

PULZNI LASERJI

MARTINA LOKNAR

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

V članku je najprej opisana zgodovina razvoja laserjev, nato so predstavljeni osnovni procesi, na katerih temelji njihovo delovanje: absorpcija, spontana in stimulirana emisija. Članek vključuje opis lastnosti laserske svetlobe in različne tipe laserjev. V nadaljevanju je opisana predstavitev tehnike, ki omogoča generiranje kratkih laserskih pulzov in uporaba ter osnovne značilnosti piko- in femtosekundnih laserjev.

PULSE LASERS

The article begins with a look at milestones in the history of the laser. Further on, a detailed description of absorption, spontaneous and stimulated emission is given; these are all processes which are essential to the understanding of lasers and their applications. The article includes laser light properties and various types of lasers and also a representation of a technique, used to generate short laser pulses. In the conclusion, applications and fundamental characteristics of pico- and femtosecond lasers are added.

1. Uvod

Laser je naprava, ki emitira svetlobo v procesu optičnega ojačanja, ki je osnovan na stimulirani emisiji elektromagnetnega sevanja. Ime naprave je kratica za Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

Teoretične osnove laserja je utrdil Albert Einstein leta 1917 v razpravi *Zur Quantentheorie der Strahlung* s pomočjo ponovne izpeljave Planckovega zakona sevanja, ki jo je shematično zasnoval na verjetnostnih koeficientih za absorpcijo, spontano in stimulirano emisijo elektromagnetnega sevanja. Leta 1928 je Rudolf W. Ladenburg potrdil obstoj pojava stimulirane emisije in negativne absorpcije. V nadaljnjih letih je sledila napoved uporabe stimulirane emisije za ojačanje kratkih valov in prva demonstracija tega pojava. Alfred Kastler je leta 1950 prvi predlagal metodo optičnega črpanja, ki je bila eksperimentalno potrjena dve leti kasneje.

Leta 1957 sta C. H. Townes in A. L. Schawlow začela s poglobljeno študijo infrardečih laserjev in se kasneje osredotočila na vidni spekter. V istem obdobju je na Kolumbijski univerzi podiplomski študent Gordon Gould delal na doktorski tezi o energijskih nivojih vzbujenega talija. Po medsebojnem srečanju in razpravi se je pojavila ideja o tehnični izvedbi laserja. Leta 1958 je Alexander Mikhaylovich Prokhorov kot prvi objavil predlog o uporabi odprtega resonatorja pri konstrukciji te naprave.

Na konferenci leta 1959 je Gordon Gould objavil termin LASER v članku z naslovom *The LASER, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*.

16. maja leta 1960 je Theodore H. Maiman naredil prvi delujoči laser, kasneje istega leta so fiziki Ali Javan, William R. Bennett in Donald Herriott konstruirali prvi plinski laser. Leta 1962 je Robert N. Hall demonstriral uporabo prve laserske diode, Nick Holonyak Jr. pa prvi polprevodniški laser z vidno emisijo. Osem let kasneje je prišlo do razvoja delujočega diodnega laserja, ki je deloval na sobni temperaturi.

Dandanes so laserji navzoči vsepovsod; najdemo jih v vsakem delu moderne družbe: elektroniki, informacijski tehnologiji, na znanstvenih področjih, v medicini, industriji, zabavni industriji in vojski. Nepogrešljivi so tudi kot ključna tehnologija modernih načinov komunikacij in posredno omogočajo uporabo interneta.

2. Osnove delovanja laserjev

V prvem desetletju 20. stoletja je Max Planck opisal spektralno porazdelitev termičnega sevanja, v 20. letih pa je Albert Einstein z združenjem Planckovega zakona in Boltzmannove porazdelitve oblikoval koncept stimulirane emisije, kar je zagotovilo bistvo potrebne teorije za zadosten opis fizikalnega principa, za katerim stoji delovanje laserja. Poglavitni del laserja je optični resonator, v katerem pride pri določenih frekvencah valovanja do ojačanja amplitude in do pojava stoječega valovanja.

2.1 Einsteinovi koeficienti

Koncept Einsteinovih koeficientov A in B je najbolj prikladno vpeljati s približnim sledenjem Einsteinovi prvotni izpeljavi. Za poenostavitev si predstavljajmo le dve ravni idealizirane snovi, torej dva nedegenerirana energijska nivoja z energijama E_1 in E_2 , pri čemer velja $E_1 < E_2$. V nadaljnji diskusiji bi bila ta dva nivoja lahko katerakoli izmed nešteto možnih nivojev v atomu, a je vseeno koristno privzeti nivo 1 kot osnovno stanje.

Nivojema torej pripišemo populaciji N_1 in N_2 . Privzamemo, da je celotno število atomov teh dveh nivojev vselej enako

$$N_1 + N_2 = \text{konst.} \quad (1)$$

Dovoljen je sevalni prenos med tema energijskima nivojema, ki se razlikujeta za $E_2 - E_1 = h\nu_{12}$. Atom se lahko premesti s stanja E_2 na osnovno stanje E_1 z emitiranjem energije in obratno; z dovajanjem energije je možen tudi prehod s stanja E_1 na E_2 . V obeh primerih se energija pojavlja kot kvant izraza $h\nu_{12}$. Identificiramo lahko tri tipe interakcije med elektromagnetnim sevanjem in preprostim dvonivojskim atomskim sistemom: absorpcijo, spontano in stimulirano emisijo, ki so natančneje opisane v poglavju 2.3

2.2 Sevanje črnega telesa

Porazdelitev ravnovesne gostote energije na frekvenčni interval za elektromagnetno sevanje v votlini pri temperaturi T je dana s Planckovim zakonom

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}, \quad (2)$$

kjer je $\rho(\nu)$ gostota energije sevanja na frekvenčni interval, k Boltzmannova konstanta in c hitrost svetlobe. Spektralna porazdelitev termičnega sevanja izgine pri $\nu = 0$ in $\nu \rightarrow \infty$ in ima vrh, ki je odvisen od temperature.

2.3 Absorpcija, spontana in stimulirana emisija

Absorpcija. Če elektromagnetni val s frekvenco ν_{21} potuje skozi atomski sistem z energijsko razliko $h\nu_{21}$, se bo populacija spodnjega nivoja praznila s stopnjo, ki je sorazmerna tako gostoti energije sevanja $\rho(\nu)$ kot tudi populaciji N_1 tega nivoja

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -B_{12}\rho(\nu_{12})N_1, \quad (3)$$

kjer je B_{12} sorazmernostna konstanta z enoto $\text{cm}^3/\text{s}^2\text{J}$. Produkt $B_{12}\rho(\nu)$ si lahko razlagamo kot verjetnost za prehod na enoto časa.

Spontana emisija. Po tem, ko je bil atom dvignjen na zgornji nivo z absorpcijo, populacija zgornjega nivoja spontano prehaja na spodnji nivo s stopnjo sorazmerno populaciji zgornjega nivoja

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -A_{21}N_2, \quad (4)$$

kjer je A_{21} sorazmernostna konstanta z enoto s^{-1} . Količina A_{21} , ki je karakteristična za nivoja, ki ju preučujemo, se imenuje verjetnost spontanega prehoda, saj ta koeficient izraža verjetnost na enoto časa, da atom spontano prehaja v nižje stanje.

Spontana emisija je statistična funkcija časa in kraja. Zaradi velikega števila atomov, ki spontano emitirajo energijo, ni fazne povezave med posameznimi emisijskimi procesi; kvanti so nekoherentni. Proces je določen z življenjsko dobo elektrona v vzbujenem stanju, po katerem se bo spontano vrnil v nižje stanje in izseval energijo. To se lahko zgodi tudi brez prisotnosti elektromagnetnega polja. Enačba (4) ima rešitev

$$N_2(t) = N_2(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{21}}\right), \quad (5)$$

kjer je τ_{21} razpadni čas spontanega sevanja nivoja 2. Enak je obratni vrednosti Einsteinovega koeficienta

$$\tau_{21} = A_{21}^{-1}. \quad (6)$$

Tudi v splošnem velja, da obratni vrednosti verjetnosti prehoda nekega procesa pravimo razpadni čas.

Stimulirana emisija. Emisija se ne zgodi le spontano, poteče lahko tudi s pomočjo stimulacije z elektromagnetnim sevanjem primerne frekvence. V tem primeru atom odda kvant energije sevalnemu polju v skladu z enačbo

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -B_{21}\rho(\nu_{21})N_2, \quad (7)$$

kjer je B_{21} ponovno sorazmernostna konstanta.

Obstaja bistvena razlika med procesoma spontane in stimulirane emisije. V primeru spontane emisije atom emitira elektromagnetni val, ki ni v določeni fazni zvezi s tistim, ki ga izseva drug atom. Še več, val se lahko emitira v katerikoli smeri. V primeru stimulirane emisije pa je izsevana faza enaka vpadni fazi elektromagnetnega valovanja, izsevani foton pa ima isto smer kot vpadli.

Če združimo absorpcijo, spontano in stimulirano emisijo, tako kot smo jih izrazili z enačbami (3, 4 in 7), lahko za spremembo populacij v dvonivojskem sistemu napišemo

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} = B_{21}\rho(\nu)N_2 - B_{12}\rho(\nu)N_1 + A_{21}N_2. \quad (8)$$

Relacija

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} \quad (9)$$

sledi iz (1). V termičnem ravnovesju mora biti število prehodov na enoto časa z E_1 na E_2 enako številu prehodov z E_2 na E_1 . Zasedenost zgornjega nivoja se zmanjšuje zaradi stimuliranih in spontanah prehodov v spodnje stanje, povečuje pa zaradi absorpcije. Zato velja tudi

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{\partial N_2}{\partial t} = 0. \quad (10)$$

Tako lahko zapišemo

$$N_2A_{21} + N_2\rho(\nu)B_{21} = \rho\nu B_{12}. \quad (11)$$

Glede na osnovni princip statistične mehanike, ki opisuje veliko število atomov v termičnem ravnovesju pri temperaturi T , je relativna populacija katerih koli dveh nivojev z energijama E_n in E_m izražena z Boltzmannovim razmerjem

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp((-(E_m - E_n))/kT). \quad (12)$$

Zgornja enačba velja za atomske sisteme z nedegeneriranimi nivoji. Če obstaja g_i različnih stanj atoma, ki ustrezajo energiji E_i , je g_i definiran kot degeneracija i -tega energijskega nivoja. Vsa stanja z enako energijo bodo enakomerno zapolnjena, zato sledi, da bo število atomov v nivojih n in m enako $N_n = g_n N'_n$, in $N_m = g_m N'_m$; pri tem se N'_n in N'_m nanašata na populaciji katerihkoli stanj v nivojih n in m . Populaciji obeh nivojev bosta torej v razmerju

$$\frac{N_m}{N_n} = \frac{g_m N'_m}{g_n N'_n} = \frac{g_m}{g_n} \exp((-(E_m - E_n))/kT). \quad (13)$$

Pri absolutni ničli Boltzmannova porazdelitev predvideva, da bodo vsi atomi v osnovnem stanju. Termično ravnovesje pri katerikoli temperaturi zahteva, da je stanje z nižjo energijo gosteje zasedeno kot stanje z višjo energijo. Tako je razmerje N_m/N_n vedno manjše od ena za $E_m > E_n$ za $T > 0$.

Z uporabo zgornje Boltzmannove enačbe za razmerje N_2/N_1 lahko izraz (11) zapišemo kot

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{(A_{21}/B_{21})}{(g_1/g_2)(B_{12}/B_{21}) \exp(h\nu_{21}/kT) - 1}. \quad (14)$$

S primerjavo tega izraza z zakonom o sevanju črnega telesa (2) dobimo

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \quad \text{in} \quad B_{21} = \frac{g_1 B_{12}}{g_2}. \quad (15)$$

To sta Einsteinovi relaciji. V preprostem sistemu brez degeneracije, torej v katerem velja $g_1 = g_2$, velja tudi $B_{21} = B_{12}$; tako sta Einsteinova koeficienta za stimulirano emisijo in absorpcijo enaka. Če pa dva nivoja nimata enake degeneracije, verjetnost za absorpcijo ni več enaka tisti za stimulirano emisijo. Temeljne procese kot so spontana emisija, stimulirana emisija in absorpcija lahko opišemo tudi s pomočjo absorbiranih in emitiranih fotonov:

- Pri absorpciji se zmanjša število fotonov v enem od stanj polja pri frekvenci prehoda ν_{21} .
- V procesu spontane emisije atom prehaja z višjega na nižji nivo. Izseva se foton v katerokoli stanje polja v okolici frekvence prehoda.
- V procesu stimulirane emisije se število fotonov v stanju, ki je prehod povzročilo, poveča za ena.

Vsak stimuliran proces povzroči nastanek fotona, vsaka absorpcija pa foton anihilira.

2.4 Absorpcijski koeficient

Privzamemo, da žarek z gostoto energije $\rho(\nu)$ vpade na tanek vzorec z debelino dx ; kot prej se omejimo na primer sistema z dvema energijskima nivojema. Iz (8 in 15) dobimo

$$-\frac{\partial N_1}{\partial t} = \rho(\nu) B_{21} \left(\frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right). \quad (16)$$

Izraz smo dobili s privzetkom o ostro določenih energijskih nivojih z medsebojnimi energijskimi razlikami $h\nu_{21}$ in elektromagnetnem valu s frekvenco ν_{21} . Preučimo interakcijo med dvema energijskima nivojema z razširjenima spektralnima črtama (z energijsko razliko, ki jo opisuje funkcija

$g(\nu, \nu_0)$ in je centrirana pri ν_0 s polovično širino $\Delta\nu$) ter signalom s centralno frekvenco ν_s in širino $d\nu$.

Spektralna širina signala je ozka v primerjavi z razširitvijo prehoda. Če sta N_1 in N_2 števili atomov v nivojih 1 in 2, število atomov, ki lahko interagirajo s sevanjem s frekvenco ν_s in širino $d\nu$ podaja izraz

$$\left(\frac{g_2}{g_1}N_1 - N_2\right)g(\nu_s, \nu_0)d\nu. \quad (17)$$

Celotno spremembo števila atomov v energijskem nivoju 1 lahko izrazimo posredno s gostoto energije $\rho(\nu)d\nu$ z množenjem obeh strani (16) z energijo fotona $h\nu$ in deljenjem s prostornino V . Populaciji N_1 in N_2 v nadaljevanju izražamo prek gostot populacij n_1 in n_2 . Iz enačbe (16) dobimo

$$-\frac{\partial}{\partial t}(\rho(\nu_s)d\nu) = \rho(\nu_s)d\nu B_{21}h\nu_s g(\nu_s, \nu_0) \left(\frac{g_2}{g_1}n_1 - n_2\right). \quad (18)$$

Enačba da stopnjo absorbirane energije v frekvenčnem intervalu $d\nu$ centriranega okrog ν_s . V laserju je valovna dolžina emitiranega sevanja, ki v našem modelu ustreza širini signala $d\nu$, zelo ozka v primerjavi z naravno spektralno širino črt določene snovi. Delovanje laserja lahko tako dovolj natančno opišemo kot interakcijo razširjenih energijskih nivojev z monokromatskim valom. Gostoto fotonov monokromatskega sevanja predstavimo z delta funkcijo $\delta(\nu - \nu_0)$. Po integriranju (18) v intervalu $d\nu$ dobimo za monokromatski signal s frekvenco ν_s in spektralno razširjenim prehodom

$$-\frac{\partial \rho(\nu_s)}{\partial t} = \rho(\nu_s)B_{21}h\nu_s g(\nu_s, \nu_0) \left(\frac{g_2}{g_1}n_1 - n_2\right). \quad (19)$$

Signal potuje prek snovi z debelino dx v času $dt = dx/c = (n/c_0)dx$. Ko val napreduje od x k $x + dx$, je zmanjšanje energije v žarku enako

$$-\frac{\partial \rho(\nu_s)}{\partial x} = h\nu_s \rho(\nu_s)g(\nu_s, \nu_0)B_{21} \left(\frac{g_2}{g_1}n_1 - n_2\right) \frac{1}{c}. \quad (20)$$

Integracija zgornjega izraza da

$$\frac{\rho(\nu_s)}{\rho_0(\nu_s)} = \exp \left[-h\nu_s g(\nu_s, \nu_0)B_{21} \left(\frac{g_2}{g_1}n_1 - n_2\right) \frac{x}{c} \right]. \quad (21)$$

Če vpeljemo absorpcijski koeficient $\alpha(\nu_s)$

$$\alpha(\nu_s) = \left(\frac{g_2}{g_1}n_1 - n_2\right) \sigma_{21}(\nu_s), \quad (22)$$

kjer je

$$\sigma_{21}(\nu_s) = \frac{h\nu_s g(\nu_s, \nu_0)B_{21}}{c}, \quad (23)$$

lahko (21) zapišemo v obliki

$$\rho(\nu_s) = \rho_0(\nu_s)e^{-\alpha(\nu_s)x}. \quad (24)$$

Dobili smo eksponentno absorpcijsko enačbo pri pogoju termičnega ravnovesja $n_1g_2/g_1 > n_2$. Energija sevanja v snovi eksponentno pojema z vdorno globino. Absorpcija je največja v primeru, ko so vsi atomi v osnovnem stanju n_1 . Parameter σ_{21} je presek za sevalni prehod $2 \rightarrow 1$. Presek za stimulirano emisijo σ_{21} je povezan s presekom za absorpcijo prek razmerja degeneracij obeh nivojev

$$\frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}} = \frac{g_1}{g_2}. \quad (25)$$

Obrnjena zasedenost. V skladu z Boltzmannovo porazdelitvijo velja, da je v termičnem ravnovesju v nivoju z višjo energijo vedno manjše število atomov kot v nivoju z nižjo energijo. Tako je

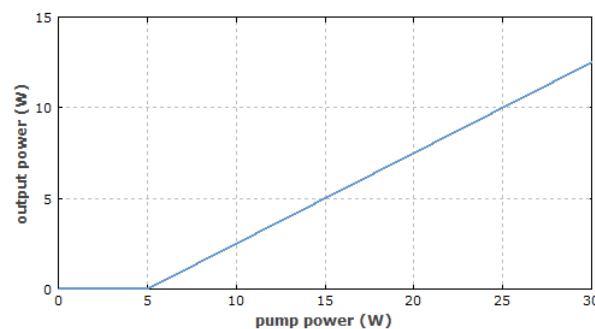
razlika populacij $N_1 - N_2$ vedno pozitivna, kar pomeni, da je absorpcijski koeficient $\alpha(\nu_s)$ v (22) pozitiven in vpadno sevanje se absorbira.

Predpostavimo, da je možno doseči začasno stanje, v katerem je v višjem energijskem nivoju večje število atomov. Navadno pozitivna razlika populacij $N_1 - N_2$ postane negativna in namesto procesa stimulirane absorpcije prevlada stimulirana emisija oziroma ojačitev prejetega signala. Tudi absorpcijski koeficient $\alpha(\nu_s)$ je negativen in velja $\partial\rho(\nu)/\partial x > 0$. Stanje, ki ga moramo doseči za ojačevanje, je torej

$$N_2 > N_1 \quad \text{pri} \quad E_2 > E_1. \quad (26)$$

Negativna razlika populacij ($N_2 - g_2N_1/g_1$) pri tem prehodu se imenuje *obrnjena zasedenost*. Stanju, ko sta populaciji obeh stanj enaki, pravimo *prag inverzije*. Stanje obrnjene zasedenosti v termičnem ravnovesju ni možno in ga je treba vzdrževati z dovajanjem energije, čemur pravimo tudi *optično črpanje*. To je mogoče v različnih sistemih napraviti na mnogo načinov.

V plinih je najpogostejši način vzbujanja z električnim tokom. Elektroni, ki so glavni nosilci toka, se zaletavajo v atome ali ione in jih vzbujajo na višje nivoje, pri čemer lahko pride do obrnjene zasedenosti med nekim parom nivojev. Pogost proces v plinih je tudi prenos energije s trki med atomi. Vzburjen atom prve vrste lahko pri trku preda energijo brez sevanja atomu druge vrste, ki iz osnovnega stanja preide v ustrezen višji nivo. Če je pod tem nivojem še drugo vzbujeno stanje, bomo med njima dobili obrnjeno zasedenost, kadar bo življenski čas gornjega nivoja daljši od spodnjega.



Slika 1. Izhodna moč laserja v odvisnosti od moči črpanja. Rob, ki nastane pri laserskem pragu je navadno rahlo zakrivljen zaradi spontane emisije. Vzeto iz [4].

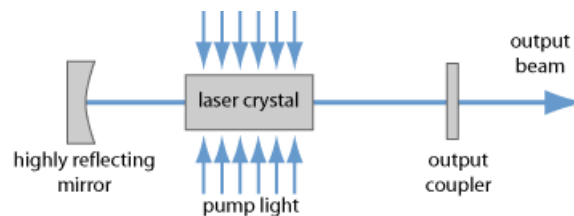
V neprevodnih kristalih sta v optičnem področju absorpcija in sevanje pri določeni valovni dolžini navadno posledica primesi. Obrnjeno zasedenost para nivojev primesi največkrat dobimo tako, da kristal obsevamo s svetlobo s frekvenco, ki ustreza prehodu na nivo nad izbranim. Tak način optičnega črpanja deluje tudi v organskih barvilih.

V polprevodnikih dosežemo obrnjeno zasedenost med prevodnim in valenčnim pasom z vbrižgavanjem elektronov in vrzeli v območje p-n spoja z električnim tokom v prevodni smeri. Možen mehanizem vzbujanja so tudi kemične reakcije. Po reakciji lahko produkti ostanejo v vzbujenem stanju in lahko dobimo obrnjeno zasedenost med paroma stanj.

2.5 Laserski resonator

Laser vsebuje optični resonator, v katerem se svetloba odbija med dvema zrcalom. Optični resonatorji so votline, v katerih je mogoče vzpostaviti stoječe svetlobno valovanje. Taka stoječa valovanja so skoraj stacionarne rešitve valovne enačbe z ustreznimi robnimi pogoji v votlini in se obnašajo kot dušena harmonska nihala. Sestavljen je lahko iz ločenih optičnih elementov (na primer zrcal), valovnih vodnikov ali kombinacije obojega. Glede na pot žarka v resonatorju ločimo resonatorje na

linearne in krožne. V linearnem resonatorju se žarek odbija med dvema končnima zrcaloma, v krožnem pa kroži po zaključeni poti. Če resonator vzbuja z zunanjim poljem z določeno frekvenco, dobimo pri frekvencah lastnih nihanj resonance. Če nam dano harmonično nihalo uspe povezati v povratno zvezo z ustreznim ojačevalnikom, ki pokriva izgube nihala zaradi dušenja, lahko napravimo oscilator, ki samostojno niha brez zunanjega vzbuja. Ojačevanje svetlobe je mogoče dobiti v sredstvu z obrnjeno zasedenostjo med dvema nivojema. Zato je v notranjosti resonatorja aktivna snov (npr. laserski kristal), ki služi ojačevanju svetlobe. Energija nihanj z dovolj majhnimi izgubami bo rasla, dokler se ojačitev ne bo izenačila z izgubami.



Slika 2. Shema postavitve optično črpanega laserja. Vzeto iz [4].

Aktivna snov za svoje delovanje zahteva zunanje zaloge energije, kar se zagotovi prek optičnega črpanja, pri katerem se s pomočjo svetlobe ali električnega toka elektronsko vzbuja medij v druge, višjeležeče energijske nivoje, kot je natančneje opisano v poglavju 2.4 Iz laserja izhaja del svetlobe, krožeče v resonatorju, in gre ven prek polprepustnega zrcala. Izhajajoči žarek predstavlja koristno produkcijo laserja.

2.6 Lastnosti laserske svetlobe

Laserska svetloba ima nekaj zelo posebnih značilnosti, ki jo ločijo od svetlobe drugih izvorov:

Enobarvnost. Ta lastnost je posledica dveh okoliščin (1) Ojači se lahko le elektromagnetni val s frekvenco ν_{21} . (2) V resonančni votlini, ki jo sestavljata dve zrcali, se nihanja lahko pojavijo le pri resonančnih frekvencah te votline. To vodi k ožji spektralni širini laserskega žarka kakršna je širina prehoda $2 \rightarrow 1$, ki jo opazimo pri spontani emisiji.

Koherenca. Laserski žarek je prostorsko in časovno koherenten. Zamislimo si dve točki, P_1 in P_2 , ki ob času $t = 0$ ležita na isti valovni fronti danega elektromagnetnega vala in naj bosta $E_1(t)$ in $E_2(t)$ ustrezni električni polji v teh dveh točkah. Razlika faz obeh polj ob času $t = 0$ je nič. Če ostane enaka nič za vse čase $t > 0$, rečemo, da obstaja koherenca med tema dvema točkama. Če se taka koherenca pojavi za katerikoli točki fronte elektromagnetnega vala, pravimo, da je val prostorsko koherenten. Da bi definirali časovno koherenco, si zamislimo električno polje elektromagnetnega vala v dani točki P ob času t in $t + \tau$. Če za dan časovni zamik τ fazna razlika med poljema ostane enaka za vse čase t , pravimo, da obstaja časovna koherenca za čas τ . Če se to zgodi za katerokoli vrednost τ , je elektromagnetni val časovno koherenten. Koherenten Gaussov snop lahko z ustrežno optiko zberemo v piko velikosti valovne dolžine, s čimer dosežemo že pri skromni moči zelo veliko gostoto svetlobnega toka.

Usmerjenost. Je posledica tega, da je lastno stanje stabilnega resonatorja Gaussove oblike in je zato tak tudi izhodni snop. Divergenca takega snopa je posledica uklona in je najmanjša možna.

Svetlost. Svetlost danega vira elektromagnetnih valov je definirana kot svetlobni tok, ki pade na površino ali ga oddaja enota površine v prostorski kot. Moč dP , ki jo oddaja dS v prostorski kot Ω v smer OO' zapišemo kot

$$dP = B \cos \theta dS d\Omega, \quad (27)$$

kjer je θ kot med OO' in normalo \vec{n} na površino. Količino B imenujemo *svetlost vira* v točki O in smeri OO' . Če se B ne spreminja, je vir izotropen.

Oglejmo si laserski žarek z okroglim presekom premera D , z močjo P in divergenco θ . Ker je kot θ majhen, velja $\cos \theta \cong 1$. Glede na zgornjo enačbo za svetlost žarka dobimo

$$B = \frac{4P}{(\pi D \theta)^2}. \quad (28)$$

Svetlost je najpomembnejši parameter laserskega žarka in v splošnem kateregakoli svetlobnega izvora. Že pri nizkih močeh (nekaj mW) je svetlost laserskega žarka za nekaj velikostnih redov večja od svetlosti preostalih svetil. To je predvsem posledica usmerjenosti laserskega žarka. Intenziteta fokusiranega žarka lahko doseže zelo visoke vrednosti; lastnost, ki se izrablja v mnogih aplikacijah laserjev.

Trajanje kratkih pulzev. S posebnim postopkom imenovanim uklepanje faz lahko pridobimo svetlobne pulze, katerih trajanje je velikostnega reda fs. To pomeni, da je možno doseči zelo visoke izhodne moči.

2.7 Tipi laserjev

Laserje navadno umestimo v tri skupine:

- Polprevodniški laserji - večinoma laserske diode; učinkovito generirajo visoke izhodne moči (a tipično s skromno kvaliteto žarka), nizke izhodne moči z dobrimi prostorskimi lastnostmi (za uporabo v CD in DVD predvajalnikih) ali pulze z visoko stopnjo ponavljanja (za uporabo v tehnologiji telekomunikacij).
- Trdninski laserji; osnovani na ionsko dopiranih kristalih ali steklih, črpani z laserskimi diodami in generirajo visoke izhodne moči ali nizke moči z zelo visoko kvaliteto žarka, prostorsko čistostjo in/ali stabilnostjo (na primer za uporabo pri merjenjih), ali ultrakratke pulze z dolžino trajanja velikostnega reda piko- in femtosekund. Sem sodijo tudi vlaknasti laserji, osnovani na optičnih steklenih vlaknih, ki so dopirani z lasersko aktivnimi ioni v sredici vlakna. Dosežejo visoke izhodne moči.
- Plinski laserji; pogosto uporabljeni plini so CO₂, Ar, Kr in plinske mešanice kot je He-Ne.

Laserje razvrščamo tudi glede na valovno dolžino emitiranega sevanja: poznamo infrardeče, vidne, UV laserje ter laserje, ki oddajajo X-žarke.

3. Uklepanje faz

Uklepanje faz je tehnika, s katero pridobimo ultrakratke pulze iz laserjev, ki jim zato pravimo fazno uklenjeni laserji. Laserski resonator v tem primeru vsebuje aktivni element (optični modulator) ali nelinearen pasivni element (absorber), ki povzroči tvorbo ultrakratkega pulza, ki kroži v laserskem resonatorju. V stabilnem stanju so številni pojavi, ki vplivajo na cirkulirajoči pulz v ravnovesju, tako da parametri pulza ostajajo nespremenjeni oziroma skoraj konstantni po vsaki zaključeni krožni poti. Vsakič ko pulz zadane polprepustno zrcalo, je oddan pulz, tako da laser zapusti urejen pulzni niz. Obdobje ponavljanja pulzev je tipično nekaj nanosekund, medtem ko je trajanje pulza veliko

krajše: med 30 fs in 30 ps, v skrajnih primerih vse do 5 fs. Zato je največja moč fazno uklenjenega laserja lahko za nekaj velikostnih redov večja od povprečne moči.

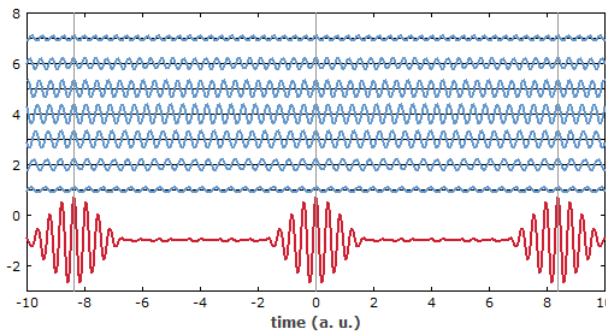
Izraz uklepanje faz izvira iz opisa v območju frekvence: v laserskem resonatorju je oblikovan kratek pulz, ko je dosežena nespremenljiva fazna zveza med njegovimi stoječimi valovanji, ali natančneje, med črtami v spektru na izhodu laserja. Poučno si je zamisliti nastanek periodičnega pulznega niza s superpozicijo sinusoidnih nihanj z enakomerno razmaknjenimi frekvencami, ki ustrezajo različnim resonatorjevim stanjem v fazno uklenjenem laserju. Večje kot je število vključenih frekvenčnih komponent, krajše je lahko trajanje povzročene pulza.

Naj torej v laserju niha več nihanj hkrati. Njihove frekvence so enakomerno razmaknjene za $\Delta\omega$. Celotno električno polje v neki točki v laserju je

$$E(t) = \sum_{m=-N/2}^{N/2} A_m e^{i[(\omega+m\Delta\omega)t+\varphi(t)]}, \quad (29)$$

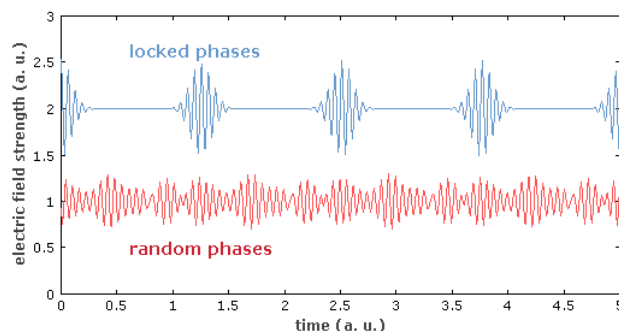
pri čemer je N število vseh vzbujenih nihanj. Upoštevali smo, da ima vsako nihanje lahko poljubno fazo $\varphi(t)$, ki je v splošnem predvsem zaradi zunanjih motenj slučajna funkcija časa. Denimo, da so faze vseh nihanj enake. Poleg tega zaradi enostavnosti računa privzemimo še, da so tudi vse amplitude A_m enake. Tedaj postane (29) geometrijska vsota in jo lahko seštejemo

$$E(t) = A_0 e^{i\omega t} \frac{\sin(N\Delta\omega t/2)}{\sin(\Delta\omega t/2)}. \quad (30)$$



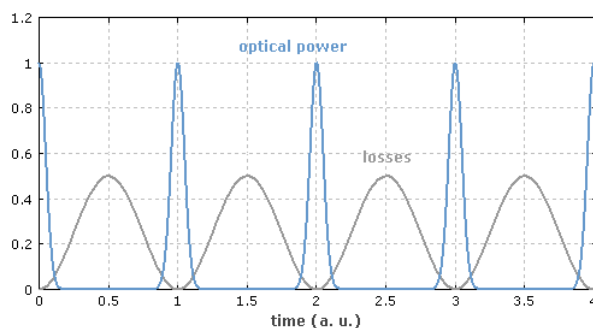
Slika 3. Graf prikazuje sintezo periodičnega pulznega niza (rdeča krivulja) z dodajanjem sedmih oscilacij z rahlo različnimi frekvencami (modre krivulje). Navpične črte kažejo točke v času, kjer se vse oscilacije seštejejo v fazi. Vzeto iz [4].

Pomembno je, da obstaja stalna fazna povezava med temi stoječimi valovanji. To je ilustriano na spodnji sliki, kjer modra krivulja kaže pulzni niz s fiksno fazno povezavo, tako da se ob rednih časovnih legah električna polja vseh teh frekvenčnih komponent seštejejo v maksimum celotne moči polja. Rdeča krivulja kaže električno polje pri isti moči za vse frekvenčne komponente, ampak z naključnimi medsebojnimi fazami.



Slika 4. Časovni razvoj polja v resonatorski votlini laserja; enkrat v fiksni fazni povezavi med stoječimi valovanji (fazno uklenjeno stanje) in enkrat pri naključnih fazah. Vzeto iz [4].

3.1 Aktivno uklepanje faz



Slika 5. Časovni razvoj optične moči in izgub v aktivno fazno uklenjenem laserju. Modulator povzroči povečane izgube za pulzne repe in tako učinkovito skrajšuje pulze. Ker je trajanje pulza v primerjavi s pulzno periodo veliko manjše od prikazanega, je pojav pulznega skrajšanja z modulatorjem navadno precej šibko. Vzeto iz [4].

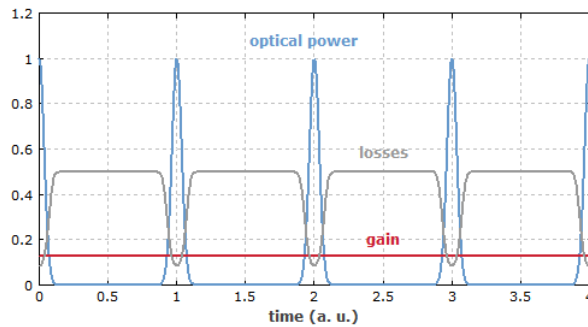
Aktivno uklepanje faz vključuje periodično prilagajanje (modulacijo) resonatorskih izgub ali fazne spremembe krožnega potovanja pulza. To lahko na primer dosežemo z akusto-optičnim ali elektro-optičnim modulatorjem. Če se modulacija ujema s krožnimi potovanji v resonatorju, to vodi k tvorbi ultrakratkih pulzev.

Pulz s pravilno časovno usklajenostjo lahko prečka modulator ob časih, ko izgube dosežejo svoj minimum, kar učinkovito vodi v rahlo skrajšanje pulza v vsakem ciklu, dokler se ta proces ne uravnoteži z drugimi efekti, ki težijo k širitvi pulza. Njegovo trajanje je tipično v obsegu pikosekund in je le malo odvisno od parametrov kot je moč modulatorskega signala. Ta šibka odvisnost prihaja z dejstva, da pojav skrajšanja pulza postane manj učinkovit za krajše trajanje pulzev, medtem ko drugi efekti, ki pulz podaljšujejo, takrat postanejo bolj učinkoviti.

3.2 Pasivno uklepanje faz

Poleg opisanega aktivnega postopka je mogoče faze ukleniti tudi tako, da v laserski resonator postavimo plast barvila, ki močno absorbira svetlobo laserja pri majhni gostoti toka, pri veliki gostoti pa pride do nasičenja absorpcije, zato postane barvilo prozorno. Na začetku imamo v laserju predvsem spontano sevanje, ki se pri enem prehodu skozi aktivno snov deloma ojači. Barvilo najmanj absorbira največjo fluktuacijo. Pri dovolj velikem ojačenju bo ta rastla in spet dobimo fazno uklenjeni sunek. Ker mora po prehodu sunka absorpcija v barvilu zopet hitro narasti, mora biti relaksacijski čas barvila zelo kratek, v območju pikosekund ali manj.

Pulzni laserji



Slika 6. Graf prikazuje časovni razvoj optične moči in izgub v pasivno fazno uklenjenem laserju s hitrim nasičenim absorberjem. Krajši kot postane pulz, hitrejše so modulacije izgub. Prirastek ostane približno enak, ker je njegovo nasičenje šibko. Vzeto iz [4].

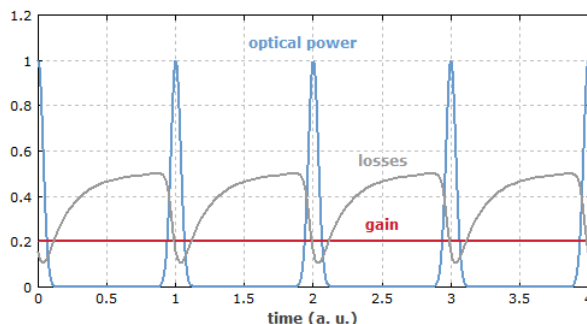
Na sliki je shematičen prikaz za postavitev pasivno fazno uklenjenega laserja. Oglejmo si stabilno stanje in si za poenostavitev predstavljajmo le posamezen krožeč pulz v laserskem resonatorju. Vsakič ko pulz zadane absorber, slednji nasiči absorpcijo in tako začasno zmanjša izgube (kot je prikazano na spodnjem grafu). V stabilnem stanju se laserski doprinos lahko nasiti do stopnje, ki ravno zadostuje za izravnavanje izgub krožečega pulza, medtem ko svetloba nižje intenzitete, ki zadane absorber ob preostalih časih, doživi izgube. Absorber lahko tako zatre kakršnekoli dodatne šibkejšje pulze poleg kontinuirane svetlobe ozadja. Prav tako nenehno zmanjšuje predvsem začetni del krožečega pulza; lahko se skrajšuje tudi rep pulza, če je relaksacijski čas absorberja dovolj kratek. Absorber tako teži h krajšanju pulza; v stabilnem stanju ta pojav izenačuje ostale efekte, ki pulz podaljšujejo.

V primerjavi z aktivnim uklepanjem faz tehnika pasivnega uklepanje faz omogoča generiranje veliko krajših pulzev, ker lahko nasičeni absorber modulira resonatorske izgube veliko hitreje kot katerikoli elektronski modulator: krajši kot postanejo krožeči pulzi, hitreje se doseže prilagajanje izgub. To drži vsaj za vodilni del pulza, kjer je absorber prozoren, medtem ko je relaksacijski čas absorberja daljši. V mnogih primerih lahko nasičeni absorber tudi začne proces uklepanja faz. Generiranje pulzev se lahko začne samodejno po prižigu laserja, običajno pa laser začne delovati v bolj ali manj kontinuiranem načinu, vendar z znatnimi fluktuacijami laserske moči. V splošnem so počasni absorberji bolj primerni za samoiniciativno fazno uklepanje kot hitri absorberji.

3.2.1 Počasni in hitri absorberji

Če je relaksacijski čas absorberja krajši od trajanja pulza, potem govorimo o hitrem absorberju. V tem primeru modulacija izgub sledi variaciji optične moči. Uklepanje faz se lahko doseže tudi s počasnim absorberjem, katerega relaksacijski čas je daljši od časa trajanja pulza.

Izkaže se, da je na primer v trdninskem laserju, fazno uklenjenem s počasnim absorberjem, začasno območje brez izgub ravno za pulzi, kjer je absorber še vedno v nasičenem stanju. Navadno bi pričakovali, da taka situacija ne more biti stabilna, saj naj bi kakršenkoli šum za pulzom kazal eksponentno rast njegove energije in ga prej ali slej destabiliziral. Kakorkoli, tako eksperimentalna opazovanja kot numerične simulacije kažejo stabilnost tudi v situacijah, kjer je čas okrevanja absorberja več kot za red velikosti daljši od trajanje pulza. V primeru kjer ni disperzijskih in nelinearnih efektov, je za stabilnost odgovorna močnejša absorpcija za vodilni rob pulza, ki konstantno zadržuje pulz (t.j. premakne pozicijo maksimuma), ampak ne šuma ozadja, tako da ima slednji omejen čas za eksponentno rast.



Slika 7. Na zgornji sliki je časovni razvoj optične moči in izgub v pasivno fazno uklenjenem laserju s počasnim absorberjem. Ta povzroči modulacijo izgub, ki je hitra za vodilni del pulza, medtem ko relaksacija absorberja poteka dlje. Vzeto iz [4].

3.3 Pikosekundni laser

Pikosekundni laser je laser, ki oddaja optične pulze s trajanjem med 1 ps in nekaj deset pikosekundami. Pripada kategoriji ultrakratkih pulznih laserjev. Pikosekundne pulze lahko generira mnogo tipov laserjev; s parametri delovanja, ki variirajo v širokih območjih: najpogostejši viri so aktivno ali pasivno fazno uklenjeni trdninski laserji. Ti zagotavljajo zelo čiste ultrakratke pulze z oddajanjem od nekaj megahertzov do več kot 100 GHz. Fazno uklenjeni vlaknasti laserji prav tako pokrivajo široko območje stopnje ponavljanja oddajanja pulzev od nekaj megahertzov in vse nad 100 GHz. Možne so zelo visoke povprečne izhodne moči. Kakovost pulza iz takih virov se razlikuje.

Nižje frekvence oddajanja pulzev se lahko dosežejo z dodatnim elektronsko nadzorovanim stikalom, ki izloča posamezne pulze iz niza izhodnih pulzev. Omogoča ojačevanje pulznih energij, na primer z regenerativnim ojačevalnikom.

Laserske diode so lahko fazno uklenjene za generiranje pikosekundnih pulzev. To vodi k viru s tipičnim pulznim ponavljanjem med 1 GHz in stotinami GHz. Energija pulza pa je natančno omejena in kvaliteta pulza ni vedno visoka. V laserskih diodah lahko uporabimo tudi tehniko za generiranje kratkih pulzev z modulacijo ojačanja in ustrezno oblikovano elektroniko, da se doseže pulzna trajanja veliko pod 1 ns, včasih celo pod 100 ps. Tako dobimo kompakten in potencialno poceni vir; druga prednost pa je, da se frekvenca pulznega ponavljanja lahko zelo spreminja v precej širokem območju prek gonilne elektronike.

Bolj eksotičen vir pikosekundnih laserjev so FEL (free electron) laserji, ki zagotavljajo visoke energije pulzev tudi v ekstremnih območjih valovnih dolžin.

3.4 Femtosekundni laser

Femtosekundni laser je laser, ki emitira optične pulze s trajanjem mnogo pod 1 ps, to je v področju femtosekund. Tako pripada kategoriji ultrakratkih pulznih laserjev. Generiranje takih kratkih pulzev je skoraj vedno doseženo s tehniko pasivnega uklepanja faz.

Pasivno fazno uklenjeni trdninski laserji lahko emitirajo ultrakratke pulze katerih tipične povprečne izhodne moči so med 100 mW in 1 W. Titan-safirni laserji so z napredno disperzijsko kompenzacijo celo bolj primerni za pulzna trajanja pod 10 fs, v ekstremnih primerih vse do 5 fs. Pulzi imajo stopnjo ponavljanja v večini primerov med 50 MHz in 500 MHz, čeprav obstajajo tudi taki z oddajanjem pulzev frekvenčnega velikostnega reda nekaj MHz za višje energije pulzev in prav tako miniaturni laserji z nekaj deset GHz.

Različni tipi vlaknastih laserjev, ki so prav tako v večini primerov fazno uklenjeni, tipično nudijo trajanje pulzev med 50 fs in 500 fs, ponavljanjem pulzev med 10 MHz in 100 MHz in povprečnimi močmi nekaj mW. Višje povprečne moči in pulzne energije so možne v kombinaciji z ojačevalcem.

Laserji na organska barvila so dominirali področje generiranja ultrakratkih pulzev pred prihodom titan-safirnih laserjev, sedaj pa se za femtosekundno področje ne uporabljajo več tako pogosto zaradi slabosti povezanih z rokovanjem z laserskim barvilom. Omogočajo trajanje pulzev reda 10 fs, različna laserska barvila pa so primerna za emisijo pri različnih valovnih dolžinah, pogosto v vidnem spektralnem območju.

4. Zaključek

Laserji so od svojih začetkov v 70. letih pa do danes postali nepogrešljiv element znanosti in tehnike zaradi možnosti uporabe na raznovrstnih področjih.

Uporaba tehnike uklepanja faz je omogočila razvoj pulznih laserjev z visokimi izhodnimi močmi. Pulzi z visokimi intenzitetami so uporabni v predelovanju materialov; obdelovanju površin, vrtanju lukenj in 3D laserskem modeliranju. Na področju medicine se fazno uklenjeni laserji uporabljajo kot laserski skalpeli in v oftalmologiji. Pomembni so pri zdravljenju nekaterih bolezni kože, spregledati pa ne smemo niti pomembnih aplikacij pri medicinskem slikanju. Kratki laserski pulzi močno koristijo tudi raznovrstnim metodam slikanja, mikroskopije in spektroskopije, uporabljenih na številnih področjih znanosti. Na področju metrologije se fazno uklenjeni laserji uporabljajo za točno merjenje razdalj, v frekvenčni metrologiji pa služijo za natančno merjenje časa. Zelo kratke svetlobne sunke danes na široko uporabljajo za študij hitre molekularne dinamike in kratkoživih vzbujenih elektronskih stanj v polprevodnikih in mnogih drugih snoveh. Z njimi se je časovna ločljivost povečala za nekaj redov velikosti.

Nadaljnje raziskave na področju laserjev se osredotočajo na razvoj nadgrajenih in specializiranih laserskih tipov, optimiziranih za doseg različnih ciljev delovanja, kot so maksimalne povprečne izhodne moči, maksimalnih pulznih energij in moči, čimkrajše trajanje pulzev, cenovna ugodnost itd. Razvoj pa se nadaljuje še danes.

LITERATURA

- [1] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer series in Optical Sciences. Fourth Extensively Revised and Updated Edition. Springer-Verlag, 1996.
- [2] O. Svelto, *Principles of Lasers*, Fourth Edition. Springer Science+Business Media, Inc., 1998.
- [3] J. Svelto, *Fizika 4. del*, Matematika-fizika: zbirka univerzitetnih učbenikov in monografij, DMFA - založništvo, 2010.
- [4] R. Paschotta, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology of RP Photonics Consulting GmbH*. <http://www.rp-photonics.com> , pridobljeno 6. 5. 2015.
- [5] Čopič, M. *Fotonika.*, 2011.
- [6] <https://en.wikipedia.org>, pridobljeno 9. 5. 2015.

Slike v članku so objavljene s prijaznim dovoljenjem podjetja RP Photonics.

I have used the figures in the article with a friendly permission from RP Photonics.