



Kako rade laseri?¹

Lidija Colombo²

Sve češće se u životu susrećemo s upotrebom lasera. Ovaj relativno nedavno otkriveni izvor elektromagnetskog zračenja (prvi laser je proradio 1960. god.) velikom brzinom ulazi u primjenu u najrazličitijim granama ljudske djelatnosti, od znanosti preko industrijske proizvodnje, telekomunikacija pa do medicine i biologije. Svrha je ovog članka da čitaoca upozna s osnovnim fizikalnim postavkama na kojima se osniva rad tipova lasera koje najčešće srećemo u praksi.

Uvod

Najbolje se princip rada lasera može objasniti na modelu sistema s dva energetska nivoa (slika 1). To može biti atomski ili molekularni sistem s energetskim nivoima E_1 i E_2 , čija je razlika ΔE . Ovaj sistem se može nalaziti u bilo kojem području energije od ultraljubičastog do mikrovalnog područja elektromagnetskog spektra. U uvjetima ravnoteže brojevi čestica u stanju 1 (N_1) i onih u stanju 2 (N_2) moraju zadovoljavati Boltzmanov zakon koji glasi:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

gdje je k Boltzmanova konstanta, a T temperatura u kelvinima. Ako na takav sistem pada svjetlost čija frekvencija odgovara razlici energije $\Delta E = h\nu_{12}$, onda će apsorpcijom dio čestica iz stanja 1 prijeći u stanje 2. Broj čestica koje će prijeći u stanje 2 ovisi o broju čestica u stanju 1, o intenzitetu upadnog zračenja I_0 te o Einsteinovom koeficijentu apsorpcije B .

$$\text{Brzina apsorpcije} \sim BN_1I_0. \quad (1)$$

Čestica pobuđena u više stanje vraća se u niže stanje radijativnim ili neradijativnim procesima. Ako su neradijativni procesi dominantni, onda takav sistem nema uvjeta za lasersko djelovanje. Pretpostavimo dakle da u našem sistemu dominira radijativni proces, koji opet može biti kako *spontana* tako i *stimulirana emisija*. Broj spontanih prijelaza iz stanja 2 u stanje 1 ovisi o broju čestica u stanju 2 te o Einsteinovom koeficijentu spontane emisije A .

$$\text{Spontana emisija} \sim N_2A. \quad (2)$$

Kod stimulirane emisije foton energije $\Delta E = h\nu_{12}$ može stimulirati čestice u stanju 2 da emitiraju zračenje energije ΔE , pa vrijedi

$$h\nu_{12} + X(E_2) \rightarrow 2h\nu_{12} + X(E_1) \quad (3)$$

¹ Ovo je članak dr. Lidije Colombo objavljen školske godine 1981. – 1982. u Matematičko-fizičkom listu godišta XXXII, broj 4.

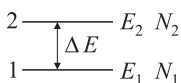
² Bila je 25 godina urednica za fiziku MFL-a. Nedavno je preminula u 93. godini života.

gdje $X(E)$ označava stanje energije.

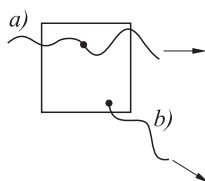
$$\text{Broj stimuliranih fotona} \sim B' N_2 I_0 \quad (4)$$

gdje je B' Einsteinov koeficijent stimulirane emisije. Iz relacije (3) slijedi da se stimuliranom emisijom svjetlost može pojačavati jer se vidi da je ušao jedan foton, a dva fotona iste frekvencije su izašla iz sistema. Na slici 2 shematski su prikazane razlike između spontane i stimulirane emisije. U gornjem dijelu crteža (proces a) imamo stimuliranu emisiju. Val frekvencije ν i amplitude λ djeluje na atom sistema X , nakon čega amplituda biva udvostručena, ali faza i smjer gibanja ostaju sačuvani. Nasuprot tomu, kod spontane emisije (proces b) i smjer i faza mogu biti bilo koji.

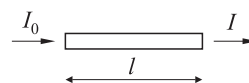
Ako, međutim, jedan foton frekvencije ν_{12} , dobiven spontanom emisijom, prolazi duž uske cijevi u kojoj se nalazi velik broj pobuđenih atoma, amplituda vala nastalog duž osi cijevi stalno će rasti uslijed velikog broja atoma pobuđenih na stimuliranu emisiju. Da bismo dobili što veći broj stimuliranih fotona, potrebno je omogućiti snopu – roju fotona – da višestruko prolaze duž takve cijevi. Ovo se postiže na taj način da se na krajeve cijevi postave poluprozirna zrcala.



Slika 1. Sistem s dva nivoa.



Slika 2. a) Stimulirana emisija, b) spontana emisija.



Slika 3. Eksperiment s apsorpcijom svjetlosti.

Razmotrit ćemo sada kako navedena tri procesa, koja se odvijaju u našem sistemu, utječu na mogućnost postizanja laser efekta. Brzina naseljavanja ili “pumpanje” nivoa 2 jednaka je brzini apsorpcije, tj. BN_1I_0 . S druge strane, taj nivo će se prazniti preko dva moguća mehanizma: stimulirane i spontane emisije. Brzina “pražnjenja” nivoa 2 dana je prema (2) i (4) relacijom

$$B'N_2I_0 + AN_2.$$

U ravnotežnim uvjetima moraju brzine naseljavanja i pražnjenja nivoa 2 biti izjednačene:

$$BN_1I_0 = B'N_2I_0 + AN_2. \quad (4')$$

Vidi se da pritom glavnu ulogu igraju upravo koeficijenti apsorpcije i emisije A , B i B' . Odnos između apsorpcije dan je relacijom

$$A = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B \quad (5)$$

gdje je c brzina svjetlosti.

S druge strane, ako nivoi 1 i 2 nisu degenerirani, vrijedi $B = B'$. Da bi do laserskog efekta uopće došlo, nužno je da u sistemu bude osigurano stvaranje velikog broja fotona frekvencije ν_{12} , a to je moguće samo ako je broj čestica u pobuđenom stanju 2 veći od broja čestica u osnovnom stanju, tj. ako je ispunjen uvjet *inverzije naseljenosti*:

$$N_2 > N_1 \quad (6)$$

što znači da više nemamo termodinamičnu ravnotežu.

Ovisno o tome rade li ovi sistemi u području vidljivog ili mikrovalnog spektra, njihovo ime dolazi od početnih slova naziva: **L**ight **A**mplification by **S**implified **E**mission **R**adiation (pojačanje svjetlosti zračenjem stimulirane emisije) ili: **M**olecular **A**mplification by **S**timulated **E**mission **R**adiation (molekulska pojačanje...).

Pogledajmo sada kako se ranije navedeni uvjeti za stvaranje lasera reflektiraju na standardni eksperiment prolaza svjetlosti kroz sredstvo shematski prikazanom na slici 3. Prolazom svjetlosti kroz plin doći će do apsorpcije. Standardna apsorpcijska pruga ima oblik koji je dan na slici 4, tj. za svaku frekvenciju ν odnos između upadne svjetlosti (I_0) i propuštene svjetlosti (I) dan je relacijom

$$\frac{I}{I_0} = e^{-al} \quad (7)$$

gdje je a koeficijent apsorpcije sredstva, a l debljina apsorbirajućeg sloja. Moramo, međutim, voditi računa da prolazom kroz sredstvo svjetlost, osim što je djelomično apsorbirana, može istovremeno biti emitirana i to mehanizmima i spontane i stimulirane emisije. Već ranije smo vidjeli da se fotoni nastali spontanom emisijom šire u svim smjerovima, pa prema tome doprinose malo u smjeru širenja snopa duž cijevi (bivaju brzo apsorbirani ili raspršeni na stijenkama cijevi). Nasuprot tomu, stimulirana emisija, kao što smo vidjeli na slici 2, doprinosi upravo u tom smjeru.

Da bismo vidjeli kako uvjet inverzije naseljenosti utječe na apsorpcijsku prugu, povežimo ukupnu apsorbiranu svjetlost $\int a dv$, koja odgovara površini ispod pruge na slici 4, a s Einsteinovim koeficijentima A i B

$$\int a dv = \frac{h\nu_0}{c} \cdot B(N_1 - N_2) \quad (8)$$

ili, uzimajući u obzir relaciju (5):

$$\int a dv = \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} \cdot A(N_1 - N_2). \quad (9)$$

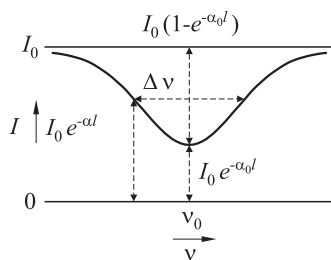
Apsorpcijske pruge u plinu su proširene Dopplerovim efektom, pa se koeficijent apsorpcije mijenja prema relaciji

$$a = a_0 e^{-k(\nu - \nu_0)^2},$$

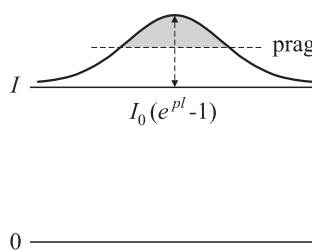
a njegova veza s Einsteinovim koeficijentima dana je izrazom

$$a_0 = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{h\nu_0}{c} \cdot \frac{B(N_1 - N_2)}{\Delta\nu} = 2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{c^2}{8\pi\nu_0^2} \cdot \frac{A(N_1 - N_2)}{\Delta\nu} \quad (10)$$

gdje je $\Delta\nu$ širina apsorpcijske pruge na polovini maksimalne apsorpcije kako je naznačeno na slici 4.



Slika 4. Apsorpcijska pruga.



Slika 5. "Apsorpcijska pruga" u uvjetima laser efekta.

Iz relacije (10) slijedi da će koeficijent apsorpcije u uvjetima inverzije naseljenosti biti negativan, što znači da se stimuliranom emisijom stvara više fotona nego što ih se apsorpira. Onda nam iz relacije (7) slijedi da je omjer $I/I_0 > 1$, ili, ako za novi koeficijent apsorpcije uvedemo oznaku $p = -a$, kojeg ćemo zvati koeficijent prirasta, onda možemo pisati

$$\frac{I}{I_0} = e^{pl} \quad (11)$$

a nova "pruga apsorpcije" imat će oblik koji je dan na slici 5. Tako vidimo da je minimalni uvjet za pojačanje upravo $p > 0$. Pritom nismo uzeli u obzir gubitke koji nastaju u cijevi uslijed raspršenja, refleksije, ogiba i sl. Da bi sistem mogao djelovati kao laser, nužno je da koeficijent p bude veći od ukupnih gubitaka, dakle

$$e^{pl} - 1 > \text{gubici}. \quad (12)$$

Za mala pojačanja i male gubitke možemo približno pisati:

$$pl > \text{gubici odn.} \quad -al > \text{gubici}.$$

Koristeći relaciju (10) možemo za centralnu frekvenciju apsorpcijske pruge pisati:

$$\left(2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{h\nu_0}{c} \cdot \frac{B(N_1 - N_2)}{\Delta\nu} \right) l > \text{gubici} \quad (13)$$

iz čega dobijemo konačni uvjet za efekt lasera:

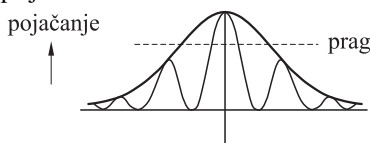
$$(N_1 - N_2) > \frac{\text{gubici}}{l} \cdot \frac{c}{2h\nu_0} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2}} \cdot \frac{\Delta\nu}{B}. \quad (14)$$

Vidimo da sama inverzija naseljenosti nije dovoljna i da postoji neka granična vrijednost pojačanja, neka vrsta praga, ispod kojeg efekt lasera nije moguć. To je na slici 5 prikazano horizontalnom crtkanom linijom, a efekt lasera je moguć samo u području koje je šrafirano.

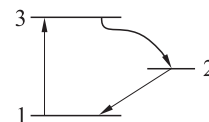
Razmatranja koja smo do sada proveli odnosila su se na jednostruki prolaz snopa svjetlosti kroz sredstvo. Već smo ranije spomenuli da će pojačanje biti tim bolje što je dulji put snopa kroz sistem u kojem postoji inverzija naseljenosti, kao i da se to postiže postavljanjem poluprozirnih zrcala na krajeve cijevi. Snop će se djelomično reflektirati i dio fotona će prolaziti kroz cijev više puta. Ne smijemo zaboraviti da će pri svakoj refleksiji doći do pomaka u fazi, te da će nakon nekoliko prolaza doći do poništavanja intenziteta uslijed interferencije. Takvo poništavanje ćemo izbjeći jedino ako razmak među zrcalima bude cjelobrojni višekratnik polovine valne duljine ($n \cdot \lambda/2$). Na taj način smo stvorili *optički rezonator*. Upravo je podešavanje optičkog rezonatora, tj. paralelnosti zrcala značajan faktor za postizanje velike izlazne snage. Sljedeći primjer će pokazati o kakvoj se preciznosti radi. Neka je cijev duga $1 \text{ m} = 10^9 \text{ nm}$ i neka je $\lambda = 500 \text{ nm}$. U dužini cijevi bit će 4 milijuna $\lambda/2$. Da bismo odredili za koju valnu duljinu možemo dobiti sljedeći maksimum prirasta, pitamo se za koliko mora varirati λ da bi broj mogućih $\lambda/2$ varirao za jedan, tj.

$$3\,999\,999 \cdot \frac{\lambda + \delta\lambda}{2} = 10^9$$

odakle slijedi $\delta\lambda = 0.000125 \text{ nm}$. To znači da su susjedni modovi rezonatora razmaknuti za 0.000125 nm ili 150 MHz . Svi takvi modovi titraja sadržani su u tipičnom profilu prirasta kako je prikazano na slici 6. Ako je prag za laser efekt takav da su svi modovi, osim jednog, ispod tog praga, onda će laser emitirati samo fotone frekvencije sadržane u centralnom maksimumu, pa je širina spektralne linije lasera uža od prirodne širine danog prijelaza.



Slika 6. Modovi titranja optičkog rezonatora.



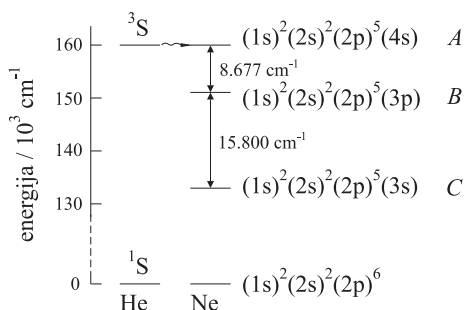
Slika 7. Sistem s tri nivoa.

Laseri s više od dva nivoa

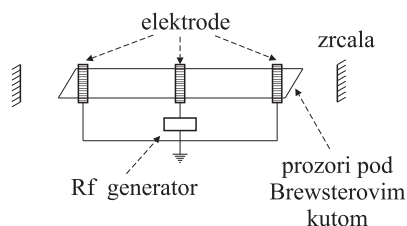
Dosadašja smo razmatranja proveli na model-sistemu u kojem se i inverzija naseljenosti i laserska emisija odvijaju između dva nivoa. U stvari, takav tip lasera skoro je nemoguće ostvariti. Nivo 1 je, naime, uvijek osnovno stanje pa je u tim uvjetima vrlo teško ostvariti inverziju naseljenosti. Zbog toga se najčešće koristi neki treći nivo 3, kako je prikazano na slici 7. Nivo 3 se direktno “pumpa” s nivoa 1. Nekim od mogućih mehanizama, energija s nivoa 3 se prenosi na nivo 2 s kojeg onda pražnjenjem dolazi do laser efekta. Najveći broj lasera koji se danas upotrebljava, radi na sistemu od tri i više nivoa.

Kontinuirani He-Ne laser

To je bio prvi konstruirani plinski laser koji je emitirao kontinuirani snop svjetlosti. Pojednostavnjena shema energetskih nivoa atoma helija i neona dana je na slici 8. U ovom području elektromagnetskog vala frekvencije nisu izražene u hertzima (Hz) nego u “valnim brojevima” n [cm^{-1}], jedinici koja je definirana kao frekvencija svjetlosti podijeljena s brzinom svjetlosti: $n = \nu/c$ [s^{-1}]/[cm s^{-1}] = [cm^{-1}]. Energija je proporcionalna frekvenciji, pa je tako na slici nanescena.



Slika 8. Energetska shema atoma He i Ne.

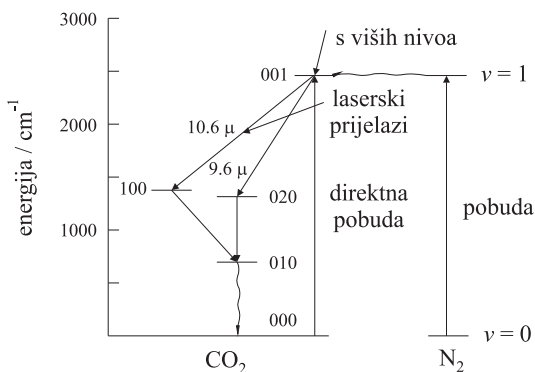


Slika 9. Montaža izbojne cijevi za plinski laser.

U smjesi He-Ne (0.1 mm Ne, 1 mm He) električnim izbojem stvara se dovoljan broj atoma helija pobuđenih u stanje 3S , dok atomi neona tim izbojem nisu dovoljno pobuđeni. Obzirom da je prijelaz $^3S \rightarrow ^1S$ zabranjen, stanje 3S ima dugo vrijeme života. Velik broj ovih atoma helija može srazovima prenositi energiju na nivo neona $(1s)^2(2s)^2(2p)^5(4s)^1$ koji, kako se vidi na slici 8, ima skoro istu energiju. To stvara inverziju naseljenosti između stanja A i B neona, i dobije se laserska emisija na valnoj duljini $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ili frekvencije 8677 cm^{-1} . Mijenjajući uvjete moguće je dobiti emisiju i na drugim valnim duljinama. Tako prijelazom sa stanja B na stanje C dobije se emisija na valnoj duljini $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ili frekvencije $15\,800 \text{ cm}^{-1}$. Shema čitavog uređaja dana je na slici 9. Krajevi kvarcne izbojne cijevi zatvoreni su prozorima koji su nagnuti pod Brewsterovim kutom za kvarc, kako bi se postiglo da izlazna svjetlost ima samo jednu ravninu polarizacije. Polupropusna zrcala su prilagođena za maksimalnu refleksiju emitirane frekvencije. Standardni He-Ne laser emitira na 632.8 nm snop snage $0.5\text{--}50 \text{ mW}$ uz veliku stabilnost rada. Širina emisione linije je 10^{-6} nm .

CO₂ laser

CO₂ laseri rade u području 10 μm , tj. u infracrvenom području spektra. Ovaj tip lasera može proizvoditi snopove vrlo velike snage. I ti laseri rade u smjesi plinova He, N₂, CO₂. Na slici 10 dana je shema energetskih nivoa molekula CO₂ i N₂. Oznake 100, 010 i 001 označavaju prvi, drugi ili treći mogući oblik titranja molekula CO₂, dok je s 020 označena prva harmonika titranja 010. Laserska emisija ovisi o inverziji naseljenosti koja nastaje na nivou 001. I ovdje se ona postiže električnim izbojem u šupljnoj cijevi, pa izvedba vrlo sličij onoj za He-Ne laser. Njegova je realizacija, međutim, znatno lakša s jedne strane zato što je pojačanje vrlo veliko, a s druge strane i uvjeti optičkog podešavanja su znatno lakši jer se radi u području velike valne duljine. Pobuda molekula vrši se direktnim srazovima s elektronima. Time su pobuđena sva viša stanja, ali neradijativnim kaskadnim prijelazima postupno se "pumpa" nivo 001. Kako se u smjesi nalaze i molekule dušika, kao što se vidi na slici 10, taj isti nivo se puni i rezonantnim prijenosom energije s prvog vibracijskog nivoa molekule N₂. Kod kontinuiranog rada lasera, brzine naseljavanja i pražnjenja nivoa 001 su približno jednake. Ako se, međutim, jedno od vanjskih zrcala na neko vrijeme ukloni s osi izbojne cijevi, nivo 001 će se i dalje popunjavati, ali će pražnjenje biti znatno slabije. Zbog toga će doći do pojačane inverzije naseljenosti pa će, u času kad zrcalo ponovno vratimo u raniji položaj, doći do naglog porasta emitirane snage. Za ove svrhe obično se koristi jedno rotirajuće zrcalo. Na taj način se dobije *pulsni* (Q-switched) *laser* koji u vrlo kratkom vremenu emitira snop velike snage. Svaki puls traje par pikosekunda (10^{-12}s), a emitirani snop ima snagu od nekoliko kilovata.



Slika 10. Energetski nivo CO₂ lasera.

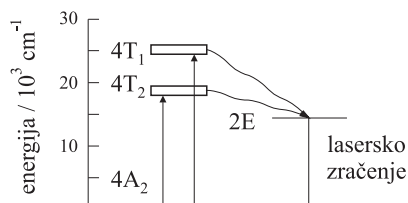
Rubinski laser

Do sada smo razmatrali plinske lasere, ali u stvari prvi laser koji je emitirao u području optičkih frekvencija bio je upravo rubinski laser. Rubin, poznatiji kao poludrugi kamen, jest ustvari kristal aluminijeva oksida (Al_2O_3) u kojem je oko 5% iona Al^{3+} zamijenjeno s ionima Cr^{3+} . Laserski prijelazi se odvijaju na nivoima iona Cr^{3+} kao što je prikazano na slici 11. Pobuda se vrši snažnim fleševima ksenonskih lampi koje obasjavaju rubinski štap. Apsorbirana svjetlost pobuđuje ione kroma u stanju ${}^4\text{T}_1$ i

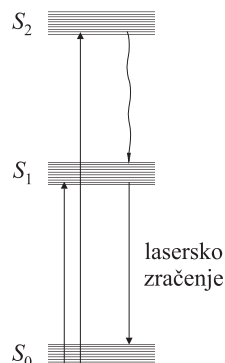
4T_2 . Ova dva stanja se neradijativnim procesom prazne u stanje 2E pri čemu dolazi do inverzije naseljenosti prema stanju 4A_2 jer je prijelaz $^2E \rightarrow ^4A_2$ zabranjen. Spontano nastali foton te frekvencije dovoljan je da se započne stimulaciju emisije s nivoa 2E , a optički rezonator pojačava snop na ranije navedeni način. S pulsom od 1 ms izlazna snaga je oko 1 kW. Emitirana svjetlost ima valnu duljinu 694.3 nm.

Kolor laseri ili laseri koji emitiraju u širokom području frekvencija (Dye laseri)

Sve je veći interes za lasere čija se izlazna frekvencija može podešavati. Ovi se laseri osnivaju na procesima koji nastaju u organskim bojama i otopinama. Tipični predstavnik je rodamin. Na slici 12 dana je energetska shema za tipičnu organsku boju. ApSORPCIJSKI spektar takve boje daje vrlo široke pruge koje odgovaraju prijelazu s najnižeg vibracijskog nivoa singletnog osnovnog stanja S_0 na viša singletna stanja S_1, S_2, \dots . Sa svih viših stanja, neradijativnim procesima, popunjava se vrlo brzo najniži vibracijski nivo stanja S_1 . Inverzija naseljenosti nastaje prema svim vibracijskim nivoima osnovnog stanja S_0 – i laser emisija može početi. Ovi laseri se moraju pobuđivati plinskim laserima, a mogu raditi kako u pulsnom tako i u kontinuiranom režimu. Podešavanje frekvencije postiže se variranjem područja reflektivnosti zrcala jer su pruge fluorescencije vrlo široke. Ako se jedno zrcalo zamijeni optičkom rešetkom dobije se uska izlazna linija. Promjenom sastava boje, otapala i uvjeta optičkog rezonatora, moguće je dobiti laser promjenjive frekvencije u širokom području od UV do vidljivog područja spektra.



Slika 11. Energetski nivoi za rubinski laser.



Slika 12. Shema energetskih nivoa za kolor lasere.

U okviru ovog članka nije bilo moguće obuhvatiti sve postojeće tipove lasera, pa tako nisu opisani ni poluvodički, ni kemijski laseri kao ni mnogi drugi.