

شبیه‌سازی رفتار عدسی کر در نوسانگر لیزر تیتانیوم سفایر با کاواک متقارن یا غیرمتقارن

عبداله ملک‌زاده^{۱*}، محمدجواد کامجو^۲، سید رضا زارع کلاته^۳

۱- استادیار، ۲- دانشجوی کارشناسی ارشد، ۳- کارشناس ارشد، دانشگاه جامع امام حسین (ع)

(دریافت: ۹۴/۰۵/۱۴، پذیرش: ۹۴/۱۲/۰۵)

چکیده

لیزرهای فمتوثانیه از پرکاربردترین لیزرهای فوق کوتاه می‌باشند. نوسانگر فمتوثانیه اولین گام برای تولید پالس‌های فمتوثانیه پرتوان می‌باشد. در این مقاله ابتدا با شبیه‌سازی انتشار باریکه لیزر در نوسانگر خطی تیتانیوم سفایر در ساختار متقارن و نامتقارن بدون در نظر گرفتن اثر عدسی کر در محیط بهره، نقاط پایدار عملکرد لیزر را به دست می‌آوریم. سپس برای قفل‌شدگی مدی با عدسی کر موقعیتی که آستیگماتیسم باریکه را خنثی می‌کند، به دست می‌آوریم. در این شبیه‌سازی از روش تقسیم گام‌به‌گام برای پیدا کردن تغییرات شدت باریکه درون بلور و از روش پرتابی برای محاسبه اندازه قطر لکه بر روی آینه استفاده می‌شود. تأثیر طول کاواک بر روی مشخصات پرتو در داخل، بدون در نظر گرفتن اثر عدسی کر، شبیه‌سازی می‌شود، در ادامه با استفاده از نواحی عملکرد پایدار لیزر در این حالت و با در نظر گرفتن عدسی کر، تأثیر مکان محیط بهره بر روی انتشار پرتو مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. در انتها نیز با توجه به نتایج شبیه‌سازی شرایط مختلف جهت دستیابی به قفل‌شدگی مدی در حالت‌های روزنه سخت و نرم بررسی می‌گردد.

کلید واژه‌ها: فمتوثانیه، نوسانگر، قفل‌شدگی مدی، اثر عدسی کر، آستیگماتیسم

Simulation of Kerr Lens Behavior in a Ti:Sapphire Oscillator with Symmetric and Asymmetric Resonator

A. Malakzadeh*, M. J. Kamjoo, S. R. Zare Kalate

Imam Hossein University

(Received: 05/08/2015, Accepted: 24/02/2016)

Abstract

Femtosecond pulse lasers are one of the most widely used lasers. Femtosecond oscillator is first step to generate powerful femtosecond pulses. In this work, the laser beam propagation in an oscillator in symmetric and asymmetric designs without Kerr lens effect inside a Ti:Sa medium was simulated and the cavity stable operation conditions have been obtained. Then, Kerr lens modelocking behavior is simulated and the situation compensating the beam astigmatism is achieved. Split-step method has been used to obtain the beam intensity change in the Ti:Sa rod and shooting method has been utilized to calculate the beam spot size on the first cavity mirror. Assuming no Kerr lens effect, influence of the cavity length changes in laser beam characteristics is investigated and considering the Kerr lens effect in the laser rod, influence of the rod position in the beam characteristics and beam propagation is simulated. Finally, by considering the simulations results, conditions to achieve soft or hard aperture modelocking are discussed.

Keywords: Femtosecond, Oscillator, Kerr Lens Effect, Astigmatism, Modelocking, Soft Aperture Modelocking, Hard Aperture Modelocking.

*Corresponding Author E-mail: afard77@googlemail.com

۱. مقدمه

پالس‌های فمتوثانیه با پمپ کردن یک محیط لیزر مناسب توسط یک لیزر پمپ ایجاد می‌شود. انرژی پالس‌های خروجی از یک نوسانگر معمولاً پایین و از مرتبه نانو ژول می‌باشد. پالس‌هایی با این سطح از انرژی فقط برای معدودی از آزمایش‌ها قابل کاربرد می‌باشند. از آنجایی که در بسیاری از آزمایش‌های فیزیکی مانند آزمایش‌های مربوط به برهمکنش‌های ماده و نور شدید، باریکه لیزر با توان و شدت زیاد مورد نیاز است، این پالس‌ها باید تقویت شوند؛ بنابراین طراحی و ساخت یک نوسانگر فمتوثانیه، اولین مرحله تولید پالس‌های فمتوثانیه پرا انرژی می‌باشد. در میان محیط‌های بهره لیزری، لیزر تیتانیوم سفایر به دلیل ویژگی‌های منحصر به فردش نظیر پهنای بهره وسیع، رسانندگی حرارتی بالا، پایداری زیاد، خواص غیرخطی مناسب مهم‌ترین برجستگی و توجه را در تولید پالس‌های فوق کوتاه داشته است. لیزرهای فمتوثانیه مدت‌هاست که از آزمایشگاه‌ها و مراکز تحقیقاتی صرف خارج شده است و در زندگی روزمره جوامع وارد شده است و کاربردهای آن روزافزون می‌گردد. کاربردهایی همچون: اندازه‌گیری پدیده‌های فوق سریع در علوم و صنعت، انهدام هدایتگرهای الکتروپتیک موشک‌ها به منظور پدافند از فرودگاه‌ها و مراکز حساس، طیف‌سنجی‌های متنوع، تولید امواج تراهرتز، تشکیل و کاربردهای پلاسما، ساخت میکروساختارهای سه بعدی، تولید انرژی، شتاب‌دهنده‌های نوین، ماشین کاری، سوراخ‌کاری، فاصله‌یابی فوق دقیق، ارتباطات فوق سریع، شاخه‌های مختلف پزشکی از قبیل چشم پزشکی، جراحی گوش، اعصاب، پوست، ساخت استنت‌های دقیق پزشکی مورد استفاده در بسیاری از جراحی‌ها مانند جراحی قلب.

به‌طور کلی در این کار ما به دنبال بررسی و شبیه‌سازی رفتار قفل‌شدگی مدی در یک نوسانگر فمتوثانیه می‌باشیم. اثر کر القاشده توسط خود کانونی [۱ و ۲]، در هنگام عبور پالس‌های نوری با شدت بالا از محیط بهره عموماً برای قفل‌شدگی مدی مورد استفاده قرار می‌گیرد [۳]. اثر اپتیکی کر پاسخ ضریب شکست به تغییرات شدت می‌باشد، که سبب می‌شود بلور به‌عنوان یک عدسی عمل کند. نمایه^۱ باریکه لیزر در تشدیدکننده توسط عدسی کر تغییر می‌کند. مطالعات بر روی قفل‌شدگی مدی با عدسی کر در تحقیقات متعددی گزارش شده است [۴-۸] قفل‌شدگی مدی لیزر توسط عدسی کر را قفل‌شدگی مدی عدسی کر^۲ می‌نامند. در ابتدای ابداع قفل‌شدگی مدی، نوسانات شدت برای راه‌اندازی قفل‌شدگی مدی و حفظ آن در آغاز کار لیزر به اندازه کافی نبود [۹ و ۱۰].

برای شروع راحتتر قفل‌شدگی مدی از مدولاسیون اکوستوپتیک [۱۰، ۱۱]، قفل‌شدگی مد جاذب‌های اشباع‌پذیر [۱۲]، قفل‌شدگی مد پالس افزودنی [۱۳]، حرکت دادن آینه خارجی کاواک [۱۴ و ۱۵]، ارتعاش آینه‌های تشدیدگر [۱۶]، یا پمپ کردن همزمان [۱۷]، برای فرآیند تولید پالس‌های فوق کوتاه استفاده می‌شد. اندک زمانی پس از ظهور قفل‌شدگی مدی خودبه‌خود که به قفل‌شدگی مدی جادویی لقب گرفت، معلوم شد که قفل‌شدگی خودبه‌خود، ناشی از فرآیند عدسی کر بوده است [۱۸]. یک روزنه در مکانی مناسب پالس‌های با شدت بالاتر و کانونی‌تر شده را کم‌اتلاف‌تر خواهد ساخت در این حالت اتلاف انتشار پرتوهای پیوسته بیش‌تر از اتلاف این پالس‌ها می‌گردد و ترکیب روزنه و عدسی کر منجر به مدولاسیون گذرا سریع می‌شود. به‌عبارت دیگر تصحیح نمایه پرتو در ماده بهره لیزر را می‌توان به‌صورتی تغییر داد که تقویت برای پالس لیزر نسبت به تابش‌های پیوسته لیزر بیش‌تر شود، در این حالت عدسی کر منجر به مدولاسیون گذرا در محیط بهره می‌شود [۲۲-۱۹].

در این مقاله قفل‌شدگی مدی عدسی کر لیزر تیتانیوم سفایر برای یک نوسانگر خطی با کاواک آینه انحنادار با ساختار متقارن و نامتقارن و به‌کارگیری تکنیک ردیابی پرتو برای یک باریکه گاوسی شبیه‌سازی شده، سپس با ردیابی پرتو توسط ماتریس ABCD موقعیتی که آستیگماتیسم باریکه را خنثی می‌کند، به‌دست می‌آید. در این شبیه‌سازی از روش تقسیم گام‌به‌گام^۳ برای پیدا کردن تغییرات شدت باریکه درون بلور و از روش پرتابی^۴ برای محاسبه اندازه قطر لکه بر روی آینه اول کاواک استفاده می‌شود. با انجام شبیه‌سازی بدون در نظر گرفتن اثر عدسی کر تأثیر طول کاواک لیزر بر روی نمایه پرتوی درون کاواک نشان داده می‌شود، در ادامه با استفاده از نواحی عملکرد پایدار لیزر که در این حالت به‌دست آمده و با در نظر گرفتن عدسی کر، تأثیر مکان بلور درون کاواک لیزر بر روی انتشار پرتو شبیه‌سازی شده است. در انتها نیز شرایط مختلف جهت دست‌یابی به قفل‌شدگی مدی در حالت‌های گوناگون با توجه به نتایج شبیه‌سازی بررسی می‌گردد. وجود آینه‌های کروی و همچنین محیط غیرخطی کر باعث ایجاد آستیگماتیسم در پرتوی لیزر می‌گردد. از آنجایی که لحاظ کردن این آستیگماتیسم در شبیه‌سازی انتشار پرتو در نوسانگر باعث دشواری و پیچیدگی در حل معادلات می‌گردد، در اکثر شبیه‌سازی‌ها انجام شده در این زمینه از اعمال آن صرف‌نظر شده است و اثر آن ناچیز در نظر گرفته شده است [۲۳ و ۲۴]. در این مقاله برای تحلیل

3 Split-Step
4 Shooting

¹ Profile
² Kerr lens modelocking (KLM)

به‌طور کلی رابطه میان پارامترهای خروجی و ورودی یک دستگاه نوری، به کمک ماتریس ABCD به شکل زیر نمایش داده می‌شود.

$$\begin{pmatrix} r_o \\ r_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r_1 \end{pmatrix} \quad (۱)$$

برای یک رفت و برگشت کامل در یک تشدیدگر مطابق شکل (۱) ماتریس کلی Mt به صورت زیر می‌باشد:

$$M_t = \begin{pmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{pmatrix} = \prod_i M_i = \prod_i \begin{pmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{pmatrix} \quad (۲)$$

$$= M_1 M_{12} M_2 M_{2k} M_k M_{3k} M_3 M_{34} M_4 M_{34} M_3 M_{3k} M_k M_{2k} M_2 M_{12}$$

متغیرهای ماتریس ABCD که در انتشار نور مورد نظر هستند در جدول آمده است. شرط پایداری تشدیدگر لیزر $|A_t + D_t| \leq 2$ می‌باشد [۲۷]. از این وضعیت برای پیدا کردن ناحیه مجاز جدایی بین دو آینه کروی یعنی $I_{23} = I_{2k} + I_{Bk} + I_{3k}$ در آن فرآیند لیزری، پایدار می‌باشد استفاده می‌گردد. حساسیت نا هم‌ترازی تشدیدگر در ناحیه پایدار توسط پارامتر $1/Ct$ مشخص می‌شود [۲۸] و هرچه اندازه $1/Ct$ کوچک‌تر باشد بهتر است هم‌ترازی بیش‌تر است. مد فضایی TEM_{00} (باریکه گاوسی) در تشدیدگر توسط $q(z)$ مشخص می‌شود [۲۷]:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda_L}{\pi W^2(z)} \quad (۳)$$

که $R(z)$ انحنای جبهه موج در مکان z ، $W(z)$ شعاع باریکه در مکان z و λ_L طول موج می‌باشد.

اندازه لکه باریکه لیزر با فرمول $d(z) = [2 \ln(2)]^{\frac{1}{2}} w(z)$ مشخص می‌شود. پارامتر باریکه $q(z)$ را در طول انتشار از z_1 تا z_2 می‌توان بدین صورت نوشت:

$$q(z_2) = \frac{A_{12}q(z_1) + B_{12}}{C_{12}q(z_1) + D_{12}} \quad (۴)$$

برای تشکیل یک مد پایدار شعاع انحنای جبهه موج در محل آینه برابر با شعاع انحنای آینه می‌باشد [۲۹]. برای تشدیدگر ما آینه تخت $M1$ در مکان $Z=0$ می‌باشد و شعاع انحنای آن $R(0) = \infty$ است، به‌طور دقیق‌تر پارامتر q بعد از یک رفت و برگشت باید به صورت زیر باشد:

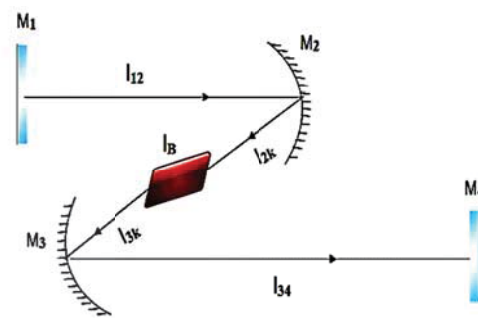
$$q(0) = \frac{i\pi W^2(0)}{\lambda_L} = \frac{[A_t q(0) + B_t]}{[C_t q(0) + D_t]} \quad (۵)$$

در اینجا عناصر ABCD مربوط به ماتریس یک رفت برگشت در کاواک از آینه یک می‌باشند.

دقیق‌تر انتشار پرتو درون نوسانگر، این استیگماتیسم در نظر گرفته شده و انتشار باریکه در محورهای عمودی^۱ و مماسی^۲ به صورت جداگانه شبیه‌سازی شده است.

۲. مدل انتشار پرتو در نوسانگر

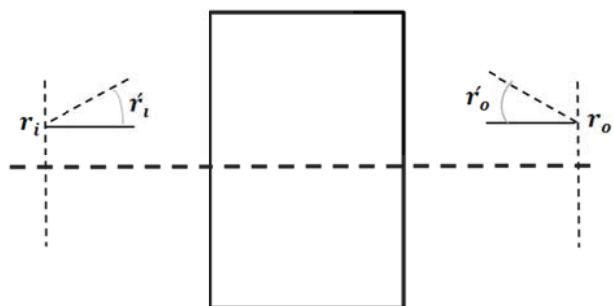
تشدیدگر مورد استفاده با کاواک چهارآینه در شکل (۱) دیده می‌شود. چیدمان کاواک انحنادار منجر به رفتاری متفاوت در انتشار باریکه در صفحات مماسی و عمودی و خروج از انطباق محل کانون پرتوهای مماسی و عمودی می‌گردد. می‌توان با قراردادن آینه‌های کروی در یک زاویه خاص و برش محیط بهره تحت زاویه بروستر استیگماتیسم آینه‌ها را جبران کرد [۲۵]. نمایه باریکه در درون تشدیدگر توسط تکنیک ردیابی پرتو ABCD برای باریکه گاوسی تعیین می‌شود [۲۶].



شکل ۱. تشدیدگر خطی با کاواک چهارآینه‌ای با محیط بهره برشی زاویه بروستر.

۲-۱. ردیابی پرتو

مفهوم ماتریس ABCD یک پرتو به‌طور کلی به صورت شکل (۲) می‌باشد. ردیابی پرتو از میان یک‌رشته قطعات اپتیکی به صورت ضرب ماتریس 2×2 تبدیل شده است. یک پرتو از یک قطعه اپتیکی عبور می‌کند، پرتو در مکان ri به قطعه با زاویه $r_i = \frac{\partial r_i}{\partial z}$ وارد و در مکان ro با زاویه $r_o = \frac{\partial r_o}{\partial z}$ خارج می‌شود (z مسیر انتشار می‌باشد).



شکل ۲. انتشار باریکه از صفحه ورودی ۱ و صفحه خروجی ۰.

^۱ Sagittal
^۲ Tangential

$$q_{m+1}(0) = \frac{i\pi W_{m+1}^2(0)}{\lambda_L} = \frac{[A_t q_m(0) + B_t]}{[C q_m(0) + D]} \quad (6)$$

در این رابطه، m تعداد انتخاب فرضی اندازه لکه است. اگر فرض ما درست باشد باید اندازه لکه در حالت دوم برابر اندازه لکه فرضی باشد، در غیر این صورت، دوباره یک شعاع لکه دیگر انتخاب می‌کنیم و محاسبات بالا را تکرار تا به شرط برابری برسیم. شرط برابری توسط رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$\frac{[W(0)_{m+1} - W(0)_m]}{W(0)_m} < \varepsilon \quad (7)$$

که در این رابطه، ε حد دقت برابری می باشد (در اینجا برابر با ۵-۱۰ در نظر گرفته شده است). برای محاسبه تغییرات شدت درون عدسی کره، ابتدا بلور را به تکه‌های کوچک تری تقسیم می‌کنیم سپس انتشار پرتو در بلور را با محاسبه انتشار پرتو در هریک از این تکه‌های کوچک به دست می‌آوریم. دلیل انجام این کار این است که اگر بخواهیم انتقال پرتو در عدسی کره را بررسی کنیم به دلیل وابسته بودن عناصر ماتریس به شدت و تغییر شدت در طول بلور، برای هر مکان از بلور یک ماتریس مخصوص آن مکان داریم. با تقسیم بلور به عدسی‌های کوچک و ثابت در نظر گرفتن شدت در طول این عدسی‌های کوچک می‌توانیم شدت را بعد از هر عدسی حساب و در عدسی دیگر جایگذاری و به همین ترتیب شدت را در انتهای بلور به دست آوریم.

۲-۲. جبران آستیگماتیسم

برای آینه‌های کروی فاصله کانونی در محور عمودی $f_s = R/2 \cos\theta$ که در آن R شعاع انحنای آینه و θ زاویه انحنای بزرگ‌تر از فاصله کانونی آینه کروی $(f = R/2)$ و همچنین فاصله کانونی در محور مماسی $(f_t = R \cos\theta/2)$ کوچک‌تر از فاصله کانونی آینه کروی می‌باشد. این آستیگماتیسم را می‌توان با برش میله لیزری در زاویه بروستر (طول مماسی $l'_B = l_B/2$) جبران کرد. خنثی کردن آستیگماتیسم نیازمند این است که طول کانونی محورهای عمودی و مماسی پرتوی عبوری از آینه کروی و صفحه بروستر یکسان باشد. با استفاده از رابطه (۱) و ماتریس ABCD آینه کروی ضرب در ماتریس صفحه بروستر، برای طول کانونی $f = \frac{f_0}{\tau_0}$ با $(\tau_1 = 0)$ داریم:

$$f_t = -\frac{R \cos\theta}{2} + \frac{l'_B}{n_L^3} \quad (8)$$

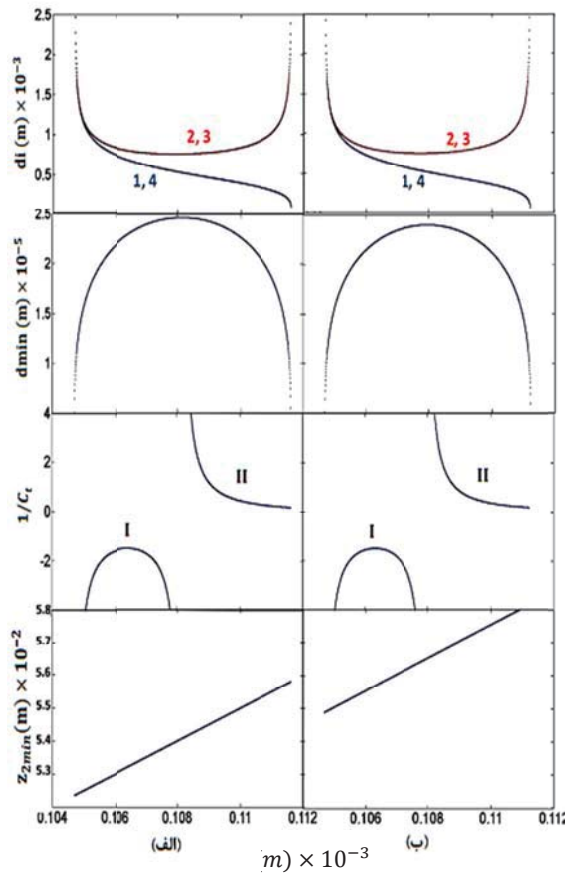
$$f_s = -\frac{R}{2 \cos\theta} + \frac{l'_B}{n_L}$$

که n_L ضریب شکست صفحه بروستر می‌باشد. در شرایط $f_s = f_t$ رابطه‌ای بین زاویه چرخش آینه (θ) و ضخامت صفحه بروستر (l'_B) به صورت زیر می‌باشد.

جدول ۱. ماتریس‌های عناصر اپتیکی مورد استفاده در شبیه‌سازی

نمونه‌ها	ماتریس	عناصر اپتیکی
آینه‌ها		
M_1, M_4	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$	برخورد معمولی
چرخانده شده		
M_2, M_3	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos\theta/R & 1 \end{pmatrix}$	محور عمودی
M_2, M_3	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R \cos\theta & 1 \end{pmatrix}$	محور مماسی
$M_{12}, M_{2k}, M_{3k}, M_{34}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ L & 1 \end{pmatrix}$	انتشار در فضا
لایه بدون عدسی کره		
	$\begin{pmatrix} 1 & L/n_L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	برخورد معمولی
با زاویه بروستر		
M_k	$\begin{pmatrix} 1 & L_B/n_L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	محور عمودی
M_k	$\begin{pmatrix} \cos(\gamma L) & (1/n_L) \sin(\gamma L) \\ -n_L \sin(\gamma L) & \cos(\gamma L) \end{pmatrix}$	محور مماسی
لایه عدسی کره		
	$\begin{pmatrix} \cos(\gamma L) & (1/n_L) \sin(\gamma L) \\ -n_L \sin(\gamma L) & \cos(\gamma L) \end{pmatrix}$	برخورد معمولی
با زاویه بروستر		
M_k	$\begin{pmatrix} \cos(\gamma_s L_B) & (1/n_B \gamma_s) \sin(\gamma_s L_B) \\ -n_B \gamma_s \sin(\gamma_s L_B) & \cos(\gamma_s L_B) \end{pmatrix}$	محور عمودی
M_k	$\begin{pmatrix} \cos(\gamma_t L_B) & (1/n_B \gamma_t n_L^2) \sin(\gamma_t L_B) \\ -n_B \gamma_t \sin(\gamma_t L_B) & \cos(\gamma_t L_B) \end{pmatrix}$	محور مماسی

با در نظر گرفتن عدسی کره، آرایه‌های ماتریس رفت و برگشت ABCD، خود از طریق ماتریس عبور از محیط بهره و وابستگی آن‌ها با ضرایب غیرخطی و شدت باریکه وابسته به شعاع باریکه لیزر $(W(z))$ می‌گردند. در این حالت ما برای محاسبه اندازه باریکه لیزر بر روی آینه اول از روش پرتابی استفاده می‌نماییم. برای این کار ابتدا با انتخاب یک شعاع لکه فرضی برای آینه اول تمام محاسبات را با این اندازه لکه انجام داده و ماتریس رفت و برگشت را محاسبه می‌کنیم، سپس با استفاده از رابطه زیر و با استفاده از اندازه لکه فرضی، شعاع لکه را دوباره روی آینه اول به دست می‌آوریم.



شکل ۳. پارامترهای باریکه برای تشدیدگر متقارن ($L_{12}=L_{34}$) با خنثی کردن آستیگماتیسم و بدون در نظر گرفتن عدسی کر ($p=0$) مرکز صفحه بروستر در ($l_{23}/2$) می‌باشد. پارامترهای جدول (۲) به کارگرفته شده است. (الف) محور عمودی (ب) محور مماسی.

در نتیجه برای محور عمودی در صفحه بروستر خواهیم داشت:

$$n_s = \tilde{n}_B \left(1 - \frac{1}{2} \gamma_s^2 r^2\right) \quad (15)$$

$$\gamma_s = \left(\frac{4n_2 I_{0L}}{n_L^2 c_0 \epsilon_0 \tilde{n}_B}\right)^{1/2} \frac{1}{w}$$

$$= \left(\frac{8n_2 P}{n_L^2 \pi c_0 \epsilon_0 \tilde{n}_B}\right)^{1/2} \frac{1}{w^2}$$

محور عمودی

و برای محور مماسی خواهیم داشت:

$$n_t = \tilde{n}_B \left(1 - \frac{1}{2} \gamma_t^2 r^2\right) \quad (16)$$

$$\gamma_t = \left(\frac{4n_2 I_{0L}}{n_L^4 c_0 \epsilon_0 \tilde{n}_B}\right)^{1/2} \frac{1}{w}$$

$$= \left(\frac{8n_2 P}{n_L^4 \pi c_0 \epsilon_0 \tilde{n}_B}\right)^{1/2} \frac{1}{w^2}$$

محور مماسی

$$\theta = \pi - \arccos\left(\frac{l_B^2}{R n_L^3} \left[n_L^2 - 1 - \left(n_L^4 - 2n_L^2 + \left(9 \right) \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \left. \left. 1 + \frac{R^2 n_L^6}{l_B^2} \right) \right] \right) \right) \quad (9)$$

با استفاده از این فرمول می‌توان آستیگماتیسم آینه‌های کروی M_2 و M_3 که در شکل (۱) نشان داده شده است را جبران کرد. در واقع این فرمول زاویه چرخش آینه‌ها، برای جبران آستیگماتیسم تعیین می‌کند.

۲-۳. عدسی کر

هنگامی که شدت باریکه لیزر به اندازه کافی زیاد باشد، پاسخ ماده به این شدت فرودی، غیرخطی خواهد بود. در این حالت ضریب شکست را می‌توان به صورت زیر توصیف کرد [۲].

$$n = n_L + \frac{1}{2} n_2 E_{0L}^2 = n_L + \gamma_2 I_L = n_L + \frac{n_2}{n_L c_0 \epsilon_0} I_L \quad (10)$$

که، n_2 و γ_2 به ترتیب ضریب میدان الکتریکی و ضریب شدت برای ضریب شکست غیرخطی می‌باشند. E_{0L} دامنه نیروی الکتریکی، $I_L = \frac{n_L c_0 \epsilon_0}{2} E_{0L}^2$ شدت نور، ϵ_0 نفوذپذیری الکتریکی در خلأ و c_0 سرعت نور در خلأ می‌باشد. در اینجا رابطه بین n_2 و γ_2 به صورت $\gamma_2 = \frac{n_2}{n_L c_0 \epsilon_0}$ می‌باشد. توزیع شدت فضایی باریکه گاوسی لیزر (مد TEM_{00}) توسط بسط تیلور تقریباً برابر است با:

$$I_L = I_{0L} \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^2\right] \approx I_{0L} \left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^2\right] \quad (11)$$

توزیع ضریب شکست فضایی مطابق معادلات زیر سهمی می‌باشد [۳۰].

$$n = \left(n_L + \frac{n_2 I_L}{n_L c_0 \epsilon_0}\right) \left(1 - \frac{2n_2 I_{0L}}{n_L c_0 \epsilon_0 \left(n_L + \frac{n_2 I_L}{n_L c_0 \epsilon_0}\right) w^2}\right) = \tilde{n} \left(1 - \frac{1}{2} \gamma^2 r^2\right) \quad (12)$$

که در آن، $\tilde{n} = n_L + \frac{n_2 I_L}{n_L c_0 \epsilon_0}$

$$\gamma = \left(\frac{4n_2 I_L}{n_L c_0 \epsilon_0 \tilde{n}}\right)^{1/2} \frac{1}{w} = \left(\frac{8n_2 P}{\pi n_L c_0 \epsilon_0 \tilde{n}}\right)^{1/2} \frac{1}{w^2} \quad (13)$$

توان لیزر برابر است با:

$$P = \frac{\pi w^2}{2} I_{0L} \quad (14)$$

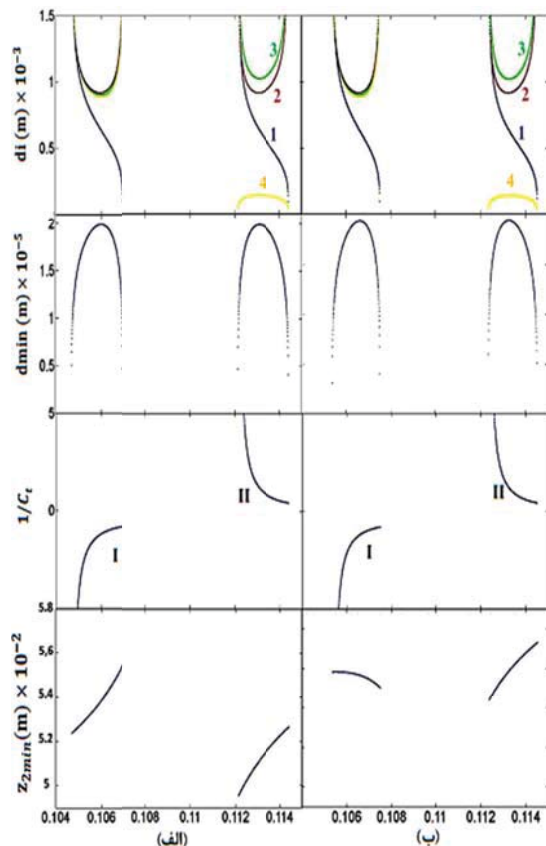
برای برخورد با صفحه بروستر، اثر عدسی کر در سطوح عمودی و مماسی متفاوت می‌باشد؛ بنابراین ضروری است تا در رابطه‌های ۱۲، ۱۳ و ۱۴ کمر پرتو به این صورت $w \rightarrow w_s = w$ ، $w \rightarrow w_t = n_L w$ و شدت پرتو به صورت $I_{0L} \rightarrow I_{0L} w^2 / (w_s w_t) = I_{0L} / n_L$ تغییر نماید.

جدول ۲. مشخصات تشدیدگر به کار رفته در شبیه‌سازی (شکل‌های

۳، ۴ و ۵).

پارامتر	ساختار متقارن	ساختار نامتقارن
انحنای آینه (cm)		
R_1	∞	∞
R_2	10	10
R_3	10	10
R_4	∞	∞
زاویه‌های خم کردن آینه (درجه)		
θ_1	0	0
θ_2	9.71	9.71
θ_3	9.71	9.71
θ_4	0	0
طول کل تشدیدگر (متر)		
L_t	1.7	1.7
فاصله بین آینه‌ها		
L_{12}	$(L_t - L_{23})/2$	$3(L_t - L_{23})/4$
$L_{23} = L_{2k} + L_B + L_{k3}$	متغییر	متغییر
L_{34}	$L_t - L_{12} - L_{23}$	$L_t - L_{12} - L_{23}$
لایه داخل کاواک (بلور Ti:Sapphire با برش بروسر)		
n_L	1.76	1.76
n_2	$1.6 \times 10^{-22} m^2 V^2$	$1.6 \times 10^{-22} m^2 V^2$
L_B	0.75 cm	0.75 cm
L_{2k}	متغییر	متغییر
طول موج لیزر λ_L	800nm	800nm

توسط رابطه ۲ کمر پرتو روی آینه اول را به دست می‌آوریم،



شکل ۴. پارامترهای باریکه برای تشدیدگر نامتقارن ($L_{12}=3L_{34}$) با خنثی کردن آستیگماتیسم و بدون در نظر گرفتن عدسی کر ($p=0$). مرکز صفحه بروسر در ($l_{23}/2$) می‌باشد. پارامترهای جدول ۲ به کار گرفته شده است. (الف) محور عمودی (ب) محور مماسی.

سپس توسط رابطه ۴ می‌توانیم اندازه و انحنای پرتو را در هر جایی از کاواک حساب کنیم.

برای محاسبه اندازه لکه d روی آینه‌ها، ابتدا اندازه لکه روی آینه اول را محاسبه سپس از رابطه $\Delta d(z) = [2L \ln(2)]^{1/2} w(z)$ استفاده می‌نمایم. عبارت C_t مربوط به آرایه سطر دوم و ستون اول ماتریس یک رفت و برگشت در کاواک می‌باشد. برای محاسبه اندازه لکه درون بلور، از روی کمر پرتو روی آینه اول، اندازه لکه بر روی لبه فرودی بلور را حساب می‌کنیم.

برای محاسبه اندازه و انحنای لکه در هر جای کاواک خواهیم داشت:

$$W(z)^2 = \frac{-A^2 \frac{\pi^2 W_{01}^4}{\lambda_L^2} - B^2}{\frac{\pi^2}{\lambda_L^2} W_{01}^2 (CB - DA)} \quad (17)$$

$$R(z) = \frac{-A^2 \frac{\pi^2 W_{01}^4}{\lambda_L^2} - B^2}{-\frac{\pi^2}{\lambda_L^2} W_{01}^4 CA - DB} \quad (18)$$

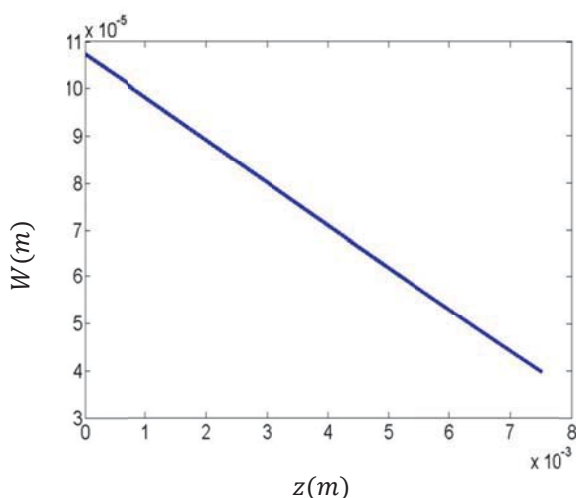
و برای هر دو محور $\bar{n}_B = n_L + \frac{n_2 I_L}{n_L C_0 E_0}$ یکسان می‌باشد. ماتریس ABCD عدسی کر برای سطوح عمودی و مماسی در صفحه بروسر و طول بلور L_B در جدول (۱) آمده است.

۳. شبیه‌سازی

برای کاواک انحنادار هنگامی که آستیگماتیسم کاواک بدون در نظر گرفتن عدسی کر توسط صفحه بروسر خنثی شده باشد، با تغییر مکان عدسی کر (l_{2k}) و ردیابی پرتو در سطوح مماسی و عمودی شکل‌های ۳ و ۴ با هم مقایسه شده‌اند. بررسی‌های ما باید تاثیر عدسی کر روی پرتو لیزر را نشان دهند. پارامترهای اعمال شده برای شبیه‌سازی بلور Ti:Sapphire در جدول (۲) آورده شده است. در نتایج به دست آمده، d_i نیم‌پهنای (FWHM) پرتوی لیزر روی آینه‌ها را نمایش می‌دهد، d_{min} و Z_{2min} به ترتیب اندازه کمر پرتو در کاواک و مکان آن از آینه دوم، C_t 1/ پارامتر میزان حساسیت سیستم اپتیکی می‌باشد.

۳-۱. کاواک بدون عدسی کر

در ابتدا حالتی که عدسی کر وجود ندارد (n_2 برابر صفر) را در نظر می‌گیریم. با داشتن ماتریس‌های انتقال و محاسبه ماتریس یک رفت و برگشت درون کاواک با شروع از آینه ۱

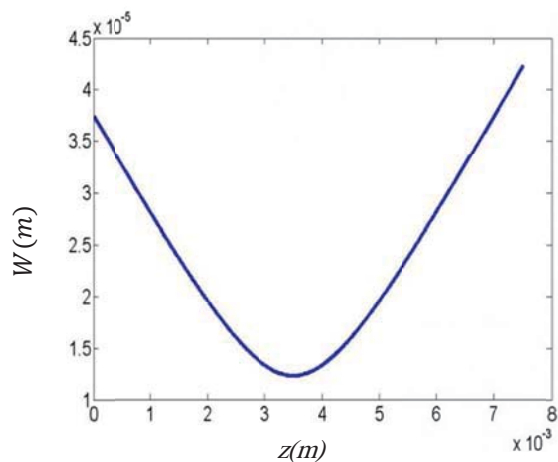


شکل ۷. مقدار کمر پرتو درون بلور با $L_2=44.5\text{mm}$.

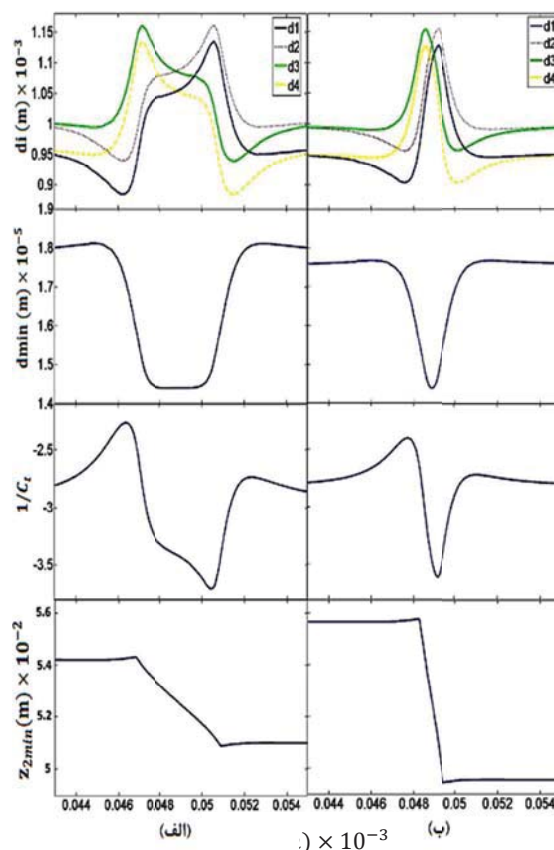
برای محاسبه کمر پرتو درون کاواک (d_{\min})، از آنجایی که در اینجا (بدون در نظر گرفتن اثر عدسی کر) بلور را وسط کاواک در نظر گرفته‌ایم، از روی کمر پرتو روی آینه اول (W_{01}) اندازه لکه بر روی بلور را حساب می‌کنیم (توسط رابطه ۱۷). سپس توسط روابط ۲۰ و ۲۱ مکان کمر پرتو درون بلور و اندازه کمر پرتو را به دست می‌آوریم.

۳-۲. کاواک با در نظر گرفتن عدسی کر

در این حالت عناصر ماتریس رفت و برگشت خود وابسته به اندازه لکه می‌باشند، بنابراین برای تعیین اندازه لکه روی آینه اول از روش پرتابی استفاده می‌کنیم. پس از یافتن مقدار صحیح W_{01} اندازه پرتو روی صفحه ورودی بلور را حساب می‌کنیم. سپس روش تقسیم گام به گام را مورد استفاده قرار می‌دهیم و ماتریس کلی بلور را از ماتریس مجموع این قطعات به دست می‌آوریم.



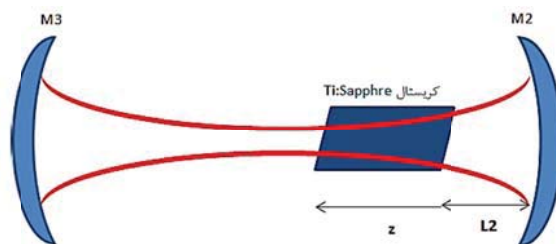
شکل ۸. مقدار کمر پرتو درون بلور با $L_2=49\text{mm}$ و مشخصات شکل (۵).



شکل ۵. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه. تشدیدگر متقارن ($L_{12}=L_{34}$) برای ناحیه I با $L_{23}=105.2\text{mm}$ و $P=2 \times 10^3$.

برای بدست آوردن اندازه لکه روی آینه اول با W_{01} به جای $W(z)$ در رابطه ۱۷، خواهیم داشت:

$$W_{01} = \left[\frac{-\lambda^2 B^2}{\pi^2 (CB - DA + A^2)} \right]^{1/4} \quad (19)$$



شکل ۶. ساختار درون کاواک نوسانگر لیزری.

برای مکان اندازه و انحنای لکه داریم:

$$z = z_0 \left[\left(\frac{W(z)}{W_0} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} \quad (20)$$

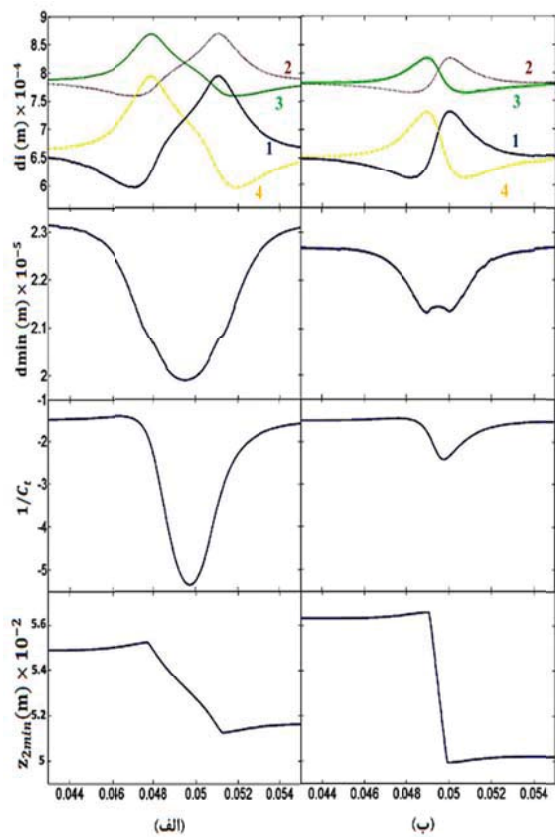
بنابراین خواهیم داشت:

$$W_0 = \frac{W(z)}{\sqrt{\left[\frac{\pi W(z)}{\lambda R(z)} \right]^2 + 1}} \quad (21)$$

در این حالت کمر پرتو داخل بلور به صورت پیوسته کاهش می‌یابد. شکل (۷) کاهش کمر پرتو (W) در بلور غیرخطی با فاصله‌ی $L_2 = 44.5 \text{ mm}$ از آینه دوم را نشان می‌دهد. اما با افزایش فاصله بلور غیرخطی از آینه دوم کمر پرتو وارد بلور می‌شود. این مورد در شکل (۸) دیده می‌شود که در آن فاصله بلور از آینه برابر 49 mm است.

اگر این افزایش فاصله از آینه دوم ادامه پیدا کند، کمر پرتو قبل از بلور تشکیل می‌شود. در شکل (۹) مقدار کمر پرتو در طول بلور و برای فاصله‌های متفاوت از آینه دوم رسم شده است. در این شکل به خوبی تغییر محل کمر پرتو از مکانی که وارد بلور می‌شود تا خروج از بلور مشخص است.

برای $L_{2k} < Z_{2min} - L_B$ و برای $L_{2k} > Z_{2min}$ صفحه بروستر به سرعت از ناحیه حداکثری شدت انتشار نور لیزر خارج و اثر عدسی کر کوچک می‌شود.



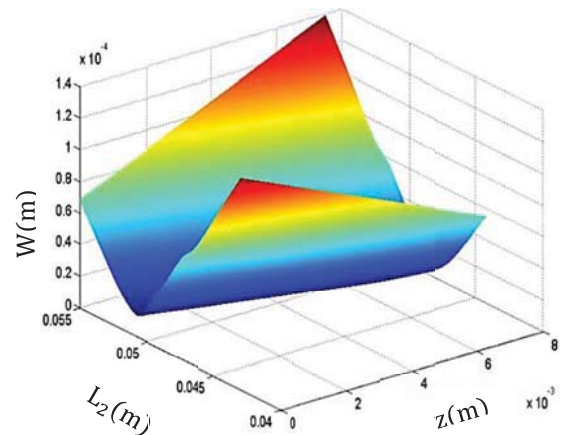
شکل ۱۰. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه پارامترهای شکل (۵) به استثناء $L_{23} = 106.5 \text{ mm}$ (ناحیه ۱).

همواره مکان Z_{2min} به دلیل شکست باریکه در محیط بلور (تغییر جزئی فاصله کانونی) به مکان واقعی عدسی کر وابسته است. شدت زیاد باریکه لیزر روی صفحات بروستر $L_{2k} = Z_{2min} - L_B$ و $L_{2k} = Z_{2min}$ اثر عدسی کر بزرگ‌تر خواهد کرد [۱۱]. واگرایی متغیر پرتو در صفحه بروستر باعث کاهش اندازه لکه بر روی

با داشتن ماتریس عبور پرتو از درون بلور و اندازه لکه روی آینه اول می‌توانیم اندازه و انحنای پرتوی لیزر در هر مکان از تشدیدگر را بررسی نماییم؛ در اینجا به علت وجود اثر کر و متغیر بودن مکان عدسی کر برای محاسبه مقدار و مکان کمر پرتو داخل کاواک لیزر (بین آینه دوم و سوم) سه حالت وجود دارد.

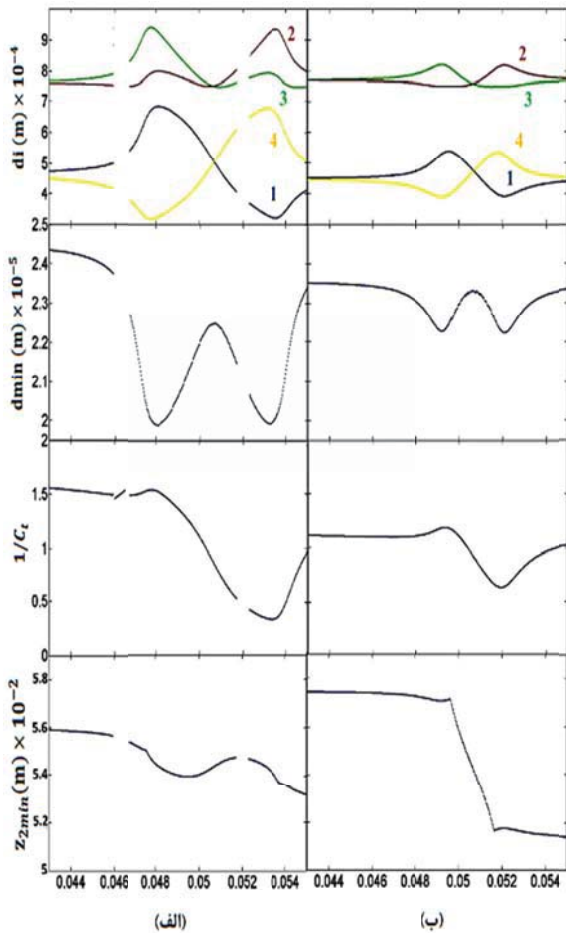
در یکی از این حالت‌ها، بلور نزدیک آینه دوم قرار دارد و هنوز کمر پرتو وارد بلور نشده است. برای این حالت ابتدا اندازه پرتو در انتهای بلور را محاسبه و سپس توسط آن و رابطه ۲۱ مقدار کمر پرتو را به دست می‌آوریم. همچنین، توسط رابطه ۲۰ فاصله کمر پرتو را نیز از انتهای بلور به دست می‌آوریم. برای این حالت فاصله کمر پرتو از آینه دوم برابر است با: $Z_{2min} = Z + L_B + L_2$

نکته‌ای که باید به آن توجه شود نحوه محاسبه مکان کمر پرتو برای استفاده کردن از سه حالت بالا است. برای این که بفهمیم کمر پرتو در کجا قرار دارد، هنگام محاسبه اندازه پرتو داخل بلور، کوچک‌ترین مقدار آن را در نظر می‌گیریم. اگر این مقدار برابر با اندازه پرتو در آخرین قطعه بلور نازک باشد بنابراین هنوز کمر پرتو وارد بلور نشده است و عدسی کر ما فقط پرتو را متمرکز می‌کند و اگر مقدار حداقلی اندازه پرتو داخل بلور برابر با اندازه لکه در ابتدای بلور باشد نتیجه می‌گیریم که بلور در حال واگرایی پرتو است و کمر پرتو از آن خارج شده است. اگر دو حالت بالا صادق نباشد بدین معنی است که کمر پرتو داخل بلور قرار دارد. در ادامه تغییرات کمر پرتو داخل بلور را با توجه به مکان بلور در کاواک لیزر بررسی می‌کنیم. برای این کار ساختاری مشابه شکل (۶) را در نظر می‌گیریم؛ که در آن L_2 فاصله بلور از آینه دوم و Z طول بلور با جهت اندازه‌گیری نشان داده شده می‌باشد. در ابتدا بلور را در فاصله‌ای نزدیک آینه دوم به صورتی که کمر پرتو داخل کاواک خارج از بلور تشکیل شود، قرار می‌دهیم.



شکل ۹. مقدار کمر پرتو در طول بلور برای L_2 های متفاوت با مشخصات شکل (۵).

بستگی اندازه کمر باریکه لیزر (d_{min}) به شدت لیزر و مکان صفحه بروستر بستگی دارد، این رفتار منجر به تغییر وابسته به شدت در ۱- میزان همپوشانی پرتو لیزر و پرتو پمپ و ۲- دامنه تقویت لیزر می‌شود (قفل مد بهره عدسی کر؛ قفل مد بهره روزنه نرم) [۵، ۱۹ و ۳۱].

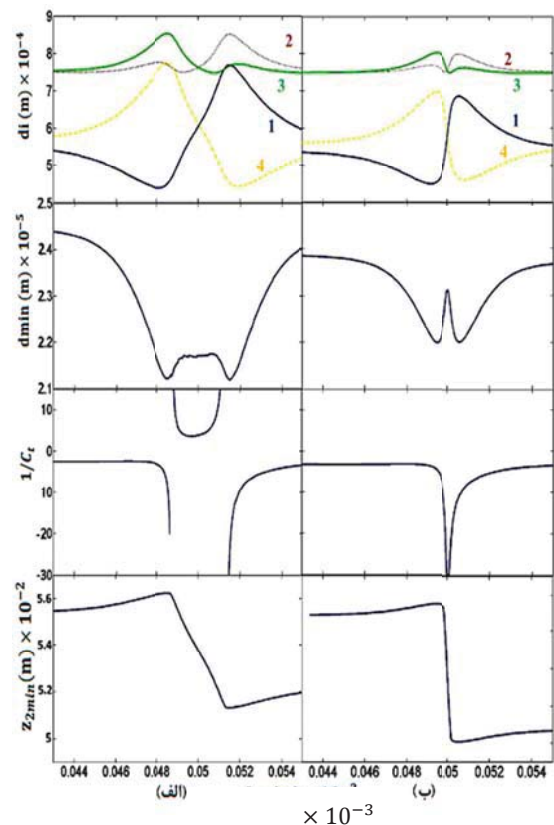


شکل ۱۲. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه. پارامترهای شکل ۵ به استثناء $L_{23}=108.8\text{mm}$ (ناحیه II).

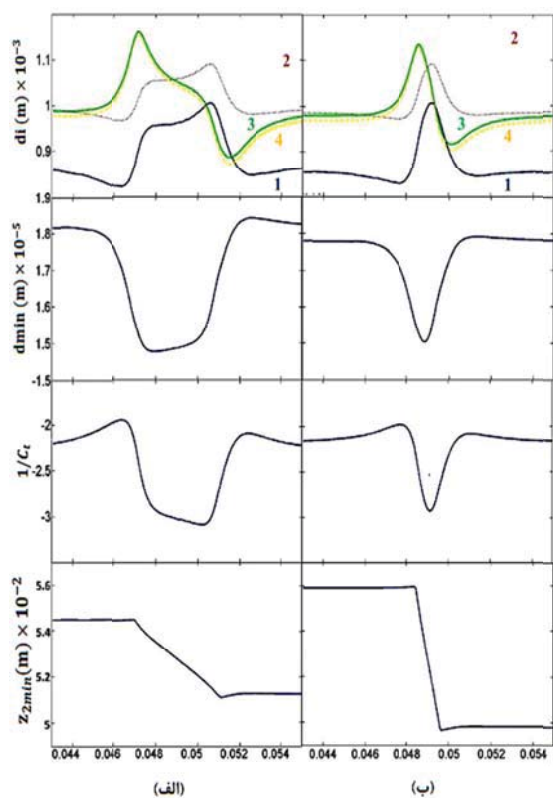
جزئیات پرتو لیزر و پمپ $W_L = W_0[1 + (z - z_0)^2/z_R^2]$ و $Z_R = \pi n W_0^2 / \lambda W_0 = d_{min} / [2 \ln 2]^{1/2}$ در شکل (۱۷) نمایش داده شده است. در آن یک مقدار بهینه همپوشانی پرتو پمپ و پرتو لیزر در بلور لیزر برای حداکثر بهره در توان ثابت پمپ وجود دارد، اگر پرتو پمپ برای چیدمان تشدیدگر متقارن در ناحیه II قفل‌شدگی مد عدسی کر روزنه سخت در مرز چپ (L_{23} نزدیک $(L_{23min} + L_{23max})/2$) بزرگ‌تر است در صورتی که یک روزنه در مکانی نزدیک M_4 (شکل ۱۲) و صفحه بروستر در $L_{2k} \approx Z_{2min} - L_B \approx L_{23}/2 - L_B$ قرار دارد. در یک مکان بهینه قفل-شدگی مد روزنه سخت، Δd_{min} توسط عدسی کر کاهش می‌یابد و قفل‌شدگی مد عدسی کر نیازمند کانونی کردن پرتو پمپ در

بعضی از آینه‌ها و پهن‌شدگی پرتو روی بعضی دیگر از آینه‌ها می‌شود. شبیه‌سازی‌های برای کاواک نامتقارن در شکل‌های ۱۴، ۱۵ و ۱۶ نمایش داده شده است. برای $L_{2k} < Z_{2min} - L_B$ و برای $L_{2k} > Z_{2min}$ صفحه بروستر از تاحیه حداکثری شدت انتشار نور لیزر خارج و اثر عدسی کر کوچک می‌شود. یک رفتار کلی در همه این نتایج مشاهده می‌شود، عدسی کر برای پرتوهای مماسی در مقایسه با پرتوهای عمودی از اثر کم‌تری برخوردارند؛ زیرا پارامتر غیرخطی γt کوچک‌تر از $\gamma s = \gamma s / nL$ می‌باشد. به کارگیری یک روزنه در ناحیه‌ای که پرتو باریک می‌شود منجر به قفل‌شدگی مد عدسی کر می‌شود (قفل مدی اتلاف روزنه سخت) [۳۱].

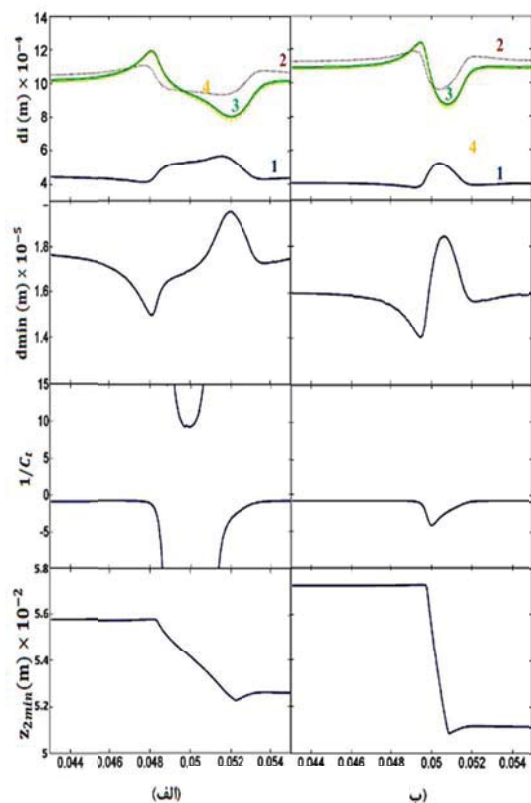
برای $L_{2k} = Z_{2min} - L_B/2$ انتگرال پرتو غیرخطی $\int_0^{L_B} \gamma_2 I(z) dz$ در حالت خود قرار دارد (اثر عدسی کر برای کوتاه‌ترین طول کانونی). پارامترهای پرتو برای مکان‌های متفاوت از بلور، مورد تغییر واقع می‌شود که این تغییر به‌طور کامل برای قفل‌شدگی مد عدسی کر روزنه سخت مفید نیست (اضافه کردن عدسی در ناحیه کانونی پرتو). با داشتن توان $P=2*10^{-5}\text{W}$ ، در یک فاصله آینه‌های کاواک L_{23} و مکان صفحه بروستر L_{2k} معین، تغییرات پرتو در صفحه عمودی آن قدر بزرگ است که پایداری ردیابی پرتو در بعضی از مکان‌ها از بین می‌رود (شکل‌های ۱۱ و ۱۲).



شکل ۱۱. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه. پارامترهای شکل ۵ به استثناء $L_{23}=107.5\text{mm}$ (ناحیه I).

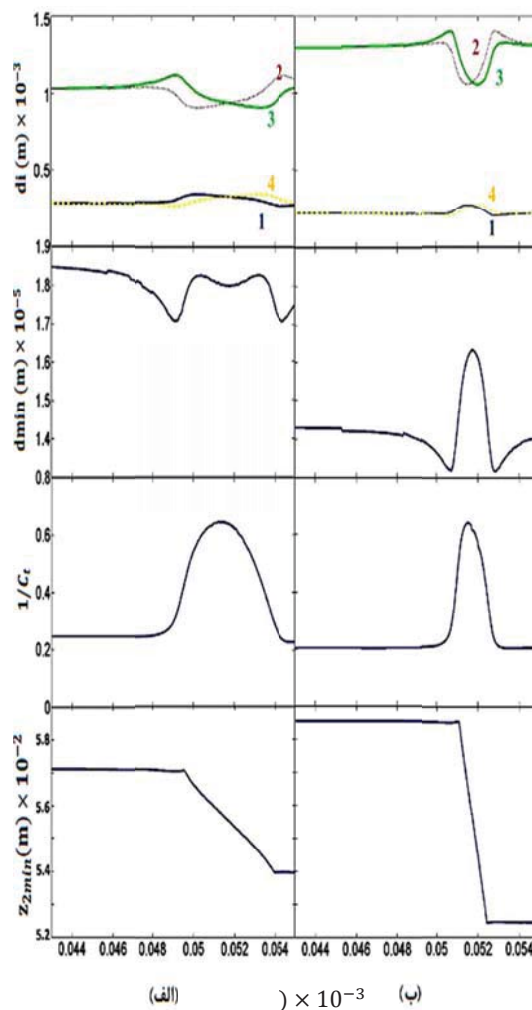


شکل ۱۴. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه. تشدیدگر نامتقارن $L_{23}=105.3\text{mm}$ ($L_{12}=L_{34}$) ناحیه I. $P=2 \times 10^{-5}\text{W}$. پارامترهای جدول (۲) به کار گرفته شده است.



شکل ۱۵. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه. پارامترهای شکل (۱۴) به استثناء $L_{23}=106.6\text{mm}$ (ناحیه I).

پس بهینه‌کردن تقویت لیزر می‌باشد (شکل ۱۷-ج). برای چیدمان تشدیدگر غیرمتقارن (شکل ۴) عمل قفل مد عدسی کر روزنه سخت در ناحیه I بزرگ‌تر از مرز سمت راست می‌باشد در صورتی که یک روزنه در مکان آینه M_3 و M_4 و صفحه بروستر در $L_{2k} = Z_{2min}$ واقع باشند (شکل ۱۵).



شکل ۱۶. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه. پارامترهای شکل (۵) به استثناء $L_{23}=111\text{mm}$ (ناحیه II).

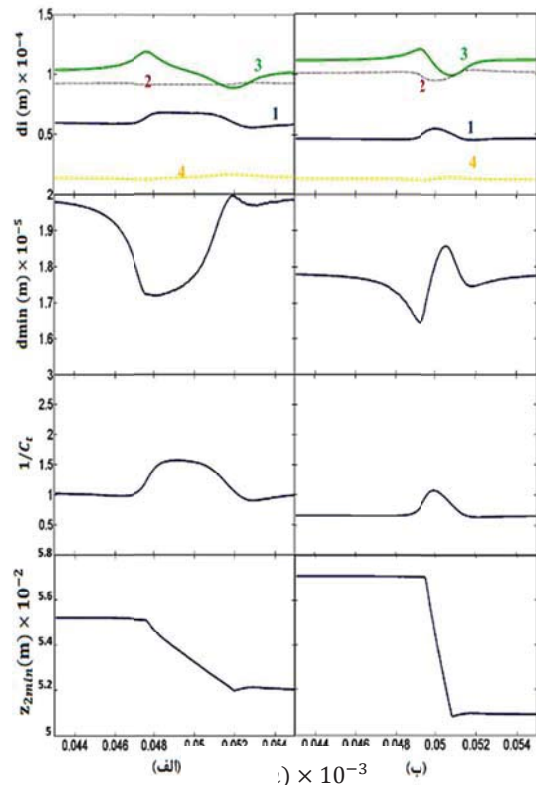
برای ناحیه II اثر قفل مد عدسی کر روزنه سخت تقریباً مستقل از فاصله کاواک است اثر در مرز سمت راست کمی بزرگ‌تر است، شکل (۱۶) در صورتی که یک روزنه در مکانی نزدیک آینه M_3 و صفحه بروستر در $L_{2k} \approx Z_{2min}$ قرار گرفته باشد. در مکان‌های مناسب عمل قفل مدی روزنه سخت، در صورتی که پرتو پمپ کاملاً برای تقویت لیزر پیوسته متمرکز نشده باشد به دست می‌آید زیرا d_{min} توسط عدسی کر افزایش می‌یابد (شکل ۱۷-ب).

۴. نتیجه گیری

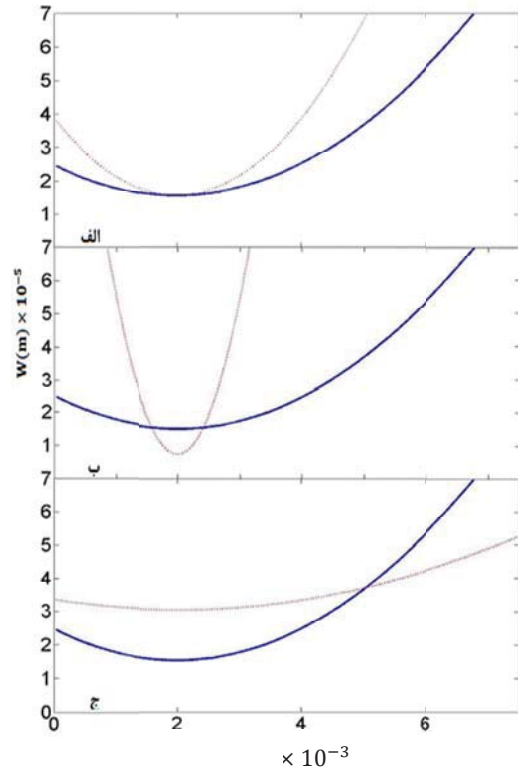
همان‌طور که مشاهده شد قفل‌شدگی مدی عدسی کر لیزر تیتانیوم سفایر برای یک تشدیدگر خطی با کاواک آینه انحنادار با ساختار متقارن و نامتقارن و به‌کارگیری تکنیک ردیابی پرتو برای یک باریکه گاوسی شبیه‌سازی گردید، سپس با ردیابی پرتو توسط ماتریس ABCD موقعیتی که آستیگماتیسم باریکه را خنثی می‌کند، به‌دست آمد. در این شبیه‌سازی از روش تقسیم گام به گام برای پیدا کردن تغییرات شدت باریکه درون بلور و از روش تیراندازی برای محاسبه اندازه قطر لکه بر روی آینه اول کاواک استفاده شد. با انجام شبیه‌سازی بدون در نظر گرفتن اثر عدسی کر تاثیر طول کاواک لیزر بر روی نمایه پرتوی درون کاواک نشان داده می‌شود. نتایج به‌دست‌آمده در این حالت بیانگر نواحی پایدار عملکرد نوسانگر می‌باشد (نواحی I و II). در ادامه با استفاده از طول‌های مجاز کاواک لیزر که در حالت قبلی به‌دست آمده و با در نظر گرفتن عدسی کر، تاثیر مکان بلور درون کاواک لیزر بر روی انتشار پرتو شبیه‌سازی گردید. در ادامه با در نظر گرفتن عدسی کر انتشار پرتو درون نوسانگر در محورهای عمودی و مماسی به‌صورت جداگانه شبیه‌سازی شد که پارامتر غیرخطی کوچک‌تر عدسی کر برای پرتوهای مماسی به اثر کم‌تر آن در این محور، نسبت به پرتوهای عمودی ($\gamma_t = \gamma_s/n_t$) منجر خواهد شد. در ابتدا از شبیه‌سازی انتشار پرتو درون نوسانگر بدون در نظر گرفتن اثر عدسی کر نواحی پایدار عملکرد لیزر مشخص می‌گردد. با در نظر گرفتن اثر کر در ادامه بر روی انتشار پرتو مشاهده می‌گردد به‌دلیل پارامتر غیرخطی کوچک‌تر عدسی کر برای پرتوهای مماسی در مقایسه با پرتوهای عمودی از اثر کم‌تری برخوردار است.

برای $L_{2k} < Z_{2min} - L_B$ و برای $L_{2k} > Z_{2min}$ صفحه بروسر از ناحیه حداکثری شدت انتشار نور لیزر خارج و اثر عدسی کر کوچک می‌شود. مکان Z_{2min} به مکان واقعی عدسی کر وابسته است.

برای چیدمان تشدیدگر متقارن در ناحیه II قفل‌شدگی مد عدسی کر روزنه سخت در مرز چپ L_{23} نزدیک $L_{23min} +$ (شکل ۱۱) و صفحه بروسر در $L_{23max}/2$ در صورتی که یک روزنه در مکانی نزدیک M_4 (شکل ۱۱) و صفحه بروسر در $L_{2k} = Z_{2min} - L_B \approx L_{23}/2 - L_B$ قرار داشته باشد، بزرگ‌تر است. در یک مکان بهینه قفل‌شدگی مد روزنه سخت، d_{min} توسط عدسی کر کاهش می‌یابد و قفل‌شدگی مد عدسی کر نیازمند کانونی کردن پرتو پمپ در پس بهینه‌کردن تقویت لیزر می‌باشد (شکل ۱۷-ج). برای چیدمان تشدیدگر غیرمتقارن (شکل ۴) عمل قفل مد عدسی کر روزنه سخت در ناحیه I در صورتی که یک روزنه در مکان M_3 و M_4 و صفحه بروسر در $L_{2k} = Z_{2min}$ واقع باشد، بزرگ‌تر از مرز سمت راست می‌باشد (شکل ۱۵). برای ناحیه II اثر قفل مد عدسی کر روزنه



شکل ۱۶. اثرات مکان عدسی کر L_{2k} بر روی پارامترهای باریکه. پارامترهای شکل (۱۴) به استثناء $L_{23}=113.2\text{mm}$ (ناحیه II).



شکل ۱۷. جزئیات پرتو لیزر (نقطه چین) و پمپ (ممتد)، برای $d_0 = 2\text{mm}$, $\lambda_L = 800\text{nm}$, $\lambda_p = 514\text{nm}$, $n_t = 1.76$, $n_p = 1.77$ (الف) $d_{min} = 2d_0$ (ج) و $d_{min} = (1/2)d_{minp} = 9\mu\text{m}$ (ب) $d_{min} = 18\mu\text{m}$ $d_{minp} = 36\mu\text{m}$

- [17] Radzewicz, C.; Pearson, G. W.; Krasinski, J. S. "Use of ZnS as an Additional Highly Nonlinear Intracavity Self-Focusing Element in a Ti: Sapphire Self-Modelocked Laser"; Opt. comm. 1993, 102, 464-468.
- [18] Liu, Y. M.; Sun, K. W.; Prucnal, P. R.; Lyon, S. A. "Simple Method to Start and Maintain Self-Mode-Locking of a Ti: Sapphire Laser"; Opt. lett. 1992, 17, 1219-1221.
- [19] Emmerichs, U.; Bakker, H.; Kurz, H. "Generation of High-Repetition Rate Femtosecond Pulses Tunable in the Mid-Infrared"; Opt. comm. 1994, 111, 497-501.
- [20] Radzewicz, C.; Pearson, G. W.; Krasinski, J. S. "Use of ZnS as an Additional Highly Nonlinear Intracavity Self-Focusing Element in a Ti: Sapphire Self-Modelocked Laser"; Opt. Comm. 1993, 102, 464-468.
- [21] Spence, D. E.; Kean, P. N.; Sibbett, W. "60-fsec Pulse Generation from a Self-Mode-Locked Ti: Sapphire Laser"; Opt. lett. 1991, 16, 42-44.
- [22] Asaki, M. T.; Huang, C.; Jianping, D. G.; Kapteyn, Z. H.; et al. "Generation of 11-fs Pulses from a Self-Mode-Locked Ti: Sapphire Laser"; Opt. lett. 1993, 18, 977-979.
- [23] Kafka, J. D. Watts, M. L.; Pieterse, J. W. "Picosecond and Femtosecond Pulse Generation in a Regeneratively Mode-Locked Ti: Sapphire Laser"; IEEE Journal of Quantum Electronics. 1992, 28, 2151-2162.
- [24] Liu, K. X.; Flood, C. J.; Walker, D. R.; Van Driel, H. M. "Kerr Lens Mode Locking of a Diode-Pumped Nd: YAG Laser"; Opt. Lett. 1992, 17, 1361-1363.
- [25] Lee, Y. W.; Yi, J. H.; Cha, Y. H.; Yoo, B. D. "Numerical Analysis of Soft-Aperture Kerr-Lens Mode Locking in Ti: Sapphire Laser Cavities by Using Nonlinear ABCD Matrices"; Journal of the Korean Physical Society. 2005, 46, 1131-1136.
- [26] Rashidian Vaziri, M. R. "Z-Scan Theory for Nonlocal Nonlinear Media with Simultaneous Nonlinear Refraction and Nonlinear Absorption"; Appl. opt. 2013, 52, 4843-4848.
- [27] Kogelnik, H.; Dienes, A.; Shank, C. "Astigmatically Compensated Cavities for CW Dye Lasers"; J. Quantum Electronics 1972, 8, 373-379.
- [28] Vaziri, M. R.; Hajiesmaeilbaigi F.; Maleki, M. "New Ducting Model for Analyzing the Gaussian Beam Propagation in Nonlinear Kerr Media and its Application to Spatial Self-Phase Modulations"; J. Optics 2013, 15.
- [29] Saleh, B.; Teich M.; Slusher, R. E. "Fundamentals of Photonics"; Physics Today. 2008, 45, 87-88.
- [30] Milonni, P.; Eberly, J.; Wiley, J.; Sons. Lasers. New York, 1988.
- [31] Svelto, O.; Hanna, D. C. "Principles of Lasers"; Springe. (1976).
- [32] Meier, B.; Penzkofer, A. "Determination of Nonlinear Refractive Indices by External Self-Focusing"; Appl. Phys. 1989, 49, 513-519.
- [33] Siders, C. W.; Gaul, E. W.; Downer, M. C. "Self-Starting Femtosecond Pulse Generation from a Ti: Sapphire Laser Synchronously Pumped by a Pointing-Stabilized Mode-Locked Nd: YAG Laser"; Rev. Sci. Instrum. 1994, 65, 3140-3144.

سخت تقریباً مستقل از فاصله کاواک است و اثر در مرز سمت راست کمی بزرگ‌تر است (شکل (۱۶))، در صورتی که یک روزنه در مکانی نزدیک آینه M_3 و صفحه بروستر در $Z_{2min} \approx L_{2k}$ قرار گرفته باشد. در مکان‌های مناسب عمل قفل مدی روزنه سخت، در صورتی که پرتو پمپ کاملاً برای تقویت لیزر پیوسته متمرکز نشده باشد، به دست می‌آید زیرا d_{min} توسط عدسی کر افزایش می‌یابد (شکل (۱۷) - ب).

۵. مراجع

- [1] Boyd, R. "Nonlinear optics"; Academic Press. 2003.
- [2] Shen, Y. "Recent advances in nonlinear optics", Rev. of Mod. Phys"; 1976, 48, 1.
- [3] Hnilo, A. A.; Kovalsky, M. G.; Agüero, M. B.; Tredicce, J. R. "Characteristics of the extreme events observed in the Kerr-lens Mode-Locked Ti: Sapphire Laser"; Phys. Rev. A, 2015, 91, 1-6.
- [4] Sheik-Bahae, M.; Said, A. A.; Hagan, D. J.; Soileau, M. J.; Van Stryland, E. W. "Nonlinear refraction and Optical Limiting in Thick Media"; Opt. Eng. 1991, 30, 1228-1235.
- [5] Salin, F.; Squier, J.; Piché, M. "Mode locking of Ti: Al_2O_3 Lasers and Self-Focusing: A Gaussian Approximation"; Opt. lett. 1991, 16, 1674-1676.
- [6] Brabec, T.; Spielmann, H.; Curley, P. F.; Krausz, F. "Kerr Lens Mode Locking"; Opt. lett. 1992, 17, 1292-1294.
- [7] Cerullo, G. S.; Silvestri, De.; Magni, V. "Self-Starting Kerr-Lens Mode Locking of a Ti: Sapphire Laser"; Opt. lett. 1994, 19, 1040-1042.
- [8] Diels, J. C.; Rudolph, W. "Ultrashort Laser Pulse Phenomena"; Academic Press, (2006)
- [9] . Chen, S.; Wang, J. "Self-Starting Issues of Passive Self-Focusing Mode Locking"; Opt. lett. 1991, 16, 1689-1691.
- [10] Curley, P.; Ferguson.; A. "Actively Mode-Locked Ti: Sapphire Laser Producing Transform-Limited Pulses of 150-fs Duration"; Opt. lett. 1991, 16, 1016-1018.
- [11] Spence, D. E.; Evans, J. M.; Sleat, WE.; Sibbett, W.; Allen, J. E. "Regeneratively Initiated Self-Mode-Locked Ti: Sapphire Laser"; Opt. Lett. 1991, 16, 1762-1764.
- [12] Sarukura, N.; Ishida, Y.; Nakano, H. "Generation of 50-Fsec Pulses From a Pulse-Compressed, Cw, Passively Mode-Locked Ti: Sapphire Laser"; Opt. Lett. 1991, 16, 153-155.
- [13] French, P.; Williams, J.; Taylor, J. "Femtosecond Pulse Generation from a Titanium-Doped Sapphire Laser using Nonlinear External Cavity Feedback"; Opt. Lett. 1989, 14, 686-688.
- [14] French, P. M. W.; Noske, D. U.; Rizvi, N. H.; Williams, J. A. R.; Taylor, J. R. "Characterisation of a Cw Titanium-Doped Sapphire Laser Mode-Locked with a Linear External Cavity"; Opt. comm. 1991, 83, 185-194.
- [15] Liu, Y. M.; Sun, K. W.; Prucnal, P. R.; Lyon, S. A. "Simple Method to Start and Maintain Self-Mode-Locking of a Ti: Sapphire Laser"; Opt. lett. 1992, 17, 1219-1221.
- [16] Emmerichs, U.; Bakker, H.; Kurz, H. "Generation of High-Repetition Rate Femtosecond Pulses Tunable in the Mid-infrared"; Opt. comm. 1994, 111, 497-501.