

ناهمسانگردی و قطبیدگی مدهای طولی لیزر هلیوم-نئون

حمیدرضا شیروانی مهدوی
کارشناسی ارشد (مربی)
گروه فیزیک، دانشگاه آزاد واحد تهران

سیده زهرا شورشینی
کارشناسی ارشد (مربی)
گروه فیزیک، دانشگاه الزهراء

چکیده

چنانکه می دانیم قطبیدگی نور لیزر هلیوم-نئون بدون پنجره بروستر، نامنظم و به صورت بیضی ای است که پارامترهای آن در حال تغییر است. آنچه از نظر می گذرد شامل بررسی نظری و تجربی است که در آن خواص قطبیدگی مدهای طولی لیزر هلیوم-نئون به طور دقیق تر مورد مطالعه قرار می گیرد. نشان خواهیم داد که به دلیل ناهمسانگردی موجود در آینه های لیزر قطبیدگی مدهای طولی لیزر هلیوم-نئون اولاً خطی هستند، ثانیاً قطبیدگی مدهای متوالی برهم عمودند. برای اثبات تجربی این موضوع ابتدا تغییرات شدت در راستاهای برگزیده را مورد بررسی قرار داده و سپس با ارائه دو روش، محورهای برگزیده ناهمسانگردی لیزر را اندازه می گیریم.

Anisotropy and Polarization of Longitudinal modes of He - Ne Laser

Z. Shoorsheini
Instructor

Faculty of Physics, Alzahra University

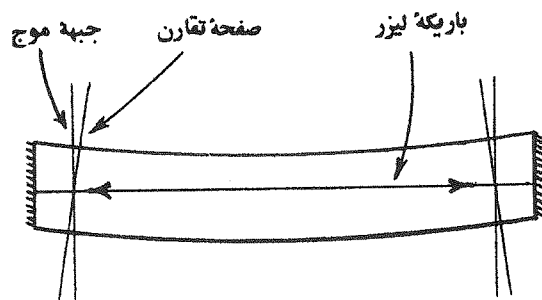
H. R. Shirvani Mahdavi
Instructor

Faculty of Physics, Islamic Azad University

Abstract

As is known, the polarization of He-Ne laser without Brewster window is irregular and as an ellipsoid that its parameters change. This paper provides experimental and theoretical studies, in which polarization properties of longitudinal modes of He-Ne laser are investigated exactly. We will prove that because of the anisotropy in the laser mirrors, the longitudinal modes of laser are linearly polarized and the azimuths of Polarization of adjacent longitudinal modes are at right angles to each other. To practically clarify this problem, at first the intensity fluctuations for the principle axes are studied and then, in two ways, the principle axes of anisotropy is measured.

به طوری که با وجود این تغییر شکل، شرط نوسان لیزر برقرار باشد (شکل ۲). جهت و میزان خم‌های به وجود آمده لزوماً یکی نیستند. هر خم دارای یک صفحه تقارن است که دو طرف خم نسبت به آن صفحه، متقارن هستند. اکنون نکته قابل توجه این است که تقاطع هر صفحه تقارن با مقطع باریکه لیزر (جبهه موج)، خطی است که توزیع فضایی میدان الکتروستاتیک حول آن متقارن است. بنابراین می‌توان گفت که ارتعاشات برگزیده‌ای برای میدان نوری در این دو راستا وجود دارد. در حالت کلی این دو محور در یک راستا نیستند.



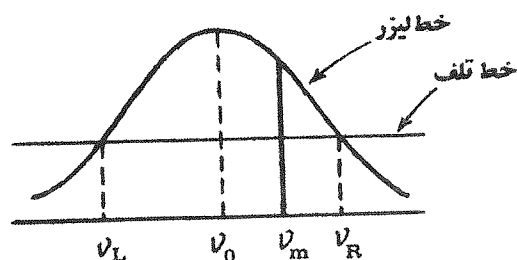
شکل (۲)

امروزه در اغلب لیزرها، ناهمسانگردی ناشی از مکان الکترودها و نامتقارنی لوله لیزر، به دلیل استفاده از الکترودهای حلقوی و نیز تدابیر لازم دیگر، به حداقل رسیده است. بنابر این در چنین لیزرهایی، ناهمسانگردی به طور جدی به آینه‌ها مربوط می‌شود [۲]. این آینه‌ها معمولاً با نشان دادن لایه‌های دی الکتریک روی یک سطح اپتیکی تخت یا کروی از یک ماده شفاف به عنوان زیرنهشت، ساخته می‌شوند.

علت ناهمسانگردی آینه‌های لیزر، دو شکستگی موجود در زیرنهشت و نیز لایه‌های روی آن است [۲]. در بیشتر موادی که به عنوان زیرنهشت به کار می‌روند، ضریب شکست، در غیاب هر نوع تنش، مستقل از قطبیدگی و جهت انتشار نور است. اما دو نوع تنش وجود دارد که موجب دو شکستگی در این مواد می‌شوند (تنش تقارن کروی ماده را به هم می‌زند).

۱- تنش ذاتی که معمولاً در طی فرآیند ساخت و انجماد (به عنوان مثال به دلیل سرعت محدود سردکنندگی ماده)، به وجود می‌آید. بنابراین در انواع قطعات اپتیکی حتی شیشه بسیار خوب، یک دو شکستگی در اثر این نوع تنش داریم.

هرگاه مدی از مدهای کاواک تشدید یک لیزر، در ناحیه‌ای از شکل خط که بهره از تلف بیشتر است قرار گیرد، یعنی $V_L < V_m < V_R$ (شکل ۱)، نوسان لیزری در آن مد انجام می‌شود. اکنون بسته به اینکه یک، دو یا چند مد نوسانی داشته باشیم، لیزر را لیزر یک مدی، دو مدی و یا چند مدی می‌نامند. از آنجا که میدان هر مد لیزر شبه تکفام است، در مرحله اول به نظر می‌رسد که قطبیدگی هر مد به صورت بیضی است که پارامترهای آن مرتب در حال تغییر هستند [۱] و بنابراین یک قطبیدگی نامنظم و به اصطلاح تصادفی خواهیم داشت. اما در واقع چنین نیست. آنچه در عمل مشاهده و اندازه‌گیری می‌شود این است که اولاً قطبیدگی هر مد خطی است و ثانیاً قطبیدگی مدهای متوالی بر هم عمودند.



شکل (۱)

از نظر فیزیکی می‌توان گفت که این اثر ناشی از ناهمسانگردی سیستم لیزر است که در لیزرهای گازی به عوامل مختلفی از جمله «نامتقارنی ناشی از مکان الکترودها»، «نامتقارنی لوله لیزر»، و «ناهمسانگردی آینه‌های لیزر» بستگی دارد.

اگر الکترودهای لیزر به شکل نامتقارنی در دو سر لیزر وصل شده باشند، در این صورت توزیع فضایی میدان الکتریکی ناشی از ولتاژ بین دو الکتروود (میدان الکتروستاتیک)، در داخل لوله لیزر متقارن نیست و بنابراین قطبیدگی اتم‌ها در داخل کاواک تشدید نیز متقارن نخواهد بود که این خود موجب یک نوع ناهمسانگردی است.

برای درک ناهمسانگردی در اثر نامتقارنی لوله لیزر، حالت خاصی را بررسی می‌کنیم که در اکثر مواقع با توجه به شرایط عملی پیش می‌آید. فرض کنید لوله لیزر کاملاً متقارن باشد و تنها به دلیل نیروهای جزئی‌ای که به دو سر لیزر (به عنوان مثال به دلیل وزن آن) وارد می‌شود، خم‌های ناچیزی در دو انتهای لوله ایجاد شود،

$$r_y = |r_y| \exp [i (\pi - \beta_y)] \quad , \quad r_{y'} = |r_{y'}| \exp [i (\pi - \beta_{y'})]$$

$$r_x = |r_x| \exp [i (\pi - \beta_x)] \quad , \quad r_{x'} = |r_{x'}| \exp [i (\pi - \beta_{x'})]$$

$\beta_y, \beta_{y'}, \beta_x, \beta_{x'}$ نشان می دهند که تأخیر فاز ایجاد شده در میدان الکتریکی پس از بازتابش از محیط چگالتر (آینه)، دقیقاً 180° نیست، بلکه مقداری با آن تفاوت دارد. در مورد یک محیط ناهمسانگرد اولاً این اختلاف در دوراستای برگزیده یکسان نیست، که به معنی وجود ناهمسانگردی از نوع فاز است. ثانیاً قدر مطلق ضرایب دامنه بازتابش نیز در این دو راستا، می توانند متفاوت باشند، که در این صورت ناهمسانگردی از نوع تلف نیز وجود دارد [۳]. بنابراین با توجه به این ملاحظات می توان نوشت:

$$r_y / r_x = \exp (i\Psi_1) = r_1 \quad , \quad r_{y'} / r_{x'} = \exp (i\Psi_2) = r_2$$

که Ψ_1 و Ψ_2 مختلط هستند و به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\Psi_1 = \beta_x - \beta_y + i \ln (|r_x / r_y|) = \beta_1 + i l_1$$

$$\Psi_2 = \beta_{x'} - \beta_{y'} + i \ln (|r_{x'} / r_{y'}|) = \beta_2 + i l_2$$

اگر Ψ_1 و Ψ_2 تماماً حقیقی یا تماماً موهومی باشند، ناهمسانگردی از نوع فاز، یا از نوع تلف خواهد بود.

اکنون حالت قطبیدگی یک موج رونده فرودی را روی آینه M_1 بررسی می کنیم. مؤلفه های میدان الکتریکی این موج را در دو امتداد برگزیده x, y با E_x, E_y نشان می دهیم. از شرط «حالت پایا» برای یک موج نوسان کننده در کاواک تشدید، لزوماً باید قطبیدگی موج، قبل و بعد از یک رفت و برگشت کامل در درون کاواک، یکسان باشد. بنابراین، و با استفاده از نمایش جونز می توان نوشت [۴]:

$$M \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \lambda \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (1)$$

که λ مقدار ویژه و M ماتریس مشخصه قطبیدگی مد است، که به صورت زیر به دست می آید:

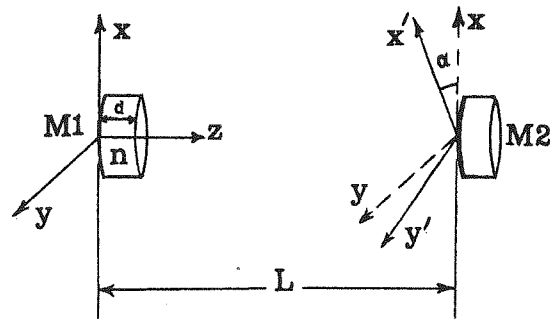
$$M = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{x'} & 0 \\ 0 & r_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{bmatrix} \quad (1) \quad (2) \quad (3) \quad (4)$$

۲- تنش حرارتی که در اثر گرمای ناشی از جذب قسمتی از نور لیزر به وسیله زیرنهشت، و نیز تغییر دمای آن در اثر تغییر دمای محیط به طور غیریکنواخت، ایجاد می شود. این نوع تنش در بیشتر مواقع ماده را از شکل طبیعی خود خارج می کند.

علاوه بر زیرنهشت در لایه های دی الکتریک نیز دو نوع دو شکستی ذاتی و حرارتی وجود دارد. در عمل باتوجه به محدودیت های موجود در دقت کار، علاوه بر آنکه هیچگاه ضخامت لایه ها به طور دقیق $\lambda/4$ نمی شود، در جاهای مختلف سطح نیز، این ضخامت یکسان نیست. در نتیجه مؤلفه های بازتابیده میدان الکتریکی (در راستاهای مختلف) از سطح های میانی، کاملاً هم فاز نیستند. بنابراین در یک راستا، تأخیر فاز ایجاد شده در میدان الکتریکی پس از بازتابش از آینه، Λ و در راستای دیگر Λ' است. دو شکستی که به این صورت به وجود می آید را ذاتی می گویند. از طرف دیگر حرارت در لایه ها، موجب کرنش هر لایه می شود که خود می تواند دلیلی بر دو شکستی باشد. در واقع می توان گفت دلیل اصلی دو شکستی لایه ها تغییر شکل آنها در اثر تغییر شکلی است که در زیر نهشت به دلیل جذب انرژی گرمایی به وجود می آید. زیرا ضخامت زیرنهشت در مقایسه با لایه ها بسیار زیادتر و بنابر این جذب نور لیزر در این ناحیه بیشتر است.

۲- بررسی نظری

شکل (۳) ترکیب ساده ای از کاواک یک لیزر را نشان می دهد. فرض کنید هر دو آینه M_1 و M_2 ناهمسانگرد هستند. محورهای برگزیده آینه M_1 را x, y و آینه M_2 را x', y' در نظر می گیریم و زاویه بین x, x' را با α نشان می دهیم. اگر $r_x, r_y, r_{x'}, r_{y'}$ ضرایب دامنه بازتابش آینه های M_1 و M_2 باشند، داریم:



شکل (۳)

ماتریس (۱) پس از برخورد موج با آینه M_1 و با توجه به اثر بازتابش آن، نوشته شده است. اما جهت موج بعد از برخورد موج با آینه M_1 ، عوض می شود و پس از رسیدن به آینه دوم، میدان الکتریکی موج، روی جهت های x' , y' تصویر می شود (ماتریس ۲). سپس از روی آینه M_2 نیز باز می تابد (اثر ماتریس ۳) و در نهایت بار دیگر به آینه M_1 با جهت های x , y می رسد (اثر ماتریس ۴).
 رابطه (۱) یک معادله ویژه مقدار است که با حل آن دو مقدار ویژه و دو تابع ویژه به صورت زیر به دست می آید:

$$\lambda_{+, -} = (1/2) r_x r_x [(1 + r_1 r_2) \cos^2 \alpha + (r_1 + r_2) \sin^2 \alpha \pm \Delta]$$

$$(E_y / E_x)_{+, -} = [(r_2 r_1 - 1) \cos^2 \alpha - (r_2 - r_1) \sin^2 \alpha \pm \Delta] / r_1 (1 - r_2) \sin 2\alpha$$

که در این دو رابطه Δ' برابر است با:

$$\Delta' = \{[(r_1 r_2 - 1) \cos^2 \alpha + (r_2 - r_1) \sin^2 \alpha]^2 + r_2 (r_1 - 1)^2 \sin^2 2\alpha\}^{1/2}$$

اینک فرض کنید $|\Psi_1|, |\Psi_2| < 1$ هستند (در عمل نیز مقدار ناهمسانگردی آینه ها بسیار کوچک است [۲]). بنابراین می توان نوشت:

$$r_2 = 1 + i\Psi_2, r_1 = 1 + i\Psi_1$$

که با جایگزینی در رابطه مربوط به تابع ویژه نتیجه می شود:

$$(E_y / E_x)_{+, -} = \frac{-\Psi_1 - \Psi_2 \cos 2\alpha \pm [(\Psi_2 + \Psi_1)^2 \cos^2 \alpha + (\Psi_2 - \Psi_1)^2 \sin^2 \alpha]^{1/2}}{\Psi_2 \sin 2\alpha}$$

واضح است که مقدار Δ که به صورت

$$\Delta^2 = (\Psi_2 + \Psi_1)^2 \cos^2 \alpha + (\Psi_2 - \Psi_1)^2 \sin^2 \alpha$$

تعریف می شود، ناهمسانگردی مؤثر کل سیستم را نشان می دهد. اگر $k = \Psi_1 / \Psi_2$ در رابطه (۲) قرار دهیم، به دست می آید:

$$(E_y / E_x)_{+, -} = [-k - \cos 2\alpha \pm (k^2 + 2k \cos 2\alpha + 1)^{1/2}] / \sin 2\alpha \quad (3)$$

رابطه اخیر نشان می دهد که قطبیدگی مد بر حسب آنکه k حقیقی یا مختلط باشد، خطی یا بیضی شکل است. از طرف دیگر تجربه نشان می دهد که تلفات در راستای محورهای اصلی ناهمسانگردی هر آینه، یکسان بوده و بنابر این k حقیقی، و در نتیجه قطبیدگی مد، خطی است. به این ترتیب معادله (۳) دو قطبیدگی خطی را برای میدان الکتریکی معرفی می کند، که سمت های (θ) آنها عبارتند از:

$$\theta_{+, -} = \tan^{-1} (E_y / E_x)_{+, -} \quad (4)$$

که با استفاده از معادله (۳) به سادگی می توان دید که:

$$\tan \theta_+ \times \tan \theta_- = (E_y / E_x)_+ (E_y / E_x)_- = -1 \quad (5)$$

$$\rightarrow \theta_+ - \theta_- = 90^\circ$$

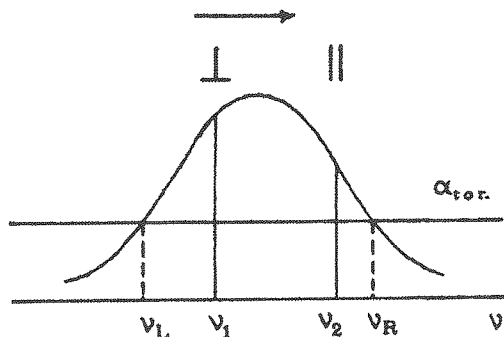
لذا می توان نتیجه گرفت که میدان الکتریکی مدهای کاواک تشدید، تنها در دو راستای کاملاً مشخص و عمود بر هم، ارتعاش خواهند کرد. در نتیجه اگر در کاواک تشدید لیزری، بیش از دو مد طولی قادر به نوسان باشند، قطبیدگی مدهای بعدی نیز، به طور یک در میان در همین دو راستای مشخص قرار می گیرند. گفتنی است دو راستای تعیین شده توسط رابطه (۴) دقیقاً جهت محورهای ناهمسانگردی مؤثر کل لیزر را نشان می دهند.

۳- بررسی تجربی

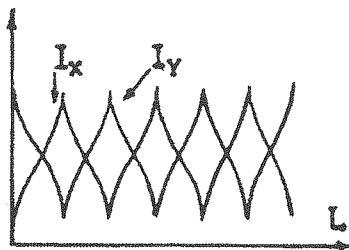
لیزر مورد استفاده در این پروژه یک لیزر هلیوم - نئون با آینه های چسبیده بدون پنجره بروستر است که طول کاواک آن $L = 21.8 \text{ cm}$ ، توان خروجی آن در بهترین حالت حدود 2 mW و فاصله بین مدهای طولی متوالی آن $\Omega = \frac{c}{2L} = 686 \text{ MHz}$ می باشد. نکته مهمی که در مورد این لیزر باید معلوم می شد، تعداد مدهای طولی آن بود. در ابتدا باتوجه به پهنای خط لیزر (حدود $\Delta\nu = 1.5 \text{ GHz}$)، و مقدار Ω ، به نظر می رسد که تعداد مدهای طولی را به سادگی می توان به دست آورد. ولی باید دقت کرد که پهنای فرکانسی که در آن نوسان لیزر می تواند رخ دهد، با پهنای خط لیزر یکی نیست، بلکه باتوجه به جای خط تلف در روی خط لیزر تعیین می شود [۵] و برابر است با $\delta\nu = \nu_R - \nu_L$ (شکل ۱). از طرف دیگر مقدار اتلاف به

(I_Y, I_X) و نیز تفاضل $(\Delta I = I_Y - I_X)$ و مجموع $(I_{tot.} = I_Y + I_X)$ این شدت ها، چگونه تغییر می کنند [۸].

برای درک کامل تر موضوع، ابتدا یک لیزر همیشه دو مدی $(\delta v = 2\Omega)$ را در نظر بگیرید. بنابراین آنچه گفتیم قطبیدگی دو مد، خطی و برهم عمودند. فرض کنید فرکانس مدها بر اثر تغییر طول لیزر افزایش یابد. در این صورت چنان که از شکل ۵ پیداست تا زمانی که فرکانس مد اول (v_1) به v_0 نرسیده است، بهره برای مد اول رو به افزایش، و برای مد دوم رو به کاهش است. ولی از آن زمان به بعد، بهره برای مدل اول کاهش، و برای مد دوم افزایش می یابد. بنابراین این همیشه بین شدت های ثابت شده برای دو راستای برگزیده، یک اختلاف فاز 180° درجه وجود دارد (شکل ۶).



شکل (۵)

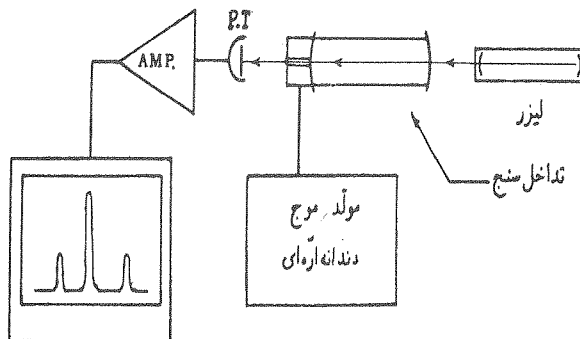


شکل (۶)

در مورد لیزر سه مدی ما، طبق شکل ۷، می توان گفت که رفتار I_X و I_Y در این مورد نیز مشابه حالت لیزر همیشه دو مدی است، با این تفاوت که با توجه به خواص قطبیدگی مدها، هیچگاه شدت در هر یک از راستاهای برگزیده، صفر نمی شود، و بنابراین I_X, I_Y یک مؤلفه DC نیز در مقایسه با شکل ۶، دارند (شکل ۸ - الف).

عوامل مختلفی بستگی دارد و بنابراین این به راحتی قابل تعیین نیست. در نتیجه بهترین راه برای یافتن تعداد مدها، آزمایش است، که معمولاً با استفاده از تداخل سنج فابری - پروچاروبی انجام می شود.

اگر یکی از آینه های تداخل سنج فابری - پرو به طور پی در پی به طرف عقب و جلو حرکت داده شود. (این کار با سوار کردن این آینه روی یک بلور پیزوالکتریک، و اعمال یک ولتاژ دندانه آره ای به آن، انجام می شود)، در مواقعی که طول کاواک تداخل سنج برای هر مد لیزر در رابطه $L_{FP} = m\lambda/2$ صدق کند، تشدید در آن مد رخ می دهد (m یک عدد صحیح مثبت و λ طول موج مربوط به مد لیزر است)، که با آشکارسازی نور عبوری از یکی از آینه های تداخل سنج و ثبت سیگنال حاصل توسط اسیلوسکوپ (شکل ۴)، قله هایی مشاهده می شوند که هر کدام متناظر با یک مد است. گفتنی است که بلندترین و کوتاهترین قله، به ترتیب متناظر با نزدیکترین و دورترین مد به فرکانس مرکزی (در روی خط لیزر) هستند. به این ترتیب تعداد قله ها در واقع نشان دهنده تعداد مدهای طولی لیزر می باشند.



شکل (۴)

پس از اندازه گیری معلوم شد که لیزر مورد استفاده ما بیشتر اوقات دو مدی است. اما با تغییر طول لیزر در اثر انبساط حرارتی [۶]، در مواقعی که یکی از مدها به فرکانس مرکزی نزدیک می شود، وجود مد سوم نیز نمایان می گردد. (رجوع کنید به عکس های ۱ و ۲)، بنابراین در مورد این لیزر می توان گفت $2\Omega < \delta v < 3\Omega$.

اکنون فرض کنید دو راستای برگزیده ناهمسانگردی لیزر را با محورهای X, Y بر روی مقطع لیزر نمایش دهیم (این راستاها هنوز تعیین نشده اند). می خواهیم ببینیم شدت در هر یک از این دو راستای برگزیده

سؤال مطرح می شود. ۱ - تغییرات کلی I_{tot} ناشی از چیست؟ ۲ - وجود گودال هایی که مراکز آنها با نقاط A مشخص شده اند، چگونه توجیه می شوند؟

ابتدا باید توجه کرد که نقاط A در روی منحنی مجموع شدت ها در زمانی که هر دو مد روی شکل خط لیزر دارای یک بهره هستند، ایجاد می شوند. در صورتی که نقاط B به مواقعی که یک مد در فرکانس با بهره بیشینه قرار دارد، مربوط می شوند. بنابراین اگر وجود گودال ها را در نظر بگیریم، به سادگی می توان دید که تغییرات کلی I_{tot} در واقع ناشی از این است که آهنگ کاهش شدت در یک راستای برگزیده با آهنگ افزایش شدت در راستای دیگر، هنگامی که مدها روی شکل خط حرکت می کنند، برابر نیست.

وجود گودال های روی منحنی را با توجه به اثر لمب [V] می توان توجیه کرد. البته اثر لمب در اینجا دقیقاً مشابه آنچه در مورد یک لیزر یک مدی، حول فرکانس مرکزی مطرح است، نیست.

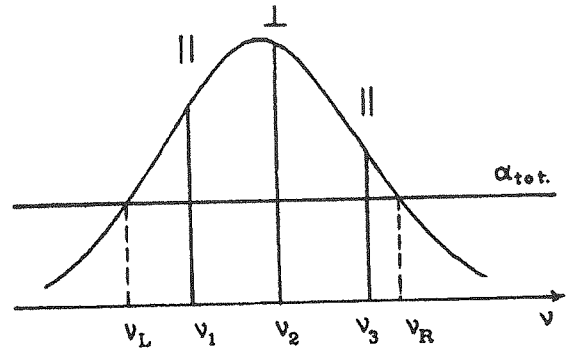
میزان تغییرات I_{tot} برای لیزرهای همیشه دو مدی و نیز لیزرهای سه مدی با اندازه گیری هایی که به وسیله ثبت شدت خروجی لیزر با ریکوردر انجام شد، حدود هفت درصد است.

۳-۱. اندازه گیری راستای محورهای برگزیده

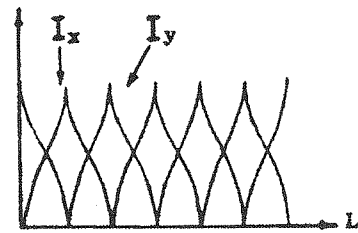
برای یافتن محل محورهای برگزیده به طور دقیق، لوله لیزر هیچ حرکتی در طول آزمایش نباید داشته باشد. از این رو ابتدا یک نگهدارنده لوله لیزر طراحی و ساخته شد. این نگهدارنده شامل دو قسمت متحرک و ثابت است. لوله لیزر در قسمت متحرک ثابت می شود. این قسمت با تکیه بر روی قسمت ثابت، بدون آنکه تقارن محوری اش از بین برود، می تواند حول محور لوله لیزر بچرخد (کاری که در ضمن اندازه گیری انجام می شود). قسمت متحرک بعد از تنظیم که به زودی نحوه انجام آن را خواهیم گفت، با محکم کردن دو پیچ که در ضخامت تکیه گاه های آن تعبیه شده است، ثابت می شود.

ما به دو طریق راستای محورهای برگزیده را مشخص کردیم.

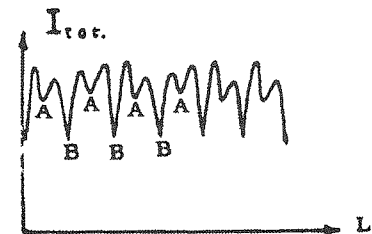
۱- با استفاده از تداخل سنج فابری - پرو: اگر راستای قطبی سازی را موازی با یکی از محورهای X' , Y' که به طور دلخواه روی مقطع لیزر مشخص کرده ایم، قرار دهیم (شکل ۹)، نور لیزر پس از عبور از آن باز هم شامل همه مدهای طولی است. مگر آنکه X' , Y' ,



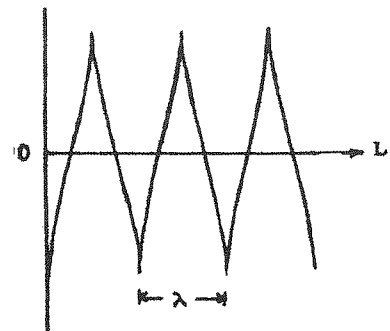
شکل (۷)



(الف)



(ب)

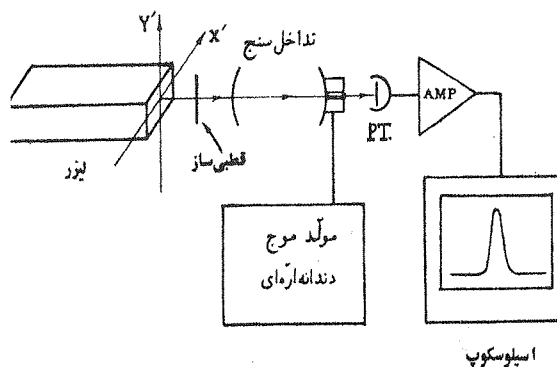


(ج)

شکل (۸)

در شکل ۸، مجموع و تفاضل شدت های دو راستای برگزیده نیز آمده است. رفتار مربوط به تفاضل شدت ها کاملاً مشخص و منطقی است، اما در مورد مجموع شدت ها، که در واقع همان شدت خروجی لیزر است، دو

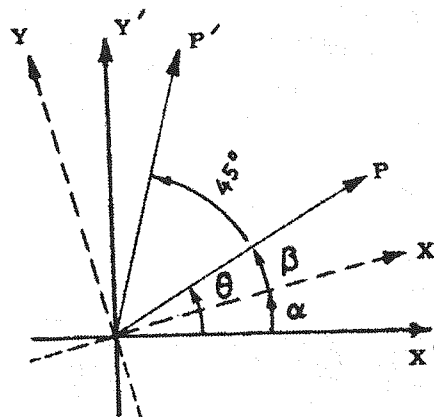
دقیقاً بر روی محورهای برگزیده لیزر قرار گرفته باشند، که در این صورت یک یا دو مد از سه مد حذف می‌شود و بنابر این بر روی صفحه اسیلوسکوپ نیز فقط یک یا دو قله از سه قله دیده خواهد شد.



شکل (۹)

در حالت کلی با چرخاندن لوله لیزر حول محورش (با کمک قسمت متحرک نگهدارنده) همیشه می‌توان یکی از محورهای برگزیده را در راستای قطبی ساز قرار داد. با استفاده از این روش با تکرار آزمایش به دفعات زیاد، با خطایی کمتر از $\pm 5^\circ$ راستای محورهای برگزیده را تعیین کردیم. هر چه ضریب تقویت y-input اسیلوسکوپ و نیز توان تفکیک تداخل سنج فابری - پرو بیشتر باشد، دقت اندازه‌گیری بیشتر است.

۲- از طریق دوران قطبی ساز و ثبت تغییرات شدت به وسیله ریکوردر: فرض کنید دستگاه مختصات منطبق بر محورهای برگزیده X, Y با دستگاه مختصات X', Y' که روی سطح مقطع لیزر در نظر گرفته می‌شود (شکل ۹)، زاویه α بسازد (شکل ۱۰).



شکل (۱۰)

همچنین فرض کنید که قطبی ساز P در امتداد دلخواهی که با محور X زاویه β می‌سازد، قرار گرفته است. اکنون حالت دیگری را که این قطبی ساز به اندازه 45° نسبت به مکان اولیه اش دوران داده شده است، در نظر می‌گیریم (راستای P'). اگر شدت پرتوهای قطبیده در این دو حالت را با $I_p, I_{p'}$ و نیز افت و خیزهای این شدت‌ها را با $\Delta I_p, \Delta I_{p'}$ نشان دهیم می‌توان ثابت کرد که زاویه مجهول β که محورهای برگزیده لیزر را مشخص می‌کند، از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$2\beta = \pm \arctan (\Delta I_{p'} / \Delta I_p) \quad (۶)$$

در این رابطه درستی + و یا - از طریق آزمایش معلوم می‌شود.

برای اذات این رابطه ابتدا شدت‌های $I_p, I_{p'}$ را با توجه به قانون مالوس به صورت زیر می‌نویسیم:

$$I_p(t) = \eta [I_x(t) \cos^2 \beta + I_y(t) \sin^2 \beta]$$

$$I_{p'}(t) = \eta [I_x(t) \cos^2 (\beta + \pi/4) + I_y(t) \sin^2 (\beta + \pi/4)]$$

با استفاده از روابط مثلثاتی و با در نظر گرفتن $I_{tot} = I_x + I_y, \Delta I = I_y - I_x, \eta$ ضریب عبور یا تراگسیلندگی قطبی ساز است):

$$I_p(t) = \eta I_{tot}(t) / 2 - (\eta \Delta I(t) / 2) \cos 2\beta$$

$$I_{p'}(t) = \eta I_{tot}(t) / 2 + (\eta \Delta I(t) / 2) \sin 2\beta$$

اما با حذف ΔI از دو رابطه اخیر به دست می‌آید:

$$I_{p'}(t) = \eta I_{tot} (1 + \tan 2\beta) / 2 - I_p(t) \tan 2\beta \quad (۷)$$

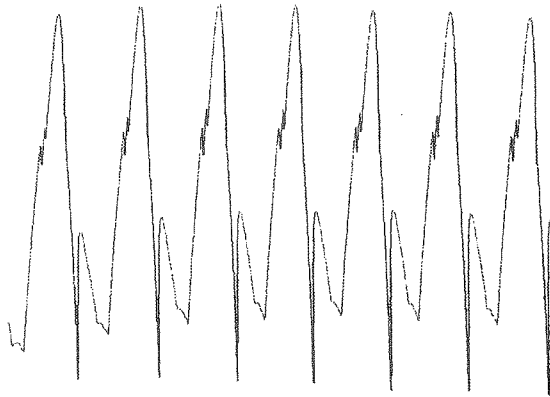
چون تغییرات I_{tot} بنابر آنچه گفتیم، در لیزرهای سه مدی حدود ۷٪ است، بنابر این آن را در مقایسه با $I_p(t)$ با تقریب خوبی می‌توان ثابت در نظر گرفت. که با این فرض رابطه (۶) به سادگی از رابطه (۷) نتیجه می‌شود. در تعیین محورهای برگزیده از این طریق ابتدا برای سهولت، راستای P را منطبق بر محور Y' در نظر گرفتیم و به منظور اندازه‌گیری ماکزیمم تغییرات $I_{p'}, I_p$ نسبت به زمان، چون زمان تناوب این تغییرات بسیار بزرگ است (از چند ثانیه تا چند دقیقه)، از یک ریکوردر استفاده کردیم. برای تبدیل شدت نور عبور کرده از قطبی ساز در هر یک از دو راستای p', p به یک سیگنال

قابل استفاده برای ریکوردر، از فوتوترانزیستور و یک تقویت کننده استفاده شد.

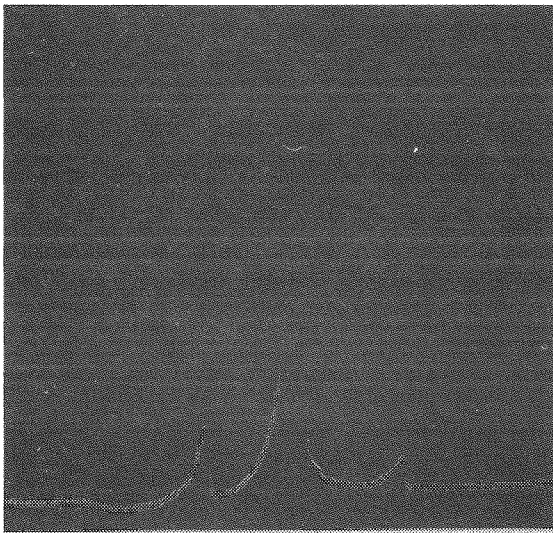
این آزمایش را چند بار با قرار دادن قطبی ساز در راستاهای مختلف p, p' تکرار کرده و از رابطه (۶) مقدار β را به دست آوردیم. (شکل های ۱۱ و ۱۲ یک نمونه از اندازه گیری ها را نشان می دهند). مقایسه نتایج حاصل از این اندازه گیری ها، نشان داد که دقت اندازه گیری از این طریق با آنچه با استفاده از تداخل سنج به دست آمد، از یک مرتبه است.

۴ - نتیجه گیری

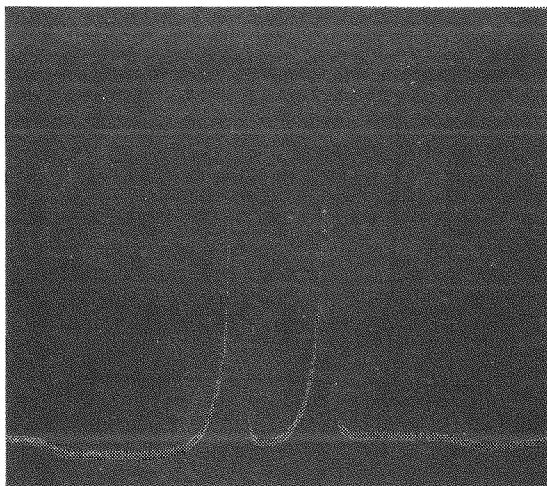
باتوجه به مطالب فوق می توان نتیجه گرفت که حتی در بهترین شرایط، همیشه ناهمسانگردی هر چند ناچیز وجود دارد. در حالت کلی چنان که در اثبات نظری خواص قطبیدگی مدها گفتیم کوچک بودن میزان ناهمسانگردی نیازی است که محاسبات را در تقریب اول به نتیجه مطلوب می رساند. اگر نور خروجی لیزر را از یک منشور ولاستون که دو پرتو نوری قطبیده خطی و عمود بر هم را از یکدیگر تفکیک می کند، عبور دهیم، می توان شدت های I_x, I_y را به طور جداگانه مورد مطالعه قرار داد. یکی از مواردی که اهمیت این ویژگی ها را مشخص می کند، استفاده از I_x, I_y و نیز ΔI در پایدارسازی فرکانس لیزرهای هلیوم - نئون [۸] و نیز اندازه گیری مقدار پایدارسازی فرکانس آنهاست که می تواند در جای خود مورد بحث قرار گیرد.



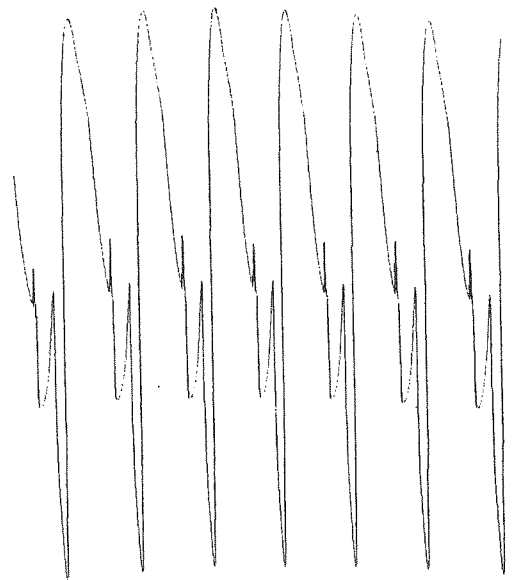
شکل (۱۲) تغییرات I_p نسبت به زمان.



نمایش مدهای لیزر در حالت سه مدی.



نمایش مدهای لیزر در حالت دو مدی.



شکل (۱۱) تغییرات I_p نسبت به زمان.

- [1] R. M. A. Azzam, N. M. Bashara, "Ellipsometry & Polarised light", North-Holland (1977).
- [2] W. Winkler, A. Rudiger, R. Schilling, K. A. Strain, K. Danzmann, "Birefringence-Induced Losses in Interferometers", opt, comm. 112, 245 (1994).
- [3] T. Toshino, "Reflection Anisotropy of 6328 Å Laser Mirrors", Jap. J. Appl. Phys. 18, 1503 (1979).
- [4] M. Born, E. Wolf, "Principles of optics", Pergamon press (1975).
- [5] J. T Verdeyen, "Laser Electronics", Prentice-Hall (1981).
- [6] G. A. Woolsey, M. Y. Sulaiiman, M. Mokhsim, "Correlation of changes in laser tube Temperature, Cavity Length, and Beam Polarization for an Internal Mirror He-Ne Laser", Am. J. Phys. 50 (1982) 936.
- [7] W. E. Lamb, Jr., "Theory of an Optical Maser", pheys. Rev. 134, A1429 (1964)
- [8] G. Mas, H. Blancher, G. Roig, "Light Intensity of the Fundamental TEM₀₀ Mode of a He-Ne Gas Laser Without Brewster Windows: Achievement of a Polarized Rectilinear Laser Beam of Stable Intensity", Appl. Opt. 13 (1974) 2771.