

# Fotorefraktivni materiali

Avtor: Peter Jakopič

maj 2008

## **Povzetek**

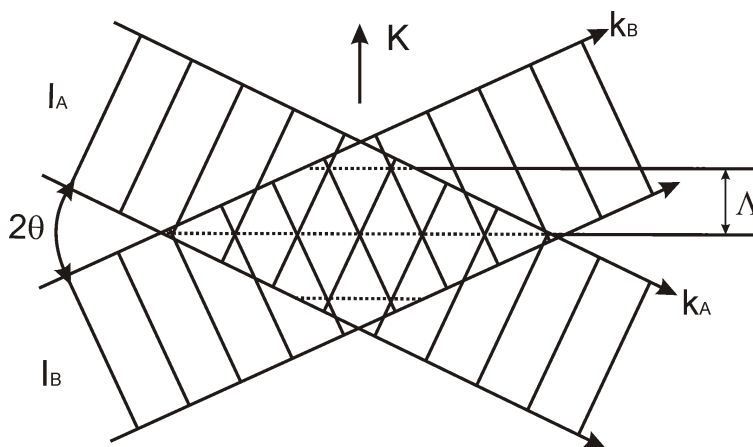
Fotorefraktivni materiali so posebna vrsta nelinearnih optičnih materialov, v katerih svetloba povzroča lokalno spremembo lomnega količnika. V seminarju predstavimo mehanizem delovanja fotorefraktivnosti in opišemo najpogostejše fotorefraktivne materiale ter najpomembnejša področja uporabe.

# 1 Uvod

Fotorefraktivnost je nelinearni optični pojav v dielektričnem mediju, pri katerem svetloba povzroča spremembo lokalnega lomnega količnika. Efekt je prvi opazoval Ashkin leta 1966 pri eksperimentiranju z anorganskim kristalom  $\text{LiNbO}_3$  in  $\text{LiTaO}_3$  med preučevanjem nelinearnega podvojevanja frekvence [1]. Sprva je efekt predstavljal neželjeno motnjo, le dve leti za tem pa je Chen s sodelavci predvidel uporabnost fotorefraktivnosti za holografsko shranjevanje podatkov, ki je ena od najzanimivejših aplikacij fotorefraktivnih materialov [1]. V naslednjem poglavju bomo definirali osnovne pojme ter zapisali osnovne principe, ki stojijo za pojavom fotorefraktivnosti. Poleg omenjenih anorganskih kristalov je fotorefraktivnost mogoče srečati v vrsti različnih materialov, ki ima vsak svoje specifične lastnosti, kar si bomo ogledali v tretjem poglavju. V četrtem poglavju si bomo ogledali dve najpomembnejši področji uporabe fotorefraktivnosti: holografsko shranjevanje podatkov ter mešanje valov oz. fazno konjugacijo.

## 2 Fotorefraktivnost

Skupni imenovalec fotorefraktivnih materialov je vpliv svetlobe na lomni količnik osvetljenega medija. Energija svetlobe vzbudi nosilce naboja v mediju, ti pa se zaradi difuzije ter lokalnega gradienta električnega polja premaknejo na mesto, kjer je energija svetlobe manjša ter tam preidejo nazaj v osnovno stanje. Pogoji za to je stacionarno elektromagnetno polje v snovi, kar dosežemo z interferenco dveh koherentnih valov z enako frekvenco (slika 1).



Slika 1: Interferenca dveh koherentnih valov  $I_A$  in  $I_B$ . Polne črte označujejo valovne fronte, črtkana črta pa predstavlja nastali stacionarni profil intenzitete svetlobnega toka, ki ga opišemo z valovnim vektorjem  $\mathbf{K}$ .  $\Lambda$  je perioda stacionarnega vala. Stacionarni svetlobni profil povzroča prostorsko variacijo lomnega količnika.

Ravna valova lahko zapišemo kot:

$$\mathbf{E}_{A,B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_{A,B} \exp(i(\mathbf{k}_{A,B} \cdot \mathbf{r} + \phi_{A,B})) \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

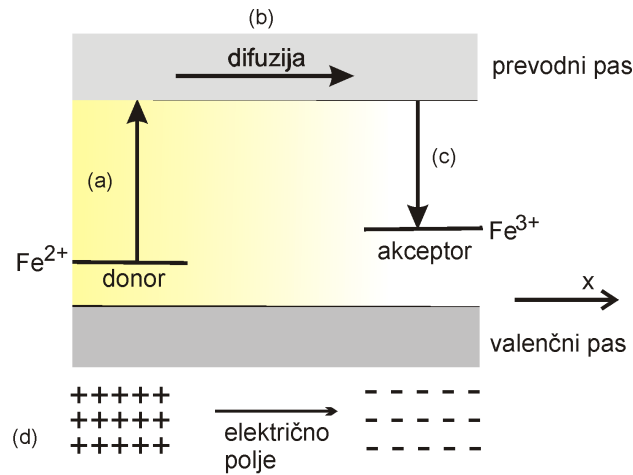
kjer sta  $\mathbf{A}_{A,B}$  vektorja, ki vsebujeta amplitudo in polarizacijo,  $\mathbf{k}_{A,B}$  valovna vektorja posameznih žarkov in  $\phi_{A,B}$  fazna zamika posameznih valov. Njuna vsota je potem:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_B = \mathbf{A}_A \exp(i(\mathbf{k}_{A,B} \cdot \mathbf{r} + \phi_A)) \exp(-i\omega t) + \mathbf{A}_B \exp(i(\mathbf{k}_B \cdot \mathbf{r} + \phi_B)) \exp(-i\omega t). \quad (2)$$

Intenziteta je produkt polja s kompleksno konjugiranim delom, kar prinese:

$$|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 = \mathbf{A}_A^2 + \mathbf{A}_B^2 + 2\mathbf{A}_A \cdot \mathbf{A}_B \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \Delta\phi), \quad (3)$$

kjer smo s  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_B - \mathbf{k}_A$  označili vektor nastalega stacionarnega vala, za katerega velja  $\mathbf{K} = 2\pi/\Lambda$ ;  $\Lambda$  je njegova perioda. Enačba (3) opisuje prostorsko porazdelitev intenzitete svetlobnega toka v območju prekrivanja valov in je od časa neodvisna. Fotorefraktivni kristali imajo poleg valenčnega in prevodnega pasu tudi vmesne energijske nivoje, ki so posledica dopiranih donorjev in akceptorjev. Svetlobni tok se absorbira v točki konstruktivne interference pri čemer vzbudi elektrone iz donorskih nivojev v prevodni pas. Elektroni v prevodnem pasu potujejo zaradi difuzije v smeri manjše koncentracije elektronov, to je v smeri manjše intenzitete polja oz. proti območju destruktivne interference, kjer se rekombinirajo na akceptorskih nivojih.<sup>1</sup> Zaradi periodične variacije celotnega naboja v tako osvetljenem materialu nastane periodično električno polje, ki preko elektrooptičnega efekta vpliva na lomni količnik materiala. Na sliki 2 vidimo poenostavljeno shemo dopiranega  $\text{LiNbO}_3$ , kjer ioni železa zagotavljajo primerne nivoje za pojav fotorefraktivnosti.



Slika 2: Shema energijskih nivojev v fotorefraktivnem materialu. Rumena barva prikazuje intenziteto stacionarnega svetlobnega polja. V točki konstruktivne interference se elektroni vzbudijo (a) iz donorskih nivojev (primer  $\text{Fe}^{2+}$  v kristalu  $\text{LiNbO}_3$ ) v prevodni pas, kjer zaradi neenakomerne porazdelitve gibljivih elektronov pride do difuzije (b). Del elektronov se pomakne v območje destruktivne interference, kjer se rekombinirajo (c) na akceptorskih nivojih ( $\text{Fe}^{3+}$ ). Skupno nastane presežek pozitivnega naboja v osvetljenem območju, zaradi česar se ustvari lokalno električno polje, ki sčasoma ustavi difuzijo. Po izklopu interferenčnega polja je del elektronov negibljivo ujet v akceptorskih nivojih, zaradi česar v snovi ostane spremenljivo električno polje, ki trajno modulira lomni količnik.

Nastanek odvisnosti lomnega količnika od svetlobe opišemo z zasedbenimi enačbami. Naj bo  $n(x)$  gostota prostih nosilcev naboja (npr. elektronov v prevodnem pasu) in  $N_D$  gostota

<sup>1</sup>Pomembno je razumeti dve možni vlogi akceptorjev in donorjev v fotorefraktivnem materialu. V primeru, da so večinski nosilci naboja elektroni, donorski nivoji služijo kot izvor elektronov, akceptorski nivoji pa kot pasti za elektrone v območju destruktivne interference. Prenos naboja v tem primeru poteka v prevodnem pasu. V primeru, da so večinski nosilci naboja vrzeli, je situacija drugačna: akceptorji služijo kot izvor vrzeli, ki potujejo po valenčnem pasu in se v neosvetljenem delu rekombinirajo na donorskih nivojih. Sočasen obstoj vrzeli v valenčnem pasu in elektronov v prevodnem pasu tako izničuje efekt fotorefraktivnosti, saj se tako vrzeli kot elektroni zaradi difuzije gibljejo proti temnemu območju, zaradi česar ne pride do lokalnega električnega polja in s tem spremembe lomnega količnika [1].

neioniziranih donorjev.  $I(x)$  je številska gostota toka fotonov zaradi interference, ki jo dobimo iz enačbe (3) in podobne enačbe za magnetno polje. Obravnavali bomo poenostavljen primer, v katerem imamo le eno vrsto fotorefraktivnih centrov, pri čemer donorje predstavljajo neionizirani, akceptorje pa ionizirani atomi iste snovi. Dobimo zasedbeni enačbi [2]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = s(N_D - N_D^+)I(x) - \gamma n(x)N_D^+ - \frac{1}{e}\nabla \cdot \mathbf{J}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_D}{\partial t} = -s(N_D - N_D^+)I(x) + \gamma n(x)N_D^+ = -\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e}\nabla \cdot \mathbf{J}, \quad (5)$$

kjer je  $N_D^+$  gostota ioniziranih donorskih nivojev,  $s$  presek za absorpcijo,  $\gamma$  rekombinacijska konstanta,  $e$  naboj elektrona in  $\mathbf{J}$  lokalna gostota toka v prevodnem pasu. Prvi člen na desni strani enačbe (4) predstavlja vzbujanje, drugi rekombinacijo elektronov. Zadnji člen opisuje gibanje vzbujenih elektronov zaradi difuzije in lokalnega električnega polja. V stacionarnem stanju se števili elektronov in vzbujenih donorjev s časom ne spreminjata in dobimo [2]:

$$s(N_D - N_D^+)I(x) = \gamma n(x)N_D^+ \quad \text{in} \quad (6)$$

$$\frac{1}{e}\nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (7)$$

Iz enačbe (6) dobimo izraz za gostoto elektronov:

$$n(x) = \frac{s}{\gamma} \frac{N_D - N_D^+}{N_D^+} I(x). \quad (8)$$

Tok je v skladu z enačbo (7) lahko kvečjemu enak konstanti, kar bi zahtevalo zunanje polje, ki ga v našem primeru ni. Lokalno spreminjanje osvetlitve tako povzroča lokalno spremembo gostote naboja, kar ustvari električno polje, ki v stacionarnem stanju ravno ustavi tok zaradi difuzije:

$$J = e\mu_e n(x)E(x) - k_B T \mu_e \frac{dn}{dx} = 0, \quad (9)$$

kjer je  $J$  velikost gostote toka,  $\mu_e$  mobilnost elektronov,  $k_B$  Boltzmannova konstanta in  $T$  temperatura. Dobimo:

$$E(x) = \frac{k_B T}{e} \frac{1}{n(x)} \frac{dn}{dx}. \quad (10)$$

Električno polje vpliva na lomni količnik materiala zaradi elektrooptičnega pojava preko enačbe [2]:

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2}n^3 r E(x), \quad (11)$$

kjer je  $r$  elektrooptični keficient in  $n$  lomni količnik materiala. Če zanemarimo odvisnost  $N_D/N_D^+ - 1$  od  $x$  iz enačbe (10), dobimo<sup>2</sup>:

$$E(x) = \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I(x)} \frac{dI}{dx} \quad (12)$$

oziroma

$$\Delta n(x) = -\frac{1}{2}n^3 r \frac{k_B T}{e} \frac{1}{I(x)} \frac{dI}{dx}. \quad (13)$$

V enostavnem modelu smo zanemarili še vrsto drugih efektov, ko je fotovoltaičnost, prevodnost materiala, obstoj akceptorjev (vrzeli), obstoj zunanjega polja itd., ki v različnih

<sup>2</sup>Ta zanemaritev je smiselna le v primeru, ko so donorji ionizirani že zaradi drugih procesov, ki niso odvisni od  $x$ , sprememba v ionizaciji zaradi  $I(x)$  pa prinese le majhno spremembo [2].

materialih različno vplivajo na končni odziv. Kljub temu iz izpeljave vidimo nekaj osnovnih zakonitosti fotorefraktivnih materialov.

Bistvena razlika med fotorefraktivnostjo in drugimi nelinearnimi pojavi (npr. Kerr-ov, Ramanov, Brillouinov efekt [2]) je v tem, da prve ne moremo opisati s preprostim modelom nelinearne susceptibilnosti. Potreben je izračun lokalnega električnega polja  $\mathbf{E}$ , ki se razlikuje v različnih materialih glede na različne snovne parametre, ki določajo lokalni tok nosilcev naboja  $\mathbf{J}$ . V primerjavi z drugimi nelinearnimi pojavi fotorefraktivnost zaznamujejo naslednje ključne lastnosti [3]:

- manjše intenzitete pri katerih pride do pojava (vrednosti do  $\text{mW}/\text{cm}^2$ ),
- počasnejši odziv zaradi difuzije ter procesa absorpcije in rekombinacije,
- elektroni so ujeti v akceptorskih nivojih, zaradi česar vzorec ostane zapisan v snovi tudi po izklopu svetlobnega toka,
- fazni zamik med variacijo lomnega količnika in osvetlitvijo (kar vidimo tudi v enačbi (13): odvod sinusno spreminjajoče intenzitete nam da kosinusno spreminjanje lomnega količnika),
- velika občutljivost na nečistoče oz. dopiranje in
- možnost brisanja zapisanega vzorca z enakomernim osvetljevanjem.

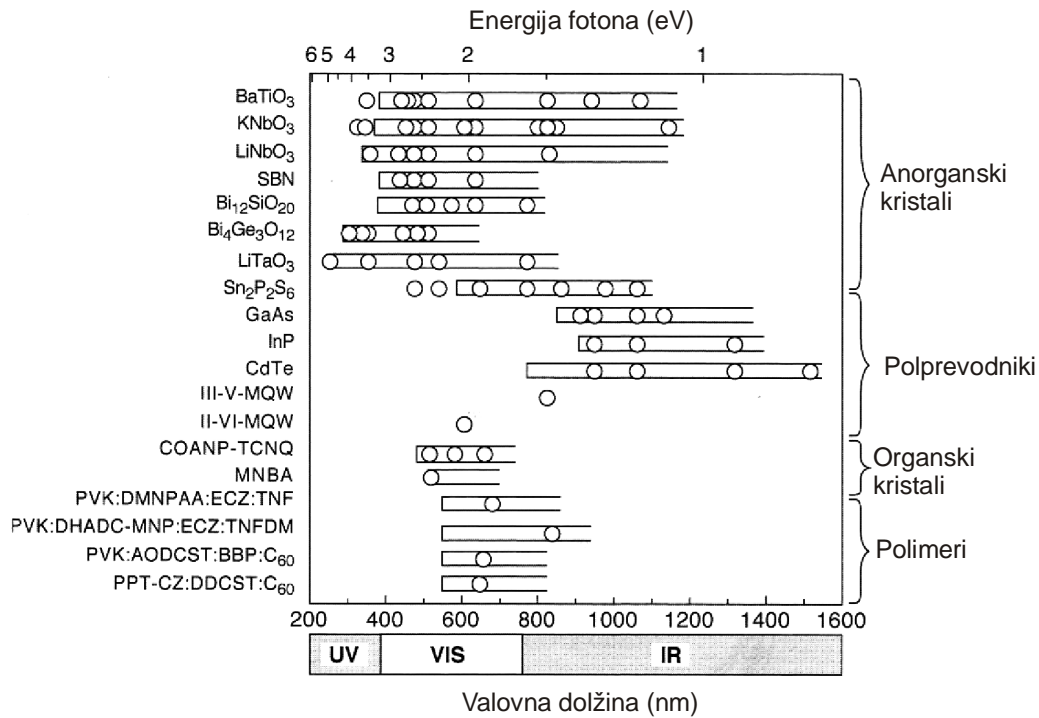
Možnost trajnega zapisa določenega vzorca v fotorefraktivno snov je podlaga za izdelavo hologramov, pri katerih v snovi shranjujemo informacije v obliki moduliranih periodičnih sprememb lomnega količnika. Spreminjanje lomnega količnika s pomočjo svetlobe s pridom uporabljamo v različnih optičnih elementih, kot so fazno konjugirana zrcala, optični ojačevalniki ipd. (več v četrtem poglavju).

### 3 Materiali

Prva materiala, v katerih so opazovali fotorefraktivnost, sta bila anorganska kristala  $\text{LiNbO}_3$  in  $\text{LiTaO}_3$ . Sprva je efekt predstavljal optične poškodbe materiala, zelo kmalu pa so odkrili uporabnost pri holografskem shranjevanju podatkov. Že v letu 1975 je Staebler s sodelavci objavil rezultate postopka, s katerim je na kos  $\text{LiNbO}_3$ , dopiranega z železom, mogoče posneti do 500 termično obstojnih hologramov [1]. Poleg anorganskih kristalov obstaja še vrsta drugih materialov, ki so primerni za fotorefraktivne aplikacije. Slika 3 prikazuje različne snovi, pri katerih so potrdili fotorefraktivnost. Poleg naštetih skupin poznamo še dopirane tekoče kristale ter posebne vrste dopiranega kvarčnega stekla [4].

Prednosti in slabosti fotorefraktivnih materialov izrazimo z različnimi parametri, ki opisujejo lastnosti povezane s fotorefraktivnostjo. Najpomembnejša parametra sta uklonski izkoristek ter hitrost odziva (ang: growth rate  $\tau^{-1}$ ). Uklonski izkoristek meri razmerje med sipano svetlobo in vpadno svetlobo in je predvsem pomemben v holografiji (več v naslednjem poglavju). Histrost odziva meri karakteristični čas, v katerem se v materialu vzpostavi stacionarna razporeditev lokalnega naboja. Optimalni fotorefraktivni materiali imajo velik uklonski izkoristek ter veliko hitrost odziva (slika 4).

Anorganski kristali so kot prvi, v katerih so opazili fotorefraktivnost, še vedno osrednje snovi za izdelavo hologramov. Litijev niobat ( $\text{LiNbO}_3$ ) in litijev tantalat ( $\text{LiTaO}_3$ ) imata poleg fotorefraktivnosti še vrsto zanimivih fizikalnih lastnosti, kot so piezoelektričnost, feroelektričnost, piroelektričnost in dvolomnost [4], zaradi česar kljub ne najhitrejšim odzivom še

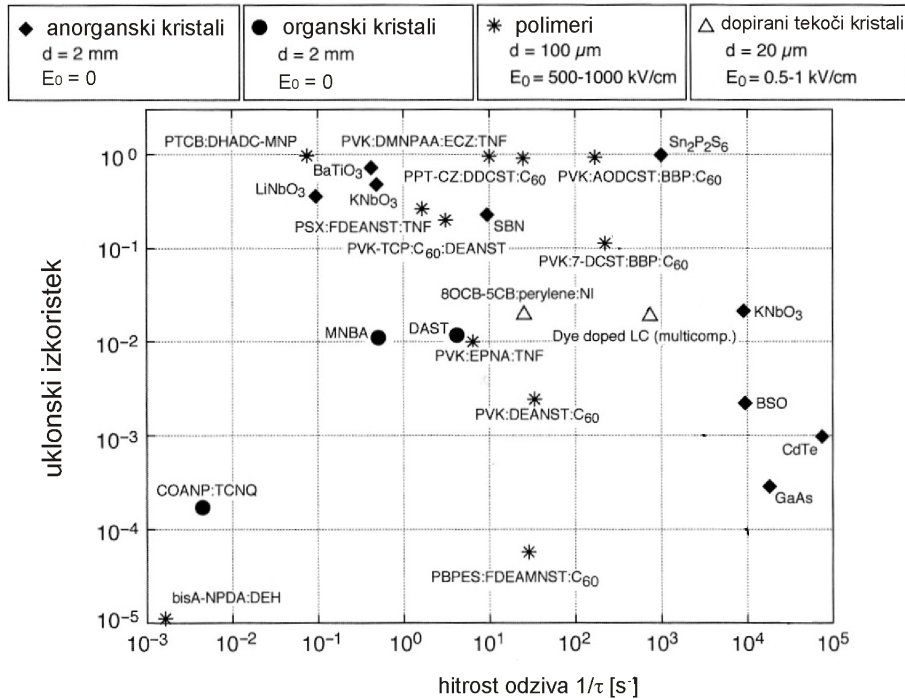


Slika 3: Preglednica najbolj znanih fotorefraktivnih materialov. S krogom so označene valovne dolžine, pri katerih je bil efekt potrjen, trak pa predstavlja predvideno območje možne fotorefraktivnosti. Snovi lahko razdelimo v štiri skupine: anorganski kristali, polprevodniki, organski kristali ter polimeri. V preglednici niso omenjeni dopirani tekoči kristali ter posebna dopirana stekla [4].

vedno ostajata predmet intenzivnih raziskav ter osnovna gradnika različnih optičnih naprav. Kristala  $\text{KNbO}_3$  in  $\text{BaTiO}_3$  imata veliko feroelektričnost ter gosto strukturo, kar prinese visok elektrooptični koeficient. Polprevodniški fotorefraktivni materiali, kot sta  $\text{GaAs}$  in  $\text{CdTe}$ , se odlikujejo po visoki mobilnosti nosilcev naboja, kar povzroča velike hitrosti odziva. Za ceno velike mobilnosti pa imajo nekoliko nižji elektrooptični koeficient in s tem tudi manjšo variacijo lomnega količnika ter posledično manjši uklonski izkoristek. Organski materiali se od anorganskih razlikujejo po manjši stopnji simetrije ter samemu mehanizmu fotorefraktivnosti, kjer je glavni vir spremembe lomnega količnika variacija v orientaciji posameznih kromofor (t.j. delov molekule, ki so sposobni absorpcije določenih valovnih dolžin in so odgovorni za barvo organskega materiala) [4]. Njihova glavna prednost je v potencialno lažji proizvodnji ter obdelavi. Za delovanje potrebujejo močno zunanje električno polje. Na podobnem principu delujejo tudi dopirani tekoči kristali, kjer je fotorefraktivnost prav tako odvisna od spremembe strukture gradnikov, za delovanje pa potrebujejo bistveno nižje zunanje električno polje kot polimeri [4].

## 4 Uporaba

Kmalu po odkritju fotorefraktivnosti se je pokazal potencial tega pojava za holografsko shranjevanje podatkov. Vse raziskave so bile usmerjene v optimizacijo parametrov fotorefraktivnih kristalov, ki bi pripeljale do konkurenčnega medija za shranjevanje informacij. Vendar zaradi hitrega razvoja magnetnih nosilcev ter kasneje optičnih enot (CD, DVD) holografsko shranjevanje vse do današnjih časov ni napredovalo do komercialnih produktov



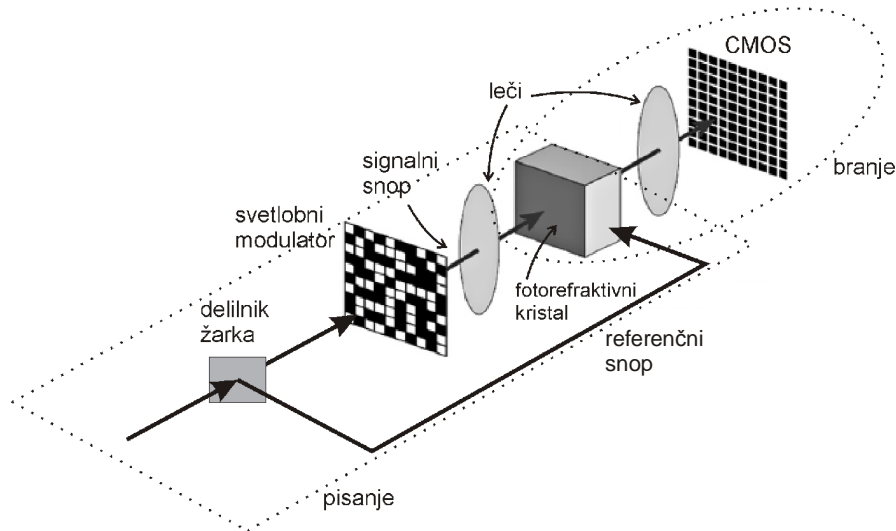
Slika 4: Razvrstitev fotorefraktivnih materialov glede na hitrost odziva in uklonski izkoristek. Območje najboljših materialov (desni zgornji kot) še vedno v večini zasedajo anorganski kristali, vendar najboljši polimeri in tekoči kristali ne zaostajajo veliko. Razjasnitve kratic polimernih materialov so v referenci [4].

kljub teoretičnim napovedim [5]. Ob intenzivnem raziskovanju širokega področja nelinearnih pojavov v fotorefraktivnih materialih pa se je pokazala vrsta drugih uporabnosti. Ena izmed glavnih je mešanje valov, ki omogoča izdelavo fazno konjugiranih zrcal in parametričnih ojačevalnikov, optično kontrolo signalov ter številne druge aplikacije, ki se pridom uporabljajo na različnih področjih fotonike [5]. V zadnjem času se je z razvojem ključnih tehnologij na področju holografije (svetlobni modulatorji, detektorji) znova povečalo zanimanje za holografsko shranjevanje podatkov, ki omogoča shranjevanje do TB podatkov na disk velikosti današnjih optičnih nosilcev pri hitrostih do 1 Gbit/s [5].

## Holografsko shranjevanje podatkov

Osnovna ideja holografije je v interferenci signalnega in referenčnega žarka, ki na holografskem (npr. fotorefraktivnem) mediju ustvari variacije prepustnosti svetlobe ali variacije lomnega količnika v odvisnosti od informacije v signalnem žarku. S ponovnim obsvetljevanjem tako nastalega holograma z referenčnim žarkom zaradi Braggovega uklona<sup>3</sup> dobimo reproduciran signalni žarek v smeri, ki jo je imel ob snemanju (slika 5). V primeru fotorefraktivnih materialov je informacija o signalu shranjena v variacijah lomnega količnika oz. uklonski mrežici z valovnim vektorjem  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_s$ , kjer je  $\mathbf{k}_r$  valovni vektor referenčnega žarka in  $\mathbf{k}_s$  valovni vektor signalnega žarka [enačba (3)]. Mrežica vsebuje majhne variacije valovnega vektorja  $\mathbf{K}$ , ki shranjujejo informacijo o signalnem žarku. Bistvena prednost holografskega shranjevanja podatkov pred običajnim je v tem, da lahko naenkrat posnamemo več

<sup>3</sup>Braggov pogoj poznamo iz uklona na kristalih, kjer se svetloba uklanja na različnih mrežnih ravninah kristala. V fotorefraktivnem materialu mrežne ravnine nadomeščajo ravnine z enakim lomnim količnikom.



Slika 5: Shema postavitve sistema za holografsko shranjevanje in branje podatkov. Z delilnikom žarka zagotovimo koherenco in frekvenčno ujemanje referenčnega in signalnega žarka. Signalni žarek potuje preko modulatorja, kjer so biti informacij razporejeni v mrežo. S pomočjo leče napravimo Fourierjevo transformacijo originalne slike, zaradi česar je posamezna točka iz modulatorja shranjena v celotni prostornini holograma, kar bistveno zmanjša občutljivost za lokalne nepravilnosti. Shranjen hologram preberemo z mrežo detektorjev preko druge leče ob vpadu referenčnega žarka pod enakim kotom, kot je bil pri snemanju [5].

bitov skupaj. Na sliki 5 vidimo primer takega sistema. Na posamezni kos fotorefraktivnega materiala lahko shranimo več hologramov, za kar obstaja več različnih načinov multipleksiranja. Poznamo kotno multipleksiranje, valovno-dolžinsko multipleksiranje, fazno kodiranje ter multipleksiranje s pomikom [5]. Pri kotnem multipleksiranju za različne strani na svetlobnem modulatorju vodimo referenčni snop na holografski material pod različnimi koti. Pri prebiranju holograma moramo referenčni žarek poslati pod ustreznim kotom za vsako shranjeno stran. Drug način je valovno-dolžinsko multipleksiranje, pri katerem za vsak hologram nekoliko spremenimo valovno dolžino referenčne in signalne svetlobe. Tretja možnost je fazno kodiranje, pri katerem moduliramo fazo referenčnega žarka v prečni smeri s neko funkcijo  $\phi(x, y)$ , s katero kasneje tudi poiščemo ustrezen hologram. Pri multipleksiranju s pomikom imata tako referenčni kot signalni žarek krogelno obliko. Holografski material (tipično v obliki diska) za vsak hologram rahlo premaknemo zaradi česar se spremenita vpadna kota referenčnega in signalnega žarka. Braggov pogoj torej pri vsaki poziciji da samo eno ustrezno sliko [5].

Eden od najpomembnejših parametrov holografskega materiala je kapaciteta shranjevanja (ang: storage capacity [1]), ki je neposredno povezana z uklonskim izkoristkom po enačbi:

$$\eta = \left( \frac{M\#}{M} \right)^2 \quad (14)$$

(velja za primer  $\eta \ll 1$ ).  $M\#$  v zgornji enačbi predstavlja kapaciteto shranjevanja,  $M$  pa celotno število multipleksiranih hologramov. Vidimo, da se uklonski izkoristek zmanjšuje s številom posnetih hologramov. Čim več je hologramov v določeni snovi, tem manjši uklonski izkoristek odpade na vsakega. Če predpostavimo, da je minimalni uklonski izkoristek, pri katerem še razberemo posamezni hologram reda velikosti  $\eta \approx 10^{-6}$ ,  $M\#$  vrednost 10 pomeni, da lahko na kos snovi posnamemo do 10.000 multipleksiranih hologramov [1]. V praksi se

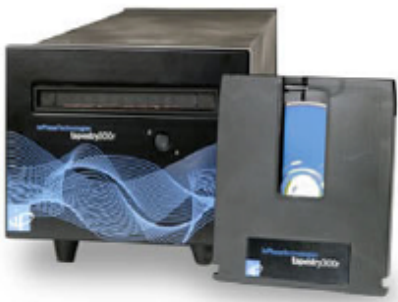


izkaže, da zaradi efektov kot so sipanje svetlobe, fotovoltaični efekti, itd. maksimalno število hologramov ne preseže 1000 [5]. Kapaciteto shranjevanja lahko izrazimo kot

$$M\# = \frac{\pi \Delta n_s d}{\lambda \cos \theta} \exp\left(-\frac{\alpha d}{2}\right) \quad (15)$$

kjer je  $\Delta n$  variacija lomnega količnika,  $d$  debelina holograma,  $\lambda$  valovna dolžina svetlobe,  $\alpha$  atenuacijski koeficient in  $\theta$  polovični kot med signalnim in referenčnim žarkom. Z odvajanjem po  $d$  hitro ugotovimo, da za največjo kapaciteto shranjevanja velja  $\alpha d = 2$ , debelina optimalnega holografskega materiala je torej neposredno odvisna od absorpcije. Maksimalne vrednosti kapacitete shranjevanja najdemo v anorganskih kristalih  $\text{LiNbO}_3$  in  $\text{LiTaO}_3$ , do 30, pri  $\text{BaTiO}_3$  in  $\text{KNbO}_3$  okoli 2, pri  $\text{GaAs}$  pa okoli 0.12 [1].

Kljub dolgotrajnemu razvoju primernih materialov tehnologija holografskega shranjevanja podatkov še ni napredovala v razširjen komercialen produkt. Prototip bralno-pisalne enote in ustreznega medija je v letu 2006 predstavilo podjetje InPhase Technologies skupaj s podjetjem Maxell (slika 6). Začetna kapaciteta plošč je 200 GB pri hitrosti pisanja 160 Mb/s, v naslednjih letih pa naj bi narasla na 1600 GB pri hitrosti 1 Gb/s. Življenjska doba take naprave naj bi znašala okrog 50 let. Cena naprave se giblje okrog 18 tisoč ameriških dolarjev, cena posamezne plošče pa 180 dolarjev [6].



Slika 6: Bralno-pisalna holografska enota podjetja InPhase skupaj z medijem [6].

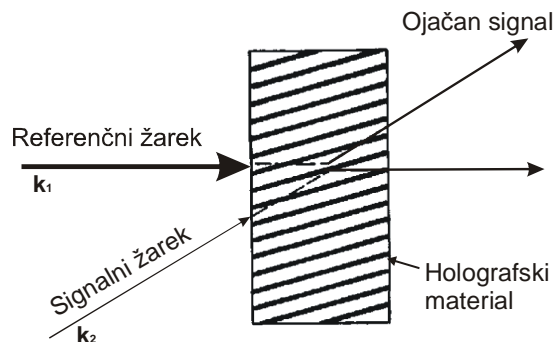
## Fazna konjugacija

Postopek izdelave holograma v realnem času je zanimiv zaradi pojava fazne konjugacije. To je pojav, pri katerem se energija v holografskem mediju prenaša iz enega žarka v drugega. Ko na holografski medij posvetimo z dvema žarkoma, nastane uklonska mrežica, ki ravno izpolnjuje Braggov pogoj za sipanje prvega žarka iz smeri drugega žarka in obratno (slika 7). Pojavu pravimo dvovalovno mešanje in lahko z njim optično ojačamo signal v signalnem žarku na račun drugega, močnejšega črpalnega žarka [2]. Če na holografski material posvetimo s tretjim žarkom ( $\mathbf{k}_3$ ), se ta ukloni v taki smeri ( $\mathbf{k}_4$ ), da je izpolnjen Braggov pogoj za uklon na mrežici, ki je nastala z interferenco prvega ( $\mathbf{k}_1$ ) in drugega ( $\mathbf{k}_2$ ) žarka (slika 8) [2]:

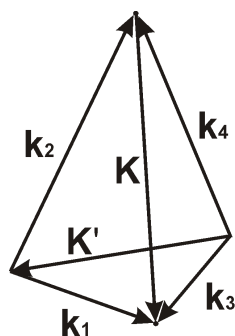
$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4, \quad (16)$$

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_4 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_2. \quad (17)$$

V primeru, da sta žarka z valovnima vektorjema  $\mathbf{k}_3$  in  $\mathbf{k}_2$  enake velikosti in nasprotno usmerjena, iz enačbe (17) sledi, da je  $\mathbf{k}_4 = -\mathbf{k}_1$ . To pomeni, da se četrti žarek ukloni natanko



Slika 7: Primer ojačevanja z dvovalovnim mešanjem. Na holografski medij svetimo s signalom  $\mathbf{k}_2$  in referenčnim žarkom  $\mathbf{k}_1$ . V hologramu se referenčni žarek ukloni v smeri signalnega žarka in obratno, zaradi česar se energija razporedi in signal se ojača [2].

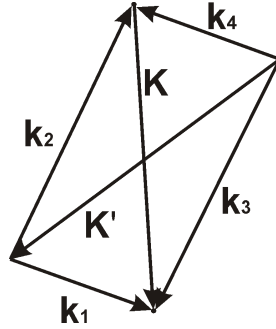


Slika 8: Shema valovnih vektorjev v holografskem materialu. Žarka 1 in 2 ustvarita uklonsko mrežico, označeno s  $\mathbf{K}$ , na kateri se Braggovo ukloni žarek  $\mathbf{k}_3$  v smeri  $\mathbf{k}_4$ . Sočasno tudi žarka  $\mathbf{k}_1$  in  $\mathbf{k}_3$  ustvarjata uklonsko mrežico  $\mathbf{K}'$ , zaradi katere se žarek  $\mathbf{k}_2$  uklanja v smeri  $\mathbf{k}_4$ . V obeh primerih ob vpadu treh žarkov na holografski medij dobimo četrti žarek, ki se ukloni v točno določeni smeri.

v nasprotni smeri prvega žarka (slika 9). Če holografski medij črpamo z žarkoma 2 in 3 v nasprotnih smereh, dobimo zrcalo, ki vsak vpadni žarek (1) odbije natanko v nasprotni smeri (4). Tej postavitvi pravimo fazno konjugirano zrcalo in je eno najpomembnejših aplikacij fotorefraktivnih materialov. Fazno konjugirano zrcalo odbija svetlobo v nasprotno smer ne glede na vpadni kot svetlobe, kar je bistvena razlika od običajnih zrcal. Fazno konjugirana zrcala se uporabljajo v laserjih, kjer izničijo aberacijske efekte ter efekt termičnega lečenja, ki ob uporabi običajnih zrcal pokvari fokus. Primeren material za uporabo v laserjih je barijev titanat ( $\text{BaTiO}_3$ ), dopiran z rodijem (Rh), ki deluje pri 1064 nm, kar je frekvenca trdninskih Nd:YAG laserjev [5].

## 5 Zaključek

Fotorefraktivni materiali so danes vroča tema na področju nelinearne optike, kar je posledica velike raznolikosti fotorefraktivnih snovi, ki ima vsaka svoje prednosti [4]. Holografsko shranjevanje podatkov kljub dolgotrajnemu razvoju še ni napredovalo v komercialne izdelke, sodobni polimerni materiali pa na tem področju nakazujejo pozitivne spremembe [5]. Na osnovi mešanja valov je mogoče izdelati vrsto različnih optičnih komponent, ki se uporablj-



Slika 9: Shema nastanka konjugiranega zrcala. Nasprotna postavitev valovnih vektorjev  $\mathbf{k}_2$  in  $\mathbf{k}_3$  povzroči uklon žarka  $\mathbf{k}_4$  v smeri žarka  $-\mathbf{k}_1$ .

ajo v laserski tehniki ter številnih drugih področjih fotonike [5]. Natančna obdelava vseh različnih aplikacij fotorefraktivnih materialov bi bistveno preseгла pričujoči obseg, zato smo se v seminarju omejili predvsem na fizikalne plati pojava ter dve najpomembnejši aplikaciji. Fotorefraktivne materiale srečamo tudi v interferometriji [5], 3D holografiji [1], primerni so za izdelavo optičnih elementov za nevtrone [5] ter vrsto različnih optičnih komponent (filtrov, resonatorjev, zrcal, itd.). Fotorefraktivnost kot specifična oblika nelinearnega odziva snovi služi tudi kot podlaga za razumevanje drugih nelinearnih pojavov, ki jih ni mogoče opisati s principom susceptibilnosti [3].

## Literatura

- [1] F. Träger, *Handbook of Lasers and Optics*, (Springer, New York, 2007).
- [2] B. E. A. Saleh in M. C. Teich, *Fundamentals of photonics* (John Wiley & Sons, New York, 1991).
- [3] P. Günter in J.P. Huignard, *Photorefractive Materials and Their Applications 1, Basic Effects* (Springer, New York, 2006).
- [4] P. Günter in J.P. Huignard, *Photorefractive Materials and Their Applications 2, Materials* (Springer, New York, 2007).
- [5] P. Günter in J.P. Huignard, *Photorefractive Materials and Their Applications 3, Applications* (Springer, New York, 2007).
- [6] InPhase domača stran, <http://www.inphase-technologies.com/>, citirano 13. 5. 2008.