

# شکل‌دهی تپ‌های لیزرهای گاز کربنیک با بهره‌گیری از خودفروشکست اپتیکی در هوا

صالحه بهشتی پور<sup>۱\*</sup>، ابراهیم صفری<sup>۱</sup>، عباس مجدآبادی<sup>۲</sup>، فاطمه رازقی<sup>۲</sup>، مریم ایلیچی<sup>۲</sup>، زهرا پورحسن‌نژاد<sup>۲</sup>، داود احدپور<sup>۲</sup>

**چکیده:** در این پژوهش، برای حذف دنباله و کوتاه‌سازی تپ‌های لیزرهای CO<sub>۲</sub>، از یک برشگر پلاسمایی با ساختار تلسکوپی کپلری بهره گرفته شده است. این برشگر پلاسمایی دربرگیرنده دو عدسی همسان ZnSe با فاصله کانونی‌های ۱۰ cm است. لیزر بکار رفته در این سامانه، لیزر گاز کربنیک تپی فشار اتمسفری کوک‌پذیر است که روی خط (۳۰)R۹ با طول موج ۹,۲۱۹ μm تنظیم شده است. خروجی این لیزر شامل یک میخه تیز با FWHM پیرامون ۹۰ ns به همراه دنباله‌ای به طول ۱ μm می‌باشد. با کانونی‌سازی این تپ‌ها در مرکز تلسکوپ، به دلیل خودفروشکست اپتیکی در هوا، پلاسمایی ایجاد می‌شود. زمانی که پلاسما به چگالی الکترونی بحرانی می‌رسد، بخشی از میخه تپ به همراه دنباله آن در پلاسما جذب می‌شوند. با این روش، نه تنها دنباله‌ی وابسته به نیتروژن در تپ‌های لیزری کاملاً حذف شد، که دیرش زمانی میخه آن‌ها نیز از ۹۰ ns تا نزدیک به ۳۰ ns کاهش یافت. نشان داده شد که ویژگی‌های تپ‌های برش یافته تقریباً مستقل از انرژی تپ‌های فرودی است.

**واژه‌های کلیدی:** لیزرهای گاز کربنیک فشار اتمسفری، برشگر پلاسمایی، خودفروشکست اپتیکی.

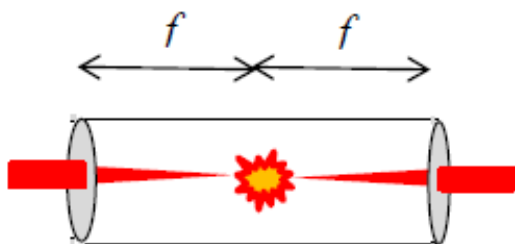
## ۱. مقدمه

امروزه لیزرهای تپی گاز کربنیک فشار اتمسفری از کاربردهای گسترده‌ای در پژوهش‌های گوناگونی همچون لیزر-پلاسما، بیناب‌نمایی، جداسازی ایزوتوپی، لیدار و مانند آن‌ها برخوردارند [۱-۲]. در شرایط کاری معمولی، تپ‌های گسیلی این لیزرها دربرگیرنده یک میخه یا لبه تیز و پیشرو با دیرش زمانی ۸۰-۱۲۰ ns و نیز یک دنباله به درازای ۲-۵ μs است. این لبه تیز پیشرو، نتیجه نوسان لیزری در زمان بیشینه بودن وارونی انبوهی و بهره در محیط فعال است و با افت بهره به دنبال گسیل القایی،

پایان می‌یابد. دنباله دراز چند μs در شکل تپ این لیزرها، ریشه در دمش دوباره مولکول‌های CO<sub>۲</sub> در تراز پایه در پی برخورد با مولکول‌های N<sub>۲</sub> است که در ترازهای برانگیخته ارتعاشی خود به سر می‌برند. تشدید فرمی در میان ترازهای ارتعاشی این دو مولکول، دمش موثری را برای مولکول‌های CO<sub>۲</sub> فراهم می‌نماید که می‌تواند به برپایی دوباره وارونی انبوهی و گسیل لیزری دراز مدتی مانند آنچه در دنباله این تپ‌ها دیده می‌شود، بیانجامد. [۳]. این دنباله، اگر چه دارای دامنه بسیار کوچکتری از میخه تپ است، به دلیل برخورداری از طول زیاد خود، چیزی پیرامون ۶۰٪-۴۰٪ انرژی تپ‌های گسیلی را در خود جای می‌دهد. روشن است که وجود این دنباله در بسیاری از کاربردها با دندرسرهایی همراه

(۱) دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، [beheshtipour@tabrizu.ac.ir](mailto:beheshtipour@tabrizu.ac.ir)

(۲) پژوهشکده لیزر و اپتیک، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

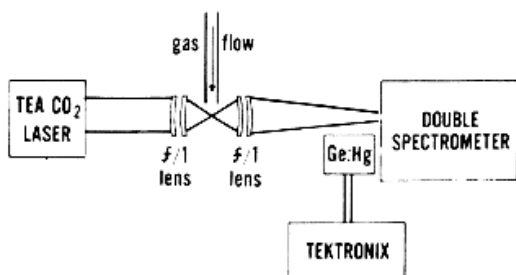


شکل ۱: طرح کلی از ساختار و سازوکار تلسکوپ به کار رفته در برشگرهای پلاسمایی.

حال اگر، به هر دلیلی، پلاسمایی در نقطه کانونی این تلسکوپ پدید آید، رشد این پلاسمای به شدت جاذب و پراکننده، می‌تواند از دامنه‌ی تپ به گونه‌ای چشمگیر بکاهد و سرانجام آن را کاملاً قطع نماید. برای شلیک اتاقک پلاسمایی و تولید پلاسمای در کانون آن، سه روش جداگانه گسترش داده شده‌اند:

(۱) شلیک سراسر: شدت باریکه لیزری کانونی شده در اتاقک، به اندازه‌ای بالا برده می‌شود، که خود می‌تواند بر پایه فرآیندهای جذب غیرخطی در شدت‌های بالا، پدیده فروشکست القایی را در کانون به راه بیندازد [۹]. شکل ۲ سازوکار این فرآیند را نشان می‌دهد.

این روش، اگر چه از دیدگاه چیدمان‌های لازم و روند فنی انجام بسیار ساده‌تر از دیگر روش‌ها است، دارای کنترل چندانی بر روی زمان برش نیست و از همین رو، از تکرارپذیری کمتری برخوردار است.



شکل ۲: یک چیدمان نمونه‌ای و ساده برای شلیک سراسر در برشگرهای پلاسمایی [۹].

است [۲، ۴-۵] چرا که، نه تنها تعریف درستی از دیرش زمانی تپ را با دشواری همراه می‌سازد، که شرایط برهمکنش تپ با ماده را در زمان میخه و یا دنباله تغییر می‌دهد. از همین رو، شیوه‌های گوناگونی برای از میان برداشتن آن پیشنهاد شده‌اند. یکی از ساده‌ترین این روش‌ها، کاستن از نسبت گاز  $N_2$  در آمیزه‌ی گازی لیزر است، که ناخواسته، کاهش چشمگیر انرژی گسیلی لیزر و همچنین برهم خوردن نمایه باریکه آن را به دنبال خواهد داشت [۵]. از این رو، بهتر است به دنبال روش‌هایی برای بریدن این دنباله پس از گسیل آن بود. از برترین راهکارهای شناخته شده در این زمینه، بهره‌گیری از سامانه برشگرهای پلاسمایی است [۶-۸] که امروزه افزون بر حذف دنباله تپ‌ها، کاربردهای گوناگونی همچون تولید تپ‌های کوتاه و فرا کوتاه نیز یافته‌اند [۹].

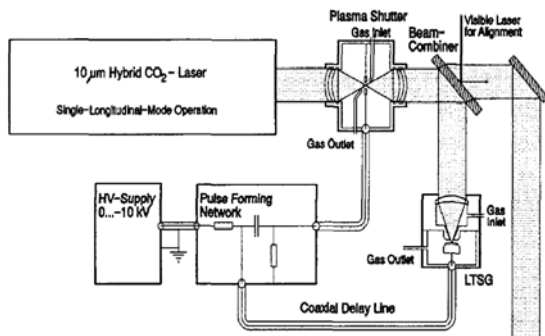
## ۲. مبانی نظری

ساختار برشگرهای پلاسمایی، همان‌گونه که در شکل ۱ دیده می‌شود، دربرگیرنده یک اتاقک گازی است که با یک تلسکوپ کپلری با بزرگنمایی برابر یک پوشش داده شده، به گونه‌ای که نقطه انطباق کانون‌های دو عدسی درست در مرکز اتاقک باشد. این اتاقک، گاه درون کاواک نوسان لیزر و گاه در بیرون از آن و بر سر راه تپ‌های گسیلی لیزر کار گذاشته می‌شود، به گونه‌ای که پرتوهای لیزری پس کانونی شدن و باز شدن دوباره در این تلسکوپ، با همان اندازه لکه و در همان راستای قبلی انتشار یابند.

درون این اتاقک از گازهای شفاف‌ی که دارای بیناب جذبی در بازه گسیلی لیزرهای گازکربنیک ( $9-11 \mu m$ ) نباشند، مانند  $He$ ،  $N_2$  یا هوا پر می‌شود. هنگامی که تپ‌های لیزری از درون این اتاقک می‌گذرند، به دلیل نبود فرآیندهای جذب خطی در گاز، پس از کانونی شدن و باز شدن، دوباره به همان شکل قبلی و بی‌هیچ تغییری از آن بیرون خواهند آمد.

شلیک لیزری برای فرآیند آتش شدن کلید تخلیه الکتریکی سود جسته می‌شود. شکل ۴ یک چیدمان نمونه‌ای از این دست را نشان می‌دهد.

اکنون، یک تپ لیزری، درون یک گاز تراگسیلنده در نظر گرفته می‌شود که فروشکست گازی به‌شيوه‌ای بر سر راه آن آغاز شده است. می‌دانیم که بسامد پلاسمای تولید شده،  $\omega_p$ ، برابر است با:



شکل ۴: نمونه‌ای از چیدمان به‌کار رفته برای شلیک با تخلیه الکتریکی در برشگرهای پلاسمایی [۱۰].

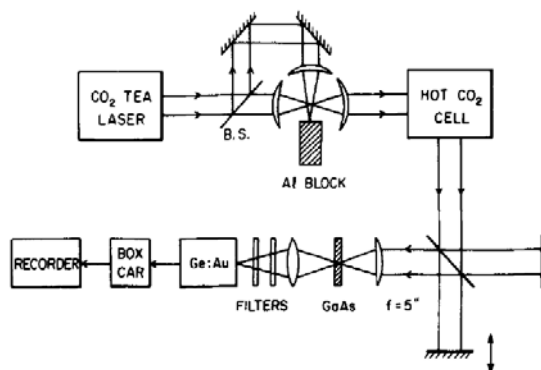
$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \quad (1)$$

که در آن،  $m_e$  و  $N_e$  به ترتیب چگالی الکترونی و جرم الکترون هستند.

گنجایش یونیزه شده، به‌دنبال جذب هر چه بیشتر انرژی تپ لیزری و یونیزاسیون‌های ثانویه، به‌تندی گرم می‌شود و همچون یک پلاسمای کروی می‌ترکد. این پلاسمای، یک موج جاذب پدید می‌آورد که در راستای عمود بر پیشروی تپ لیزری، پیش می‌تازد.

تندی پیشروی این موج جاذب بستگی به‌شدت لیزر و سازوکار گسترش پلاسمای در آن گاز دارد و گاه می‌تواند به  $2 \times 10^6$  m/s برسد. بدین‌سان، تپ لیزری راهی را خواهد پیمود که چگالی الکترونی  $N_e(x,t)$  و ضریب شکست  $n(x,t)$  آن به‌گونه‌ای وابسته به زمان و مکان دگرگون می‌شوند:

شلیک با باریکه کمکی: یک هدف جامد مانند قطعه‌ای از فلز یا گرافیت، درست در زیر نقطه‌ی کانونی اتاقک، کار گذاشته می‌شود. هم‌زمان بخش کوچکی از باریکه لیزری به کمک یک باریکه‌شکاف از آن، جدا می‌شود و پس از یک درنگ زمانی مناسب به کمک یک عدسی بر روی آن قطعه، کانونی می‌شود. اگر این فرآیند کانونی‌سازی به آن اندازه موثر باشد که بتواند یک توده یا ابر پلاسمایی هرچند کوچک در ناحیه کانونی پدید آورد، آن‌گاه، این توده پلاسمایی خواهد توانست با رشد بیشتر خود فرآیند برش گرفته شده را پیش ببرد [۱۰]. چگونگی این فرآیند در شکل ۳ دیده می‌شود.



شکل ۳: یک چیدمان نمونه‌ای از شلیک با باریکه کمکی در برشگرهای پلاسمایی [۱۱].

این روش، که پیچیده‌تر از روش شلیک سراسر است، دارای امتیاز کنترل زمان‌بندی از راه ایجاد اختلاف راه نوری میان دو پرتو کانونی شونده است. با این همه، در این روش بخشی از انرژی تپ‌های گسیلی لیزر برای فراهم‌سازی باریکه کمکی از دست می‌رود.

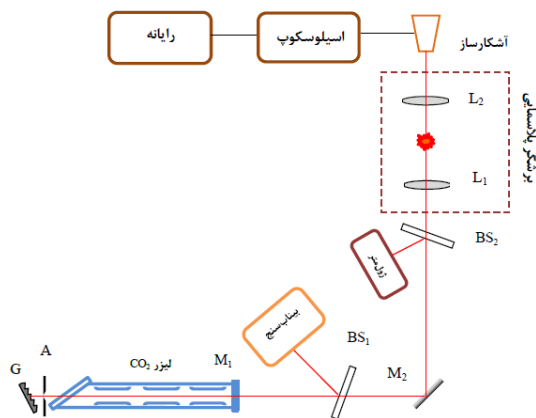
شلیک با تخلیه الکتریکی: در این روش، از یک تخلیه الکتریکی ولتاژ بالا، تیز و زمان‌بندی‌شده در میان الکترودهای کار گذاشته شده در کانون تلسکوپ و عمود بر راستای انتشار پرتو لیزری، برای ایجاد پلاسمای جاذب بهره گرفته می‌شود [۱۰]. برای بهتر کردن اعمال کنترل بر روی زمان‌بندی میان تخلیه الکتریکی و زمان گذر تپ لیزری، از مدارهای الکترونیکی پیچیده فرمان‌پذیر و یا

سراست، که امکان زمان‌بندی چندانی وجود ندارد، فرآیند ایجاد و رشد توده پلاسمایی در زمان میخه لیزر روی می‌دهد و همراه با حذف دنباله، بخشی از میخه تپ را نیز برش خواهد خورد. بدین‌سان، اگر چه یک تپ تیز لیزری به دست می‌آید که دارای دیرشی کمتر از میخه اولیه تپ فرودی است و دارای دنباله‌ای نیز نیست، انرژی میخه تپ نیز تا اندازه بسیاری افت خواهد نمود.

### ۳. آزمایش

چیدمان آزمایشگاهی سامانه برشگر پلاسمایی به کار رفته در شکل ۶ نشان داده شده است.

این سامانه، دربرگیرنده یک لیزر گاز کربنیک تپی فشار اتمسفری کوک‌پذیر Lumonics, model 103-2 است که روی خط  $9R(30)$  با طول‌موج  $9,219 \mu\text{m}$  تنظیم شده است.



شکل ۶: چیدمان آزمایشگاهی برشگر پلاسمایی به کار رفته.

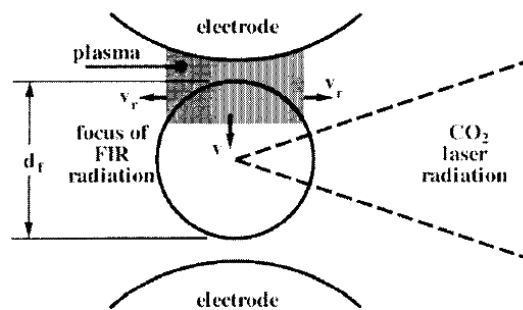
کاواک این لیزر، دربرگیرنده یک توری پراش تخت شیاری  $100 \text{ mm}^{-1}$  با زاویه افروخته  $32^\circ$  و آینه‌ی جلوی ژرمانیومی تخت  $M_1$  با تراگسیل ۵۰٪ است. برای بهبود کیفیت باریکه خروجی لیزر در فرآیند کانونی‌سازی و حذف مدهای عرضی مرتبه بالاتر و همچنین تغییر قطر باریکه و به دنبال آن، تغییر انرژی لیزر، از روزنه A، جاگذاری شده بین توری G و پنجره بروستر لیزر

$$n(x,t) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{N_e(x,t)}{N_c}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

در این رابطه،  $N_c$  چگالی بحرانی پلاسمای پدید آمده و برابر است با:

$$N_c = \frac{m_e \omega_c^2}{4\pi e^2} \quad (3)$$

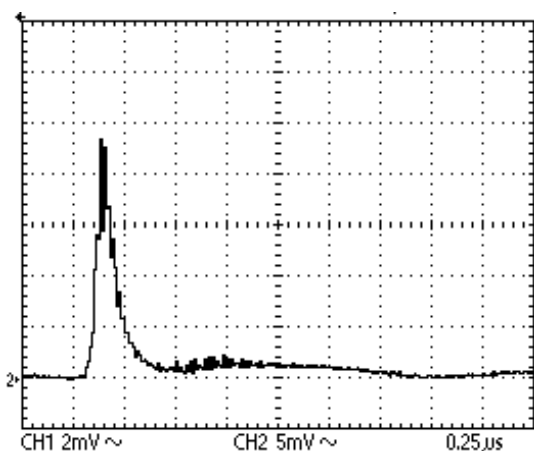
هنگامی که بسامد پلاسمای به بسامد لیزری نزدیک می‌شود (یا چگالی الکترونی پلاسمای به چگالی بحرانی می‌گراید) ضریب شکست پلاسمای به صفر نزدیک می‌شود و سرانجام با پیشی گرفتن بسامد پلاسمای از بسامد لیزری (بزرگ‌تر شدن چگالی پلاسمای از چگالی بحرانی) ضریب شکست عددی مختلط می‌شود که بخش موهومی آن نماینده‌ی جذب بسیار بالای پرتو لیزری است [۹]. شکل ۵ سازوکار رشد پلاسمای را در شرایط شلیک با تخلیه الکتریکی نشان می‌دهد.



شکل ۵: سازوکار گسترش توده پلاسمایی در برشگرهای پلاسمایی با شلیک تخلیه الکتریکی [۱۲].

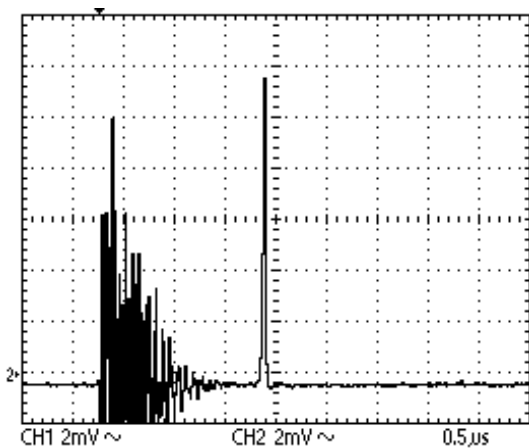
بدین‌سان، گسترش بسیار تند پلاسمای، هم‌ارز با برش تیز پرتو لیزری تراگسیلی خواهد بود. اگر زمان‌بندی این فرآیند، به‌گونه‌ای باشد که پیدایش توده پلاسمایی پس از گذر میخه تپ و درست پیش از رسیدن دنباله تپ لیزری باشد، این دنباله در پی جذب شدید در توده پلاسمایی از ساختار تپ حذف خواهد شد. با این همه، در روش شلیک

اگر چه این اندازه‌ها در بیشتر لیزرهای از این دست بسیار بیشتر هستند، به دلیل ناپایداری تخلیه در این لیزر، ناگزیر نسبت گاز  $N_2$  تا ۰٫۴ در آن کاهش داده شده و از همین رو، نه تنها از دیرش زمانی میخه تپ کاسته شده، که درازای دنباله تپ نیز به پیرامون ۱  $\mu s$  رسیده است. پدیده زنش مدی وابسته به مدهای طولی هستند.



شکل ۷: رد زمانی تپ‌های گسیلی لیزر گاز کربنیک به کاررفته.

شکل ۸ نیز، نمونه‌ای از تپ‌های برش یافته را نمایش می‌دهد. همان‌گونه که دیده می‌شود دنباله نیتروژن در این تپ‌های لیزری کاملاً حذف شده است.



شکل ۸: نمونه‌ای از شکل تپ‌های برش یافته.

استفاده شده است. تپ‌های گسیلی این لیزر در مد  $TEM_{00}$ ، دارای انرژی ۵۰۰ mJ و دربرگیرنده یک لبه پیشرو با دیرش زمانی پیرامون ۹۰ ns و یک دنباله به درازای ۱-۲  $\mu s$  است. نسبت مولفه‌های گازی در آمیزه‌ی گازی این لیزر  $CO_2:N_2:He \equiv 1:0.4:4$  است، که به کمک شارس‌سنگ‌های مناسب تنظیم می‌گردد. برای بررسی خط گسیلی لیزر، بخشی از تپ‌های گسیلی لیزر به کمک باریکه‌شکاف  $BS_1$  از جنس NaCl با بازتابندگی ۸٪ به یک بیناب‌سنگ لیزری Opt. Eng. Inc., 16-A فرستاده می‌شوند. این بیناب‌سنگ، می‌تواند هر یک از خط‌های گسیلی لیزر را بر روی یک مقیاس مدرج نمایش دهد. انرژی خروجی لیزر نیز به کمک باریکه‌شکاف  $BS_2$  از جنس NaCl با بازتابندگی ۸٪ و ژول‌سنگ Coherent, LM-P10 اندازه‌گیری می‌شود. تپ‌های تراگسیلیده از برشگر پلاسمایی به یک آشکارساز فوتون‌دراگ، ORIE, 7415 می‌رسند و رد زمانی آن‌ها در یک اسیلوسکوپ دیجیتال با پهنای باند ۲۵۰ MHz نمایش داده می‌شود. با دریافت این شکل‌ها در رایانه، پردازش داده‌ها و اندازه‌گیری‌های دقیق‌تر امکان‌پذیر گردیده است. با تغییر قطر دریچه A، انرژی لیزر در بازه ۲۰۰-۵۰۰ mJ تغییر داده شد و در حالتی که خودفروشکست در کانون برشگر رخ می‌داد، شکل تپ‌ها ثبت شده‌اند.

تلسکوپ برشگر پلاسمایی نیز، دربرگیرنده دو عدسی همسان ZnSe با قطر دهانه ۵ cm و فاصله کانونی‌های ۱۰ cm با لایه‌نشانی پادبازتاب است.

#### ۴. نتایج آزمایش

نمونه‌ای از شکل تپ‌های لیزر در شکل ۷ نشان داده شده که در آن، میخه تیز پیشرو و دنباله درازتر آن به‌خوبی دیده می‌شوند. همان‌گونه که دیده می‌شود، این تپ لیزری دربرگیرنده یک میخه تیز پیشرو با دیرش زمانی پیرامون ۹۰ ns و یک دنباله درازتر پیرامون ۱  $\mu s$  است.

### ۵. نتیجه گیری

یک سامانه برشگر پلاسمایی برای حذف دنباله نیتروژن در لیزرهای گازکربنیک تپی فشار اتمسفری طراحی و ساخته شده است. با استفاده از این روش، دنباله نیتروژن در تپ لیزر گازکربنیک تپی فشار اتمسفری حذف شد و دیرش زمانی تپ‌های این لیزر از ۹۰ ns به نزدیکی ۳۰ ns کاهش داده شد. نشان داده شد که ویژگی‌های تپ‌های برش یافته تقریباً مستقل از انرژی تپ‌های فرودی است.

### سپاسگزاری

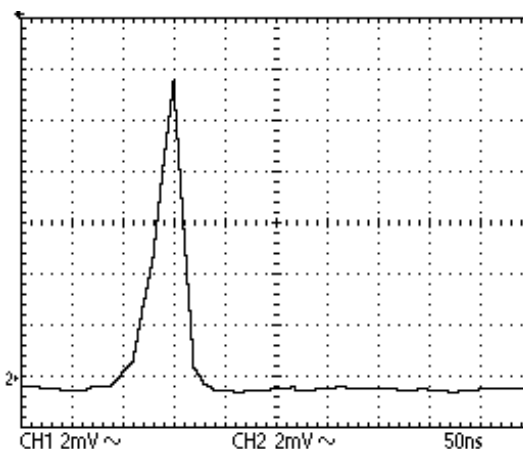
نویسندگان، از کمک‌های فنی آقای قاسم عزیزآبادی فراهانی از پژوهشکده لیزر و اپتیک پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای ایران سپاسگزاری می‌نمایند.

### مراجع

- [1] R.R. A Ifano and L. Rothberg, photonics: "Nonlinear Optics and Ultrafast Phenomena", Nova Science, New York, (1991).
- [2] Gasmi, T., et al., "Plasma-based nitrogen tail pulse shutter for CO<sub>2</sub>-TEA lidar dial systems". Applied Physics B. 71(2): p. 169-175.(2000).
- [3] Duley, W., "CO<sub>2</sub> lasers effects and applications". Elsevier.(2012).
- [4] Huang, et al. "Application of plasma shutter in second harmonic generation of AgGaSe<sub>2</sub> crystal". Chinese Optics Letters.1, No.12: p. 714-715 (2003).
- [5] Bellecci, C., et al., "Clipping the tail of a TE-CO<sub>2</sub> laser pulse using a gas breakdown technique for high resolution chemical plume detection". Review of Scientific Instruments. 74.No 2: p. 1064-1069(2003).
- [6] Hurst, N. and S. Harilal, "Pulse shaping of transversely excited atmospheric CO<sub>2</sub> laser using a simple plasma shutter". Review of Scientific Instruments. 80(3): p. 035101.(2009).
- [7] Qu, Y., et al. "Plasma shutter for TEA-CO<sub>2</sub> laser". in Lasers and Electro-Optics, 2003. CLEO/Pacific Rim 2003. The 5th Pacific Rim Conference on. IEEE.(2003).
- [8] Qu, Y., et al. "Plasma shutter for pulse shaping of TEA CO<sub>2</sub> laser". in Photonics Asia 2002. International Society for Optics and

شکل ۹ نمایش بهتری از این تپ برش یافته را در مقیاس کوچک‌تر نشان می‌دهد.

همان‌گونه که به‌خوبی دیده می‌شود، لبه دوم یا لبه برش یافته تپ، دارای زمان افت بسیار کمتری از لبه نخست یا لبه برش نیافته تپ لیزری است. همچنین، دیرش زمانی تپ نیز نزدیک به یک سوم کاهش یافته است و دیرش تپ برجا مانده به ۳۰ ns رسیده است.



شکل ۹: رفتار زمانی دقیق تپ‌های برش یافته.

یافته‌های به‌دست‌آمده برای انرژی‌های فرودی گوناگون در جدول ۱ گردآورده شده‌اند.

جدول ۱: تغییرات انرژی فرودی لیزر با پهنای تپ برش

خورده.

انرژی تپ فرودی (mJ)	زمان خیز تپ برش یافته (ns)	زمان افت تپ برش یافته (ns)	دیرش زمانی تپ برش یافته (ns)
۲۰۰	۳۳	۱۵	۲۷
۳۰۰	۳۶	۱۴	۳۰
۴۰۰	۲۴	۱۴	۳۸
۵۰۰	۳۳	۱۵	۳۰

- Photonics.(2002).
- [9] Yablonovitch, E., “*Self-phase modulation of light in a laser-breakdown plasma*”. Physical Review Letters. 32(20): p. 1101.(1974).
- [10] Kalin, A., ET AL. “*Optical Free Induction Decay (OFID) 10  $\mu\text{m}$  CO<sub>2</sub> Laser Systems*”.Infrared Phys.33,No2: p.73-112. (1992).
- [11] H. S. Kwok and E. Yablonovitch “*30psec CO<sub>2</sub> laser pulses generated by optical free induction decay*” Applied Physics Letters 30, 158 (1977).
- [12] Knittel, J., D. Scherrer, and F. Kneubühl, “*A Plasma-shutter for far-infrared laser radiation.*” IEEE. 32(12): p. 2058-2063.(1996).

---

# CO<sub>2</sub> Laser Pulse Shaping Using Optical Self-Breakdown in Air

S. Beheshtipour\*, E. afari, A. Majdabadi, F. Razeghi, M. Eilchi and Z. Pourhassannejad,  
D. Ahadpour

## Abstract

In this work, a plasma shutter with Keplerian telescope structure was used for tail removing and shortening the CO<sub>2</sub> laser pulses. The plasma shutter consists of a two ZnSe lenses with focal lengths of 10 cm. A transversely excited atmospheric CO<sub>2</sub> laser was employed adjusted on 9R(30) line ( $\lambda=9.219 \mu\text{m}$ ). The laser output pulses consists of a sharp spike with  $\sim 90$  ns FWHM followed by a 1  $\mu\text{m}$  long tail. By focusing the laser pulses in the center of the telescope, a plasma plump is generated by optical self-breakdown in air. When the plasma reaches its critical electron density, a part of the pulse spike and the whole of the tail are absorbed by the plasma. Using this technique, not only the nitrogen tail of the CO<sub>2</sub> laser pulses was completely removed, but also the spikes duration was reduced from  $\sim 90$  ns to  $\sim 30$  ns. It is shown that properties of the truncated laser pulses are nearly independent of the pulse energy.

**Key Words:** TEA CO<sub>2</sub> Lasers, Plasma Shutter, Optical Self-Breakdown.