optičnega vlakna. Izboljšave vlakna so se nato še vrstile in v letu 1976 privedle do 1,6 dB/km pri valovni dolžini 820 nm, kot prikazuje slika 3. Pridobivanje čistega Si in SiO<sub>2</sub> je bila takrat tudi želja polprevodniške industrije, ki je čiste kemikalije potrebovala za proizvodnjo MOS (angl. metal-oxide-semiconductor) tranzistorjev.



Slika 3: Zgodovinski pregled zmanjševanja slabljenja v optičnem vlaknu.

Kasneje so prišli do ugotovitve, da je mogoče doseči še manjše slabljenje pri višjih valovnih dolžinah. Leta 1977 Japonci izdelajo vlakno s slabljenjem 0,2 dB/km pri valovni dolžini 1550 nm, kar je približno stokrat boljše od koaksialnega kabla. Danes lahko dosega optično vlakno slabljenje zgolj 0,19 dB/km pri izbrani valovni dolžini.

Celotno slabljenje optičnega vlakna je seštevek dveh v vlaknu prisotnih pojavov:

- Rayleighovo sipanje, ki razprši svetlobo, zaradi česar uhaja iz vlakna,
- absorpcija, ki svetlobo pretvarja v toploto.

Tako en kot drugi pojav sta odvisna od valovne dolžine in snovi po katerem svetloba potuje.

<sup>1</sup> Prof. K. C. Kao je za dosežke na področju optičnih komunikacij leta 2009 dobil Nobelovo nagrado.

<sup>2</sup> K. C. Kao in G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies", Proc. IEE, Vol.113, No.7., July 1966.

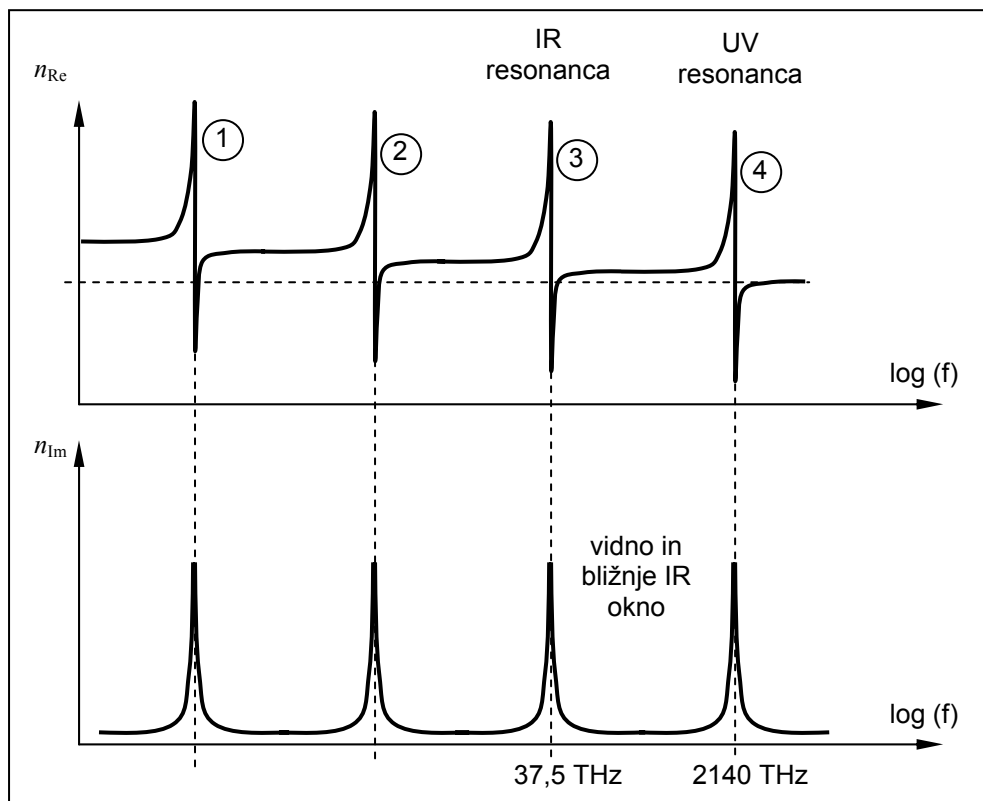
## 8.1. Absorpcijsko slabljenje

Lomni količnik vsake snovi ima odvisnost od valovne dolžine oziroma frekvence, ki potuje skozi to snov. Za primer zraka lahko povemo, da ima v območju radijskih valov zrak lomni količnik približno 1,0003. Za svetlobo pa znaša lomni količnik zraka približno 1,00015.

Lomni količnik je sestavljen iz realnega in imaginarnega dela.

$$n = n_{\text{Re}} + jn_{\text{Im}} \quad (3)$$

Realni lomni količnik pomeni zakasnitev valovanja, ki potuje skozi snov. Imaginarni lomni količnik pomeni za valovanje izgube. Ob resonancah pride do povečanja obeh komponent lomnega količnika, kar pomeni, da se povečajo izgube in zakasnitev valovanja. Za primer stekla resonance prikazuje spodnja slika 4.



Slika 4: Zgodovinski pregled zmanjševanja slabljenja v optičnem vlaknu.

Pri ultravijolični resonanci nastopi ultravijolična absorpcija, pri kateri se delček energije svetlobnega vala porablja za to, da se z interakcijo foton-elektron dvignejo elektroni iz valenčnega v prevodni energijski pas. Kisikovi ioni kremenovega stekla imajo energijsko razliko 8,90 eV med pasovoma, tako, da so za interakcijo potrebni fotoni z valovno dolžino  $\lambda=0,14 \mu\text{m}$ . Pri tej valovni dolžini se zato pojavlja resonančni vrh ultravijoličnega slabljenja. Sled tega resonančnega slabljenja sega tudi v bližnje ultravijolično področje vlakna. To slabljenje je v kremenovem steklu najmanj pomembno in ga zato v spektralnem pasu kremenovega stekla lahko zanemarimo.

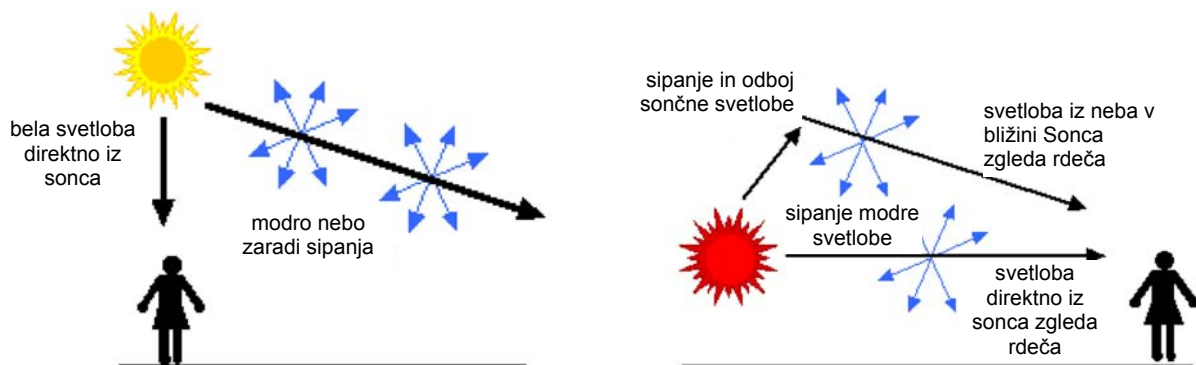
Pri infrardeči resonanci nastopi infrardeča absorpcija, ki je pojav, pri katerem se z interakcijo foton-fonon prenese delček energije svetlobnega vala v vibracijo molekul kremenovega stekla. Pojav je izrazito resonančen in ima vrh pri  $\lambda=8 \mu\text{m}$ . Sled tega slabljenja ravno še oplazi bližnje infrardeče področje vlakna in ga dejansko omejuje proti daljšim valovnim dolžinam. To pojasnjuje zakaj je kremenovo vlakno neustrezno v daljnem infrardečem področju.

## 8.2. Rayleighovo slabljenje

Rayleighovo slabljenje je dobilo ime po Angleškemu fiziku lordu John-u Rayleigh-u, ki je odkril fizikalni pojav razpršitve svetlobe na molekulah medija po katerem potuje svetloba.

Lord Rayleigh je svoje odkritje osnoval na opazovanju atmosferskih pojavov. V vidnem delu svetlobnega spektra je svetloba z najkrajšo valovno dolžino vijolična oziroma modra. Ker se ta svetloba najbolj sipa na molekulah v atmosferi, vidijo naše oči nebo modre barve. Zelo malo rdeče, oranžne in rumene barve je deležne slabljenju atmosfere, zato Sonce vidimo rumeno. V času, ko je Sonce tik nad horizontom, pa se večino modre svetlobe sipa in Sonce vidimo rdeče barve.

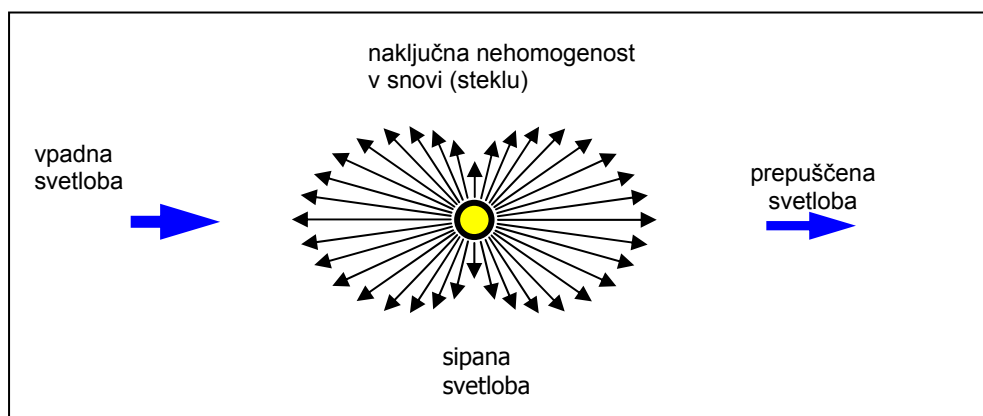
Za razliko od Rayleighovega sipanja poznamo tudi **Mievo sipanje**, ki povzroča belo barvo oblakov. Vodne kapljice v oblaku s polmerom približno 20  $\mu\text{m}$  so dovolj velike, da sipajo vse valovne dolžine vidne svetlobe bolj ali manj enako. To pomeni, da bo skoraj vsa svetloba, ki vstopi v oblak, razpršena. Ker so sipane vse valovne dolžine, vidimo oblake bele barve. Ko so oblaki zelo debeli, prehaja skozi njih vse manj vstopne sončne svetlobe, kar daje oblaku črno barvo.



Slika 5: Sipanje svetlobe na atmosferi.

Rayleighovo sipanje je polarizacijsko odvisno, zato fotografi pri fotografiranju neba uporabljajo polarizator. S tem zgloda nebo modrejše kot, če ga opazujemo s prostimi očmi.

Podobno kot v atmosferi je tudi pri potovanju skozi optično vlakno svetloba deležna Rayleighovega sipanja. Pri tem se del svetlobe sipa na naključnih nehomogenostih stekla, kot prikazuje slika 6. Sipana svetloba po večini izhaja iz optičnega vlakna.



Slika 6: Rayleighovo sipanje na nehomogenosti v steklu.

Za razliko od loma in odboja, kjer se svetlobno valovanje po pojavu odbije samo v eno smer, se pri sipanju razprši svetloba v vse smeri. Sipanje svetlobe se vrši na naključno porazdeljenih delcih (molekulah) snovi, ki je v našem primeru steklo.

Rayleighovo sipanje je selektivni pojav pri katerem imajo delci snovi lastnost, da bolj učinkovito sipajo svetlobo izbrane valovne dolžine. Običajno je tako, da se svetloba krajših valovnih dolžin bolj sipa kot svetloba daljših valovnih dolžin.

Z naraščanjem valovne dolžine Rayleighovo slabljenje optičnega vlakna pada s četrto potenco.

$$a[\lambda] \propto \lambda^{-4} \quad (4)$$

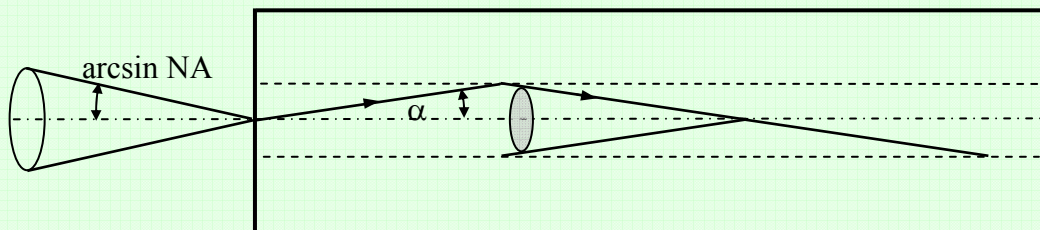
**Primer:**

Stekleno optično vlakno ima pri valovni dolžini  $\lambda_1=1,3 \mu\text{m}$  slabljenje  $a_1=0,3 \text{ dB/km}$ . Ocenite slabljenje istega vlakna  $a_2$  pri valovni dolžini  $\lambda_2=850 \text{ nm}$ , če upoštevamo, da je glavni vzrok slabljenja v obeh slučajih Rayleigh-ovo sipanje svetlobe na nehomogenostih v steklu!

$$a_2 = a_1 \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^4 = a_1 \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^4 = 0,3 \text{ dB/km} \cdot \left( \frac{1,3 \mu\text{m}}{0,85 \mu\text{m}} \right)^4 = \underline{\underline{1,64 \text{ dB/km}}}$$

**Primer:**

Po enorodovnem svetlobnem vlaknu z numerično aperturo  $NA=0,1$  in lomnim količnikom jedra  $n_{\text{jedra}} \approx 1,5$  potuje svetlobni signal, ki je deležen Rayleighovega sipanja. Kolikšen delež sipane svetlobe (v %) se odbije nazaj proti izvoru, ob predpostavki, da se sipa svetloba enakomerno v vse smeri?!



Numerična odprtina vlakna je definirana kot sinus vstopnega kota.

$$NA = \sin \alpha_0 \quad \alpha_0 = \arcsin NA = 5,74^\circ$$

Iz Snell-ovega lomnega zakona pri vstopu svetlobe iz zraka v vlakno dobimo

$$\frac{\sin \alpha_0}{n_{\text{jedra}}} = \frac{\sin \alpha}{n_{\text{zraka}}}$$

Ker je lomni količnik zraka približno 1, se kot lomljen kot  $\alpha$  izračuna iz

$$\alpha = \arcsin \frac{NA}{n_{\text{jedra}}} = \arcsin \frac{0,1}{1,5} = \underline{\underline{3,82^\circ}}$$

Lomljen kot  $\alpha$  predstavlja prostorski kot

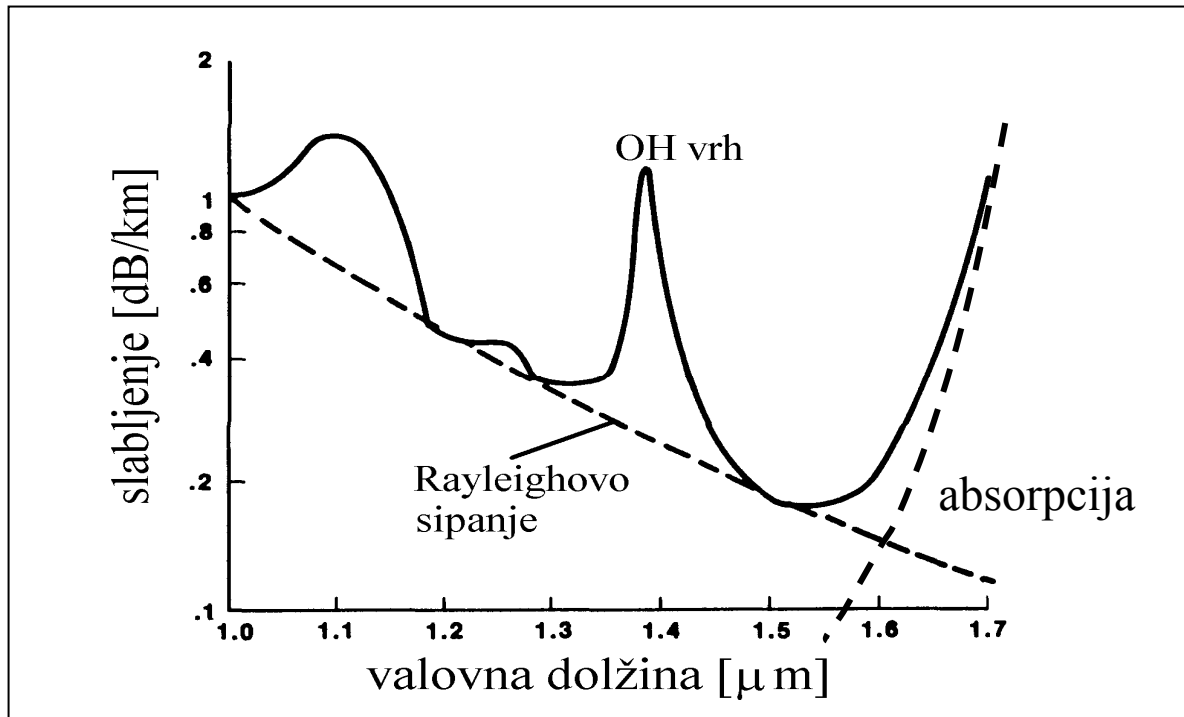
$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \alpha) = 2\pi(1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha}) = 2\pi \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{NA}{n_{\text{jedra}}} \right)^2} \right) = 2\pi \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{0,1}{1,5} \right)^2} \right) = 0,014 \text{ srad}$$

V primerjavi s polnim prostorskim kotom  $4\pi$  predstavlja odbiti delež svetlobe

$$\frac{\Omega}{4\pi} \cdot 100\% = 0,1\%$$

Z naraščanjem valovne dolžine slabljenje optičnega vlakna pada in teoretično lahko pride do izredno nizkih slabljenj pri visokih valovnih dolžinah. V praksi pa se pri večjih valovnih dolžinah pojavi absorpcija svetlobe v steklu.

Minimalno slabljenje optičnega vlakna nastopi pri valovni dolžini 1550 nm in to je tudi razlog za nastanek tretjega spektralnega okna v optičnih komunikacijah.



Slika 7: Skupno slabljenje enorodnega kremenovega vlakna  $\text{SiO}_2$  in spektralna odvisnost posameznih sestavin slabljenja (ultravijolično, infrardeče, Rayleighovo).

**Primer:**

Za signal valovne dolžine  $\lambda=1550$  nm znaša slabljenje optičnega vlakna  $a=0,2$  dB/km. Določi koliko procentov svetlobe pride na konec 100 km dolgega vlakna!

$$a[\text{dB}] = \ell \cdot a[\text{dB/km}] = 100 \text{ km} \cdot 0,2 \text{ dB/km} = 20 \text{ dB slabljenja}$$

$$\frac{P_{izh}}{P_{vh}} = 10^{-\frac{a[\text{dB}]}{10}} = 10^{-2} = 0,01 = \underline{\underline{1\%}}$$



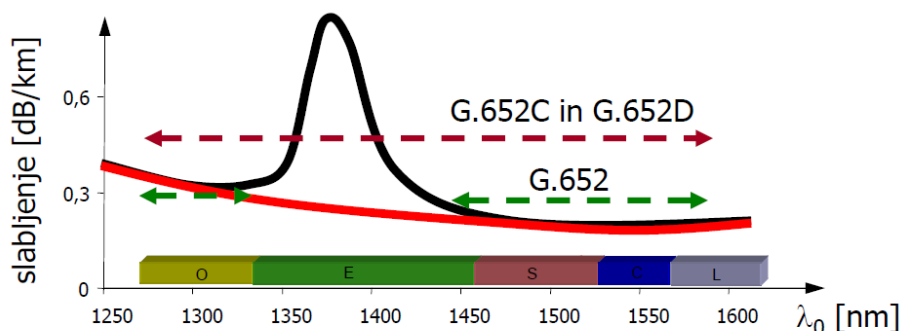
### 8.3. Tehnološko slabljenje

Opisanim trem osnovnim pojavom slabljenja, ki so značilnost osnovnega materiala in njegovih primesi, se pridružuje še vrsta drugih pojavov slabljenja, ki so bolj ali manj povezani s tehnološkim postopkom pri izdelavi vlakna ter pripravi le-tega. Medtem ko slabljenja iz prve skupine ni mogoče zmanjševati drugače kot z izbiro novih materialov, pa slabljenje druge skupine lahko bistveno zmanjšamo z izpopolnjevanjem tehnološkega postopka in upoštevanjem izkušenj pri uporabi vlaken. Tehnološko slabljenje nastane zaradi prisotnosti OH ionov, napak v strukturi stekla ali valovoda, krivin oziroma mikrokrivin ter nenazadnje zaradi stičnega slabljenja, ki je bilo obravnavano v prejšnjem poglavju.

#### 8.3.1 Slabljenje ionov OH

Prisotnost vlage v steklu v obliki ionov OH lahko povzroči močno resonančno slabljenje, imenovano hidroksilno slabljenje. Osnovni vrh tega slabljenja se pojavlja pri  $\lambda=2,73 \mu\text{m}$ . Harmonski in kombinacijski vrhovi v spektralnem področju kremenovega vlakna so pri  $\lambda=0,95 \mu\text{m}$ ,  $\lambda=1,25 \mu\text{m}$  in  $\lambda=1,4 \mu\text{m}$ . Najbolj značilen vrh je pri 1400 nm, ki ločuje drugo in tretje spektralno okno. Pri zelo nizki koncentraciji upade hidroksilno slabljenje na zanemarljivo vrednost in s tem se celotno bližnje infrardeče področje zlije v eno samo široko prenosno »okno« od 1  $\mu\text{m}$  do 1,7  $\mu\text{m}$ . Danes je tehnološko že mogoče izdelati vlakno, ki nima tega OH absorpcijskega vrha, katerega potek slabljenja prikazuje slika 8. Tovrstno vlakno je standardizirano z ITU-T standardom G.652.C in G.652.D.

	Z OH vrhom	Brez OH vrha
Visok PMD	G.652.A	G.652.C
Nizek PMD	G.652.B	G.652.D



Slika 8: Slabljenje enorodovnega vlakna z odpravljenim absorpcijskim OH vrhom.

#### 8.3.2. Slabljenje zaradi napak v strukturi stekla

Strukturne napake stekla, kot na primer manjkajoči atomi in koncentracija skupine atomov normalno ne povzročajo visokega slabljenja. Pod vplivom jedrskega sevanja pa se lahko strukturne napake stekla toliko pomnožijo, da se slabljenje bistveno poveča in vlakno postane neuporabno. Občutljivost na jedrsko sevanje je ena od pomanjkljivosti kremenovega stekla.

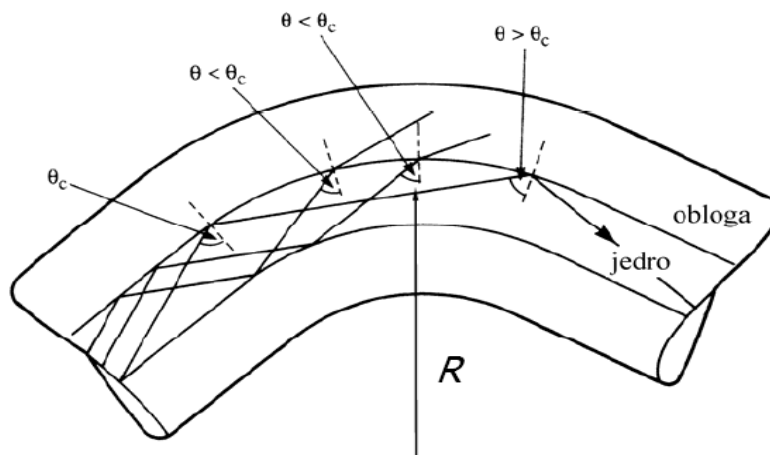
#### 8.3.3. Slabljenje zaradi nepopolnosti v valovodni strukturi

Povzročitelji valovodne nepopolnosti so lahko prisotnost zračnih mehurčkov v steklu, ki razpršujejo polje, končna debelina obloge zaradi katere uhaja delček moči v zaščitni plašč vlakna in nepravilna geometrija jedra. Valovodna nepopolnost ima za posledico dodatno valovodno slabljenje. Še večji vpliv pa ima na polarizacijsko rodovno disperzijo (opis v naslednjem poglavju).

### 8.3.4. Slabljenje na krivini vlakna

Ujet žarek se širi po vlaknu in tudi prispe do cilja bolj ali manj oslabljen v odvisnosti od slabljenja vlakna, ki znaša pri valovni dolžini 1550 nm približno 0,2 dB/km. Na prenosni poti pa se lahko pojavi še slabljenje na krivinah optičnega vlakna.

Če vlakno ukrivimo tako, da ima krivinski radij  $R$ , lahko pride pri močni ukrivitvi do zelo izrazitega slabljenja.



Slika 9: Uhajanje žarka na krivini v zunanost vlakna.

Zaradi izredno položnega kota pri totalnem odboju na mejo med jedrom in oblogo vlakna se lahko zgodi, da po upognitvi vlakna niso več izpolnjeni pogoji za popolni notranji odboj na zunanji krivini vlakna. To pomeni, da žarek uhaja iz jedra, vlakno seva v okolico, val v vlaknu pa se močno oslabi.

Svetlobni žarek, ki pride do krivine optičnega vlakna, ima vpadni kot manjši od kota za totalni odboj, kar pomeni, da uide v oblogo in je za nas izgubljen. Žarki, ki vpadejo na krivino pod še ustrezajočim kotom, lahko obidejo ukrivljenost.

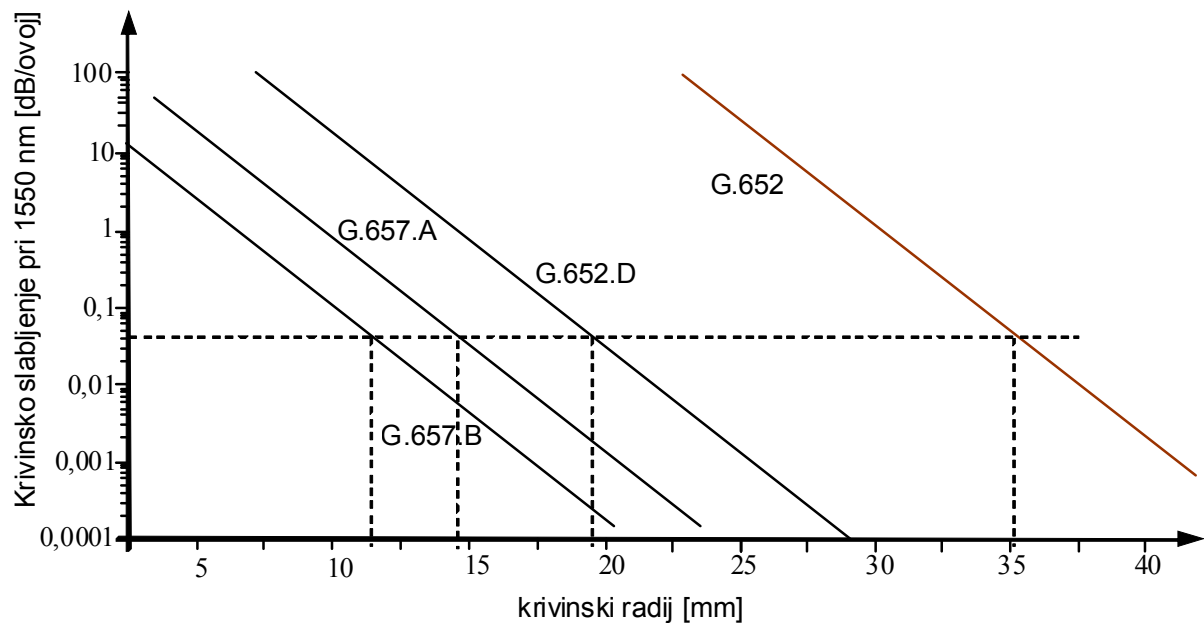
Pojav uhajanja dela optične moči na krivinah je še posebno izrazit pri šibkolomnih valovodih, kjer je razlika med lomnim količnikom jedra  $n_1$  in obloge  $n_2$  razmeroma majhna. Pri vlaknih je vsekakor pomemben minimalni krivinski radij, ki znaša približno 25 mm. To je krivinski radij, pri katerem bo svetloba začela uhajati iz optičnega vlakna. Krivinsko slabljenje je sicer odvisno od točne notranje izvedbe dielektričnega valovoda.

Krivinski radij, pri katerem se optično vlakno trajno deformira, pa je še za desetkrat manjši od radija, pri katerem pride do krivinskega slabljenja. Torej znaša le nekaj mm.

Pri vgradnji optičnih vlaken moramo zato vedno paziti, da vlaken mehansko ne obremenimo na tak način, ki bi povzročal krivine z majhnim polmerom.

Krivine ne vnašajo samo slabljenja, temveč povečujejo polarizacijsko disperzijo, ki je pomemben omejevalni dejavnik pri prenosnih sistemih z visoko bitno hitrostjo.

Pri inštalacijah vlakna na dostopovnih omrežjih je nizko krivinsko slabljenje pomemben parameter, zato so pri ITU-T osnovali standard G.657 za vlakno z nizkim krivinskim slabljenjem. Podstandard G.657.A je za vlakno, ki je kompatibilno z vlaknom G.652.D. Vlakno G.657.B je namenjeno uporabi v zgradbah in ne izraža potrebe po kompatibilnosti z standardom G.652. G.657.B je tipično vlakno z majhnim premerom jedra (do 6,3  $\mu\text{m}$ ) in stopničastim lomnim likom.

**Primer:**

V standardu za enorodovno vlakno G.657A je za krivinsko slabljenje pri 1550 nm naveden podatek maksimalnega slabljenja 0,75 dB/ovoj vlakna s premerom ovoja 10 mm. Koliko mW moči dobimo na izhodu štirih ovojev, če v vlakno pošljemo svetlobni signal moči 0 dBm?

$$P_{izh} = P_{vh} - 0,75 \text{ dBm} \cdot 4 = -3 \text{ dBm}$$

$$P_{izh} = 10^{\frac{P_{izh}}{10}} = 0,5 \text{ mW}$$

**8.3.5. Slabljenje na mikrokrivinah**

Mikrokrivine so naključna periodična odstopanja osi vlakna od normalnega ravnega položaja. Čeprav so odstopanja majhna, se lahko pojavljajo lokalne krivine s polmerom nekaj milimetrov, ker je kratka tudi perioda. Mikrokrivine nastanejo pri kabliranju vlakna, ko zaščitni ovoj (plašč) pritiska prečno na vlakno in ga malenkost naguba.

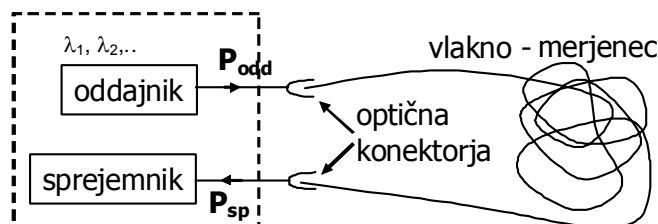
Slabljenje na mikrokrivinah mnogorodovnega vlakna ima vrednost tipično pod 0,2 dB/km. Slabljenje enorodovnega vlakna ima izrazito odvisnost od valovne dolžine in lahko tudi znatno vrednost. Pri valovnih dolžinah blizu zaporne valovne dolžine pa postane nepomembno. Slabljenje je manjše, če ima vlakno zadostno numerično aperturo (zadostno razliko lomnih količnikov), tako da je polje čvrsto ujeto v vlakno.

## 8.4. Meritev slabljenja optičnega vlakna

### 8.4.1. Optični multimeter

Slabljenje optičnega vlakna najenostavneje izmerimo tako, da si pomagamo z optičnim merilnikom moči, ki ga priključimo na en konec optičnega vlakna. Pri tem na drugem koncu pošljemo v vlakno optični signal znane konstantne moči. V kolikor moč oddajnika ne poznamo, ga moramo pred začetkom povezati direktno na sprejemnik brez merjenca in izmeriti izhodno moč.

Optični oddajnik in sprejemnik sta lahko tudi v istem ohišju, kot prikazuje spodnja slika, čeprav tovrstna izvedba ni najbolj praktična za terensko delo.



Slika: Merjene slabljenja optičnega vlakna s preprostim optičnim virom in merilnikom moči.

Iz razlike med oddano in sprejeto optično močjo izračunamo slabljenje vlakna.

$$\text{Slabljenje}(\lambda)[\text{dB}] = P_{\text{oddana}}(\lambda)[\text{dBm}] - P_{\text{sprejeta}}(\lambda)[\text{dBm}]$$

Meritve so lahko izvedene pri eni ali več valovnih dolžinah, odvisno od tega, kakšne optične oddajnike imamo na razpolago. Vendar je možno izvesti meritve pri eni sami valovni dolžini na enkrat.

Meritve je zelo preprosta, vendar je njena slabost v tem, da potrebujemo oba konca optičnega vlakna na istem mestu. Pri optičnih zvezah sta konca vlakna lahko več kilometrov narazen. V tem primeru potrebujemo komunikacijsko zvezo med oddajnikom in sprejemnikom.

### 8.4.2. Optični spektralni analizator

Standard G.650 priporoča za merjenje slabljenja optičnega vlakna merilno metodo pri kateri moramo imeti oba konca vlakna na istem mestu. Takoj vidimo, da je tovrstna metoda bolj primerna za laboratorijsko testiranje optičnih elementov ali vlakna kot pa za terenske meritve že položenega vlakna.

Za to metodo obstajata dve izvedbi merilne vezave, pri čemer ena uporablja nastavljen laser in kalibriran merilnik moči, druga pa širokospektralni vir svetlobe in optični spektralni analizator. V obeh primerih dobimo kot rezultat spektralno odvisnost slabljenja optičnega vlakna.

V primeru, ko imamo znano dolžino optičnega vlakna, lahko izrišemo graf odvisnosti slabljenja na kilometer dolžine v odvisnosti od valovne dolžine.

Pred začetkom meritve je nujna kalibracija, ki jo izvedemo tako, da svetlobni izvor povežemo direktno na detektor. Na ta način odpravimo vse morebitne vplive slabljenja priključnih vrvic ter spremembo izhodne moči optičnega izvora preko celotnega spektralnega merilnega področja.

### 8.4.3. Optični reflektometer v časovnem prostoru

Za meritve optične zveze je najbolj zaželen merilni postopek s katerim je mogoče izmeriti optično vlakno v vkopnem kablu z dostopom na enem samem koncu. Takšno meritve imenujemo reflektometriška meritve. Izvedemo jo tako, da na enem koncu v vlakno pošljemo znan signal in opazujemo, kaj se po določenem času zaradi različnih odbojev vrne na isti konec vlakna.

Pri reflektometriški meritvi v časovnem prostoru v vlakno pošljemo časovno kratek impulz svetlobe. Svetlobni impulz se odbije predvsem na odprtem koncu vlakna in na konektorskih spojih. Precej

slabotnejše je Rayleigh-ovo sipanje svetlobe v steklu vzdolž celotne dolžine vlakna. Odboji na zvarih so običajno zanemarljivo majhni, vendar tudi opazni.

**Primer:**

Izračunajte dolžino optičnega vlakna, če oddani impulz pripotuje nazaj od prostega konca po  $\Delta t = 500 \mu\text{s}$ !

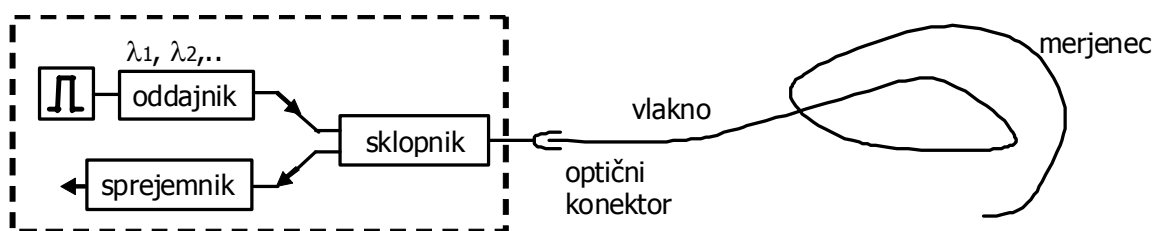
$$L = \frac{c_0}{n} \frac{\Delta t}{2} = 2 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 250 \mu\text{s} = 50 \text{ km}$$

**Primer:**

Koliko je ločljivost OTDR merilnika, če na zaslonu lahko razločimo dva impulza, ki sta med seboj razmaknjena za  $\Delta t = 10 \text{ ns}$ ?

$$L = \frac{c_0}{n} \Delta t = 2 \cdot 10^8 \text{ m/s} \cdot 10 \text{ ns} = 2 \text{ m}$$

Ustrezen merilnik, ki vsebuje oddajnik optičnih impulzov, smerni sklopnik, optični sprejemnik in prikazovalnik rezultata meritve, imenujemo optični reflektometer v časovnem prostoru ali OTDR (angl. Optical Time-Domain Reflectometer).



Slika: Optični reflektometer v časovnem prostoru.

Sprejemniški detektor mora biti dovolj občutljiv, saj so odboji slabotni. Najmočnejši odboj nastane na prostem koncu vlakna na meji med steklom in zrakom. Odboji na dobrih konektorjih so majhni. Najslabotnejše pa je Rayleighovo sipanje svetlobe, saj predstavlja glavni mehanizem izgub kakovostnih optičnih vlaknih, ki ga skušamo čimbolj zmanjšati z izbiro primerne valovne dolžine svetlobe. Od celotne sipane moči se je večji delež razprši izven vlakna in le manj kot 1 % sipane moči se "ujame" nazaj v optični valovod.

**Primer:**

Izračunajte za koliko dB oslavljen signal se odbije od konca optičnega vlakna (meja steklo-zrak).

$$\Gamma = \frac{n-1}{n+1} = \frac{1,5-1}{1,5+1} = \frac{0,5}{2,5} = 0,2$$

$$|\Gamma|^2 = |0,2|^2 = 0,04 = 4\%$$

$$\alpha = 10 \cdot \log(|\Gamma|^2) = -14 \text{ dB}$$

V reflektometer v časovnem prostoru zato vgradimo laser s čim večjo izhodno močjo, vendar je ta omejena s konstrukcijo polprevodniškega laserja in nastopom nelinearnih pojavov v samem vlaknu pri močeh 10 do 100 mW.

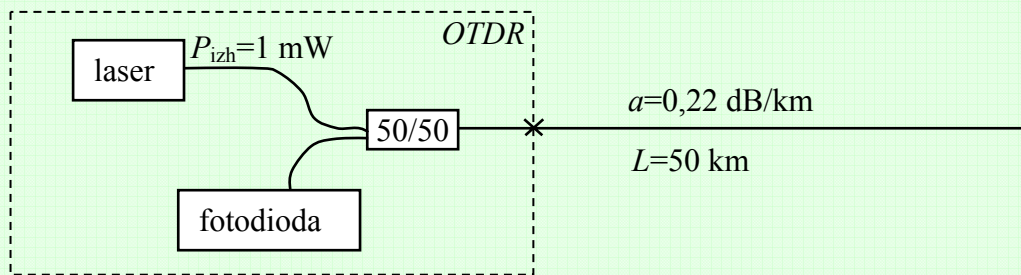
Povraten signal je po detekciji analiziran s pomočjo signalnega procesorja in prikazan v logaritemski skali. Ker se Rayleighovo sipanje vzdolž vlakna ne spreminja, lahko iz naklona krivulje v logaritemski skali enostavno določimo slabljenje zveze.

Posamezne odbite signale ločimo med sabo po času prihoda v sprejemnik, saj mora vsak signal preteči najprej pot od oddajnika do točke odboja in se potem po isti poti vrniti nazaj. Iz izmerjenega časa med oddajo impulza in sprejemom odboja lahko potem izračunamo mesto nepravilnosti ali položaj napake vzdolž vlakna. Pri tem ne smemo pozabiti, da je svetlobna hitrost v vlaknu za lomni količnik vlakna  $n$  manjša od hitrosti svetlobe v praznem prostoru. V OTDR merilnik moramo iz tega razloga vedno vpisati lomni količnik jedra optičnega vlakna, ki znaša pri standardnem enorodovnem vlaknu 1,451.

Glavna omejitev optičnega reflektometra je uporaben domet, saj mora signal reflektometra isto pot prepotovati dvakrat. Pri določanju dometa ne smemo pozabiti niti na izgube v smernem sklopniku. Ker je smerni sklopnik recipročen sestavni del, znašajo te izgube najmanj 6dB (3dB na oddaji in še 3dB na sprejemu).

#### Primer:

OTDR merilnik ima laser z valovno dolžino  $\lambda_0=1550$  nm, ki daje na izhodu moč signala  $P_{izh}=1$  mW. Na izhod merilnika priključimo enorodovno optično vlakno dolžine  $L=50$  km, ki ima pri valovni dolžini 1550 nm slabljenje  $a=0,22$  dB/km. Na prostem koncu optičnega vlakna ( $n=1,5$  za steklo) imamo ravno brušen optični konektor. Koliko naj pri valovni dolžini 1550 nm znaša občutljivost sprejemniške fotodiode v OTDR, da še lahko detektiramo povratni signal? Pri računanju upoštevajte tudi delilno razmerje 50:50 za optični sklopnik v OTDR merilniku.



$$P = 0 \text{ dBm} - 3 \text{ dB} - 2L\alpha - 14 \text{ dB} - 3 \text{ dB} = -42 \text{ dBm}$$

Ker je vršna moč laserja omejena, se domet reflektometra manjša s krajšanjem impulzov. S krajšanjem impulzov se ob nespremenjeni vršni moči laserja manjša energija signala, s katero razpolagamo za meritve. Hkrati se s krajšanjem impulza večja zahtevana pasovna širina in s tem šum sprejemnika. Izdelava zelo kratkih svetlobnih impulzov pa ni enostavna.

#### Primer:

Izračunajte povečanje dometa  $\Delta l=?$  (v kilometrih) merilnika OTDR, če povečamo širino svetlobnih impulzov iz  $t_1=1$   $\mu\text{s}$  na  $t_2=5$   $\mu\text{s}$ ! Laser merilnika deluje v obeh primerih z isto vršno močjo  $P_0=1$  W na valovni dolžini  $\lambda=1550$  nm. Povprečno slabljenje optičnega kabla vključno s številnimi zvari znaša  $a=0,22$  dB/km. ( $c=3 \cdot 10^8$  m/s).

$$\Delta W_{\text{dB}} = 10 \cdot \log_{10} \frac{W_2}{W_1} = 10 \cdot \log_{10} \frac{P_0 \cdot t_2}{P_0 \cdot t_1} = 10 \cdot \log_{10} \frac{5 \mu\text{s}}{1 \mu\text{s}} = 7 \text{ dB}$$

Signal se slabi v obe smeri, zato moramo slabljenje vlakna upoštevati dvakrat.

$$\Delta l = \frac{\Delta W_{\text{dB}}}{2a} = \frac{7 \text{ dB}}{2 \cdot 0,22 \text{ dB/km}} = \underline{\underline{15,9 \text{ km}}}$$

Ko zahtevamo ločljivost reflektometra manjšo od nekaj metrov oziroma trajanje impulza krajše od nekaj deset nanosekund, postane domet OTDR merilnika neuporabno majhen za praktične meritve.

Tehnično rešitev problema poznamo že iz radarske tehnike: medtem ko se na velike razdalje obnese radar, ki je amplitudno moduliran (AM) z impulzi, je za majhne razdalje in visoko ločljivost primernejši frekvenčno moduliran (FM) radar.

#### 8.4.4. Optični reflektometer v frekvenčnem prostoru

Visoko prostorsko ločljivost dosežemo z optičnim reflektometrom v frekvenčnem prostoru (angl. Optical Frequency-Domain Reflectometer ali OFDR). Podobno kot OTDR vsebuje tudi OFDR vlakenski smerni sklopnik in optični sprejemnik. Za razliko od OTDR je potrebno pri OFDR izhodni signal sprejemnika še ustrezno obdelati za prikaz rezultata.

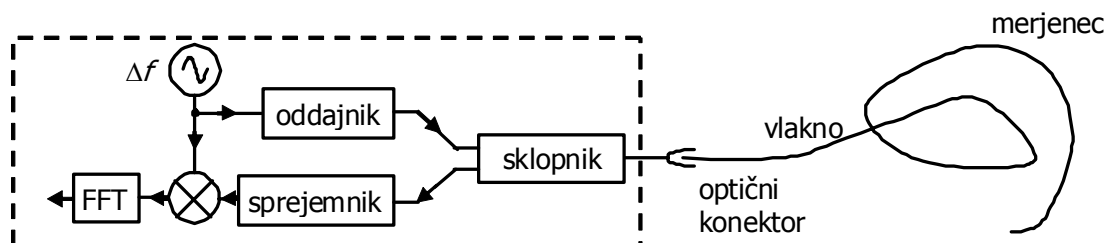
Pri reflektometrijski meritvi v frekvenčnem prostoru v optično vlakno pošljemo znan signal, ki pa ni svetlobni impulz, temveč s sinusnim signalom spremenljive frekvence moduliran optični signal. Sinusni signal pridobimo iz radijofrekvenčnega preletnega (angl. sweep) generatorja, kateri preletuje frekvence v dovolj velikem območju  $\Delta f$ , ki znaša okoli 1 GHz.

Tako moduliran optični signal potuje preko vlakenskega smernega sklopnika v merjeno vlakno, kjer se zaradi Rayleighovega sipanja in ovir del svetlobe odbije nazaj. Odbiti signal prepotuje dvakratno pot in po smernem sklopniku pride do optičnega sprejemnika.

V času, ko je optični signal potoval do konca vlakna in nazaj, se je frekvenca preletnega generatorja že spremenila, zato je sprejeti signal različne (nižje) frekvence kot tisti, ki pride direktno na mešalnik. Frekvenčno različna signala pri mešanju generirata nizkofrekvenčni signal. Ko si pogledamo frekvenčni spekter nizkofrekvenčnega mešalnega produkta, vidimo vrhove, ki premosorazmerno ustrezajo razdalji med začetkom in koncem vlakna.

Frekvence signalov so enostavno enake celotnemu frekvenčnemu pasu  $\Delta f$ , ki ga preleti generator v eni periodi  $T$ , pomnoženemu z razmerjem celotne zakasnitve v obeh smereh, deljene s periodo preletnega generatorja.

$$f_i = \Delta f \cdot \frac{2t_i}{T}$$



Slika: Optični reflektometer v frekvenčnem prostoru.

## 9. Disperzija optičnega vlakna

### 9.1. Posledice disperzije

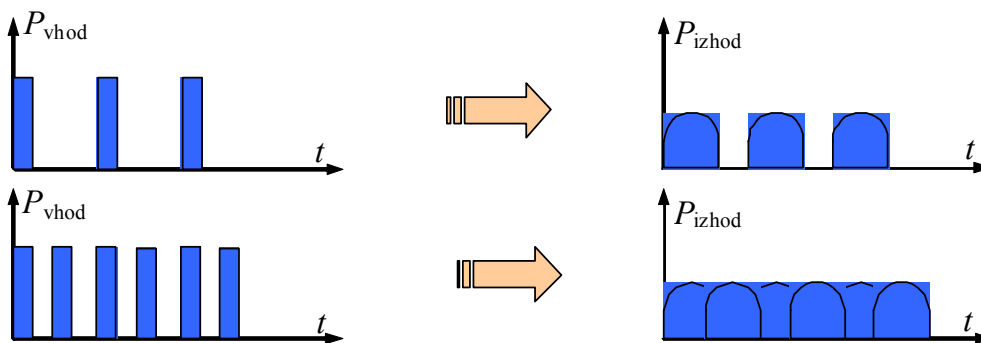
Poleg slabljenja je disperzija drugi pomemben omejitveni pojav optične komunikacijske zveze osnovane na optičnem vlaknu. Pojavlja se povsod, kjer prenosna karakteristika medija odstopa od idealne linearne frekvenčne odvisnosti, kakršno ima na primer ravninski val v neomejenem prostoru.

Ko v optično vlakno pošljemo svetlobni impulz, ki pri digitalni zvezi po dogovoru predstavlja logično enico, pride do nevšečnosti, da se širina impulza med potovanjem povečuje. V vlakno je vstopal lepo oblikovan digitalni optični impulz, iz vlakna pa dobimo razširjen impulz, kot prikazuje slika 1. Če zanemarimo slabljenje optičnega vlakna, bo energija impulza, ki je definirana kot ploščina pod ovojnico impulza, ostala nespremenjena. Njegova amplituda, pa se bo znižala zaradi časovne razširitve. Pojavu razširitve impulza strokovno pravimo **disperzija**.



Slika 1: Razširitev impulza pri potovanju po optičnem vlaknu.

Disperzija je moteč pojav predvsem pri velikih bitnih pretokih (zmogljivostih zveze), ko so časovne razdalje med impulzi dokaj majhne. Po razširitvi pride namreč do prekrivanja impulzov, kot prikazuje slika 2. Prekrivanje med sosednimi biti, poveča verjetnost narobe sprejetega bita.

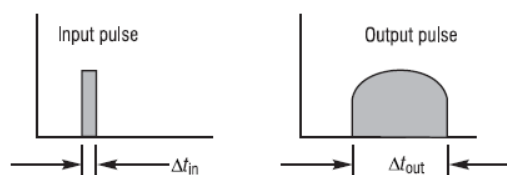


Slika 2: Primerjava vpliva razširitve signala pri dveh različnih bitnih pretokih (zmogljivostih zveze).

V nekaterih posebnih primerih uporabe optičnega prenosnega medija je disperzija lahko celo zaželen pojav, kar bomo obravnavali v poglavju nelinearnih pojavov v optičnem vlaknu. Največkrat pa na disperzijo gledamo kot na škodljiv pojav in skozi te oči jo tudi obravnavamo v tem poglavju.

Disperzija povzroči preoblikovanje modulacijske ovojnice optičnega signala, ki ga prenašamo po optičnem vlaknu. Do preoblikovanja modulacijske ovojnice pride zato, ker pridejo na konec vlakna posamezne komponente, ki optični signal sestavljajo, različno zakasnjene. Najpogosteje je preoblikovanje modulacijske ovojnice zaznati kot razširitev. Vhodni optični signal širine  $\Delta t_{vh}$  se razširi na  $\Delta t_{izh}$ , kot prikazuje slika 3. Razširitev zaradi disperzije je definirana kot

$$\Delta t = \sqrt{\Delta t_{izh}^2 - \Delta t_{vh}^2}$$



Slika 3: Razširitev optičnega impulza.



Ker je disperzija linearni pojav, razširitev narašča premosorazmerno z naraščanjem dolžine optičnega vlakna po katerem impulz potuje.

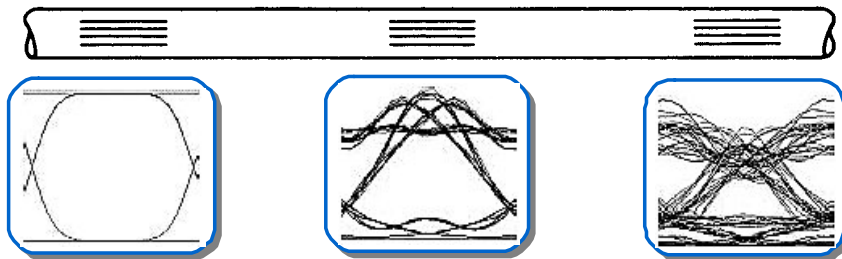
**Primer:**

Zaradi mnogorodovne disperzije se svetlobni impulz, ki prepotuje 40 km optičnega vlakna, razširi za  $\Delta t_1 = 200 \mu\text{s}$ . Kolikšna bo razširitev impulza  $\Delta t_2$ , če zvezo skrajšamo na 15 km?

$$\frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} = \frac{L_2}{L_1}$$

$$\Delta t_2 = \frac{L_2}{L_1} \cdot \Delta t_1 = \frac{15 \text{ km}}{40 \text{ km}} \cdot 200 \mu\text{s} = \underline{\underline{75 \mu\text{s}}}$$

V optični zvezi ima disperzija za posledico spremembo modulacijskega spektra in s tem popačitev (distorzijo) modulacijske ovojnice. Pri visoki bitni hitrosti, ko so časovne razdalje med impulzi dokaj majhne, pride zaradi razširitve do prekrivanja sosednjih impulzov oziroma do intersimbolne interference, kot je prikazano na izhodu vlakna na sliki 4. Disperzija omejuje informacijsko kapaciteto optične zveze, saj pride pri previsoki bitni hitrosti do prekrivanja sosednjih impulzov oziroma (intersimbolne interference) in napačno sprejetih bitov.



Slika 4: Prikaz nastanka intersimbolne interference zaradi disperzije prenosne poti.

## 9.2. Klasifikacija disperzij

Disperzijo v optičnih vlaknih razvrščamo v dve skupini po tem, ali je pojav razširitve impulza odvisen od spektralne širine svetlobnega vira ali ne. V primeru, da je razširitev impulza odvisna od spektralne širine vira govorimo o kromatski disperziji. V ostalih primerih, pa imenujemo disperzijo za nekromatsko.

Vsaka od tipov disperzije je po fizikalnem principu delovanja povsem ločen pojav, pri vseh pa nastane isti nezaželen učinek, ki se odraža kot razširitev optičnega impulza.

Pri **kromatski disperziji** so škodljive posledice disperzije skupinske hitrosti opazne tem bolj, čim širši spekter ima svetlobni vir. Kromatsko disperzijo poznamo zaradi treh posledic: valovodne disperzije, snovne disperzije in disperzije lomnega lika.

Optično vlakno je dielektrični valovod, kjer s steno omejen prostor povzroči utesnjenost polja, kar ima za posledico nastanek valovodne disperzije v sicer idealnem mediju.

Disperzijo lahko prispeva tudi snov sama, če je njen lomni količnik odvisen od frekvence oziroma valovne dolžine.

Odvisnosti lomnih količnikov od valovne dolžine se načeloma za jedro in oblogo lahko razlikujeta. Ker sta snovi jedra in obloge v šibkolomnih malodisperzih vlaknih običajno zelo podobni, lahko disperzijo lomnega lika zanemarimo.

Kromatski disperziji, ki jo imenujemo tudi barvana disperzija, torej prevladujoče prispevata snovna in valovodna disperzija.

**Nekromatska disperzija**, pri kateri škodljive posledice skupinske hitrosti niso odvisne od spektralne širine vira, je lahko mnogorodovna ali polarizacijska.

Popačitveni mehanizem, ki nastane v mnogorodovnem optičnem vlaknu, kjer je signal razpršen po času, nastane, ker skupinska hitrost optičnega signala ni enaka za vse rodove. V enorodovnem optičnem vlaknu, kjer se širi samo en rod valovanja, nastane disperzija zaradi različnih hitrosti razširjana valovanj z eno ali drugo polarizacijo.

Ko imamo poznane posamezne prispevke razširitve zaradi različnih disperzij, celotno disperzijsko razširitev izračunamo kot

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta t_1)^2 + (\Delta t_2)^2 + (\Delta t_3)^2 \dots + (\Delta t_n)^2}.$$

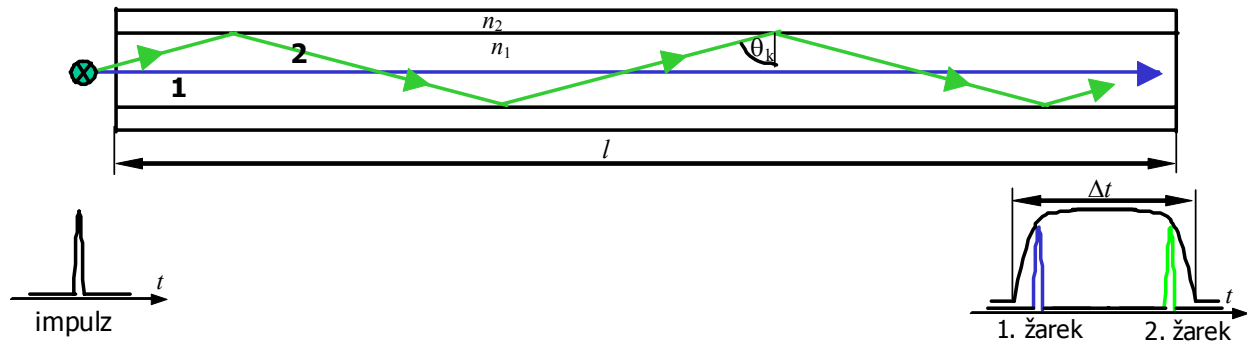
Prenosna zmogljivost optičnega vlakna je običajno podana kot produkt bitne zmogljivosti ( $C$ ) in razdalje ( $L$ ). Približna zmogljivost zveze je v povezavi z razširitvijo signala podana kot

$$C[\text{bit/s}] = \frac{1}{\Delta t}.$$

To je teoretična meja, ki jo v praksi največkrat zmanjša za faktor 2 ali 3.

### 9.3. Mnogorodovna disperzija optičnega vlakna

Snovno-geometrijski parametri mnogorodovnega optičnega vlakna dopuščajo, da se v vlaknu širi mnogo rodov (žarkov). Vsak rod ima svojo fazno hitrost. S prisposobo žarkovne optike se mnogorodovna disperzija v vlaknu s stopničastim lomnim likom lahko prikaže kot potovanje po več poteh, kot prikazuje slika 5. Svetlobni žarek, ki se med potovanjem odbija od sten, opravi v primerjavi z direktnim svetlobnim žarkom daljšo pot, zato pride na izhod vlakna zakasnjeno. Vhodni optični impulz se torej razmaže po časovnem prostoru.



Slika 5: Žarkovna slika potovanja dveh skrajnih žarkov: direktni žarek in žarka, ki še zadosti kotu popolnega odboja.

Direktni žarek ( $\theta = \pi/2$ ) prepotuje dolžino optičnega vlakna v času

$$t_1 = \frac{l_1}{c_1} = \frac{l}{\frac{c_0}{n_1}}$$

Zadnje prispeli žarek, ki pri odbojih ravno še zadosti kotu popolnega odboja, potuje po daljši poti in pride na konec vlakna v času

$$t_2 = \frac{l_2}{c_1} = \frac{l_2}{\frac{c_0}{n_1}} = \frac{l}{\frac{c_0}{n_1} \sin \theta_k} \cdot \frac{1}{\frac{c_0}{n_1}} = \frac{l}{\frac{c_0}{n_1}} \cdot \frac{1}{\frac{c_0}{n_1} \sin \theta_k} = \frac{l}{c_0} \cdot \frac{n_1^2}{n_2}$$

Ker je lomni količnik jedra večji od lomnega količnika obloge, je čas potovanja vijugajočega žarka večji od časa potovanja direktnega žarka.

Razlika med časoma, ko prispe zadnji žarek in direktni žarek je **razlika rodovne zakasnitve** in predstavlja zakasnitev, ki jo vnaša mnogorodovna disperzija.

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{l \cdot n_1}{c_0} \left( \frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \approx t_1 \cdot \Delta$$

Kjer je  $\Delta$  lomni parameter dvoplastnega vlakna

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2}$$

Vidimo, da razlika rodovne zakasnitve ni odvisna od polmera jedra optičnega vlakna.

**Primer:**

Izračunajte za koliko se razširi optični impulz zaradi mnogorodovne disperzije v mnogorodovnem vlaknu dolžine  $l=100$  km z lomnim parametrom  $\Delta=0,01$  in lomnim količnikom jedra  $n_1=1,46$ .

$$t_1 = \frac{l}{c_1} = \frac{l}{\frac{c_0}{n_1}} = \frac{100 \text{ km} \cdot 1,46}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 0,49 \cdot 10^{-3} \text{ s} = \underline{\underline{490 \mu\text{s}}}$$

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{l \cdot n_1}{c_0} \left( \frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \approx t_1 \cdot \Delta = 490 \mu\text{s} \cdot 0,01 = \underline{\underline{4,9 \mu\text{s}}}$$

**Primer:**

Izračunajte največjo zmogljivost zveze iz prejšnjega primera.

$$C < \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{4,9 \mu\text{s}} = 204 \text{ kbit/s}$$

Najbolj praktično, je če razliko rodovne zakasnitve podajamo na enoto dolžine

$$\Delta \left( \frac{t}{l} \right) = \frac{n_1}{c_0} \left( \frac{n_1 - n_2}{n_2} \right)$$

**Primer:**

Izračunajte razliko rodovne zakasnitve na dolžinsko enoto za vlakno z lomnim količnikom jedra 1,46 in lomnim količnikom obloge 1,45.

$$\Delta \left( \frac{t}{l} \right) = \frac{n_1}{c_0} \left( \frac{n_1 - n_2}{n_2} \right) = \frac{1,46}{3 \cdot 10^{-4} \text{ km/ns}} \left( \frac{1,46 - 1,45}{1,45} \right) = \underline{\underline{34 \text{ ns/km}}}$$

Impulz se razširi za 34 ns na vsak km optičnega vlakna.

Razlika rodovne zakasnitve se v približku lahko zapiše tudi z numerično odprtino

$$\Delta t \approx t_1 \cdot \Delta = t_1 \cdot \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{NA}{n_1} \right)^2$$

Zaradi boljših spojnih lastnosti, ki so opisane v prejšnjem poglavju, je zaželena čim večja numerična odprtina. Vendar velika numerična odprtina pomeni tudi veliko mnogorodovno disperzijo, kar pa je vsekakor nezaželeno.

Obratno nam majhna NA pomeni manjši sklopni izkoristek, vendar posledično manjšo mnogorodovno disperzijo. Zaradi zelo majhnega lomnega parametra pa je tako vlakno zelo šibkolomno, kar pomeni, da je zelo občutljivo na krivinsko slabljenje.

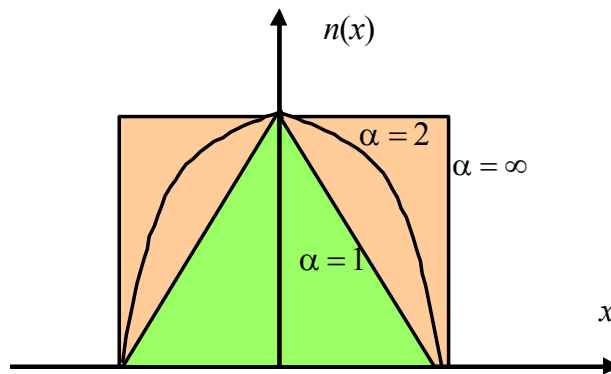
Iz zgornjega sklepanja vidimo, da nam spreminjanje NA ne pomaga pri zmanjšanju mnogorodovne disperzije. Obstajata pa dve drugi rešitvi za odpravljanje mnogorodovne disperzije.

Če omogočimo, da se bo po optičnem vlaknu širil le direktn svetlobni žarek, do razširitve optičnega impulza zaradi mnogorodovne disperzije ne more priti. To naredimo tako, da zmanjšamo premer jedra optičnega vlakna toliko, da se bo po njem širil samo osnovni rod svetlobnega valovanja. Na ta način dobimo enorodovno vlakno.

Druga možnost je da izdelamo vlakno z gradientnim lomnim likom, pri katerem se lomni količnik jedra zvezno spreminja v lomni količnik obloge

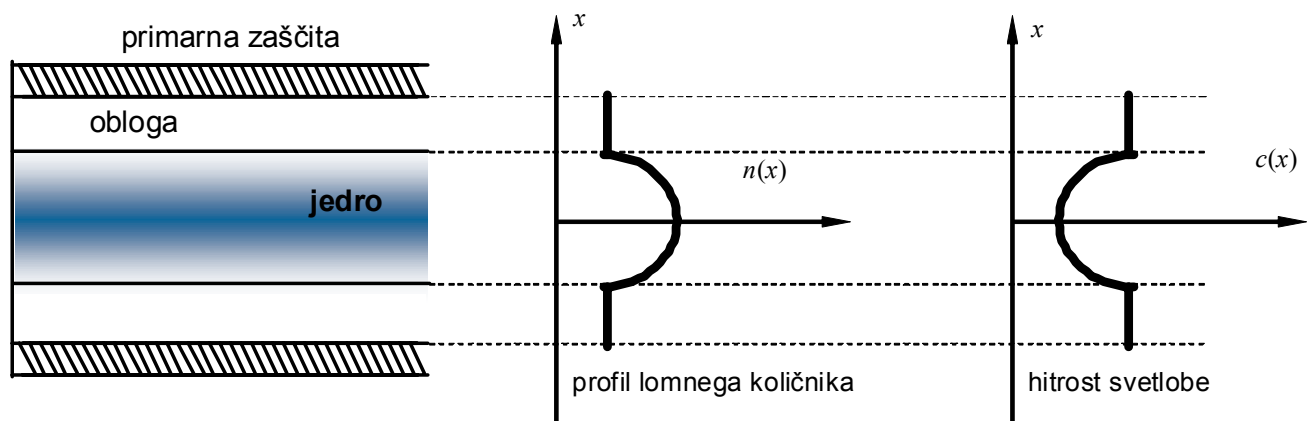
$$n_1^2(x) = n_1^2 \left( 1 - 2\Delta \left( \frac{x}{a} \right)^\alpha \right)$$

V eni skrajnosti pri  $\alpha = 1$  ima lomni količnik jedra trikotno obliko. V drugi skrajnosti pri  $\alpha = \infty$  ima lomni količnik jedra stopničast lomni lik. Pri  $\alpha = 2$  ima lomni količnik jedra parabolično obliko, kot prikazuje slika 6.



Slika 6: Spreminjanje lomnega lika glede na parameter  $\alpha$ .

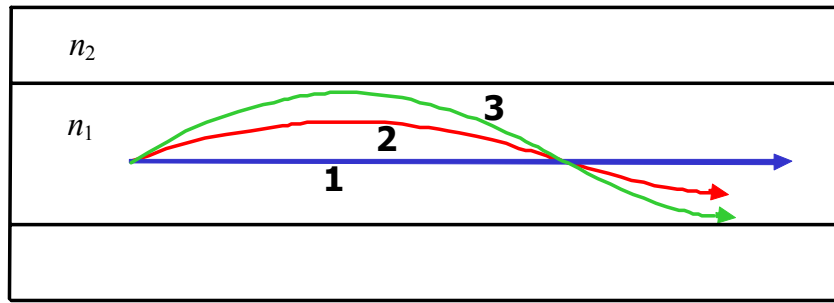
Pri vlaknu z paraboličnim lomnim likom se lomni količnik iz gostejšega v sredini jedra zvezno spreminja v redkejšega na robu vlakna, posledično temu je hitrost razširjanja svetlobe v sredini jedra vlakna najmanjša, kot prikazuje slika 7.



Slika 7: Vlakno z gradientnim lomnim likom.

Pri vlaknu z gradientnim lomnim likom imajo žarki sinusne trajektorije, kot prikazuje slika 8. Vsi žarki imajo isto periodo

$$L = \pi a \sqrt{\frac{2}{\Delta}}$$



Slika 8: Vlakno z gradientnim lomnim likom.

Žarek na obodu potuje s hitrostjo

$$c \approx \frac{c_1}{1 - \Delta \left(\frac{x}{a}\right)^2}$$

Razlika rodovne zakasnitve pa znaša

$$\Delta t \approx t_1 \cdot \Delta^2$$

**Primer:**

Izračunajte za koliko se razširi optični impulz zaradi mnogorodovne disperzije v mnogorodovnem vlaknu paraboličnega lomnega lika dolžine  $l=100$  km z lomnim parametrom  $\Delta=0,01$  in lomnim količnikom jedra  $n_1=1,46$ .

$$t_1 = \frac{l}{c_1} = \frac{l}{\frac{c_0}{n_1}} = \frac{100 \text{ km} \cdot 1,46}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 0,49 \cdot 10^{-3} \text{ s} = \underline{\underline{490 \mu\text{s}}}$$

$$\Delta t \approx t_1 \cdot \Delta = 490 \mu\text{s} \cdot 0,01^2 = \underline{\underline{49 \text{ ns}}}$$

**Primer:**

Izračunajte največjo zmogljivost zveze iz prejšnjega primera.

$$C < \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{49 \text{ ns}} = 20,4 \text{ Mbit/s}$$

Mnogorodovna disperzija omejuje pasovno širino mnogorodovnega optičnega vlakna.

$$B[\text{MHz}] = D[\text{MHz} \cdot \text{km}] \cdot l^{-1} [\text{km}^{-1}]$$

Na primer, običajno vlakno s stopničastim lomnim likom, ki ima premer jedra 50  $\mu\text{m}$ , bo omejevalo pasovno širino na 20 MHz pri enem kilometru dolžine. Pravimo, da je pasovna širina 20 MHz·km.

Glede na pasovno širino se mnogorodovna optična vlakna delijo v ISO razrede, kot prikazuje spodnja tabela.

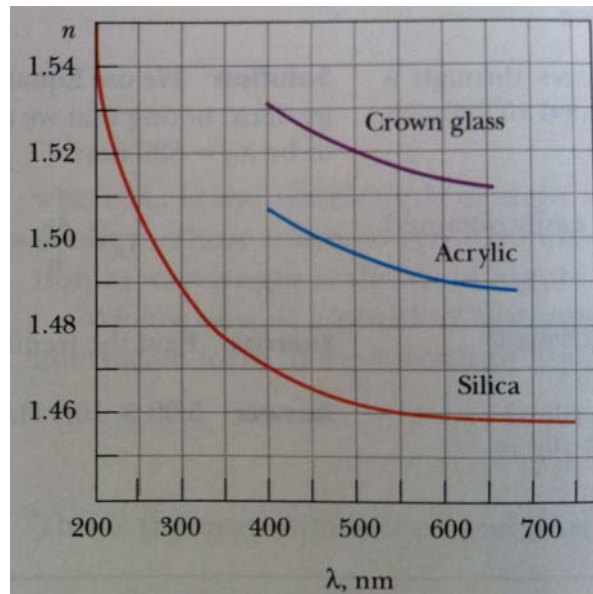
ISO razred	dimenzija	Disperzija pri 850 nm
OM1	62,5/125	6 – 24 MHz·km
OM2	50/125	100 – 1000 MHz·km
OM3	50/125	MHz·km
OM4	50/125	MHz·km

## 9.4. Kromatska disperzija

Kromatska disperzija, ki jo imenujemo tudi barvna disperzija je posledica snovne in valovodne disperzije.

### 9.4.1. Snovna disperzija

Pomembna lastnost lomnega količnika je dejstvo, da ima le-ta različne vrednosti za različne valovne dolžine svetlobe, ki potujejo skozi material. Odvisnost lomnega količnika stekla od valovne dolžine je prikazana na sliki ??



### 9.4.2. Valovodna disperzija

### 9.4.3 Kromatska disperzija optičnega vlakna

Pri kromatski oziroma barvni disperziji signali različnih valovnih dolžin potujejo z različnimi hitrostmi. Enota za kromatsko disperzijo  $D$  je ps/nm·km, kar pomeni, da je koeficient disperzije na enoto dolžine (kilometer) vlakna razmerje med razširitvijo impulza in širino valovnodolžinskega spektra.

$$|D| = \frac{1}{L} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta \lambda}$$

Ker zaradi praktičnosti običajno dolžino  $L$  podajamo v kilometrih, spektralno širino vira  $\Delta \lambda$  v nanometrih in razširitev  $\Delta t$  v pikosekundah je za kromatsko disperzijo  $D$  zelo primerna enota ps/nm·km.

Škodljive posledice kromatske disperzije pridejo tem bolj do izraza, čim širši optični spekter ima svetlobni vir. Iz tega razloga je zaželen uporaba spektralno ozkih svetlobnih virov (DFB ali DBR laser). Pri nižjih bitnih hitrostih od 10 Gbit/s je optična zveza omejena predvsem zaradi slabljenja v vlaknu. Pri bitnih hitrostih, ki so večje od 10 Gbit/s pa je kromatska disperzija standardnega enorodovnega vlakna zelo velik omejitveni dejavnik.

#### Primer:

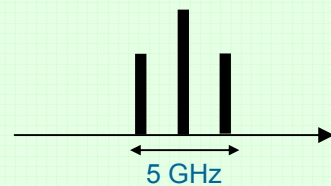
Optično zvezo z zmogljivostjo 2,5 Gbit/s želimo na vlaknu G.652 sestaviti iz zunanje moduiranega DFB laserja na valovni dolžini 1550 nm. Vlakno G.652 ima pri valovni dolžini 1550 nm disperzijo 16,5 ps/(nm·km). Kolikšen je maksimalni doseg zveze, če naj se impulzi ne razširijo za več kot polovico bitne periode?

$$\Delta t = \frac{1}{2C} = \frac{1}{2 \cdot 2,5 \text{ Gbit/s}} = \underline{\underline{200 \text{ ps}}}$$

Širina amplitudno moduiranega 2,5 Gbit/s signala znaša 5 GHz.

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta f \cdot \lambda_0^2}{c_0} = \frac{5 \text{ GHz} \cdot (1550 \text{ nm})^2}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 40 \text{ pm}$$

$$l = \frac{\Delta t}{D \cdot \Delta \lambda} = \frac{200 \text{ ps}}{16,5 \frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}} \cdot 0,04 \text{ nm}} = \underline{\underline{300 \text{ km}}}$$



#### Primer:

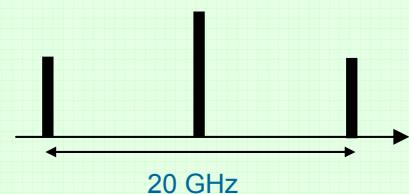
Optično zvezo z zmogljivostjo 10 Gbit/s želimo na vlaknu G.652 sestaviti iz zunanje moduiranega DFB laserja na valovni dolžini 1550 nm. Vlakno G.652 ima pri valovni dolžini 1550 nm disperzijo 16,5 ps/(nm·km). Kolikšen je maksimalni doseg zveze, če naj se impulzi ne razširijo za več kot polovico bitne periode?

$$\Delta t = \frac{1}{2C} = \frac{1}{2 \cdot 10 \text{ Gbit/s}} = \underline{\underline{50 \text{ ps}}}$$

Širina amplitudno moduiranega 10 Gbit/s signala znaša 20 GHz.

$$\Delta \lambda = \frac{\Delta f \cdot \lambda_0^2}{c_0} = \frac{20 \text{ GHz} \cdot (1550 \text{ nm})^2}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = 160 \text{ pm}$$

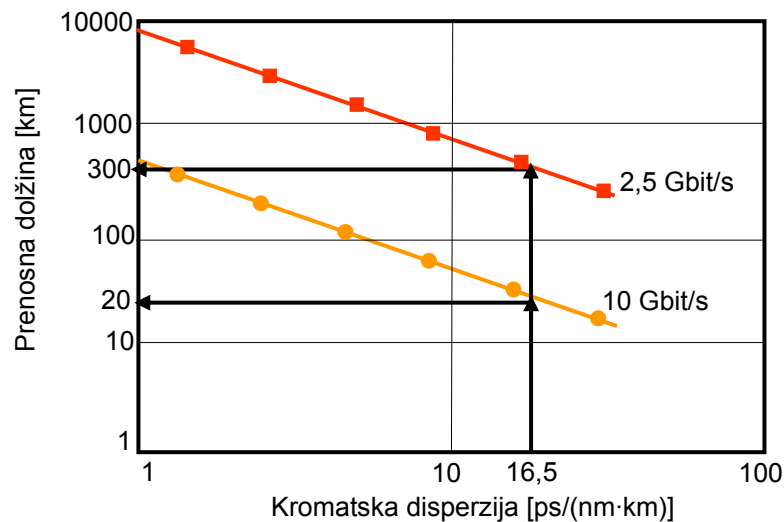
$$l = \frac{\Delta t}{D \cdot \Delta \lambda} = \frac{50 \text{ ps}}{16,5 \frac{\text{ps}}{\text{nm} \cdot \text{km}} \cdot 0,16 \text{ nm}} = \underline{\underline{19 \text{ km}}}$$





Učinek kromatske disperzije se povečuje z kvadratom bitne hitrosti, kot prikazuje slika 9. Z naraščanjem bitne hitrosti se maksimalna dolžina optične zveze zmanjšuje s korenem.

$$L \propto C^{-2}$$



Slika 9: Disperzija ima kvadraten vpliv na zmogljivost zveze.

V enorodovnem optičnem vlaknu kromatsko disperzijo delimo v dve skupini:

- snovna disperzija in
- valovodna disperzija.

**Snovna disperzija** nastane, ker je lomni količnik stekla frekvenčno odvisen. To pomeni, da signali z različnimi valovnimi dolžinami potujejo z različnimi hitrostmi zaradi snovnih sestavin samega vlakna.

Snovne disperzija je sicer pojav, ki se ga lahko tudi koristno izrablja za razločevanje posameznih komponent svetlobe v prizmi. Za prenos optičnega signala pa je škodljiv pojav, saj povzroča njegovo časovno razširitev.

Iz grafa na sliki 10 je razvidno, da snovna disperzija  $\text{SiO}_2$  stekla narašča z naraščanjem valovne dolžine.

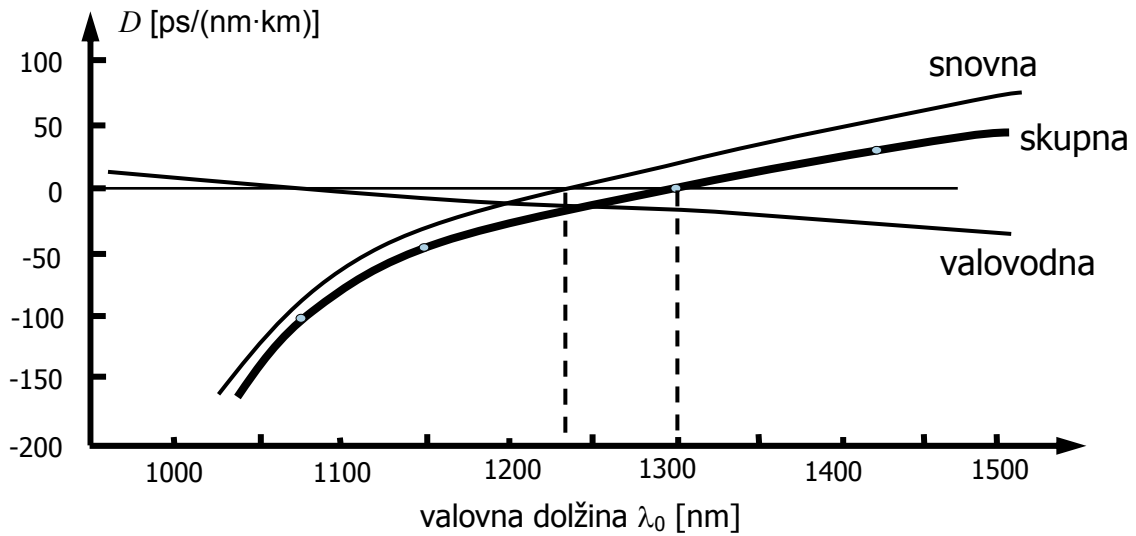
**Valovodna disperzija** je posledica različnih lomnih količnikov jedra in obloge optičnega vlakna. Valovodna disperzija dielektričnega valovoda je posledica omejitve prostora v katerem je polje utesnjeno. Valovodna disperzija je posledica valovodnega načina razširjanja valov v vlaknu. Njena vrednost je odvisna od snovno geometrijskih parametrov vlakna.

Efektivni lomni količnik se spreminja v odvisnosti od valovne dolžine:

- kratke valovne dolžine, svetloba je dovolj omejena znotraj jedra
- srednje valovne dolžine, svetloba se razširja tudi malo v oblogo. To navidezno zmanjšuje lomni količnik
- dolge valovne dolžine, veliko svetlobe se razširja v oblogo. To prenese efektivni lomni količnik zelo blizu lomnemu količniku obloge. Kar zakasni eno ali več valovnih dolžin v primerjavi z ostalimi

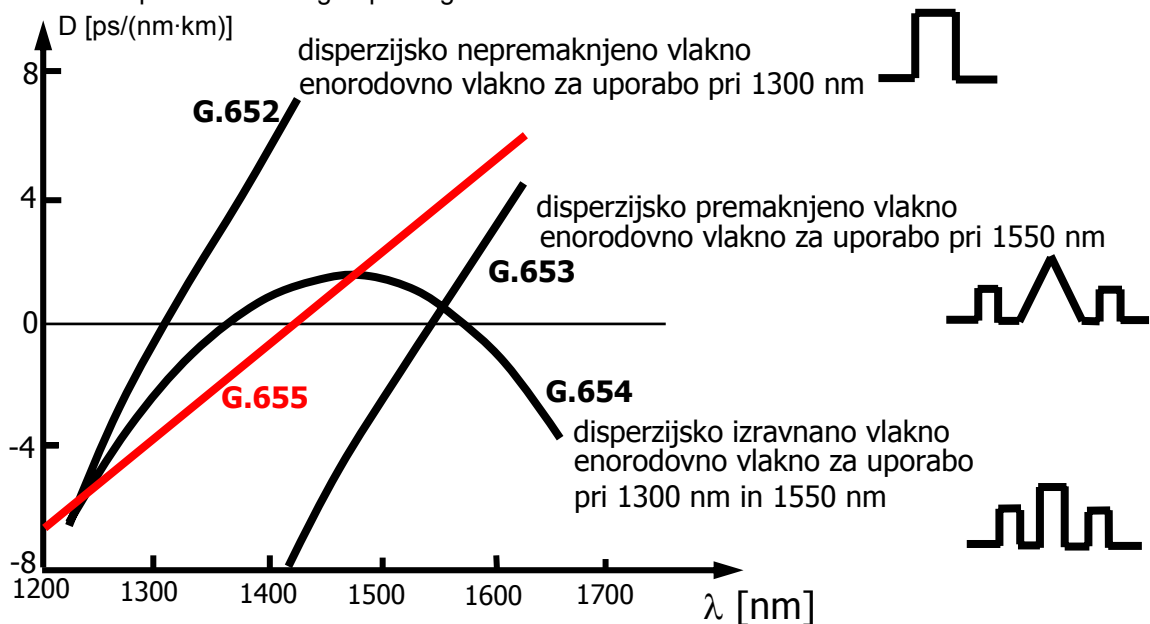
Snovna disperzija  $\text{SiO}_2$  in valovodna disperzija enorodovnega optičnega vlakna z stopničastim lomnim likom tvorita skupno kromatsko disperzijo. Pri valovni dolžini 1300 nm se učinek snovne in valovodne disperzije ravno odštejeta in skupna disperzija znaša tam nič. Valovna dolžina pri kateri je disperzija enaka nič se imenuje nična disperzijska valovna dolžina (angl. *zero-dispersion wavelength*). To je valovna dolžina pri kateri ima vlakno maksimalno informacijsko prenosno kapaciteto. Za standardno enorodovno vlakno je to območje 1310 nm. To je torej razlog za nastanek drugega spektralnega okna v optičnih komunikacijah.

Standard za G.652 govori, da mora nična disperzija ležati med 1300 nm in 1324 nm.



Slika 10: Kromatska disperzija enorodnega optičnega vlakna kot seštevek snovne in valovodne disperzije.

Snovno in valovodno disperzijo je mogoče uravnovežiti ter ustvariti valovno dolžino pri kateri je disperzija nič kjerkoli znotraj področja delovanja optičnih zvez med 1310 nm do 1650 nm. Z obliko lomnega lika pri enorodnem optičnem vlaknu namreč lahko vplivamo na disperzijske lastnosti valovoda. S seštevkem snovne in valovodne disperzije lahko torej dobimo vlakno s skorajda poljubno disperzijo. Na sliki 11 so prikazani poteki disperzije v odvisnosti od valovne dolžine za nekatere standardizirane tipe enorodnega optičnega vlakna.



Slika 11: Kromatska disperzija različnih tipov enorodnega optičnega vlakna.

Disperzijsko premaknjeno vlakno G.653 je znatno premaknjeno v desno. Minimalna disperzija tovrstnega vlakna je v okolici 1550 nm, kjer je tudi slabljenje optičnega vlakna najmanjše. Pri G.654 vlaknu sta snovna in valovodna disperzija tako izenačeni, da dobimo disperzijsko izravnavano optično vlakno. Disperzija je pri tem vlaknu minimalna v drugem in tretjem spektralnem oknu. Kasnejši razvoj optičnih sistemov je pokazal, da zaradi nastanka nezaželenih nelinearnih pojavov za komunikacijo ni najbolj idealno področje z minimalno disperzijo. Iz tega razloga se je izdelovanje in polaganje optična vlakna tipa G.653 in G.654 opustilo.

Vlakno z oznako G.655, ki ima v področju delovanja manjšo pozitivno disperzijo (od 4 do 8 ps/(nm·km)). Dobijo se v raznih izvedbah strmine in efektivne površine jedra, ki sta na žalost premosorazmerna parametra.

### 9.4.4. Kompenzacija kromatske disperzije optičnega vlakna

V daljših sistemih in sistemih z bolj izkoriščeno pasovno širino nakopičeno disperzijo ne smemo zanemarjati, saj kvarno vpliva na optični signal, ki ga prenašamo. Disperzija je linearen pojav in ga je zato mogoče dokaj enostavno kompenzirati.

Metode kompenzacije kromatske disperzije lahko razdelimo na naslednje tri skupine.

**Pred-popačenje** (angl. *predistortion*) ki se izvaja na strani oddajnika s prilagajanjem lastnosti vhodnega optičnega signala. Pred vstopom v optično vlakno se optičnemu impulzu doda frekvenčni žvižg (angl. *frequency chirp*), ki je obraten od tistega, katerega bo signal deležen med potovanjem po optičnem vlaknu.

**Po-kompenzacija** (angl. *postdetection*) je narejena v sprejemniku na električnem signalu z uporabo adaptivnega odziva za disperzijski pojav. Zadušitev vpliva kromatske disperzije je opravljena preko elektronskega izenačevalnega filtriranja. Po-kompenzacijo je mogoče izvajati le na signalih z nižjimi bitnimi hitrostmi, saj nas pri tem omejuje zmogljivost digitalnega procesorja.

**Linjska** (angl. *In-line*) kompenzacija kromatske disperzije je povsem optična metoda, ki je narejena vzdolž prenosne poti. Izvede se lahko v katerikoli točki vzdolž prenosne poti z uporabo povsem optičnih rešitev, ki zmanjšujejo pojav kromatske disperzije. Od številnih predlaganih in uporabljenih metod se največkrat uporablja kompenzacijski modul z disperzijsko kompenzacijskim vlaknom (angl. *Dispersion Compensation Fiber – DCF*).

Disperzijska kompenzacijska vlakna so postala pomembni elementi, ki sestavljajo današnji visoko zmogljiv optični prenosni sistem. Pri uporabi DCF kompenzacije disperzije je potrebno zadovoljiti sledečemu pogoju

$$D_V \cdot L_V = -D_K \cdot L_K$$

Kjer sta  $D_V$  in  $L_V$ , kromatska disperzija in dolžina prenosnega optičnega vlakna,  $D_K$  in  $L_K$  sovpadata disperziji in dolžini DCF-ja. Dolžina prenosa  $L_V$  in disperzija  $D_V$  sta parametra, ki ju v naprej poznamo, kar pomeni da je mogoče enačbo (?) zadovoljiti samo, če imata  $D_V$  in  $D_K$  različna predznaka. Dolžina  $L_K$  mora biti kratka kot je le mogoče, zaradi minimalnega vnosa slabljenja. V ta namen je smiselno uporabljati DCF-je z visoko negativno disperzijo.

Disperzijsko kompenzacijska optična vlakna imajo majhen premer jedra, kar vodi do relativno velike komponente valovodne disperzije. Skupna vrednost koeficienta disperzije  $D_2$  za komercialno dostopne DCF-je leži v območju od -90 do -150 ps/nm×km. Zaradi slabšega vodenja osnovnega rodu preko območja jedra, vnaša DCF višje slabljenje. Zasnova DCF-ja je bolj občutljiva na mikro krivine vlakna, zato je DCF neprimerno za kabliranje in polaganje. Skupni koeficient slabljenja  $\alpha_{DCF}$  DCF-ja je v območju od 0,4 do 0,7 dB/km, kar je znatno višje kot slabljenje v prenosnih vlaknih v valovno dolžinskem območju okoli 1550 nm, ki znaša malo nad 0,2 dB/km. Za karakterizacijo različnih tipov DCF-jev je pomembno razmerje  $|D_K|/\alpha_{DCF}$ , ki mora biti visoko kot je le mogoče. DCF-ji, ki so izdelani danes, imajo običajno razmerje  $> 200$  ps/nm/dB.

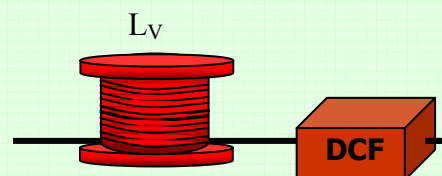
#### Primer:

Optična zveza dolžine 60 km vsebuje vlakno G.652 z disperzijo 16,5 ps/(nm·km). Kolikšna je potrebna dolžina kompenzacijskega vlakna z disperzijo -80 ps/(nm·km), ki ga vgradimo pred sprejemnik, za popolno kompenzacijo disperzije?

$$\Delta t = 0 = \Delta \lambda \cdot (L_V D_V + L_K D_K)$$

$$L_K = -\frac{L_V D_V}{D_K} = -\frac{60 \text{ km} \cdot 16,5 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})}{-80 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})} = \underline{\underline{12,4 \text{ km}}}$$

Slabljenje DCF znaša dodatnih 6 dB.



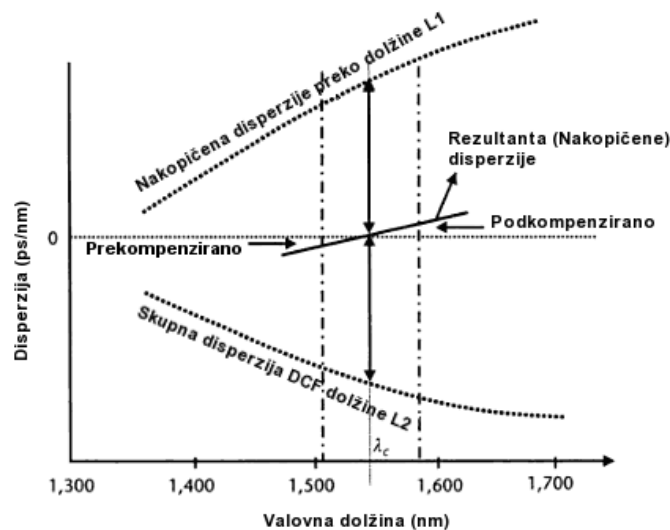
Z dodajanjem modulov za kompenzacijo disperzije v optično zvezo vnašamo dodatno slabljenje, zato je potrebno optični signal dodatno ojačati. Iz praktičnih razlogov sta modul za kompenzacijo disperzije in optični ojačevalnik običajno nameščena na isti lokaciji.

Pri kompenzaciji WDM zvez je pomemben parameter širina frekvenčnega pasu, ki ga lahko kompenziramo. Nakopičena disperzija najbolj vpliva na WDM signale skrajnih zunanjih kanalov v optičnem spektru.

DCF-ji se lahko uporabljajo za kompenzacijo kromatske disperzije v enokanalnih kot tudi v večkanalnih prenosnih sistemih. Če ga uporabljamo v večkanalnih prenosnih sistemih ali WDM okolju mora biti pogoj enačbe (?) izpolnjen za vsak individualni WDM kanal.

$$D_V(\lambda_i) \cdot L_V = -D_K(\lambda_i) \cdot L_K \quad (?)$$

Ker je  $D_V(\lambda)$  odvisna od valovne dolžine, bo nakopičena disperzija  $D_V(\lambda)L_V$  različna za vsak individualni kanal. Zato je zaželeno, da imajo DCF-ji ne samo veliko negativne disperzije, ampak tudi neg. disperzijsko strmino, kar zadovolji pogoje enačbe (?).



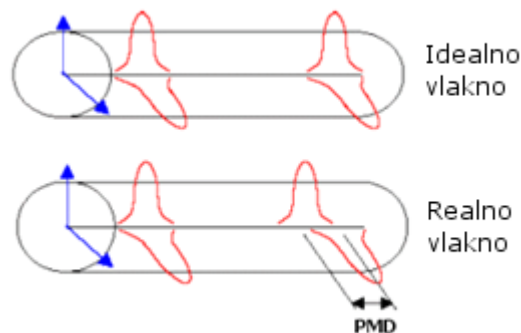
Slika 12: Primer neidealnega ujemanja kompenzacije disperzije med prenosnim vlaknom in DCF.

Kompenzacijska vlakna pri katerih se ujema tudi disperzijska strmina zmanjšujejo razširjanje v nakopičeni disperziji v WDM sistemu. Negativna disperzijska strmina zagotavlja manjše razširjanje nakopičene disperzije, medtem ko DCF z pozitivno disperzijsko strmino (angl. positive dispersion slope) razširjanja nakopičene disperzije ne popravlja. DCF-ji z negativno disperzijsko strmino omogočajo mnogo boljše prenosne razdalje, preden je potrebno urejati disperzijo posameznega kanala v sprejemniku.

Pri bitnih hitrostih večjih od 80 Gbit/s je potrebna dinamična kompenzacija disperzije.

## 9.5. Polarizacijska rodovna disperzija optičnega vlakna

V preteklosti, ko so telekomunikacijski sistemi delovali pri nizkih bitnih hitrostih je bila polarizacijska rodovna disperzija (angl. Polarization Mode Dispersion – PMD) za praktične aplikacije nepomemben pojav. Z naraščanjem bitne hitrosti v enorodovnem optičnem vlaknu nad 10 Gbit/s v posameznem kanalu, postaja PMD omejujoč dejavnik. Večina enorodovnih vlaken podpira dva polarizacijska rodova, vertikalni in horizontalni. Ker ta polarizacijska stanja niso uravnotežena, pride do medsebojnega vpliva med impulzi, pri čemer pride do razmazanja signala, kot prikazuje slika 13. Dvlomnost povzroča, da se monokromatični optični signal razdeli na dva ortogonalna polarizirana signala, ki potujeta z različno hitrostjo. Isto se zgodi vsakemu impulzu moduliranega optičnega signala: impulz se razdeli v dva impulza, ki potujeta z različno hitrostjo. Ko se signala združita, pride do razmazanega signala, zaradi različnih časovnih prihodov.



Slika 13: Potovanje impulza v idealnem in realnem optičnem vlaknu.

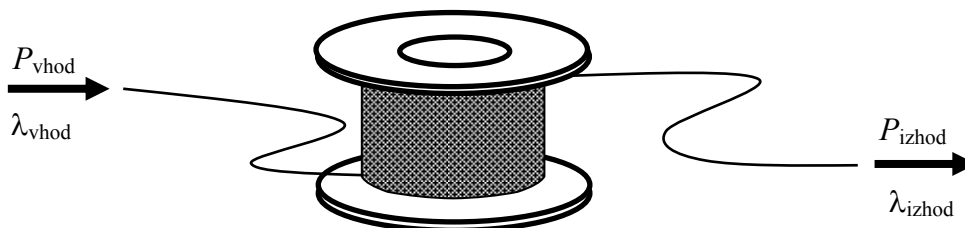
PMD je posledica proizvodnega procesa in zunanjih vplivov na optično vlakno, kot je na primer ovalnost vlakna. Odstopanje snovi in geometrijskih parametrov od krožne simetrije ali pa pri polarizacijski anizotropiji stekla se hitrost obeh rodov razlikujeta in pojavlja se polarizacijska disperzija. Večina materialov, vključno z silicijevim optičnim vlaknom, ni izotropičnih ali pa postanejo izotropični pod določenimi pogoji.

Optična vlakna imajo koeficient PMD manjšo od  $0,5 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ , vlakno tipa G.652 ima PMD  $0,3 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ , pri ostalih vlaknih pa se spusti tudi do  $0,1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ . Posebne tehnike pri izdelavi optičnega vlakna (vrtenje proforme) pripomorejo k manjši vrednosti PMD.

## 10. Nelinearni pojavi v optičnem vlaknu

V komunikacijskih sistemih optično vlakno običajno obravnavamo kot linearni prenosni medij. To pomeni, da je izhodna optična moč pri dani valovni dolžini preprosto sorazmerna vhodni optični moči pri isti valovni dolžini. Linearni prenosni faktor je slabljenje optičnega vlakna.

Prikažimo linearno obnašanje optičnega vlakna na praktičnem primeru 10 km dolgega optičnega vlakna iz slike 1. Vzemimo, da ima optično vlakno pri valovni dolžini 1300 nm slabljenje 0,3 dB/km. Slabljenje 10 km dolgega vlakna na takšnem kolutu znaša 3 dB. Če v to vlakno pošljemo signal z močjo 1 mW pri valovni dolžini 1300 nm, bo po linearnem odzivu, pri isti valovni dolžini iz njega izšel signal z močjo 0,5 mW. Linearen odziv se pričakuje tudi, če v vlakno sklopimo signal 5 mW pri 1300 nm. Iz njega namreč izide signal polovične moči, torej 2,5 mW. Podobno lahko izračunamo katerokoli izhodno moč, če poznamo moč na vходу sklopljene svetlobe. Takšen odziv optičnega vlakna je popolnoma linearen.



Slika 1: Kolut enorodovnega optičnega vlakna kot prenosni medij za optični signal.

Vendar se tudi optično vlakno, kot vsak realni fizikalni sistem začne odzivati nelinearno, ko je le-ta prekrmljen. V primeru, da v vlakno sklopimo optični signal večjih moči (preko 20 dBm), se lahko zgodi, da iz njega dobimo pri isti valovni dolžini mnogo manj, kot je vpliv slabljenja. Možni so celo primeri, ko v vlakno sklopimo svetlobo zgolj ene valovne dolžine, iz njega pa izhaja svetloba na več valovnih dolžinah. V teh primerih se optično vlakno obnaša kot nelinearni medij.

Nelinearni pojavi v optiki so posledica interakcije svetlobe s snovjo. Za vzbujanje nelinearnih pojavov v snovi je potrebna izjemna koncentracija moči, ki jo v optiki, za razliko od mikrovalov, kjer je valovna dolžina velika, lahko dosežemo. Nelinearni pojavi so učinkoviti, če sta gostota moči in interakcijska dolžina dovolj veliki. Zaradi slednjega so pogoji za nastanek nelinearnih pojavov v optičnem vlaknu neprimerno ugodnejši kot v homogeni snovi.

### Primer:

Izračunajte gostoto optične moči v jedru enorodovnega optičnega vlakna s premerom jedra 10  $\mu\text{m}$ , po katerem potuje signal moči 20 dBm.

Površina jedrega prereza znaša  $A_{\text{eff}} = \pi \cdot r^2 = \pi \cdot (5 \mu\text{m})^2 = 80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$

Moč v linearnih enotah je  $P[\text{mW}] = 10^{\frac{P[\text{dBm}]}{10}} = 10^{\frac{20 \text{ dBm}}{10}} = 100 \text{ mW}$

Gostota moči znaša

$$S = \frac{P}{A_{\text{eff}}} = \frac{100 \text{ mW}}{80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2 = \underline{\underline{1,25 \text{ GW/m}^2}} = 125 \text{ kW/cm}^2$$

Do nelinearnih pojavov v optičnem vlaknu pride najpogosteje zaradi visokih optičnih moči. Z močjo inducirane nelinearnosti so stopile v ospredje z izumom in uveljavitvijo optičnega vlakenskega ojačevalnika. Optični ojačevalniki lahko obenem ojačajo optični signal v vseh kanalih, z različnimi valovnimi dolžinami, in s tem nadomestijo električne repetitorje, ki so izdelani za vsak kanal posebej.

To dovoljuje multipleksiranje mnogo več optičnih kanalov na enem optičnem vlaknu, kot je ekonomsko smotno s pomočjo optoelektričnih repetitorjev.

Ker pridejo nelinearni pojavi do izraza pri visokih optičnih močeh ali dolgih razdaljah, morajo biti sistemi z valovno-dolžinskim multipleksiranjem (angl. Wavelength Division Multiplexing – WDM) skrbno načrtovani. Čeprav je moč posameznega kanala običajno pod mejo za nastanek nelinearnih pojavov, je seštevek celotne moči vseh kanalov lahko nad to mejo. Kombinacija visoke optične moči in velikega števila kanalov, ki so blizu skupaj, je idealna za nastanek mnogih primerov nelinearnosti.

Nelinearni pojavi imajo za razliko od linearnih pojavov posebne lastnosti. Najpomembnejša značilnost je ta, da sta lomni količnik in z njim hitrost širjenja svetlobe po optičnem vlaknu odvisna od gostote moči.

$$n = n_0 + n_1' E + n_2' E^2 + n_3' E^3 + \dots \quad (1)$$

Pri obravnavi nelinearnosti v optičnem vlaknu se je potrebno zavedati, da pri nelinearnih sistemih načelo superpozicije ne velja. Nelinearnosti optičnega vlakna lahko vplivajo na valovno dolžino svetlobe, ki se pri potovanju spremeni. Nelinearnosti optičnega vlakna pa omogočajo tudi interakcija svetlobe s svetlobo.

Pojav, ko električno polje stiska molekule snovi, imenujemo elektrostrikcija. Linearno odvisnost od jakosti električnega polja imenujemo Pockelsov pojav in je v optičnem vlaknu zaradi simetrijskih lastnosti SiO<sub>2</sub> stekla neopazna. Kvadratična odvisnost lomnega količnika od jakosti električnega polja, ki jo imenujemo Kerrov pojav, je v optičnem vlaknu mnogo bolj opazna in ima resne posledice na prenosnem signalu.

## 10.1. Kerrov pojav

Lomni količnik SiO<sub>2</sub> optičnega vlakna je sestavljen iz linearnega dela in majhnega nelinearnega dela.

$$n = n_0 + n_2 S \quad (2)$$

Linearni del je tisti del, ki ga vsi poznamo in ga tudi običajno navajamo kot lomni količnik vlakna. Je brez enot in njegova vrednost znaša približno 1,451. Le-ta je tudi odvisen od frekvence in zato vnaša barvno disperzijo na optični signal, ki potuje po steklenem optičnem vlaknu.

Nelinearni del lomnega količnika pa sestavlja produkt gostote moči  $S$  in lomnega količnika drugega reda  $n_2$ . S tem dobi lomni količnik drugega reda enoto m<sup>2</sup>/W. Nelinearni lomni količnik v SiO<sub>2</sub> vlaknih je odvisen od dopantov in njegove koncentracije. Z GeO<sub>2</sub>, ki je tipični dopant v jedru optičnega vlakna z namenom povečanja lomnega količnika, se nelinearni lomni količnik povečuje linearno z GeO<sub>2</sub> koncentracijo.<sup>1</sup> Njegova tipična vrednost za kremenovo vlakno pa znaša približno  $2,61 \cdot 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W za valovne dolžine okrog 1550 nm.

Ker je vrednost nelinearnega koeficienta majhna, so potrebne visoke jakosti za doseganje intenzitetno odvisne komponente primerljive s konstantnim členom.

### Primer:

Izračunajte spremembo lomnega količnika, če po enorodovnem optičnem vlaknu z efektivno površino jedra  $80 \mu\text{m}^2$  potuje signal moči 20 dBm. Lomni količnik drugega reda za SiO<sub>2</sub> vlakno znaša  $n_2 = 2,5 \cdot 10^{-20}$  m<sup>2</sup>/W.

$$\Delta n = n_2 \cdot S = n_2 \cdot \frac{P}{A_{\text{eff}}} = 2,5 \cdot 10^{-20} \frac{\text{m}^2}{\text{W}} \cdot \frac{100 \text{ mW}}{80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2} = \underline{\underline{3 \cdot 10^{-11}}}$$

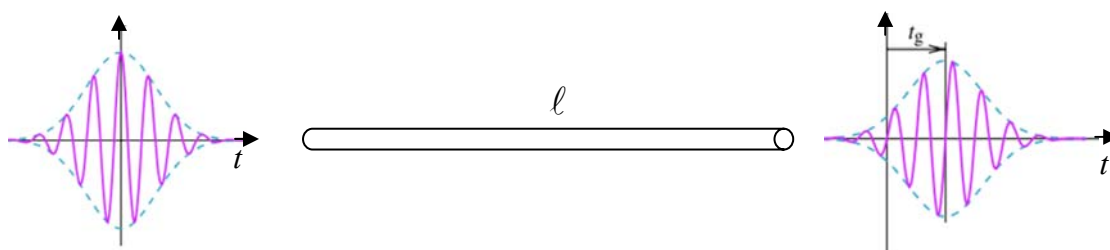
<sup>1</sup> Nakajima, K., et al. (2002), Dopant dependence of effective nonlinear refractive index in GeO<sub>2</sub>- and F-doped core single-mode fibers, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 14, pp. 492-494

Sprememba lomnega količnika je zelo majhna, vendar na znatni dolžini vlakna pride do izraza in izzove nezanemarljive pojave. Do spremembe lomnega količnika pride zelo hitro, saj je Kerrov pojav v optičnem vlaknu trenuten; njegov odzivni čas je reda  $10^{-15}$  s.

## 10.2. Kerrov pojav pri enofrekvenčnih signalih – Lastna fazna modulacija

Čisto običajno je, da optična prenosna pot iz optičnega vlakna z lomim količnikom  $n_0$  povzroči na prenosnem signalu skupinsko zakasnitev  $t_g$ , kot prikazuje slika 2. Zakasnjjen signal na celotni prenosni optični poti opravi fazni zasuk

$$\varphi = k \cdot \ell = n_0 \cdot k_0 \cdot \ell = n_0 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell. \quad (3)$$



Slika 2: Optični signal na vhodu in izhodu optičnega vlakna.

### Primer:

Izračunajte fazni zasuk optičnega signala valovne dolžine 1550 nm, ki prepotuje 10 km optičnega vlakna. Lomni količnik za  $\text{SiO}_2$  vlakno znaša  $n=1,451$ .

$$\varphi = n \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell = 1,451 \cdot \frac{2\pi}{1550 \cdot 10^{-9} \text{ m}} \cdot 10 \text{ km} \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ rd}$$

Ker je lomni količnik vlakna odvisen od gostote moči optičnega signala, prisotnost optičnega signala v vlaknu spremeni lomni količnik. Zaradi spremembe lomnega količnika pride do spremembe v faznem zasuku

$$\Delta\varphi = \Delta n \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell = n_2 \cdot S \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell \quad (4)$$

### Primer:

Izračunajte spremembo faznega zasuka optičnega signala valovne dolžine 1550 nm in moči 100 mW, ki prepotuje 10 km optičnega vlakna z efektivno površino jedra  $80 \mu\text{m}^2$ . Lomni količnik drugega reda za  $\text{SiO}_2$  vlakno znaša  $n_2=2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ .

$$\Delta n = n_2 \cdot \frac{P}{A_{\text{eff}}} = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 / \text{W} \cdot \frac{100 \text{ mW}}{80 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2} = \underline{\underline{3 \cdot 10^{-11}}}$$

$$\Delta\varphi = \Delta n \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \ell = 3 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{2\pi}{1550 \cdot 10^{-9} \text{ m}} \cdot 10 \text{ km} = \underline{\underline{1,3 \text{ rd}}}$$



## 11. Tehnologija izdelave steklenega optičnega vlakna

Za prenos telekomunikacijskih signalov je iznajdba optičnega vlakna pomenila velik zgodovinski napredek. Množična proizvodnja in njene tehnološke izboljšave so s časom omogočile izdelavo vrhunsko zmogljivega optičnega vlakna pri najnižjih stroških, kar nima primerjave z ostalimi telekomunikacijskimi infrastrukturami.

Optični svetlovod je okroglega preseka, ker je le-takega najlažje tehnološko izdelati. Pri izdelavi moramo paziti tudi na stroške materiala in proizvodnje, saj mora biti končna cena optičnega vlakna primerno nizka (cca. 8 EUR/km).

Optično vlakno je naprava z obliko valja s premerom 125  $\mu\text{m}$  in dolžino nekaj 10 km, kar pomeni, da je dolžina vsaj 1.000.000-krat večja od širine. Izdelava tovrstnega telesa je tehnološko precej zahteven primer, ki ga rešujemo na več načinov.

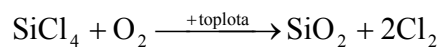
Načini izdelave optičnega vlakna se v grobem delijo na enostopenjski in dvostopenjski proces. Pri enostopenjskem procesu se vlakno vleče direktno iz utekočinjenega stekla, medtem ko se v dvostopenjskem procesu najprej izdelava zelo čist palico surovca (angl. preform), ki se jo nato iz taline izvleče v tanko stekleno optično vlakno. Čeprav je enostopenjski proces tehnološko preprostejši in hitrejši ter nam omogoča izdelavo vlaken z neomejeno dolžino, se mnogo pogosteje uporablja dvostopenjski proces, ki omogoča proizvodnjo vlakna z nizkim slabljenjem.

Telekomunikacijsko optično vlakno je izdelano iz kremenca ( $\text{SiO}_2$ ). Vendar kremenova vlakna niso edina optična vlakna, ki jih poznamo. Floridna stekla dosegajo nižje slabljenje pri višjih valovnih dolžinah. Za druge industrije so zanimiva tudi kloridna stekla v kombinaciji z atomi težkih kovin. V zobozdravstvu se na primer uporablja optično vlakno iz talijevega klorida, ki prepušča 3  $\mu\text{m}$ , vendar je strupen in zelo krhek.

### 11. 1. Kemijske reakcije

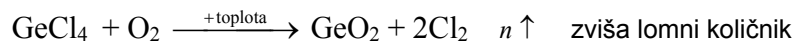
Ena od osnovnih zahtev pri izdelavi optičnega vlakna z majhnim slabljenjem je čistoča. Za primer povejmo, da metalurgija zahteva 1% čistosti, medtem ko ima polprevodniška industrija opravka z  $10^{-10}$  % nečistoč. Najčistejše surovine so plini ali tekočine, zato so osnovne surovine pri izdelavi optičnega vlakna v tem agregatnem stanju. Prva zahteva je izbira kemikalij, ki omogočajo izdelavo optičnega vlakna in omogočajo zviševanje, ter zniževanje lomnega količnika.

Osnovna surovina za proizvodnjo kremenovega ( $\text{SiO}_2$ ) je tekočina silicijev tetraklorid ( $\text{SiCl}_4$ ), ki ga imenujemo tudi silan in je poznan iz tehnologije izdelave polprevodnikov. Le-ta je v proizvodnji najpogosteje uporabljen kot steklotvorni reagent. Kilogram te tekočine dosega ceno 100 evrov. Pri proizvodnji stekla potrebujemo tudi čist kisik ( $\text{O}_2$ ).



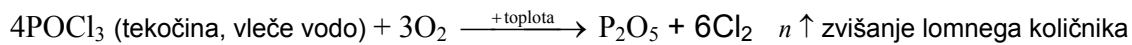
Ob prisotnosti toplote pride do kemijske reakcije pri kateri silan in kisik ( $\text{O}_2$ ) v plinski obliki tvorita mikroskopsko majhne delce kremenovega stekla ( $\text{SiO}_2$ ), v amorfni in ne kristalni obliki ter odpadni plin klor ( $\text{Cl}_2$ ).

Steklu moramo dodajati dodatke (dopante), ki spremenijo optične lastnosti tako, da se svetloba lahko razširja vzdolž vlakna ne da bi ušla skozi steno. Kot dopand, ki povečuje lomni količnik, se največkrat uporablja germanijev dioksid, ki nastane iz tekočine germanjevga tetraklorida ( $\text{GeCl}_4$ ).

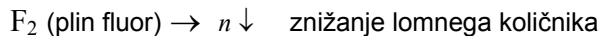


Germanijev tetraklorid je približno dvajsetkrat dražji od silana, vendar ga na srečo potrebujemo malo. Poleg povečanja lomnega količnika ima steklo dopirano z germanijevim dioksidom pozitivni temperaturni raztezek, kar vnaša dodatne nevšečnosti v tehnološki postopek izdelave vlakna.

Lomni količnik lahko povečamo tudi z dodajanjem fosforja, kar tudi spreminja viskoznost kremenčevega stekla. Fosforjev oksitriklorid skupaj s kisikom tvori fosforjev oksid in odpadni plin klor.



Če se med postopkom izdelave dodajanje žveplove heksafluorid, fluor zamenja kisik in ima učinek na znižanje lomnega količnika.

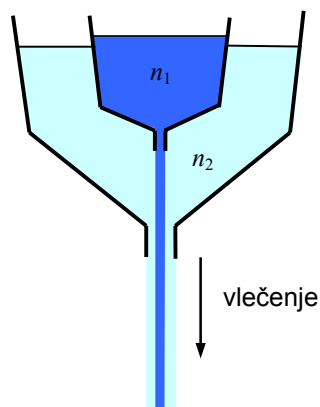


Bor se kot dopant uporablja predvsem za povečanje foto občutljivosti ali za povečanje mehanskih napetosti v vlaknu (visok koeficient linearnega raztezka), a tudi za znižanje lomnega količnika.



## 11.2. Izdelave optičnega vlakna z enostopenjskim postopkom

Okrog leta 1960 je bila uporabljena prva poznana tehnološka rešitev za izdelavo optičnega vlakna. Ta oblika enostopenjskega procesa se danes zelo poredko uporablja. V procesu se uporabljata dve posodi, kot prikazuje slika 1. Vsaka od posod je napolnjena s steklom s svojim lomnim količnikom ( $n_1 > n_2$ ), ki izhajata na dnu posode, kjer se ohladi in formira optično vlakno.



Slika 1: Prvotni način izdelave optičnega vlakna s tehniko dveh talilnih lončkov (angl. double crucible technique).

Tovrstni enostopenjski proces je tehnološko zelo enostaven in hiter. S temperaturo uravnavamo kako hitro bo iztekalo steklo. Bistvena prednost enostopenjskega postopka je v tem, da omogoča izdelavo vlaken z neomejeno dolžino v enem kosu.

Ker se steklo tali pri visoki temperaturi ( $\geq 2000^\circ\text{C}$ ), se med procesom izdelave vlakna počasi raztapljajo tudi posode. Te nečistoče prihajajo v steklo, kar je nedvomno velika slabost enostopenjskega procesa. Slabljenje tako izdelanega stekla ima vrednosti 1 dB/m. Na ta način se torej ne da izdelati vlakna z tako zelenim nizkim slabljenjem.

### 11.3. Izdelave optičnega vlakna z dvostopenjskim postopkom

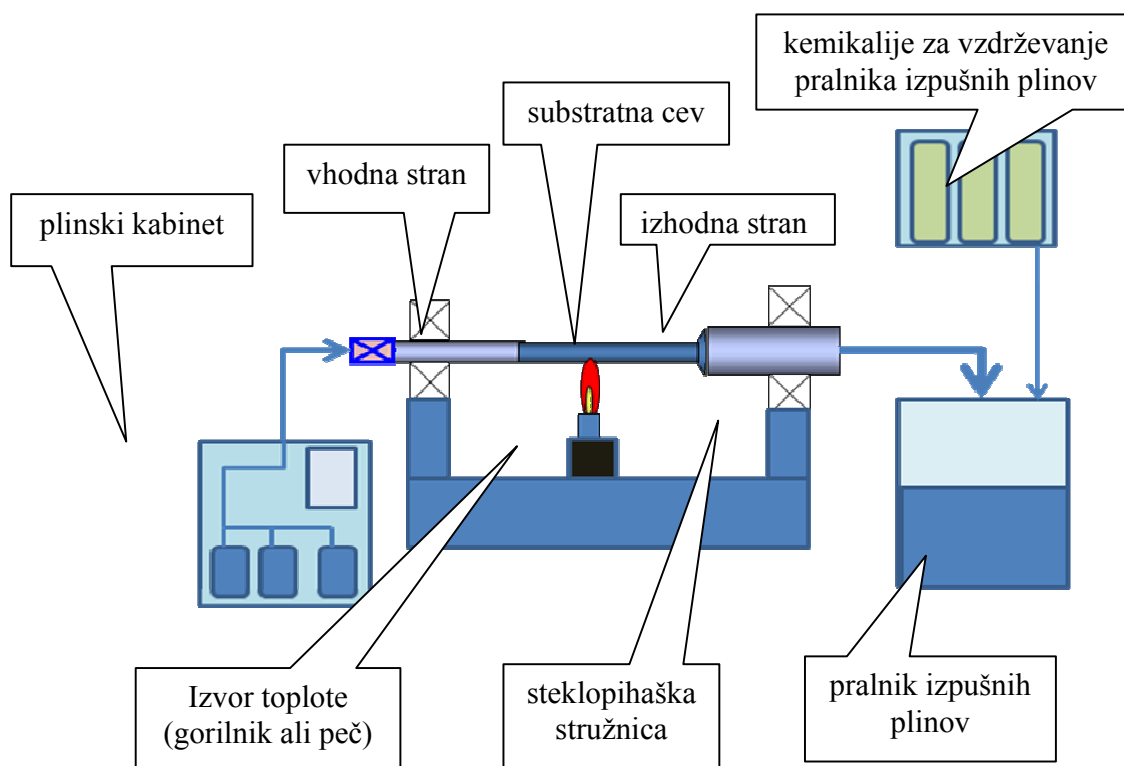
Pri dvostopenjskem procesu v prvem koraku izdelamo surovce (angl. perform), ki je običajno dolžine 1 m in premera 25 mm. V drugem koraku iz surovca izvlečemo vlakno s premerom 125  $\mu\text{m}$ . Pri tolikšnem zmanjšanju premera in ohranjanju volumna dobimo vlakno z dolžino približno 40 km.

#### 11.3.1. Izdelave surovca

Surovec je steklena palica, sestavljena iz plašča in jedra s premerom od 12 do 25 mm. Iz surovca se kasneje izdelata optično vlakno. Za izdelavo surovcev se v svetu uporablja več postopkov. Poglavitna razlika med njimi je v tem, kje poteka kemična reakcija, ki iz izhodnih reagentov ustvari delce kremenčevega stekla.

##### 11.3.1.1. MCVD (angl. modified chemical vapor deposition)

Pri MCVD postopku gre za nanašanje hlapov kemikalij. Prednost MCVD postopka je enostavnost skaliranja za različne velikosti surovca, kar omogoča lahek prenos iz laboratorijskega okolja v industrijo. V tem primeru nimamo velikih zahtev za čistočo okolja, ker se celoten proces nanašanja plasti vrši v notranjosti cevi, kot prikazuje slika 2.

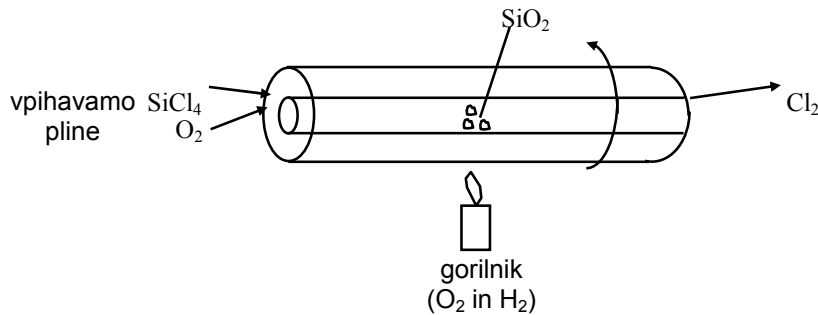


Slika 2: MCVD sistem za izdelavo surovca.

Postopek izdelave surovca se prične s trdno substratno cevjo, za katero ni nujno, da je zelo čista. Pred pričetkom izdelave namreč cev zatesnimo in v njo s pomočjo kisika vpihujemo silan. Na zunanji strani cevi je potujoči gorilnik na vodik, ki ga običajno kar v sami tovarni pridobivamo s pomočjo elektrolize. Na delu,

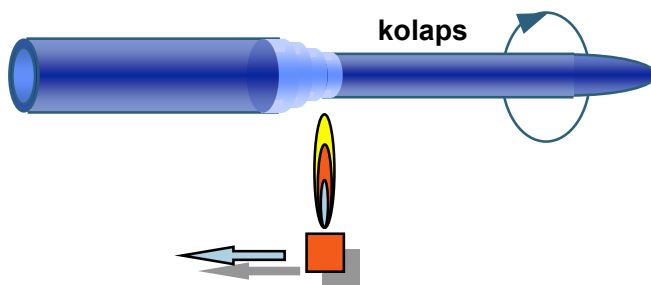
kjer gorilnik segreje plin nastane reakcija, katere produkt so mikroskopsko mala zrna stekla, ki se usedejo (deponirajo) na notranji stene cevi, kot prikazuje slika 3. Iz gorilnika dovedena toplota drobne delčke stekla zlije v homogeno, prozorno plast kremenčevega stekla, kar imenujemo sintranje.

Cev se vrti s hitrostjo 2 do 4 vrtljaje na sekundo zato, da se nanos prime enakomerno. Gorilnik se premika od začetka proti koncu cevi in za en prehod potrebuje od 3 do 5 minut. Končno debelino surovca dosežemo s ponovljenim premikanjem toplotnega izvora ob cevi v več ur trajajočem postopku. V palico je potrebno nanesti od 40 do 70 plasti. Vsaka plast je lahko narejena iz drugih snovi (drug lomni količnik). Za celoten postopek nanosa plasti torej potrebujemo približno 6 ur.



Slika 3: Izdelave optičnega vlakna po metodi MCVD.

Po končanem nanosu vseh plasti se iz cevi izčrpajo vsi plini. Moč gorilnika se poveča na temperaturo, da se cev močno segreje, kar zaradi površinske napetosti stekla povzroči kolaps cevi v palico brez osrednje luknje, kar prikazuje slika 4.

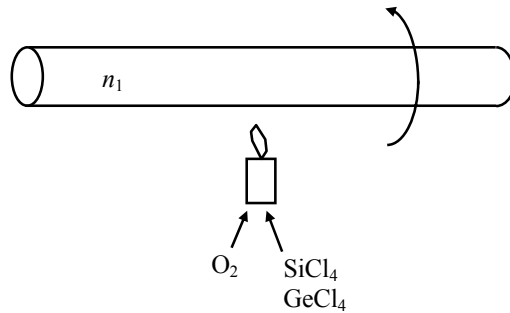


Slika 4: Kolaps cevi pri metodi MCVD.

Končna velikost surovca, sestavljenega iz substratne cevi in sintetičnega materiala, je steklena palica premera od 10 do 21 mm, dolžine do 1000 mm. Naprava za proizvodnjo surovcev je sestavljena iz steklopihaške stružnice in računalniško vodenega sistema za dovajanje plinske mešanice. Sistem za dovajanje plinske mešanice (plinski kabinet) je sestavljen iz plinovodov, sistema ventilov, regulatorjev pretoka, imenovanih masni regulator pretoka in posod z reagenti. Steklopihaška stružnica služi za vpenjanje substratne cevi, ki je preko vrtečega spoja in cevovoda priključena na plinski kabinet. Izstopna stran ali izpuh cevi je preko kemično odpornega cevovoda priključena na pralnik izpušnih plinov.

### 11.3.1.2. OCVD (angl. outside chemical vapor deposition)

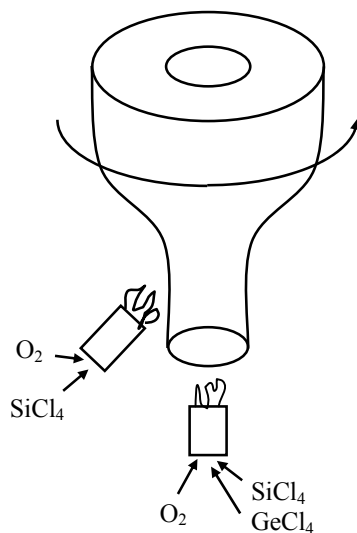
Prednost OCVD postopka je možnost izdelave daljših surovcev, kar pomeni, da lahko iz njih povlečemo daljša vlakna. Pri tem postopku je potrebno zelo čisto okolje in tudi začetna palica mora biti iz čistega  $\text{SiO}_2$ . S postopkom OCVD nanašamo plasti, ki bodo predstavljale oblogo vlakna, kot prikazuje slika 5. Na zunanosti nanošene plasti stekla imajo nižji lomni količnik kot začetna palica.



Slika 5: Izdelave optičnega vlakna po metodi OCVD.

### 11.3.1.3. VAD postopek (angl. vapor axial deposition)

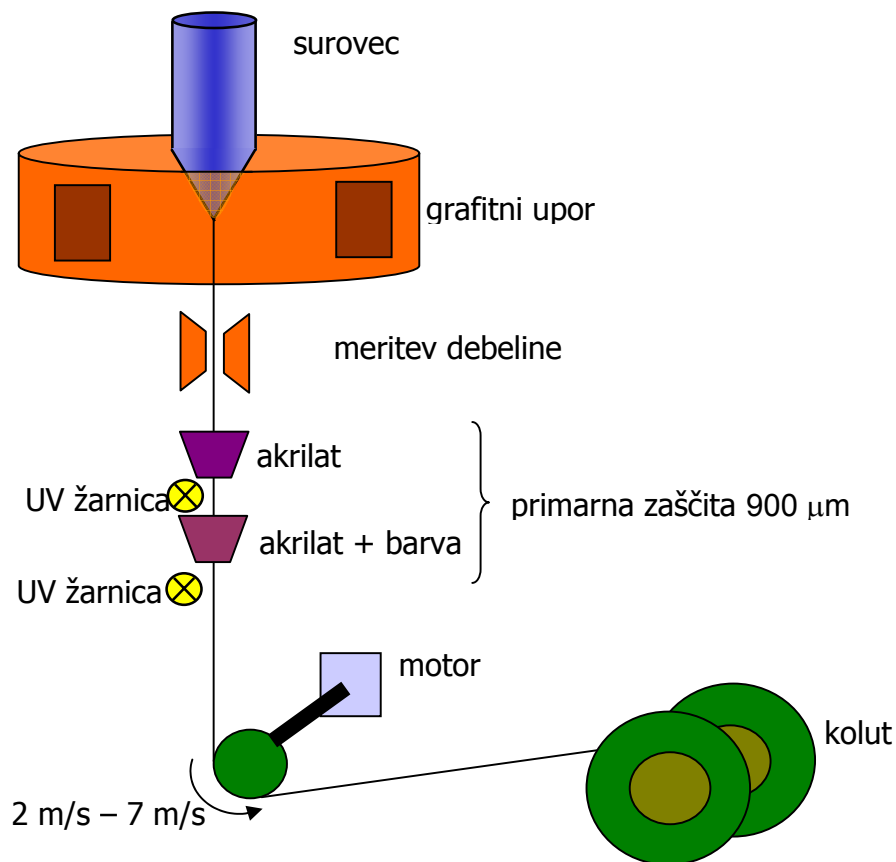
Pri tem gre za nanašanje hlapov iz osi. Tudi tovrstni postopek zahteva zelo čisto okolje.



Slika 6: Izdelave optičnega vlakna po metodi VAD.

### 11.3.1. Vlečenje surovca v optično vlakno

V drugem koraku dvostopenjskega postopka se iz predhodno izdelanega surovca izvleče optično vlakno, na katerega se nanese sloj primarne zaščite kar med procesom izdelave. Proces vlečenja surovca, ki se dogaja v vlečnem stolpu, je prikazan na sliki 7. Na vrhu stolpa najprej grafitni uporovni grelci, ki dosežejo temperaturo do 2200°C stalijo surovec. Kremenčevo steklo se s segrevanjem stali in steče v obliki kaplje oz. solze (ang. drop) proti tlam. Za solzo se steklo potegne v tanjšo in tanjšo vlakno. Solzo odrežemo in vlečemo za vlakno med podajanjem surovca v peč. Tako lahko iz staljenega dela surovca v peč kontinuirano vlečemo stekleno vlakno. Hitrost vlečenja, hitrost podajanja in temperatura v vroči coni določajo, kakšen bo končni premer izvlečenega vlakna, ki se meri v mikrometrih ( $\mu\text{m}$ ). Vlakno pade skozi merilnik debeline, nanašalnik in utrjevalec primarne zaščite, ter se s pomočjo motorja navije na kolut. Hitrost motorja in hitrost podajanja surovca je neposredno krmiljena iz merilnika debeline.



Slika 7: Vlečenje surovca v stolpu.

Tako izdelano stekleno vlakno je zelo krhko in občutljivo. Poškodbe steklene površine ali tujki lahko povzročijo pretrg, zato je potrebno površino vlakna zaščititi. Le-to opravimo kar med vlečenjem vlakna na mestu kjer je vlakno dovolj ohlajeno (na sobno temperaturo), na površino s sistemom šob nanesemo primarno zaščito. Zaščitna plast je lahko izdelana na osnovi silikona ali akrilatnih materialov. Materiali se nanašajo v tekoči obliki. Utrjeni (polimerizirani) so s toplotno obdelavo (proces termične polimerizacije) ali kratkovalovno UV (ultravijolično) svetlobo (proces fotopolimerizacije). Proces polimerizacije poteka v infra rdeči peči (ang. IR heater) ali ultravijolični peči (ang. UV lamp).

Vlečenje surovca v optično vlakno je postopek, ki traja od 2 do 3 ure. Ker je postopek izdelave surovca trikrat daljši, bi za tekočo proizvodnjo v tovarni potrebovali tri strožnice za izdelavo surovca na en stolp.

Današnja proizvodnja optičnega vlakna omogoča vlečenje surovca z hitrostjo 1000 m/min (16,7 m/s) in pričakuje se povečanje hitrosti na 2000 m/min.

Z namenom zniževanja PMD pojava se vlakno med vlečenjem suka, tako da povzroča 7 zasukov/m.

Primer:

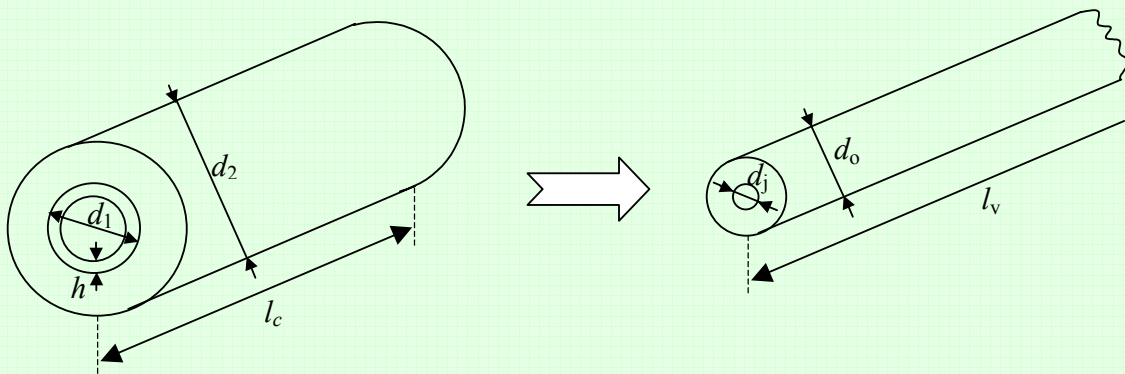
V proizvodnji vlečemo surovec s 1000 m/min (16,7 m/s). Izpitna naloga 5.9.2012

Standardni premer optičnih vlaken znaša 125  $\mu\text{m}$ , premer primarne zaščite (običajno v dveh plasteh) pa 245  $\mu\text{m}$ . Zaščiteno vlakno navijamo med procesom na stiroporne kolute na navijalnem stroju. Po vlečenju se vlakna preizkusijo na nateznem preizkusu (ang. proof test ali screen test), kjer odstranimo mehansko šibke točke (vlakno se zlomi). Preizkus opravimo tako, da vlakno odvijamo s stalno hitrostjo s koluta preko merilne celice, ki meri natezno silo. Vlakno navijamo z večjo hitrostjo od odvijalne, tako da je vsa dolžina vlakna med previjanjem izpostavljena določeni natezni sili.

Nateznemu preizkusu sledijo meritve optičnih in geometrijskih lastnosti, nato pa vlakna barvamo na barvalnih strojih. Tak stroj deluje na enak način, kot nanos primarne zaščite. Vlakno vodimo skozi z barvilom (akrilatna baza) omočeno šobo. Debelina nanosa znaša le nekaj mikronov (do 10  $\mu\text{m}$ ). Izmerjeno in po potrebi pobarvano vlakno se skladišči, dokler ga ne potrebujemo za izdelavo kablov z optičnimi vlakni. Skladiščenje vlaken mora biti v čistih, suhih prostorih, brez direktne sončne ali druge UV svetlobe.

**Primer:**

Optično vlakno izdelamo s tehnologijo MCVD tako, da postopek začnemo s cevjo iz čistega kremenčevega stekla z notranjim premerom  $d_1=15$  mm in zunanjim premerom  $d_2=25$  mm. Kako debelo  $h$  oblogo z dodatkom germanijevega oksida moramo nanesti na notranjo stran cevi, da bo končni izdelek enorodovno vlakno s premerom jedra  $d_j=10$   $\mu\text{m}$  in zunanjim premerom obloge  $d_o=125$   $\mu\text{m}$ ? Koliko kilometrov vlakna  $l_v$  dobimo iz cevi dolžine  $l_c=1$  m?



Velja ohranitev razmerje površin preseka jedra in obloge, ki znaša:

$$\frac{A_j}{A_o} = \frac{d_j^2}{d_o^2 - d_j^2} = \frac{d_1^2 - (d_1 - 2h)^2}{d_2^2 - d_1^2} = \frac{4d_1h - 4h^2}{d_2^2 - d_1^2}$$

$$4h^2 - 4d_1h + \frac{d_j^2}{d_o^2 - d_j^2} \cdot (d_2^2 - d_1^2) = 0$$

$$4h^2 - 60h + \frac{100}{15625 - 100} \cdot (625 - 225) = 0$$

$$4h^2 - 60h + 2,576 = 0$$

$$h = \frac{60 - \sqrt{3600 - 41,22}}{8} \text{ mm} = \underline{\underline{0,043 \text{ mm}}}$$

Dolžino dobljenega vlakna dobimo tako, da izenačimo jedra ali obloge.

$$V_o = \frac{\pi}{4} (d_2^2 - d_1^2) l_c = \frac{\pi}{4} (d_o^2 - d_j^2) l_v$$

$$l_v = \frac{d_2^2 - d_1^2}{d_o^2 - d_j^2} \cdot l_c = \frac{625 - 225}{0,015625 - 0,0001} \cdot 1 \text{ m} = \underline{\underline{25765 \text{ m} = 25,8 \text{ km}}}$$



## 11.4. Varjenje optičnega vlakna

Ker se optična vlakna izdelujejo v nekaj deset kilometrskih dolžinah, jih je za daljše razdalje potrebno spajati. V primeru razstavljivih spojk se poslužujemo konektorjev, v primeru trajnih spojev pa je najprimernejše varjenje. Tipična slabljenja zvara v povprečju znašajo 0,02 dB za standardno enorodovno vlakno in 0,01 dB za mnogorodovno vlakno.

## 11.5. Življenjska doba optičnega vlakna

Kabli z optičnimi vlakni so od vseh sestavnih delov telekomunikacijskega omrežja elementi z najdaljšo življenjsko dobo. K tako dobrim lastnostim pripomore njihova kemijska in mehanska konstrukcija. Če izvzamemo živalske napadalce na optične kable (podgane in drugi glodalci) ter človeške dejavnike – napake, so optični kabli zelo obstojni izdelki. Za umetne mase, ki tvorijo optični kabel, se predvideva življenjska doba 40.000 let.

Življenjska doba kabla z optičnimi vlakni je odvisna od krivinskega radija in vsakršnih silovitih premikov. Naslednja sporna ravnanja, ki znižujejo življenjsko dobo optičnega vlakna, so temperaturni šoki. Vsi naštetih omejitveni parametri so bili izračunani in vpeljani s strani Telcordia. Po Telcordia priporočilu GR 20 (Generic Requirements for Optical Fiber and Optical Fiber Cable; May 2008) se zahteva preizkušanje za minimalno življenjsko dobo tridesetih let. Testiranje je osnovano na natezni trdnosti optičnega vlakna. Po modelu, ki je bil razvit v okviru projekta COST 218 je predvidena življenjska doba vlakna  $10^7$  let.

Priporočljivo je, da so vsi poteki vlakenskih tras načrtovani, tako da je vlakno izpostavljeno čim manjšemu krivinskemu radiju. Čim manjša izpostavljenost krivinskim radijem pa je pomembna tudi pri novejših visoko zmogljivih optičnih sistemih, kjer prihaja do izraza polarizacijska rodovna disperzija. Znano je namreč, da polarizacijske nepravilnosti nastajajo v vlaknu tudi pri krivljenju.

Za kable z optičnimi vlakni, ki niso izpostavljeni velikim temperaturnim šokom in so položeni na ravnih trasah brez majhnih krivinskih radijev, je pričakovati, da bo življenjska doba vlakna tudi za nekajkrat preseгла zahtevano minimalno življenjsko dobo tridesetih let.

## 12. Svetlobni viri

### 12.1. Lastnosti svetlobnih virov

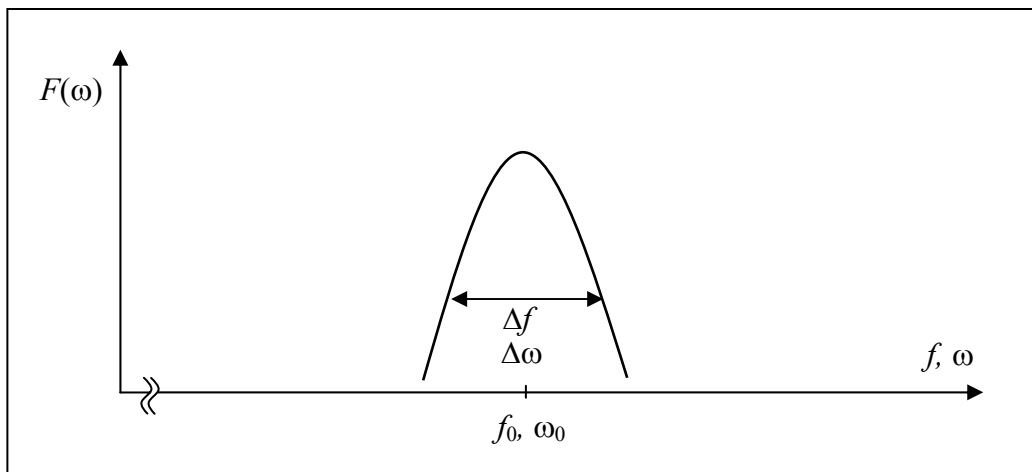
Ključni element za komunikacijo po optičnem vlaknu je svetlobni vir. Zanj imamo štiri zahteve:

1. izhodna moč vira,
2. frekvenčna pasovna širina,
3. prečna koherenca,
4. možnost modulacije.

#### 12.1.1. Izhodna moč in frekvenčna pasovna širina svetlobnega vira

Električni izvori so karakterizirani z močjo  $P$  in frekvenčnim spektrom  $F(\omega)$ , ki ga lahko podamo tudi kot časovno odvisnost napetosti  $u(t)$ . V optiki časovne odvisnosti ne moremo meriti zaradi previsoke frekvence svetlobe, saj ima recimo signal z valovno dolžino  $\lambda_0=1550$  nm frekvenco  $f_0=194$  THz. Za prikaz svetlobnih signalov je torej mnogo primernejši frekvenčni prostor, kjer prikažemo jakostni spekter  $F(\omega)$ , ki pa ne nosi informacije o fazi. Iz slike 1, ki prikazuje spekter optičnega signala, razberemo optično moč in valovno širino  $\Delta\lambda$ .

$$|\Delta\lambda| = |\Delta f| \cdot \frac{\lambda_0^2}{c_0} = |\Delta f| \cdot \frac{c_0}{f^2} \quad (1)$$



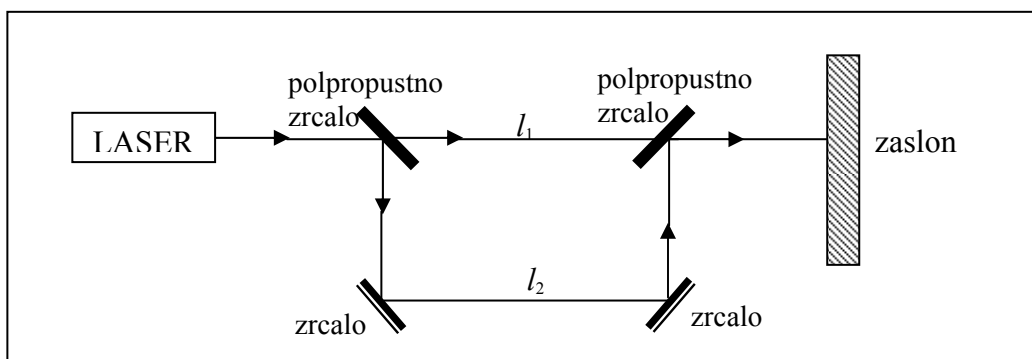
Slika 1: Prikaz izhodnega signala iz svetlobnega vira v frekvenčnem prostoru.

Če je izvor svetlobe zelo ozek, definiramo širino spektra s količino, ki se imenuje **vzdolžna koherenčna dolžina**  $d$ . To je razlika poti, ki jo mora v interferometru (slika 2) prepotovati svetloba, da interferenca izgine.

$$d = \frac{c_0}{\Delta f} = l_2 - l_1 \quad (2)$$

Vidimo torej, da je mogoče širino spektra svetlobnega signala lahko podajati kot:

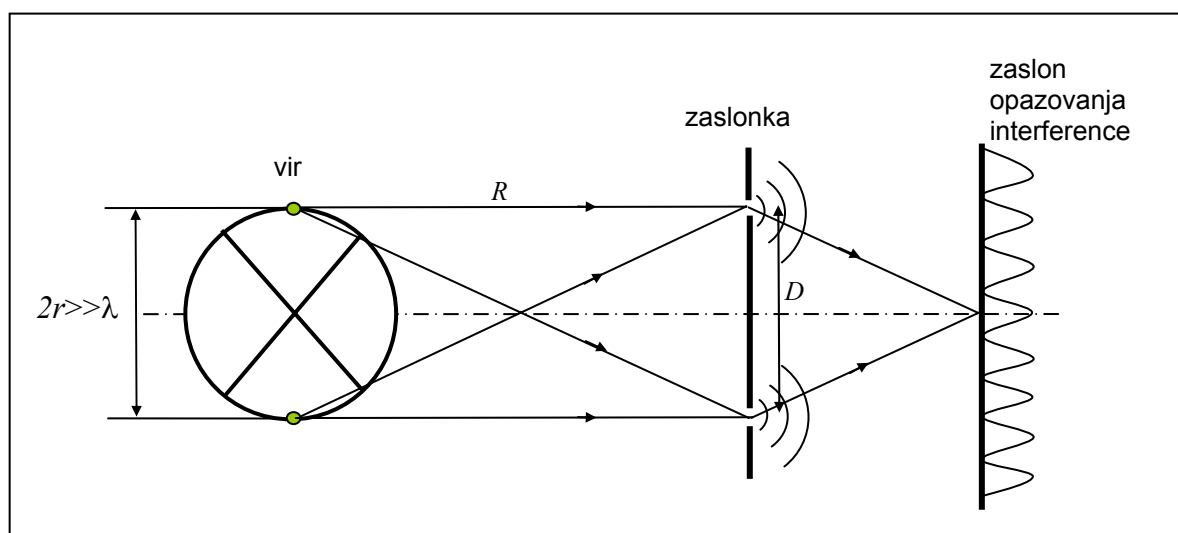
- valvnodolžinsko širino  $\Delta\lambda$ ,
- frekvenčno širino  $\Delta f$ ,
- koherenčno dolžino  $d$ .



Slika 2: Interferometer.

### 12.1.2. Prečna koherenca

Ker frekvenčni spekter ne podaja informacije o fazi v optiki potrebujemo za opis vira še eno količino – prečno koherenco, ki nam pove, ali so posamezni izvori sofazni. To količino imenujemo **prečna koherenca**  $D$ . Prečna koherenčna dolžina je tista dolžina, pri kateri pri razmikanju rež interference izgine.



Slika 3: Definicija prečne koherence.

V primeru majhne prečne koherence imamo opravka z neodvisnimi izvori (LED).

V primeru velike ali celo neskončne koherence imamo opravka s sinhroniziranimi izvori (LASER).

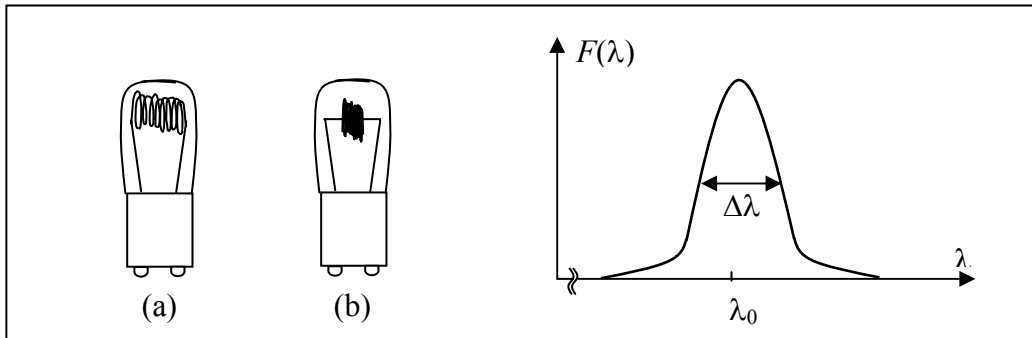
## 12.2. Tipi svetlobnih virov

Vrste svetlobnih virov in njihova področja uporabe so zelo raznoliki. Namembnost svetlobnih virov se razteza od razsvetljave preko merilne tehnike, telekomunikacij in industrijskih aplikacij vse do medicine.

V tem poglavju se bomo seznanili s splošnimi svetlobnimi viri, polprevodniško svetlečo diodo in zlasti z lasersko diodo ter visoko koherentnimi komunikacijskimi laserji.

### 12.2.1. Toplotno-svetlobni viri

Tipični predstavnik toplotno-svetlobnih virov je žarnica s tungstenovo žarilno nitko. Nitka oddaja svetlobo, ko se zaradi svoje upornosti segreje do take stopnje, da zažari. Povzročitelji so elektroni, ki izstopajo iz svoje orbite, ko skozi nje steče električni tok. Ko elektroni vanjo ponovno vstopajo, oddajajo svetlobo in toploto. Približno 95% energije se spremeni v toploto in le 5% v svetlobo. Žarnice z žarilno nitko se izdelujejo za izhodne moči od 0,1 W do 10 kW. Tovrstni izvori niso koherentni, lahko pa se izdelajo v zelo majhnih izvedbah, kar izboljša koherenco.



Slika 4: Običajna žarnica (a) in žarnica primerna za optiko (b) ter optični spekter.

#### Primer:

Koliko je frekvenčni pas  $\Delta f$  optičnega toplotnega vira s spektralno širino čez celotno vidno področje od vijolične ( $\lambda_1=0,38 \mu\text{m}$ ) do rdeče ( $\lambda_2= 0,76 \mu\text{m}$ ) svetlobe?

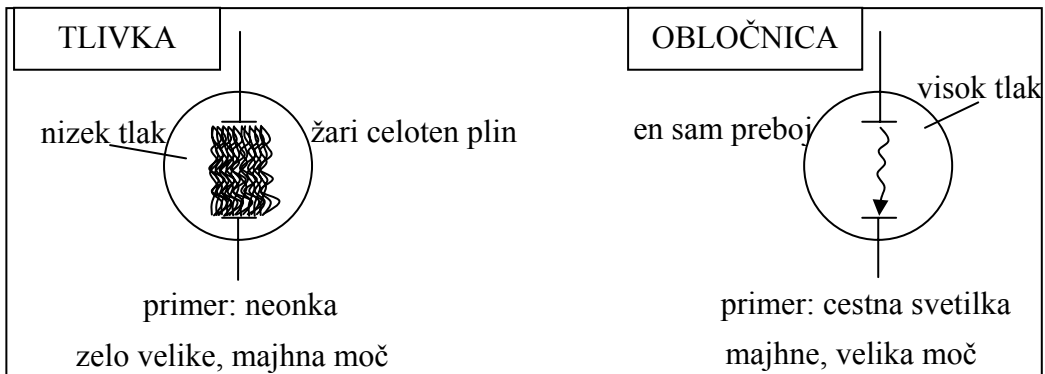
$$f_1 = \frac{c_0}{\lambda_1} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{0,38 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 789,47 \text{ THz} \quad f_2 = \frac{c_0}{\lambda_2} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{0,76 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 394,74 \text{ THz}$$

$$\Delta f = f_1 - f_2 = 789,47 \text{ THz} - 394,74 \text{ THz} = 394,73 \text{ THz}$$

Toplotno-svetlobnih virov se zaradi toplotne vztrajnosti ne da hitro modulirati. Prehoden pojav pri žarnici znaša tipično nekaj milisekund.

V optičnih komunikacijah se toplotno-svetlobni izvori uporabljajo v merilni tehniki, kjer potrebujemo širokospektralni vir svetlobe ali izvor šuma.

### 12.2.2. Tlivke in obločnice



Slika 5: Tlivka in obločnica.

Spekter ni zvezen, temveč je sestavljen iz spektralnih črt, kot prikazuje slika 6. Spektralne črte ustrezajo energijskim nivojem  $W_m$  molekul plina, ki se nahaja v viru. Ionizacija plina v tlivki predstavlja velik preskok med energijskimi nivoji.

Pri prehodu molekule iz višjega na nižji nivo pride do oddaje fotona, kar imenujemo spontana emisija. Frekvenca oziroma valovna dolžina oddanega fotona je odvisna od razlike med energijskimi nivoji.

$$f = \frac{\Delta W}{h} \quad (3)$$

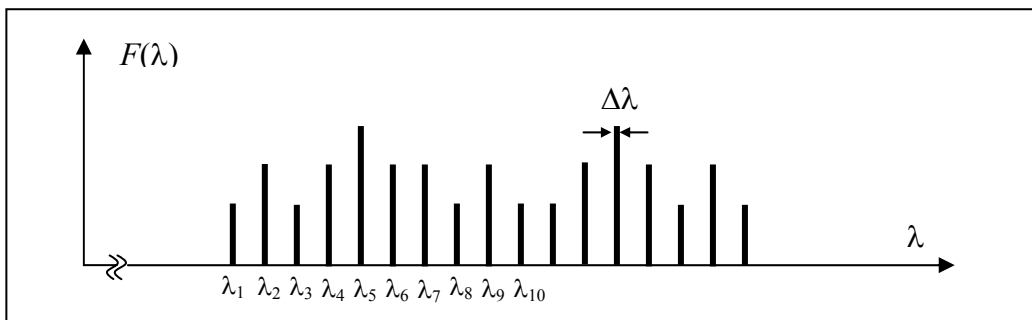
$$\lambda = \frac{h \cdot c}{\Delta W} \quad (4)$$

$h$  je Plankova konstanta, ki znaša  $6,624 \cdot 10^{-34}$  J·s.

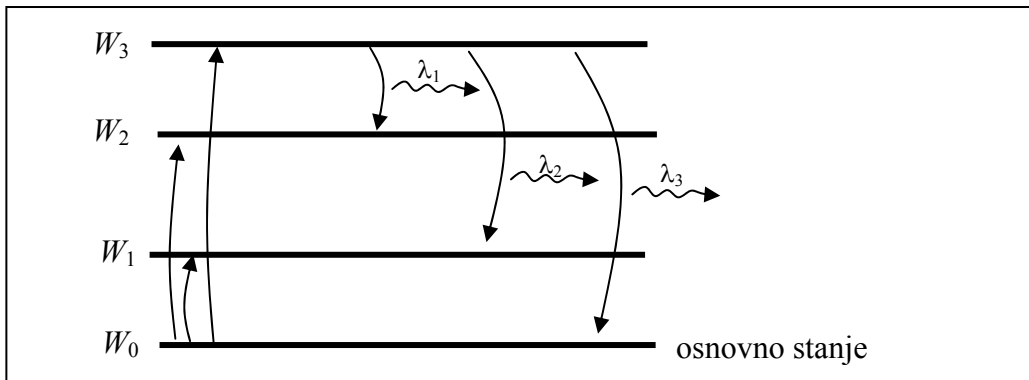
Iz praktičnosti se pri energijskih nivojih za enoto uporablja eV, ki je primernejša kot enota J.

$W=U \cdot Q$ , kjer je  $Q$  elektrina enega elektrona

$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$



Slika 6: Optični spekter tlivke ali obločnice je sestavljen iz črt, ki ustrezajo energijskim prehodom.



Slika 7: Energijski nivoji plina.

**Primer:**

Kolikšna je energija fotonov v vidnem področju od vijolične ( $\lambda_1=0,38 \mu\text{m}$ ) do rdeče ( $\lambda_2=0,76 \mu\text{m}$ ) svetlobe?

Iz predhodnega primera sledi, da pripadajoče področje obsega pas med 395 THz in 789 THz.

$$W_1 = h \cdot f_1 = 6,624 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot 789 \cdot 10^{12} \text{ Hz} = 5,23 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 3,3 \text{ eV}$$

$$W_2 = h \cdot f_2 = 6,624 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot 395 \cdot 10^{12} \text{ Hz} = 2,62 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,6 \text{ eV}$$

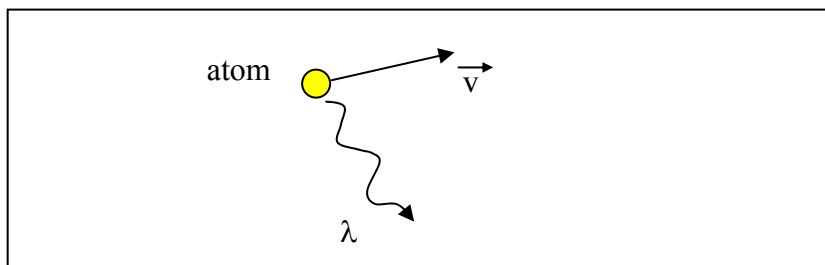
Tlivke so dimenzijsko zelo velike, obločnice so nekoliko manjše. Tako ene kot druge imajo velike izmere svetila, kar vodi v slabo prečno koherenco.

Prečna koherenca je pri tlvkah in obločnicah boljše kot pri toplotnih virih. K temu prispevajo predvsem diskretni spekter in izredno ozke spektralne črte. Širina  $\Delta\lambda$  je teoretično neskončno majhna, vendar v fizikalnem svetu prihaja do razširitve spektralnih črt. Vzrok temu sta toplotno gibanje molekul in trki med njimi.

Toplotno gibanje molekul, ki sevajo fotone z določeno frekvenco, znižujejo in povečujejo njihovo frekvenco zaradi Dopplerjevega pojava. Dopplerjev pojav, ki je prikazan na sliki 8, je prevladujoč mehanizem razširitve spektralne črte v plinskih snoveh. Glede na opazovalca svetlobe je vektor termične hitrosti sevajočih atomov naključno porazdeljen. Atomi, ki se gibljejo proti opazovalcu, izkazujejo Dopplerjev premik proti višji frekvenci in obratno. Razširitev spektra znaša

$$\Delta\lambda \approx 3 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda_0, \tag{5}$$

kar pri sobni temperaturi znaša  $\Delta f \approx 1 \text{ GHz}$ .



Slika 8: Toplotno gibanje molekule plina, ki oddaja foton.

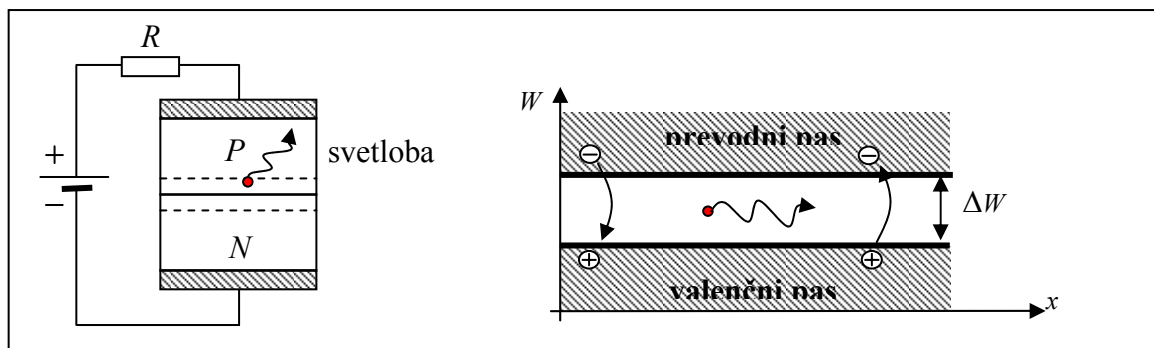
Zaradi termičnega gibanja doživljajo molekule plina, s temperaturo  $T$ , pogoste medsebojne trke. Trki med molekulami so še pogostejši zaradi visokega tlaka plina. Po trku se spremeni faza sevajočega fotona, kar se izkazuje kot fazni preskok. Ker je povprečni čas med dvema trkoma mnogo krajši od



snov	Širina prepovedanega energijskega pasu [eV]	Mejna valovna dolžina [nm]	Barva
Ge	0,67	1850	
Si	1,12	1107	
GaP	2,1	590	rumena/zelena
GaAsP	1,9	640	Rdeča
InP	1,35	918	
GaAs	1,43	867	IR 850 nm
InSb	0,17	7293	
GaN	3,5	354	Modra/UV
SiC	3,5	350	Modra/UV
GaAlP	0,8 – 2,0		
$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$	0,74	1675	
InGaAsP	0,87	1425	IR 1300 in 1550

Slika 10: Tabela polprevodnikov s pripadajočimi širinami energijskega pasu.

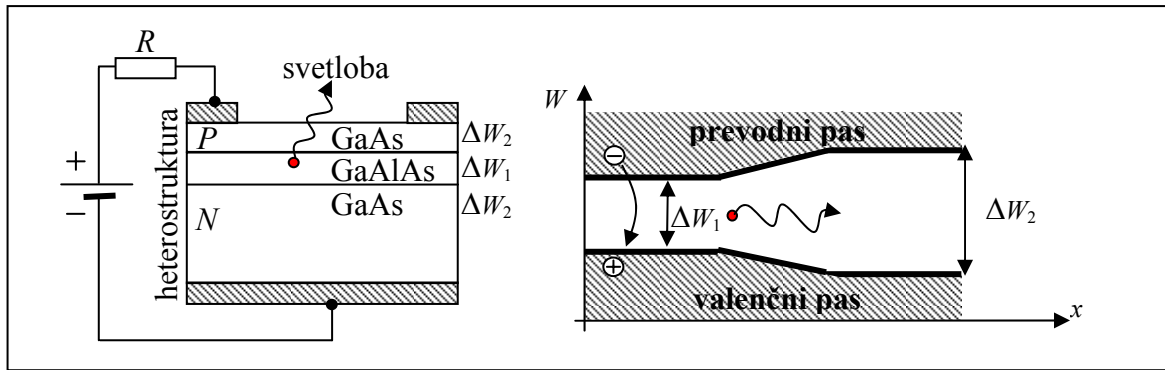
Svetlečo diodo uporabljamo v prevodni smeri, kot prikazuje slika 11. Vedno jo priklopimo preko upora, kar pomeni, da imamo tokovni izvor. Če je LED zasnovana kot je prikazano na sliki 11, se vsi nastali fotoni ponovno absorbirajo. Takšna konstrukcija LED ni učinkovita, ker se preveč nastalih fotonov ponovno absorbira.



Slika 11: Slabo zasnovana LED.

Pri pravilno zasnovani fotodiodi, ki je izdelana kot heterostuktura (slika 12) svetloba izhaja iz prepovedanega pasu. Ker ima GaAs nižjo energijo je za nastale fotone prozoren, tako da se svetloba v njih ne absorbira. Ustvarjen foton se ne absorbira, ker ima premalo energije. Tudi fotoni, ki bi eventualno potovali proti dnu diode, se tam od kovinske površine odbijejo in potujejo nazaj proti vrhu.





Slika 12: Dobro zasnovana LED.

Odzivni čas LED je od 1 do 100 ns. Svetloba ni polarizirana, ker je generacija fotona naključna. Ker je LED nekoherenten izvor s slabo prečno koherenco, imamo zelo slab sklopni izkoristek ( $\eta < 1\%$ ). Svetleča dioda je razmeroma majhen izvor (primerljiv z jedrom mnogorodovnega vlakna). Napetost na LED je odvisna od barve, ki jo LED oddaja.

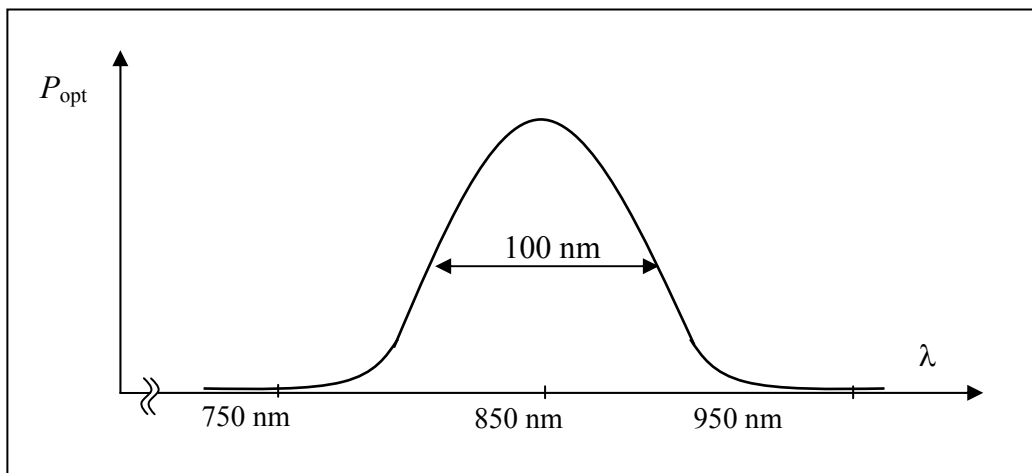
**Primer:**

Izračunaj napetost na LED, ki oddaja svetlobo z valovno dolžino 900 nm.

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{\Delta W}$$

$$\Delta W = U \cdot |Q_e|$$

$$U = \frac{h \cdot c_0}{|Q_e| \cdot \lambda} = \frac{6,624 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 0,9 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = \underline{\underline{1,4 \text{ V}}}$$



Slika 13: Primer optičnega spektra LED za 850 nm.

Svetilnost LED z urami obratovanja počasi upada.

LED ima zelo dolgo življenjsko dobo, ki jo definiramo s 100.000 urami (več kot 11 let), pri čemer se smatra, da do takrat oddaja vsaj 50% svetlobe, ki je deklarirana pri novi diodi.

V primerjavi s klasičnimi žarnicami na žarilno nitko, ki imajo življenjsko dobo 1000 ur, drži LED najmanj 100-krat dlje. Odlikuje pa jih tudi odpornost na tresenje in udarce.

S pomočjo bele LED razsvetljave je mogoče prenašati podatke od svetila do pasivnega sprejemnika. Komunikacija s pomočjo vidne svetlobe (angl. Visible Light Communication – VLC) je predvidena v psu od 375 nm do 780 nm. Pri prenosu podatkov spremembe v jakosti svetlobe človeško oko ne more zaznati, zazna pa jo sprejemnik v obliki fotodetektorja, ki pretvori svetlobne signale v električne impulze.

## 12.2.4. LASER

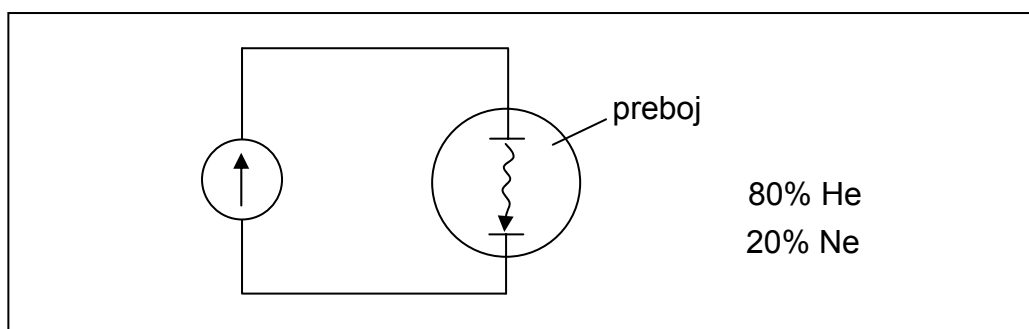
L. Schawlow, ki ga skupaj z nekaterimi drugimi štejejo za iznajditelja laserja, je izdelal prvi laser leta 1958. Prav odkritje laserja kot vira koherentne svetlobe je omogočilo nastanek novih tehnologij in med njimi v prvi vrsti razvoj optičnih komunikacij.

Prvi LASER (angl. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) (ojačevanje svetlobe s stimuliranim sevanjem) je bil ojačevalnik svetlobe, ki je izkoriščal pojav stimulirane emisije v rubinovem kristalu. V zadnjih 40-ih letih so bili razviti laserji različne namembnosti, ki kot optično ojačevalno snov uporabljajo zelo različne materiale v različnih agregatnih stanjih, na primer:

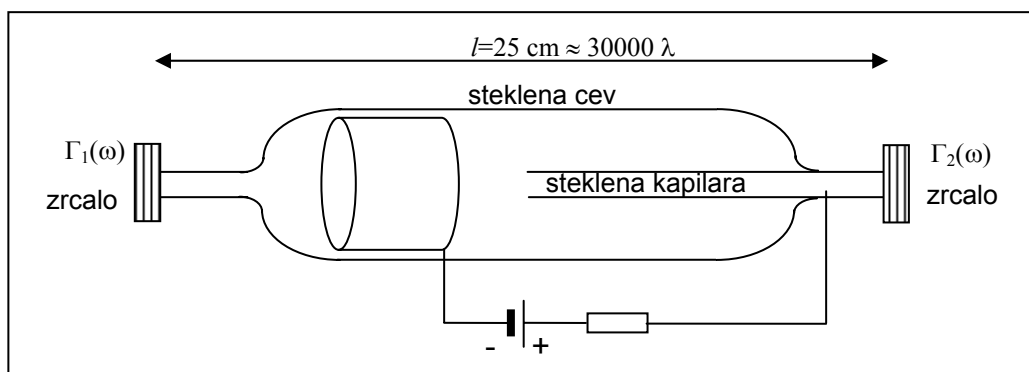
1. plinski laserji,
2. laserji trdnega telesa,
3. tekočinski laserji.

### 12.2.4.1. Plinski LASER

Prva stvar, ki jo želimo doseči pri delovanju laserja, je obratna naseljenost na energijskih nivojih  $N_2 > N_1$ .



Slika 14: Tlilka napolnjena s helijem in neonom.



Slika 15: Plinski HeNe laser.

Negativna elektroda mora biti velika, ker se segreva, medtem ko iz nje izhajajo elektroni. Naloga steklene kapilare je zgostitev električnega toka in praznjenje spodnjega energijskega nivoja s pomočjo trkov Ne atomov ob stene kapilare.

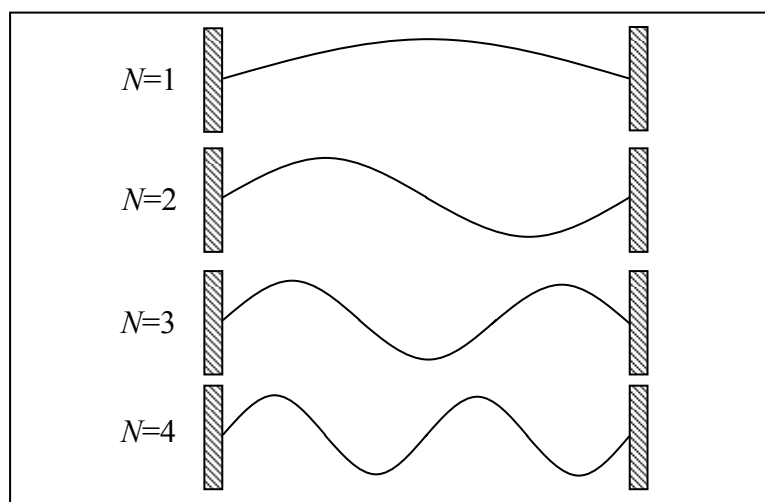
Zrcali s frekvenčno odvisno odbojnostjo  $\Gamma_1(\omega)$  in  $\Gamma_2(\omega)$  pogojeta barvo laserja (rdeč, oranžen, rumen, zelen,...). Pri HeNe laserju, ki ne uporablja frekvenčno odvisni zrcali, niha le-ta z valovno dolžino 1200 nm. Ojačanje za rdečo svetlobo (632,8 nm) je pri HeNe 2 dB/m.

Povratna vezava je narejena z dielektričnimi večslojnimi zrcali.

Obstaja tudi primer, da je cev polnjena zgolj z argonom (Ar). Pri tem se ga izdelavo inverzne naseljenosti izkoriščajo argonovi ioni, ki imajo več energijskih nivojev. Takšno napravo imenujemo argonov ionski laser.

Pri plinskem laserju je dolžina resonatorja veliko večja od valovne dolžine. Takšen resonator torej omogoča nihanje na velikem številu rodov. Slika 16 prikazuje prve štiri rodove, ki so rešitev resonančnih pogojev. Posamezna resonančna frekvenca je večkratnik polovice valovne dolžine

$$f_0 = \frac{c_0}{N \cdot \frac{\lambda_0}{2}}, \quad (6)$$



Slika 16: Rešitve za resonator.

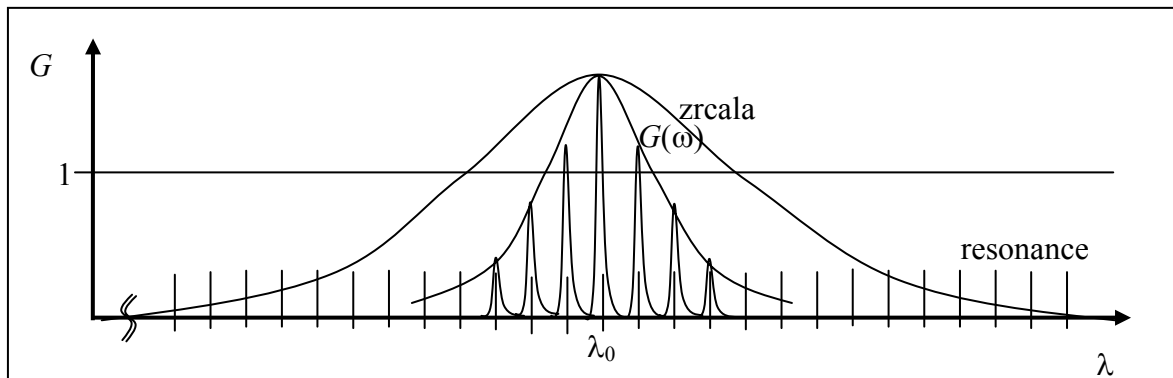
Laser, kjer je aktivna snov postvljena med dve zrcali imenujemo Fabry-Perot (FP) laser.

**Primer:**

Izračunaj število vzdolžnih rodov, ki jih omogoča resonator HeNe laserja z dolžino  $l=25$  cm, ki niha na centralni frekvenci  $f_N=474$  THz.

$$f_N = \frac{c}{2 \cdot l} \cdot N \quad N=1, 2, 3, \dots$$

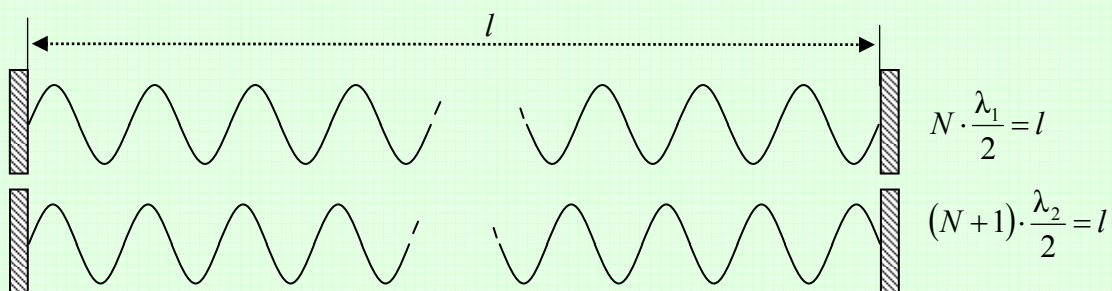
$$N = \frac{2 \cdot f_N \cdot l}{c} = \frac{2 \cdot 474 \text{ THz} \cdot 0,25 \text{ m}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = \underline{\underline{7,9 \cdot 10^5}}$$



Slika 17: Resonance laserja.

**Primer:**

Razdalja med zrcali helij-neonske laserske cevi (dolžina cevi) znaša  $l=25$  cm. Izračunajte frekvenčni razmik med sosednjima spektralnima črtama laserja, ko cev niha na več vzdolžnih rodovih! Lomni količnik razredčenega plina v cevi je zelo blizu enote, cev niha samo na osnovnem prečnem rodu.



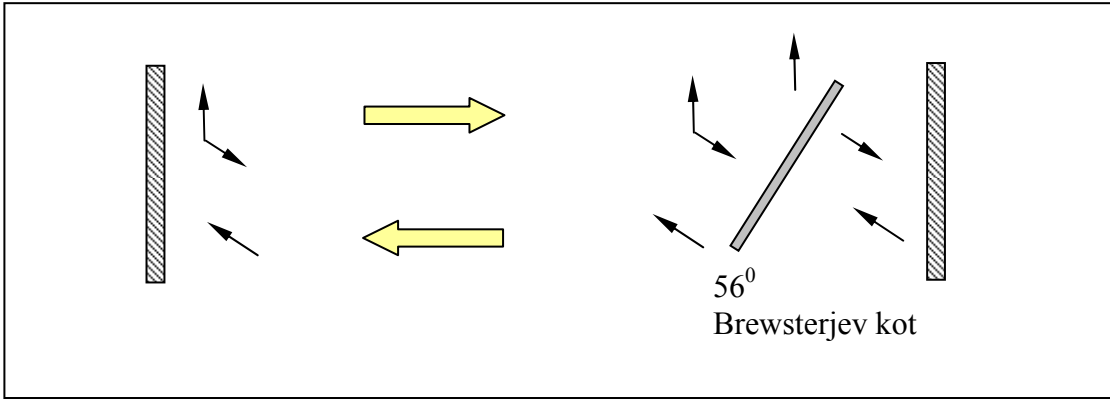
$$\Delta f = f_2 - f_1 = \frac{c}{\lambda_2} - \frac{c}{\lambda_1}$$

$$\Delta f = c \left( \frac{N+1}{2l} - \frac{N}{2l} \right)$$

$$\Delta f = \frac{c}{2l} = \frac{c_0}{2l \cdot n} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{2 \cdot 0,25 \text{ m} \cdot 1} = \underline{\underline{600 \text{ MHz}}}$$

Iz laserja izhaja 4% svetlobe od vse nastale svetlobe, ker zrcala niso idealna.

Polarizacija za tako cev ni določena. Jo pa lahko določimo s Brewsterjevimi oknom.



Slika 18: Plinski laser z Brewsterjevim oknom.

### 12.2.4.2. Polprevodniški LASER

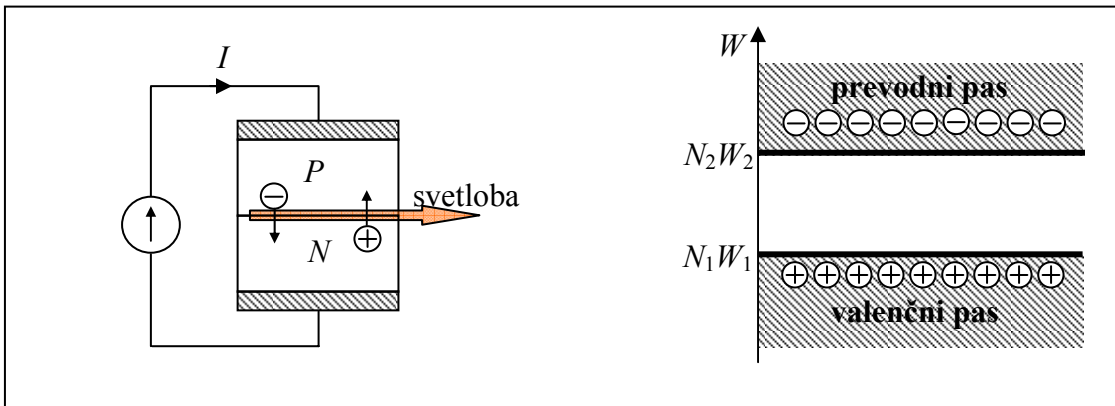
Polprevodniški laserski čip je zelo majhna naprava, kar nam omogoča, da dosežemo velike gostote toka skozi polprevodnik

$$J = \frac{dI}{dA}. \quad (5)$$

Velike gostote toka povzročajo inverzno porazdelitev delcev, ki omogočajo lasersko ojačenje. Sprva so se takšne naprave uporabljale pri nizkih temperaturah  $T \sim 77$  K (tekoči dušik).

Lasersko ojačenje  $G \approx 10^4$  dB/m.

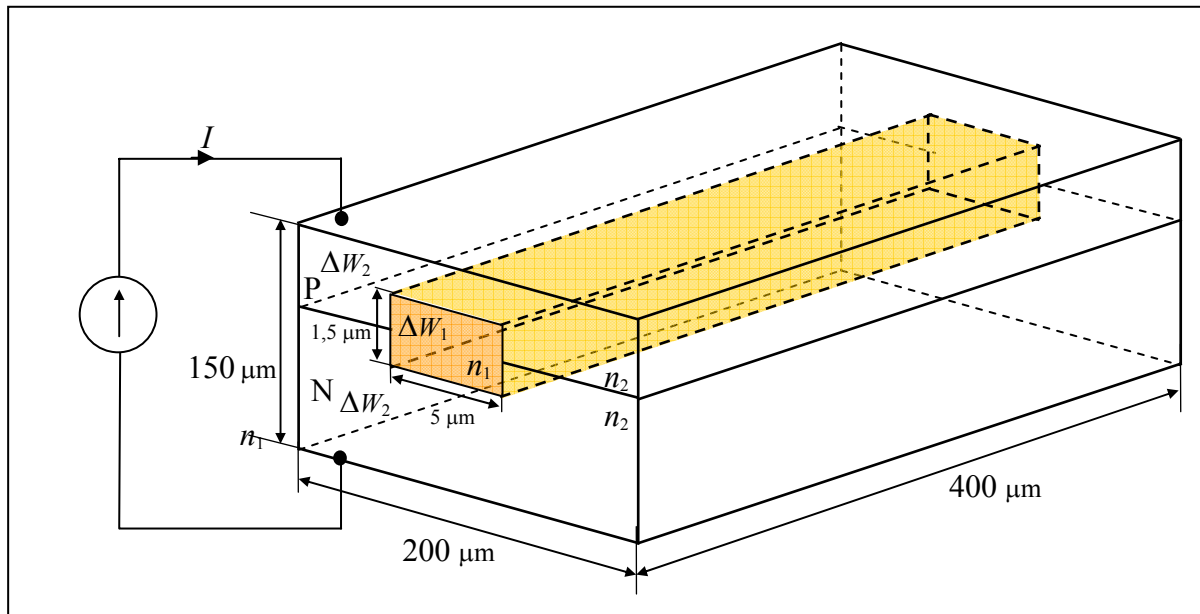
Ojačenje znaša približno  $10^4$  dB/m v celotnem pasu LED. Za primer 1550 nm znaša šas ojačenje 100 nm (od 1500 nm do 1600 nm).



Slika 19: Zasnova laserja.

Možni sta dve izboljšavi glede na predhodno svetlečo diodo:

- Izgubo svetlobe, ki že tako težko nastane, preprečimo z uporabo heterostrukture.
- Optični spekter izboljšamo s selektivnejšim resonatorjem svetlobe.



Slika 20: Struktura laserja.

PN spoj z vgrajenim pravokotnim valnovodom mora imeti večji lomni količnik kot okolica  $n_1 > n_2$ .

Širina prepovedanega energijskega pasu mora zunaj znašati več kot v valnovodu  $\Delta W_2 > \Delta W_1$ .

Nameščanje zrcal na koncih čipa ni potrebno, ker imajo polprevodniki lomni količnik od 3,5 do 4, kar pomeni, da so odbojnosti od koncev velike.

Ker imamo zelo veliko ojačanje ni potrebno zelo kvalitetno zrcalo. Dovolj je preprosta meja polprevodnik-zrak.

**Primer:**

Izračunaj, koliko svetlobe se odbije na meji polprevodnik-zrak, če valovanje vpade pravokotno  $\theta_v=0$  na mejo iz polprevodnika z lomnim količnikom  $n_2=4$ !

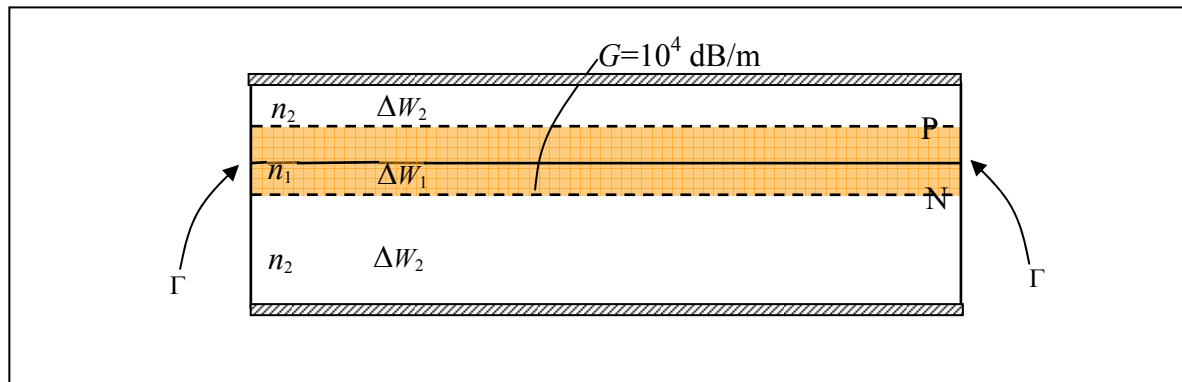
Zrak  $n_1=1$

$$\Gamma_{TE} = \frac{\cos\theta_v - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_v}}{\cos\theta_v + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_v}} = \frac{1 - n_2}{1 + n_2} = \frac{-3}{5} = -0,6$$

$$\Gamma_{TM} = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos\theta_v - \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_v}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos\theta_v + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2\theta_v}} = \frac{n_2 - 1}{n_2 + 1} = \frac{3}{5} = 0,6$$

$$\Gamma = \frac{|\Gamma_{TE}| + |\Gamma_{TM}|}{2} = \frac{0,6 + 0,6}{2} = 0,6$$

$$\frac{P_{odbita}}{P_{vpadna}} = |\Gamma|^2 = \underline{\underline{36\%}}$$



Slika 21: Prerez laserja.

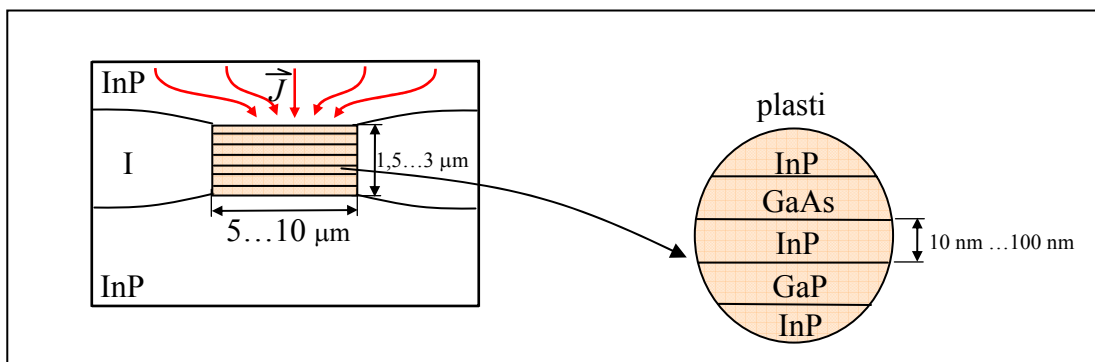
$\lambda \approx 900 \text{ nm}$	$\lambda \approx 1300 \text{ nm}$	$\lambda \approx 1550 \text{ nm}$
GaAlAs (jedro)	InGaAsP (jedro) ternarni polprevodnik	
GaAs (obloga)	InP (obloga)	

leta 1980

leta 1990

Slika 22: Izbor polprevodnika.

Polprevodnike izberemo glede na želeno izhodno valovno dolžino. Do leta 1980 so znali izdelati zgolj laserje, ki so oddajali svetlobo 900 nm. V letu 1990 so s pomočjo ternarnih polprevodnikov izdelali laserje, ki so oddajali svetlobo z višjimi valovnimi dolžinami.

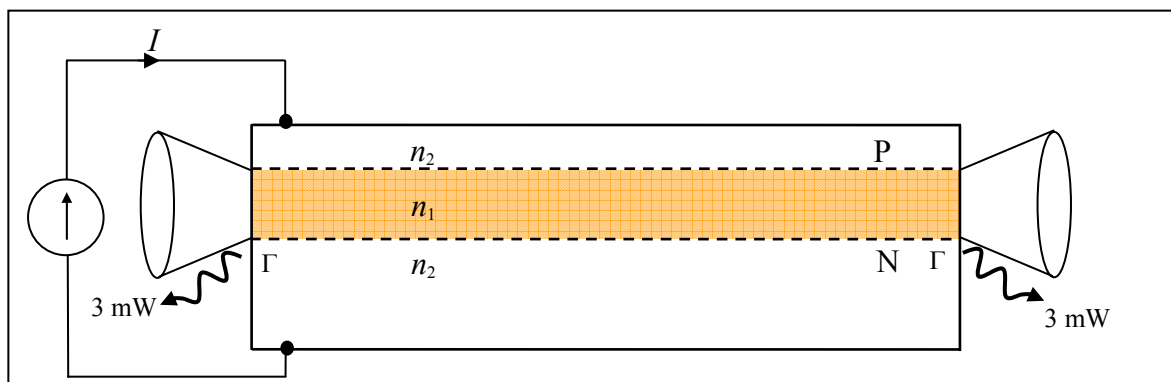


Slika 23: Plasti v prerezu laserja.

Na straneh valovoda imamo osirimašeno področje I, zato da se ves tok skoncentrira skozi valovod.

Valovod je izdelan s pomočjo MBE tehnologije, ki omogoča nizanje zelo tanke plasti. Tanke plasti tvorijo MQW strukturo, ki se obnaša kot večkratna kvantna jama (multiple quantum well). Točna sestava WQW še ni dorečena in je v fazi raziskav ter razvoja.

Polprevodniški laser oddaja svetlobo z jakostjo približno 3 mW na obeh straneh laserskega čipa, kot prikazuje slika 24. 50 % svetlobe torej mečemo stran.

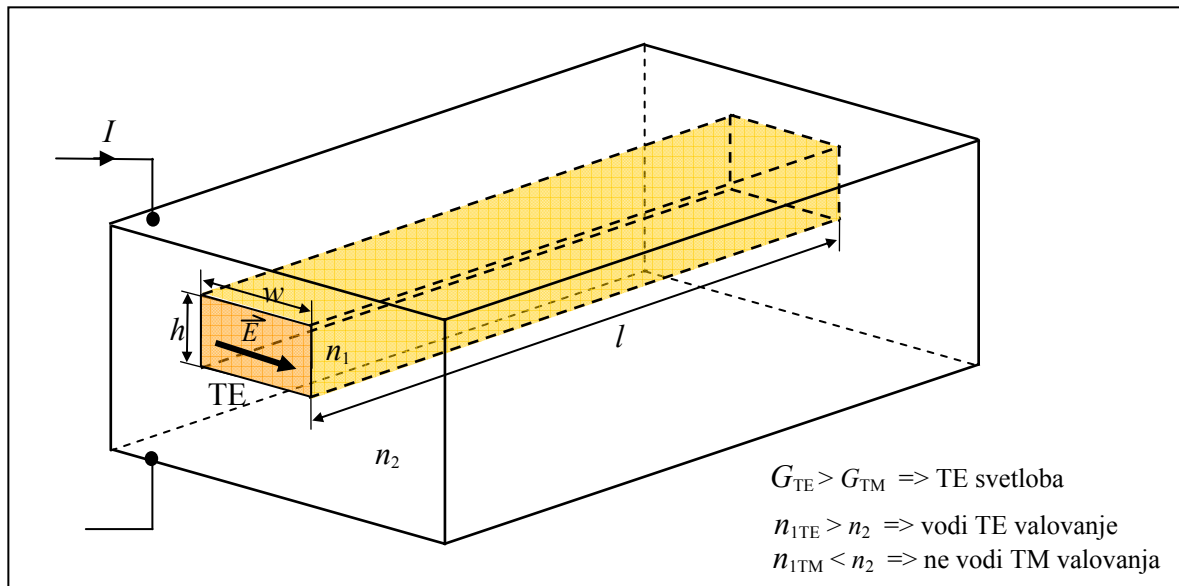


Slika 24: Prerez laserja.

Ojačanje laserske snovi je različno za različni polarizaciji. Običajno velja, da je  $G_{TE} > G_{TM}$ .

Tudi lomna količnika valovoda sta različna glede na polarizacijo. Lomni količnik valovoda je za TE polarizacijo večji od lomnega količnika obloge, kar pomeni, da prihaja do vodenja TE valovanje. Nasprotno velja, da je lomni količnik valovoda za TM valovanje manjši od lomnega količnika obloge, kar pomeni, da TM valovanje nima pogojev za vodenje. Polarizacija, ki izhaja iz valovoda je torej vodoravna, kot prikazuje slika 25.





Slika 25: Polarizacija valovanja iz laserja.

Ker imamo tri dimenzije, dobimo  $TE_l$ ,  $TE_m$  in  $TE_n$ , kar lahko zapišemo  $TE_{l,m,n}$ .

Višina valovoda  $h \approx 1,5 \mu\text{m}$  je majhne izmere, tako da vodi samo en rod.

Širino valovoda  $w$  lahko izbiramo, torej laser lahko niha na več rodovih. Običajno znaša  $w=5 \mu\text{m}$ .

Dolžina valovoda  $l$  podaja ojačanje laserja in je običajno velika, ker potrebujemo veliko ojačanje. Pri polprevodnikih je dolžina valovoda v okviru od  $200 \mu\text{m}$  do  $500 \mu\text{m}$ .

Rodovi, ki izhajajo iz takega laserja, so  $TE_{0,0,n}$ , kjer prvi dve ničli označujeta osnovna rodova.

### Primer:

Polprevodniški laser vsebuje resonator, kjer predstavljata zrcali odbojnosti polprevodnik/zrak na mejnih ploskvah čipa. Izračunajte potrebno dolžino  $l$  valovoda v čipu, da naprava začne delovati kot laser! Dielektrična konstanta polprevodnika znaša  $\epsilon_r=14$  za svetlobo z valovno dolžino  $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ . Lasersko ojačenje v valovodu pri izbranem delovnem toku doseže  $G=5000 \text{ dB/m}$  za TE polarizacijo.

$$n = \sqrt{\epsilon_r} = 3,742 \quad \Gamma_{\text{TE}} = \frac{1-n}{1+n} = -0,578$$

$$a_{\text{dB}} = 10 \log |\Gamma_{\text{TE}}|^2 = -4,76 \text{ dB}$$

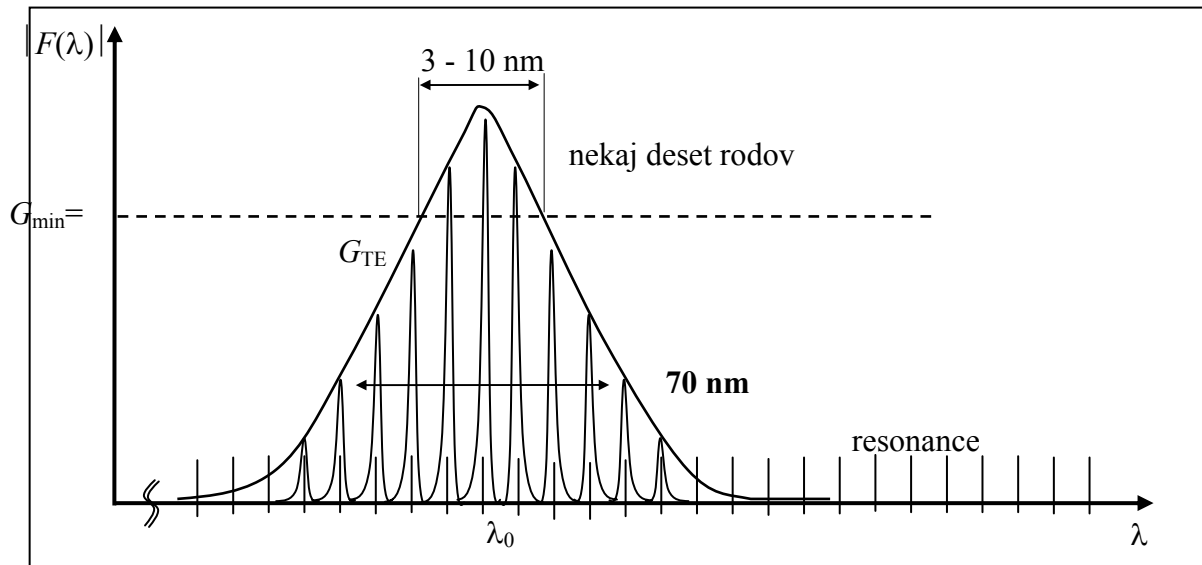
$$2lG + 2a_{\text{dB}} = 0 \rightarrow l = -\frac{a_{\text{dB}}}{G} = 0,952 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 0,952 \text{ mm}$$

### Primer:

Izračunaj število vzdolžnih rodov, ki jih omogoča resonator polprevodniškega laserja z dolžino  $l=400 \mu\text{m}$ . Lomni količnik polprevodnika znaša  $n_1=3,7$ , za svetlobo z valovno dolžino  $\lambda=850 \text{ nm}$ .

$$l = N \cdot \frac{\lambda}{2} = N \cdot \frac{\lambda}{2n_1} \quad N=1,2,3,..$$

$$N = \frac{2n_1 l}{\lambda} = \frac{2 \cdot 3,7 \cdot 400 \mu\text{m}}{850 \text{ nm}} = \underline{\underline{3482 \text{ rodov}}} = 3482 \text{ polvalov}$$



Slika 26: Spektar laserske diode.

**Primer:**

Izračunaj frekvenčni razmik med posameznimi vzdolžnimi rodovi v resonatorju polprevodniškega laserja z dolžino  $l=400 \mu\text{m}$ . Lomni količnik polprevodnika znaša  $n_1=3,7$ , za svetlobo z valovno dolžino  $\lambda=850 \text{ nm}$ .

$$\Delta f = \frac{c}{2l} = \frac{c_0}{2l \cdot n_1} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{2 \cdot 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot 3,7} = \underline{\underline{100 \text{ GHz}}}$$

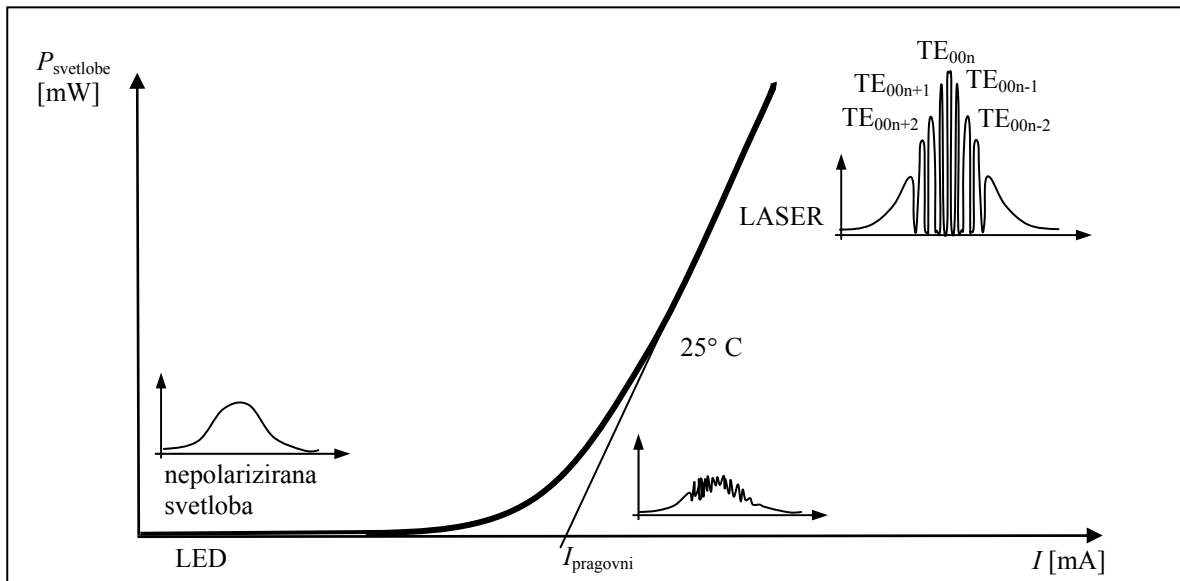
**Primer:**

Izračunaj število rodov, na katerih dejansko niha laser, če je širina ojačevalnega pasu 5 THz.

$$M = \frac{\Delta f_g}{\frac{c_0}{2l \cdot n_1}} = \frac{5 \text{ THz}}{100 \text{ GHz}} = \underline{\underline{50 \text{ rodov}}}$$

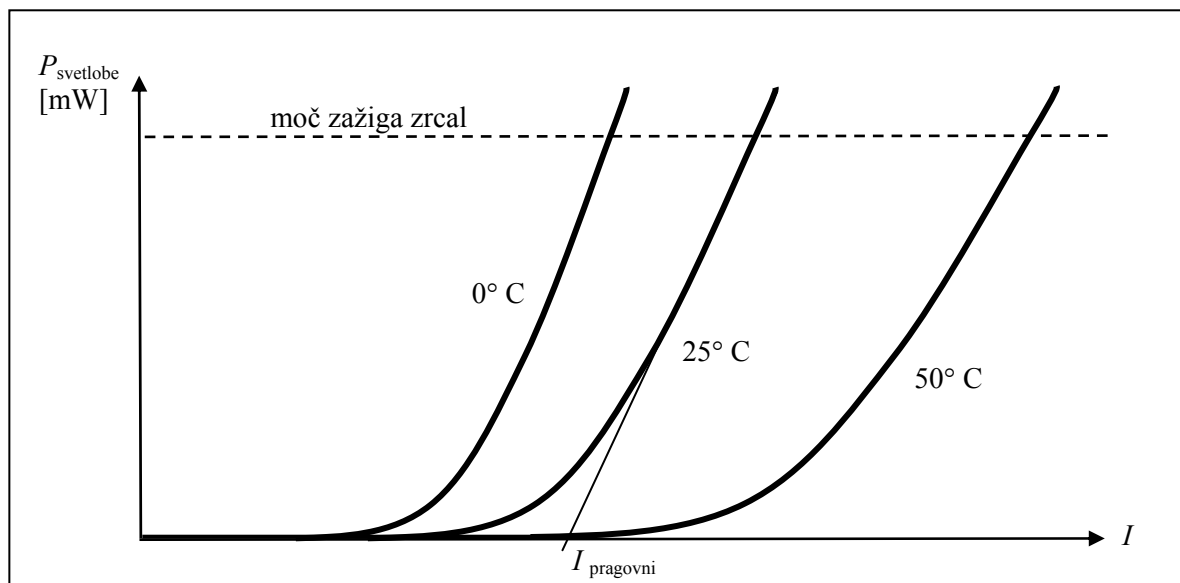
Frekvenčni spekter laserja je odvisen od napajalnega toka. Pri tokih, ki so nižji od kolenskega toka, laser oddaja nepolariziran zvezen šum. Pri kolenskem toku je spekter seštevek spektra LED in LASERJA. Nad kolenskim tokom se spekter preoblikuje v glavniki rodov, ki je značilen za Fabry-Perojeve laserje. Pri normalnem delovanju imajo od 3 do 100 vzdolžnih rodov.

Ko tok povečujemo se v začetku ne zgodi nič in dobimo izredno malo svetlobe, ki je podobna svetlobi svetleče diode. Po pragovnem toku pa začne delovati kot laser. Ob kolenu se spekter svetleče diode preoblikuje delno v zametke rodov.



Slika 27: Frekvenčni spekter Fabry-Perojevga laserja v različnih režimih delovanja.

Modulacija laserja je odvisna od njegove odzivnosti, ki znaša 200 ps, kar pomeni, da ga lahko moduliramo s frekvencami preko 1 GHz. Laser je hitro odziven, ker je čip majhen (majhna kapacitivnost) in ker so nosilci....



Slika 28: Temperaturna odvisnost karakteristike polprevodniškega laserja.

Pragovni tok za polprevodniški laser, ki oddaja optično moč 3 mW pri sobni temperaturi  $T_0=25^\circ\text{C}$  znaša od 5 mA do 100 mA. Večji pragovni tokovi so predvsem značilni za starejše laserje, ki so jih izdelovali pred 20 leti. Pri sodobnih laserjih je pragovni tok nižji in znaša tudi do zgolj 5 mA.

Z leti so proizvajalci uspeli znižati pragovni tok. Leta 1980 je znašal pragovni tok 60 mA, leta 1995 je pragovni tok znašal 15 mA, danes pa je lahko že pod 3 mA.

Pragovni tok se večja z višanjem temperature

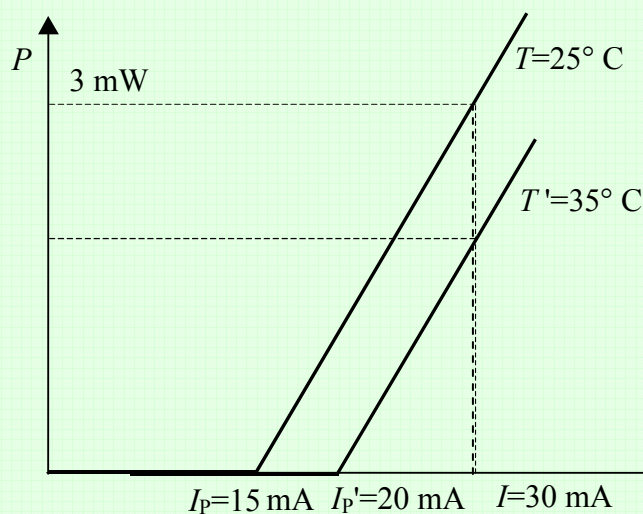
$$I_{prag}(T + \Delta T) = I_{prag}(T) \cdot e^{\frac{\Delta T}{T_0}} \quad (6)$$

kjer je  $\Delta T$  sprememba temperature,  $T_0$  pa je specifična karakteristična temperatura substrata. Manjša kot je  $T_0$ , bolj občutljiv je laser na spremembe. Na primer pri GaAlAs znaša 120 K – 230 K, pri InGaAsP pa znaša 60 K – 80 K.

Za običajne polprevodnike je nevarna povišana temperatura, pri laserski diodi pa je bolj nevarno znižanje temperature. Pri znižanju temperature pri istem toku laser odda večjo optično moč in lahko pride do zažiga zrcal in s tem uničenja laserja. Za polprevodniške laserje je torej nevarnejša nižja temperatura.

**Primer:**

Polprevodniški laser ima pri  $T=25^\circ\text{C}$  pragovni tok  $I_p=15\text{ mA}$ , ki se pri  $T=35^\circ\text{C}$  poveča na  $I_p'=20\text{ mA}$ . Laser sicer krmilimo s konstantnim tokom  $I=30\text{ mA}$ . Kolikšno moč  $P'$  pričakujemo iz laserja pri  $T=35^\circ\text{C}$ , če daje laser moč  $P=3\text{ mW}$  pri  $T=25^\circ\text{C}$ ?

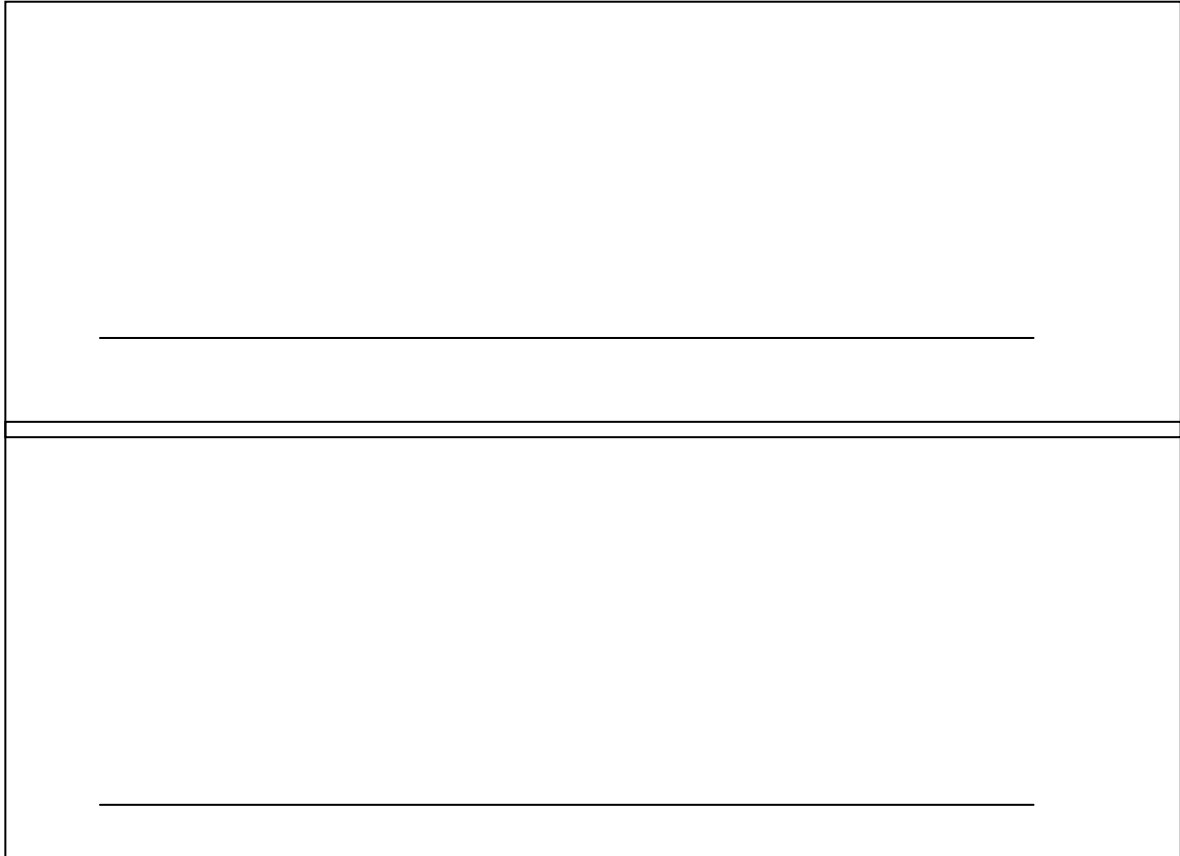


$$\left. \begin{aligned} P &= \alpha(I - I_p); I \geq I_p \\ P' &= \alpha(I - I_p'); I \geq I_p' \end{aligned} \right\} \frac{P'}{P} = \frac{I - I_p'}{I - I_p}$$

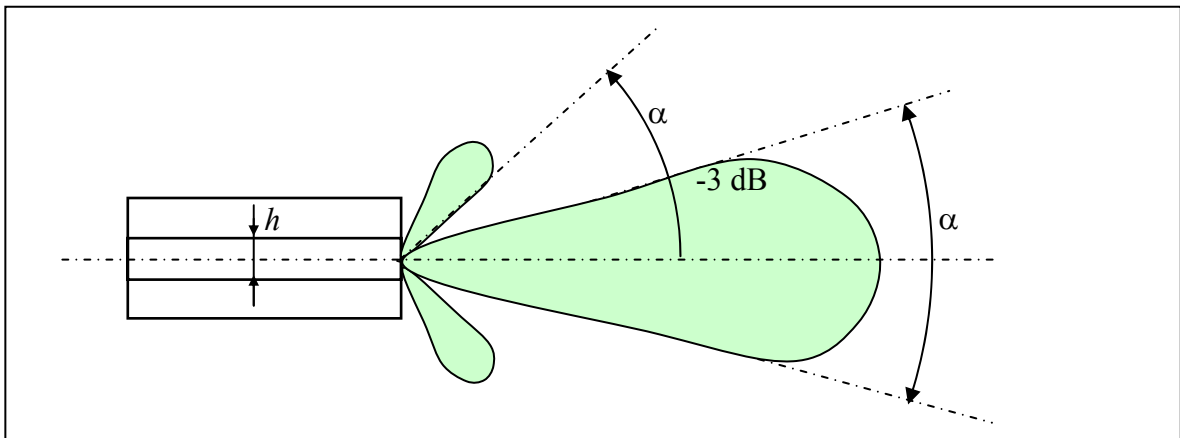
$$P' = P \frac{I - I_p'}{I - I_p} = 3\text{ mW} \cdot \frac{30\text{ mA} - 20\text{ mA}}{30\text{ mA} - 15\text{ mA}} = \underline{\underline{2\text{ mW}}}$$

Temperaturna sprememba ima vpliv tudi na izhodni spekter. S povečanjem temperature se podaljša dolžina optičnega resonatorja in poveča lomni količnik polprevodnika, zaradi česar se spekter premakne proti višjim valovnim dolžinam. Temperaturni koeficient spremembe  $\Delta\lambda/\Delta T$  pri GaAlAs znaša 0,12 nm/K, pri InGaAsP pa znaša 0,08 nm/K.

Ker se s spremembo temperature spreminja položaj in oblika ojačenja ima FP laser pri višji temperaturi manjše število rodov.



Slika 29: \_\_\_\_.



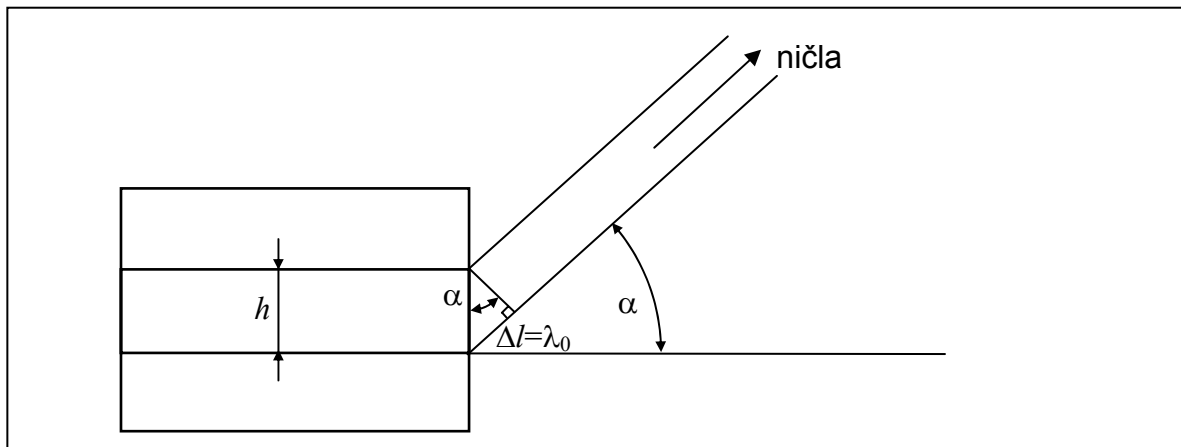
Slika 30: Smerni diagram sevanja laserja.

Smerni diagram je posledica ukrivljanja valovnih front na izhodu iz valovoda. Do ukrivljenosti pride zaradi različnih poti od konca valovoda. Ničla v smernem diagramu se pojavi, ko je razlika poti enaka  $\lambda_0$ , kot prikazuje slika 30.

$$\lambda_0 = h \cdot \sin \alpha . \quad (7)$$

Kot, pri katerem se nahaja ničla, je določen z

$$\alpha = \arcsin \frac{\lambda_0}{h} \approx \frac{\lambda_0}{h} \ll 1. \quad (8)$$



Slika 31: Določitev ničle v smernem diagramu.

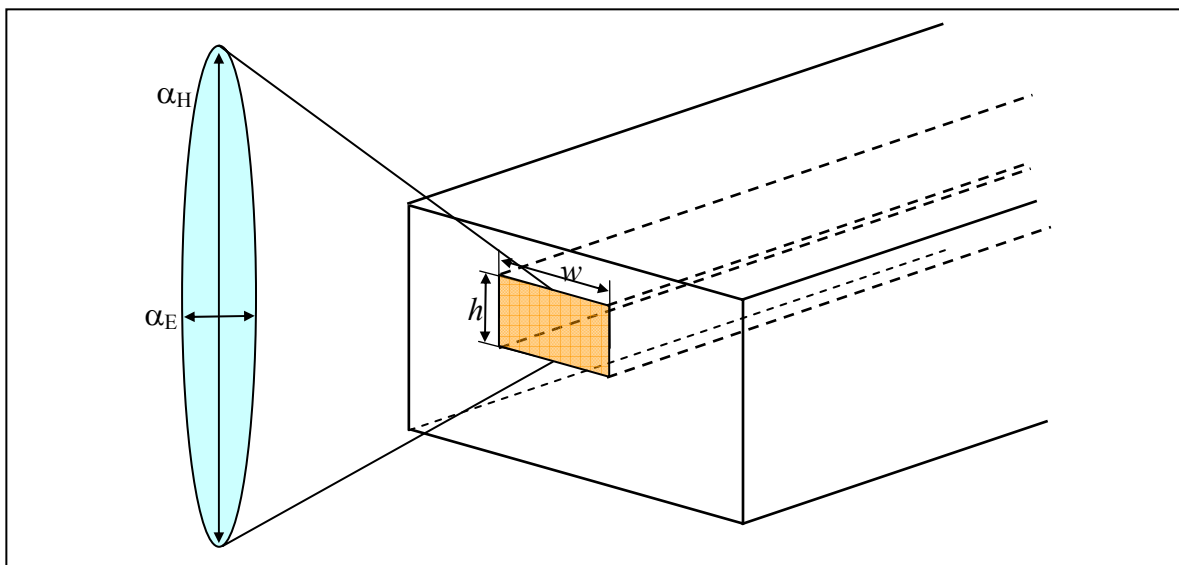
Ker ima valovod v laserskem čipu različno širino in višino, se ničla razlikuje od orientacije čipa. Laserski žarek ne proizvaja okroglega žarka, temveč žarek v obliki eliksoida, kot prikazuje slika 32.

**Primer:**

Izračunaj kot za obe polarizaciji, pri katerem nastane v sevalnem diagramu polprevodniškega laserja ničla, če ima valovod širino  $w=5 \mu\text{m}$  in višino  $h=1,5 \mu\text{m}$  in iz laserja izhaja svetloba z valovno dolžino  $\lambda=850 \text{ nm}$ .

$$\alpha_E \approx \frac{\lambda_0}{w} = \frac{0,85 \mu\text{m}}{5 \mu\text{m}} = 0,17 \text{ rd} = \underline{\underline{10^\circ}}$$

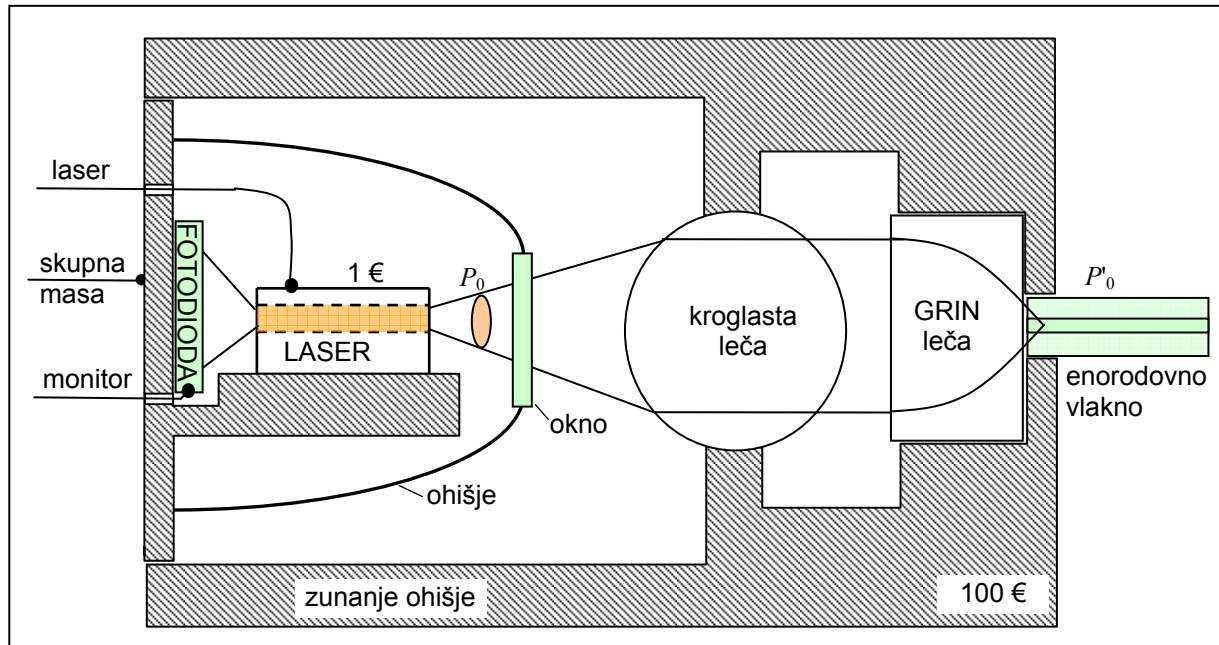
$$\alpha_H \approx \frac{\lambda_0}{h} = \frac{0,85 \mu\text{m}}{1,5 \mu\text{m}} = 0,57 \text{ rd} = \underline{\underline{32^\circ}}$$



Slika 32: Oblika izhodnega žarka.

Laserski čip je zelo poceni (manj kot 1 EUR). Čipi mora biti na koncih ravno odrezan, kar se naredi enostavno z lomom silicijeve rezine.

Ceno dviguje zapleteno sklopjanje svetlobo iz čipa v vlakno. Pri fiksiranju sklopnih leč je potrebno optimizirati sklop za različne temperature, za kar potrebuje avtomatski stroj približno 20 min. Prav zaradi tega časa in zapletenega nastavljanja cena laserskega čipa zraste za 100-krat.



Slika 33: Prerez ohišja laserja.

Pri sklopu svetlobe si pomagamo s kroglasto in GRIN (angl. gradient index) lečo, ki je leča z gradientnim lomnim likom. Pri tovrstnem laserju imamo približno 50 % sklop svetlobe iz laserja na enorodovno vlakno.

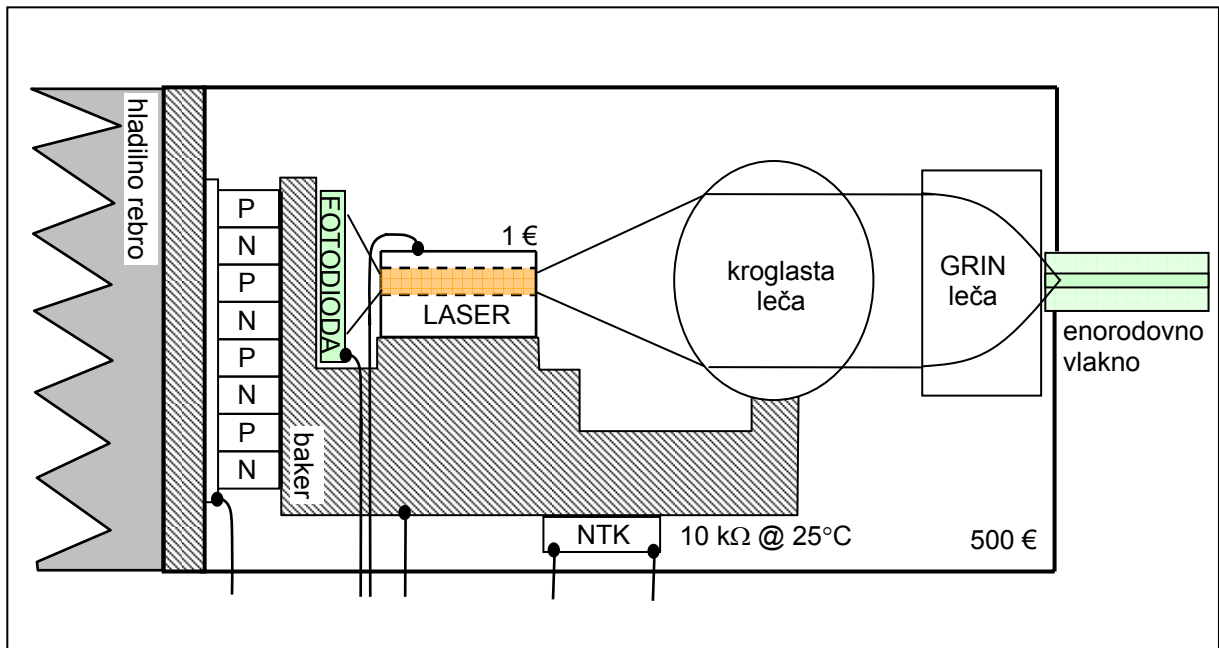
$$\eta_{\text{sklopa}} = \frac{P'_0}{P_0} = 50 \% \quad (30 \% \dots 70 \%) \quad (9)$$

Vsaka laserska dioda ima tri priključke, pri čemer je eden od njih monitorska fotodioda. Le-ta nam pomaga pri zaznavanju izhodne moči laserja in pravilno nastavljanje pragovnega toka, za katerega smo videli, da je precej odvisen od temperature.

V vlakno na ta način sklopimo optično moč  $P'_0$ , ki znaša od 1 do 100 mW, kar je za namene optičnih komunikacij dovolj.

Spektralna širina tovrstnega FP laserja znaša  $\Delta\lambda=1\dots 20$  nm, pri čemer imamo približno 10 vzdolžnih rodov, kar je zelo veliko.

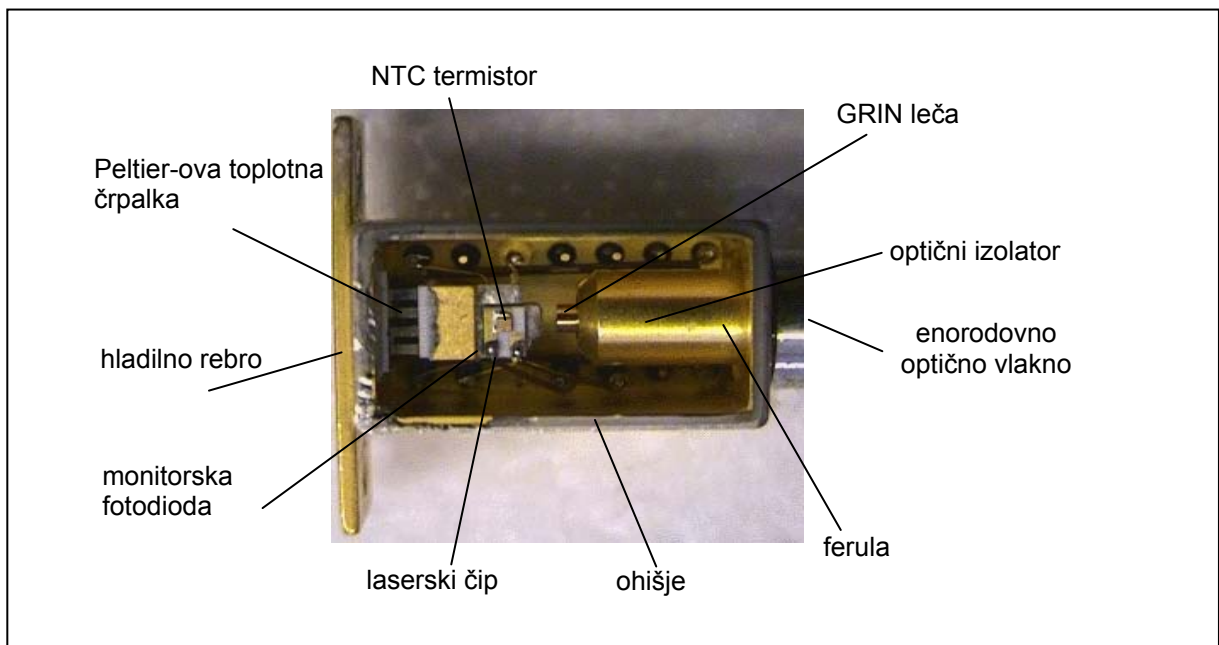
Odziv laserja je  $\tau \approx 300$  ps.



Slika 34: Prerez ohišja laserja.

Baterija termočlenov je sestavljena iz kockic močno dopiranih polprevodnikov, ki služijo za odvajanje toplote, ki nastaja v laserskem čipu. Temperaturo čipa se meri z pomočjo upora z negativno temperaturno karakteristiko (NTK). NTK upor nam omogoča stabilizacijo temperature laserskega čipa na stotinko stopinje Celzija  $T_0 \pm 0,01^\circ \text{C}$ .

Cena laserskega čipa je približno 1 evro, kar je 500-krat manj kot cena celotnega laserja. Večino denarja se namreč porabi za izdelavo ohišja in montažo laserja.



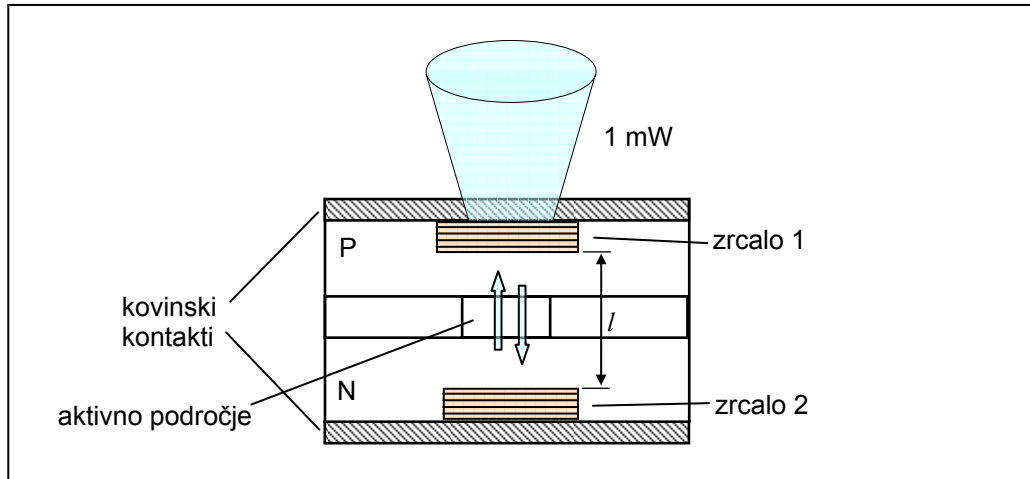
Slika 35: Fotografija prereza ohišja laserja z možnostjo temperaturne kontrole.



### 12.2.4.2.1. VCSEL

#### Vertical Cavity Surface Emitting LASER

Polprevodniški laser z vertikalno resonančno votlino daje na izhodu žarek okrogle oblike, kar omogoča enostaven direkten spoj na optično vlakno, brez vsakršnih leč.



Slika 36: Prerez VCSEL.

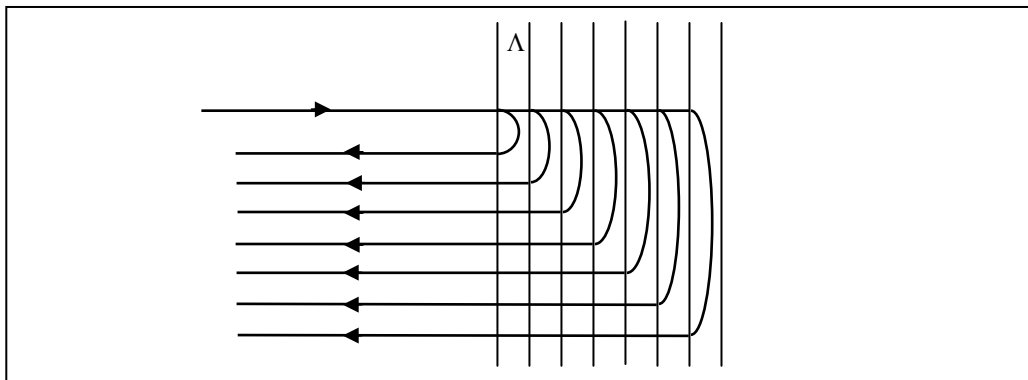
#### Laser s porazdeljenim sklopom

V zahtevnejših optičnih povezavah prevladujejo laserji, katere odlikuje zelo ozek spekter, saj so optične zveze, ki so izdelane s takimi laserji, precej manj občutljive na disperzijo.

Z namenom izboljšanja spektra svetlobe, ki izhaja iz laserja, je potrebno vgraditi dodatne mehanizme spektralne selektivnosti. Najbolj ugodno bi bilo, če bi bila širina spektralne črte čim manjša, razdalja med črtami pa večja od širine ojačenja snovi, tako da bi se znotraj ojačenja pojavila samo ena spektralna črta.

Rešitev za povečano spektralno selektivnost je povratni sklop, ki je porazdeljen po dolžini aktivnega elementa. Če tak sklop uresničimo na primerni dolžini resonatorja, odpade potreba po diskretnem zrcalnem odboju na obeh koncih aktivne snovi.

Porazdeljen povratni sklop in s tem dodatno selektivnost uresničimo s periodično strukturo. Periodična struktura, ki je izdelana iz večjega števila snovi z različnimi lomnimi količniki, vnese dodatno selektivnost. Od vsake plasti se valovanje delno odbije, kot prikazuje slika 37. Odboj od enega preskoka je v praksi zelo majhen in znaša samo  $|\Gamma| \approx 10^{-3}$ . Pri Braggovi valovni dolžini se nam valovi nazaj seštejejo. Periodična struktura torej deluje kot frekvenčno odvisno zrcalo.

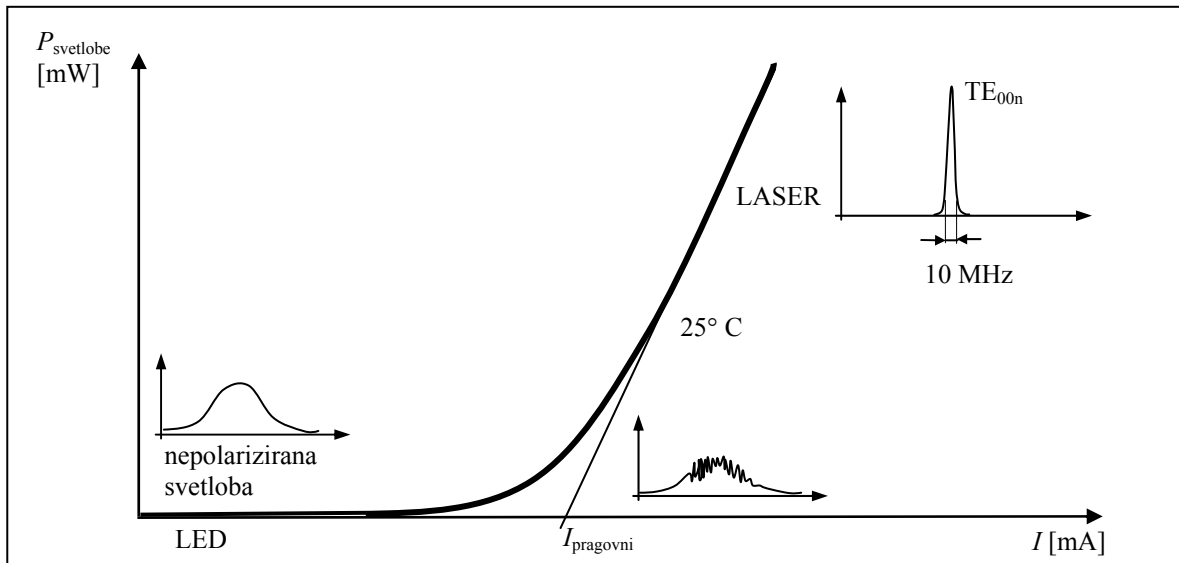


Slika 37: Braggovo zrcalo.

Za implementacijo zrcala v obliki periodične strukture obstajata dve možnosti. Glede na izvedbo tako dobimo DBR ali DFB laser.



Podobno kot FP laser ima tudi DFB laser nek pragovni tok. Spekter izhodne svetlobe je odvisen od toka, kot prikazuje spodnje slika. Na začetku laser sveti kot LED. Ob pragu sveti laser kot FP laser.



Slika 40: Frekvenčni spekter laserja s periodično strukturo v različnih režimih delovanja.

Širina spektralne črte pri laserjih z vgrajeno periodično strukturo je približno 10 MHz, kar je za  $10^4$ -krat boljše kot pri FP laserju. Primerjalno tabelo med kvalitetami različnih virov prikazuje tabela na sliki 41.  $f_0 \cdot 10^{-7}$  širina spektra ni nikakršen omejujoč dejavnik v optičnih komunikacijah, zato ožje črte, kot jo imajo laserji z vgrajeno periodično strukturo, ne potrebujemo.

širina spektralne črte	oscilator
$f_0 \cdot 10^{-3}$	FP laser
$f_0 \cdot 10^{-4}$	električni RC oscilator
$f_0 \cdot 10^{-7}$	laser z vgrajeno periodično strukturo
$f_0 \cdot 10^{-9}$	električni oscilator s keramičnim kristalom
$f_0 \cdot 10^{-14}$	atomska ura

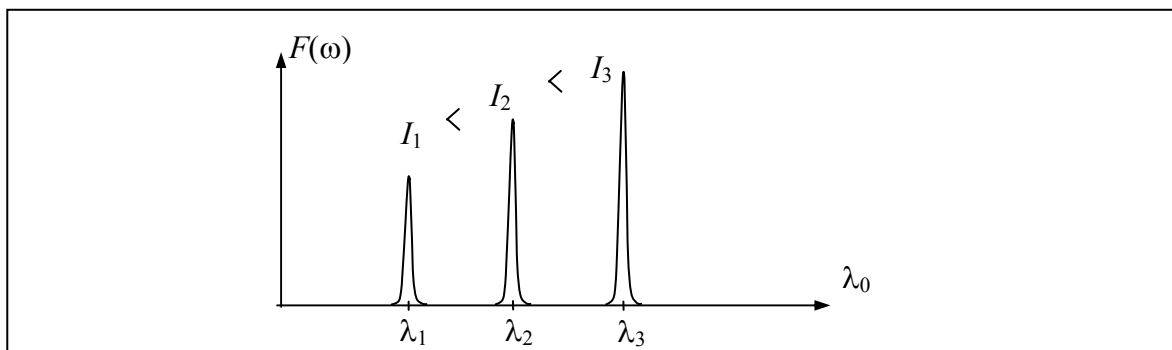
Slika 41: frekvenčni spekter laserja s periodično strukturo v odvisnosti od toka.

### 1. Nevšečnost laserjev z vgrajeno periodično strukturo

Zaradi povečanega toka skozi polprevodnik je prisotno večje število prostih nosilcev (elektronov), kar povzroči spremembo lomnega količnika. Zaradi povečanega lomnega količnika polprevodnika se poveča izhodna valovna dolžina laserja

$$\lambda_0 = \lambda \cdot n(I). \quad (9)$$

Pri direktni modulaciji s tokom pride torej tudi do frekvenčne modulacije in s tem do umetne razširitve spektra. Ta nevšečnost se sicer dogaja tudi pri FP laserju, vendar zaradi širšega spektra tega ne opazimo. Če se želimo izogniti frekvenčni modulaciji, je potrebno uporabiti zunanjo modulacijo, ki jo izvedemo s pomočjo zunanje optičnega modulatorja.



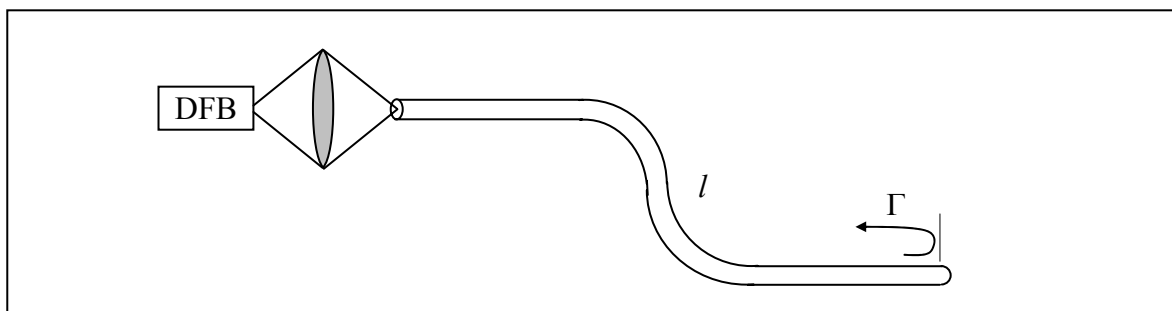
Slika 42: Frekvenčni spekter laserja s periodično strukturo v odvisnosti od toka.

Ta pojav lahko uporabimo za električno ugaševanje valovne dolžine, pri čemer je svoboda spreminjanja valovne dolžine približno  $\Delta\lambda \approx 0,5$  nm.

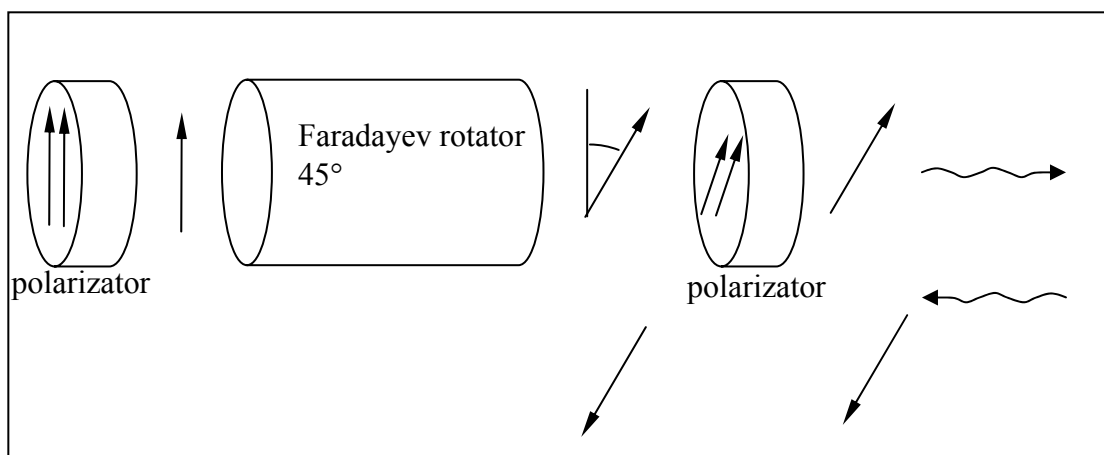
Pojav razširitve optičnega spektra pa je lahko tudi koristen, ko optični prenos moti Brillouinovo sipanje.

## 2. Nevšečnost laserjev z vgrajeno periodično strukturo

Vsak odboj od zunaj nazaj v laser z vgrajeno periodično strukturo pokvari spekter laserja. Če se želimo izogniti povratnim odbojem, je potrebno uporabiti optični izolator, ki se ga vgradi čim bližje laserskemu čipu.



Slika 43: Priključitev laserja na optično vlakno brez izolatorja.



Slika 44: Magnetno optični izolator.

**Primer:**

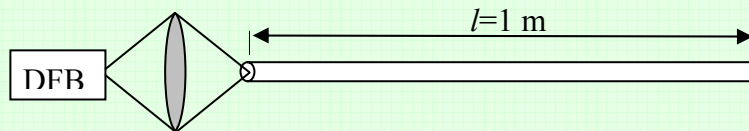
Polprevodniški DFB laser s širino spektra 30 MHz je sklopljen z lečami na izhodno svetlobno vlakno brez optičnega izolatorja. Koliko naj bo dolžina vlakna, da odboj ne bo motil delovanja laserja?

Dolžina mora biti večja od vzdolžne koherenčne dolžine  $d$

$$d = \frac{c_0}{\Delta f} = \frac{300 \cdot 10^6 \text{ m/s}}{30 \text{ MHz}} \approx \underline{\underline{10 \text{ m}}}$$

**Primer:**

Polprevodniški DFB laser za nazivno valovno dolžino  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  je sklopljen z lečami na izhodno svetlobno vlakno brez optičnega izolatorja. Določite razdaljo med sosednjima rodovoma  $\Delta\lambda$ , med katerima preskakuje laser zaradi delnega odboja svetlobe na konektorskem spoju vlaken na razdalji  $l = 1 \text{ m}$  od laserja! ( $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ ,  $n_{\text{jedra}} = 1,46$ )



$$\Delta f = \frac{c_0}{2ln} = \underline{\underline{102,7 \text{ MHz}}}$$

$$\Delta\lambda = \Delta f \cdot \frac{\lambda_0^2}{c_0} = \underline{\underline{8,23 \cdot 10^{-13} \text{ m} = 0,823 \text{ pm}}}$$

**3. Nevšečnost laserjev z vgrajeno periodično strukturo**

Zaradi zgradbe in uporabljenih materialov pri tovrstnih laserjih je izhodna valovna dolžina odvisna od temperature laserskega čipa, saj se s spremembo temperature spremeni lomni količnik polprevodnika v laserju. Temperaturna sprememba valovne dolžine pri DFB laserju je manjša od temperaturnega koeficienta FP laserja in znaša tipično  $0,08 \text{ nm}/^\circ \text{C}$ , lahko pa je v mejah od  $0,02 \text{ nm}/^\circ \text{C}$  do  $0,1 \text{ nm}/^\circ \text{C}$ . Pri DWDM sistemih je za tovrstne laserje nujna uporaba dragega pakiranja v 14-pinsko »butterfly« ohišje. V ohišju sta termoelektrični Peltierov hladilnik in NTC temperaturno tipalo, ki povezana v regulacijsko zanko preprečujeta drsenje valovne dolžine.

**Primer:**

Izračunajte premik valovne dolžine pri DFB laserju s temperaturnim koeficientom  $0,1 \text{ nm}/^\circ \text{C}$ , če je temperatura poleti  $35^\circ \text{C}$  in pozimi  $-20^\circ \text{C}$ .

$$\Delta T = 35^\circ \text{C} - (-20^\circ \text{C}) = 55^\circ \text{C}$$

$$\Delta\lambda = 55^\circ \text{C} \cdot 0,1 \text{ nm}/^\circ \text{C} = 5,5 \text{ nm}$$

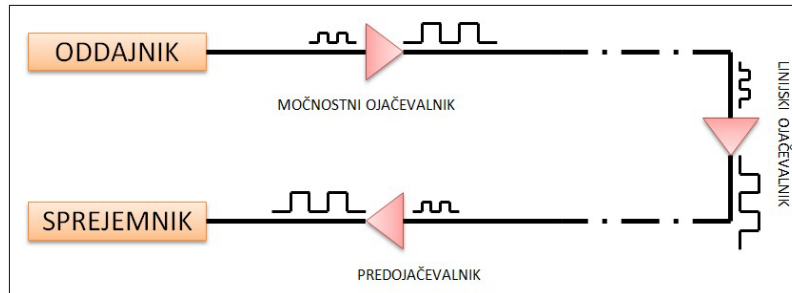
Ta pojav lahko koristno uporabimo za temperaturno ugaševanje valovne dolžine, pri čemer je svoboda spreminjanja valovne dolžine približno  $\Delta\lambda \approx 5 \text{ nm}$ .

V CWDM sistemu so ravno iz razloga poenostavitve laserskega čipa kanali razmaknjeni za  $20 \text{ nm}$ . Med valovnodolžinskimi področji je dovolj rezerve, da se temperaturno lezenje laserja tudi lahko dovolili, kar pomeni da ni potrebna temperaturna regulacija laserskega čipa.

## 13. Optični ojačevalniki

Ključni element za komunikacijo po optičnem vlaknu na dolge razdalje so optični ojačevalniki, ki ojačujejo svetlobni signal neposredno brez vmesne pretvorbe v električno obliko. Ojačevalniki se lahko uporabljajo na oddajni in sprejemni strani prenosne linije, kot tudi na vmesnih točkah pri dolgih linijah. Kot prikazuje slika 1, jih glede na položaj nameščanja delimo v:

- močnostne ojačevalnike, ki služijo za povečanje oddajne moči na oddajni strani,
- linijske ojačevalnike, ki služijo kompenzaciji izgub vlakna na dolgih zvezah in
- predojačevalnike, ki služijo povečanju občutljivosti v sprejemniku, na sprejemni strani.



Slika 1: Različni primeri vezave optičnih ojačevalnikov.

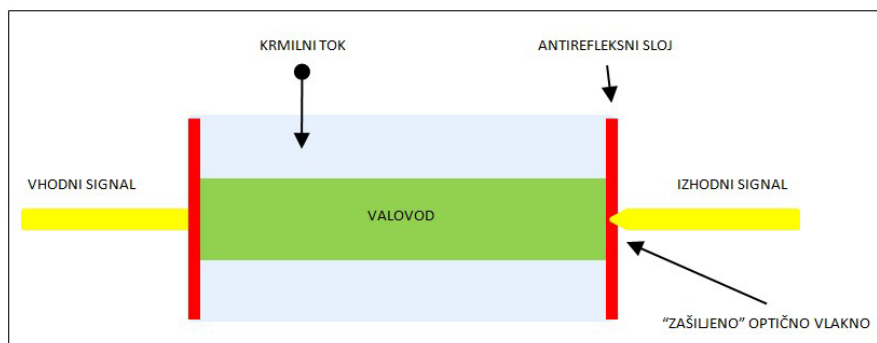
Na podlagi principa delovanja optičnega ojačenja se optične ojačevalnike deli na take, ki uporabljajo stimuliranje emisije svetlobe in take, ki uporabljajo stimulirano sipanje svetlobe. V prvo skupino spadajo polprevodniški in vlakenski ojačevalniki, medtem ko v drugo skupino spadata Ramanov in Brillouinov ojačevalnik.

Poleg ojačenja, ki je razmerje med močjo izhodnega signala in močjo vhodnega signala, so pri optičnih ojačevalnikih pomembni parametri tudi maksimalna izhodna moč, pasovna širina znotraj katere je mogoče ojačenje, šumno število ter izkoristek črpanja. Samo črpanje na višje energetske nivoje je lahko izvedeno s pomočjo električnega toka ali črpalne svetlobe.

### 13.1. Ojačevalniki s stimulirano emisijo svetlobe

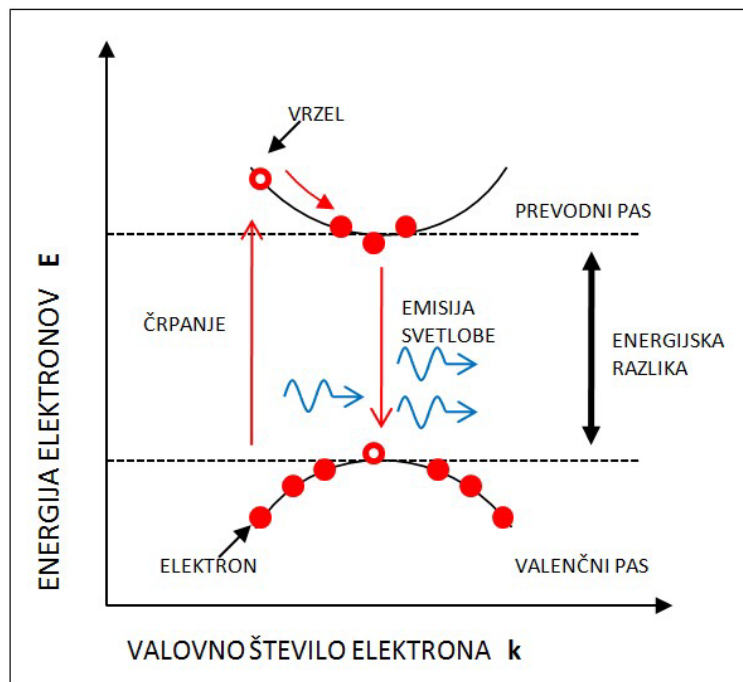
#### 13.1.1 Polprevodniški optični ojačevalnik

Polprevodniški optični ojačevalnik (angl. Semiconductor Optical Amplifier – SOA) je optično-električna naprava, ki temelji na stimulirani emisiji svetlobe v polprevodniku in ima podobno zgradbo kot Fabry-Perotova laserska dioda. Bistvena razlika med SOA in FP laserjem je v dodanem antirefleksnem sloju, ki skrbi za zmanjšanje povratnih odbojev znotraj ojačevalnika, tako da svetloba prečka ojačevalno snov zgolj enkrat. Aktivno področje, ki je vgrajeno znotraj svetlovoda, omogoča ojačitev optičnega signala. Zunanji električni tok (krmilni tok) pa zagotavlja energijski vir potreben za ojačanje.



Slika 2: Zgradba polprevodniškega optičnega ojačevalnika.

Pri ojačanju gre za črpanje z električnim tokom. V samem polprevodniku prihaja do spontanih ali stimuliranih rekombinacij elektronov in vrzeli, kar povzroči emisijo svetlobe. V primeru stimulirane rekombinacije elektronskih vrzeli, govorimo o ojačenju signala, pri spontani rekombinaciji elektronskih vrzeli pa govorimo o šumu. Energija fotona ustreza energiji med pasovoma, med prevodnim in valenčnim pasom, kot prikazuje slika 3.



Slika 3: Na podlagi črpanja z električnim tokom se v polprevodniku sprožijo rekombinacije elektronov in vrzeli, kar povzroči emisijo svetlobe.

Polprevodniški optični ojačevalniki so zelo majhni in kompaktni. Ojačujejo lahko širok razpon valovnih dolžin, ki je odvisen od razlike energijskih pasov izbranih materialov. Znotraj pasu 20 nm lahko dosežajo 15 dB ojačenja, kar pa je manj kot pri vlakenskih tekmečih.

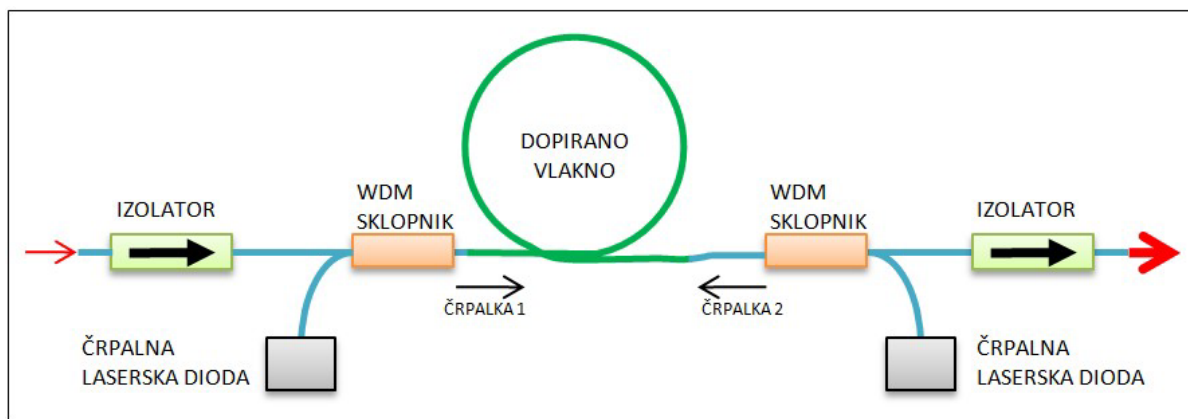
Med slabosti polprevodniškega optičnega ojačevalnika štejemo tudi polarizacijsko odvisnost, izgube na sklopih iz vlakna v polprevodnik in nenazadnje visoko šumno število ter nelinearne pojave, ki nastajajo v polprevodniku.

### 13.1.2 Vlakenski optični ojačevalnik

Dopirani vlakenski ojačevalniki (angl. Doped Fiber Amplifiers – DFA) so optični ojačevalniki, ki kot medij za ojačitev optičnega signala uporabljajo dopirano stekleno optično vlakno. Dopanti so lahko ioni redkih zemelj ali ioni prehodnih kovin, ki spadajo med lantanoide. Običajno so 3 valentni (npr.  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Pr}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ) in ti nadomestijo druge ione v mediju (tiste, ki so si podobni po velikosti in valenci).

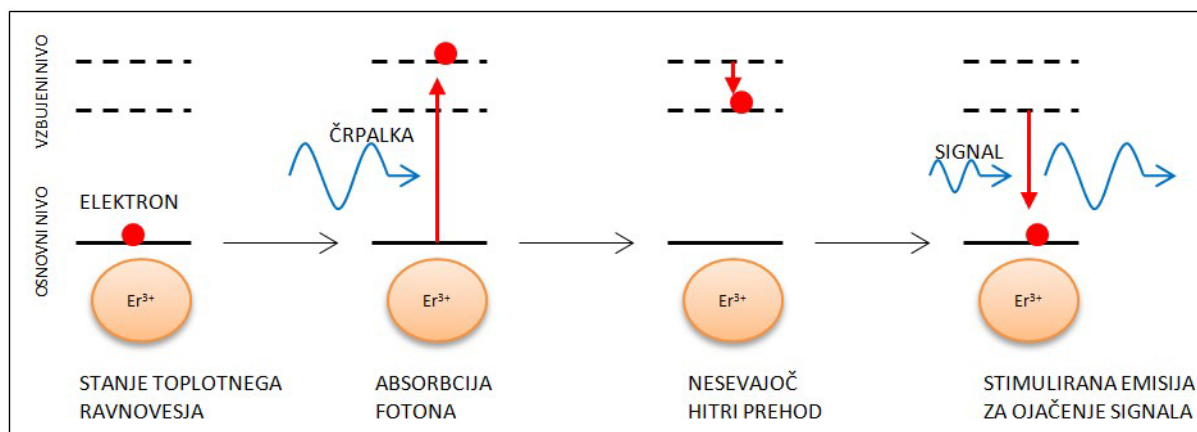
Sestavni deli tipičnega DFA so dopirano optično vlakno, črpalni laser(ji), sklopniki (odvisni od valovne dolžine), izolatorji in filter, kar je v preprosti vezalni shemi prikazano na sliki 4. Signal, ki ga želimo ojačiti in črpalni laser sta preko optičnega sklopnika priključena v dopirano optično vlakno. Najpomembnejši del optičnega vlakenskega ojačevalnika je vlakno dolžine približno 10 m, z zelo tankim jedrom ( $6 \mu\text{m}$ ) obogatenim z ioni erbija  $\text{Er}^{3+}$ . Dobljen izhodni signal je ojačen preko interakcije svetlobe iz laserja in dopiranimi ioni.

Princip delovanja dopiranega vlakenskega ojačevalnika je s pomočjo prehajanja ionov med nivoji oz. med energijskimi stanji, na podlagi črpanja svetlobe, stimuliranega sevanja in spontanega razpada prikazan na sliki 5.



Slika 4: Sestavni deli tipičnega DFA -ja.

Svetloba iz črpalnega laserja vzbudi dopirane ione v višje energijsko stanje in tako se doseže stanje inverzna naseljenost na energijskih nivojih. V procesu stimuliranega sevanja preide ion v nižje energijsko stanje, pri tem pa odda foton z isto fazo, smerjo ter polarizacijo kot jo ima vpadni foton. Poleg prehoda s pomočjo stimuliranega sevanja, lahko ion preide v nižje energijsko stanje tudi s spontanin sevanjem, pri katerem odda foton v naključni smeri ali preko interakcije s fononi. Ta dva mehanizma znižujeta izkoristek ojačevalnika.



Slika 5: Princip prehoda ionov med nivoji oz. energijskimi stanji.

Čeprav so energijski nivoji posameznega iona dobro določeni, imajo ojačevalniki precej širše ojačevalno okno - to je območje valovnih dolžin, ki se po prehodu ojačevalnika ojačajo. Do razširitve pride zaradi vezave ionov v optično vlakno. Takšna razširitev je lahko homogena (enaka za vse ione) in nehomogena (ioni na različnih mestih imajo različne spektre). Do homogenih razširitev pride zaradi interakcij s fononi, medtem ko pride do nehomogenih zaradi različnih vezav ionov v steklo. Ker ioni čutijo na različnih mestih različna lokalna električna polja, se energijska stanja preko Starkovega efekta različno spremenijo. Starkov efekt opisuje premik in cepljenje spektralnih linij atomov in molekul pod vplivom zunanega električnega polja.

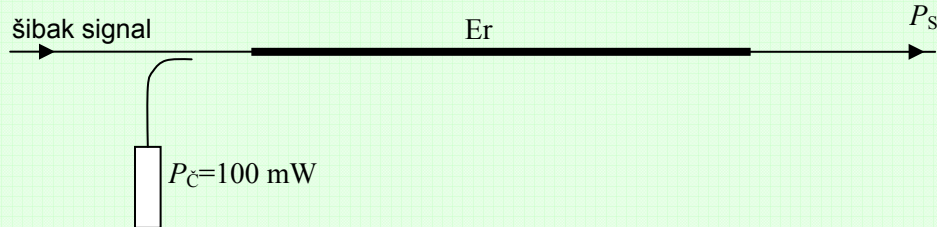
Primer ojačevalnika na osnovi dopiranih vlaken je dopirani vlakenski ojačevalniki s primesjo erbija (angl. EDFA - Erbium Doped Fiber Amplifier), kjer je jedro silicijevega vlakna dopirano z trivalentnimi erbijevimi ioni, za črpanje pa se učinkovito uporabi laser, z valovno dolžino svetlobe 980 nm ali 1480 nm. Vse skupaj nam omogoča ojačenje okoli valovne dolžine 1550 nm. Področje valovne dolžine 1550 nm je področje v bližnjem infrardečem področju in ga imenujemo tudi območje tretjega spektralnega okna, kjer je slabljenje optičnega vlakna najmanjše. Zaradi omenjenih razširitev je spekter razmeroma širok, okoli 40 nm, kar je ugodno, če želimo ojačati več signalov z različnimi valovnimi dolžinami.

Proces ojačenja je porazdeljen vzdolž celotne dolžine aktivnega vlakna. Njegovo ojačenje običajno znaša od 30 dB do 40 dB in je precej polarizacijsko neodvisno.



**Primer:**

Optični ojačevalnik z erbijevim vlaknom črpamo z laserjem moči  $P_c=100$  mW na valovni dolžini  $\lambda_c=980$  nm. Določite izhodno moč ojačevalnika  $P_s$  na valovni dolžini signala  $\lambda_s=1550$  nm, če ojačevalnik izkorišča  $\eta=90\%$  fotonov črpalke! ( $h=6,625 \cdot 10^{-34}$  Js)



$$\Delta W_c = hf_c = \frac{hc_0}{\lambda_c}$$

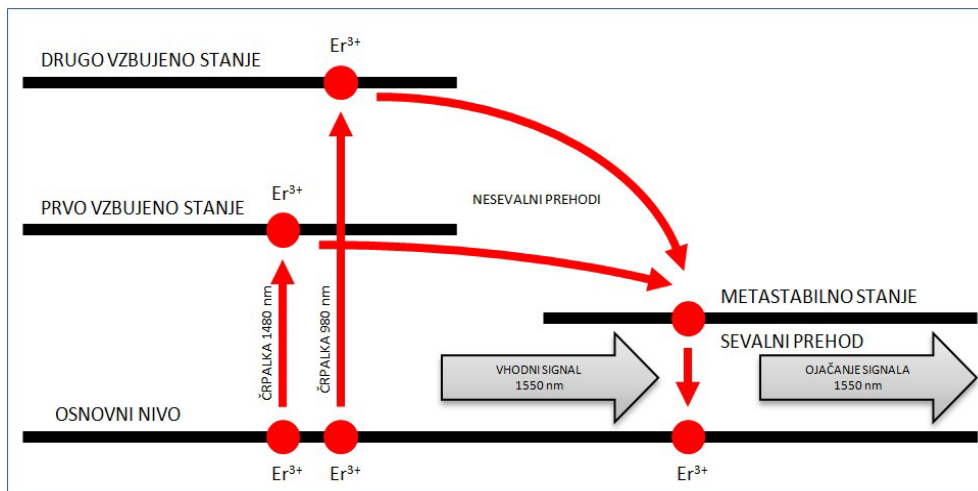
$$\Delta W_s = hf_s = \frac{hc_0}{\lambda_s}$$

$$\Delta W_c = P_c \cdot \Delta t$$

$$\Delta W_s = P_s \cdot \Delta t$$

$$P_s = \eta P_c \cdot \frac{\Delta W_s}{\Delta W_c} = \eta P_c \cdot \frac{\lambda_c}{\lambda_s} = 0,9 \cdot 100 \text{ mW} \cdot \frac{980 \text{ nm}}{1550 \text{ nm}} = \underline{\underline{56,9 \text{ mW}}}$$

Na višje energijske nivoje se erbijevi ioni črpa s svetlobo črpalnega signala. Za črpalni laser se uporabi optični vir na valovni dolžini 1480 nm ali 980 nm, pri čemer se erbijevi ioni dvignejo na prvi oziroma drugi vzbujeni nivo. Pri prehodu delcev iz metastabilnega stanja na osnovni nivo nastane stimulirana emisija oziroma signal in spontana emisija ali šum svetlobe v področju valovne dolžine 1550 nm.



Slika 6: Prikaz energijskih nivojev, kamor se s pomočjo svetlobe laserskega črpalnega signala črpajo erbijevi ioni.

Ojačenje je odvisno od razlike v naseljenosti energijskih nivojev ( $N_2-N_1$ ), dolžine vlakna ( $L$ ) in cross section ( $\sigma_s$ ).

$$G = e^{(N_2-N_1)\sigma_s L} \quad (1)$$

**Primer:**

Izračunajte na koliko je potrebno podaljšati aktivno vlakno, da bo 50 m ojačevalnik z ojačanjem 1000 imel ojačanje 2000.

$$G = e^{gL} \quad g = \frac{\ln G}{L} = \frac{\ln 1000}{50 \text{ m}} = \frac{6,91}{50 \text{ m}} = 0,138 \text{ m}^{-1}$$

$$L = \frac{\ln G}{g} = \frac{\ln 2000}{0,138 \text{ m}^{-1}} = \frac{7,6}{0,138 \text{ m}^{-1}} = 55 \text{ m}$$

**13.1.3 Šumno število optičnega ojačevalnika s stimulirano emisijo svetlobe**

V ojačevalnikih s stimulirano emisijo je ojačanemu izhodnemu signalu dodan še nezaželen šum. Ta dodani šum je ustvarjen s procesom spontane emisije in ga ni mogoče odpraviti. Hkrati s koristnim signalom, ojačevalnik ojači tudi lasten šum, ki je posledica spontanij v aktivnem delu. Moč ojačane spontane emisije (angl. Amplified Spontaneous Emission – ASE), ki predstavlja nezaželen šum, znaša

$$P_{ASE} = \mu(G-1) \cdot hf \cdot B \quad (2)$$

Pri tem je  $\mu$  faktor inverzne naseljenosti, ki je razmerje med številom delcev na drugem energijskem nivoju proti razliki v številu delcev med drugim in prvim energijskim nivojem.

$$\mu = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (3)$$

Zgornji izraz velja zgolj za področje ojačenja, ko je  $N_2 > N_1$ , saj je v področju slabljenja, ko je  $N_1 > N_2$ , nesmiseln.

**Primer:**

Izračunajte moč spontane emisije za ojačevalnik z ojačanjem 35 dB in pasovno širino 4 THz, ki ojačuje signal 194 THz. Za črpanje je uporabljen signal valovne dolžine 980 nm, ki dosega faktor inverzne naseljenosti ena. ( $h=6,625 \cdot 10^{-34}$  Js).

$$P_{ASE} = \mu(G-1) \cdot hf \cdot B$$

$$P_{ASE} = 1 \cdot (3160 - 1) \cdot 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 194 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} \cdot 40 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1} = \underline{\underline{1,6 \text{ mW}}}$$

Šumno število je podobno kot v radiokomunikacijah definirano kot razmerje med signalom in šumom na vходу ter signalom in šumom na izhodu ojačevalnika.

$$F = \frac{(P_s/P_\delta)_{\text{VHOD}}}{(P_s/P_\delta)_{\text{IZHOD}}} \quad (4)$$

Šum na vходу optičnega ojačevalnika je v optičnih komunikacijah definiran kot kvantni šum.

$$P_{\delta, \text{VHOD}} = \frac{1}{2} hfB \quad (5)$$

Na izhodu pa je šum sestavljen iz prispevka ojačane spontane emisije in kvantnega šuma.

$$F = \frac{\frac{P_s}{\frac{1}{2}hfB}}{\frac{GP_s}{\mu(G-1)hfB + \frac{1}{2}hfB}} = 2 \cdot \frac{\mu(G-1) + \frac{1}{2}}{G} \quad (6)$$

Ker je ojačenje veliko večje od 1  $G \gg 1$ , se izraz za šumno število poenostavi.

$$F = 2\mu \quad (7)$$

Temu je potrebno prišteti še slabljenje zaradi izgub na vhodu in izhodu ojačevalnika.

$$F = 2\mu \cdot a \quad (8)$$

Erbijev ojačevalnik s črpalko na 980 nm ima šumno število 3,5 dB, medtem ko črplaka na 1480 nm prispeva k povečanemu šumnemu številu na 5 dB. Polprevodniški optični ojačevalniki pa imajo šumno število tudi 7 dB.

### Primer:

Erbijev vlakenski optični ojačevalnik črpamo s svetlobo valovne dolžine  $\lambda_c = 980$  nm do popolne inverzne naseljenosti energijskih nivojev. Brez vhodnega signala daje ojačevalnik svetlobno moč spontanega sevanja  $P = 15$  mW v pasu okoli  $\lambda = 1550$  nm. Izračunajte število erbijevih ionov  $N$  v ojačevalnem vlaknu, če spontano sevanje preneha  $t = 10$  ms po izklopu črpalke! ( $h = 6,624 \cdot 10^{-34}$  Js,  $c_0 = 3 \cdot 10^8$  m/s)

$$W = Pt = 15 \text{ mW} \cdot 10 \text{ ms} = 150 \mu\text{Ws}$$

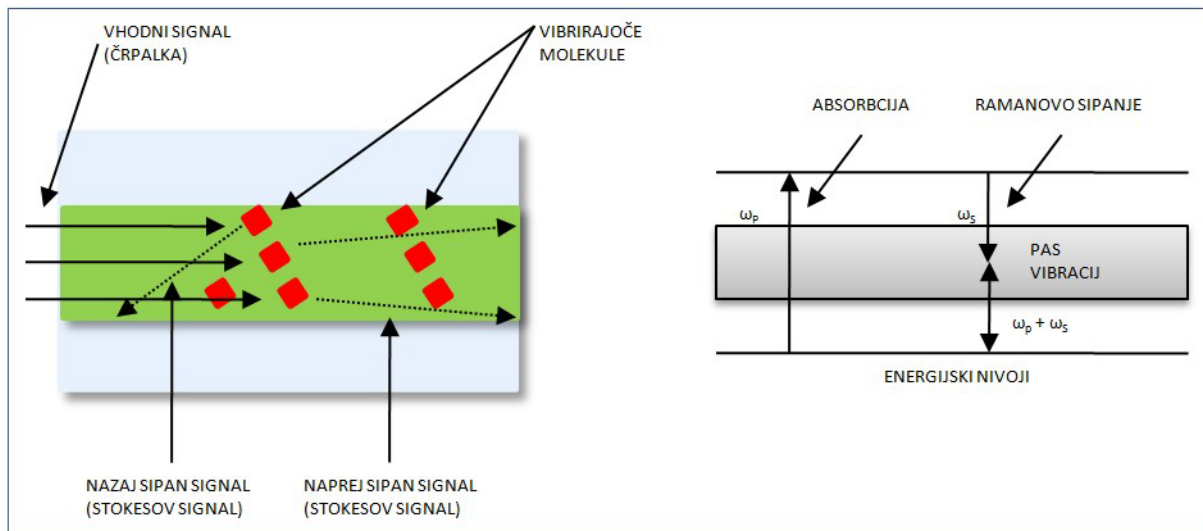
$$W = Nhf = N \cdot \frac{hc_0}{\lambda}$$

$$N = \frac{Pt\lambda}{hc_0} = \frac{15 \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot 10^{-2} \text{ s} \cdot 1550 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{6,624 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = \underline{\underline{1,17 \cdot 10^{15}}}$$

## 13.2. Ojačevalniki s stimuliranim sipanjem svetlobe

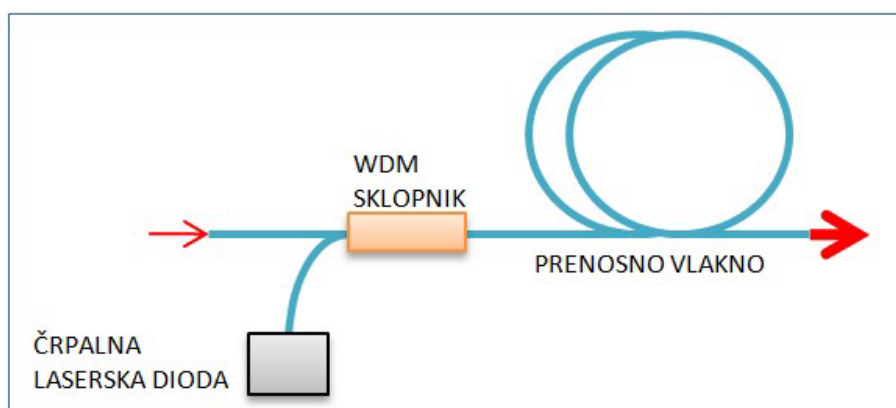
### 13.2.1. Ramanov ojačevalnik

Ramanovo ojačenje je osnovano na nelinearnem pojavu stimuliranega Ramanovega sipanja (angl. Stimulated Raman Scattering – SRS). Slika 6 prikazuje princip delovanja Ramanovega ojačevalnika in prehod med energijskimi nivoji. V nasprotju z EDFA in SOA je ojačitveni pojav dosežen z nelinearno interakcijo med signalom in črpalnim laserjem znotraj optičnega vlakna.



Slika 6: Stimulirano Ramanovo sipanje.

Glavna prednost Ramanovih ojačevalnikov je zmožnost uporabe za porazdeljeno (angl. distributed) jačenje, kot prikazuje slika 7. Pri porazdeljenem Ramanovem ojačevalniku je prenosno optično vlakno koriščeno kot ojačitveni medij z multipleksiranjem črpane valovne dolžine in signalne valovne dolžine. Prednost je zmožnost zagotavljanja porazdeljenega ojačenja znotraj prenosnega vlakna, s tem pa se povečuje prenosna dolžina.



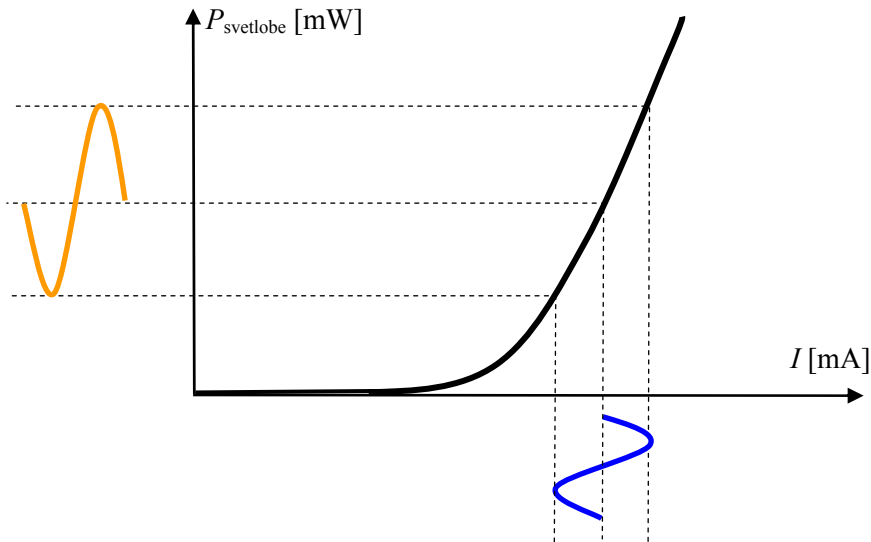
Slika 7: Porazdeljeni Ramanov ojačevalnik.

### 13.2.2. Brillouinov ojačevalnik

## 14. Modulacija svetlobe

### 14.1. Direktna modulacija svetlobnega vira

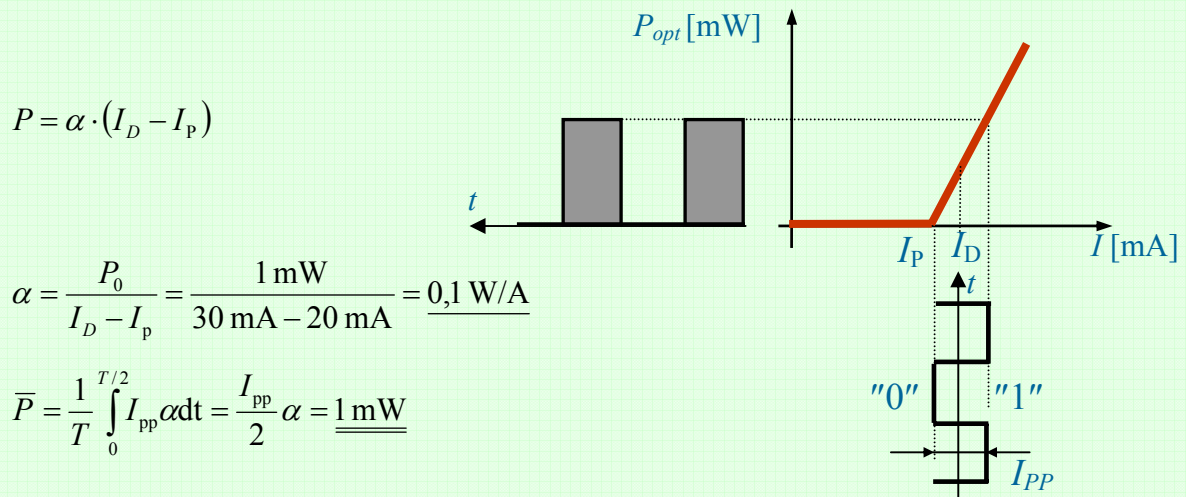
Najpreprosteje je svetlobni nosilec, ki izhaja iz laserskega vira, mogoče modulirati direktno s spreminjanjem napajalnega toka. Za svetlobni vir se uporablja polprevodniška laserska dioda, kateri se nastavi ustrezen delovni tok, kot prikazuje slika 1. Delovnemu toku se doda modulatorski signal, ki spreminja (modulira) izhodno optično moč.



Slika 1: Intenzitetna direktna modulacija laserja.

#### Primer:

Polprevodniški laser ima pragovni tok  $I_p=20$  mA in daje pri toku delovne točke  $I_D=30$  mA nazivno izhodno moč  $P_0=0$  dBm. Izračunajte povprečno moč optičnega oddajnika, če enosmernemu toku delovne točke dodamo podatkovni signal  $I_{pp}=20$  mA, ki vsebuje enako število enic kot ničel!



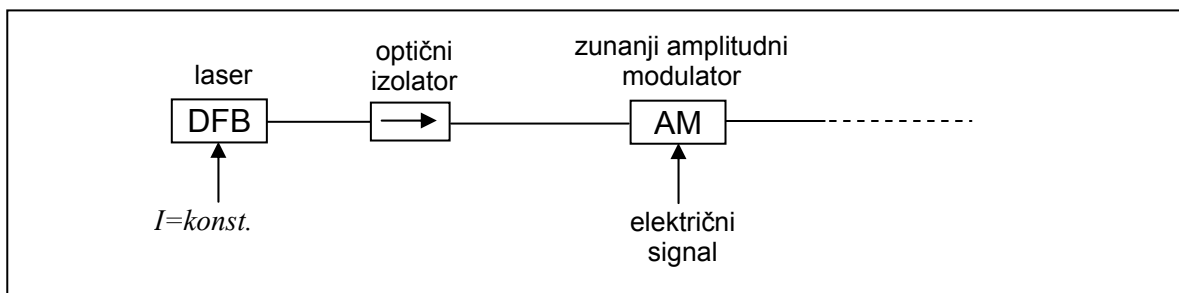
Zaradi fizikalnih omejitev v samem laserju je direktna modulacija laserja omejena na praktično zgornjo mejo 5 GHz. Direktna modulatorska tehnika povzroča tudi velika drhtenja optičnega signala, kar pogosto omejuje sistemske prenosne zmožnosti. Ko je direktna modulacija laserja prepočasna, je potrebno s pomočjo zunanega svetlobnega modulatorja izvesti zunanjo modulacijo laserja s kontinuiranim valovanjem.

## 14.2. Svetlobni modulatorji

V dandanašnjih optičnih komunikacijah prevladuje amplitudna modulacija, zato si bomo v tem poglavju podrobneje ogledali zunanje amplitudne modulatorje. Kot prikazuje slika 2 se svetlobne modulatorje priključuje na laserske izvore, ki oddajajo kontinuirano valovanje. Pri tem se vedno uporablja optični izolator, da odboj iz modulatorja ne pokvari nihanja laserja.

Zunanje svetlobne modulatorje delimo po izvedbi na:

- Mehanske modulatorje, ki so zasnovani kot zaslone. Največkrat so zelo počasni (1 kHz) in se uporabljajo v meritvah.
- Akustooptične modulatorje, ki izkoriščajo interakcijo svetlobe in zvoka.
- Elektrooptične modulatorje, pri katerih je lomni količnik snovi funkcija modulacijske napetosti  $n(U_m)$ .
- Elektroapsorpcijske modulatorje, pri katerih se spreminja slabljenje snovi v odvisnosti od modulacijske napetosti  $a(U_m)$ .



Slika 2: Priključitev zunanjega amplitudnega modulatorja.

### 14.2.1. Akustooptični modulator

Akustooptika je področje na meji med akustiko in optiko, ki temelji na akustooptičnem pojavu v snovi, torej na interakciji med zvokom ter svetlobo v snovi.

Pri širjenju akustičnega vala se v snovi pojavljajo napetosti, ki se odražajo kot zgoščine (višji lomni količnik) in razredčine (nižji lomni količnik). Zvočni valovi povzročajo uklon svetlobe v snovi.

Interakcija med zvočnim in svetlobnim valovanjem nastane zaradi krajevno-časovne odvisnosti lomnega količnika, ki jo povzroča zvok in ki lahko bistveno vpliva na širjenje svetlobe skozi snov.

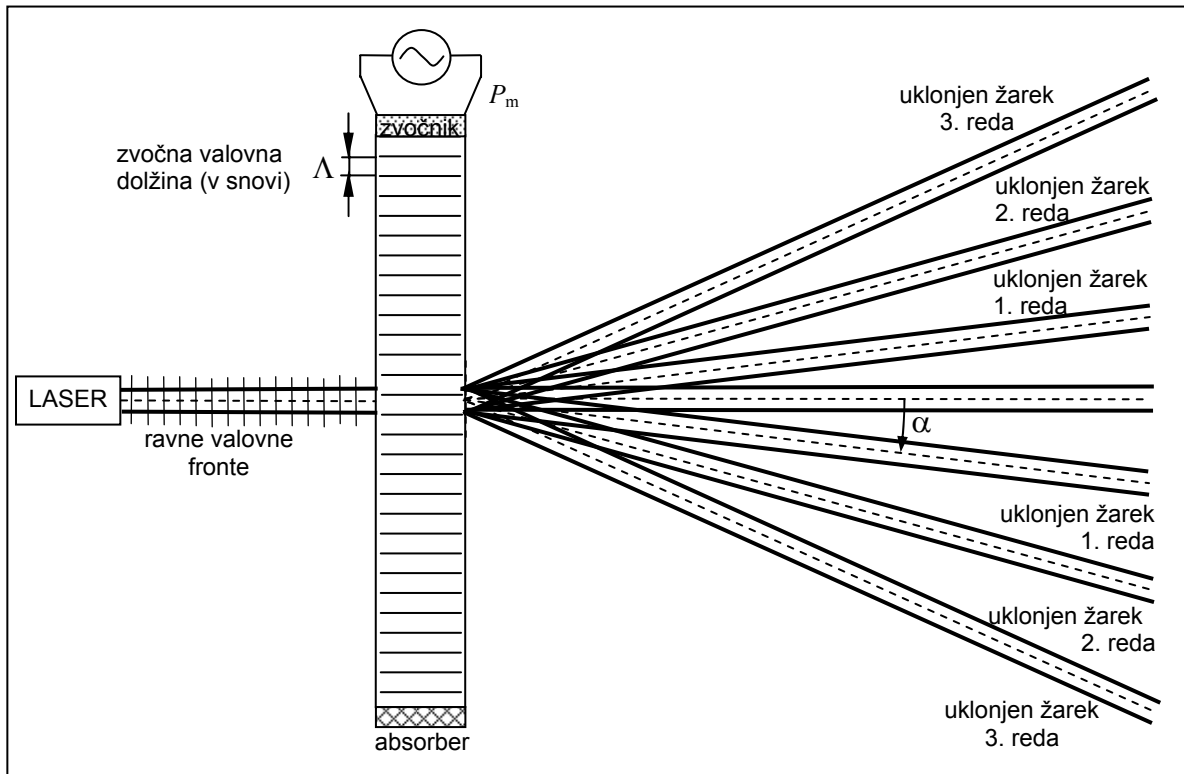
#### 14.2.1.1. Raman-Nathov uklon svetlobe

Raman-Nathov uklon svetlobe se izvede v zelo ozki Raman-Nathovi celici, ki si jo lahko predstavljamo kot ozko fazno uklonsko mrežico z valovno dolžino  $\Lambda$ . Po prehodu skozi tako celico postane optično polje fazno modulirano. Podobno kot na amplitudni uklonski mrežici polje po izstopu iz mrežice interferira konstruktivno v smereh, danih z enačbo

$$\sin \alpha_m = m \cdot \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1)$$

Raman-Nathov uklon svetlobe je v plinu zelo majhen in zato mnogo lažje izvedljiv v tekočini ali trdni snovi. V trdni snovi se širi zvok s frekvenco od 100 MHz do 1 GHz, v tekočinah pa s frekvenco od 10 MHz do 100 MHz.

Perioda valovitosti valovne fronte svetlobnega žarka na izhodu iz zvočne celice je odvisna od lomnega količnika zgoščin in razredčin. Moč modulacijskega signala  $P_m$  vpliva na nagrbčenost valovnih front, kar pomeni odklon žarka  $\alpha$ .



Slika 3: Raman-Nathov uklon svetlobe na zvočnem valovanju.

**Primer:**

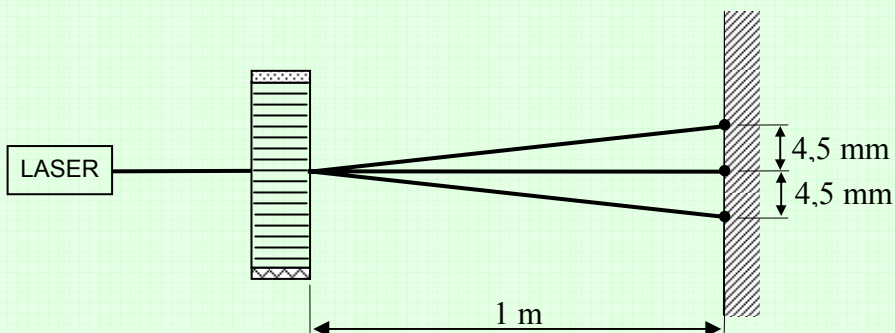
V vodi ustvarimo Raman-Nathovo celico s pomočjo zvočnega valovanja s frekvenco  $f=10$  MHz. Hitrost zvoka v vodi je  $v=1400$  m/s. Izračunaj odklon žarka prvega reda na zaslonu oddaljenem 1 m, če na celico vpada rdeča svetloba z valovno dolžino  $\lambda=0,633$   $\mu\text{m}$ .

$$\Lambda = \frac{v}{f} = \frac{1400 \text{ m/s}}{10^7 \text{ s}^{-1}} = 140 \text{ } \mu\text{m} \approx \frac{1}{7} \text{ mm}$$

$$\alpha = \arcsin \frac{\lambda}{\Lambda} \approx \frac{0,633}{140} = 0,0045 \text{ rd} = 4,5 \text{ mrd}$$

$$\alpha = \frac{0,0045 \text{ rd}}{2\pi} \cdot 360^\circ = 0,26^\circ$$

$$x = 1 \text{ m} \cdot \sin \alpha = 1 \text{ m} \cdot \sin 0,26^\circ = \underline{4,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}}$$

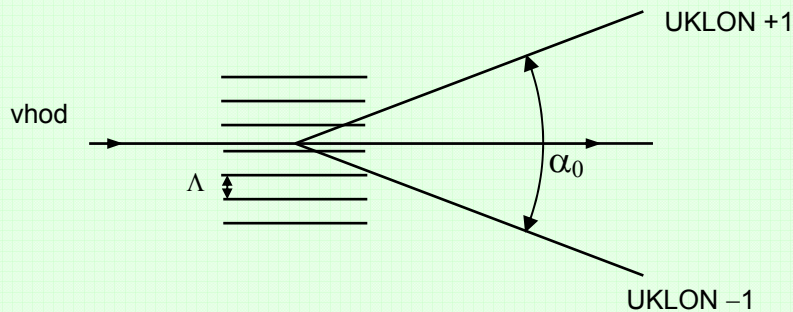




Akustooptični modulatorji imajo majhno vstavitveno slabljenje, kar pomeni, da se ne grejejo, zato jih uporabljamo pri velikih močeh laserjev (za graviranje).

**Primer:**

Določite frekvenco zvočnega valovanja v akustooptičnem modulatorju svetlobe, da znaša kot med uklonjenima žarkoma prvega reda  $\alpha=1^\circ$  (v zraku)! Hitrost zvočnega valovanja v snovi (steklu) znaša  $v=3,5$  km/s, lomni količnik stekla je  $n=1,5$ , kot izvor svetlobe uporabimo HeNe laser ( $\lambda=632,8$  nm).



$$\sin \frac{\alpha_0}{2} = \frac{\lambda_0}{\Lambda} \rightarrow \Lambda = \frac{\lambda_0}{\sin \frac{\alpha_0}{2}} = \frac{632,8 \cdot 10^{-9} \text{ m}}{\sin 0,5^\circ} = \underline{72,5 \mu\text{m}}$$

$$f = \frac{v}{\Lambda} = \frac{3,5 \cdot 10^3 \text{ m/s}}{72,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = \underline{\underline{48,3 \text{ MHz}}}$$

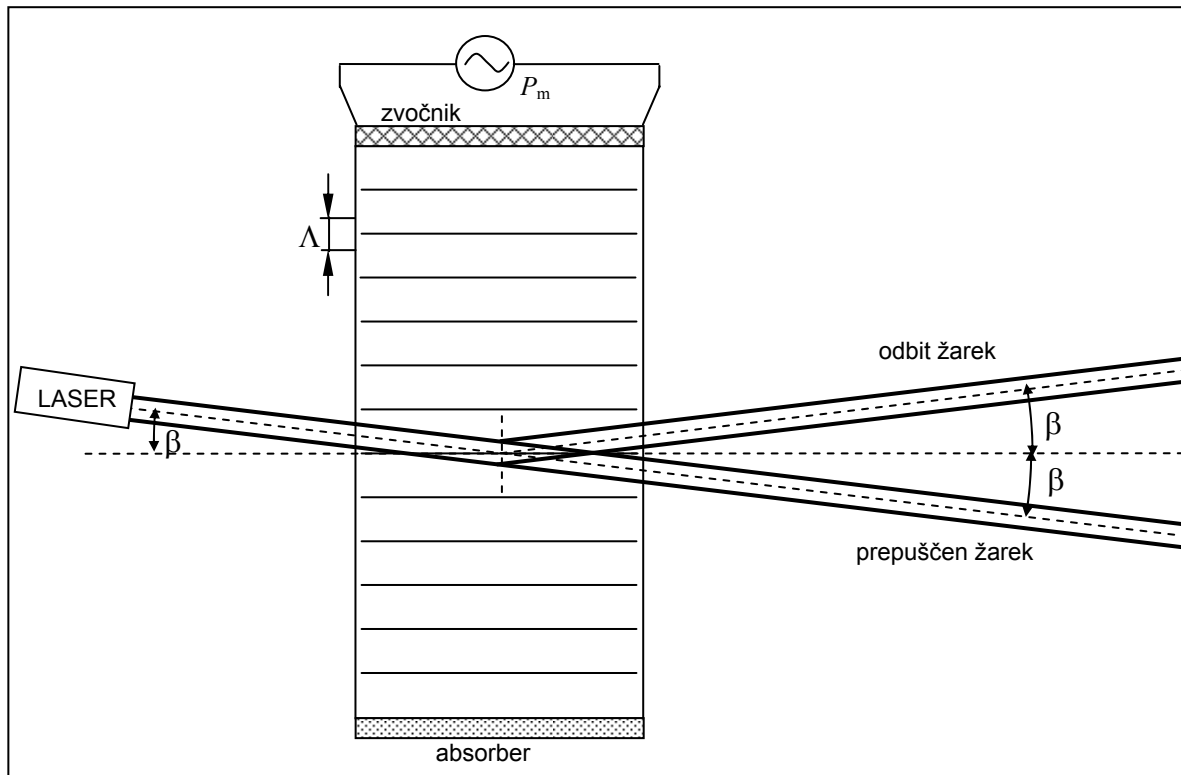
**Primer:**

Določite hitrost zvočnega valovanja v akustooptičnem modulatorju, če se žarka prvega reda uklonita za kot  $\alpha=0,1^\circ$ ! Kot izvor svetlobe uporabimo rdeči HeNe laser z valovno dolžino  $\lambda=632,8$  nm, piezoelektrični pretvornik pa krmilimo z radiofrekvenčnim generatorjem s frekvenco  $f=12$  MHz.

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{\Lambda}$$

$$v = \frac{\Lambda}{t} = \Lambda f = \frac{\lambda f}{\sin \alpha} = \frac{632,8 \cdot 10^{-9} \text{ m} \cdot 12 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}}{\sin 0,1^\circ} = \underline{\underline{4351 \text{ m/s}}}$$

### 14.2.1.2. Braggov odboj

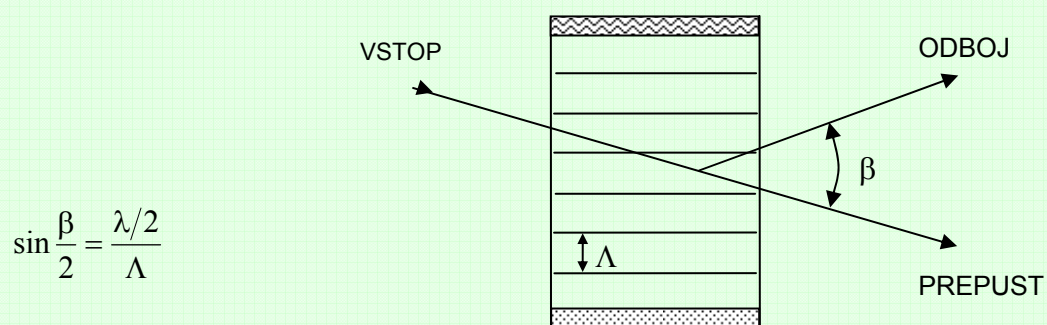


Slika 4: Braggov odboj svetlobe znotraj široke celice.

$$\sin \beta = \frac{\lambda/2}{\Lambda} \quad (2)$$

#### Primer:

Braggovo akustooptično stikalo uporabimo za modulacijo argonskega laserja na valovni dolžini  $\lambda=488 \text{ nm}$ . Izračunajte kot odklona žarka  $\beta$ , če modulator krmilimo z električnim signalom frekvence  $f_m=100 \text{ MHz}$  in znaša hitrost ultrazvoka v modulatorju  $v=4 \text{ km/s}$ !



$$\sin \frac{\beta}{2} = \frac{\lambda/2}{\Lambda}$$

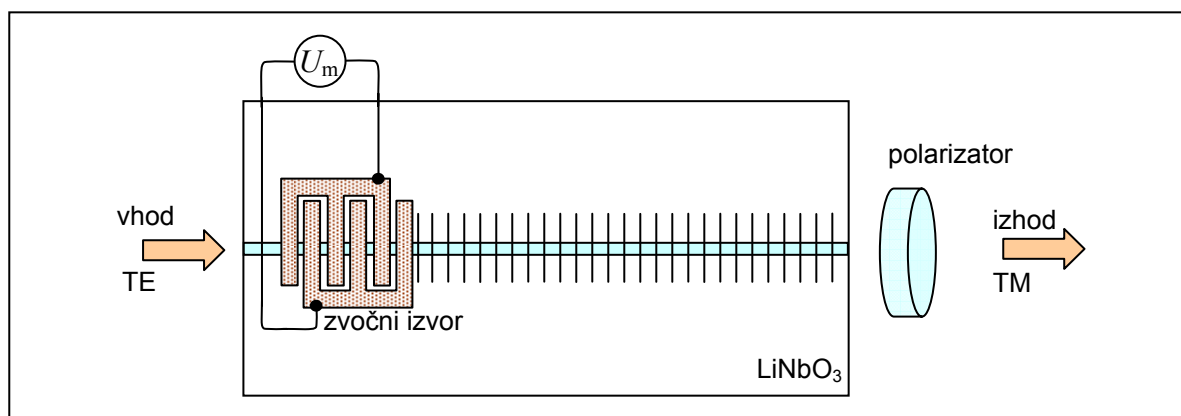
$$\Lambda = \frac{v}{f_m}$$

$$\beta = 2 \arcsin \left( \frac{\lambda f_m}{2v} \right) = \underline{\underline{0,012 \text{ rd} = 0,699^\circ}}$$

### 14.2.1.3. Akustooptični filter

Akustooptični filter je izredno prilagodljiva naprava in edini spremenljivi filter, ki lahko obenem izloči več valovnih dolžin. Pri širjenju akustičnega vala se v snovi pojavljajo napetosti katerih posledica je sprememba lomnega količnika snovi. Akustooptični filter je izdelan na  $\text{LiNbO}_3$  substratu. Z dopiranjem Ti je izdelan valovod, ki omogoča širjenje samo nižjim rodovom TE in TM valovanja.  $\text{LiNbO}_3$  je dvolomni kristal, pri čemer je  $n_{\text{TE}}=2,05$  in  $n_{\text{TM}}=2,2$ .

$\text{LiNbO}_3$  ima piezoelektrične lastnosti. Akustično valovanje v valovodu ustvari zgoščine in razredčine v obliki Braggeve periodične strukture. Pravimo, da ima akustooptični pojav lastno frekvenčno selektivnost, ki temelji na faznem sinhronizmu. Ko je pogoj faznega sinhronizma porušen, pride do oslabitve izhodnega signala.



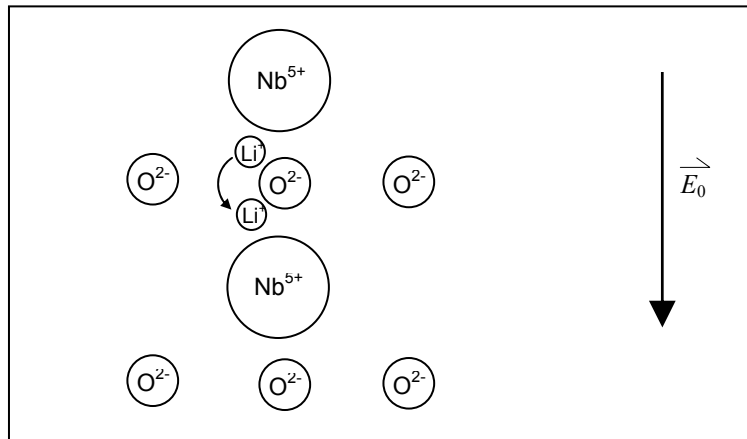
Slika 5: Akustooptični filter.

## 14.2.2. Elektrooptični modulator

Elektrooptični modulatorji se izdelujejo iz elektrooptičnega materiala, ki je občutljivi na **Pockelsov pojav**. Pockelsov elektrooptični pojav je pojav pri katerem se kot posledica električnega polja pojavi dvolomnost in fazni premik. Pockelsov pojavu je sorazmeren električnemu polju.

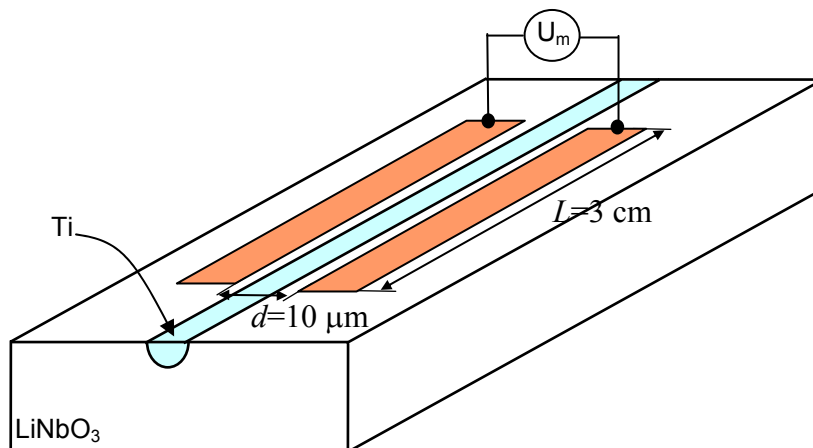
Za izdelavo elektrooptičnih materialov se najpogosteje uporablja litijev nijobat  $\text{LiNbO}_3$ , katerega kristalno strukturo prikazuje slika 5. Nijobijevi ioni so veliki v primerjavi z ostalimi elementi v kristalu. Litijev ion je majhen ion s samo tremi elektroni in ima možnost dveh stabilnih leg. Na položaj Li iona je mogoče vplivati z zunanjim električnim poljem.  $\text{LiNbO}_3$  se lahko naelektri podobno kot se namagnetni feromagnetik.

Ker je litijev ion majhen, je Pockelsov pojav v  $\text{LiNbO}_3$  zelo hiter, to pa pomeni, da tovrstni modulatorji omogočajo hitro modulacijo.



Slika 6: Kristal  $\text{LiNbO}_3$  v električnem polju.

Na  $\text{LiNbO}_3$  substratu je svetlovod izdelan z difuzijo titana, kot prikazuje slika 6. Titan poveča lomni količnik in omogoča vodenje svetlobe. Slabljenje takega svetlovoda znaša približno 0,1 dB/cm in je običajno nekaj centimetrov dolg. Okrog svetlovoda so naparjene kovinske elektrode, na katere se priključi napetostni vir. Takšna naprava je fazni modulator.



Slika 7: Fazni modulator na  $\text{LiNbO}_3$ .

Pockelsov pojav narekuje, da se pod vplivom električnega polja spremeni lomni količnik.

$$n = n_0 + n_1 E, \quad (1)$$

Pri čemer lomni količnik  $n_0$  znaša 2,3. Linearni lomni količnik  $n_1$  znaša  $3 \cdot 10^{-11}$  m/V za TE polarizacijo, kar je zelo malo. Za TM polarizacijo pa je še za približno trikrat manjši vpliv.

**Primer:**

Vir z modulacijsko napetostjo  $U_m=10$  V priključimo na elektrodi, ki sta razmaknjeni za  $d=10$   $\mu\text{m}$ . Za koliko se spremeni lomni količnik  $\text{LiNbO}_3$ , če linearni lomni količnik  $n_1$  znaša  $3 \cdot 10^{-11}$  m/V.

$$E = \frac{U_m}{d} = \frac{10 \text{ V}}{10 \mu\text{m}} = 10^6 \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$\Delta n = n'_1 \cdot E = 3 \cdot 10^{-11} \frac{\text{m}}{\text{V}} \cdot 10^6 \frac{\text{V}}{\text{m}} = \underline{\underline{3 \cdot 10^{-5}}}$$

Dolžina elektrode  $L$  znaša 3 cm. Fazni modulator spremeni fazo optičnega vala za

$$\Delta\varphi = \Delta k \cdot L,$$

(2)

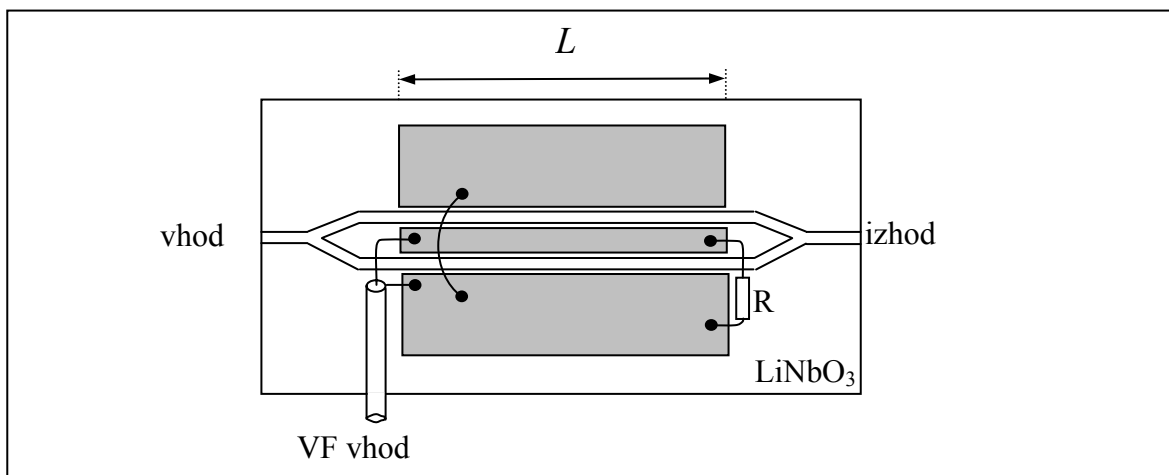
kjer je  $k$  konstanta širjenja valovanja.

**Primer:**

Za koliko se spremeni faza signala, če je elektroda dolga 3 cm?

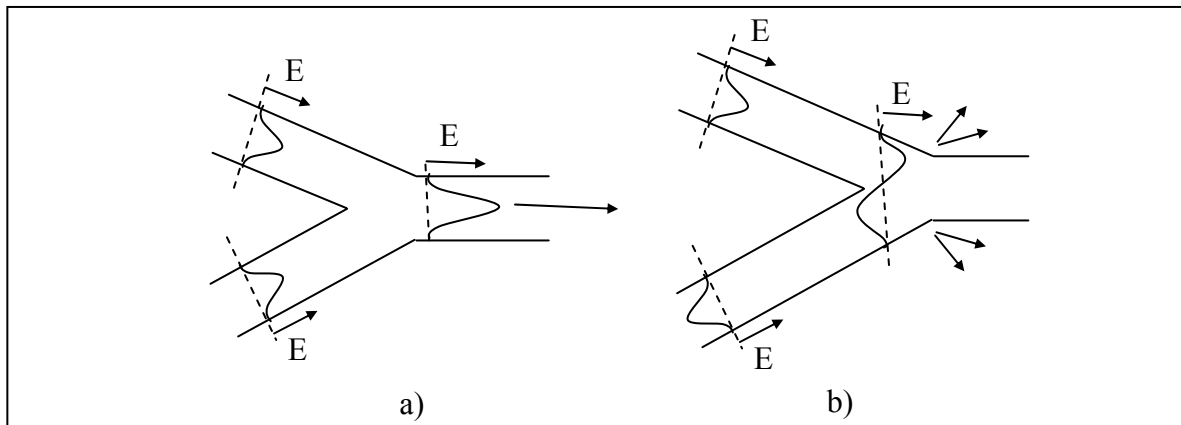
$$\Delta\varphi = \Delta k \cdot L$$

$$\Delta\varphi = \Delta n \cdot k_0 \cdot L = \Delta n \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot L = 3 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{2\pi \text{ rd}}{1550 \text{ nm}} \cdot 3 \cdot 10^{-2} \text{ m} = \underline{\underline{3,6 \text{ rd} \approx \pi}}$$



Slika 8: Mach-Zehnderjev amplitudni modulator, ki ima fazni modulator v obeh vejah interferometra.

Interferenca izstopnih valov v enorodovnem izhodnem Y sklopniku povzroči amplitudno modulacijo vhodnega optičnega vala. Če sta optični dolžini obeh vej enaki, med potujočima valovodnima rodovoma ni fazne razlike in v izhodnem Y sklopniku konstruktivno interferirata. Če zanemarimo izgube v modulatorju, je izhodna optična moč enaka vhodni. Če se optični dolžini obeh vej tako razlikujeta, da je fazna razlika med optičnima valovodoma enaka  $n\pi$ , sta na izhodu protifazna. V Y sklopniku in izhodnem valovodu vzbujata antisimetričen rod višjega reda, ki se po enorodovnem valovodu ne more širiti. Vsa optična moč se zato izseva v substrat, moč na izhodu modulatorja pa je enaka nič. Med tema dvema ekstremnima primeroma so možna še vsa vmesna stanja, ki so odvisna od fazne razlike med valovoma v vejah interferometra. Amplitudna modulacija je rezultat interference valovodnih rodov v valovnem Y sklopniku, kot prikazuje slika 8.



Slika 9: a) interferenca sofaznih in b) protifaznih valovodnih rodov v izhodnem planarnem valovodu.

Vzemimo, da je na vходу Mach-Zehnderjevega amplitudnega modulatorja optični val z amplitudo električne poljske jakosti  $E_{vh}$ , ki se v valovodnem delilniku razdeli v dva optična valova amplitud  $E_1$  in  $E_2$ . Zaradi krmiljenja z električnim signalom nastane fazna razlika  $\Delta\varphi$  med valovoma v obeh vejah. Električna poljska jakost na izhodu se izračuna s pomočjo vektorske vsote optičnih valov  $E_1$  in  $E_2$ . Kvadrat amplitude izhodne električne poljske jakosti znaša

$$E_{izh}^2 = E_1^2 + E_2^2 - 2E_1E_2 \cos(180^\circ - \Delta\varphi) = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(\Delta\varphi). \quad (3)$$

Če je delitev vhodne električne poljske jakosti v vhodnem valovodnem delilniku enakovredna

$$E_{vh}/2 = E_1 = E_2, \quad (4)$$

se izraz (3) preoblikuje v

$$E_{izh}^2 = 2E_1^2(1 + \cos(\Delta\varphi)) = 4E_1^2 \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right). \quad (5)$$

Če ta izraz zapišemo z vhodno električno poljsko jakostjo, dobimo

$$E_{izh}^2 = \frac{E_{vh}^2}{2}(1 + \cos(\Delta\varphi)) = E_{vh}^2 \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right). \quad (6)$$

S krmiljenjem modulatorja se amplituda električne poljske jakosti na izhodu spreminja po kosinusni krivulji med nič in vrednostjo amplitude električne poljske jakosti na vходу

$$E_{izh} = E_{vh} \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (7)$$

kjer je argument  $\Delta\varphi$  sorazmeren krmilni napetosti. Pripadajoča izhodna optična moč znaša

$$P_{izh} = |E_{izh}|^2, \quad (8)$$

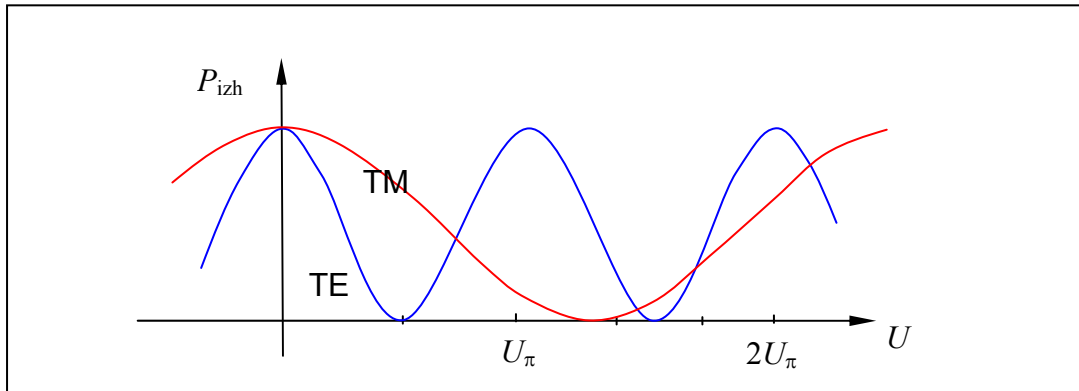
kar preoblikuje izraz (6) v

$$P_{izh} = \frac{P_{vh}}{2}(1 + \cos(\Delta\varphi)) = \frac{P_{vh}}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{\pi U}{U_\pi}\right)\right) \quad (9)$$

oziroma

$$P_{izh} = P_{vh} \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = P_{vh} \cos^2\left(\frac{\pi U}{2U_\pi}\right). \quad (10)$$

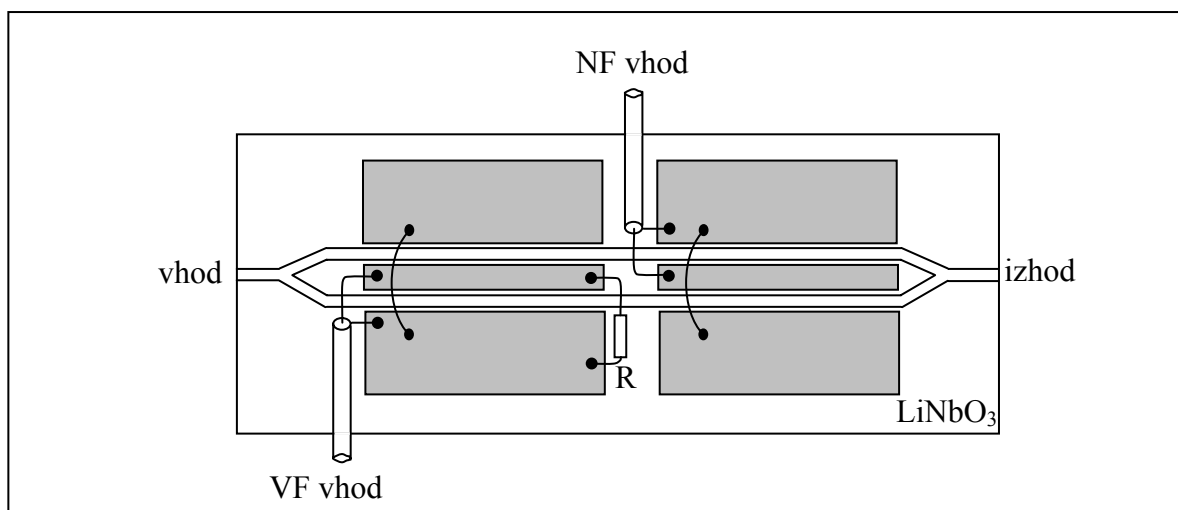
$U_\pi$  je tista napetost, pri kateri se faza spremeni za  $\pi$  in je odvisna od snovnih in geometrijskih lastnosti Mach-Zehnderjevega modulatorja.



Slika 10: Mach-Zehnderjev amplitudni modulator, ki ima fazni modulator v obeh vejah interferometra.

Ker se sistemi z direktno detekcijo odzivajo na optično gostoto moči, velja Mach-Zehnderjev modulator za nelinearni jakostni modulator. Karakteristiko Mach-Zehnderjevega modulatorja lahko torej zapišemo kot funkcijo dvignjenega kosinusa ali kot kvadrat kosinusa. Oba matematična zapisa sta enakovredna.

Največkrat imajo Mach-Zehnderjevi amplitudni modulatorji dva para krmilnih elektrod, kot prikazuje slika 10. En par elektrod je namenjen krmiljenju z radiofrekvenčnim signalom, zato je oblikovan kot linija z zaključitvenim uporom, ki preprečuje nastanek stojnega vala. Drugi par elektrod služi nastavljanju delovne točke Mach-Zehnderjevega modulatorja ter odpravlja morebitne nesimetričnosti interferometra, zato je brez zaključitvenega upora. Prednost takšne konfiguracije je v tem, da enosmerna napetost, ki služi nastavljanju delovne točke modulatorja, ne segreva zaključitvenega upora in s tem občutljivega  $\text{LiNbO}_3$  kristala.

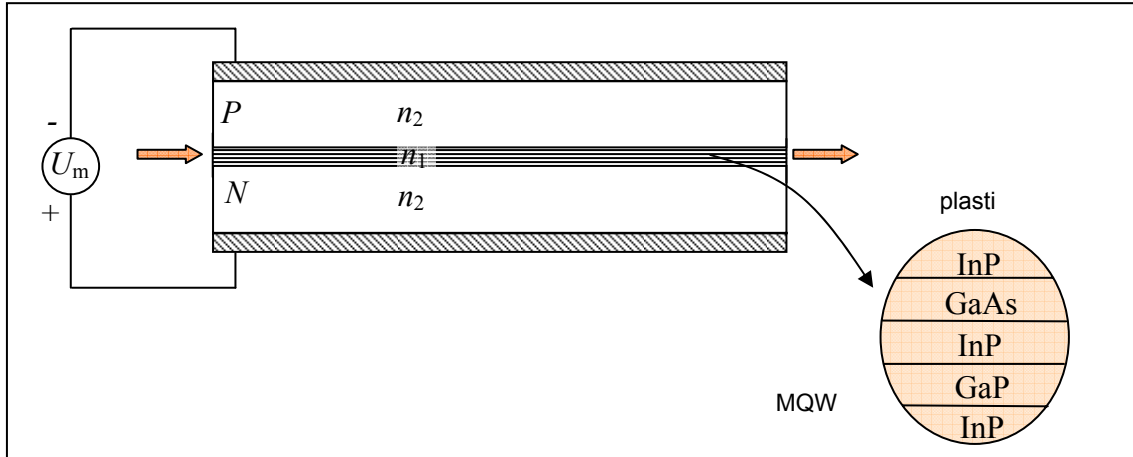


Slika 11: Mach-Zehnderjev amplitudni modulator, ki ima visokofrekvenčni in nizkofrekvenčni vhod.

Ker je kristal  $\text{LiNbO}_3$  močno dvolomen, elektrooptični pojav za različne polarizacije vhodnega signala ni enak. Substrat je običajno izrezan iz kristala tako, da je elektrooptični pojav največji za TE polarizacijo. Za TM polarizacijo je za isti učinek potrebna približno trikrat večja krmilna napetost. Zaradi polarizacijske odvisnosti je vhod Mach-Zehnderjevega modulatorja običajno opremljen z vlaknom, ki ohranja polarizacijo.

### 14.2.3. Elektroabsorpcijski modulator

Elektroabsorpcija (EA) je pojav, pri katerem se absorpcija snovi pod vplivom električnega polja spremeni. Elektroabsorpcijski modulator je osnovan na Franz-Keldyshovem pojavu v dvojni heterostrukturi ali kvantnemu utesnjenemu Starkovemu pojavu v strukturah z več kvantnimi jamami. Svetloba, katero želimo modulirati, mora imeti takšno valovno dolžino, da je energija njenih fotonov manjša od širine prepovedanega pasu.

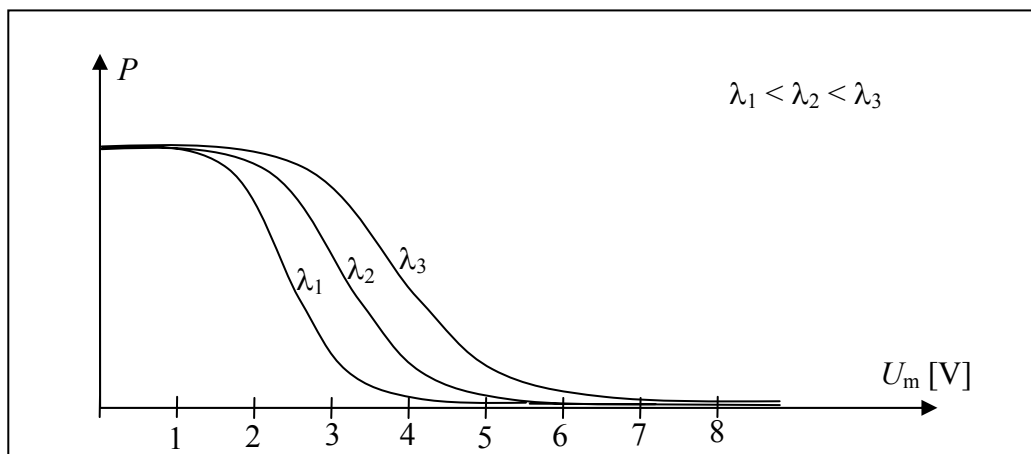


Slika 12: Zgradba elektroabsorpcijskega modulatorja.

Elektroabsorpcijski polprevodniški modulator ima enako zgradbo kot polprevodniški laser, kar omogoča njuno integracijo na isti čip, če sta medsebojno električno izolirana. Glavna razlika med njima je način delovanja. Laser je priključen v prevodni smeri, torej tok teče skozenj, modulator pa je priključen v zaporni smeri, kot, na primer, PIN fotodetektor.

Če na modulator ne priključimo nobene napetosti, je energijski pas velik. Če priključimo napetost, se energijski pas zmanjša, torej se poveča absorpcija.

Modulator je transparenten, ko ni priključen na napetost. Ko pa nanj priključimo napajanje, absorbira svetlobo, ki jo daje laser. Na laser je običajno priključeno konstantno napajanje, medtem ko je modulator krmiljen z vhodnim signalom. Takšni modulatorji so tudi zelo hitri in omogočajo visoke modulacijske frekvence, saj je elektroabsorpcija pojav, ki ni vezan na injekcijo nosilcev naboja zelo hiter pojav.



Slika 13: Absorpcijske krivulje za različne valovne dolžine.



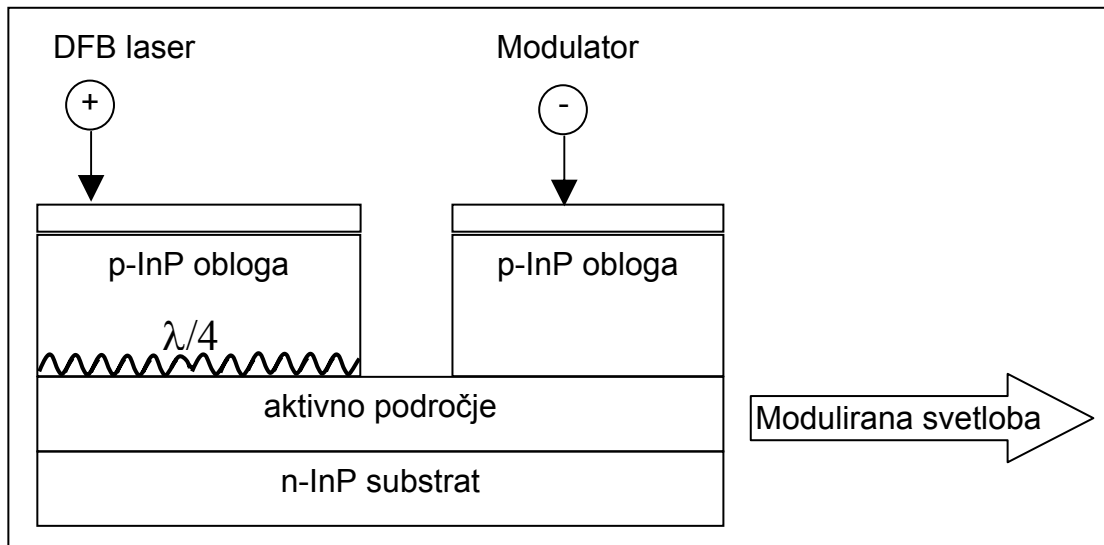
B $\approx$ 30 GHz

Integracija z DFB laserjem

Polarizacijsko neodvisen ( $\pm 0,5$  dB)

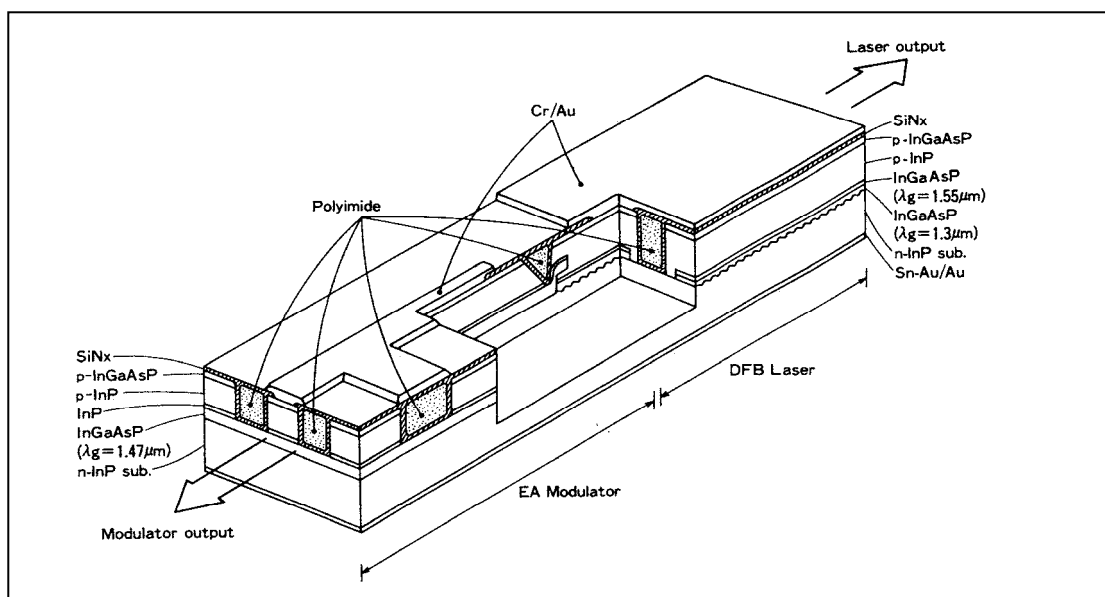
Polprevodniški laser in modulator nimata identične strukture oziroma aktivne plasti. Najbolje delujeta z rahlo razliko v debelinah in dopiranju. Vseeno sta lahko izdelana na istem substratu, kar olajšuje pakiranje. Elektroabsorpcijski modulator je polarizacijsko odvisen element.

Integriran DFB laser z EA modulatorjem ima izhodno moč 2 mW (iz vlakna). Prednost je majhna potrebna napetost na RF modulacijskemu vhodu (3 V). Zgornja modulacijska frekvenca znaša 30 Gb/s.



Prednosti :

- majhen žvižg,
- majhne dimenzije,
- nizko vstavitevno slabljenje.



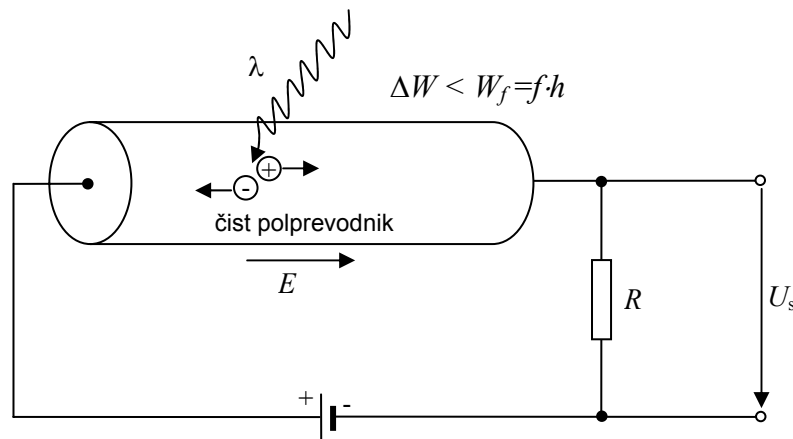
## 15. Sprejemniki svetlobe

### 15.1. Toplotni sprejemniki

Toplotni sprejemniki so izdelani kot črna telesa, ki pretvarjajo svetlobo v toploto. Odlikujeta jih velika točnost in neodvisnost od valovne dolžine ( $< 1\ \mu\text{m}$ ), vendar so zelo počasni in njihov odzivni čas znaša približno 1 ms. Njihova občutljivost znaša lahko do -70 dBm (0,1 nW), vendar je odvisna od hitrosti, saj izvajajo integracijo po času. Zaradi vseh teh lastnosti se uporabljajo v merilni tehniki kot merilniki energije v džulih (angl. joule - J) oziroma vatsekundah (Ws).

### 15.2. Fotoupori

Fotoupori so izdelani iz čistega polprevodnika. Prvi fotoupori so bili izdelani v obliki palice, kot prikazuje slika 1. Fotoni, ki padejo na polprevodnik in je njihova energija  $W_f$  večja od energije prepovedanega pasu  $\Delta W$ , podajajo elektrone iz valenčnega pasu v prevodni pas, kar povečuje prevodnost. Učinkovitost zaznavanja svetlobe je pri fotouporu odvisna od valovne dolžine. Slabost je potrebna visoka čistost polprevodnika, ki narekuje točnost. Odziv je srednje hiter in znaša približno 1  $\mu\text{s}$ , kar pogojuje življenjska doba parov elektron-vrzel (čas rekombinacije elektron-vrzel). Če je fotoupor majhen (izdelan z fotolitografijo), ima dober odzivni čas, saj zaradi majhne dimenzije uspemo izprazniti vse elektrone in vrzeli. Tudi občutljivost je odvisna od velikosti, pri čemer imajo veliki fotoupori slabo občutljivost, majhni pa srednjo občutljivost.



Slika 1: Fotoupor izdelan iz čistega polprevodnika (selenska palica).

Pri fotouporu lahko potujejo ustvarjeni pari elektron-vrzel kamorkoli in posledično zelo malo prispevajo k prevodnemu toku. Dobro bi bilo imeti napravo z geometrijo, ki bi pomagala elektronom in vrzelim, da se gibljejo v zeleno smer. Naprave s takšno geometrijo so fotodiode.

### 15.3. Fotodiode

Fotodiode so naprave, ki spreminjajo svetlobni tok (tok fotonov) v električni tok (tok elektronov). Recimo, da je v določenem časovnem obdobju na fotodiodo vpadlo  $N_f$  fotonov, ki so ustvarili  $N_e$  elektronov. Njunu medsebojno razmerje je definirano kot **kvantni izkoristek fotodiode**, ki se podaja v procentih, saj se vsi vpadni fotoni ne pretvorijo v elektrone.

$$\eta = \frac{N_e}{N_f} < 1. \quad (1)$$

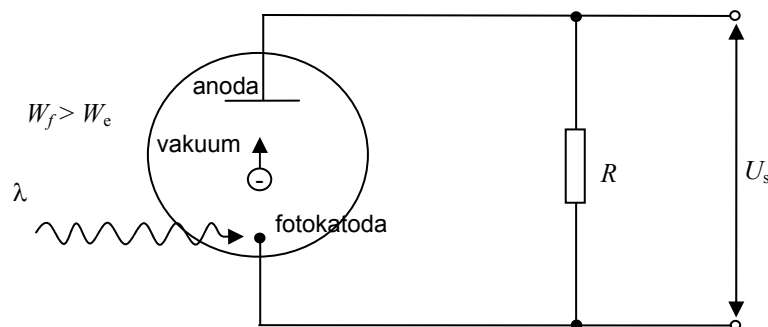
Fotodiode, ki so v osnovi vakuumске ali polprevodniške, lahko delujejo v dveh režimih:

- Fotovoltaični način je zanimiv s stališča energetike pri fotocelicah.
- Fotouporovni način delovanja je zanimiv za telekomunikacije in ostale fizikalne meritve moči.

V sprejemniku telekomunikacijskega signala največkrat uporabimo fotodiodo v fotouporovnem režimu delovanja. V fotovoltaičnem režimu delovanja uporabljamo fotodiode samo, ko v sprejemniku nimamo na voljo električne energije za napajanje. Tipični primer take uporabe je »fiber-radio« sistem, pri katerem signal iz fotodiode neposredno prehaja na anteno. Vse bolj pa prihajajo v uporabo možnosti napajanja električnih vezij s pomočjo fotovoltaične pretvorbe oddanega optičnega signala ustrežne nekaj vatne izhodne moči.

### 15.3.1. Vakuumska fotodioda

Vakuumska fotodioda je steklena bučka brez prisotnosti plina v kateri se nahajata anoda, ki sprejema elektrone in katoda, ki oddaja elektrone. Ker elektroni na katodi po večini nastajajo z izbijanjem le-teh s pomočjo fotonov, jo imenujemo fotokatoda. Fotoni, ki vpadajo na fotokatodo, izbijajo elektrone, ki potujejo poti anodi in ustvarjajo električni tok, kot prikazuje slika 2.



Slika 2: Vakuumska fotodioda v fotovoltaičnem načinu delovanja.

Pojav izbivanja elektronov površine kovine na katero upada svetloba (elektromagnetno valovanje) imenujemo fotoefekt. Za fotoefekt je potrebna dovolj velika energija (frekvenca) svetlobe. Pojav je prvi opazil Heinrich Hertz leta 1887 pri poskusu s fotocelico, razložil pa ga je Albert Einstein leta 1905 in za to leta 1921 prejel Nobelovo nagrado.

#### Primer:

Izračunaj koliko največ je lahko valovna dolžina fotona, da bo iz kovine izbil elektron.

( $h=6,624 \cdot 10^{-34}$  Js,  $c=3 \cdot 10^8$  m/s,  $Q_e=-1,6 \cdot 10^{-19}$  As).

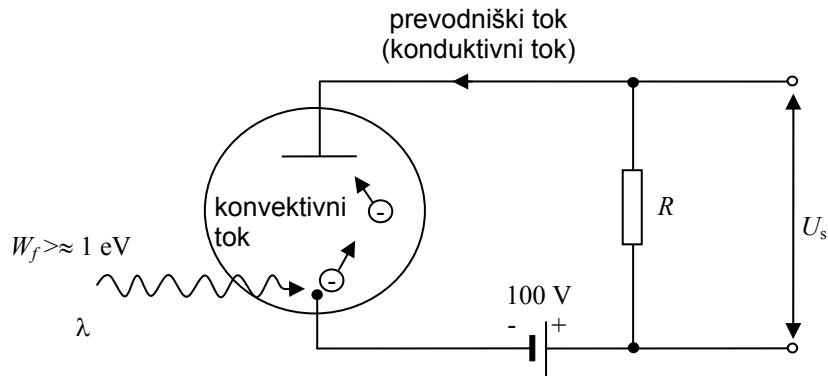
$$W_f = W_e \quad W_e = |Q_e|U = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1 \text{ eV}$$

$$f = \frac{W_e}{h} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}} = 240 \text{ THz} \quad \lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{240 \text{ THz}} = 1250 \text{ nm}$$

Vakuumsko fotodiodo lahko vežemo tudi v fotouporovni način. Napajalna napetost pri vakuumski fotodiodi v fotouporovnem režimu delovanja, ki ga prikazuje slika 3, znaša približno 100 V. Pri preveliki napajalni napetosti pride do preskokov elektronov brez prisotnosti svetlobe, kar imenujemo hladna emisija elektronov.

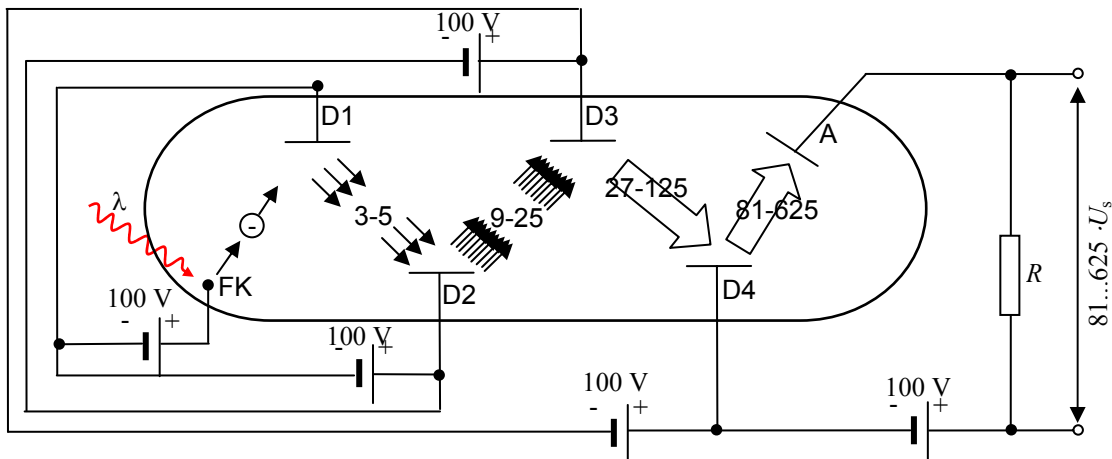
Fotokatoda vakuumске diode ima pri modri svetlobi izkoristek 20%. V bližnjem infrardečem področju (800 nm) je izkoristek manjši in znaša samo 1%. Pri višjih valovnih dolžinah je še nižji in za področje 1550 nm znaša samo  $10^{-6}$ .

V fotodiodnem sprejemniku imamo konvektivni in konduktivni (prevodniški) tok. Delovanje obeh se lahko razloži s pomočjo cevi za vodo. Konduktivni oziroma prevodniški tok si lahko predstavljamo kot cev polno vode, ki ima hiter odziv. Pritisk se širi s hitrostjo zvoka v vodi, kar znaša 1,5 km/s. Konvektivni tok si lahko predstavljamo kot prazno cev, ki se mora šele napolniti, da začne voda brizgati na izhodu.



Slika 3: Vakuumska fotodioda v fotoprovornem režimu delovanja.

Kapacitivnost čuti samo prevodniški tok (cev polna vode ima veliko vztrajnost), zato želimo ojačati konvektivni tok preden se pretvori v prevodniški tok. To lahko naredimo s **fotopomnoževalko**, kot prikazuje slika 4. Sestavlja jo fotodioda (FK), od 9 do 14 dinod (D) in anoda (A).



Slika 4: Vakuumska fotodioda v fotoprovornem režimu delovanja.

**Primer:**

Določite skupni faktor množenja elektronov  $M$  fotopomnoževalke, ki je opremljena s fotokatodo s kvantnim izkoristkom  $\eta=0,2!$  Na fotokatodo v eni sekundi vpade  $N_f=10^6$  (milijon) fotonov rdeče svetlobe HeNe laserja ( $\lambda=632,8$  nm). Anoda fotopomnoževalke vleče električni tok  $I_A=1$  mA. ( $h=6,624 \cdot 10^{-34}$  Js,  $c=3 \cdot 10^8$  m/s,  $Q_e=-1,6 \cdot 10^{-19}$  As).

$$\eta = \frac{N_e}{N_f} \qquad I_K = N_e |Q_e| = \eta N_f |Q_e|$$

$$M = \frac{I_A}{I_K} = \frac{I_A}{\eta N_f |Q_e|} = \underline{\underline{3,125 \cdot 10^{10}}}$$

Slabosti fotopomnoževalke je ojačanje zrnatega šuma. Proces ojačanja je naključen, zato dobimo dodaten zrnati šum.

Slabost procesa ojačenja v fotopomnoževalki je tudi dolga pot konvektivnega toka, zaradi česar imajo fotopomnoževalke slab odzivni čas  $\tau \approx 1 \mu s$ . Delno je mogoče fotopomnoževanje izvesti hitreje, če je cev polnjena s plinom. Pri plinski plazovni diodi imamo ionizacijo plina.

**Primer:**

Fotopomnoževalka ima  $N=10$  množilnih elektrod (dinod), ki v povprečju proizvedejo  $M=4$  sekundarne elektrone za vsak vpadni elektron. Izračunajte vpadno svetlobno moč  $P$  na fotokatodo, ki ima pri valovni dolžini  $\lambda=632,8$  nm kvantni izkoristek  $\eta=0,2$ , če znaša končni anodni tok  $I_A=1$  mA. ( $h=6,624\cdot 10^{-34}$  Js,  $c=3\cdot 10^8$  m/s,  $Q_e=-1,6\cdot 10^{-19}$  As)

$$I_A = I_K M^N \quad I = \frac{dQ}{dt} \quad I_K = |Q_e| \frac{dN_e}{dt}$$

$$P = \frac{W}{t} \quad P = hf \frac{dN_f}{dt} = h \cdot \frac{c_0}{\lambda} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot \frac{dN_e}{dt} = \frac{hc_0}{\lambda\eta} \cdot \frac{I_a}{|Q_e| M^N} = \underline{\underline{9,36 \text{ nW}}}$$

**15.3.2. Polprevodniške fotodiode**

Edini praktično uporabni detektorji za pretvorbo svetlobnih telekomunikacijskih signalov v električne so fotodiode različnih vrst. Pri vseh ostalih pretvornikih imamo počasen odziv ali majhno občutljivost ali slabo razmerje signal/šum. Polprevodniška dioda ni sposobna pretvarjati fotone v elektrone, kadar je energija prepovedanega pasu  $\Delta W$  večja od energije fotona. S tem je določena največja valovna dolžina, ki jo detektor še lahko zazna in ji pravimo mejna valovna dolžina.

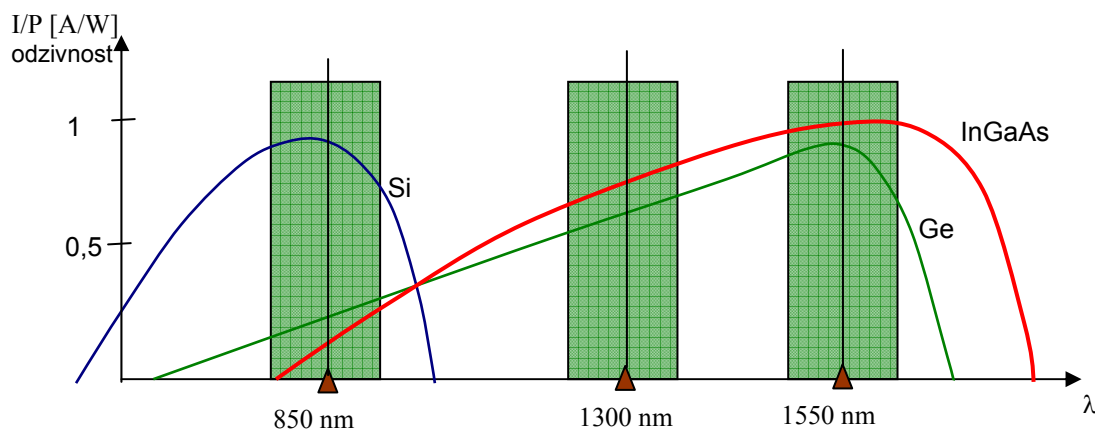
$$\lambda_{\max} [\mu\text{m}] = \frac{1,2398}{\Delta W [\text{eV}]} \quad (2)$$

Pri tem se energija prepovedanega pasu podaja v elektronskih voltih, rezultat pa je valovna dolžina v mikrometrih.

Tipične materiale iz katerih se izdelujejo polprevodniške diode in njihovo odzivnost v odvisnosti od valovne dolžine prikazuje slika 5. Silicij (Si) ima razmeroma velik prepovedan pas  $\Delta W$ , kar pomeni, da je silicijeva fotodioda primerna za valovne dolžine pod  $1,1 \mu\text{m}$ . Predvsem za valovno dolžino  $850$  nm se iz silicija izdelujejo odlične fotodiode.

Germanij (Ge) ima ozek prepovedan pas  $\Delta W$ , kar pomeni, da je germanijeva fotodioda primerna za daljše valovne dolžine in tudi, da imajo germanijeve diode velik temni tok. Iz germanija se izdelujejo zelo dobre fotodiode za sprejemnike na  $1300$  nm, ki jih v skrajnih primerih lahko uporabljamo tudi za  $1550$  nm. Mejna valovna dolžina za germanij znaša okoli  $1850$  nm.

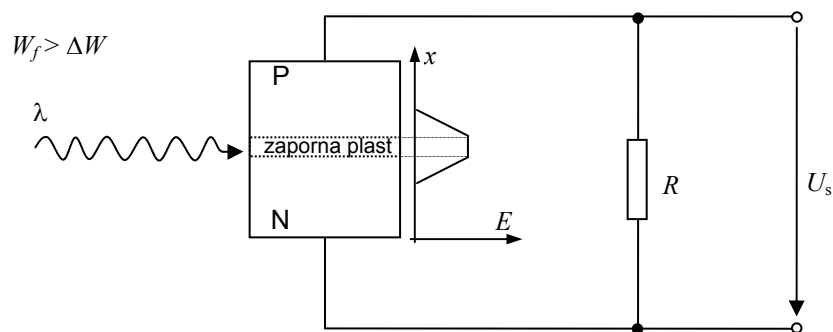
Pri polprevodnikih skupine III in V, katerih tipični predstavnik je InGaAs, je mogoče širino prepovedanega pasu  $\Delta W$  nastavljanje s pomočjo izbire polprevodnikov. To pomeni, da lahko fotodiodo optimiziramo za katerokoli valovno dolžino med  $1300$  nm in  $1625$  nm.



Slika 5: Odzivnost polprevodniške diode iz različnih materialov v odvisnosti od valovne dolžine.

Fotodioda je sestavljena iz dveh plasti polprevodnika z različnimi primesmi, ki določajo tip polprevodnika. V tanki plasti med **n** in **p** polprevodnikoma termoelektrična napetost poskrbi zato, da prosti nosilniki naboja zapustijo bližino spoja različnih polprevodnikov. Izpraznjeno področje je električni izolator (zaporna plast), hkrati pa vsebuje fiksno naelektreno kristalno mrežo obeh predznakov, kar v izpraznjenem področju povzroči električno polje. Izpraznjeno področje lahko zelo povečamo (in s tem povečamo učinkovitost fotodiode), da med polprevodnika **n** in **p** vstavimo malo dopirano področje "**pi**" ali "**ni**" oziroma nedopirano področje **i** (angl. Intrinsic).

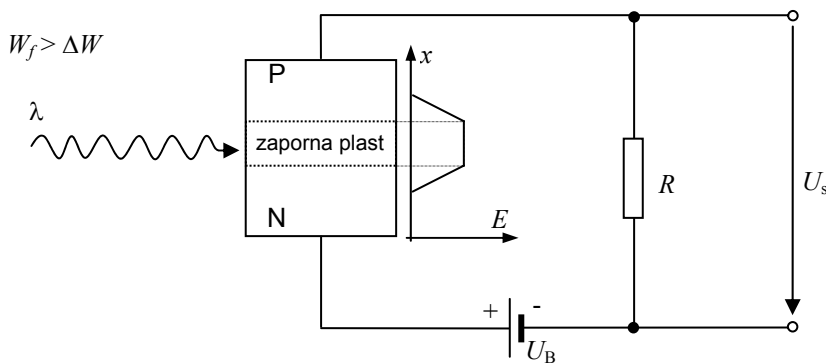
Kadar foton, katerega energija je večja od energije prepovedanega pasu, zadene zaporno plast, povzroči prehod elektrona iz valenčnega pasu v prevodni pas in s tem nastanek para elektron – vrzel (fotoionizacija). Nastale nosilnike naboja električno polje v zaporni plasti potegne v ustreznih tip polprevodnika, kjer so na razpolago za prevajanje. Elektron se bo pod vplivom električnega polja gibal v smeri proti **n**-plasti, vrzeli pa v smeri **p**-plasti. Kratkostični tok je sorazmeren številu prostih nosilcev, ta pa svetlobnemu toku, ki pada na diodo. Z merjenem toku skozi kratko sklenjeno fotodiodo torej merimo svetlobni tok. Tak način delovanja imenujemo fotovoltajčni (angl. photovoltaic mode) in je prikazan na sliki 6.



Slika 6: Polprevodniška fotodioda v fotovoltajčnem načinu delovanja.

Na sliki 6 je uporabljen merilnik napetosti z vzporedno vezanim uporom  $R$ . Upor moramo izbrati tako, da padec napetosti na njem ni znaten v primerjavi s padcem napetosti na diodi (0,7 V). Pri upornosti 1 k $\Omega$  bomo zato lahko merili kratkostične tokove do 100  $\mu\text{A}$ ; ti povzročijo padec napetosti do 100 mV na uporu  $R$ , kar je dovolj malo.

Na fotodiodo lahko pritismo napetost v zaporni smeri, kot prikazuje slika 7. Zaradi vsiljene napetosti tok ne teče, poveča pa se širina intrinzične plasti (izpraznjena plast) med obema tipoma polprevodnika. Foton, ki zadene to plast in se absorbira, sprosti naboje, ti pa povzročijo prevajanje fotodiode. Električni tok skozi fotodiodo, na katero je vsiljena zaporna napetost, je zato sorazmeren svetlobnemu toku skozi diodo. Tak način delovanja je v imenujemo fotouporovni režim (angl. photoconductive mode). Ker v tem načinu delovanja proste nosilce naboja v intrinzični plasti (izpraznjena plast) pospešuje večje električno polje, je delovanja diode hitrejše.



Slika 7: Polprevodniška fotodioda v fotouporovnem načinu delovanja.

Na sliki 7 je prikazano merjenje toka preko padca napetosti na uporu  $R$ . Pri tem načinu merjenja lahko izberemo  $R$ , ki je mnogo večji od vrednosti, ki smo jo morali omejiti pri merjenju po prvem načinu.

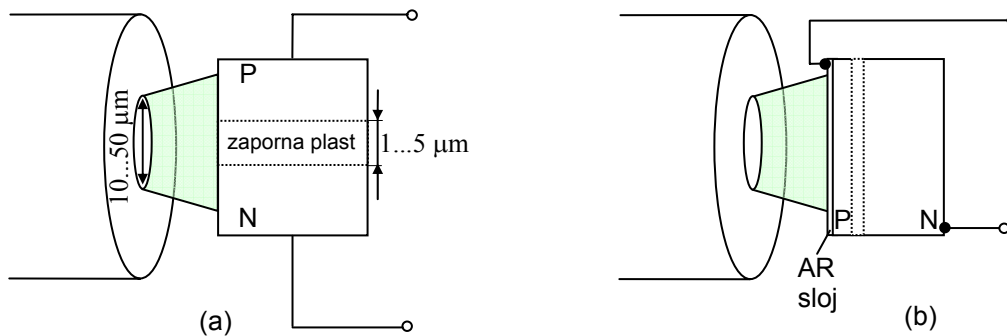
Paziti je treba le, da ostane padec napetosti na upor  $R$  manjši od napajalne napetosti  $U_B$ . Za dane vrednosti bi torej lahko merili tokove do največ  $100 \mu\text{A}$ , pri tem bi bil padec napetosti na  $R$  do  $10 \text{ V}$ . Merilno vezavo lahko uporabimo tudi takrat, ko želimo meriti z osciloskopom ali računalniškim vmesnikom, saj oba merilnika merita padec napetosti.

Baterijska napajalna napetost  $U_B$  pri polprevodniški fotodiode v fotouporovnem režimu delovanja znaša približno  $10 \text{ V}$ , kvantni izkoristek take fotodiode pa znaša med  $50 \%$  in  $90 \%$ . Sodobne fotodiode imajo visok kvantni izkoristek, običajno preko  $80\%$ .

Vse fotodiode za optične komunikacije se uporabljajo v zapornem režimu delovanja, kar pomeni, da imajo razmeroma široko zaporno plast. Debela zaporna plast pomeni večjo učinkovitost fotodiode.

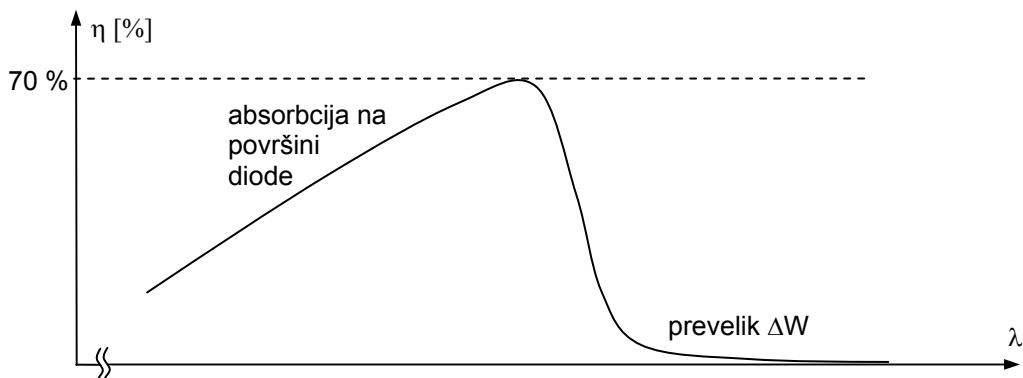
Širok zaporni pas pa ima tudi slabo lastnost. Z naraščanjem dimenzij zapornega področja se povečuje tudi čas, ki ga potrebujejo nosilniki naboja, da preidejo zaporno plast (s tem se poslabša frekvenčna karakteristika fotodiode). Za PN-spoj je tako potrebno poiskati kompromis med velikostjo zapornega področja (velikost aktivnega področja) in hitrostjo odziva.

Izkoristek sklopa iz vlakna na fotodiodo je odvisen od izvedbe fotodiode, kot prikazuje slika 8. V primeru, ki ga prikazuje slika 8a, imamo slab spoj, saj večina svetlobnega toka ne vpadne na zaporno plast. Veliko izgubljene svetlobe pomeni slab sklopni izkoristek. V primeru na sliki 8b je  $p$  plast zelo tanka, kar pomeni, da je prepovedan pas zelo blizu površine. Vpadni svetlobni tok v celoti pade na prepovedano področje, kjer ustvari nosilce naboja. Antirefleksni (AR) sloj poskrbi, da se nič svetlobe ne odbije nazaj v vlakno.



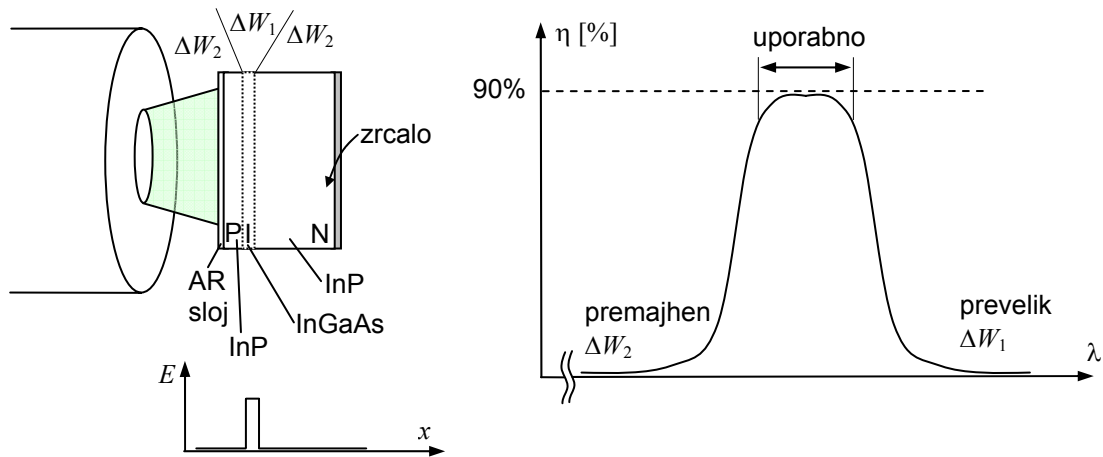
Slika 8: Izkoristek sklopa iz vlakna na fotodiodo.

Kljub izredno tanki  $p$  plasti na površini diode prihaja v njej do nekoristne absorpcije svetlobe, saj so fotoni, ki vpadajo izven zaporne plasti nekoristni. Kot prikazuje slika 9, je izkoristek fotodiode pri nizkih valovnih dolžinah nizek zaradi absorpcije na površini diode. Z nižanjem valovne dolžine (prehodom na večje energije) je absorpcija na površini še bolj izrazita.



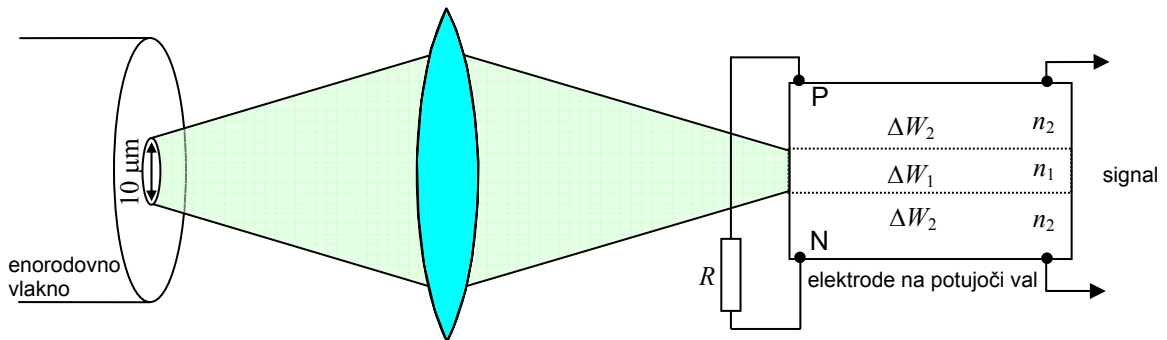
Slika 9: Absorpcija v fotodiode.

Nekoristno absorpcijo na površini fotodiode preprečimo z izdelavo fotodiode v obliki heterostrukture, kot prikazuje slika 10. Pri tem pazimo, da izdelamo vrhno  $p$ -plast fotodiode iz polprevodnika, ki ima večji energijski pas kot je energijski pas v prepovedanem območju.  $\Delta W_1 < \Delta W_f < \Delta W_2$ . S tem je fotonom onemogočeno, da bi se absorbirali na vходу v fotodiodo, preden pridejo do prepovedanega pasu. Izkoristek je s tem v vsem uporabnem pasu enako visok.



Slika 10: Zgradba fotodiode s heterostrukturo in karakteristika njenega izkoristka.

Pri visokih bitnih hitrostih želimo imeti fotodiodo z majhno kapacitivnostjo. Osnovana je kot elektrode na potujoči val, kar prikazuje slika 11.



Slika 11: Sklop na hitro fotodiodo s pomočjo leče.

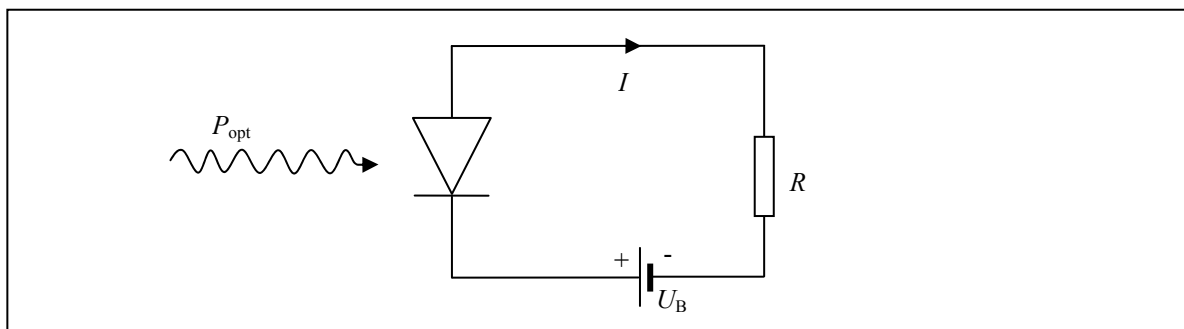
**Odzivnost fotodiode** se podaja kot razmerje električnega toka proti optični moči  $I/P$  z enoto amperi na vat [A/W], kar prikazuje slika 12. Za telekomunikacije bi bilo smiselneje imeti enote mA/mW, saj na fotodiodo nikoli ne pošiljamo moč večjo od nekaj mili vatov. Optična moč, ki je odvisna od števila fotonov, ki pridejo na fotodiodo v enoti časa.

$$P_0 = W_f \frac{dN_f}{dt} \tag{3}$$

Pri tem je energija fotona

$$W_f = h \cdot f, \tag{4}$$

kjer je Plankova konstanta  $h=6,625 \cdot 10^{-34}$  Js= $6,625 \cdot 10^{-34}$  Ws<sup>2</sup>.



Slika 12: Odzivnost polprevodniške fotodiode.



Električni tok je gibanje elektronov z nabojem  $Q_e$ , ki znaša  $-1,6 \cdot 10^{-19}$  As.

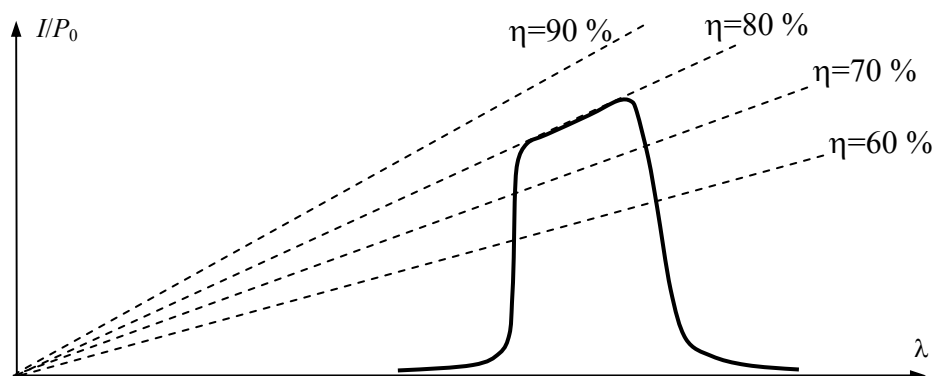
$$I = |Q_e| \frac{dN_e}{dt}, \quad (5)$$

Odzivnost fotodiode je premosorazmerna izkoristku in se potemtakem lahko izračuna kot

$$\frac{I}{P_0} = \frac{|Q_e| \frac{dN_e}{dt}}{hf \frac{dN_f}{dt}} = \frac{|Q_e|}{hf} \cdot \frac{dN_e}{dN_f} = \frac{|Q_e|}{hf} \cdot \eta = \eta \cdot \frac{|Q_e| \lambda}{hc_0}. \quad (6)$$

Odzivnost je zelo odvisna od valovne dolžine  $I/P$  ( $\lambda$ ), kot je prikazano na sliki 13. Vršno vrednost odzivnosti določa premica izkoristka. Na zgornji valovnodolžinski meji se odzivnost strmo zmanjša zato, ker je energija vpadnega fotona manjša od energije zapornega pasu. Na spodnji meji odzivnost pade, ker je energija fotona večja od zapornega pasu vrhnje plasti, kar pomeni, da se absorbira v vrhnji plasti. V vmesnem področju odzivnost sledi naklonu premice izkoristka.

Za fotodiode v območju od  $1,3 \mu\text{m}$  do  $1,55 \mu\text{m}$  znaša odzivnost med  $0,5 \text{ A/W}$  in  $1 \text{ A/W}$  in je praktično vedno manj kot 1. Fotodiode na potujoči val ima odzivnost približno  $0,2 \text{ A/W}$ .



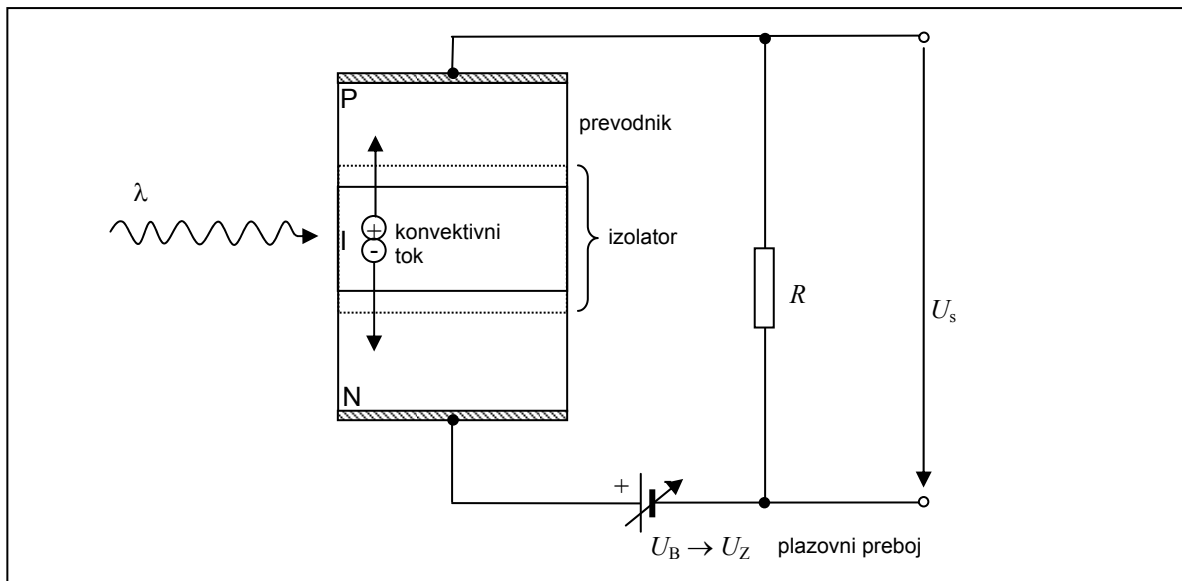
Slika 13: Odzivnost fotodiode kot funkcija valovne dolžine.

#### Primer:

Fotodiode iz InGaAs za valovno dolžino  $\lambda = 1300 \text{ nm}$  ima izkoristek  $\eta = 80 \%$ . Izračunajte odzivnost fotodiode  $I/P$  z enoto [A/W]!

$$\frac{I}{P_0} = \eta \cdot \frac{|Q_e| \lambda}{hc_0} = 0,8 \cdot \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}}{6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} = \underline{\underline{0,83 \text{ A/W}}}$$

**Občutljivost** (detekcijski prag) optičnih sprejemnikov (najnižja optična moč, ki jo lahko detektiramo) najbolj omejuje šum električnega ojačevalnika, ki ojačuje signal s fotodiode. Občutljivost optičnega sprejemnika s fotodiode lahko izboljšamo edino tako, da se vhodni signal ojači preden se pretvori v električni tok zunaj diode (konduktivni tok). Tudi v polprevodnikih je mogoče konvektivni tok elektronov in vrzeli ojačati preden se spremeni v prevodniški (konduktivni) tok. Zaporna plast je izolator in po analogiji vakuumske diode ustreza vakuumu. Za namen ojačanja konvektivnega toka se izvede ojačevanje signala v sami fotodiode z uporabo plazovnega pomnoževanja nosilcev elektrine.



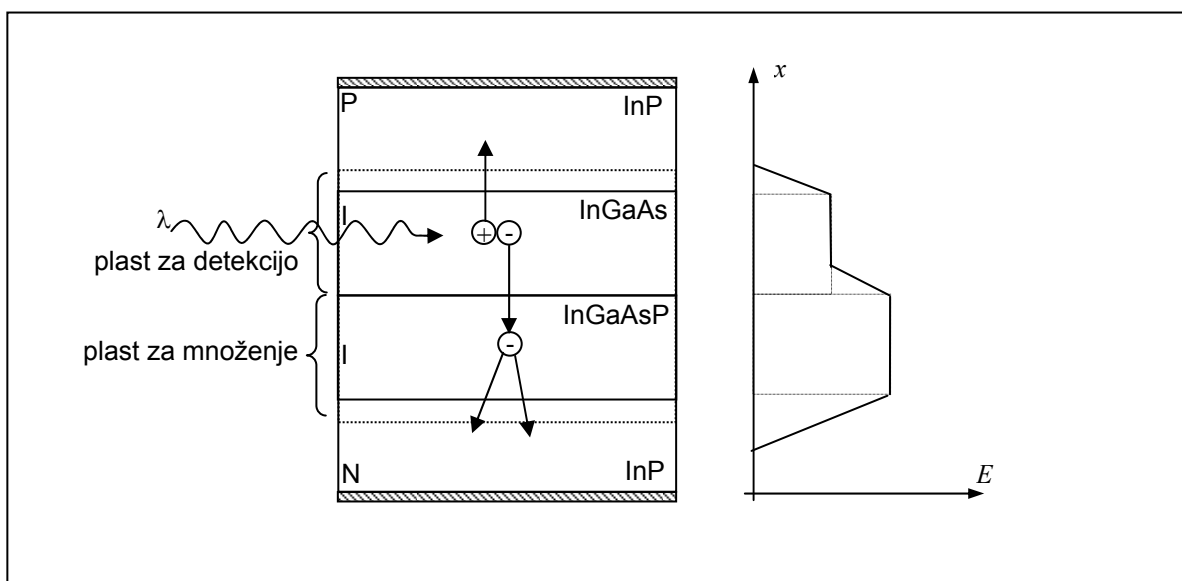
Slika 14: PIN fotodioda.

Žal predstavlja v polprevodniku povzročen plazovni preboj (plazovno ojačanje) dodaten izvor šuma. To je iz sistemskega stališča ponovno slabo, saj pokvari razmerje signal/šum sprejemnika. Dodaten izvor šuma lahko zmanjšamo, če izdelamo fotodiodo iz 4 plasti, kot prikazuje slika 15. Pri tem je ločena plast za detekcijo od plasti za ojačenja. Fotodioda z vgrajenim plazovnim ojačenjem (angl. Avalanche Photo Detector - APD) je zato načrtovana tako, da se doseže čim večje ojačenje signala in proizvede čim manj šuma.

V plazovni fotodiodi je zaporna plast ločena na dva sloja:

- v zgornjem sloju pride do detekcije svetlobe;
- v spodnjem sloju pa do plazovnega ojačenja nosilcev elektrine.

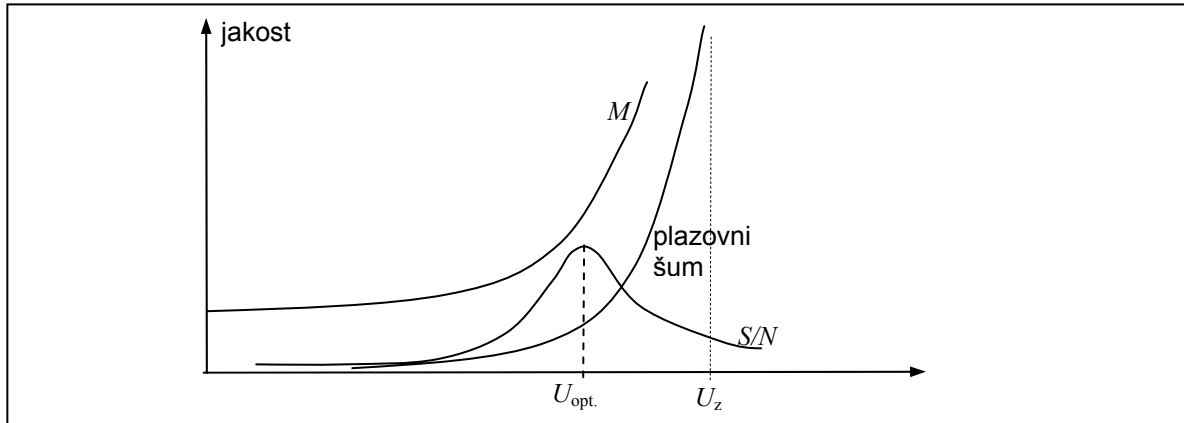
Ločitev detekcije od plazovnega ojačenja se doseže z uporabo različnih polprevodnikov v zaporni plasti. Takšna ločitev detekcije in plazovnega ojačenja omogoča boljše razmerje signal/šum, ker na ta način plazovni mehanizem ne ojačuje nekaterih izvorov temnega toka fotodioda, ki je posledica notranjih termičnih procesov.



Slika 15: Plazovna fotodioda.

Vrednost plazovnega ojačenja lahko nastavljammo tudi z zunanjo izbiro zaporne napetosti na fotodiodi. Faktor množenja narašča z naraščanjem zaporne napetosti, kot prikazuje graf na sliki 18. Še hitreje pa z večanjem zaporne napetosti narašča šum plazovnega preboja. Plazovni preboj vnese veliko šuma, zato je optimalna napetost pod mejo za plazovni preboj.

Slabost posebej izdelanega sloja za množenje je v tem, da poveča odzivni čas detekcije. Z APD lahko detektiramo samo signale, ki imajo bitni pretok manjši od 10 Gbit/s.



Slika 16: Graf razmerja S/N pri plazovni fotodiodi.

Silicij ima zelo primerno število fotonov, ki so potrebni za detekcijo enega bita, vendar na žalost na za telekomunikacije neuporabni valovni dolžini.

	$M$	$U_{optimalna}$	$N_f / \text{bit}$
Si	$\approx 100$	$\approx 100 \text{ V}$	60 ( $N_2$ hlajenje)
Ge	$\approx 10$	$\approx 30 \text{ V}$	300
InGaAsP	$\approx 20$	$\approx 70 \text{ V}$	200

Slika 17: Tabela različnih snovi in njihovih lastnosti za plazovne fotodiode.

Z višanjem temperature optimalna napetost narašča.

**Primer:**

Izračunajte faktor plazovnega ojačenja  $M$  fotodiode, ki daje pri vhodni svetlobni moči  $P=1 \text{ mW}$  na valovni dolžini  $\lambda=1,3 \text{ }\mu\text{m}$  električni tok  $I=10 \text{ mA}$ . Plazovna fotodioda ima brez pritisknjene zaporne napetosti kvantni izkoristek  $\eta=0,6$ . ( $h=6,624 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ ,  $c_0=3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ,  $Q_e=-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ )

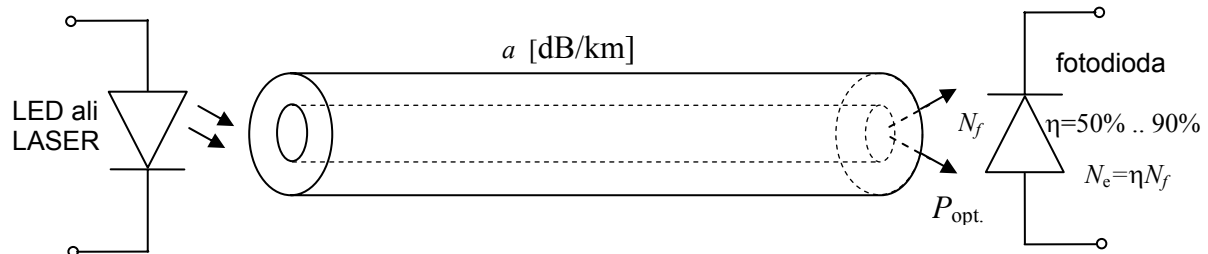
$$P = \frac{dW_f}{dt} = hf \cdot \frac{dN_f}{dt} = h \cdot \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{dN_f}{dt}$$

$$I = \frac{dQ}{dt} = |Q_e| \cdot \frac{dN_e}{dt} = M\eta|Q_e| \cdot \frac{dN_f}{dt} = M\eta|Q_e| \cdot \frac{P\lambda}{hc}$$

$$M = \frac{Ihc}{\eta|Q_e|P\lambda} = \frac{10 \cdot 10^{-3} \text{ A} \cdot 6,624 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{0,6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As} \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = \underline{\underline{15,9}}$$

## 16. Šumi v optičnih komunikacijah

Optična zveza je sestavljena iz vira svetlobe (LED ali LASER), optičnega vlakna in detektorske fotodiode, kot prikazuje slika 1. Domet zveze je določen s slabljenjem optičnega vlakna  $a$ , ki ga običajno podajamo v dB/km in podaja koliko fotonov se je v optičnem vlaknu izgubilo. Na izhodu optičnega vlakna je signal z močjo  $P_{opt.}$ , ki vsebuje  $N_f$  fotonov. Izkoristek fotodiode  $\eta$ , ki je običajno dovolj velik, definira število pridobljenih elektronov. Skoraj vsak foton naredi en elektron, kar pomeni da pri tem nimamo velikih izgub.



Slika 1: Zveza po optičnem vlaknu.

Energija enega elektrona znaša

$$W_e = |Q_e|U = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1 \text{ eV} , \tag{1}$$

kjer je  $Q_e$  naboj elektrona  $-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ .

Ker je izkoristek fotodiode velik, ga lahko zanemarimo. Kar pomeni, da mora imeti foton, ki izbije elektron, ekvivalentno energijo

$$W_f = h \cdot f = h \cdot \frac{c_0}{\lambda_0} , \tag{2}$$

kjer je Plankova konstanta  $h=6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ ,  $h_s=6,625 \cdot 10^{-34} \text{ W s}^2$ .

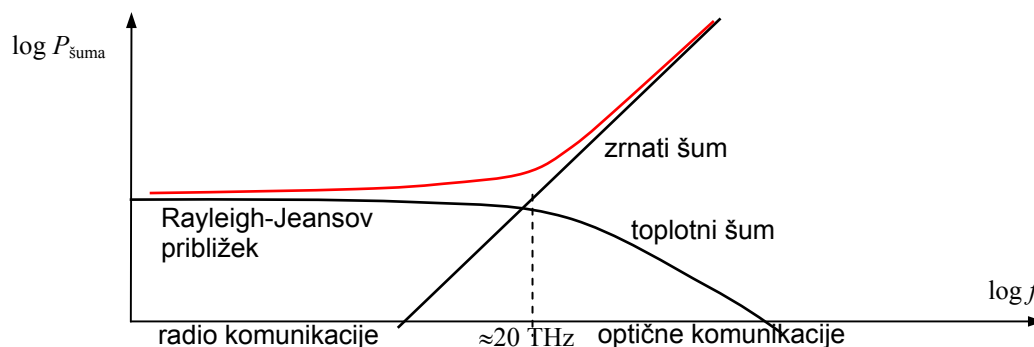
**Primer:** Izračunajte kvant energije elektrona, ki nastane pri 100% izkoristku pretvorbe svetlobe z valovno dolžino  $\lambda=1,55 \text{ }\mu\text{m}$  na fotodiodi

$$W_f = h \cdot f = h \cdot \frac{c_0}{\lambda_0} = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1,55 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = \underline{1,3 \cdot 10^{-19} \text{ J}}$$

Fotoni imajo pri sobni temperaturi (25 K+273 K) energijo

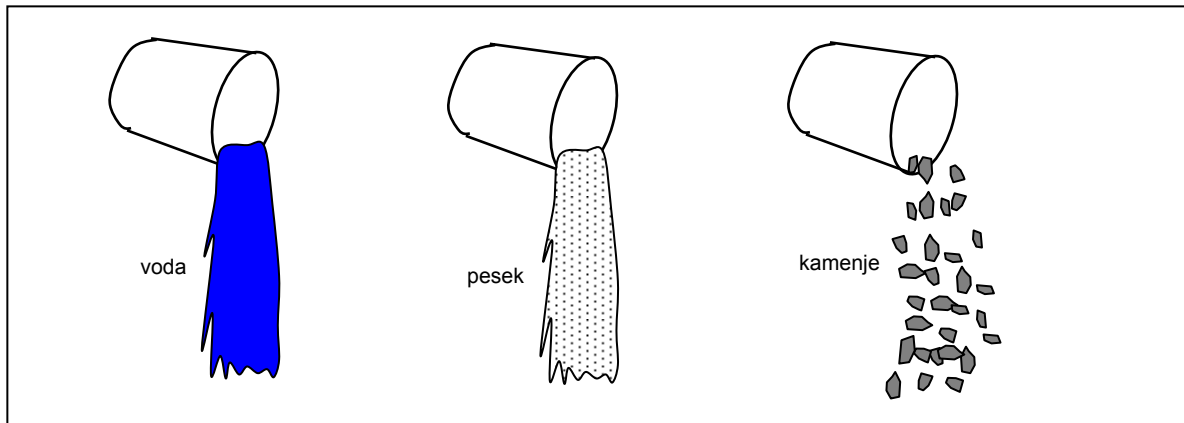
$$k_B \cdot T \approx 26 \text{ meV} , \tag{3}$$

kjer je  $k_B$  Boltzmanova konstanta  $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ . Energija fotona pri sobni temperaturi je precej manjša od energije, ki je potrebna za nastanek enega elektrona. S pomočjo toplote pridobljeni elektroni ustvarjajo **toplotni šum**, katerega frekvenčni potek prikazuje slika 2. Toplotni šum je v optiki zanemarljiv, ker imamo pri sobni temperaturi fotoni premalo energije. V radijskih komunikacijah, ki se dogajajo pri nižjih frekvencah, pa je toplotni šum omejujoč dejavnik.



Slika 2: Jakost toplotnega in kvantnega šuma v odvisnosti od frekvence.

Do fotodiode pride vedno celo število fotonov, kar vodi v pojav zrnatosti in s tem v **zrnati** (angl. shot) oziroma **kvantni šum**. Zrnat šum simbolično lahko razložimo z vrčem vode, peska ali kamenja, kot prikazuje slika 3. Optični signal ni zvezen (kot voda), temveč zrnat (kot kamenje).



Slika 3: Ponazoritev zrnatosti na primeru različnih snovi.

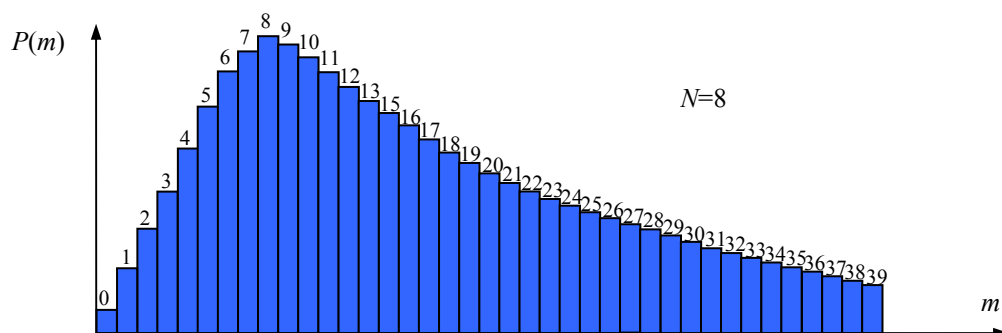
Velikost kvantnega šuma je odvisna od energije fotona. Valovanja višjih frekvenc, ki so bolj energijaka, torej povzročajo več kvantnega šuma. Obratno ima radijsko valovanje precej nizek kvantni šum, ki je daleč pod mejo termičnega šuma.

### 16.1. Kvantna meja občutljivosti optičnega sprejema

Dogovorimo se, da bomo digitalno zvezo izvedli s prenosom logičnega simbola "1", ko bo svetloba in logičnega simbola "0", ko bo tema. Tema pomeni nič oddanih fotonov, svetloba pa omeni en ali več oddanih fotonov. Na sprejemu dobimo v primeru "0", ko bo tema, nič fotonov. V primeru "1", ko bo svetloba, pa povprečno  $\langle m \rangle$  fotonov, saj se nekateri fotoni na prenosni poti naključno izgubijo. Če se fotoni na prenosni poti ne bi izgubljali, bi za detekcijo logičnega simbola "1", bil dovolj zgolj en foton. Ker pa se fotoni naključno izgubljajo, se podreajo statistični porazdelitvi. Zaradi kvantne narave svetlobe, lahko na fotodiodo pride zgolj celo število fotonov. Fotoni prihajajo v fotodiodo naključno s Poissonovo porazdelitvijo, ki jo za primer povprečnega števila 8 prikazuje slika 4. Pravimo, da je fotodetekcija naključen proces, ki se pokorava Poissonovi gostoti verjetnosti. V povprečju pride do fotodiode  $\langle m \rangle$  fotonov, vendar to pomeni, da je vsako toliko v enem bitu, ki prenaša logično "1", lahko tudi zgolj eden foton ali celo nobenega. Verjetnost, da detektor pride  $m$  fotonov zapišemo

$$P(m) = N^m \cdot \frac{e^{-N}}{m!}, \tag{4}$$

pri čemer je  $e$  osnova naravnih logaritmov,  $N$  je število pojavljanja dogodka,  $m$  pa je pozitivno realno število, ki je enako številu pojavljanja dogodka znotraj enega bita.



Slika 4: Poissonova porazdelitev, ki prikazuje verjetnost, da pride povprečno število fotonov  $N=8$  fotonov, pri dejanskem številu oddanih fotonov  $m$ .

V povprečju pride na detektor  $m$  fotonov vendar se moramo zavedati, da se lahko zgodi tudi situacija, ko se bodo vsi fotoni zgubili. Verjetnost, da pride nič fotonov ( $m=0$ ), je večja od nič in jo zapišemo takole

$$P(0) = N^0 \cdot \frac{e^{-N}}{0!} = e^{-N}. \quad (5)$$

Digitalni prenosni sistem se ovrednoti kot razmerje med napačno sprejetih simbolov in števil vseh oddanih simbolov (angl. Bit Error Rate – BER). Običajno so sistemske zahteve digitalne zveze, da mora imeti verjetnost napačno sprejetega bita reda  $10^{-9}$ . Pri optičnih komunikacijah so te zahteve še ostrejšje in znašajo do  $10^{-12}$ .

Verjetnost, da bomo kljub oddani logični "1" sprejeli logično "0" mora biti torej za potrebe telekomunikacij vselej manjša od  $10^{-9}$ .

$$P(0) = e^{-N} \leq 10^{-9}$$

Ta nastopi, ko je število elektronov enako

$$N \geq -\ln(10^{-9}) = 20,7$$

$$N_e \geq 21.$$

Kvantno mejo optičnega sprejema lahko torej slikovito izražamo s številom fotonov, ki so potrebni za sprejem z določeno verjetnostjo napake. Število fotonov  $N=21$  na impulz je verjetnost, ki predstavlja idealno spodnjo mejo sprejema pri 100% izkoristku sprejemnika. To je uresničljivo le v idealnih pogojih na kvantni meji sprejema in ni dosegljivo v praksi. Tej meji se v praksi lahko le bolj ali manj uspešno približamo in je nikoli ne dosežemo.

#### Primer:

Izračunajte minimalno optično moč v sprejemniku, ki je potrebna za sprejetje enice v sprejemniku z 100% izkoristkom. Zveza deluje s prenosno hitrostjo  $C=155$  Mbit/s na valovni dolžini  $\lambda=1,3$   $\mu\text{m}$ .

$$W_f = h \cdot f = h \cdot \frac{c_0}{\lambda_0} = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js} \cdot \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{1,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}} = 1,5 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Iz minimalnega števila fotonov za enico in prenosne hitrosti lahko izračunamo ustrezno svetlobno moči, ki jo ima "1"

$$P_{\text{opt. "1"}} = \frac{N_f \cdot W_f}{t} = N_f W_f C.$$

$$P_{\text{opt. "1"}} = N_f W_f C = 21 \cdot 1,5 \cdot 10^{-19} \text{ J} \cdot 155 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} = 7 \cdot 10^{-10} \text{ W} = \underline{\underline{0,5 \text{ nW}}}$$

$$P_{\text{dBm}} = 10 \cdot \log \frac{P_{\text{opt. "1"}}}{1 \text{ mW}} = \underline{\underline{-63 \text{ dBm}}}$$

Informacijska tehnologija nas uči, da največ informacij prenesemo, če imamo 50 % enic in 50 % ničel. Ker je optična moč za "0" enaka nič, je povprečna moč ob predpostavki enakega števila obeh simbolov, ki enako dolgo trajajo, kar povprečna vrednost

$$P_{\text{opt.}} = \frac{P_{\text{opt. "1"}} + P_{\text{opt. "0"}}}{2} = \frac{1}{2} P_{\text{opt. "1"}} = 0,35 \text{ nW} = \underline{\underline{-66 \text{ dBm}}}$$

Pri upoštevanju kvantnega izkoristka fotodiode  $\eta$ , je število fotonov za "1" enako

$$N_f \geq \frac{N_e}{\eta}. \quad (6)$$

**Primer:**

Izračunajte minimalno optično moč v sprejemniku iz zgornjega primera, če ima fotodioda 60% izkoristek.

$$N_f \geq \frac{N_e}{\eta} = \frac{21}{0,6} = 35$$

$$\eta = 60\% \longrightarrow -2 \text{ dB}$$

$$P_{\text{opt.}} = \frac{P_{\text{opt.}''1''} + P_{\text{opt.}''0''}}{2} = \underline{\underline{-64 \text{ dBm}}}$$

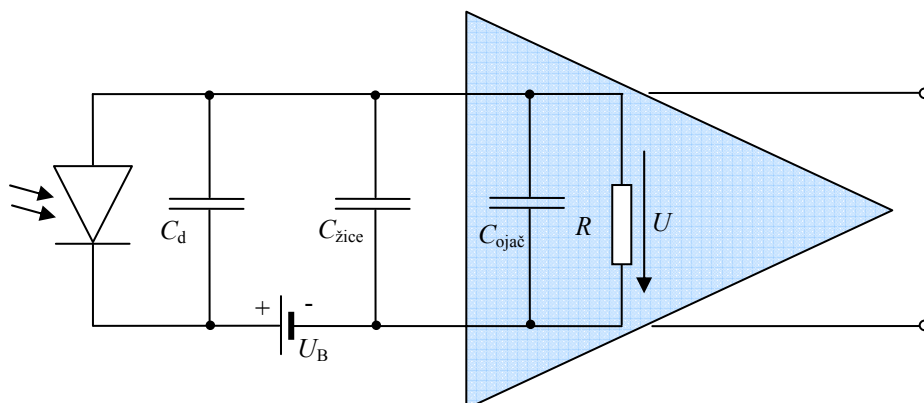
Iz zgornjega izvajanja opazimo, da pri višjih prenosnih hitrostih potrebujemo več optične moči na sprejemniku.

## 16.2. Termična meja občutljivosti optičnega sprejema

Vsa dosedanja izpeljava temelji na tem, da lahko znamo posamezen elektron, ki je nastal v fotodiodi. Preverimo, če je to sploh mogoče, ali nas pri tem ovira termični šum.

Optični sprejemnik je zgrajen iz fotodiode in električnega ojačevalnika, kot prikazuje slika 5. Fotodioda ima zaradi svoje površine neko kapacitivnost  $C_d$ , ki je tem večja čim večja je površina fotodiode. Običajno znaša med 0,1 pF in 1 pF. Ojačevalnik ima notranjo upornost  $R$  in kapacitivnost  $C_{\text{ojač}}$ , ki prav tako običajno znaša med 0,1 pF in 1 pF. Fotodiodo in ojačevalnik povezuje bondirna žica, ki ima tudi svojo kapacitivnost  $C_{\text{žice}}$ . Vsota parazitnih kapacitivnosti znaša tedaj okoli 1pF, od česar odpade več kot polovica na PIN fotodiodo.

V primeru hitrih fotodiod je njena notranja kapacitivnost pod pikosekundo. V primeru velikih sprejemniških fotodiod (primer IR telekomanda) pa notranja kapacitivnost presega 100 ps.



Slika 5: Nadomestno vezje fotodiode priključene na ojačevalnik za šibke signale.

Napetost na vходу ojačevalnika je odvisna od vsote vseh kapacitivnosti. En detektiran elektron bo ustvaril napetost, pri čemer je elektrina enega elektrona deljena s parazitsko kapacitivnostjo. Nato pa se bo kondenzator spraznil preko vhodne ojačevalnikove upornosti. Več kot bo v fotodiodi ustvarjenih elektronov, večja bo napetost na vhodni upornosti ojačevalnika.

**Primer:**

Izračunajte napetost na vhodu ojačevalnika za optični sprejemnik, ki deluje na kvantni meji in potrebuje za sprejem enice zgolj 21 fotonov. Fotodiode ima 100% izkoristek in notranjo kapacitivnost  $C_d=0,5$  pF. Ojačevalnik ima vhodno kapacitivnost  $C_{ojač}=0,4$  pF. Fotodiode in ojačevalnik povezuje bondirna žica, ki ima kapacitivnost  $C_{žice}=0,1$  pF.

$$U = \frac{Q}{C}$$

$$U_{\text{sprejetega signala}} = \frac{N_e |Q_e|}{C_d + C_{ojač} + C_{žice}} = \frac{21 \cdot |-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}|}{1 \text{ pF}} = 3,4 \mu\text{V}$$

Po zgornjem primeru bo vsak elektron na vhodu sprejemnika povzročil padec napetosti enak  $0,16 \mu\text{V}$ . V kolikor želimo zaznati en elektron moramo znati izmeriti to nizko napetost. Na žalost ima električni ojačevalnik na svojem vhodu termični šum, ki nas moti pri meritvi nizke napetosti. Moč termičnega šuma znaša

$$P_N = B \cdot k_B \cdot T \quad (7)$$

Pri tem je  $k_B$  Boltzmann-ova konstanta, ki znaša  $1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K,  $T$  je temperatura upora in  $B$  pasovna širina, ki je omejena z skupno kapacitivnostjo in upornostjo RC vezja.

$$\omega = 2\pi B = \frac{1}{R \cdot C} = \frac{1}{R \cdot (C_d + C_{ojač} + C_{žice})} \quad (8)$$

Šum je naključna vrednost, torej lahko govorimo zgolj o efektivni napetosti šuma. Efektivna napetost šuma, ki se pojavi na vhodu ojačevalnika potemtakem znaša

$$U_{\text{Neff}} = \sqrt{P_N \cdot R} = \sqrt{B \cdot k_B \cdot T \cdot R} = \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{2\pi(C_d + C_{ojač} + C_{žice})}} \quad (9)$$

$R$  vhodna se v zgornjem računu okrajša, vendar to še ne pomeni, da je pri načrtovanju impedančne prilagoditev nepomembna (glej poglavje 18).  $R$  vhodno je potrebno pravilno nastaviti za želeno bitno hitrost.

**Primer:**

Izračunajte napetost šuma na vhodu ojačevalnika za optični sprejemnik iz zgornjega primera. Ojačevalnik z notranjo upornostjo  $R$  se nahaja na sobni temperaturi  $T=300$  K.

$$U_{\text{Neff}} = \sqrt{\frac{k_B \cdot T}{2\pi(C_d + C_{ojač} + C_{žice})}} = \sqrt{\frac{1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \cdot 300 \text{ K}}{2\pi \cdot 1 \frac{\text{As}}{\text{V}}}} = 25 \mu\text{V}$$

Iz zgornjega primera vidimo, da je napetost na vhodu ojačevalnika povzročena zaradi šuma več kot 100-krat večja od napetosti, ki jo povzroči sprejem enega elektrona. Zaradi tako visoke vrednosti v praksi optični detektorji ne morejo delovati na kvantni meji.

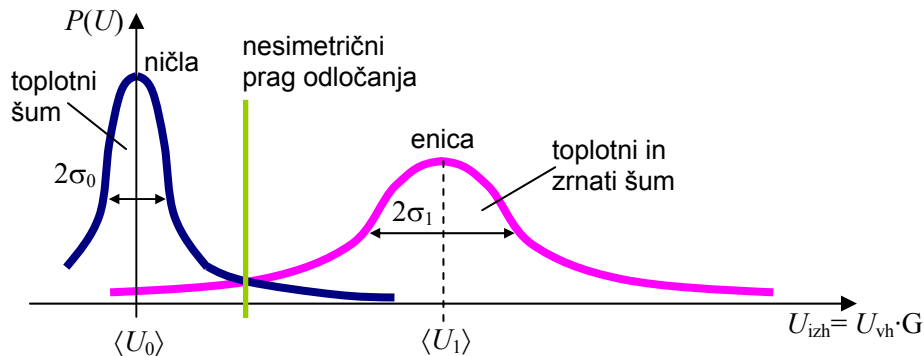
Termični šum je glede na zgornji izraz mogoče zmanjšati z:

- znižanjem temperature (dokaj nepraktično), na ta način lahko zmanjšamo za faktor 3x, kar pomeni 5 dB.
- zmanjšanjem kapacitivnosti (tehnologija InP omogoča integracijo fotodiode in ojačevalnika, kar zniža kapacitivnost), Nižja kapacitivnost izboljša šumne razmer, ker šum narašča s korenem kapacitivnosti, napetost sprejetega signala pa narašča linearno s kapacitivnostjo.
- prilagoditvijo impedance med fotodiode in ojačevalnikom.
- ojačanjem konvektivnega električnega toka, preden se pretvori v konduktivni tok.



### 16.3. Odločanje o verjetnosti digitalnega signala

Na izhodu sprejemniškega ojačevalnika se je glede na vrednost izhodne napetosti  $U_{izh}$  potrebno odločiti ali smo sprejeli enico ali ničlo. V področju ničle prevladuje termični šum sprejemnika, zaradi neprisotnosti fotonov in majhnega temnega toka fotodiode. V področju enice sta prisotna tako kvantni kot termični šum, kar vpliva na razširjeno vrednost okrog enice, kot prikazuje slika 6. Iz tega razloga je v optičnih komunikacijah smiselno uporabiti nesimetrični prag odločanja in mejo odločanja premakniti proti ničli, kjer je manj šuma.



Slika 6: Odločanje o vrednosti digitalnega signala, onesnaženega s šumom.

Krivulja verjetnosti v področju enice je širša in posledično nižje, kot krivulja v področju ničle. Statistično občutljivost sprejema podredimo v približku zakonitosti termičnega šuma, to je Gaussovi (normalni) gostoti verjetnosti. Ta približek je najbolj upravičen v intervalu ničle, ker tam prevladuje termični šum. Zaradi prisotnosti šuma je detektirana vrednost razmazana okrog srednje vrednosti. Statistično gledano je efektivna vrednost termičnega šuma, izračunanega v prejšnjem poglavju, sigma okrog ničle.

Kot vidimo iz zgornje slike, obstaja sicer majhna, a določena vrednost, da signal v intervalu 0 prekorači odločitveni nivo in da signal v intervalu 1 pade pod ta nivo. Oboje pomeni napako odločitve in s tem napako sprejema.

Razmerje  $Q$  je definirano kot razmerje razlik povprečne vrednosti enice in ničle, ter vsote srednjega kvadratnega odstopanja enice in ničle

$$Q = \frac{\langle U_1 \rangle - \langle U_0 \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (10)$$

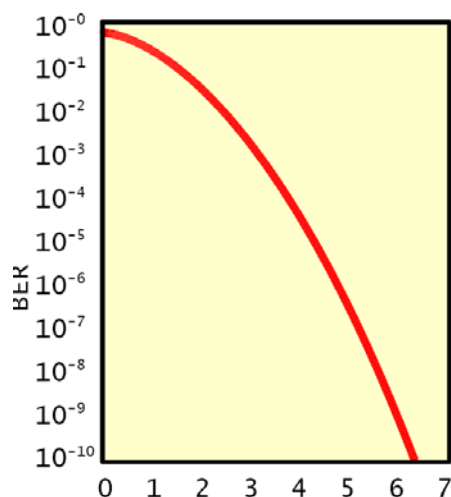
Če predpostavimo, da je toplotni šum mnogo večji od zrnatega šuma v področju enice, lahko verjetnost napake zapišemo kot

$$BER = P_{napake} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{\sqrt{\frac{P_S}{P_N}}}{2\sqrt{2}} \right) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{U_{signala}}{2\sqrt{2}U_{Neff}} \right) \quad (11)$$

Pri čemer je  $\operatorname{erfc}$  komplementarna funkcija pogreškov

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-y^2} dy \quad (12)$$

Visok toplotni šum ojačevalnika ima za posledico veliko pogostost napak v digitalni zvezi.



V kolikor želimo verjetnost napake  $10^{-6}$  je za napetost signala dovolj, da vzamemo 10-krat večjo vrednost od napetosti šuma. Po zgornjem primeru mora biti napetost signala vsaj  $250 \mu\text{V}$ .

#### Primer:

Za doseganje verjetnosti napak  $10^{-10}$  pri odločanju, mora znašati  $Q=6,5$ . Vzemimo, da je zaradi termičnega šuma sigma ničle  $\sigma_0=45 \mu\text{V}_{\text{eff}}$ . Če zanemarimo zrnati šum je tudi  $\sigma_1=45 \mu\text{V}_{\text{eff}}$ . Izračunajte povprečno napetost enice  $\langle U_1 \rangle$ , če privzamemo, da je povprečna vrednost ničle  $\langle U_0 \rangle$  enaka nič.

$$\langle U_1 \rangle = Q \cdot (\sigma_1 + \sigma_0) = 6,5 \cdot (45 \mu\text{V}_{\text{eff}} + 45 \mu\text{V}_{\text{eff}}) = 580 \mu\text{V}_{\text{eff}}$$

#### Primer:

Izračunajte potrebno število fotonov za verjetnost odločanja z manj kot  $10^{-10}$  napak. Fotodioda naj ima izkoristek 60%. Napetost, ki jo povzroči en ustvarjen elektron, pa naj znaša  $0,5 \mu\text{V}$ .

$$U_e = \frac{|Q_e|}{C_d + C_{\text{ojač}} + C_{\text{žice}}} = \frac{|-1,6 \cdot 10^{-19} \text{As}|}{0,3 \text{pF}} = 0,5 \mu\text{V}$$

$$N_e = \frac{\langle U_1 \rangle}{|Q_e| / (C_d + C_{\text{ojač}} + C_{\text{žice}})} = \frac{580 \mu\text{V}}{0,5 \mu\text{V}} = 1160 \text{ elektronov}$$

Potrebno število fotonov za enico je

$$N_f = \frac{N_e}{\eta} = \frac{1160}{0,6} = 1930 \text{ fotonov}$$

Ker smo zanemarili zrnati šum, se moramo zavedati, da bo v resnici potrebno še večje število fotonov za enico.

#### Primer:

Izračunajte povprečno optično moč za zgornji primer, ko je za enico potrebno približno 2000 fotonov.

Povprečno število fotonov znaša  $\langle N_f \rangle \approx 1000$  fotonov

$$\langle P_{\text{opt}} \rangle \approx 1,3 \mu\text{W}$$

Občutljivost svetlobnih sprejemnikov za  $BER=10^{-6}$

vrsta RX @ 1550nm	$\frac{\langle N_f \rangle}{bit}$	155Mb/s	622Mb/s	2.5Gb/s	10Gb/s	40Gb/s
idealni	10.5	-66.8 dBm	-60.8 dBm	-54.7 dBm	-48.7 dBm	-42.7 dBm
vrhunski poskus	50	-60dBm	-54dBm	-48dBm	-41.9 dBm	-35.9 dBm
APD-FET	200	-54dBm	-48dBm	-41.9 dBm	-35.9 dBm	-29.9 dBm
PIN-FET	1000	-47dBm	-41dBm	-34.9 dBm	-28.9 dBm	-22.9 dBm
PIN nizka-Z	$10^4$	-37dBm	-31dBm	-24.9 dBm	-18.9 dBm	-12.9 dBm