

Uticaj termalnog izduženja rezonatorske cevi He-Ne lasera na intenzitet laserskog snopa

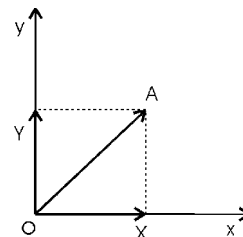
Ispitivana je zavisnost perioda promene intenziteta laserskog snopa od vremena kod He-Ne lasera. Dobijena je eksponencijalna zavisnost sa stepenom korelacije većim od 0.99. Još je pokazano da laser kojim je rađeno, bez obzira na deklarisanu slučajnost, ima relativno ravnomernu promenu polarizacionih komponenti u vremenu.

Uvod

Laseri su pravljeni da emituju svetlost koja je random polarizovana. Vektor jačine električnog polja osciluje u ravni koja je normalna na pravac prostiranja laserskog snopa. Ako se posmatra tačka duž zraka i ispituje pravac i intenzitet svetlosnog vektora u ovoj tački tokom vremena može se doći do zaključka da u eksperimentu imamo različite oblike polarizacije svetlosti (McCluney 1994).

Na slici 1 je predstavljen svetlosni vektor \vec{OA} obične svetlosti, pri čemu je pravac prostiranja svetlosti normalan na ravan crteža. Vektor \vec{OA} može da se razloži na dve komponente X i Y u ma koja dva međusobno ortogonalna pravca x i y . Ovako možemo da razložimo i svetlost na dva dela oba linearno polarizovana, čije ravni polarizacije stoje normalno jedna na drugu (Ivanović, Vučić 1981).

U nekim slučajevima dobija se svetlost čiji se vektor jačine električnog polja obrće oko pravca prostiranja snopa u ravni normalnoj na snop. Vektor pri tom periodično menja svoj intenzitet tako da njegov vrh opisuje elipsu. Ovakav slučaj se dobija kada se dve međusobno normalne oscilacije sa istim periodom a različitim amplitudama slože u jednu rezultujuću oscilaciju. Takva svetlost se naziva eliptično polarizovana svetlost. Ako je manja osa elipse iste dužine kao i glavna osa onda elipsa postaje krug. Ako je dužina manje ose nula onda se elipsa pretvara u liniju. Zbog



Slika 1.
Linearno polarizovane
komponente svetlosnog
vektora .

Figure 1.
Linear polarized
components of light.

Aleksandra Cvetković
(1979), Bor, 3. oktobar
41/15, učenica 3.
razreda Gimnazije
Bora Stanković u Boru

ovoga su linearna (kad svetlosni vektor ne rotira, već se samo menja po intenzitetu u jednom pravcu) i kružna (kad svetlosni vektor rotira, a ne menja intenzitet) polarizacija granični slučajevi eliptične polarizacije. Da bi se kompletno opisala polarizovana svetlost, mora se odrediti ugao rotacije glavne ose elipse i eliptičnost koja je odnos manje i veće ose elipse. Eliptičnost je nula za linearnu i jedan za kružnu (Ivanović, Vučić 1981).

Svetlost koja ima mnoštvo svih mogućih orijentacija ravni oscilovanja vektora jačine električnog polja se zove nepolarizovana.

Random polarizovana svetlost je polarizovana svetlost čije je stanje polarizacije u bilo kom trenutku slučajno odabrano iz skupa svih mogućih eliptičnih polarizacija uključujući i granične slučajeve kružne i linearne polarizacije (McCluney 1994).

He-Ne laser je gasni laser koji emituje vidljivu crvenu svetlost talasne dužine 632.8 nm. Laserski snop sadrži dve polarizacione komponente, koje su međusobno normalne. Intenzitet svake od ove dve komponente se menja kao složena harmonijska funkcija vremena, međutim, ukupni intenzitet komponenti je konstantan do na 2% (Hasle 1979). U He-Ne laseru atomi se kreću haotično sa Maksvelovom raspodelom brzina. Od brzine atoma će, usled Doplerovog efekta, zavisiti frekvencija fotona u odnosu na atom sa kojim interaguje. Sledi da će frekvencija atoma zavisiti od Maksvelove raspodele brzina atoma, pa samim tim i od temperature koja se menja tokom rada lasera (Grujić i Stanić 1997).

Laserski snop se sastoji od longitudinalnih i transvezalnih modova. Longitudinalni modovi su projekcije modova duž z -ose (poklapa se sa pravcem prostiranja snopa), i ne utiču na njegov intenzitet. Mogu da imaju različite polarizacione pravce (koji su međusobno ortogonalni). Transferzalni modovi se prostiru u xy -ravni, koja je normalna na pravac prostiranja snopa. Njih možemo projektovati na x i y osu i dodeliti im međusobno normalne vektore polarizacije (Grujić i Stanić 1997). Neki modovi mogu naglo da promene svoj polarizacioni pravac za $\pi/2$ što predstavlja jedan od uzroka šuma (Hasle 1979).

Broj modova ispod Doplerove krive zavisi od tipa lasera. Obično osciluju u tri moda, ali neki pokazuju četiri moda tokom kratkih perioda, dok opet neki povremeno pokazuju samo dva moda (Hasle 1979). Rastojanje između longitudinalnih modova određuje dužina rezonatorske cevi ($f = L/2c$, gde je L dužina rezonatorske cevi).

Tokom rada lasera dolazi do njegovog zagrevanja što prouzrokuje i izduženje rezonatorske cevi, tj. udaljavanja prednjeg i zadnjeg ogledala, kao i pomeranja Doplerove krive. Posledica toga je kvaziperiodična promena intenziteta polarizacionih komponenti snopa tokom vremena, a samim tim i ukupnog intenziteta snopa lasera. Period ovih promena raste tokom vremena od nekoliko sekundi do nekoliko minuta (Mas *et al.* 1974).

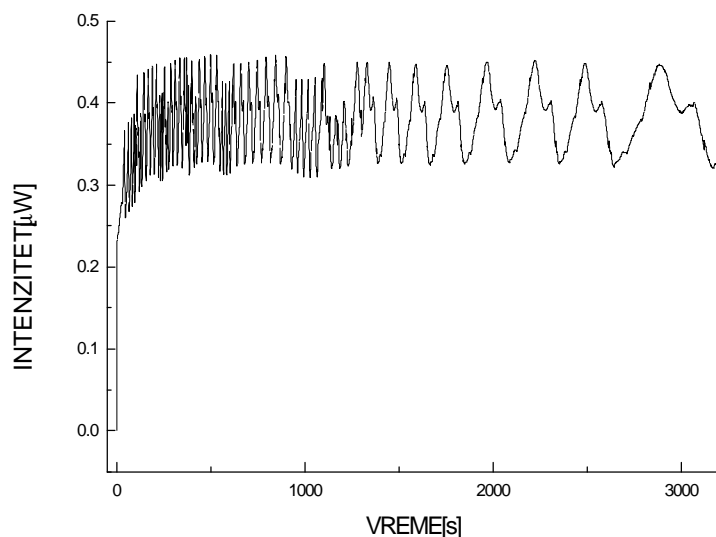
Ekspерiment

Aparatura

- He-Ne laser
- merač snage (light-power metar)
- računar
- polarizator
- uređaj za konverziju analognog u digitalni signal (A/D konvertor)

Rezultati

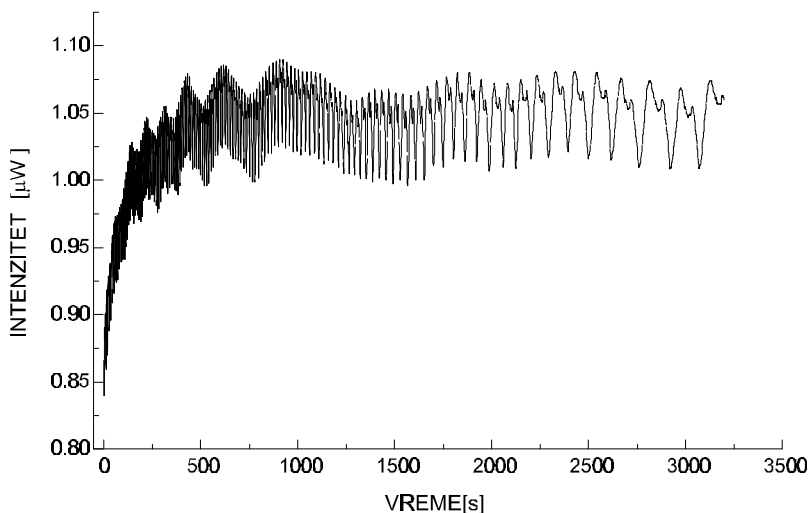
Vršene su dve vrste merenja: mereni su intenzitet polarizovanog i intenzitet nepolarizovanog snopa. Merenje intenziteta polarizovanog snopa lasera je vršeno tako što su na sto postavljeni He-Ne laser, polarizator, merač snage i AD-konvertor. Laserski snop, koji prolazi kroz polarizator, je usmeren tako da ulazi u sondu merača snage koji je preko konvertora povezan sa računarom. Računar beleži vrednost intenziteta tri puta u sekundi. Merenja su vršena za različite uglove položaja polarizatora (0° , 45° , 90°) – slika 2.



Slika 2.
Zavisnost intenziteta polarizovanog snopa od vremena (ugao zakretanja ravni polarizacije 0°).

Figure 2.
Intensity of polarized beam versus time (polarization angle is 0°).

Na isti način je izvršeno i merenje intenziteta snopa lasera bez prolaska kroz polarizator (integralnog snopa) – slika 3.



Slika 3.
Zavisnost intenziteta integralnog snopa od vremena.

Figure 3.
Intensity of unpolarized beam vs. time.

Diskusija i zaključak

Kao što smo napomenuli, usled termalnog izduženja rezonatorske cevi lasera dolazi do pomeranja longitudinalnih modova ispod Doplerove krive što uzrokuje promenu intenziteta polarizacionih komponenti (Hasle 1979).

Na početku svih merenja javlja se karakterističan interval (prvih 100-200 sekundi) u kome se opaža smanjenje intenziteta laserskog snopa kao i smanjenje perioda njegove promene. To je posledica fluktuacija, koje predstavljaju složene funkcije vremena i koje su u ovom intervalu karakteristika samog lasera. Negde oko 3000-te sekunde fluktuacije postaju isuviše velike da bi se uočila pravilnost u promeni intenziteta. Između 200-te i 3000-te sekunde zavisnost intenziteta od vremena je kvaziperiodična – slika 4. Odatle primećujemo prilično pravilnu zavisnost izduženja lasera od vremena. Na osnovu podataka se može odrediti zavisnost perioda promene intenziteta od vremena – slika 5. Kod svih lasera toj zavisnosti najviše odgovara eksponencijalna funkcija

$$T = a + b e^{-\frac{t}{c}}$$

($a = -148.645$, $b = 168.381$, $c = -3798.121$, pri stepenu korelacije 0.992).

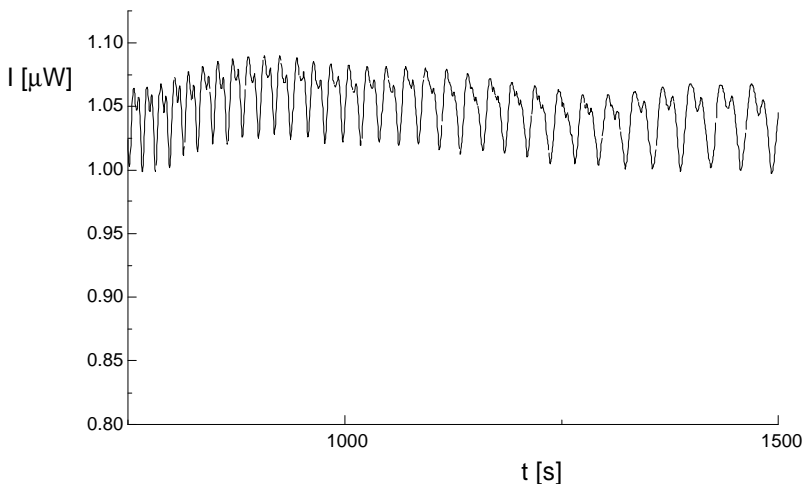
Odavde primećujemo da bez obzira na određenu slučajnost random polarizacije, laser sa kojim je rađeno ima relativno pravilnu promenu linearno polarisanih komponenti.

Iz zavisnosti perioda od vremena možemo naći relativno izduženje lasera

$$\tau = -e^{-\frac{a-bt}{b}}$$

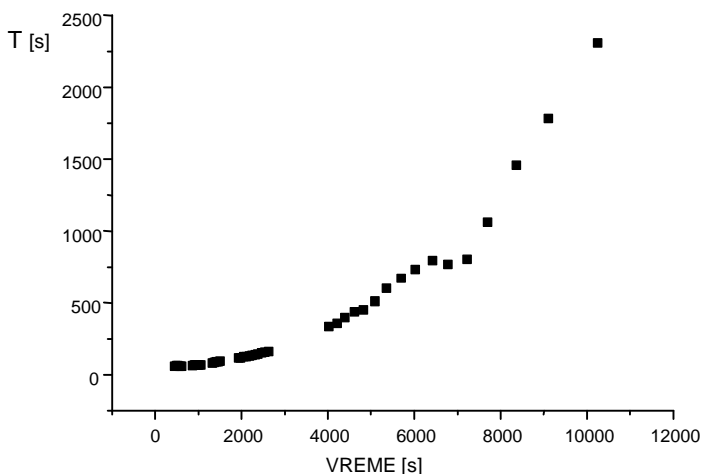
(gde je $a = 3.88 \pm 0.03$, a $b = (4.05 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$). Na slici 6 se vidi zavisnost intenziteta polarisanog snopa od relativnog izduženja lasera.

Kod integralnog snopa lasera promene intenziteta su mnogo izraženije i brže nego kod polarisanog snopa. Prilikom Furijeovog transformacija uočavamo četiri karakteristične frekvence – slika 7. Frekvencija kojoj odgovara najveća amplituda je ona za koju smo računali zavisnost perioda promene intenziteta od vremena. Relativni odnosi ovih frekvenci su konstantni u vremenu i iznose 0.5:1:2:3, dok se odnosi amplituda menjaju.



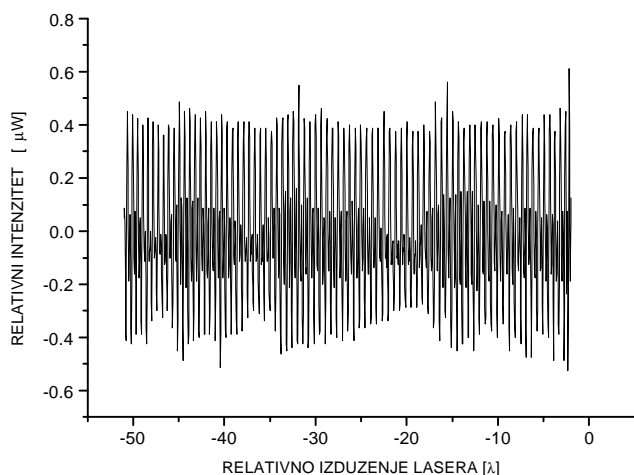
Slika 4.
Zavisnost intenziteta integralnog snopa lasera od vremena.

Figure 4.
Laser integral intensity dependence on time.



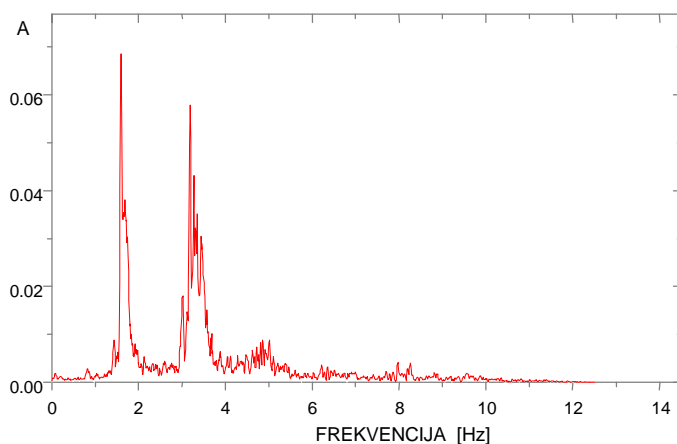
Slika 5.
Zavisnost perioda promene intenziteta polarisanog snopa (T) od vremena.

Figure 5.
period of intensity oscillation (T) depending on time.



Slika 6.
Zavisnost intenziteta
od relativnog
izduženja lasera.

Figure 6.
Relative intensity of
laser beam vs.
extension of
resonance cavity.



Slika 7.
Frekventni spektar
signala
nepolarisanog
laserskog snopa.

Figure 7.
Frequency spectrum
of unpolarized laser
beam signal.

Literatura

- Gottlieb, H. H. 1984. *Experiments using a He-Ne Laser*. Metrologic.
- Grujić, J., Stanić, I. 1997. Zavisnost polarizacije snopa od vremena rada lasera. *Petničke sveske*, 42/I: 125-9.
- Hasle, E. H. 1979. *Optics Comm.*, **31**: 206
- Hecht, J. 1986. *The Laser Guidebook*. McGraw-Hill.
- Ivanović, D. M., Vučić, V. M. 1981. *Fizika 2*. Beograd: Naučna knjiga.
- Mas, G., Blancher, H. and Roig, J. 1974. *Appl. Opt.*, **13**: 2771
- McCluney, W. R. 1994. *Introduction to Radiometry and Photometry*. Arctech Hause.

The Effect of Thermal Extension Of Resonant Cavity on Intensity of Laser Beam in The Case of He-Ne Laser

He-Ne lasers have linear polarization or random polarized beams. However, one has to know that random polarized laser beams are not chaotically polarized as nature light, but their light is elliptically polarized and parameters of ellipse are changing relatively fast in time. The parameters of ellipse depend on time as quasi-periodical functions and the shortest period of their changes is about few seconds.

Random polarized lasers emit light, which consists of two polarization orthogonal components. The intensity of each of these components is changing as very complex function of time, but total intensity, which is actually the sum of these components, is almost constant. These components are changing quasi-periodically (Hasle 1979; Mas *et al* 1974). The reason for this is the thermal extension of laser cavity, actually the moving of Dopler curve because of laser warming. The period of these changes is from few seconds to few minutes (Mas *et al* 1974). The consequence of this is that there are quasi-periodical changes of total intensity of He-Ne laser beam. With some transformation of signal, we can make this oscillation become periodical. As a result of this transformation, there is the thermal extension as a new independent variable.

Mono-mode lasers have fluctuation of total intensity about 2% of mean value (Hasle 1979), and can be described by a very simple function of time. The oscillations of total intensity are very predictable in the first 3000 seconds of laser work (Figure 3), so they can be described as multiplicative periodical pattern by nonlinear trend. After this time, fluctuations become unpredictable and sometimes there is a very strange peak of intensity, so it creates problems for beam stability.

One of the most important properties of these lasers is polarization of their longitudinal modes. In lasers with external mirrors, modes have different ways of polarization, p and s, and every two neighbor modes have mutual orthogonal state of polarization (Hasle 1979). We can conclude this from a very simple experiment when linear polaroid filter (linear polarizer in future) is put in front of the laser (Figure 2). For different angles of a linear polarizer plane, the intensity oscillates from 2% to 50% (*ibid.*). During the time of establishing the thermodynamic equilibrium, actually in time of warming up when laser cavity is extending, modes passing under Dopler curve and changing their own relative amplitudes.

The length of cavity is defining the distance between modes. The behavior of polarized components is described in (Hasle 1979).

The best way for one to see the effect of changing intensity of polarized components is during the warm-up time of laser. Using the analyzer, single components of laser beam can be separated and their changes observed in time (Figure 5).

The aim of this paper was to determine how and why intensity is changing during the time, as well as to find empirical equation that describes oscillations of polarized component. There are a lot functions that can describe the dependence of period on time in this case, but coefficient of correlation is not the only one criterion to show if some function is correct or incorrect, or if this function actually makes any sense in physics. The error we made in the process of determining period and noise, offers us a lot of freedom in choice of fitting function, so we choose a function with the smallest number of parameters:

$$T = a + b \exp\left(-\frac{t}{c}\right),$$

where T is period, t is time, a , b , c are parameters.

