

نقش پدیده گسست چندفوتونی در شکل‌دهی تپ‌های لیزرهای TEA CO<sub>2</sub>صالحه بهشتی‌پور<sup>۱\*</sup>، جواد کریمی‌نابت<sup>۲</sup>، رضا نشاطی<sup>۱</sup>، داود احدپور<sup>۱</sup>

۱. پژوهشکده فوتونیک و فن‌آوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۸۳۶-۱۴۳۹۵، تهران - ایران

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد تهران مرکزی، صندوق پستی: ۶۹۱۹۱-۱۴۶۹۶، تهران - ایران

۳. پژوهشکده چرخه سوخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۸۴۸۶-۱۱۳۶۵، تهران - ایران

\*Email: sbeheshtipour@aeoi.org.ir

## مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۶/۲ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۱/۹/۵

## چکیده

در این پژوهش، تغییرات زمانی تپ‌های لیزری TEA CO<sub>2</sub> که از اتاقکی حاوی گاز SF<sub>6</sub> با فشار ۱۰-۱۵۰ mbar عبور می‌کند، در شاریدگی‌های انرژی و فشارهای گازی مختلف بررسی شده است. نشان داده شده است که برای هر شاریدگی، فشار قطع معینی وجود دارد که در این فشار قطع، میخه تپ لیزری به طور کامل حذف می‌شود، درحالی که دنباله تپ که دربرگیرنده کسر قابل توجهی از انرژی اولیه آن است، برجای ماند. شواهد تجربی برآمده از داده‌های بیناب‌سنجی FTIR، گسست چندفوتونی لیزری مولکول‌های SF<sub>6</sub> را پاسخگوی اصلی این رفتارها معرفی می‌نماید.

کلیدواژه‌ها: شکل‌دهی لیزر گاز کربنیک، گسست چندفوتونی، مولکول SF<sub>6</sub>The role of multi-photon dissociation in TEA CO<sub>2</sub> lasers pulse shapingS. Beheshtipour<sup>\*1,2</sup>, J. Karimisabet<sup>3</sup>, R. Neshati<sup>1</sup>, D. Ahadpour<sup>1</sup>

1. Photonic and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 14395-836, Tehran - Iran

2. Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, P.O.Box: 14696-69191, Tehran - Iran

3. Nuclear Fuel Cycle Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 11365-3486, Tehran - Iran

## Research Article

Received 24.8.2022, Accepted 26.11.2022

## Abstract

In this research, temporal variations in intense TEA CO<sub>2</sub> laser pulses passing through SF<sub>6</sub> gas-filled cells with a pressure of 10- 150 mbar have been characterized at different energy fluences and gas pressures. It has been shown that for every fluence there is a certain cut-off pressure at which the pulse spike is completely quenched. While the pulse tail escapes, saving appreciable fractions of its initial energy. Experimental evidence along with FTIR spectrometry data have clearly revealed incisive laser-induced multi-photon dissociation of SF<sub>6</sub> molecules in these conditions, pronounced as the main responsible for these behaviors.

**Keywords:** CO<sub>2</sub> laser pulse shaping, Multiphoton dissociation, SF<sub>6</sub>

## ۱. مقدمه

بررسی برهم‌کنش مولکول SF<sub>6</sub> با تپ‌های لیزری CO<sub>2</sub> یکی از فراوان‌ترین موارد پژوهش‌های تجربی و نظری در زمینه‌های گوناگونی همچون بیناب‌سنجی لیزری، شیمی لیزری، اپتیک غیرخطی، لیدار و مانند آن‌ها است.

در شرایط کاری معمولی، تپ‌های گسیلی این لیزرها دربرگیرنده یک میخه<sup>۱</sup> یا لبه تیز و پیشرو با پهنای زمانی ns ۸۰-۱۲۰ و نیز یک دنباله<sup>۲</sup> به درازای ۵-۲ μs است. از سوی دیگر، رفتار جذب غیرخطی گازهای جاذب اشباع‌پذیر، به ویژه SF<sub>6</sub> در برابر تپ‌های لیزرهای CO<sub>2</sub> و اثرات بعدی آن روی مشخصات زمانی و توانی تپ‌های عبوری به‌گونه مفصلی طی سال‌های ۲۰۰۰-۱۹۷۰ میلادی مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

در روند آزمایش‌هایی که در شرایط گوناگونی از فشار گاز، شاریدگی فرودی، طول موج لیزری، پهنای زمانی تپ، گازهای کمکی و مانند آن‌ها انجام گرفته‌اند، پدیده‌های گوناگونی همچون افزایش یا کاهش جذب وابسته به طول موج [۷-۱]، جابه‌جایی سرخ در جذب [۷-۹]، کشیدگی میخه تپ [۶]، تأخیر در تپ عبوری [۲، ۶] و افت شدید دامنه میخه تپ نسبت به دنباله آن [۴، ۱۰، ۱۱] دیده شده‌اند و برای توصیف آن‌ها از دو مدل نظری کوانتومی جاذب اشباع‌پذیر چهارترتزی [۱۲] و تشت ارتعاشی<sup>۳</sup> [۵، ۱۳] سود جسته شده است.

به طور کلی در این بررسی‌ها، فشارهای گاز از چند میلی‌بار تا صدها میلی‌بار، دیرش زمانی تپ‌های لیزری از چند پیکوثانیه تا چند میکروثانیه و شاریدگی<sup>۴</sup> آن‌ها از چند صدم تا چندین ژول بر سانتی‌متر مربع تغییر داده شده‌اند.

گذشته از این، جذب و گسست چندفوتونی مولکول‌های چند اتمی، تحت تابش تپ‌های شدید لیزری (به ویژه مولکول SF<sub>6</sub> و لیزر CO<sub>2</sub>)، اثرات غیرخطی شناخته شده دیگری هستند که در زمینه‌های شیمی لیزری و لیزری مولکول‌ها از اهمیت بسزایی برخوردارند.

آزمایش‌ها نشان داده است که هنگام تابش‌دهی مولکول‌های چند اتمی با فوتون‌های تک-بسامد و همدوس همخوان با نخستین گذار ارتعاشی آن‌ها، اگر شاریدگی فرودی از یک اندازه آستانه‌ای از رده چند  $J \cdot cm^{-2}$  بالاتر باشد، مولکول می‌تواند در روند فرایندی که جذب چندفوتونی<sup>۵</sup> نامیده می‌شود،

به‌ناگهان شمار فراوانی از فوتون‌های فرودی را جذب نماید و با بالا رفتن از نردبان ترازهای ارتعاشی خود، به مرز گسست برسد. با رسیدن مولکول به مرز گسست، یکی از سست‌ترین پیوندهای آن گسسته می‌شود و مولکول دچار دگرگونی در ساختار شیمیایی خود خواهد گردید [۱۴]. از آن‌جا که فرایند گسست چندفوتونی<sup>۶</sup> منجر به تغییرات شیمیایی زیادی در ساختار مولکول جاذب، به همراه مصرف قابل توجهی از انرژی فرودی می‌شود (ده‌ها فوتون IR به ازای هر مولکول)، انتظار می‌رود اثرات قابل ملاحظه‌ای روی ساختار تپ عبوری داشته باشد. آستانه شاریدگی تابش فرودی برای گسست چندفوتونی IR از مولکول‌های چند اتمی با تپ‌های لیزری CO<sub>2</sub> در حدود  $2-10 J/cm^2$  برآورد شده است [۱۵] که در بیش‌تر آزمایش‌های شکل‌دهی تپ‌های شدید لیزری CO<sub>2</sub> در عبور از مولکول‌های SF<sub>6</sub> فشار بالا نیز به‌کار رفته است.

با بررسی دقیق‌تر گزارش‌های دردست، به نظر می‌رسد که در بیش‌تر پژوهش‌های انجام شده یا تنها به دنبال برهم‌کنش‌های انجام یافته با تپ فرودی بوده‌اند و کاری با شکل تپ‌های عبوری لیزری نداشته‌اند، یا بر روی تغییر شکل تپ‌های عبوری لیزری متمرکز بوده‌اند و چندان پیگیر برهم‌کنش‌های احتمالی تپ فرودی با مولکول‌ها نبوده‌اند. برای نمونه، در میان گزارش‌های پرشماری که از گسست چندفوتونی مولکول‌های SF<sub>6</sub> به کمک تپ‌های پرتوان و کانونی شده لیزرهای CO<sub>2</sub> منتشر شده‌اند، به سختی می‌توان مواردی یافت که هم‌زمان شکل تپ‌های عبوری نیز بررسی شده باشد. با این حال جالب است که در پژوهش‌های شکل‌دهی تپ‌های لیزر CO<sub>2</sub>، هیچ تلاشی از سوی پژوهشگران به منظور بررسی نقش فرایند گسست چندفوتونی به‌چشم نمی‌خورد. در این پژوهش، شواهدی تجربی ارائه می‌گردد که به روشنی نقش کلیدی فرایند گسست چندفوتونی IR لیزری در مولکول‌های SF<sub>6</sub> را در تغییر شکل تپ‌های لیزری CO<sub>2</sub> آشکار می‌سازد.

## ۲. روش آزمایش

چیدمان تجربی به‌کار رفته به همراه نمایی از آن، در شکل‌های ۱ و ۲ نشان داده شده است.

1. Spike
2. Tail
3. Vibrational Bath
4. Fluency
5. Multiphoton Absorption



به قطر ۱٫۷ cm استفاده شده که انرژی ۱٫۴ J برای خط (۲۰) P فراهم می‌سازد. هم‌چنین آهنگ تکرار تپ لیزر در بازه ۱۰ Hz - ۱ قابل تغییر است.

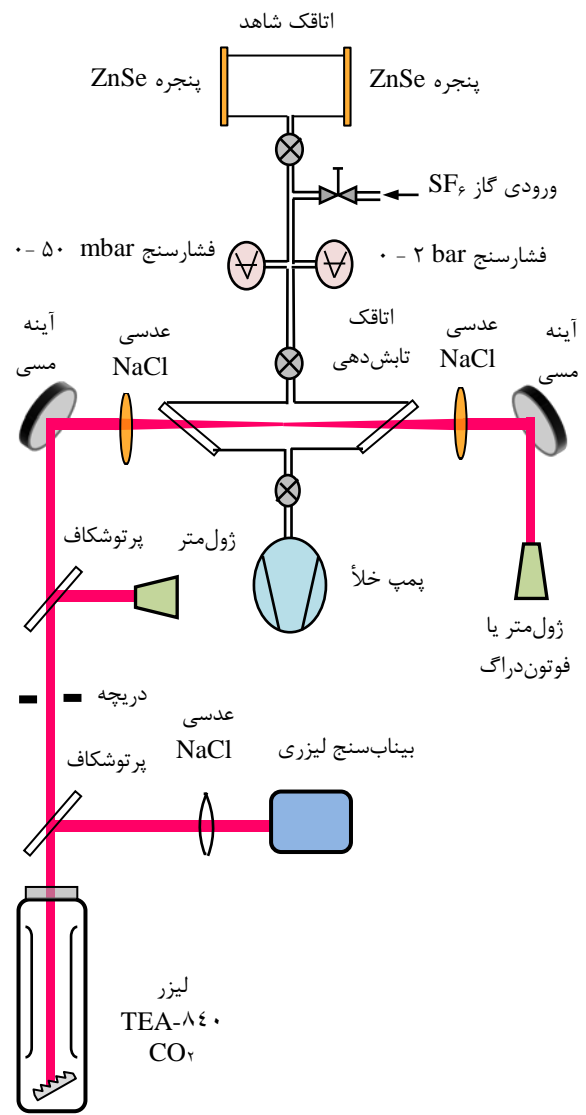
برای تنظیم لیزر گاز کربنیک روی خط‌های لیزری دلخواه، از یک بیناب‌سنج لیزری مدل (Opt. Eng. Inc., ۱۶-A) استفاده است.

برای آن که بتوان اثر فرایند گسست چندفوتونی را به صورت خالص و بدون مزاحمت‌های ناشی از پدیده‌های دیگری مانند گرمایش گاز یا برانگیختگی‌های ارتعاشی بررسی نمود، بهتر است کاری کرد تا پرتوهای فرودی از همان آغاز ورود به اتاقک تابش‌دهی، دارای شاریدگی بالاتر از شاریدگی آستانه گسست چندفوتونی باشد. هم‌چنین طول اتاقک نباید چندان زیاد باشد که شاریدگی تپ‌ها در بخش پایانی مسیر تابش‌دهی، به دلیل جذب در مسیر، به زیر آستانه افت نماید.

از آن‌جا که شاریدگی اولیه تپ‌های گسیلی لیزر در شرایط عادی کم‌تر از  $۱ \text{ J/cm}^2$  و بسیار پایین‌تر از آستانه گسست چندفوتونی است (این شاریدگی با انرژی و قطر باریکه لیزر قابل محاسبه است)، روشن است که برای برآورده شدن شرط بالا، ناگزیر باید از اتاقکی بهره گرفت که دارای پنجره بروسر باشد و بتوان عدسی کانونی‌کننده را دورتر از آن‌ها قرار داد. به این ترتیب، می‌توان کاری کرد که ابعاد پرتو کانونی شده هنگام برخورد به پنجره و ورود به اتاقک به اندازه‌ای کم شده باشد که شاریدگی آن بالاتر از شاریدگی آستانه گسست چندفوتونی مولکول‌های  $\text{SF}_6$  باشد.

بنابراین، اتاقک تابش‌دهی از یک لوله پیرکس به درازای ۹٫۵ cm و قطر داخلی ۱٫۶ cm (حجم کل  $V_f = ۱۹٫۱ \text{ cm}^3$ ) ساخته شده است که دو سمت آن با پنجره‌های بروسر NaCl بسته شده‌اند تا تلفات بازتابی را کمینه و شاریدگی روی پنجره ورودی را با تابش مورب کاهش دهند. کانونی‌سازی تپ‌ها در مرکز اتاقک با دو عدسی ZnSe با لایه‌نشانی پادبازتاب به فاصله کانونی ۱۰ cm انجام گرفته که به گونه متقارن در فاصله ۵٫۲۵ cm از پنجره‌های اتاقک قرار گرفته‌اند. هم‌چنین، اتاقک و عدسی‌های کانونی‌کننده به‌گونه‌ای طراحی یافته‌اند که شاریدگی سطحی تپ‌های فرودی در پنجره ورودی اتاقک، بالاتر از آستانه شاریدگی برای فرایند گسست چندفوتونی IR مولکول‌های  $\text{SF}_6$  باشد (در حدود  $۲ \text{ J/cm}^2$  برای تپ‌های لیزر  $\text{TEA CO}_2$ ).

سیستم جابه‌جایی گاز نیز به‌گونه‌ای طراحی یافته که قادر است تحت شرایط جریان گاز بسته یا باز عمل نماید. دو فشارسنج مکانیکی ۰-۲ bar و ۰-۵۰ mbar به طور هم‌زمان



شکل ۱. نمای از چیدمان به‌کار رفته.



شکل ۲. تصویر چیدمان به‌کار رفته.

لیزر به‌کار رفته در این آزمایش، دارای تپ‌های قطبیده خطی با انرژی در حدود ۴ J در خطوط با بالاترین بهره در شاخه‌های P و R از نوارهای  $۱۰٫۴ \mu\text{m}$  و  $۹٫۴ \mu\text{m}$  است که الگوی مستطیلی به ابعاد  $۳٫۲ \times ۲٫۲ \text{ cm}^2$  با آمیزه گازی  $\text{He} : \text{CO} : \text{N}_2 : \text{CO}_2 = ۱ : ۰٫۵ : ۲ : ۹$  دارد. برای برش ناحیه مرکزی تپ‌های گسیلی، از روزنه‌ای دایروی



انرژی کل تپ‌های فرودی  $E_{in}$  به کل حجم تابش‌دهی شده،  $V_d$  تعریف می‌شود:

$$\phi_V = \frac{E_{in}}{V_d} \quad (1)$$

با بررسی شکل تپ‌های عبوری، روشن شد که به‌گونه‌ای دور از انتظار، میخه تپ‌ها دچار افت بسیار شدیدتری نسبت به دنباله آن‌ها می‌شوند، به‌گونه‌ای که با بیش‌تر شدن فشار گاز، ارتفاع میخه تا اندازه برابر با دنباله افت می‌نماید و سرانجام کاملاً حذف می‌شود و تنها دنباله آن‌ها در تپ‌های عبوری بر جا می‌ماند.

شکل ۳ برخی از شکل تپ‌های دریافتی در فشارهای گوناگون را به همراه شکل تپ فرودی (شکل الف، بدون تزریق گاز) نشان می‌دهد.

در شکل‌های تپ عبوری به‌دست آمده برای همه شاریدگی‌های حجمی، همواره یک افت چشمگیر در دامنه میخه نسبت به دامنه دنباله آن دیده شد. این نابرابری در اندازه جذب میخه و دنباله، به گونه قابل ملاحظه‌ای با افزایش فشار، تقویت می‌گردد. در فشاری نزدیک به فشار ۴۰ mbar، دامنه میخه و دنباله، یکسان می‌شود (شکل ج). در این فشارها، که فشار موثر،  $P_{eff}$  نامیده می‌شود، انرژی میخه به ۵٪ اندازه اولیه‌اش کاهش می‌یابد. با افزایش فشار گاز به بالاتر از فشار موثر، میخه تپ با آهنگ کم‌تری کاهش می‌یابد و سرانجام در فشارهای معینی (۵۰ mbar) که آن را فشار قطع<sup>۲</sup>،  $P_{CutOff}$ ، نامیده‌ایم، به ناپدید شدن کامل میخه تپ می‌انجامد (شکل د).

با بررسی حجم تابش‌دهی درون اتاقک و تاریک کردن فضای آزمایشگاه، هم‌زمان با هر تپ لیزری، یک درخشندگی هاله‌ای در آن دیده می‌شد که شکل فضایی آن، دقیقاً منطبق بر حجم دو مخروطی تابش‌دهی بود. هم‌چنین، شدت این هاله درخشان در نیمه ورودی و لکه کانونی، بیش‌تر و برجسته‌تر از جاهای دیگر بود. پیش از این، آزمایشگران دیگری نیز پدیده لومینسانس مری و تشکیل نور آبی کم‌رنگ در چنین شرایطی را گزارش کرده‌اند و آن را به برهم‌کنش‌های بازترکیبی ثانوی فرایند گسست چندفوتونی IR مولکول‌های چنداتمی مانند SF<sub>۶</sub> نسبت داده‌اند [۱۶، ۱۷].

برای اندازه‌گیری فشار مستقیم با دقت‌های مناسب در مقیاس فشارهای مختلف به کار رفته است. فشار درون اتاقک‌ها با گام‌های ۱۰ mbar تغییر داده می‌شد. در هر گام از فشار درون اتاقک، تنها اجازه ورود یک تپ به درون اتاقک داده می‌شد تا با تکرار تابش تپ‌های لیزری، مولکول‌های گاز بیش‌تر شکسته نشود و فشار درون اتاقک را تغییر دهد. هم‌چنین در هر گام از فشار، چند تپ عبوری ثبت می‌شدند، تا نتایج به‌دست آمده از روی آن‌ها، میانگین‌گیری شود.

برای نمایش تغییرات شیمیایی و شاهد تجربی فرایند گسست چندفوتونی در گاز SF<sub>۶</sub> تابش‌دهی شده، از اتاقک دیگری به عنوان اتاقک نمونه‌برداری برای بیناب‌سنجی FTIR (BRUKER, TENSOR۲۷) استفاده شده است. این اتاقک، لوله‌ای از جنس پیرکس به طول ۲ cm و قطر داخلی ۱/۶ cm با پنجره‌های ZnSe است که به طور عمودی در دو انتهای آن نصب شده‌اند. انرژی و شکل زمانی تپ‌های ورودی و عبوری با انرژی‌سنج (Coherent-LM-P۱۰) و آشکارساز فوتون‌دراگ (ORIEL, ۷۴۵۵) که به‌گونه‌ای متناوب در نقاط مناسب گذاشته می‌شد، اندازه‌گیری شده‌اند. برای نمایش رد زمانی تپ‌های آشکار شده، از یک اسیلوسکوپ دیجیتالی ۲۵۰ MHz استفاده شده است. همه آزمایش‌ها با آهنگ تکرار تپ ۱ Hz انجام یافته است. در این آزمایش، شکل تپ عبوری برای تپ‌های کانونی شده خط ۱۰P(۲۰) (۱۰/۵۹ μm) لیزر با انرژی ۱/۴ J که از میان اتاقک پر شده از مولکول‌های SF<sub>۶</sub> در گستره فشار ۱۵۰ - ۱۰ mbar عبور می‌کنند، بررسی شد.

### ۳. نتایج و بحث

در ابتدا گاز SF<sub>۶</sub> با خلوص ۹۹/۹۹۹٪ با تپ‌های لیزری CO<sub>2</sub> روی خط ۱۰P(۲۰) با انرژی‌های مختلف در گستره فشاری ۱۵۰ - ۱۰ mbar تابش‌دهی شد. به سبب این مقادیر بالای فشار از گاز، تپ لیزری در مسیر خود، جذبی قوی خواهد داشت، از این‌رو روشن است که انرژی تپ‌های فرودی به‌گونه‌ای پیوسته و تا اندازه‌ای یکنواخت در حجم تابش‌دهی جاروب شده در سرتاسر مسیر عبور تپ‌ها از میان گاز جاذب، توزیع و جذب می‌شود. از همین‌رو، بهتر آن دیده شد تا برای مشخصه‌یابی شرایط تابش‌دهی در کانون اتاقک یا در هر نقطه دیگری در حجم تابش‌دهی، از کمیت دیگری با نام چگالی حجمی انرژی یا شاریدگی حجمی  $\phi_V$  بهره گرفته شود که به صورت نسبت

1. Effective Pressure

2. Cut-Off Pressure

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 44 (1), Serial Number 106, 2024, P 121-129

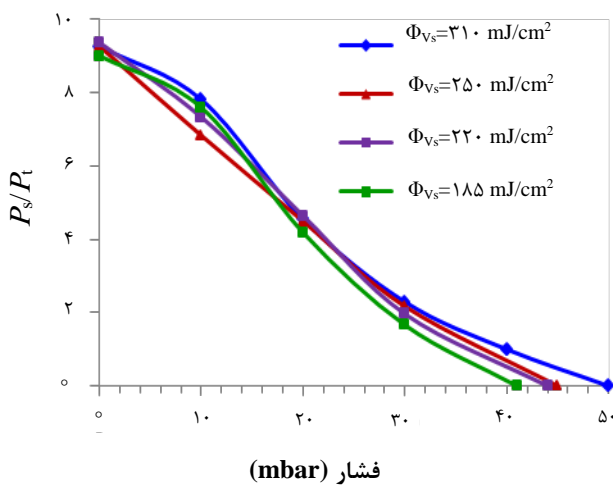


با  $\text{SF}_6$  تپ‌های لیزری  $\text{CO}_2$  برای شکل‌دهی تپ‌ها، بهره‌ی فراوانی گرفته شده و مدل‌های نظری چندی نیز برای تفسیر نتایج به‌دست آمده گسترش داده شده‌اند. تا آن‌جا که به رفتار دیده شده در این آزمایش‌ها مربوط می‌شود، نتایج تقریباً مشابهی با شرایط کم و بیش شبیه این آزمایش‌ها، پیش از این گزارش شده‌اند. برای نمونه، تضعیف بیش از اندازه و حذف میخه تپ‌های عبوری با تابش‌دهی تشدیدی گاز  $\text{SF}_6$  تنها در شرایطی دیده شده بود که در اتاقک تابش‌دهی افزون بر گاز  $\text{SF}_6$  از گازهای کمکی دیگری هم‌چون Ar و He نیز بهره گرفته شده بود [۴، ۱۸].

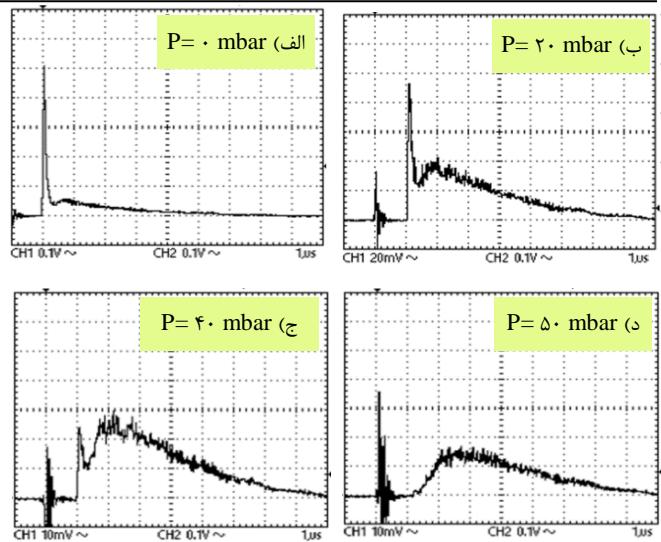
چنین پدیده‌ای بدون بهره‌گیری از گازهای کمکی نیز، تنها در تابش‌دهی‌های غیرتشدیدی دیده شده بود [۵، ۱۱]. در واقع، این نخستین باری است که این تغییر شکل در تپ‌های عبوری، با تابش‌دهی تشدیدی گاز  $\text{SF}_6$  و بدون بهره‌گیری از هیچ‌گونه گاز کمکی دیده شده است.

همان‌گونه که در مقدمه گفته شد، در این دسته از آزمایش‌های گزارش شده، برای تفسیر رفتارهای گفته شده از دو مدل نظری کوانتومی جاذب اشباع‌پذیر چهارترازی و تشت ارتعاشی سود جسته شده است.

بیش‌تر رفتار جاذب‌های اشباع‌پذیر در برابر تپ‌های لیزری  $\text{CO}_2$  را می‌توان با مدل چهار ترازی توصیف نمود که در آن، دو تراز، مربوط به ترازهای غیرتهنگن در حالت تشدید با گذار لیزری از دو شاخه ارتعاشی متفاوت است و دو تراز دیگر، دربرگیرنده بقیه ترازهای چرخشی غیرتشدیدی در آن دو شاخه ارتعاشی می‌باشند.



شکل ۴. تغییرات  $P_s/P_t$  در فشارهای گازی و شاریدگی‌های حجمی مختلف برای خط لیزری  $10\text{-P}(20)$ . (مکان قطع نمودار با محور Xها، فشار قطع هر شاریدگی حجمی را نشان می‌دهد).



شکل ۳. شکل تپ‌های عبوری در فشارهای گوناگون گازی برای خط  $10\text{-P}$  با شاریدگی  $\Phi_{Vs} = 330 \text{ J/cm}^2$  و  $\Phi_{Vt} = 610 \text{ J/cm}^2$ . فشار درون اتاقک به ترتیب: (الف) ۰ mbar، (ب) ۲۰ mbar، (ج) ۴۰ mbar، (د) ۵۰ mbar.

شکل تپ‌های اولیه لیزری، که با تخلیه کامل اتاقک به‌دست آمده‌اند، شامل یک میخه با پهنای زمانی ۹۰ ns است که دنباله‌ای به طول ۵ µs دارد (شکل ۳ الف). نسبت توان بیشینه میخه تپ  $P_s$  به دنباله  $P_t$  آن، حدود ۱۰ است. هم‌چنین، نسبت سهم‌های انرژی وابسته به بخش‌های میخه،  $E_s$ ، و دنباله این تپ‌ها،  $E_t$ ، که با اندازه‌گیری مساحت نسبی زیر هر بخش به دست می‌آید، از ۰/۴ فراتر نمی‌رود. بر پایه این گفته‌ها، گاهی لازم است شاریدگی حجمی را به‌صورت جداگانه برای میخه،  $\Phi_{Vs}$  و دنباله،  $\Phi_{Vt}$  تعریف نمود:

$$\phi_{Vs} = \frac{E_s}{V_d}, \quad \phi_{Vt} = \frac{E_t}{V_d} \quad (2)$$

تغییرات نسبت  $P_s/P_t$  برای خط  $10\text{-P}(20)$  بر حسب فشار گاز برای شاریدگی‌های حجمی گوناگون از میخه، در شکل ۴ نشان داده شده است.

همان‌گونه که دیده می‌شود، در شاریدگی‌های گوناگون با افزایش فشار، نسبت  $P_s/P_t$  کاهش می‌یابد تا این که در فشارهای قطع، میخه تپ لیزری کاملاً حذف می‌شود. مکان‌های تقاطع با محور Xها، فشار قطع مربوط به هر شاریدگی حجمی را نشان می‌دهد، به‌گونه‌ای که بالاترین فشار قطع، بیش‌ترین شاریدگی حجمی را نشان می‌دهد.

همان‌گونه که گفته شد، تاکنون از تابش‌دهی تشدیدی گاز



لیزرهای CO<sub>2</sub> را می‌توان با به‌کارگیری مدل‌های گفته شده، توصیف نمود [۵].

این مدل‌ها می‌توانند با در نظر گرفتن ترازهای دیگری از مدهای ارتعاشی دیگر، بسیاری از رفتارهای مولکول‌های جاذب اشباع‌پذیر را در برخورد با تپ‌های لیزری توجیه نمایند. با این حال، تا آن‌جا که به رفتاری مانند افت شدید میخه تپ لیزری در مقایسه با دنباله آن بازمی‌گردد، توجیه بنیادی این مدل‌ها، همان تفسیر آشنای پدیده اشباع جاذب در تراز اولیه جاذب در پی جذب میخه تپ لیزری و شفاف شدن آن برای دنباله را دربرمی‌گیرد.

از سوی دیگر، آستانه شاریدگی تابش فرودی برای گسست چندفوتونی IR برای بسیاری از مولکول‌های چنداتمی مانند SF<sub>6</sub> با تپ‌های لیزری CO<sub>2</sub> در حدود ۲ J/cm<sup>2</sup> برآورد شده است [۲۰]. این در حالی است که داده‌های آزمایشی بیش‌تر این گزارش‌ها نشان از آن دارند که شاریدگی‌های به‌کار گرفته شده در آن‌ها کاملاً بالاتر از این آستانه بوده‌اند و به همین دلیل می‌توان دریافت که قطعاً پدیده گسست چندفوتونی در آن‌ها روی داده است. با این حال جالب است که هیچ تلاشی از سوی پژوهشگران برای بررسی نقش این فرایند و اثرات آن روی شکل تپ‌های لیزر CO<sub>2</sub> مشاهده نشده است.

یافته‌های ما نشان می‌دهند که فرایند گسست چندفوتونی IR مولکول‌ها می‌تواند بهترین پاسخگوی چنین رفتارهایی در نظر گرفته شود.

### ۱.۳ بررسی نقش گسست چندفوتونی

#### ۱.۱.۳ تابش‌دهی دراز مدت اتافک درسته

پس از رساندن اتافک تابش‌دهی به فشار قطع، اتافک تابش‌دهی به‌صورت در بسته (نبود شارش گاز) برای زمان‌های طولانی تابش‌دهی می‌گردید. دیده می‌شد که شکل تپ‌های عبوری با گذشت زمان ثابت نمی‌ماند، به‌گونه‌ای که رفته رفته میخه تپ‌ها بزرگ و بزرگ‌تر می‌شدند و سرانجام، پس از چند صد تپ، شکل تپ‌های عبوری درست مانند شکل تپ‌های فرودی می‌شد. همگام با این تغییرات، شدت تابش هاله‌ای مریی درون اتافک نیز کم‌کم ضعیف‌تر و سپس، کاملاً ناپدید می‌شد.

برای آن که روشن شود آیا این رفتار مربوط به گرم شدن گاز درون اتافک است یا نه، و این که آیا ریشه در پدیده‌های کوانتومی درون مولکولی دارد که می‌توانند برگشت‌ناپذیر باشند، اتافک به مدت دو ساعت در حالت استراحت قرار داده شد. سپس، بار دیگر تابش‌دهی آن از سر گرفته شد و با این حال، دیده شد که هنوز هم نه تابش هاله‌ای درون اتافک وجود دارد و نه حذف میخه تپ‌های فرودی روی می‌دهد. به زبان دیگر، پس از گذشت دو ساعت خنک‌سازی و بازگشت گاز به شرایط

در مدل جاذب اشباع‌پذیر چهار تراز، فرض می‌شود که اضافه بر جذب عادی در مد فعال اولیه که در تشدید با تابش فرودی است، جذب دیگری در یک تراز برانگیخته از مد دیگر نیز رخ می‌دهد که با اولین تراز برانگیخته از مد اولیه، از طریق واهلش‌های ارتعاشی- ارتعاشی برخوردی (V-V) یا انتقال‌های تابشی جفت شده است. توزیع این مولکول‌ها در میان این ترازها در هر زمان، شدیداً وابسته به شاریدگی فرودی، فشار گاز و فروافت‌های تابشی یا غیرتابشی میان همه ترازهای درگیر است. به‌گونه‌ای که، درگیر شدن گروه‌های دیگری از ترازهای ارتعاشی با ویژگی‌های بینایی گوناگون در فرایند جذب پرتوهای فرودی، می‌تواند ویژگی‌های جذبی گوناگونی را برای مولکول‌های گاز به‌همراه داشته باشد. با استفاده از مدل کامل‌تر هفت تراز، نتایج بهتری نیز به‌دست آمده است [۱۹].

مدل چهار تراز، در توصیف برخی پدیده‌ها ناتوان است. برای نمونه، پهن‌شدگی تپ لیزری CO<sub>2</sub> در خط ۱۰P(۲۰) و در فشارهای بالای گازی قابل توجیه نیست که این ناسازگاری در طول‌موج‌های بلند بیش‌تر هم می‌شود. هم‌چنین برخی از پدیده‌هایی که در برخی از خط‌های لیزر CO<sub>2</sub> دیده می‌شود، به کمک این مدل قابل توصیف نیست [۵]. بنابراین پژوهشگران در پی یافتن مدلی جامع برای توجیه رفتار عبور همه خط‌های لیزر CO<sub>2</sub> از میان گاز SF<sub>6</sub> در همه فشارها شدند و سرانجام مدل جامع تحت ارتعاشی را ارائه نمودند. مدل تحت ارتعاشی نیز، همه ترازهای ارتعاشی و چرخشی را هم‌چون تحتی از ترازها در نظر می‌گیرد که با یک تک‌دمای ارتعاشی و نیز یک تک‌دمای چرخشی مشخص می‌شود. هنگامی که یک تپ لیزری تشدید بر چنین مولکول‌هایی فرود می‌آید، انرژی تابشی جذب شده، به تندی در سراسر این تحت ارتعاشی (مدهای ارتعاشی مولکول) توزیع می‌شود. این مدها، به تندی انرژی خود را میان یک‌دیگر پخش می‌کنند و در زمانی کوتاه در مقایسه با پهنای زمانی تپ لیزری، به حالت تعادل می‌رسند. در نتیجه، توزیع انبوهی آن‌ها هم‌خوان با قانون توزیع بولتزمن خواهد بود. به این ترتیب، نمودار جذب بر حسب فرکانس برای مولکول، مانند SF<sub>6</sub>، می‌تواند تغییر یابد و قله‌های آن به فرکانس‌های کم‌تر (با دمای ارتعاشی بیش‌تر) جابه‌جا شوند. در نتیجه در یک بسامد مشخص، وقتی SF<sub>6</sub> گرم می‌شود، ضریب جذب می‌تواند افزایش یا کاهش یابد. نتایج به‌دست آمده به کمک این مدل، با یافته‌های تجربی سازگاری نسبتاً بالایی دارد. این مدل، بیش‌تر در فشارهای بالای گازی به‌کار برده می‌شود هر چند که در فشارهای پایین نیز موفق بوده است [۱۳]. روی‌هم‌رفته، پژوهشگران ادعا نموده‌اند که رفتارهای جذب غیرخطی گوناگون در گازهای جاذب اشباع‌پذیر، به ویژه SF<sub>6</sub> در برابر تپ‌های



همان گونه که از این شکل دیده می شود، هم چنان که از یک سو و با افزایش شمار تپ های لیزری (m)، قله های جذب وابسته به فرآورده های گسست که در بردارنده مولکول های SF<sub>۴</sub> و SF<sub>۵</sub> هستند، در بازه بینایی ۷۹۰-۸۵۰ cm<sup>-۱</sup> بزرگ و بزرگ تر می شوند، از سوی دیگر، بلندی قله های جذب وابسته به مولکول های SF<sub>۶</sub> در بسامد ۹۴۸ cm<sup>-۱</sup>، از اندازه بیشینه آغازین خود، رفته رفته کاهش می یابد. این بیناب ها، که افت دامنه قله جذب را همگام با تعداد تپ های فرودی نشان می دهند، به گونه ای قطعی و غیرقابل انکار، همان گونه که در محاسبات مربوط به طراحی اتاقک تابش دهی نیز پیش بینی شده بود، انجام فرایند گسست چند فوتونی مولکول های SF<sub>۶</sub> را ثابت می نمایند. داده های اندازه گیری و محاسبه شده مرتبط با گازهای تابش دهی شده با خط ۱۰P(۲۰) با شاریدگی های حجمی گوناگون در جدول ۱ خلاصه شده است.

کمیت  $n_s / N_d$  نسبت  $(n_s = E_s / hv)$  تعداد فوتون ها در میخه تپ، به تعداد مولکول ها در حجم تابش دهی شده،  $N_d$  را تعیین می نماید. باید یادآور شد که تعداد متوسط فوتون هایی که برای گسست همه مولکول ها، درون حجم تابش دهی مصرف می شوند، به صورت زیر به دست می آید:

همان گونه که می دانیم، معادله حالت گاز کامل به صورت رابطه زیر داده می شود:

$$PV = NKT \quad (۳)$$

که  $P$ ،  $V$  و  $T$  به ترتیب فشار، حجم و دمای گاز می باشد. هم چنین  $N$  تعداد مولکول های موجود در گاز و  $K$  ثابت بولتزمن است.

جدول ۱. داده های اندازه گیری و محاسبه شده برای گازهای تابش دهی شده با خط ۱۰P(۲۰) در شاریدگی های گوناگون

$\Phi_{Vs}$ (mJ/cm <sup>۲</sup> )	$P_{eff}$ (mbar)	$E_t$ (mJ)	$E_s$ (mJ)	$n_s/N_d$
۳۳۰	۴۰	۱۰۰۰	۵۲۵	۱۸٫۵
۳۰۰	۳۸	۸۹۰	۴۸۰	۱۷٫۴
۲۶۰	۳۷	۷۷۵	۴۱۵	۱۶٫۲
۲۳۵	۳۵	۷۱۰	۳۸۰	۱۵٫۱
۲۰۰	۳۳	۵۹۰	۳۲۰	۱۳٫۳

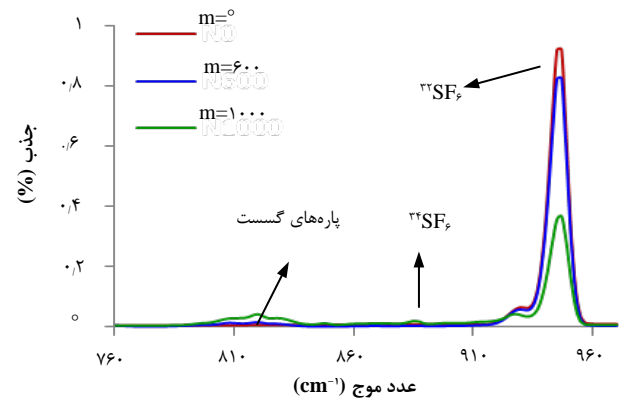
ترمودینامیکی اولیه، باز هم شکل تپ های فرودی همان رفتاری را از خود نشان می داد که در پایان تابش دهی طولانی و پیوسته داشت.

بر پایه این یافته ها، می توان با قاطعیت گفت که تغییر شکل تپ های عبوری با تغییرات شیمیایی برگشتناپذیری در مولکول های گاز همراه است، که مستقیماً با فرایند جذب تشدید در آن مرتبط است.

### ۲.۱.۳ بیناب سنجی FTIR

با این همه، به همین بسنده نشد و برای دستیابی به شواهد مستقیمی از این تغییرات شیمیایی، برنامه ای برای بیناب سنجی گاز تابش دهی شده در پیش گرفته شد. در این مرحله، برای اثبات وجود پدیده گسست چندفوتونی و نمایش تغییرات شیمیایی در گاز تابش دهی شده، از بیناب سنجی FTIR نمونه های گاز تابش دهی شده سود جسته شد. برای بهتر دیده شدن فرایند گسست چندفوتونی و در دست داشتن یک مرجع مناسب برای مقایسه داده ها، همه بیناب سنجی ها در حالت فشار مؤثر انجام شدند، زیرا همان گونه که گفته شد، این فشاری است که در آن انرژی میخه تپ لیزری به ۵٪ اندازه اولیه اش کاهش می یابد. از این رو، می توان نتیجه گرفت که اگر فرایند گسست چندفوتونی مولکول های SF<sub>۶</sub> همراه با این تابش دهی ها روی دهد و مسئول واقعی تغییرات پدید آمده در شکل تپ های عبوری باشد، پس باید در این شرایط، فراوانی و شدت چشمگیری داشته باشد.

بیناب های پی در پی به دست آمده از تابش دهی ها به گونه ای یک جا در شکل ۵ نمایش داده شده است. این بیناب ها برای تعداد تپ های گوناگون خط ۱۰P(۲۰) با شاریدگی حجمی  $\Phi_{Vs} = ۳۳۰ \text{ J/cm}^۲$  در فشار مؤثر ۴۰ mbar گرفته شده است.



شکل ۵. بیناب FTIR از اتاقک پر شده از گاز SF<sub>۶</sub> که با تعداد تپ های مختلف از خط ۱۰P(۲۰) با شاریدگی  $\Phi_{Vs} = ۳۳۰ \text{ J/cm}^۲$  تابش دهی شده است.



دنباله تپ‌ها نیز دیده می‌شود، که مربوط به بازترکیب آنی مولکول‌های گسسته و نیز فرایند پخش مولکول‌های پیرامونی حجم برهم‌کنش است. روشن است که، با افزایش فشار گاز تا بالاتر از فشار قطع، مولکول‌های SF<sub>۶</sub> بیش‌تر برجا می‌مانند، که می‌توانند دنباله تپ‌ها را جذب نمایند. این رفتار در آزمایش‌ها نیز به‌خوبی دیده شد.

بدین ترتیب، با تحلیل بیناب‌سنجی FTIR گازهای تابش‌دهی شده، شواهدی تجربی ارائه شد که به روشنی نقش کلیدی فرایند گسست چندفوتونی IR لیزری در مولکول‌های SF<sub>۶</sub> در حذف میخه تپ‌های لیزری CO<sub>۲</sub> را آشکار می‌سازد.

#### ۴. نتیجه گیری

در این پژوهش، چگونگی کاهش دامنه میخه نسبت به دامنه دنباله برای تپ‌های کانونی شده خط (۲۰)P ۱۰ لیزر TEA CO<sub>۲</sub> که از میان اتاقک پرشده از مولکول‌های SF<sub>۶</sub> در گستره فشار ۱۵۰-۱۰ mbar عبور می‌کنند، بررسی شده است. فشارهای قطع برای هر شاریدگی حجمی به‌دست آمده است، فشاری که میخه تپ‌ها به طور کامل ناپدید گردید و تپی بلند و بدون میخه با ۳-۵ μs میکروثانیه پهنا برجا گذاشته است.

دست‌کاری دلخواه انرژی و نیز نسبت توان بیشینه میخه و دنباله تپ‌های لیزری عبور یافته، با تنظیم فشار گاز در دسترس قرار گرفته است. با تحلیل بیناب‌سنجی FTIR گازهای تابش‌دهی شده، نشان داده شد که فرایند گسست چندفوتونی لیزری IR مولکول‌های SF<sub>۶</sub> در این شرایط رخ می‌دهد.

از سوی دیگر، انرژی میخه تپ ورودی به اتاقک با رابطه زیر داده می‌شود:

$$E_p = n \varepsilon_p = \frac{nhc}{\lambda} \quad (۴)$$

که در آن  $c$  و  $\lambda$  به ترتیب سرعت نور و طول موج لیزر فرودی و  $h$  ثابت پلانک و  $n$  تعداد فوتون‌های موجود در میخه تپ فرودی است.

از سویی، با توجه به هندسه تابش‌دهی، حجم برهم‌کنش برای روزنه با قطر ۱۷ mm برابر با ۱۶۱ cm<sup>۳</sup> به‌دست می‌آید. بنابراین با توجه به مطالب گفته شده، در دمای اتاق، تعداد متوسط فوتون‌هایی که برای گسست همه مولکول‌ها درون حجم تابش‌دهی مصرف می‌شود، از تقسیم رابطه (۴) بر رابطه (۳) به‌دست می‌آید:

$$\frac{n_s}{N_d} = ۳۹,۴ \frac{E_p}{pd_s^2} \quad (۵)$$

که  $E_p$  انرژی میخه تپ ورودی به اتاقک،  $P$  فشار درون اتاقک و  $d_0$  قطر پرتو فرودی به درون اتاقک است. بنابراین در شاریدگی‌های گوناگون می‌توان تعداد متوسط فوتون‌هایی که برای گسست همه مولکول‌های درون حجم تابش‌دهی مصرف می‌شوند، به‌دست آورد.

بررسی داده‌های جدول ۱ آشکار می‌سازد که میانگین نسبت تعداد فوتون‌های میخه تپ فرودی به تعداد همه مولکول‌ها درون حجم تابش‌دهی نزدیک به  $n_s/N_d = ۱۶$  است (با فرض انرژی میخه تپ لیزری). این مقادیر با مقادیر گزارش شده در پژوهش‌های قبلی سازگاری خوبی دارد [۱۷، ۲۱]. هم‌چنین در فشارهای قطع برای هر شاریدگی، انرژی لازم برای گسست همه مولکول‌های SF<sub>۶</sub> در حجم گسست  $E_d$ ، با تقریب بسیار خوبی برابر با انرژی میخه تپ  $E_s$  است.

روی هم رفته، برپایه همه این داده‌های عددی و تجربی، می‌توان رفتار دیده شده در شکل تپ‌های عبوری از گاز SF<sub>۶</sub> را این‌گونه توضیح داد که، در این شرایط انرژی میخه تپ‌های فرودی تقریباً به طور کامل برای گسست چندفوتونی مولکول‌های درون حجم تابش‌دهی مصرف می‌شود. آنگاه، دنباله تپ، از میان حجمی تقریباً خالی شده از مولکول‌های جاذب SF<sub>۶</sub> عبور می‌نماید. با این وجود، افت بسیار کمی در دامنه





- O. Wood, P. Gordon, S. Schwarz, *Saturation of infrared absorption in gaseous molecular systems*, *IEEE J. Quantum Electron*, **5(10)**, 502-513 (1969).
- C.K. Rhodes, A. Szöke, *Transmission of Coherent Optical Pulses in Gaseous SF<sub>6</sub>*, *Phys. Rev. Lett.*, **184(1)**, 25 (1969).
- J. Armstrong, O. Gaddy, *Saturation behavior of SF<sub>6</sub> at high pressure and laser intensity*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **8(10)**, 797-802 (1972).
- H. Stafast, W.E. Schmid, K.L. Kompa, *Absorption of CO<sub>2</sub> laser pulses at different wavelengths by ground-state and vibrationally heated SF<sub>6</sub>*, *Opt. Commun.*, **21(1)**, 121-126 (1977).
- E.A. Ballik, et al., *High pressure SF<sub>6</sub> pulse transmission near 10.4 μm*, *Can. J. Phys.*, **55(22)**, 1956-1961 (1977).
- B.K. Garside, R.S. Taylor, E.A. Ballik, *Saturation characteristics of SF<sub>6</sub> absorption at the 10.4 μm band of CO<sub>2</sub>*, *Can. J. Phys.*, **55(10)**, 849-854 (1977).
- I. Kitazama, *Nonlinear absorption of SF<sub>6</sub> with He and H<sub>2</sub> additives for a TEA CO<sub>2</sub> laser*, *Opt. Commun.*, **53(1)**, 27-32 (1985).
- T.F. Deutsch, S.R.J. Brueck, *v<sub>3</sub> mode absorption behavior of CO<sub>2</sub> laser excited SF<sub>6</sub>*, *J. Chem. Phys.*, **70(5)**, 2063-2073 (1979).
- I. Kitazima, H. Iwasawa, *Slow Relaxation Processes in SF<sub>6</sub> Gas After Pumping by a CO<sub>2</sub> Laser Pulse*, *Laser Chemistry*, **11(1)**, 39-48 (1991).
- H. Kleiman, S. Marcus, *CO<sub>2</sub> laser pulse shaping with saturable absorbers*, *J. Appl. Phys.*, **44(4)**, 1646-1648 (1973).
- V.N. Bagratashvili, V.N. Burimov, A.P. Sviridov, *Change in the profile of a high-power infrared laser pulse during its passage through an absorbing molecular gas*, *Sov. J. Quantum Electron.*, **15(2)**, 283 (1985).
- I. Burak, J.I. Steinfeld, D.G. Sutton, *Infrared saturation in sulfur hexafluoride*, *J. Quant Spectrosc Radiat Transf*, **9(7)**, 959-980 (1969).
- R.S. Taylor, et al., *A vibrational-bath model for the dynamics of SF<sub>6</sub> absorption near 10.4 μm as a function of wavelength and absorbed energy*, *J. Appl. Phys.*, **48(11)**, 4435-4443 (1977).
- K. Silakhori, et al., *Utilizing NH<sub>3</sub> laser pulses in multiphoton dissociation process of CCl<sub>4</sub> molecules with <sup>13</sup>C isotope selectivity*, *JonSat*, **30**, 38-45 (2009), (In Persian).
- E.P. Velikhov, et al., *Isotope separation by multiphoton dissociation of molecules with high-power CO<sub>2</sub> laser radiation*, *I. Practical Methods, Quantum Electron*, **9(2)**, 179 (1979).
- K.J. Olszyna, et al., *Megawatt infrared laser chemistry. II. Use of SiF<sub>4</sub> as an inert sensitizer*, *Tetrahedron Lett.*, **18(19)**, 1609-1612 (1977).
- A.T. Znotins, *Absorption Properties of SF<sub>6</sub> near 10.6 μm*, *M.S.C thesis., McMaster University*, (1978).
- P. Mathieu, G. Otis, *High Efficiency, Tail-Free Pulses From TEA-CO<sub>2</sub> Lasers*, *In Laser Radar Technology and Applications I*, **663**, 74-78, SPIE. (1986).
- P. Deb, U.K. Chatterjee, *A model for short pulse absorption in a real SF<sub>6</sub> saturable absorber*, *Opt. Quantum Electron*, **25**, 113-122 (1993).
- J.L. Lyman, S.D. Rockwood, S.M. Freund, *Multiple-photon isotope separation in SF<sub>6</sub>: Effect of laser pulse shape and energy, pressure, and irradiation geometry*, *J. Chem. Phys.*, **67(10)**, 4545-4556 (1977).
- J.G. Black, et al., *Collisionless Multiphoton Dissociation of SF<sub>6</sub>: A Statistical Thermodynamic Process*, *Phys. Rev. Lett.*, **38(20)**, 1131 (1977).

## COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

صالحة بهشتی پور، جواد کریمی ثابت، رضا نشاطی، داود احدی پور (۱۴۰۲)، نقش پدیده گسست چندفوتونی در شکل‌دهی تپ‌های لیزرهای TEA CO<sub>2</sub>، ۱۰۶، ۱۲۱-۱۲۹

DOI: 10.24200/nst.2022.1198.1779

Url: [https://jonsat.nstri.ir/article\\_1518.html](https://jonsat.nstri.ir/article_1518.html)

