

Poglavje 17

LASER

Laser je izvor koherentne svetlobe, to je svetlobnega valovanja z dobro določeno prostorsko in krajevno odvisnostjo faze. Taka svetloba je najboljši približek ravnega vala, idealizacije, ki jo pogosto uporabimo pri obravnavi optičnih pojavov.

Laser je sestavljen iz optičnega resonatorja in aktivnega sredstva v resonatorju, ki ojačuje svetlobo. Optični resonator je sestavljen iz dveh običajno nekoliko konkavnih ogledal, med katerimi se svetlobno valovanje odbija in v resonatorju dobimo stoječe valovanje. Vsako stoječe valovanje v optičnem resonatorju lahko obravnavamo kot dušeno harmonično nihalo.

Iz nihala lahko napravimo oscilator, to je napravo, ki samostojno niha brez zunajjega vzbujanja, če nam dano nihalo uspe povezati v povratno zvezo z ustreznim ojačevalnikom, ki pokriva izgube nihala zaradi dušenja. Primeri so ure z mehanskimi nihali, oscilatorji z električnim nihajnim krogom v elektroniki, pa vrsta glasbenih inštrumentov.

Kot analogija za laser so posebno zanimiva glasbila, predvsem pihala. Vzemimo na primer klarinet. To glasbilo razdelimo na dve bistveni enoti: cev, v kateri lahko nastane stojni zvočni val, in ustnik, katerega naloga je dovajati energijo in s tem vzdrževati konstantno amplitudo nihanja.

Frekvenca stoječega vala, to je nihanja zračnega stolpca v piščali, je določena z dolžino cevi (pravzaprav le do prve odprte tonske luknjice, vendar te podrobnosti za nas niso pomembne) in s številom vozlov stoječega vala v cevi. Na gornjem koncu, pri ustniku, lahko pred-

postavimo, da je cev zaprta, zato imamo tam hrbet nihanja pritiska. Cev je torej zvočni resonator.

Ustnik je polobel zaključek cevi, ki ga skoraj povsem zapira ploščat, prožen jeziček. Ko glasbenik piha v ustnik, se ta trese in s tem proizvaja zvok. Če ustnik ni nataknen na cev klarineta, je nastali zvok bolj nekakšen šum kot pa lep, dobro določen ton. Tresenje jezička je le približno periodično in vsebuje mnogo frekvenc.

Ko ustnik natakne na cev in pihnemo vanj, začne tresenje jezička vzbujati tiste stoječe valove v cevi, katerih frekvence so vsebovane v spektru tresenja jezička. Dokler je vzbujanje šibko, se ne zgodi nič posebnega, ko pa amplituda tlaka v cevi dovolj naraste, pride do čisto novega pojava. Nihanje tlaka v gornjem koncu cevi povratno deluje na ustnik in ga sili, da niha s frekvenco najbolj vzbujenega stoječega vala v cevi, nihanje jezička z drugimi frekvencami pa zamre. Moč pihanja gre le še v nihanje jezička s pravo frekvenco in ojačuje nihanje zračnega stolpca. S pihanjem v ustnik lahko torej zaradi povratne zveze med nihanjem jezička in nihanji zračnega stolpca v cevi vzdržujemo stoječe valovanje s konstantno amplitudo. Dovedena moč se seveda izseva kot zvok na odprtem koncu klarineta.

17.1 Ojačevanje svetlobe

Ojačevanje svetlobe je mogoče dobiti preko stimuliranega sevanja. Pri obravnavi prehodov s sevanjem med atomskimi nivoji smo videli, da atomi iz vzbujenih stanj v stanja z nižjo energijo lahko prehajajo s spontanym sevanjem, to je brez zunanjskega polja, lahko pa prehod povzroči svetloba, katere frekvenca ustreza razliki energij med začetnim in končnim stanjem. Taka svetloba seveda preko absorpcije povzroča tudi prehode iz nižjega stanja v višjega. Verjetnost za stimulirano sevanje je enaka verjetnosti za absorpcijo. Verjetnost za stimuliran prehod na enoto časa je sorazmerna z gostoto energije svetlobe w pri frekvenci ω , ki prehod povzroča:

$$r_{21} = Bg(\omega - \omega_0)w$$

Koeficient B , ki ga je prvi vpeljal Einstein, je odvisen od dipolnega matričnega elementa za prehod, funkcija $g(\omega - \omega_0)$ pa opisuje spektralno obliko črte. Verjetnost za prehod je največja v vrhu črte pri ω_0 .

Da dobimo ojačevanje svetlobe, mora biti stimuliranih prehodov navzdol več kot absorpcije. To pomeni, da mora biti več atomov v višjem stanju kot v nižjem. V ravnovesju to seveda ni mogoče. Kadar je več atomov v višjem stanju kot v nižjem, pravimo, da imamo *obrnjeno zasedenost*. Ta je potrebna, da laser lahko deluje.

Obrnjeno zasedenost med dvema energijskima nivojema dosežemo z *optičnim črpanjem*, to je, da na nek način vzbujamo atome iz osnovnega stanja na ali nad gornje lasersko stanje. To lahko napravimo z absorpcijo svetlobe, ki mora imeti seveda večjo frekvenco kot je frekvenca laserskega prehoda, ali s trki z elektroni, kadar po sredstvu teče električni tok, ali s striki z drugimi atomi. Obrnjeno zasedenost dobimo lahko tudi preko kemijskih reakcij, ko reakcijski produkti ostanejo v vzbujenem stanju.

Naj na plast atomov, pri katerih smo dosegli med parom stanj obrnjeno zasedenost, tako da je N_2 atomov v gornjem stanju, N_1 pa v spodnjem, vpada snop svetlobe. Ker je stimuliranih prehodov več kot absorpcije, se bo gostota svetlobnega toka po prehodu skozi plast povečala:

$$dj = G j dx$$

Koeficient ojačenja G je sorazmeren z razliko $N_2 - N_1$. Dokler je gostota energije svetlobe $w = j/c$ majhna, je obrnjena zasedenost odvisna le od optičnega črpanja in spontaninih prehodov iz obeh stanj. Pri večji w pa se zaradi hitrejših stimuliranih prehodov N_2 zmanjša, N_1 pa poveča, zato se zmanjša stimulirano sevanje in poveča absorpcija. Pri zelo veliki gostoti svetlobne energije postane $N_2 = N_1$, stimulirano sevanje se izenači z absorpcijo in ojačenje pade na nič. Odvisnost G od w opisuje zveza

$$G = \frac{G_0}{1 + \frac{w}{w_s}}$$

kjer je w_s *saturacijska gostota energije*, to je parameter, ki odvisen le od širine atomske črte. Za črto, ki je široka 10^8 Hz, je $w_s = 2 \cdot 10^{-6}$ J/m³, kar ustreza gostoti svetlobnega toka $j_s = cw_s = 6 \cdot 10^2$ W/m². To je približno gostota svetlobnega toka He-Ne laserja z močjo 1 mW.

*Da je gornja odvisnost G od w pravilna, se lahko prepričamo z obravnavo zasedenosti obeh stanj. Hitrost spreminjanja N_2 je dana z razliko med stimuliranimi prehodi navzdol in absorpcijo, spontanimi

prehodi v spodnje stanje in s hitrostjo črpanja r_p :

$$\frac{dN_2}{dt} = -Bgw(N_2 - N_1) - \frac{N_2}{\tau_2} + r_p$$

kjer je τ_2 razpadni čas gornjega stanja s spontanim sevanjem. Podobno je hitrost spreminjanja N_2

$$\frac{dN_1}{dt} = Bgw(N_2 - N_1) - \frac{N_1}{\tau_1} + \frac{N_2}{\tau_2}$$

kjer je τ_1 razpadni čas spodnjega stanja. V stacionarnem stanju sta obe levi strani enaki nič in lahko izracunamo

$$N_2 - N_1 = \frac{r_p(\tau_2 - \tau_1)}{1 + Bgw\tau_2}$$

Očitno je $w_s = Bg\tau_2$. Kadar je $w \gg w_s$, gre $N_2 - N_1$ proti 0. Mimogrede vidimo, da lahko *stacionarno* obrnjeno zasedenost dosežemo le, če je razpadni čas spodnjega nivoja krajši od zgornjega.

Koeficient ojačenja dobimo z naslednjim razmislekom. Moč svetlobnega snopa v stolpcu s presekom S in dolžino dx se poveča za $dP = dj S dx$. Ta dodatna moč je enaka številu stimulirano izsevanih fotonov na enoto časa, pomnoženim z energijo fotona: $dP = S dx \hbar\omega Bgw(N_2 - N_1)/V$, kjer je V volumen plina. Ker je $w = j/c$, je torej

$$G = \frac{\hbar\omega Bgr_p(\tau_2 - \tau_1)}{cV(1 + Bgw\tau_2)}$$

Iz tega izraza razberemo še, da je ojačenje za majhno gostoto toka $G_0 = \frac{\hbar\omega}{cV} Bgr_p(\tau_2 - \tau_1)$. *

17.2 Resonator

Za laser potrebujemo poleg optičnega ojačevanja še optični resonator. To sta kar dve navadno rahlo konkavni ogledali, med katerima se lahko vzpostavi stoječe svetlobno valovanje. Pogoji za to je, da je dolžina resonatorja L mnogokratnik polovične valovne dolžine, ali drugače, možne frekvence stojećih valov - lastnih nihajnih resonatorja so

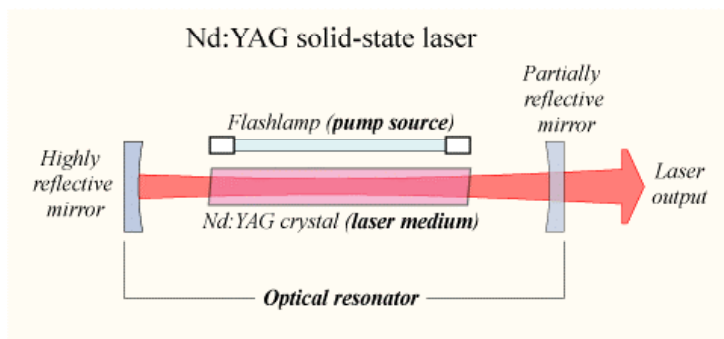
$$\omega_n = \frac{n\pi c}{L}$$

Ogledala so nekoliko ukrivljena zato, da je vsa svetloba ujeta v resonatorju. V takem resonatorju je prečna odvisnost amplitude polja in gostote moči Gaussova funkcija.

Da nekaj svetlobe lahko uide iz resonatorja, je eno zrcalo delno prepustno. Navadno je prepustnost nekaj odstotkov, lahko tudi več. Zaradi tega energija nihanja v času τ_r uide iz resonatorja in stoječe valovanje zamre. Na posamezen čas preleta resonatorja $2L/c$ uide $(1 - R)$ svetlobe, kjer je R odbojnost izhodnega zrcala, zato je razpadni čas $\tau_r = 2L/c(1 - R)$. Če je na primer $L = 30$ cm in $R = 0.95$, je $\tau_r = 2 \cdot 10^{-8}$ s.

17.3 Laser

Postavimo snov, v kateri smo med parom stanj dosegli obrnjeno zasedenost, v optični resonator. Na začetku dobimo predvsem spontano sevano svetlobo, ki se odbija med zrcaloma resonatorja in se pri prehodu skozi snov ojačuje. Tako se vzbuja nihanja resonatorja z nihajnimi frekvencami blizu frekvence atomskega prehoda, pri katerem snov ojačuje. Energija nihanj z dovolj majhnimi izgubami bo rasla, dokler se ojačevanje ne bo izenačilo z izgubami. Tak izvor svetlobe je laser. Beseda je nastala iz kratice za Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.



Privzemimo, da je le eno resonatorsko nihanje tako, da njegova frekvenca sovпада s frekvenco prehoda aktivne snovi, ki jo konstantno črpamo in s tem vzdržujemo obrnjeno zasedenost. Ta privzetek v večini

laserjev ni avtomatično izpolnjen, vendar je pogosto z dodatnimi elementi v resonatorju mogoče doseči, da je vzbujeno le eno nihanje, kot bomo videli nekoliko kasneje.

Naj bo W energija svetlobnega valovanja v resonatorju. Zaradi izgub skozi zrcali in zaradi absorpcije in sipanja se energija na en prelet resonatorja zmanjša za

$$\Delta W_{izgube} = -\Lambda W = -[2\alpha L + (1 - R)] W , \quad (17.1)$$

kjer so Λ celotne izgube, α izgube na enoto poti zaradi absorpcije in sipanja, R pa odbojnost izhodnega zrcala. Vsaj eno od obeh zrcal mora imeti odbojnost manj od 1, če naj laser nekaj svetlobe tudi izseva.

Zaradi ojačevanja s stimuliranim sevanjem snovi z obrnjeno zasedenostjo se energija nihanja resonatorja na en prelet po enačbi ?? poveča za

$$\Delta W_{oj} = \frac{2LGW}{1 + W/W_s} . \quad (17.2)$$

Upoštevali smo, da pride pri veliki energiji svetlobe do nasičenja, pri čemer smo namesto saturacijske gostote energije vpeljali saturacijsko energijo $W_s = Vw_s$. Privzeli smo tudi, da je ojačenje na en prelet dovolj majhno, da nam enačbe ?? ni treba integrirati.

V stacionarnem stanju se morajo izgube izenačiti z ojačenjem: $-\Delta W_{izgube} = \Delta W_{oj}$, od koder dobimo, da je ali $W = 0$ ali

$$\Lambda = \frac{2LG}{1 + W/W_s} . \quad (17.3)$$

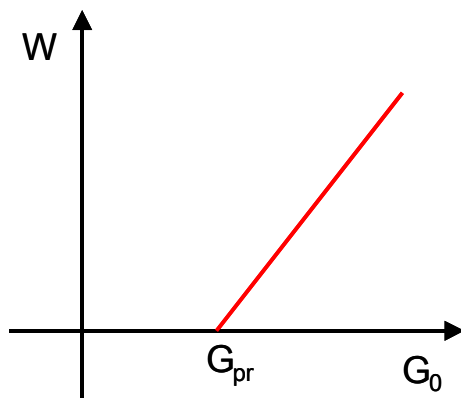
Energija svetlobnega nihanja je torej

$$W = \frac{2LG - \Lambda}{\Lambda} W_s \quad (17.4)$$

in je pozitivna le, če je ojačenje G večje od praga

$$G_{pr} = \frac{\Lambda}{L} . \quad (17.5)$$

Ojačenje je seveda odvisno od stopnje obrnjene zasedenosti, ki jo lahko spreminjamo z močjo optičnega črpanja. Pogosto, na primer pri trinivjskem sistemu, obravnavanem v razdelku 4.7, je kar sorazmerno z močjo črpanja. Energija svetlobe v laserju je pod pragom nič, nad pragom pa je linearna funkcija ojačenja, kot kaže slika ??.



Izhodno moč laserja dobimo tako, da delež energije, ki gre na en prelet skozi izhodno zrcalo, delimo s časom preleta preko resonatorja L/c :

$$P_{izh} = (1 - R) \frac{c}{2L} W . \quad (17.6)$$

Če upoštevamo en. 17.1 in 17.4, vidimo, da je izhodna moč v primeru, da imamo le izgube skozi izhodno zrcalo, največja, če je reflektivnost čim bliže 1. Ker imamo vedno še druge izgube, je izhodna moč največja pri $R < 1$ (Naloga).

Gornja razlaga delovanja laserja nam kaže tudi, kakšne so odlike laserske svetlobe. Če je v laserju aktivno eno samo resonatorsko nihanje, je frekvenca laserja določena z dolžino resonatorja. Če je ta stabilna, je laser lahko zelo monokromatičen. Efektivna spektralna širina majhnega He-Ne laserja je nekaj 10 MHz, tako da je koherenčna dolžina, to je razlika poti, pri kateri še dobimo interferenco, več kot 10 m. S posebnimi prijemi, ko v povratni zvezi aktivno stabilizirajo dolžino laserja s tem, da izhodno frekvenco primerjajo z neko ozko atomsko ali molekularno absorpcijsko črto, pa je mogoče doseči stabilnost frekvence okoli 1 Hz.

Druga odlična lastnost svetlobe iz laserja je, da so valovne fronte po vsem preseku laserskega snopa gladke. Pravimo, da je taka svetloba prostorsko koherentna. Za primerjavo: valovne fronte svetlobe iz običajnega svetila so gladke le na prečni razdalji velikosti $z\lambda/R$, kjer je z razdalja od svetila do točke opazovanja, R pa polmer svetila. Pri laserju zato lahko z ustrezno lečo vso moč svetlobnega snopa zberemo na ploskev velikosti λ^2 . Z nekoherentnim svetilom je največja

dosegljiva gostota svetlobnega toka enaka gostoti svetlobnega toka na samem svetilu. Za kolikor toliko monokromatsko svetlobo, na primer iz visokotlačne živosrebrne svetilke je to kakih 100 W/cm^2 , medtem ko je gostota svetlobnega toka v gorišču polprevodniškega laserja z močjo 100 mW , kakršni se uproabljaajo v DVD zapisovalnikih, 10^7 W/cm^2 . Za praktično uporabo je ta druga lastnost laserjev bolj pomembna kot spektralna čistost.

17.4 Vrste laserjev

Laserjev je mnogo vrst, ki se razlikujejo po načinu delovanja, aktivnem sredstvu in namenu. Poglejmo nekaj pomembnih primerov.

V plinskih laserjih je aktivno sredstvo za ojačevanje svetlobe plin, ki ga običajno črpamo z električnim tokom skozi plin. Pri tem se prosti elektroni zaletavajo v atome ali ione in jih vzbujajo v višja stanja in med nekim parom stanj lahko pride do obrnjene zasedenosti. Poemben je He-Ne laser, kjer dobimo stimulirano sevanje iz atomov Ne, helij pa pomaga pri črpanju. Pri električnem toku se namereč helijevi atomi nabirajo v metastabilnih stanjih $2s$ in $3s$, oz katerih se energija s trki lahko prenaša na vzbujena stanja neona, ki so pri skoraj istih energijah. He-Ne laser daje zelo kvaliteno svetlobo pri 633 nm z močjo do nekaj 10 mW in je dokaj cenen, zato se dosti uporablja v šolah, za interferometrijo in podobno. Deluje lahko tudi pri $3,39 \mu\text{m}$, pri $1 \mu\text{m}$ in pri nekaj črtah v rumenem in zelenem delu spektra.

Za večje moči se pogosto uporablja Ar ionski laser, ki deluje pri vrsti valovnih dolžin od 514 nm do bližnjega UV področja. Tudi ta je dobro koherenten, deluje pa z močjo do 20 W .

CO_2 laser deluje pri $10,6 \mu\text{m}$, dosega pa v zveznem delovanju moči do nekaj kW. Zato se uporablja za obdelavo materialov, na primer za rezanje poljubnih oblik iz pločevine, ki je lahko debela tudi več cm.

Druga pomembna vrsta laserjev so trdni kristalni laserji. V njih je aktivno sredstvo prozoren kristal s primesnimi atomi, ki imajo ostru stanja, med katerimi so možni laserski prehodi. Take trdne laserje črpamo z drugo svetlobo, lahko z zvezno ali sunkovno delujočo plinsko razelektritveno lučjo, najpogosteje živosrebrno ali ksenonovo. V novejšem času se zelo uveljavlja tudi črpanje s polprevodniškimi laserji,

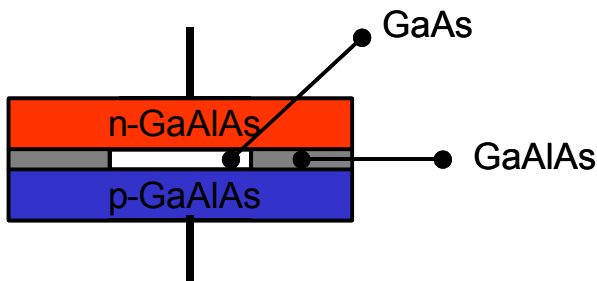
ki imajo zelo dober energijski izkoristek.

Pomemben kristalni laser Nd-YAG laser, kjer so aktivni ioni Nd vgrajeni v kristalno mrežo itrij aluminijevega granata $Y_3Al_5O_{12}$. Sveti pri $1,06 \mu\text{m}$. Deluje lahko zvezno ali v sunkih. Novejše izvedbe so črpane s polprevodniškimi laserji in dosegajo moči do 20 W. Na osnovi tega laserja delujejo tudi najmočnejši laserski sistemi, ki s pomočjo dodatnega ojačevanja dosežejo v sunkih, dolgih okoli 1 ns, energijo blizu 1 MJ. Moč takega sunka je blizu 10^{15} W. Uporabljajo jih za študij zlivanja vodikovih jeder.

Omenimo še laser na osnovi titanovih atomov v kristalu safirja, to je Al_2O_3 . Titan ima široko emisijsko črto med 800 nm in 1000 nm. S posebnimi prijemi lahko iz tega laserja dobimo sunke, ki trajajo le nekaj fs, to je le nekaj optičnih nihajev.

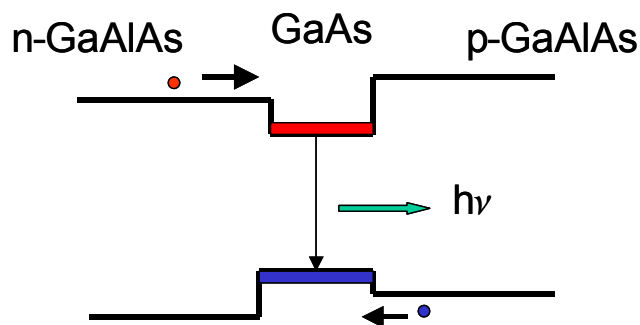
Velik del uporabe laserjev je povezan s prenosom, shranjevanjem in branjem informacij. Pri tem se uporabljajo polprevodniški laserji. To so v osnovi diode, skozi katere teče tok v prevodni smeri. Če je tok dovolj velik, se lahko koncentracija elektronov in vrzeli v izpraznjenem sloju toliko poveča, da pride do znatne rekombinacije. V siliciju je rekombinacija s sevanjem zelo malo verjetna, pač pa je zelo učinkovita v polprevodnikih, ki so spojine elementov iz III. in V. skupine, na primer GaAs. Velikost energijske špranje je precej odvisna od sestave polprevodnika, tako da lahko dobimo polprevodniške laserje z valovnimi dolžinami od $1,5 \mu\text{m}$ pa do modre svetlobe.

V preprostem p-n stiku je dokaj težko doseči dovolj veliko koncentracijo elektronov in vrzeli, zato naredijo nekoliko bolj zapleteno strukturo, ki jo kaže slika.



Mešanica $Ga_{1-x}Al_xAs$ ima večjo energijsko špranjo kot čisti GaAs. Poleg tega ima za svetlobo, ki nastane pri rekombinaciji v čistem GaAs,

manjši lomni količnik. Strukturo energijskih pasov skozi srednji del laserja kaže naslednja slika



Pri dovolj veliki napetosti v prevodni smeri nastane zaradi manjše energijske špranje v srednjem, čistem GaAs plitka potencialna jama za elektrone in vrzeli. Zato tam njihova koncentracija naraste in rekombinacija je zelo učinkovita. Bočni plasti nedopiranega GaAlAs zaradi večje energijske špranje skoraj ne prevajata toka, ki zato teče le po srednjem, aktivnem delu. Poleg tega zaradi manjšega lomnega količnika tvorita valovni vodnik, ki svetlobo zadržuje v srednjem delu. Ta je dolg nekaj desetink mm, širok kakih $10 \mu\text{m}$ in debel nekaj desetink μm . Laserski snop je zato eliptične oblike in ga je treba popraviti s cilindrično lečo.

Navadno tvorijo optični resonator kar prednja in zadnja stena polprevodnika. Lomni količnik polprevodnika je blizu 4, zato je odbojnost stene dovolj velika za delovanje laserja.

Odlika polprevodniških laserjev je velik izkoristek, to je pretvorba električne moči v svetlobno. Je lahko večji od 50%. Tipična moč laserske diode je blizu 100 mW.