

# بررسی لیزر پرتو ایکس نرم با محیط فعال پلاسما و تشدید گر ناپایدار خود پالاینده

غزاله غنى مقدم، اميرحسين فرهبد\*

پژوهشکدهی پلاسما و گداخت هستهای، پژوهشگاه علوم و فنون هستهای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۱۱۱۳ه-۱٤۳۹۹، تهران ـ ایران

چکیده: برای دستیابی به کیفیت بالای لیزرهای پرتو ایکس نرم که طول عمر محیط بهرهی پلاسمایی آنها کوتاه است، استفاده از تشدیدگرهای ناپایدار خودپالاینده (SFUR)، مناسب به نظر می رسد. در این پژوهش به بررسی نظری تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده (SFUR)، در یک و دو بُعد برای لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن با طول موج m ۲۵٫۵ و بیشینه بهرهی <sup>(-</sup>m۲۴ پرداخته شده است که واگرایی کوچک (mrad ۲۰۰۰) باریکهی لیزر را به همراه دارد. همچنین تأثیر اندازهی روزنهی محدودکنندهی میدان در انتشار مد خروجی و کیفیت پرتو خروجی با استفاده از ضریب <sup>۲</sup> بررسی شده است. این تشدیدگر در مقایسه با تشدیدگر صفحه موازی با طول معادل، از ضریب کیفیت کوچکتر و باریکهی خروجی با واگرایی کم تر و کیفیت مُد بسیار بهتری برخوردار است و می تواند سبب افزایش همدوسی فضایی باریکهی لیزر شود.

**کلیدواژهها:** تشدیدگر ناپایدار خود پالاینده، لیزر پرتو ایکس نرم، کیفیت مُد، همدوسی فضایی

## Investigation of Soft X-Ray Laser with Plasma Active Medium and Self-Filtering Unstable Resonator

G. Ghani-Moghadam, A.H. Farahbod\*

Research School of Plasma and Nuclear Fusion, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 14399-51113, Tehran – Iran

**Abstract:** This paper proposes that self-filtering unstable resonator (SFUR) is suitable to be used in soft x-ray lasers possessing an active medium with a short-gain-lifetime. For this purpose, a self-filtering unstable resonator (SFUR), in one and two dimensions with Ne-like Fe soft x-ray active medium at 25.5 nm and maximum gain 124 cm<sup>-1</sup>, has been theoretically investigated to obtain a low beam divergence of ~ 0.5 mrad. The role of the field-limiting aperture in mode propagation has also been shown. In addition, the beam quality factor  $M^2$  has been calculated and the output mode behavior has been investigated and compared with a plane-parallel (PP) resonator of equal length. The calculations indicate that the  $M^2$  factor in SFUR resonator is smaller than the PP resonator and therefore the output beam divergence is lower and the mode quality is much better resulting in a higher beam spatial coherency.

Keywords: Self-Filtering Unstable Resonator (SFUR), Soft X-Ray Laser (SXRL), Mode Quality, Spatial Coherency

<sup>\*</sup>email: afarahbod@aeoi.org.ir

تاریخ دریافت مقاله: ۹۴/۹/۱ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۵/۵/۱۵

#### ۱. مقدمه

پلاسمای داغ ناشی از تپ متمر کز پُرتوان لیزر بر سطح هدف، منبع مناسبی برای تقویت پرتوهای ایکس نرم به شمار می آید. گسیل خودبه خودی تقویت شده <sup>(۱)</sup>(ASE) و خارج شده از این پلاسما از نوع پرتو ایکس نرم با قطبش تصادفی است. لیزرهای پرتو ایکس نرم، کاربردهای بسیاری در زمینهی صنعت و پزشکی در حوزهی میکروسکوپی، هولو گرافی و لیتو گرافی دارند [۱]. همچنین از لیزرهای پرتو ایکس نرم برای تداخل سنجی و رادیو گرافی سوخت های فشرده شده در حوزه ی گداخت محصور سازی لختی <sup>(۱)</sup>(ICF) استفاده می شود [۲]، زیرا برای اندازه گیری چگالی الکترونی پلاسمای بسیار چگال، به باریکهی کاوش با تابش همدوس و طول موج به قدر کافی کوتاه برای عبور پرتو لیزر از پلاسما با چگالی الکترونی فراتر از چگالی بحرانی نیاز است. چگالی بحرانی الکترونی (م) با رابطهی (۱)

$$n_{c} = \frac{m\varepsilon_{o}}{e^{\tau}} (\frac{\tau \pi c}{\lambda})^{\tau} \approx 1/1 \times \frac{1 \cdot \tau}{\lambda^{\tau} (\mu m)} (cm^{-\tau}) \quad (1)$$

در رابطهی (۱)، m e 9 به ترتیب جرم و بار الکترون و h طول موج لیزر کاوش است. با توجه به رابطهی (۱)، برای تعیین مشخصههای پلاسما در حوزهی ICF با چگالی از مرتبه <sup>۳</sup> م<sup>۲۰</sup> ۱۰، نیاز به لیزری با طول موجی در حد mm ۱۰ است که لیزر پرتو ایکس نرم در این ناحیهی طول موجی قرار دارد. از این رو، غالباً آزمایشگاههای پژوهشی در حوزهی گداخت محصورسازی اینرسی نظیر آزمایشگاه ملی لارنس لیورمور، تداخل سنج لیزر پرتو ایکس نرم با دقت فضایی در حد ۱ میکرون که به کمک آن، نیم رخ چگالی الکترونی پلاسما با دقتی به مراتب بیش از تداخل سنجهای نوری قابل اندازه گیری است، را برای کاوش پلاسمای لیزری استفاده نمودهاند [۳]. زیرا استفاده از ابزار نوری بیش از <sup>۳</sup> mm و چگالی الکترونی بیش از <sup>۳</sup> mm در این این این این را به سردت محدود است.

اولین تجربهی آزمایشگاهی برای تولید لیزر پرتو ایکس نرم در سال ۱۹۸۵ به استفاده از سلنیم ۲۴ بار یونیده (<sup>۲۴+</sup> Se) برای محیط فعال باز می گردد [۴]. از آنجا که لیزرهای پرتو ایکس

نرم به صورت گسیل خودبهخودی تقویت شده عمل می کنند، از نظر همدوسی فضایی و کیفیت نوری محدودیت دارند. برای بهبود خصوصیات لیزر پرتو ایکس نرم، روش های گوناگونی به كار رفته است [۵-۱۳]. يكي از آنها استفاده از تشديد كريا نيم- تشديدگر است كه به دليل بهرهي بالاي محيط پلاسمايي و کوتاهی طول عمر آن، کمتر مورد توجه قرار گرفته است. اولین کاربرد تشدیدگر پایدار در طول موج ۲۰٬۶ nm به وسیلهی سگليو (Ceglio) و همكاران با آينه هاي چندلايه اي Mo/Si گزارش شده است [۸ ۹]. مشکل طراحی تشدیدگر پایدار در این ناحیهی طول موجی، آینهها هستند که جذب بالایی دارنـد. لـذا آزمایش های دیگری در این زمینه با استفاده از نیم - کاواک با یک آینه انجام شده است [۱۰-۱۲]. آینه هایی که در این آزمایش ها استفاده شدند، از نوع چندلایه ای Mo/Si و دارای ضرایب بازتاب ۱۵ تا ۳۰٪ برای نواحی طول موجی ۲۰ تا ۳۰ m هستند. برای غلبه بر مشکلات اشاره شده، تشدیدگر ناپایدار تنها به صورت نظری و برای لیزر شبه نیکل مولیبدنیم با ضریب بهرهی ۵ تا <sup>۲</sup>-۳ جبررسی شدهاند [۱۴] این تشدید گرها دو مزیت عمده نسبت به تشدیدگر پایدار دارند؛ جفت شـدگی خروجی پراشی که نیاز به نازک کردن بستر آینه برای کاهش جذب پرتو لیزر را رفع می کند، و تعداد کم رفت و برگشت مورد نیاز برای تشکیل مد تشدیدگر.

در این پژوهش، تشدید گر ناپایدار خود پالاینده (SFUR) برای لیزر پرتو ایکس نرم با محیط فعال پلاسما بررسی نظری شده است.

## ۲. محيط فعال پلاسما

برای تولید لیزر پر تو ایکس، چگالی انرژی و دمای بالای تابش در حد ۱ keV مورد نیاز است. دمای بالا ایجاب می کند که محیط فعال نوری حتماً پلاسما باشد. برای تولید پلاسمای مورد نیاز لیزرهای پر تو ایکس، غالباً تپ کو تاه پُر توان متمر کز شدهی لیزر بر سطح هدف با طول موج ۱µ۳ ~ به کار می رود. از پلاسمای تولید شده، گسیل خودبه خودی تقویت شده از نوع پر تو ایکس نرم خارج می شود. در غالب موارد، استفاده از یک پیش پالس برای تولید پلاسمای اولیه [۱۵] سبب می شود که پر تو ایکس مسافت بیش تری را در محیط فعال بیماید. حالت های



**شکل ۱.** ترازهای یون شبه نئون آهن <sup>++</sup>Fe برای مـدل سـه تـرازی لیـزر پر تـو ایکس (<del>< −</del>گذار تابشی و <ُ – گذار برخوردی).



شکل ۲. توزیع دوبُعدی بازسازی شدهی بهرهی مرجع [۱۶] برای محیط فعال شبه نئون آهن. محورهای x و y به ترتیب موازی و عمود بر سطح هدف و G=۱۲ و G=۱۴٫۳ µm میباشند. خط چین قرمز سطح هدف را نشان میدهد. پرتو دمش بر سطح هدف متمرکز و در جهت مثبت محور y انتشار می یاید.

یونش خاصی برای لیزرهای پرتو ایکس مورد نیاز است. برای این منظور، لازم است ماده به اندازهی کافی یونیده شود تا جدایی تراز انرژی مطابق با انرژی لازم برای فوتون پرتو ایکس نرم باشد. گذار میان زیرترازهای ۳s ۲p<sup>°</sup> ۳p در یونهای شبه نئون و یا ۳d° ۴d → ۳d° ۴p در یون های شبه نیکل اتفاق می افتد. البته يونهاي شبه فلوئور، شبه كبالت و شبه پالاديم هم براي توليد ليزر پرتو ایکس به کار میروند، اما تنها یون،های شبه نئون و شبه نیکل، لیزر پرتو ایکس اشباع شده در طول موجهای کم تر از ۴۰ nm تولید می کنند [۱۵]. در این پژوهش، محیط بهرهی لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن در طول مـوج ۲۵٬۵ nm از مرجع [19] به دست آمده است. ایس مرجع با استفاده از کد هیدرودینامیکی دو بُعدی ARWEN و مدل سه ترازی، ضریب بهرهی لیزر پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن در دو بُعد شبیهسازی شده است. شکل ۱ ترازهای انرژی یون شبه نئون آهن (+Fe) را در مدل سه ترازی نشان میدهد. جمعیت معکوس میان ترازهای بالایی و پایینی لیزر با آهنگهای برانگیختگی برخوردی (C<sub>ii</sub>) به دست می آید و گسیل تابش لیزر در طول موج ۲۵٫۵ nm به وقوع مى ييوندد.

شکل ۲ نمایهای از یک لیزر پرتو ایکس نـرم و مختصـات استفاده شده برای محاسبات را نشان میدهد.

نمودار توزیع دو بُعدی بهره مورد استفاده در این پژوهش، در شکل ۳ آمده است [۱۶]. با تحلیل کمّی شکل، سطح هدف در سکل ۳ آمده است [۱۶]. با تحلیل کمّی شکل، سطح هدف شده و بیشینه بهره  $^{-1}$  و پهنای کانونی لیزر، ۲۰۰ سن ۱۰۰ در نظر گرفته شده و بیشینه بهره است. برای تشکیل محیط بهره، سطح جامد آهن به وسیله یسه پالس لیزر دمیده می شود. پالس اول در لحظه ی ۱۸ م ا پس از شروع شبیه سازی با پهنای ۱۸ و شدت <sup>۲</sup> W/cm<sup>1</sup> ا ۲۰۱۰ ۲/۱۰ پالس دوم که پالس اصلی است در لحظه ی ۲ مل از شروع شبیه سازی با پهنای ۱۸ م ای ساز شروع شبیه سازی با پهنای ۲۵ م ۲۵ م ای با پهنای ۱۸ م ای و شدت <sup>۲</sup> ۲/۵۱ م با مالی است در لحظه ی با پهنای ۱۸ م از شروع شبیه سازی با پهنای ۱۸ م م ای م با پهنای ۱۸ م م بر سطح هدف اعمال می شود. باریکه های لیزر دارای نیم درخ فضایی سوپر گاوسی  $n=I_0 exp(-x^7/((\tau\sigma^7))^n)$ 

بهره در نمودارهای مرجع [۱۶] با الگوی رنگ کاذب<sup>(۳)</sup> از یکدیگر متمایز شده است، از اینرو ضروری است که ابتدا تصاویر رنگی تحلیل شوند تا دادههای عددی بهره، در هر نقطه به دست آید. این عمل با استفاده از نرمافزار Matlab و Origin به کمک دستور Hue برای تحلیل تصاویر رنگی و تبدیل هر رنگ به عددی متناظر با مقدار صحیح ضریب بهره انجام شده است. دادههای تحلیل شدهی بهره در شکل ۴ در دو راستای X و Y ترسیم شده است.

محیط بهرهی ناهمگن و مستقل از زمان در نظر گرفته می شود و رابطهی (۲) برای بررسی اثر اشباع در محاسبات وارد شده است [۱۴]:

$$g = \frac{g_{\circ}}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_{s}}}}$$
(Y)

در رابطهی (۲)، (x, y) و ضریب بهره ی سیگنال کوچک اولیه  $g_{\circ}(x, y)$  (۲)، (۲) در رابطه ی  $I_{s} \approx F_{s} / \tau_{s} = \texttt{T} \times 1.^{\vee} \text{ W/cm}^{\dagger}$  و  $I_{s} \approx F_{s} / \tau_{s} = \texttt{T} \times 1.^{\vee} \text{ W/cm}^{\dagger}$  تعریف می شود و در آن  $F_{s} \approx \texttt{T} / 3 \text{ mJ/cm}^{\dagger}$ ، شار اشباع است.



**شکل ٤.** ضریب بهرهی دوبُعدی در راستای x و y، به هنجار شده نسبت به بیشینه ضریب بهره (<sup>-(g</sup>m=۱۲۴ cm)، مختصات نیز به شعاع روزنه، a=۷/۱۵ µm، بهنجار شده است.

۳. سیستم تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده

تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده اولین بار توسط گوبی و ریالی معرفی شد [۱۷]. سپس این آرایش نوری با محیطهای فعال گوناگون لیزر به کار رفت [۱۸-۲۱]. در تشدیدگر ناپایدار خودپالاينده كه تشديدگر ناپايدار هم كانوني نامتقارن شاخه منفى است، روزنهای با قطر ۲۵ (FLA) در نقط می کانون مشتر ک دو آینه ی مقعر به فاصله های کانونی f<sub>1</sub> و f<sub>1</sub> قرار دارد. خوشبختانه، امروزه ساختار آينه هاي چندلايه (۵) آن چنان توسعه یافته است که ضرایب بازتاب بالایی را در نواحی طول موجی پرتوهای ایکس نیرم و سخت به دست میدهد [۲۲-۲۶]. ویژگیهای آینههای چندلایهای در ناحیهی بازتاب پرتـاب پرتـو ایکس نرم در مراجع گوناگون بررسی شدهاند [۲۲-۲۸]. این آینه ها معمولاً از دو ماده در لایه های متوالی با بیش ترین اختلاف شکست تشکیل میشوند. پراکنـدگی تـابش الکترومغناطیسـی در جايي كه ضريب شكست تغيير ميكند، رخ ميدهد و شدت یراکنده شده برای پر توهای ایکس نرم برای زاویهی تابش صفر، بسیار کوچک است. ایدهی ساختارهای چندلایه به گونهای است كه ضخامت لايه ها به نحوى انتخاب مي شود تا شدت يراكنده شده از هر لايه به صورت سازگار با يكديگر تداخل کنند و تابش بازتابیده از هر تداخل بدون هیچ اختلاف فازی با هم جمع شود. آینه های پر تو ایکس بلورهایی هستند که از قانون پراکندگی براگ<sup>(۶)</sup> پیروی میکنند و گسترهی باز تابندگی طیفی محدودی دارند. در حال حاضر پژوهش ها با استفاده از مواد تركيبي Mo/Si، بازتاب تقريبي ٧٠٪ به دست مي آيد. لايه هاي مورد نیاز برای نواحی ۱۲٬۴ nm تا ۳۰ حدوداً ۳۰ تا ۴۰ جفت لایه و فاصلهی تقریبی nm ۶ تا ۱۲ است [۲۲، ۲۶]. در این پژوهش، ضرایب بازتاب آینه ها به ترتیب به صورت ۲۰٪ =۲، ۴۰٪ در ۲۰٪ ۵۰./=RsM درنظر گرفته می شود. با توجه به این که سطح آینه با روزنهی پراش <sup>(۷)</sup> (SM) را می توان با زاویهی کوچکی نسبت به محور نوري درون كاواك قرار داد، لذا مي تواند ضريب بازتاب بالاتری در این ناحیه به دست آورد. همچنین، اثر *R*، بر ASE و انرژي خروجي تشديد گر ليزري محاسبه شده است.

از مزیتهای انتخاب این تشدید گر نسبت به تشدید گرهای پایـدار مـی تـوان بـه کـاهش واگرایـی، درخشـایی بـیش تـر، توزیـع شـدت خروجـی بـا نـیمرخ فضـایی گاوسـی و تعـداد کم رفت و برگشت مورد نیاز برای تشکیل مُد اشاره کرد. شکل ۵ آرایش نـوری تشـدیدگر ناپایـدار خودپالاینده را نشان

میدهد. در تقریب پیرامحوری، میدان انتشار یافته در این سیستم نوری با استفاده از انتگرال هویگنس به دست می آید [۲۹]. برای یک رفت و برگشت کامل می توان میدان را با استفاده از دو نیم رفت و برگشت، ابتدا از روزنهی محدودکنندهی میدان تا آینهی *M*ر و بازتاب میدان به روزنه و سپس از روزنه به آینهی *M*ر بازتاب آن تا سطح روزنه محاسبه کرد:

$$u_{1}(x, y) = \int_{-Ga}^{Ga} \int_{-Ga}^{Ga} K_{\mathsf{Y}}(x, y; x', y') u_{\circ}(x', y') dx' dy'$$
(\*)

$$u_{out}(x, y) = \int_{-Ga}^{Ga} \int_{-Ga}^{Ga} e^{g(x', y')L_g} K_1(x, y; x', y')u_1(x', y')dx'dy'$$
(\*)

میدانهای ورودی  $(x, y) \square u = (x, y)$  و میدان خروجی میدانهای ورودی  $(x, y) \square u = (x, y)$  و میدان خروجی  $u_{out}(x,y)$ محدودکنندهی میدان، مراتب بالاتر میدان پراشیده از آینه  $M_{\tau}$  را حذف می کند. همچنین پهنای FLA به منظور حذف ویژه مُدهای مراتب بالاتر، دقیقاً به کمترین قطر مُد تشدید گر در اولین نقطهی صفر آن منطبق شده است. پهنای بهینه FLA در مختصات دکارتی با رابطهی (۵) داده می شود [۳۱، ۳۱]:

$$\mathbf{Y}\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{Y}\sqrt{\mathbf{v}_{/}\boldsymbol{\delta}\boldsymbol{\lambda}\boldsymbol{f}_{\mathbf{Y}}} \tag{(a)}$$

کرنلهای انتشار  $K_1$  و  $K_1$  با روابط (۶) و (۷) داده می شوند. پارامتر  $G^{(\lambda)}$ ، محدودهی انتگرال گیری را بر حسب شعاع روزنه FLA مشخص می کند که مقدار آن در محاسبات، بسته به اندازهی روزنهی FLA و ابعاد محیط بهره، از ۵ تا ۲۰ انتخاب شده است:

$$K_{\Upsilon}(x'', y''; x', y') = (i / \lambda B_{\Upsilon}) \exp \left[ -(i \pi / \lambda B_{\Upsilon}) (A_{\Upsilon}(x''^{\Upsilon} + y''^{\Upsilon}) - \Upsilon(x'x'' + y'y'') + D_{\Upsilon}(x'^{\Upsilon} + y'^{\Upsilon})) \right]$$
(\$\$

$$K_{1}(x',y';x,y) = (i / \lambda B_{1}) \exp \left[ -(i \pi / \lambda B_{1}) (A_{1}(x'^{\mathsf{r}} + y'^{\mathsf{r}}) - \mathsf{r}(xx' + yy') + D_{1}(x^{\mathsf{r}} + y^{\mathsf{r}})) \right]$$
(Y)



شیکل ۵. آرایش تشدیدگر ناپایدار خودپالاینده: *M*رو ۲۸ آینههای چندلایهای مقعر با فواصل کانونی *f*ر ۶۶ AM محیط تقویت کننده؛ SM آینه FLA scraper روزنهی محدود کنندهی میدان.

عناصر ماتریس پرتو برای هر نیم دور در این سیستم نـوری بـا روابط (۸) و (۹) داده می شوند:

$$\begin{bmatrix} A_{\tau} & B_{\tau} \\ C_{\tau} & D_{\tau} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & f_{\tau} \\ \cdot & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma & \cdot \\ -\frac{\gamma}{f_{\tau}} & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma & f_{\tau} \\ \cdot & \gamma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cdot & f_{\tau} \\ -\frac{\gamma}{f_{\tau}} & \cdot \end{bmatrix}$$
(A)

$$\begin{bmatrix} A_{1} & B_{1} \\ C_{1} & D_{1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f_{1} \\ \cdot & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \cdot \\ -\frac{1}{f_{1}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f_{1} \\ \cdot & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cdot & f_{1} \\ -\frac{1}{f_{1}} & \cdot \end{bmatrix}$$
(9)
(9)

$$\mathbf{M} = -\frac{f_{1}}{f_{r}} \tag{(1.)}$$

با قرار دادن محیط بهره ی لیزر پر تو ایکس نرم در این تشدید گر قابل تشدید گر، توزیع میدان و شدت خروجی از تشدید گر قابل محاسبه است. جدول ۱، مقادیر مورد استفاده برای طراحی تشدید گر SFUR را نشان می دهد. طول عمر تراز بالایی لیزر شبه نئون آهن،  $^{\circ}$  ۲۰۰۰ و ۲۰۰۰ م ۲۰۰۰ م ۲۰۰۰ م ۲۰۰۰ برابر با می دهد. طول عمر تراز بالای طول شبه نئون آهن، این می دهد. در این جا طول کلی تشدید گر،  $^{\circ}$  ۲۱۳ می دهد. در این جا طول کلی تشدید گر،  $^{\circ}$  SFUR برابر با می دهد. مواد استفاده برای طراحی از می دهد. طول عمر تراز بالای لیزر محاب در این از می دهد. طول عمر تراز ای می دهد. می دهد می دهد می دهد از می ده در این جا طول کلی تشدید گر،  $^{\circ}$  SFUR برابر با دو ۹۳ ps از می دهد. در این جا طول مقایسه با  $^{\circ}$  است.

رابطـهی ضـمنی (۱۳) بـه ازای شـرایط مـرزی مناسـب و  $\xi_{0}^{+} = \xi_{i}^{-} R_{1}$  و  $\xi_{0}^{+} = \xi_{i}^{-} R_{1}$  بــــراى گسيل خودبهخودي تقويت شده و ميدان ليزر در لبهي خروجي محيط فعال در مجاورت آینه M<sub>1</sub> محاسبه شد. سهم بازخورد میدان بازگشتی به محیط فعال پس از بازتاب از آینه ی ، М، ،  $L_{M_r AM}$  . است.  $\Theta_{ase} = \frac{1}{\left(1 + L_{M_r AM} / L_g\right)}$  $M_1$  فاصلهى ميان  $M_1$  و محيط فعال، و  $R_1$  ضريب بازتاب آينه  $M_1$ است. برای یافتن شدت به هنجار شده،  $(z)^{\pm}$  در هر نقطهی درون محیط فعال از روش تکرار استفاده شد. همچنین برای محاسبهی شدت میدان در لبهی محیط فعال در مجاورت FLA، از رابطهی تصحیح شدهی (Linford) [۳۳] برای مقدار اولیهی دامنهی میدان در تقریب مروج روان و لحاظ کردن زاويه فضايي انتشار ميدان از محيط فعال  $\Omega' = a^{r} / \epsilon L_{\rm AF}$ تا روزنهی FLA به صورت  $I_i = I_{ASE} \Omega' R_i$  و انتگرال هو یگنس برای انتشار میدان استفاده شد. LAF فاصلهی میان لبهی محیط فعال تا FLA، و  $R_{\rm Y}$  ضریب بازتاب آینهی  $M_{\rm Y}$  است.

## ٤. نتايج

میدان نوری تشدید گر ناپایدار خودپالاینده در دو بُعد با روزنهی مربعی به ابعاد ۲۵ و محیط فعال پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن، با استفاده از روش بیان شده در بخش ۳ محاسبه شد. در بیش تر محاسبات، مرکز FLA در نقطهی کانون مشتر ک آینه ها و به فاصلهی ۵ از لبهی بالایی محیط بهره در ۵ = ۷ قرار دارد. به دلیل ضریب بهرهی بسیار بالای محیط فعال، با انتشار میدان نوری، اشباع بهره به سرعت و پس از طی قریب ۲۰٪ طول محیط فعال به وقوع می پیوندد. همان طور که از شکل ۶ دیده می شود، ضریب بهره پس از یک عبور حول محور نوری، به دلیل اشباع و بروز ASE به شدت کاهش می یابد. محاسبات عددی نشان می دهند که مقدار بیشینه شدت ASE بعد از یک عبور از محیط فعال بیش از ۲۰۶ می باشد، هم چنین شدت لیزر پس از یک گردش کامل در حد ا

شکل ۷ شدت خروجی از SFUR را پس از یک گردش کامل در راستای دو محور x و y نشان میدهد. در شکل ۷. (الف و ب)، مرکز FLA در (a, -, y) = (x<sub>FLA</sub>, y)x) و شکل ۷. (ج و د)، شدت را زمانی که لبهی خارجی محیط بهره در مرکز FLA واقع شده است، نشان میدهند.

**جـدول ۱.** پـارامتر تشـدیدگرهای ناپایـدار خودپالاینـده مـورد اسـتفاده در محاسبات

طول محيط فعال	۲a	fr	f۱	بزر گنمايي
(cm)	(cm)	(cm)	(cm)	(M)
٠,٢	14/17	۰٫۴	١	-۲٫۵

به منظور بررسی اثر ASE، معادلهی نرخ مستقل از زمان برای شدت فوتون راسترو و چپرو به ترتیب  $I_{ASE}^+$  و  $I_{ASE}^-$ ، با فرض بستگی پهنشدگی ناهمگن بهره، استفاده می شود، رابطهی (۱۱) [۳۲]:

$$\frac{d I_{ASE}^{\pm}}{d z} = \pm \left[ I_{ASE}^{\pm} \left( g - \alpha \right) + g A \right] \tag{11}$$

حل همزمان معادلهی (۱۱) و معادلهی (۱۲) برای میدان لیـزر I<sup>±</sup>، توضیح مناسبی از رفتار شدت میدان را به دست میدهد.

$$\frac{dI^{\pm}}{dz} = \pm I^{\pm}(g - \alpha) \tag{11}$$

در معادلات بالا، 
$$\alpha$$
 ضریب جذب خطی است که از آن  
صرف نظر می کنیم.  $\frac{\Delta v_n}{\Delta v_s} \times \frac{\lambda u}{\tau_s} \times \frac{\Delta v_n}{\Delta v_s} = A$  که  $\tau_s = \tau_s$  مروف تر است که  
مرف نظر می کنیم.  $\frac{\Delta v_s}{\Delta v_s} \times \frac{\lambda u}{\tau_s} \times \frac{\Delta v}{\Delta v_s} = A$  که  $\tau_s = \tau_s$  مروف است که  
متناظر هستند با پهن شد گی طیفی با پهنای  $v_s \Delta v_s$  و  $\Delta v_a$ . با فرض  
متناظر هستند با پهن شد گی طیفی با پهنای  $v_s = A$  و  $\Delta v_a$ . با فرار دادن بهره  
متاظر هستند با پهن شد گی طیفی با پهنای  $v_s = A$  و  $\Delta v_a$ . با فرار  
 $\tau_s = \tau_s$  مروف  $\tau_s = \tau_s$ . آن گاه  $\frac{\Delta \Omega}{4\pi} \approx A$ . با قرار دادن بهره  
وابسته به شدت از رابطهی (۲) در رابطهی (۱۱) و (۲۱)، معادلهی  
وابسته به شدت از رابطهی (۲) در رابطهی (۱۱) و (۲۱)، معادلهی  
وابسته به شدت از رابطهی (۲) در رابطهی (۱۱) و (۲۱)، معادلهی  
وابسته به شدت از رابطهی (۲) در رابطهی (۱۲) و (۲۱)، معادلهی  
از آن در فاص لهی ( $\tau_s = (0, L_g)$  به دست می آید که با انتگرال گیری  
از آن در فاص لهی ( $\tau_s = (0, L_g)$  به دست می آید که با انتگرال گیری  
به هنجار شدهی ورودی و خروجی به معادلهی (۱۱) به  
به هنجار شده گسیل خود به خود با توجه به معادلهی (۱۱) به  
 $\tau_{oASE} = (I_{oASE}^{\pm} + A)/I_s$  و  $J^{\pm}_{iASE} = (I_{iASE}^{\pm} + A)/I_s$ 

$$e^{\tau\sqrt{\xi_{o}+1}}\frac{\left[(\xi_{o}+1)^{1/\tau}-1\right]\left[(\xi_{i}+1)^{1/\tau}+1\right]}{\left[(\xi_{o}+1)^{1/\tau}+1\right]\left[(\xi_{i}+1)^{1/\tau}-1\right]}e^{-g_{o}L_{g}-\tau\sqrt{\xi_{i}+1}}=1$$
(177)



**شکل ٦.** نمایهی بهرهی به هنجار شده به حداکثر ضریب بهره <sup>1</sup> g<sub>m</sub>=۱۲۴ cm در جهت محورهای x و y پس از اولین عبور (خطچین آبی) و دومین عبور (خط پُرقرمز) از محیط فعال.





**شکل ۷.** شدت خروجی بههنجار شده از SFUR با محیط بهرهی پرتو ایکس نرم شبه نئون آهن پس از یک گردش کامل. (الف) و (ب): مرکز FLA در (م, -a) – (x<sub>FLA</sub>, y<sub>FLA</sub>) قرار دارد؛ (ج) و (د): لبـهی خـارجی محیط بهره (با مقدار بیشینه) در مرکز FLA، (۰, ۰) = (x<sub>FLA</sub>, y<sub>FLA</sub>)، قرار دارد.

پارامترهای مهمی که برای طراحی بهینه یSFUR با محیط فعال لیزر پر تو ایکس نرم با بهره ی بالا و طول عمر کو تاه بررسی شدهاند، طول محیط فعال،  $L_g$  و  $R_1$  باز تابندگی آینه  $M_1$ . جهت بررسی نقش این عوامل در طراحی SFUR، شبیه سازی های گوناگونی صورت گرفت که نتایج آن در شکل ۸ نشان داده شده است. همان طور که در شکل ۸ (الف) دیده می شود، بخش مهمی از انرژی خروجی به صورت تابش ASE است و انرژی خروجی SFUR تقریباً به صورت تعلی با  $L_g$  افزایش می یابد. هم چنین شکل ۸ (ب) بستگی انرژی خروجی را نسبت به  $R_1$ نشان می دهد که در آن La فاصله ی لبه ی محیط فعال تا FLA است. ستگی کوچک انرژی خروجی به ضریب باز تابندگی آینه نشان می دهد که در آن La فاصله ی لبه ی محیط فعال تا ASF مرب از لحاظ کاربردی بسیار حائز اهمیت است. زیرا با توجه به مشکلات ساخت آینه با باز تابندگی بالا در ناحیه ی طیفی پر تو مشکلات ساخت آینه با باز تابندگی بالا در ناحیه ی طیفی پر تو می کند و به آینه ی با ضریب باز تاب بالا (۰۰٪<R) نیازی نیست.



**شکل ۸** (الف) بستگی طول محیط فعال، L<sub>g</sub>، و (ب) بازتابندگی آینه M. انرژی خروجی SFUR و گسیل ASE از محیط فعال.

یکی از مزایای تشدید گر SFUR، کاهش واگرایی پر تو خروجی است. در این پژوهش، واگرایی پر تو خروجی تشدید گر ناپایدار خودپالاینده با استفاده از ضریب کیفیت M و محاسبهی تابع وزنی شدت به روش سیگمن [۳۴] نیز مطالعه شد. اندازه ضریب M برای باریکهی گاوسی آرمانی برابر با ۱ و در غیر این صورت بزرگ تر از ۱ است. در شکل ۹، ضریب M در دو راستای X و Y بر حسب بزرگ نمایی، محاسبه و نشان داده شده است. با ثابت نگه داشتن فاصلهی کانونی M به مقدار حدی ۱ نزدیک می شود و واگرایی باریکهی خروجی کاهش می یابد. این نور زنگ است. این تشدید گرها دارای خروجی هایی در حد لیزر رنگ است. این تشدید گرها دارای خروجی هایی در حد پراش با واگرایی  $\frac{\Lambda}{|M|a}$ 



**شکل ۹.** رفتار ضریب کیفیت پرتو <sup>M</sup><sup>۲</sup> به ازای مقادیر گوناگون بـزرگنمـایی هندسی تشدیدگر.

همچنین، اثر پهنای روزنه در تشکیل مد و واگرایی پرتو خروجی پس از یک گردش کامل درون تشدیدگر بررسی شد. شکل ۱۰ توزیع شدت مُدهای تشدیدگر SFUR پس از یک گردش کامل را برای پهنای متفاوت روزنهی محدود کنندهی میدان نشان می دهد. شکل ۱۰. (ب) توزیع شدت مُدی را برای مقدار بهینهی اندازهی روزنه، μ۳ با۴=۲۳ مطابق با رابطهی (۵) نشان می دهد. شکل ۱۰. (الف و ج)، و مد خروجی را به ترتیب برای پهنای ۳۸ ۶/۹ و ۳۱ ۲۹ تا ۲۵ نشان می دهند. نتایج نشان می دهد که بهترین توزیع مُدی برای SFUR با پهنای روزنه SFUR منجر به نوسان مدهای عرضی مراتب بالاتر تشدید گر، و کاهش اندازهی روزنه سبب افزایش واگرایی پرتو خروجی می اید. می شود. در هر صورت کیفیت پرتو خروجی کاهش می یابد.

در شکل ۱۱ ضریب  $M^{Y}$  در دو راستای x و y برای تشدید گر SFUR به ازای پهنای متفاوت روزنه محاسبه شده است. نمودارها نشان می دهند که کم ترین مقدار  $M^{Y}$  برای پهنای بهینه ی روزنه ی ۱۴/۳ µm دست می آید و نمودار شدت با توزیع گاوسی حاصل می شود. این نتایج در توافق با نتایج تجربی مرجع گاوسی حاصل می شود. این نتایج در توافق با نتایج تجربی مرجع مرجع و نین حریب  $M^{Y}$  برای یک تشدید گر صفحه موازی با طول معادل با تشدید گر ناپایدار، برابر با ۲/۱ =  $M_{x}$  و  $M_{x}$  =  $M_{y}$  به معادل با تشدید گر مقایسه با تشدید گر SFUR بسیار بیش تر

است و به این ترتیب پرتو خروجی SFUR کیفیت فضایی به مراتب بالاتری دارد. زاویهی واگرایی نیز با استفاده از رابطهی  $\theta_D = \frac{\lambda}{r|M|a}$ ، واگرایی محدود شدهی پراشی برای SFUR است و واگرایی باریکهی لیزر در بهترین حالت، <sup>۲</sup> ۵ mrad به دست آمده است.



شکل ۱۰. توزیع مُدی تشدیدگر SFUR با محیط بهرهی لیزر پرتو ایکس نرم پس از یک گردش کامل، در مجاورت FLA برای اندازههای متفاوت پهنای روزنه. (الف) ۲هه/۲۹۸۶، (ب) ۲هه/۱۹٫۳ و (ج) ۲۵ و (ج)



**شکل ۱۱.** مقادیر محاسبه شده ضریب <sup>M</sup> در راستای x و y به ازای مقادیر بههنجار شده پهنای روزنهی محدودکنندهی میدان، a / a<sub>FLA</sub>

### ٥. نتيجه گيري

در پژوهش حاضر نشان داده شد که با استفاده از تشدیدگر نايايدار خوديالاينده و با وجود كوتاهي طول عمر بهره براي لیزرهای پر تو ایکس نرم و به دلیل آن که تنها یک گردش نور برای تشکیل مُد در تشدید گر SFUR کفایت می کند، می توان در مقایسه با گسیل خودبهخودی تقویت شده، به باریکهی لیزر با کیفیت و همدوسی فضایی بسیار بهتری دست یافت. برای این منظور ویژگیهای تشدیدگر SFUR برای لیزر پرتو ایکس نـرم شبه نئون آهن در طول موج ۲۵٬۵ nm و بیشینه بهرهی '-۱۲۴ cm به دقت مطالعه شدند. خروجی لیزر ایکس نـرم بـا سـاختار نـوری SFUR، دارای پهنای بالسی نزدیک به طول عمر تراز بالایی محيط فعال ps~1 · · ps و در حد زمان يک گردش كامل فوتون درون تشدیدگر است. محاسبات مُدی ارائه شده برای تشدیدگر SFUR، نقش اندازهی روزنهی محدود کنندهی میدان و موضع قرار گرفتن مرکز روزنهی پالاینده فضایی نسبت به مکان محیط فعال را در بهبود کیفیت لیزر پرتو ایکس نیرم نشان میده. در این حال انرژی خروجی بیش از n۰ nJ و واگرایی کوچک از مرتبه mrad ۰٫۵ mrad، لیزر پرتو ایکس نرم با ساختار نوری SFUR را برای آرایش نوسان گر – تقویت کننده مناسب می سازد. آرایش نوری مورد اشاره به دلیل کیفیت و درخشایی بالای باریکهی خروجی و واگرایی کوچک، در حد محدود شده ی پراشی مي تواند به خوبي در تداخل سنجي يلاسماي بسيار چگال در حوزهى گداخت محصورسازى لُختى استفاده شود.

پینوشتھا



- 3. False Color Format
- 4. Field-Limiting Aperture
- 5. Multilayer Mirrors

[1] H. Daido, Review of soft x-ray laser researches and developments, *Rep. Prog. Phys.* **65** (2002)1513-1576.

[2] S. Suckewer, P. Jaegle, X-Ray laser: past, present, and future, *Laser Phys. Lett.* 6 (2009) 411–436.

[3] L.B. Da Silva, T.W. Barbee, Jr., R. Cauble, P. Celliers, D. Ciarlo, S. Libby, R. A. London, D. Matthews, S. Mrowka, J. C. Moreno, D. Ress, J.E. Trebes, A. S. Wan, and F. Weber, Electron density measurements of high density plasmas using soft X-ray laser interferometry, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 3991-3994.

[4] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medecki, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, and T. A. Weaver, Demonstration of a soft x-ray amplifier, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 110-113.

[5] M. Nishikino, N. Hasegawa, T. Kawachi, H. Yamatani, K. Sukegawa, and K. Nagashima, Characterization of a high-brilliance soft x-ray laser at 13.9 nm by use of an oscillator–amplifier configuration, *Appl. Opt.* **47** (2008) 1129-1134.

[6] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lache`ze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Merce` re, H. Merdji, A. S. Morlens, J. P. Rousseau & C. Valentin, A high-intensity highly coherent soft Xray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam, *Nature* **431** (2004) 426-429.

[7] L. M. Meng, D. Alessi, O. Guilbaud, Y. Wang, M. Berrill, B.M. Luther, S. R. Domingue, D. H. Martz, D. Joyeux, S. De Rossi, J. J. Rocca, and A. Klisnick, Temporal coherence and spectral linewidth of an injection-seeded transient collisional soft x-ray laser, *Opt. Exp.* **19** (2011) 12088-12092. 6. Bragg's Law
 7. Scraper Mirror
 8. Guard Bound

مرجعها

[8] N. M. Ceglio, D. G. Stearns, D. P. Gaines, A. M. Hawryluk, and J. E. Trebes, Multipass amplification of soft X-rays in a laser cavity, *Opt. Lett.* **13** (1988) 108-110.

[9] N.M. Ceglio, D.P. Gaines, J.E. Trebes, R.A. London, D.G. Stearns, Time-Resolved Measurement of Double-Pass Amplification of Soft X-Rays, *Appl. Opt.* **27**(1988) 5022-5025.

[10] T. Mocek, B. Rus, A.R. Pra<sup>•</sup>g, and M. Kozlov, Beam properties of a deeply saturated, half-cavity zinc soft X-ray laser, *J. Opt. Soc. Am. B.* **20** (2003) 1386-1391.

[11] B. Rus, T. Mocek, A. R. Prag, M. Kozlov'a, M. Hudecek, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, J-C. Lagron, D. Joyeux and D. Phalippou, Multimillijoule, deeply saturated X-ray laser at21.2nm for applications in plasma physics, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** (2002) B207–B223.

[12] A.R. Praga, T. Mocek, M. Kozlov´a, B. Rus, G. Jamelot, and D. Ros, Study of the stability of beam characteristics of the neon-like Zn X-ray laser using a half cavity, *Eur. Phys. J. D* **22** (2003) 31–40.

[13] Philippe Zeitoun, Eduardo Oliva, Thi Thu Thuy Le, David Ros, Stéphane Sebban, Lu Li, Pedro Velarde, Marta Fajardo, X-ray chirped pulse amplification: towards GW soft x-ray lasers, *Appl. Sci.* **3** (2013) 581-592.

[14] Santanu Basu and Peter L. Hagelstein, Design analysis of a short wavelength laser in an unstable resonator cavity, *J. Appl. Phys.* **69** (1991) 1853-1861.

[15] G. J. Tallents, The physics of soft x-ray lasers pumped by electron collisions in laser plasmas, *J. Phys D: Appl. Phys.* **36** (2003) R259-R276.

[16] E. Oliva, P. Zeitoun, P. Velarde, M. Fajardo, K. Cassou, D. Ros, S. Sebban, D. Portillo, and S. le Pape, Hydrodynamic study of plasma amplifiers for soft-x-ray lasers: A transition in hydrodynamic behavior for plasma columns with widths ranging from 20  $\mu$ m to 2 mm, *Phys. Rev. E* **82** (2010) 056408.

[17] P.G. Gobbi, G.C. Reali, A novel unstable resonator configuration with a self-filtering aperture, *Opt. Commun.* **52**(1984) 195-198.

[18] V. Boffa, P. Di Lazzaro, G. P. Gallerano, G. Giordano, T. Hermsen, T. Letardi, and C. E. Zheng, Self-filtering unstable resonator operation of XeCl excimer laser, *IEEE J. Quantum. Elect.* **23** (1987) 1241-1244.

[19] L.H. Min, K. Vogler, Confocal positive branch-filtering unstable resonator for Nd:Yag laser, *Opt. Commun.* **74** (1989) 79-83.

[20] A.H. Farahbod, B. Daneshvar, and A. Hariri, Performance of Nd:YAG lasers in coupled generalized self-filtering and positive-branch unstable resonators, *Appl. Opt.* **38** (1999) 4516-4527.

[21] A.N. Malov, A.M. Orishich, Ultimate Energy Characteristics of a Mechanically Q-Switched CO<sub>2</sub> Laser, *Tech. Phys. Lett.* **40** (2014) 170-173.

[22] D.G. Stearns, R.S. Rosen, S.P. Vernon, Multilayer Mirror Technology for Soft X-Ray Projection Lithography, *Appl. Opt.* **32** (1993) 6952-6960.

[23] R. Dietsch, S. Braun, T. Holz, H. Mai, R. Scholz, and L. Brügemann, Multilayer X-ray optics for energies E > 8keV and their application in X - ray analysis, Proc. SPIE. **4144**, Advances in Laboratory-based X-Ray Sources and Optics (2000) 137-147.

[24] ] A. Kazimirov, D. Smilgies, Q. Shen, X. Xiao, Q. Hao, E. Fontes, D.H. Bilderback, S.M. Gruner, Y. Platonov and V.V. Martynov, Multilayer X-ray optics at CHESS, *J. Synchrotron Radiat.* **13** (2006) 204–210.

[25] T. Wang et al., Femtosecond Single-Shot Imaging of Nanoscale Ferromagnetic Order in Co/Pd Multilayers Using Resonant X-Ray Holography, *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 267403.

[26] D.L. Voronov, E.H. Anderson, E.M. Gullikson, F. Salmassi, T. Warwick, V.V. Yashchuk, and H.A. Padmore, Control of surface mobility for conformal deposition of Mo–Si multilayers on saw-tooth substrates, *Appl. Surf. Sci.* **284** (2013) 575–580.

[27] G. Johansson, Compact soft x-ray microscopy, Doctoral Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm (2003).

[28] D. G. Stearns, R. S. Rosen, and S. P. Vernon, Multilayer mirror technology for soft X-ray projection lithography, *Appl. Opt.* **32** (1993) 6952-6960.

[29] A. Hariri, Advanced Laser Physics, Institute of Nuclear Sciences and Technology (2011).

[30] A.H. Farahbod, GSFUR optical unstable resonators, PhD Thesis, Amirkabir University of Technology (1997).

[31] P. D. Lazzaro, T. W. P. M. Hermsen, and C. Zheng, A Generalization of the Self-Filtering Unstable Resonator, *IEEE J. Quantum. Elect.* **24** (1988) 1543-1547.

[32] G. Haag, M. Munz, G. Marowsky, Amplified Spontaneous Emission (ASE) in Laser Oscillators and Amplifiers, *IEEE J. Quantum Elect.* **QE-19**, 6 (1983) 1149-1160.

[33] O. Svelto, S. Taccheo, C. Svelto, Analysis of amplified spontaneous emission: some corrections to the Linford formula, *Opt. Commun.* **149** (1998) 277-282.

[34] A.E. Siegman, How to (maybe) measure laser beam quality, OSA TOPS. **17** (1998) 184.

[35] A.H. Farahbod, A. Hariri, Application of generalized self-filtering unstable resonator to a  $N_2$ -laser pumped dye laser, *Opt. Commun.* **108** (1994) 84-90.

[36] S.K. Dixit, P.K. Shukla, and R. Bhatnagar, On the role of gain medium aperture in transverse pumped self-filtering unstable resonator (SFUR) dye laser, *Opt. Commun.* **145** (1998) 340-351.