



## مقاله نامه

### کنفرانس بین المللی فیزیک انرژی‌های بالا (بخش فارسی)

۱۵ و ۱۶ تیر ۱۴۰۱

دانشگاه دامغان (مجازی)



# بخش اول

## سخنرانی‌ها

## مقایسه کدهای مونت کارلوی FLUKA، CECIL و SCINFUL-QMD در شبیه سازی تابع پاسخ سوسوزن آلی BC501A در انرژی های ۲۰۰ تا ۸۰۰ مگا الکترون ولت

مجتبی تاجیک<sup>۱</sup> و احد قوامی<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشیار، دانشگاه دامغان، دامغان، [tajik@du.ac.ir](mailto:tajik@du.ac.ir)

<sup>۲</sup>دانشجوی دکتری، دانشگاه دامغان، دامغان، [a.ghavami@std.du.ac.ir](mailto:a.ghavami@std.du.ac.ir)

### چکیده

ارزیابی درست از برهمکنش نوترون با مواد سوسوزنی و به دنبال آن تولید نور در انرژی های مختلف نوترون، در محاسبه تابع پاسخ عامل مهمی به شمار می آید. به دلیل پیچیده بودن تولید نور در این سوسوزنها، با روش های مونت کارلو معمول شبیه سازی تابع پاسخ مشکل بنظر می رسد. در این پژوهش، محاسبه نور خروجی با کمک کارت های EVENTBIN و TCQUENCH کد FLUKA در دستور کار قرار گرفت. با استفاده از نورهای خروجی حاصل شده از پاسخ آشکارساز BC501A که در معرض نوترون های تک انرژی ۲۰۰ تا ۸۰۰ مگا الکترون ولت قرار گرفته بودند، شبیه سازی انجام گرفت. نتایج شبیه سازی تابع پاسخ سوسوزن برای نوترون های تک انرژی با نتایج تجربی ساتو و همکاران و نتایج شبیه سازی های SCINFUL-QMD و CECIL مقایسه شده است. مقایسه نتایج شبیه سازی کد FLUKA با نتایج شبیه سازی کد SCINFUL-QMD و نتایج اندازه گیری شده مطابقت خوبی را نشان می دهند.

### واژه های کلیدی

نوترون، تابع پاسخ، آشکارساز سوسوزن آلی، کد هسته ای FLUKA

### مقدمه

یکی از روش های طیف سنجی نوترون های سریع براساس برهمکنش کشسان نوترون با پروتون (هسته های هیدروژن) می باشد. سوسوزن های آلی بویژه سوسوزن مایع BC501A بطور گسترده ای در اندازه گیری توزیع انرژی نوترون ها، به علت دارا بودن ترکیبات هیدروژن دار، مورد استفاده قرار می گیرند. در این سوسوزن همچنین بخاطر اختلاف پاسخ زمانی به رویدادهای متناظر به گاما و نوترون، می توان با استفاده از مدار مناسب تبعیض شکل تپ، طیف نوترون را از گاما جدا نمود. [۱]

موضوع مهمی که برای اندازه گیری طیف انرژی، مورد توجه قرار می گیرد، مفهوم تابع پاسخ آشکارساز می باشد. که در اکثر مواقع، با تابع پاسخ بسیار پیچیده ای روبرو هستیم. بنابراین طیف ارتفاع تپ به شدت پیچیده ای خواهیم داشت که جهت رسیدن به طیف انرژی ذرات تابشی باید طیف ارتفاع تپ را مورد مطالعه قرار دهیم. [۲] اندازه گیری تابع پاسخ آشکارساز بصورت آزمایشگاهی برای هر انرژی نوترون کار بسیار مشکلی است که در برخی موارد غیر ممکن بنظر

می رسد. به همین دلیل توابع پاسخ به صورت شبیه سازی مونت کارلو تعیین می شوند. [۳] یکی از پارامترهای مهم آشکارسازها در انرژی های بالا بازدهی این آشکارسازها می باشد. هدف این پژوهش محاسبه تابع پاسخ نوترونی و بازدهی سوسوزنی آشکارساز سوسوزن آلی BC501A در انرژی های بالا با استفاده از کد مونت کارلوی FLUKA می باشد. نتایج شبیه سازی تابع پاسخ سوسوزن برای نوترون های تک انرژی با نتایج تجربی ساتو و همکاران و نتایج شبیه سازی های SCINFUL-QMD و CECIL مقایسه شده است.

### مطالعات شبیه سازی

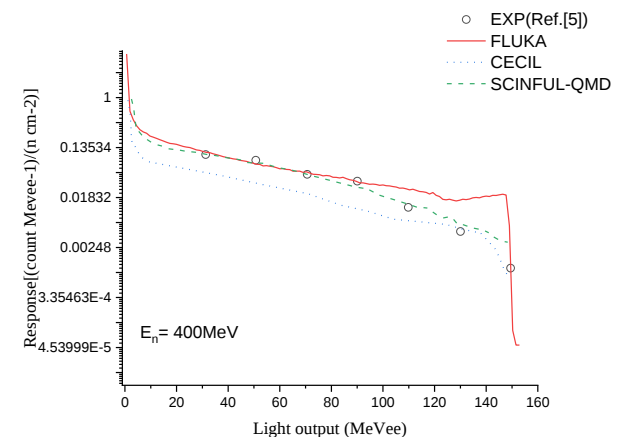
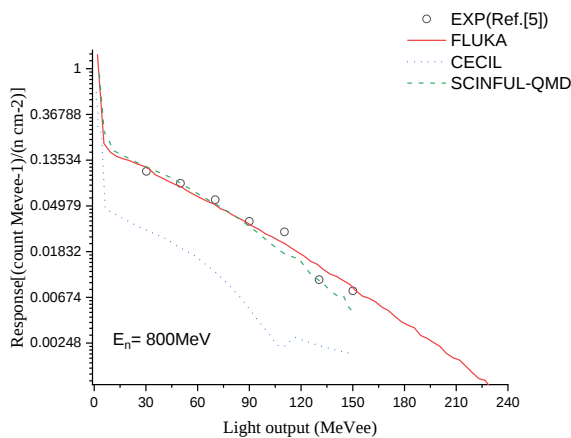
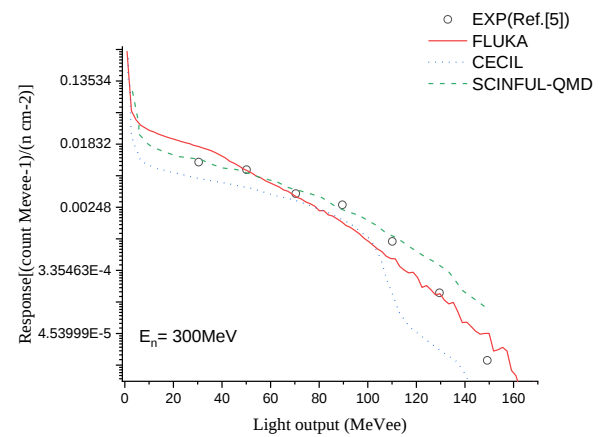
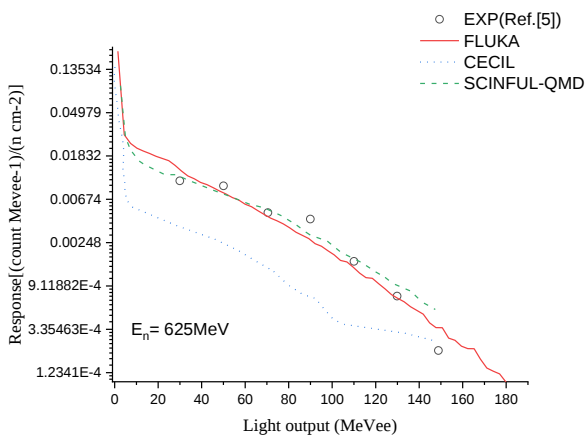
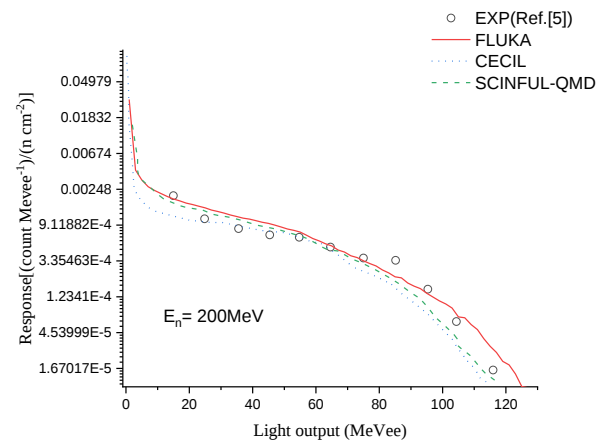
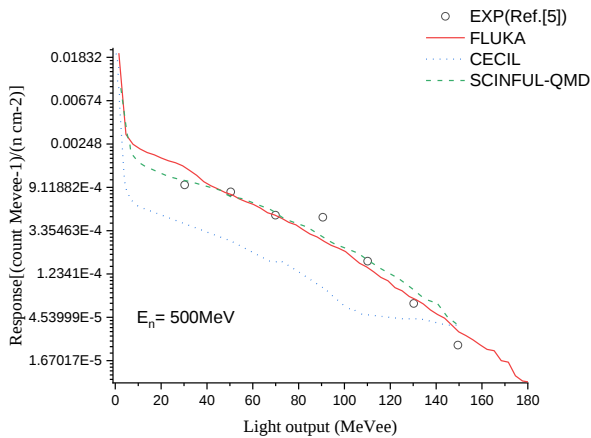
از آنجا که نور سوسوزنی حاصل، در نتیجه برهمکنش ذرات باردار ثانویه تولیدی در سوسوزن می باشد، پس به دنبال محاسبه انرژی بجا گذاشته شده و نور خروجی در سوسوزن هستیم. بدین منظور در کد FLUKA به ترتیب با استفاده از کارت های EVENTBIN و TCQUENCH انرژی بجا گذاشته شده ذرات باردار تولیدی و نور خروجی برای هر تاریخچه نوترون بصورت رویداد به رویداد ثبت می شوند. کد مونت کارلوی سه بعدی FLUKA برای شبیه سازی ترابرد و برهمکنش انواع ذرات با ماده بصورت وسیعی مورد استفاده قرار می گیرد. کد FLUKA قابلیت ترابرد ذره نوترون از محدوده انرژی گرمایی تا ۲۰ TeV با دقت بالا را دارد. جزئیات شبیه سازی پاسخ نوترونی سوسوزن بدین صورت می باشد که: تعاریف انرژی چشمه، موقعیت چشمه، هندسه و مواد توسط کد FLUKA مشخص می شوند.

ماده مورد نظر سوسوزن آلی BC501A با هندسه استوانه ای به قطر ۱۲/۴ cm و ارتفاع ۱۲/۷ cm که در برابر باریکه نوترون قرار داده شده است. همچنین انرژی، موقعیت و مسیر حرکت نوترون های تک انرژی به ترتیب با استفاده از کارت های BEAM و BEAMPOS مشخص می شوند. میزان نور خروجی متناسب با این انرژی ها در مطالعات صورت گرفته شده توسط ناکایو و همکاران [۴] ناشی از واکنش های  $(n, np)$ ،  $(n, n\gamma)$ ،  $(n, n3\alpha)$ ،  $(n, \alpha)$  و دوترون تولیدی می باشد.

### نتایج

نمودارهای شکل (۱) نتایج شبیه سازی کد FLUKA با نتایج شبیه سازی کد CECIL، کد SCINFUL-QMD و نتایج تجربی ساتو و همکاران [۵] برای آشکارساز سوسوزن استوانه ای BC501A به قطر

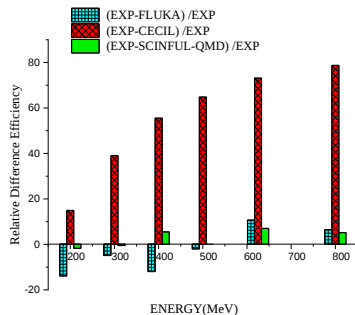
۱۲/۴cm و ارتفاع ۱۲/۷cm که در معرض نوترون های تک انرژی ۲۰۰، ۳۰۰، ۴۰۰، ۵۰۰، ۶۲۵ و ۸۰۰ مگا الکترون ولت قرار گرفته ارایه شده است.



شکل (۱): مقایسه توابع پاسخ شبیه سازی شده با استفاده از کدهای FLUKA، CECIL و SCINFUL-QMD با نتایج تجربی برای آشکارساز سوسون BC501A با هندسه استوانه ای به قطر ۱۲/۴cm و ارتفاع ۱۲/۷cm که در معرض نوترون های با انرژی های ۲۰۰، ۳۰۰، ۴۰۰، ۵۰۰، ۶۲۵ و ۸۰۰ مگا الکترون ولت قرار گرفته است.

مقایسه کیفی نمودارهای توابع پاسخ تجربی و شبیه سازی در شکل (۱) نشان می دهند، که نتایج شبیه سازی حاصل از کدهای

| انرژی (MeV) | EXP   | FLUKA | CECIL | SCINFUL-QMD |
|-------------|-------|-------|-------|-------------|
| ۲۰۰         | ۵/۷۱۹ | ۶/۵۱۴ | ۴/۸۶۴ | ۵/۸۱۶       |
| ۳۰۰         | ۴/۱۳۹ | ۴/۳۴۲ | ۲/۵۲۴ | ۴/۱۶۱       |
| ۴۰۰         | ۴/۵۵۱ | ۵/۰۹۷ | ۲/۰۲۵ | ۴/۳۰۲       |
| ۵۰۰         | ۴/۹۵۴ | ۵/۰۵۳ | ۱/۷۴۵ | ۴/۹۴۸       |
| ۶۲۵         | ۵/۲۱۳ | ۴/۶۵۸ | ۱/۴۰۱ | ۴/۸۴۶       |
| ۸۰۰         | ۵/۳۷۳ | ۵/۰۲۵ | ۱/۱۴۳ | ۵/۰۹۴       |



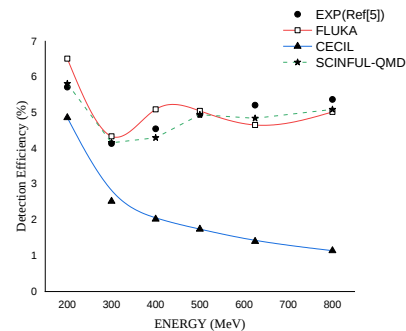
شکل (۴): مقایسه اختلاف نسبی بازدهی با استفاده از کدهای FLUKA ، SCINFUL-QMD و CECIL با نتایج تجربی برای آشکارساز سوسوزن BC501A با هندسه استوانه‌ای به قطر ۱۲/۴cm و ارتفاع ۱۲/۷cm که در معرض نوترون‌های با انرژی‌های ۲۰۰ ، ۳۰۰ ، ۴۰۰ ، ۵۰۰ ، ۶۲۵ و ۸۰۰ مگا الکترون ولت قرار گرفته است.

بر اساس معادله (۱) ، در شکل (۴) ، اختلاف نسبی بازدهی نور سوسوزنی مابین نتایج شبیه‌سازی و تجربی برای کدهای FLUKA ، SCINFUL-QMD و CECIL ارایه شده است. بر اساس این شکل کمترین اختلاف بازدهی سوسوزنی با نتایج تجربی برای کدهای FLUKA و SCINFUL-QMD می‌باشد. میانگین بازدهی سوسوزنی در بازه انرژی ۲۰۰ تا ۸۰۰ مگا الکترون ولت برای نتایج تجربی ۴/۹۹ درصد است. اختلاف نسبی این مقدار با نتایج حاصل از کد FLUKA ، SCINFUL-QMD و CECIL به ترتیب ۲/۴ درصد، ۲/۶ درصد و ۵۴/۳ درصد بدست آمد. با توجه به نتایج بدست آمده و ویژگی کد FLUKA از قبیل عدم محدودیت در تعریف هندسه‌ی آشکارساز و اجزای آزمایشگاه و کد با متن باز ، استفاده از کد FLUKA بجای کدهای SCINFUL-QMD و CECIL در شبیه‌سازی توابع پاسخ و محاسبه بازدهی سوسوزنی در انرژی‌های ۲۰۰ تا ۸۰۰ مگا الکترون ولت مناسب‌تر است.

### نتیجه‌گیری

با استفاده از کارت‌های EVENTBIN و TCQUENCH کد FLUKA تابع پاسخ سوسوزن BC501A شبیه‌سازی شده است. مقایسه نتایج شبیه‌سازی حاصل از کد FLUKA با نتیجه تجربی و نتایج شبیه‌سازی شده بدست آمده از کدهای SCINFUL-QMD و

FLUKA و SCINFUL-QMD همخوانی مناسب‌تری را به نسبت شبیه‌سازی CECIL با نتایج تجربی دارند.



شکل (۳): مقایسه بازدهی تشخیص نوترون با استفاده از کدهای FLUKA ، SCINFUL-QMD و CECIL با نتایج تجربی برای آشکارساز سوسوزن BC501A با هندسه استوانه‌ای به قطر ۱۲/۴cm و ارتفاع ۱۲/۷cm که در معرض نوترون‌های با انرژی‌های ۲۰۰ ، ۳۰۰ ، ۴۰۰ ، ۵۰۰ ، ۶۲۵ و ۸۰۰ مگا الکترون ولت قرار گرفته است.

با توجه به اینکه سطح زیر منحنی تابع پاسخ ، بازدهی سوسوزنی را ارایه می‌کند، سطح زیر منحنی توابع پاسخ تغییرات بازدهی برحسب انرژی محاسبه و نتایج حاصل در شکل (۳) ارایه شده است. همانطور که در شکل (۳) مشاهده می‌شود ، بازدهی حاصل از نتایج شبیه‌سازی کدهای FLUKA ، SCINFUL-QMD همخوانی بهتری را با نتایج تجربی دارند. این شکل نشان می‌دهد که استفاده از کد CECIL در انرژی‌های بالا بخاطر اختلاف زیاد نتایج با نتایج تجربی منجر به خطاهای بسیار زیاد در محاسبه بازدهی می‌شود.

در جدول (۱) بازدهی سوسوزنی حاصل از شبیه‌سازی کدهای FLUKA ، SCINFUL-QMD و CECIL و نتایج تجربی برای آشکارساز سوسوزن BC501A بصورت کمی ارایه شده است. شکل (۳) و داده‌های جدول (۱) نشان می‌دهند که با افزایش انرژی از ۲۰۰ مگا الکترون ولت تا ۸۰۰ مگا الکترون ولت بازدهی سوسوزنی، برخلاف انتظار و نتایج کد CECIL، کاهشی نیست. بازدهی در انرژی ۲۰۰ مگا الکترون ولت بیشترین مقدار و در ۳۰۰ مگا الکترون ولت کمترین مقدار دارد.

به منظور مقایسه کمی نتایج حاصل از شبیه‌سازی با نتایج تجربی ، می‌توان کمیت ( $\epsilon$ ) را به عنوان تفاوت نسبی بازدهی بصورت معادله (۱) تعریف کرد :

$$\epsilon = |\epsilon_{\text{EXP}} - \epsilon_{\text{MODEL}}| / \epsilon_{\text{EXP}} \quad (1)$$

که در این معادله  $\epsilon_{\text{EXP}}$  و  $\epsilon_{\text{MODEL}}$  به ترتیب بازدهی تجربی و شبیه‌سازی در یک انرژی مشخص هستند. [۶]

جدول (۱): بازدهی سوسوزنی برحسب درصد برای آشکارساز سوسوزن BC501A به قطر ۱۲/۴cm و ارتفاع ۱۲/۷cm.

Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 791, 65-68.

- [4] Nakao, N., Kurosawa, T., Nakamura, T., & Uwamino, Y. (2001). Absolute measurements of the response function of an NE213 organic liquid scintillator for the neutron energy range up to 206 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 463(1-2), 275-287.
- [5] Satoh, D., Sato, T., Endo, A., Yamaguchi, Y., Takada, M., & Ishibashi, K. (2006). Measurement of Response Functions of a Liquid Organic Scintillator for Neutrons up to 800 MeV. *Journal of nuclear science and technology*, 43(7), 714-719.
- [6] Pour, H. G., & Tajik, M. (2021). Analytical modeling of the neutron response function of the NE213 organic liquid scintillator in the energy range of 0.2 MeV to 148 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 995, 165088.

CECIL نشان می‌دهند که، کد FLUKA برای شبیه‌سازی پاسخ نوترونی آشکارساز سوسوزن BC501A برای انرژی‌های بالا مناسب می‌باشد. همچنین می‌توان از قابلیت ترابرد نور توسط کد FLUKA جهت بررسی اثرات هندسه و سطوح مختلف سوسوزن، بر تابع پاسخ سوسوزن استفاده کرد.

#### منابع

- [1] Brooks, F. D., & Klein, H. (2002). Neutron spectrometry—historical review and present status. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 476(1-2), 1-11.
- [2] Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons.
- [3] Tajik, M., & Ghal-Eh, N. (2015). Comparison of light transport-incorporated MCNPX and FLUKA codes in generating organic scintillators responses to neutrons and gamma rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A:*

## بررسی مونت کارلوی امکان تشخیص عناصر سبک با استفاده از پروتون های برگشتی در روش RBS

شراره بابامحمدی<sup>۱</sup>، محمدرضا رضایی<sup>۲</sup>، یاسین حیدری زاده<sup>۳</sup>

<sup>۱</sup> گروه مهندسی هسته ای - دانشکده علوم و فناوری های نوین - دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته

آدرس پست الکترونیک نویسنده shararehb15@gmail.com

<sup>۲</sup> گروه مهندسی هسته ای - دانشکده علوم و فناوری های نوین - دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته

آدرس پست الکترونیک نویسنده mr.rezaie@kgut.ac.ir

<sup>۳</sup> گروه مهندسی هسته ای - دانشکده علوم و فناوری های نوین - دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته

آدرس پست الکترونیک نویسنده yassin.heydarizade75@gmail.com

### چکیده

تشخیص عناصر با روش های مختلفی مثل روش های اتمی و هسته ای انجام میشود. از جمله روش های آنالیز هسته ای روش RBS است که در آن از طیف انرژی پروتون های برگشتی جهت شناسایی عناصر استفاده میشود. در این مقاله با استفاده از باریکه پروتونی که بر اهداف مختلفی از عناصر سبک تابیده شده سعی شده است که طیف انرژی پروتون های برگشتی با استفاده از روش های مونت کارلو محاسبه شده و امکان شناسایی عناصر سبک بررسی شود. نتایج بررسی نشان میدهد که طیف پروتون های برگشتی یکی از ویژگی های خاص هر عنصر است.

### واژه های کلیدی

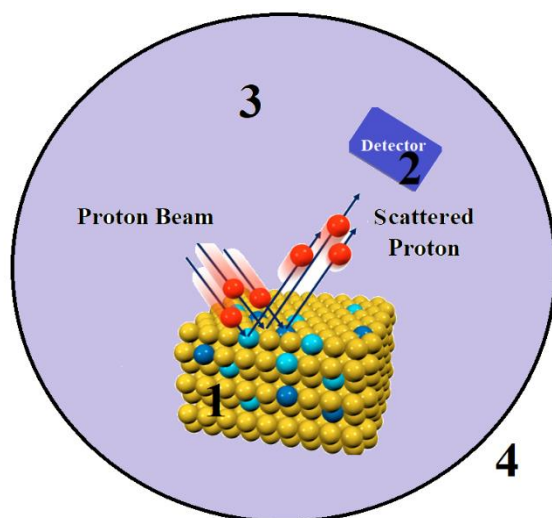
پروتون، RBS، پروتون های برگشتی، تشخیص عناصر، MCNP

### مقدمه

تشخیص عناصری یکی از موارد مهم در صنعت، پزشکی و غیره است [۱]. که با روش های اتمی مثل XRF [2]، XRD و روش های هسته ای مثل [3] PIGE، PIXE انجام میشود. در این روش ها معمولاً با استفاده از تابش الکترون، پروتون و یون های پراثری بر اهداف با ضخامت های مختلف و آشکارسازی فوتون ها و یون های ذرات دیگر سعی بر تشخیص عناصر میشود [۱] از جمله روشهای نوین تشخیص عناصر استفاده از تابش پروتون ها به اهداف مختلف و اندازه گیری طیف انرژی پروتون های برگشتی بعنوان ابزاری برای شناسایی عناصر می باشد [۴]. این روش توسط Mayer و همکاران در سال ۱۹۶۵ معرفی شده است [۵]. ضخامت و جنس هدف، انرژی وزاویه تابش پروتون و عوامل محیطی بر طیف انرژی پروتون های برگشتی موثر است. در این تحقیق سعی میشود که با استفاده از کد مونت کارلو MCNP که یک کد هسته ای اتمی است [۶]، امکان تشخیص عناصر بروش RBS بررسی شود. جزئیات روش و چگونگی انجام کار در ادامه توضیح داده خواهد شد.

### بدنه اصلی مقالات

یک پرتوی پروتون با انرژی متغییر بر یک هدف از جنس و ضخامت های مختلف تابیده میشود. با یک آشکارساز پروتون مطابق شکل ۱ سعی میشود که پروتون های برگشتی محاسبه و طیف انرژی آن ها اندازه گیری شود. مطابق شکل ۱ هندسه دستگاه از ۴ سلول ساخته شده است. سلول اول مربوط به هدف است. سلول دوم مربوط به آشکارساز و سلول سوم مربوط به محیط آشکارساز است که از جنس هوا در نظر گرفته می شود. بیرونی ترین سلول خلا در نظر گرفته میشود که ذرات در این محیط ردیابی نمیشوند.



شکل ۱: هندسه دستگاه RBS

معمولاً علاوه بر تعریف سلول ها و سطوح در کارت ورودی کد MCNP اطلاعات مواد بکار رفته و اطلاعات مربوط به چشمه و نحوه استخراج داده ها نیز در کارت داده های کد MCNP نوشته میشود. چشمه پروتون یک چشمه نقطه ای است که بصورت عمود بر سطح هدف تابیده میشود. اطلاعات مربوط به عناصر مورد تابش قرار داده شده نیز در کد تاثیر داده شده است. با استفاده از تالی F2 طیف انرژی پروتون های برگشتی از هدف محاسبه میشود. تعداد ذرات برای شبیه سازی  $10^8$  ذره در نظر گرفته میشود. طوری که خط زیر

## نتیجه گیری و جمع بندی

در این تحقیق اجرای روش RBS جهت تشخیص عناصر با استفاده از پروتون های برگشتی با استفاده از کد MCNP بررسی شده است نتایج نشان میدهد که طیف پروتون های برگشتی ویژگی هر عنصر است و از آن میتوان برای شناسایی عناصر استفاده کرد. همچنین تغییر ضخامت هدف و انرژی پروتون های تابشی در طیف پروتون های برگشتی نیز بررسی شده است. مناسب ترین محدوده انرژی پروتونهای تابشی برای تشخیص عناصر با استفاده از پروتون های برگشتی برابر 3MeV و ضخامت مناسب برابر 1mm گزارش میشود. همچنین میتوان با ترکیب عناصر مختلف نیز طیف پروتون های برگشتی را محاسبه و امکان تشخیص درصد عناصر در هر یک از نمونه ها را بررسی کرد.

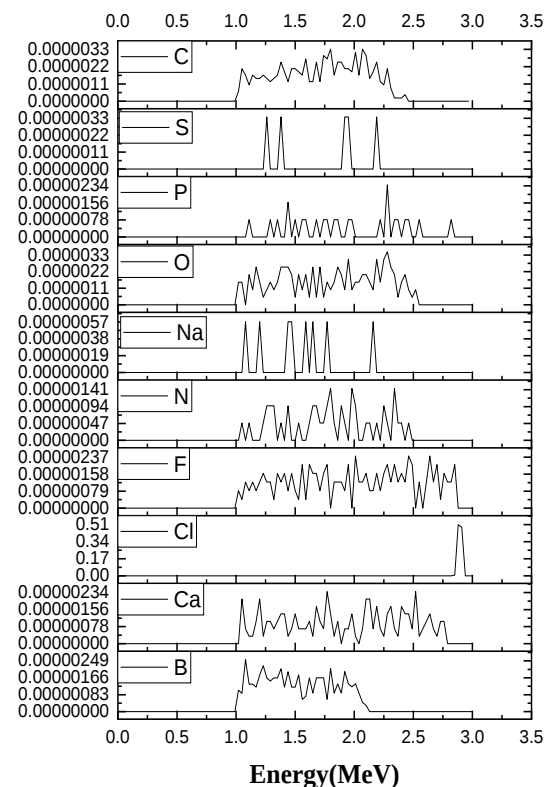
## مراجع و منابع

- [۱] K. Y. Goud, S. K. Kailasa, V. Kumar, Y. F. Tsang, K. V. Gobi, and K.-H. Kim, "Progress on nanostructured electrochemical sensors and their recognition elements for detection of mycotoxins: A review," *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 121, pp. 205-22, ۲۰۱۸, ۲.
- [۲] R. Feng, A. Gerson, G. Ice, R. Reininger, B. Yates, and S. McIntyre, "VESPERs: a beamline for combined XRF and XRD measurements," in *AIP Conference Proceedings*, 2007, vol. 879, no. 1: American Institute of Physics, pp. 872-874.
- [۳] C. Ryan, "Quantitative trace element imaging using PIXE and the nuclear microprobe," *International Journal of Imaging Systems and Technology*, vol. 11, no. 4, pp. 219-230, 2000.
- [۴] A. Gando *et al.*, "Search for Majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with KamLAND-Zen," *Physical review letters*, vol. 117, no. 8, p. 082503, 2016.
- [۵] J. W. Mayer, L. Eriksson, S. Picraux, and J. Davies, "Ion implantation of silicon and germanium at room temperature. Analysis by means of 1.0-MeV helium ion scattering," *Canadian Journal of Physics*, vol. 46, no. 6, pp. 663-673, 1968.
- [۶] J. F. Briesmeister, "MCNPTM-A general Monte Carlo N-particle transport code," *Version 4C, LA-13709-M, Los Alamos National Laboratory*, vol. 2, 2000.

یک درصد باشد. کد MCNP با یک سیستم کامپیوتری دارای ویندوز ۱۰ و cpu 2.4 GHz و رم ۲.۳GB اجرا شده است.

## نتایج

شکل ۲ طیف انرژی پروتون های برگشتی از اهداف مختلف C, S, P, O, Na, N, F, Cl, Ca و B مورد تابش قرار گرفته شده است را نشان میدهد.



شکل ۲: طیف انرژی پروتون های برگشتی از اهداف B و C, S, P, O, Na, N, F, Cl, Ca

همانطور که از شکل ها مشخص است طیف انرژی پروتون های برگشتی برای هر عنصر ویژگی های خاص هر عنصر است. با تغییر ضخامت هدف نیز تغییرات ایجاد شده در طیف پروتون های برگشتی نیز محاسبه شده است. همچنین تاثیر انرژی پروتون های تابشی در طیف انرژی پروتون های برگشتی را برای هدف نیز محاسبه شده است. با تغییر انرژی پروتون های تابشی طیف پروتون های برگشتی غنی تر میشود و تعداد خطوط تابش نیز افزایش می یابد. با تغییر ضخامت هدف مناسب ترین ضخامت برای انجام طیف و پروتون های برگشتی برای هدف برابر 1mm گزارش میشود.

## برهمکنش های غیراستاندارد نوترینوها در مدل هایی با جفت شدگی غیر کمینه

یزدانی احمدآبادی، حسین<sup>۱</sup>؛ محسنی سجادی، حسین<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه تهران، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران

### چکیده

در این مقاله، به بررسی اثرات جفت شدگی نوترینوها و مؤلفه میدان اسکالری، که می تواند به عنوان عامل انبساط شتابدار اخیر در نظر گرفته شود، بر روی فرآیند تغییر طعم نوترینوها در داخل ماده می پردازیم. چنین جفت شدگی که از طریق یک تبدیل همدیس بر روی متریک فضا زمان اعمال می شود، می تواند عاملی برای تغییر تابعیت جرم، تابع موج نوترینوها و همچنین پارامتر فرمی ضعیف باشد. در نتیجه، این برهمکنش ها می توانند فرآیند تغییر طعم نوترینوها در داخل ماده را تحت تأثیر قرار داده و موجب بوجود آمدن کاستی در تعداد نوترینوهای مشاهده شده بر روی زمین گردند.

### واژگان کلیدی

برهمکنش های غیراستاندارد، تغییر طعم نوترینوها، اثر MSW، مدل استتاری کمئون.

### مقدمه

نوترینوهای خورشیدی در طول مسیرشان به زمین، هم در خلأ و هم در داخل ماده انتشار می یابند. برای انتشار در خلأ، می توان معادله حرکت مربوطه را حل کرده و فاز نوسانات را بدست آورد [۱]. درحالی که با انتشار نوترینوها داخل ماده، اثر MSW [۲]، معادله حرکت از پتانسیل مؤثر ناشی از برهمکنش های استاندارد با الکترون های داخل ماده تأثیر می گیرد که کار برای حل آن را متفاوت می سازد.

علاوه بر جفت شدگی های استاندارد میان نوترینوها و سایر ذرات، جستجوهای بسیاری در زمینه بررسی و کشف برهمکنش های نوترینوها و رای مدل استاندارد انجام می شود [۳و۲] که برای شناخت

ویژگی های ناشناخته نوترینوها به کار برده می شوند. از جفت شدگی نوترینو-میدان اسکالری می توان به عنوان چنین برهمکنشی یاد کرد که نقش مهمی در کیهان شناسی ایفا می کند [۴]. میدان اسکالری در چنین مدل هایی به عنوان مؤلفه انرژی تاریک در نظر گرفته می شود که برهمکنش های غیراستاندارد آن با نوترینوها می تواند موجب ایجاد اصلاحاتی در چگالی نوترینوها و فاز آن ها شود [۵].

در برخی مدل های اسکالر-تانسوری انرژی تاریک، میدانی همچون کمئون در نظر گرفته می شود [۶] که می تواند با مؤلفه های مختلف ماده از طریق جفت شدگی های همدیس برهمکنش داشته باشد. در مکانیزم کمئون، وابستگی جرم میدان به چگالی محیط اطراف اثرات قابل توجهی بر معادله و در نتیجه بر رفتار میدان می گذارد.

در این مقاله، ابتدا سازوکار استتاری کمئون مورد مطالعه قرار می گیرد و سپس با استفاده از فرم تبدیل یافته مشخصات نوترینوها، هامیلتونی برهمکنشی را قطری کرده و پارامترهای مؤثری که از برهمکنش های غیراستاندارد تأثیر می پذیرند را بدست می آوریم. در پایان، روابط جدید احتمال تغییر طعم بر روی زمین و نمودارهای مربوطه آورده خواهند شد.

### مدل استتاری کمئون

میدان اسکالری کمئون از طریق تبدیل همدیس

$$\tilde{g}_{\mu\nu}^{(i)} = A_i^2(\phi) g_{\mu\nu} \quad (1)$$

می تواند به مؤلفه های مختلف ماده جفت شود، که در این رابطه  $A_i(\phi) = \exp\left(\frac{\beta_i \phi(r)}{M_p}\right)$  تابع جفت شدگی میدان اسکالری-ماده است، و  $\beta_i$  پارامتر بدون بُعدی است که قدرت جفت شدگی ها را نشان می دهد. اندیس  $i$  نیز نشان دهنده مؤلفه های مختلف ماده است. برای سادگی، ابتدا تنها یک مؤلفه برای ماده در نظر گرفته می شود و در ادامه به حالت کلی تر تعمیم داده می شود. کنش حاکم بر میدان اسکالری به صورت زیر داده می شود:

که اثرات میدان اسکالری در مقدار عددی ثابت فرمی (تعیین شده توسط آزمایشات) مستتر بوده و فقط از این مقادیر عددی استفاده می شود. در ادامه کنش کل دیراک در فضا زمان تحت همدیس را به شکل زیر در نظر می گیریم:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} [-\Sigma_{\alpha,\beta} v_{\alpha L}^{\dagger} m'_{\alpha\beta} v_{\beta R} - \Sigma_{\alpha,\beta} v_{\alpha R}^{\dagger} m_{\beta\alpha}^* v_{\beta L} + i \Sigma_{\alpha} (v_{\alpha L}^{\dagger} \sigma_L^{\mu} \partial_{\mu} v_{\alpha L} + v_{\alpha R}^{\dagger} \sigma_R^{\mu} \partial_{\mu} v_{\alpha R}) - V'(z) v_{eL}^{\dagger} v_{eL}] \quad (7)$$

که در رابطه فوق  $m'_{\alpha\beta}$  مؤلفه های یک ماتریس جرمی  $3 \times 3$  در فضای طعم می باشند. همچنین ماتریس های پائولی برای نوترینوهای راست-دست و چپ-دست می باشند. اکنون با وردش گیری از این لاگرانژی نسبت به اسپینورها به معادلات حرکت زیر می رسم:

$$\begin{cases} i\sigma_L^{\mu} \partial_{\mu} v_{\alpha L} - m_{\alpha\beta} v_{\beta R} - V'(z) \delta_{\alpha e} v_{eL} = 0 \\ i\sigma_R^{\mu} \partial_{\mu} v_{\alpha R} - m_{\beta\alpha}^* v_{\beta L} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

می توان برای اسپینورها روابطی همانند زیر پیشنهاد کرد:

$$\begin{cases} v_{\alpha L}(r, t) = e^{-iE(t-t_0)} e^{iE(r-r_0)} f_{\alpha}(r) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ v_{\alpha R}(r, t) = e^{-iE(t-t_0)} e^{iE(r-r_0)} g_{\alpha}(r) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (9)$$

با جایگذاری این اسپینورها در معادلات (۸) و با اعمال یک تقریب به معادله شروdingرگونه زیر می رسم:

$$i \frac{df_{\alpha}(z)}{dz} = \frac{m_{\alpha}^2}{2E} f_{\alpha}(z) + V'(z) U_{ei} U_{ej}^* f_{\beta}(z). \quad (10)$$

با اعمال تابع موج رابطه (۶) در رابطه فوق، درمی یابیم که هامیلتونی مؤثر به دو قسمت حقیقی و موهومی تقسیم می شود که قسمت حقیقی به تغییر طعم اصلاح شده در داخل ماده ارتباط دارد و قسمت موهومی، عامل میرایی ناشی از برهمکنش های غیراستاندارد را نشان می دهد. برای ساده سازی، می توان هامیلتونی مؤثر را قطری سازی کرده و از آن پارامترهای ترکیب و جرمی مؤثر را بدست آورد. سپس، با نوترینوها می توان به همان روش نوسانات نوترینویی در خلأ رفتار کرد، با این تفاوت که دیگر در روابط از پارامترهای ترکیب و جرمی جدید استفاده خواهد شد. بنابراین، تابع زیر را می توان به عنوان تابع موج نوترینوها در نظر گرفت:

$$\Psi_i(r, t) = \quad (11)$$

$$\sqrt{D_i(r)} e^{-i\varphi_i(r)} \Psi_i(r_0, t_0) \equiv \mathcal{F}_i(r, t) \Psi_i(r_0, t_0)$$

که  $\varphi_i(r) = \int_{r_0}^r \mathcal{H}_i^{eff}(r) dr$  عامل فاز اصلاح شده وابسته به میدان

است. همچنین کمیت  $D_i(r) \equiv [A_i[\phi(r)] A_i^{-1}[\phi(r_0)]]^{-3}$  عامل میرایی می باشد. در نهایت، معادله (۱۰) به صورت زیر در پایه های جرمی خلأ نوشته می شود:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{M_p^2}{2} R - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_{\mu} \phi \partial_{\nu} \phi - V(\phi) \right] + \int d^4x \mathcal{L}_m(\psi, \tilde{g}_{\mu\nu}). \quad (2)$$

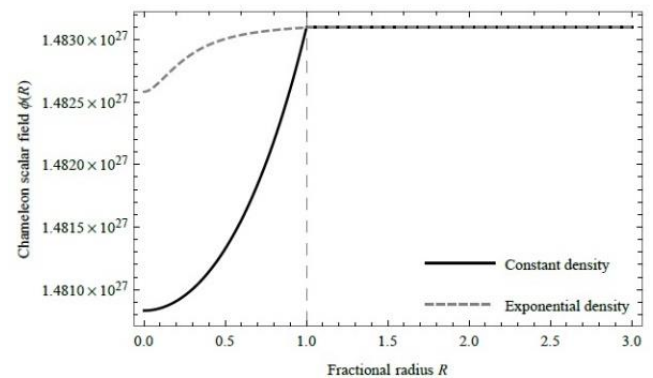
در این رابطه  $V(\phi)$  پتانسیل میدان اسکالری و  $\psi$  میدان ماده می باشد. با وردش گیری از کنش فوق نسبت به  $\phi$  و بسط میدان حول مقدار زمینه اش، یعنی  $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ ، معادله زیر تا مرتبه اول اختلالات بدست می آید:

$$\frac{d^2 \delta\phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\delta\phi}{dr} - m_{min}^2(\phi_0) \delta\phi = \frac{\beta(\phi_0)}{M_p} \rho(r). \quad (3)$$

که

$$m_{min}^2 = \frac{n(n+1)M^{4+n}}{\phi_0^{n+2}} + \frac{\rho\beta^2}{M_p^2} \quad (4)$$

جرم مؤثر کمثون است و به چگالی ماده محیط اطراف بستگی دارد. حل عددی این معادله (برحسب eV) برای چگالی خورشید [۴] در شکل ۱ رسم شده است.



شکل ۱- میدان کمثون بر حسب شعاع کسری خورشید، برای  $\beta = 1$ .

## معادله دیراک شامل ترم برهمکنشی غیراستاندارد

با اعمال یک تبدیل همدیس بر روی متریک، مسأله را در یک فضا زمان تخت همدیس بررسی می کنیم. تحت چنین تبدیلی، کنشی که دینامیک نوترینوها را داخل ماده و همچنین تحت تأثیر جفت شدگی غیراستاندارد توصیف می کند به شکل زیر در می آید:

$$\int d^4x \sqrt{-g} [\bar{\psi}(x) (i\tilde{\gamma}^{\mu} \tilde{D}_{\mu} - m) \psi(x) - \sqrt{2} n_e G_F \bar{\psi}(x) \psi(x)] = \int d^4x \sqrt{-g} [\bar{\psi}'(x) (i\gamma^{\mu} D_{\mu} - m') \psi'(x) - \sqrt{2} n_e G_F' \bar{\psi}'(x) \psi'(x)] \quad (5)$$

همانطور که ملاحظه می شود با انتخاب

$$\begin{cases} m'(\phi) = A(\phi) m \\ \psi'(x) = A^{3/2}(\phi) \psi(x) \\ G_F'(\phi) = A(\phi) G_F \end{cases} \quad (6)$$

به عنوان جرم، تابع موج و پارامتر فرمی اصلاح شده، می توان به همان فرم کنش قبل از اعمال تبدیل همدیس رسید. لازم به ذکر است

نشان دهنده میزان این کاستی از واحد است. می دانیم که دلیل عمده مسأله نوترینوهای خورشیدی، ترکیب میان ویژه حالت های مختلف جرمی و طعم است، اما همانگونه که پیداست، از شار نوترینوها بر روی زمین کاسته می شود، و این خود بدلیل وجود برهمکنش های غیراستاندارد ناشی از جفت شدگی همدیس نوترینو-میدان اسکالری است. این میزان کاستی از واحد را می توان به پدیده واپاشی نوترینوها مرتبط دانست. در رابطه (۱۷)، زیرنویس  $X$  به میدان اسکالری برمی گردد که نوترینوها بدان واپاشی می کنند که این میدان کاندیدای انرژی تاریک است که برای توضیح انبساط شتابدار در نظر گرفته می شود. به عنوان یک حالت خاص، فرض می شود که تنها سبک ترین ویژه حالت جرمی نوترینوها (یعنی  $\nu_1$ ) پایدار است و دو ویژه حالت دیگر با میدان اسکالری جفت شدگی برقرار کرده و می توانند در فرآیند واپاشی مشارکت داشته باشند [۷]. در چنین حالتی اصل هم ارزی ضعیف نقض می شود، چرا که  $\beta_1 = 0$  درحالی که  $\beta_2, \beta_3 \neq 0$ ، بعلاوه، اگر فرض شود که  $\theta_{13}^M$  به اندازه کافی کوچک است، احتمال واپاشی نوترینوها به میدان اسکالری برابر می شود با:

$$\delta P_{e\phi} = (1 - D_2) s_{12}^{M2}. \quad (18)$$

در آزمایشات انجام شده بر روی واپاشی نوترینوها، نسبت نیمه عمر به جرم برای نوترینوها  $\tau_2/m_2 > 8.08 \times 10^{-5} s/eV$  می باشد [۸]. اما، برای حالت دوطعمی، هامیلتونی نوترینوها برابر است با:

$$\mathcal{H} = \quad (19)$$

$$\frac{1}{4E} [\Delta m'^2 \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} + 2EV'(r) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}].$$

سپس، پارامترهای مؤثر به صورت زیر بدست می آیند:

$$\Delta m_M^2 = \sqrt{[\Delta m'^2 \sin 2\theta]^2 + [\Delta m'^2 \cos 2\theta - 2EV'(r)]^2} \quad (20)$$

و

$$\sin 2\theta_M = \frac{\Delta m'^2 \sin 2\theta}{\Delta m_M^2}. \quad (21)$$

برای مورد دوطعمی نیز روابط احتمالات به شکل زیر بدست آورده می شوند:

$$<P_{ee}> = \cos^2 \theta \cos^2 \theta_M (D_1) + \sin^2 \theta \sin^2 \theta_M (D_2). \quad (22)$$

و

$$<P_{e\mu}> = \sin^2 \theta \cos^2 \theta_M (D_1) + \cos^2 \theta \sin^2 \theta_M (D_2). \quad (23)$$

به عنوان یک مورد خاص، فرض می شود که  $D_1 = D_2 = D$ ، که در آن به اصل هم ارزی ضعیف احترام گذاشته می شود.

$$i \frac{d}{dr} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \quad (12)$$

$$\frac{1}{2E} \begin{pmatrix} \mathcal{A}c_{12}^2 c_{13}^2 & \mathcal{A}c_{12}s_{12}c_{13}^2 & \mathcal{A}c_{12}c_{13}s_{13} \\ \mathcal{A}c_{12}s_{12}c_{13}^2 & \mathcal{A}s_{12}^2 c_{13}^2 + \Delta m_{21}'^2 & \mathcal{A}s_{12}c_{13}s_{13} \\ \mathcal{A}c_{12}c_{13}s_{13} & \mathcal{A}s_{12}c_{13}s_{13} & \mathcal{A}s_{13}^2 + \Delta m_{31}'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

که  $\mathcal{A}(r) \equiv 2EV'(r)$  به منظور تعیین پارامترهای ترکیب مؤثر که از برهمکنش های غیراستاندارد داخل ماده بر می آیند، باید ویژه حالت ها و ویژه مقادیر هامیلتونی فوق را تعیین کنیم. البته برای نوترینوهای خورشیدی شرط  $|\Delta m_{31}'^2| \gg 2EV'(r)$  برقرار است و این بدان معناست که فرآیند تغییر طعم نوترینوها می تواند از طریق رهیافت دوطعمی نیز بررسی گردد.

### تغییر طعم میرای نوترینوها

کلی ترین حالت برای نوترینوهایی که بر روی زمین آشکارسازی می شوند را می توان به صورت زیر نوشت:

$$|v(r, t)\rangle_\alpha = \quad (13)$$

$\sum_i \Psi_i(r_0, t_0) \mathcal{F}_i(r, t) U_{\beta i}(\theta, r) U_{\alpha i}^*(\theta_M, r_0) |\nu_i\rangle$  که  $U_{\beta i}(\theta, r)$  و  $U_{\alpha i}(\theta_M, r_0)$  مؤلفه های ماتریس ترکیب در نقطه تولید (داخل ماده) و در محل آشکارسازی هستند. سپس خواهیم داشت:

$$P_{\alpha\beta} = |\sum_i \mathcal{F}_i(r, t) U_{\beta i}(\theta, r) U_{\alpha i}^*(\theta_M, r_0)|^2. \quad (14)$$

این رابطه، احتمال تغییر طعم بر روی زمین را بدست می دهد. برای نوسانات بسیار سریع، از قسمت های فازی میانگین گیری کرده و فرم احتمالات مختلف را به شکل زیر بدست می آوریم:

$$<P_{ee}> = c_{12}^2 c_{13}^2 c_{13}^{M2} D_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 s_{12}^{M2} c_{13}^{M2} D_2 + s_{13}^2 s_{13}^{M2} D_3, \quad (15)$$

و

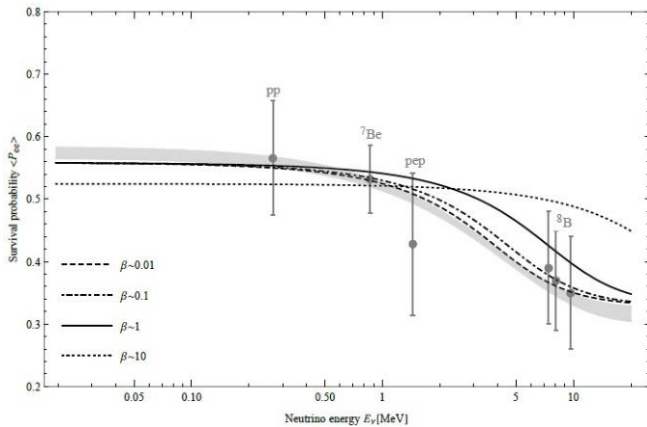
$$<P_{e\mu}> = \quad (16)$$

$$\left[ s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 + \frac{1}{2} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13} c_\delta \right] [c_{12}^{M2} c_{13}^{M2}] D_1 + \left[ c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - \frac{1}{2} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} s_{13} c_\delta \right] [s_{12}^{M2} c_{13}^{M2}] D_2 + [s_{23}^2 c_{13}^2] s_{13}^{M2} D_3.$$

همچنین رابطه احتمال  $<P_{e\tau}>$  با جایگذاری  $c_{23} \rightarrow -s_{23}$  و  $c_{23} \rightarrow s_{23}$  در رابطه (۱۶) تعیین می گردد. همچنین می دانیم که  $c_\delta \equiv \cos \delta$ .

نکته جالب توجه در این بخش این است که مجموع احتمالات فوق برابر با واحد نشده و در واقع نشان دهنده کاستی در شار نوترینوهای دریافتی بر روی زمین است. کمیت

$$\delta P_{ex} = 1 - <P_{tot}> = 1 - D_1 (c_{12}^{M2} c_{13}^{M2}) - D_2 (s_{12}^{M2} c_{13}^{M2}) - D_3 s_{13}^{M2}, \quad (17)$$



شکل ۴- تأثیرات اثر MSW بر روی نوسانات داخل ماده و مقایسه آن با مشاهدات.

مشخص است که مقدار احتمال  $P_{ee}$  برای مدلی که اینجا ارائه کردیم، تطابق خوبی با نتایج تجربی بدست آمده از آزمایش [۹] Borexino دارد. نوار خاکستری در این شکل نیز مقدار احتمال پیش‌بینی شده نظری را نشان می‌دهد.

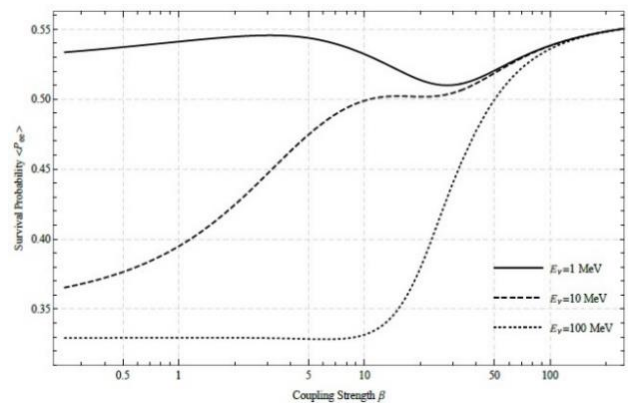
یادآوری می‌شود که تمام نمودارهای فوق با استفاده از داده‌های  $\tan^2 2\theta_{12} = |\Delta m_{23}^2| = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ ،  $\Delta m_{12}^2 = 7.4 \times 10^{-5} eV^2$  و  $\sin^2 2\theta_{23} \approx 0.99$  و  $\sin^2 2\theta_{13} \approx 0.09$ ،  $0.41$  و همچنین  $n = 1$  و  $M = 2.08 \text{ keV}$  برای کملتون رسم شده‌اند.

### مرجع‌ها

- [۱] N. Fornengo, C. Giunti, C. W. Kim and J. Song, Phys. Rev. D 56, 1895 (1997);
- H. Mohseni Sadjadi and A. P. Khosravi, JCAP 04, 008 (2018).
- [۲] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D 20, 2634 (1979);
- S. P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42, 913 (1985).
- [۳] O. G. Miranda and H. Nunokawa, New J. Phys. 17, no.9, 095002 (2015).
- [۴] A. W. Brookfield, C. van de Bruck, D. F. Mota and D. Tocchini-Valentini, Phys. Rev. Lett. 96, 061301 (2006).
- [۵] H. Mohseni Sadjadi and H. Y. Ahmadabadi, Phys. Rev. D 103, 065012 (2021).
- [۶] J. Khoury and A. Weltman, Phys. Rev. D 69, 044026 (2004).
- [۷] A. S. Joshipura, E. Masso and S. Mohanty, Phys. Rev. D 66, 113008 (2002); A. Bandyopadhyay, S. Choubey and S. Goswami, Phys. Rev. D 63, 113019 (2001).
- [۸] B. Aharmim et al. [SNO], Phys. Rev. D 99, no.3, 032013 (2019).
- [۹] M. Agostini et al. [BOREXINO], Nature 562, no.7728, 505-510 (2018).
- [۱۰] I. Esteban, M. C. Gonzalez-Garcia, A. Hernandez-Cabezudo, M. Maltoni and T. Schwetz, JHEP 01, 106 (2019); <http://www.nu-fit.org>.
- [۱۱] T. P. Waterhouse, "An Introduction to Chameleon Gravity," [arXiv:astro-ph/0611816].

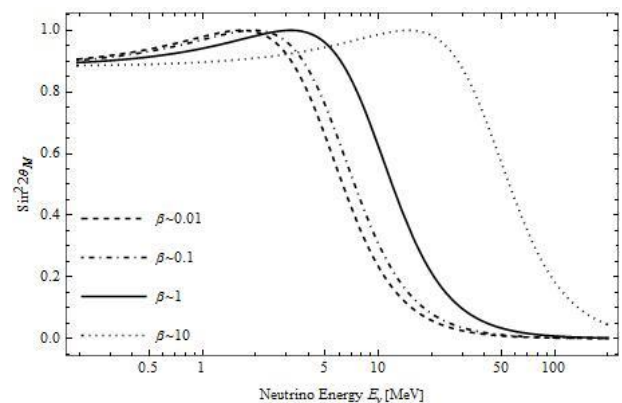
### نتیجه‌گیری

با روش ارائه شده در این مقاله، به طریقی توانستیم اثر جفت‌شدگی میدان اسکالری کملتون، به عنوان مؤلفه انرژی تاریک، با ماده بر شار نوترینوها را مطالعه کنیم. احتمال  $P_{ee}$  شدیداً به پارامتر جفت‌شدگی بستگی دارد که برای مقادیر مختلف انرژی، رفتار این احتمال در نمودار (۲) دیده می‌شود.



شکل ۲- احتمال  $P_{ee}$  بر حسب قدرت جفت‌شدگی؛ برای مقادیر متفاوت انرژی.

نمودار  $\sin^2 2\theta_M$  بر حسب انرژی نوترینوها را نیز در شکل ۳ ببینید. مشخص است که قله منحنی‌ها با افزایش قدرت جفت‌شدگی به سمت مقادیر بزرگتر انرژی کشانده می‌شود. در نهایت تمام منحنی‌ها در انرژی‌های بالاتر از  $E \gtrsim 50 \text{ MeV}$  به مقدار صفر افت پیدا می‌کنند.



شکل ۳- نمودار  $\sin^2 2\theta_M$  بر حسب انرژی نوترینوها.

در پایان برای بررسی اثر MSW بر روی تغییر طعم نوترینوها نیز می‌توان این مدل را با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه کرد که در شکل ۴ نشان داده شده است.

## دمای سیاهچاله کیهانی LTB در عالم FRW غبار غالب

ساره اسلامزاده<sup>۱</sup>، کوروش نوذری<sup>۲</sup><sup>۱</sup> دانشجوی دکتری، دانشگاه مازندران، بابلسر، s.eslamzadeh@umz.ac.ir<sup>۲</sup> عضو هیأت علمی گروه فیزیک نظری دانشگاه مازندران، بابلسر، knozari@umz.ac.ir

## چکیده

در این پژوهش، به توصیف یک سیاهچاله کیهانی LTB در زمینه‌ی عالم FRW غبار غالب می‌پردازیم. ابتدا با توصیف این سیاهچاله و به دست آوردن متریک مربوط به آن، تحول افق‌های کیهانی و سیاهچاله‌ای این سیاهچاله را نمایش می‌دهیم. پس از آن به بررسی دمای چنین سیاهچاله‌ای بر اساس تونل‌زنی به روش پارخی-ویلچک می‌پردازیم. با محاسبات مربوط به نرخ جذب و گسیل ذرات بدون جرم، برای اولین بار دمای افق کیهانی و افق سیاهچاله کیهانی LTB را در زمینه‌ی یک عالم FRW ماده غلب به دست می‌آوریم. نتایج نشان می‌دهد که با رسیدن جرم این سیاهچاله به یک مقدار محدود، تبخیر متوقف شده و یک باقیمانده‌ی جرمی با دمای محدود برای هر دو افق کیهانی و سیاهچاله‌ای به جا می‌ماند.

## واژه های کلیدی

سیاهچاله کیهانی، تونل‌زنی، دمای سیاهچاله، سیاهچاله LTB

## مقدمه

عبارت «سیاهچاله‌های کیهانی»<sup>۱</sup> برای توصیف یک ساختار فروریزشی به کار می‌رود که در زمینه‌ی منبسط شونده‌ی عالم بعد از دوره‌ی تابش غالب قرار دارد. این عبارت با «سیاهچاله‌های اخت‌فیزیکی»<sup>۲</sup> که در اخت‌فیزیک برای سیاهچاله‌هایی در زمینه‌ی ایستا یا مجانباً تخت پایا به کار می‌رود، تفاوت دارد. تفاوت اساسی سیاهچاله‌های کیهانی با سیاهچاله‌های اخت‌فیزیکی در قرار داشتن در زمینه‌ی غیرپایا و داشتن افق دینامیکی است که در مقاله حاضر، این تحول دینامیکی را برای یک حالت خاص مورد بررسی قرار خواهیم داد.

در سیاهچاله‌های کیهانی دقیقاً به دنبال پاسخ این سوال هستیم که ارتباط بین انبساط کیهانی و فیزیک موضعی چیست؟ آیا سیستم‌های گرانشی موضعی مثل ستاره‌ها، کهکشان‌ها، خوشه‌های کهکشانی یا سیاهچاله‌ها با انبساط کیهانی منبسط می‌شوند؟ هرچند که همیشه بحث درباره این سوالات گاه‌به‌گاه به نتایج متناقضی منتج می‌شود که موضوع را در ابهام باقی می‌گذارد اما به هر حال اینها سوالاتی می‌باشند

که در سال‌های اخیر توجه زیادی به خود جلب کرده‌اند (برای مرور می‌توان به مراجع [۱] و [۲] مراجعه کرد).

اولین حل مشهور برای سیاهچاله‌های کیهانی توسط مک ویتی در سال ۱۹۳۳ ارائه شد که توسط آن یک جرم نقطه‌ای را در عالم FRW توصیف کرد [۳]. مدل‌های بعدی که در این مورد ارائه شد مدل پنیر سوئیسی<sup>۳</sup> توسط اینشتین و استراس [۴]، حل لومیتِه — تالمن — باندی<sup>۴</sup> [۵]، به اختصار LTB، حل وایادا [۶]، حل ساکورتا [۷] و حل سلتنا — دایر [۸] هستند که با وجود محدودیت‌هایی که هر حل دارد، سیاهچاله‌ها را در عالم FRW توصیف می‌کنند. ما در اینجا به بررسی حل LTB خواهیم پرداخت و تحول افق‌های این نوع از سیاهچاله‌های کیهانی را در عالم غبار غالب بررسی خواهیم کرد.

پس از کشف هیجان‌انگیز هاوکینگ مبنی بر تابش سیاهچاله‌ها در سال ۱۹۷۴ [۹]، پارخی و ویلچک به شرح و تفسیر این تابش بر اساس روش نیمه کلاسیکی تونل‌زنی ذرات از افق سیاهچاله پرداختند [۱۰] و [۱۱]. بر اساس این روش، ذره و پادذره در مجاورت افق خلق می‌شوند، ذرات می‌توانند به بیرون افق و پادذرات در جهت معکوس زمانی به درون افق تونل بزنند. آنها با محاسبه‌ی بخش موهومی کنش با استفاده از معادله هامیلتونی و عبور ذرات بدون جرم از مسیر ژئودوزی‌های نورگونه از طرفی و به کار بردن تقریب WKB در مجاورت افق و محاسبه‌ی نرخ گسیل از طرف دیگر، قادر به اندازه‌گیری دمای سیاهچاله شدند. ما برای محاسبه‌ی دمای سیاهچاله کیهانی LTB در عالم FRW غبار غالب، از این روش بهره خواهیم برد.

بخش‌های این پژوهش به این صورت ارائه خواهد شد: در بخش ۱ به بررسی سیاهچاله LTB در عالم غبار غالب خواهیم پرداخت. در بخش ۲، افق‌های چنین سیاهچاله‌ای را به دست آورده و تحول زمانی آن‌ها را نشان می‌دهیم. در بخش ۳، به شرح مختصری از چگونگی ساز و کار محاسبه‌ی دما به روش تونل‌زنی پارخی-ویلچک می‌پردازیم. در بخش ۴، دمای سیاهچاله کیهانی LTB در عالم FRW غبار غالب را به روش تونل‌زنی ذرات بدون جرم از هر دو افق آن محاسبه و بررسی خواهیم کرد. در بخش نتایج، نمودارهای دما بر حسب جرم را برای چنین سیاهچاله‌ای به تصویر کشیده و به تحلیل آنها خواهیم پرداخت.

<sup>۱</sup> Cosmological Black Holes<sup>۲</sup> Astronomical Black Holes<sup>۳</sup> Swiss-Cheese<sup>۴</sup> Lemaitre-Tolman-Bondi

بر اساس این رابطه، اگر  $M = 0$  باشد، متریک توصیف کننده‌ی عالم FRW غبار غالب را خواهیم داشت و اگر  $\rho_0 = 0$  باشد، حل شوارزشیلد را بازیابی خواهیم کرد. با تغییر متغیری به صورت زیر

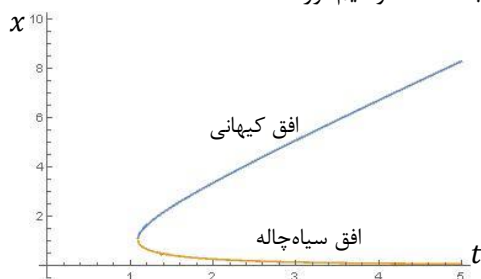
$$x = \left[ r^{\frac{3}{2}} + \frac{3}{2} \sqrt{2M} t + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{8\pi\rho_0}{3}} r^{\frac{3}{2}} t \right]^{2/3}, \quad (9)$$

و قرار دادن آن در رابطه (۲)، صورت نهایی متریک سیاه‌چاله LTB در عالم FRW غبار غالب به صورت زیر به دست می‌آید

$$ds^2 = - \left[ 1 - \frac{1}{x} \left( \sqrt{2M} + \sqrt{\frac{8\pi\rho_0}{3}} r^{\frac{3}{2}} \right)^2 \right] dt^2 + dx^2 - \frac{2}{\sqrt{x}} \left( \sqrt{2M} + \sqrt{\frac{8\pi\rho_0}{3}} r^{\frac{3}{2}} \right) dt dx + x^2 d\Omega^2. \quad (10)$$

**تحول افق‌های سیاه‌چاله کیهانی LTB در عالم FRW غبار غالب**

با حل معادله  $1 - \frac{1}{\sqrt{x}} \left( \sqrt{2M} + \sqrt{\frac{8\pi\rho_0}{3}} r^{\frac{3}{2}} \right) = 0$  و جایگذاری  $r$  از رابطه (۹)، می‌توان دو ریشه مثبت این معادله را پیدا کرد. دو ریشه‌ی این معادله را می‌توان به عنوان افق ظاهری سیاه‌چاله و افق ظاهری کیهانی در نظر گرفت که در شکل ۱ آنها را نشان داده‌ایم. در حلات‌های حدی اگر  $\rho_0 = 0$  باشد،  $x = 2M$  خواهد شد که افق ظاهری سیاه‌چاله شوارزشیلد است؛ و اگر  $M = 0$  در نظر گرفته شود،  $x = \frac{3}{2} \left( \sqrt{\frac{1}{6\pi\rho_0}} + t \right)$  خواهد شد که افق ظاهری عالم FRW غبار غالب است. بر اساس شکل ۱، شعاع افق سیاه‌چاله با گذشت زمان کاهش می‌یابد در حالی که شعاع افق کیهانی سیاه‌چاله LTB در عالم FRW غبار غالب با گذشت زمان افزایش می‌یابد. همچنین از شکل ۱ می‌توان دریافت که در زمان‌های اولیه، این دو افق بر یکدیگر منطبق بوده‌اند. در بخش بعدی به بررسی تونل‌زنی ذرات از این دو افق در دو زمان مجزا خواهیم پرداخت و دمای هر یک از این افق‌ها را به دست خواهیم آورد.



شکل ۱. تحول افق کیهانی و افق سیاه‌چاله برای سیاه‌چاله کیهانی LTB در عالم FRW غبار غالب.

#### تونل‌زنی و محاسبه‌ی دمای افق سیاه‌چاله

پاریخ و ویلچک در مرجع [۱۰]، تابش هاوکینگ را بر اساس تونل‌زنی ذرات از افق سیاه‌چاله شرح دادند. تصویر آنها به این صورت بیان می‌شود که زوج ذره و پادذره در نزدیکی افق خلق می‌شوند؛ از آنجا که هیچ مسیر کلاسیکی برای عبور از افق وجود ندارد، ذرات مجازی به

#### سیاه‌چاله کیهانی LTB در عالم FRW غبار غالب

اگر یک میدان گرانشی با تانسور انرژی تکانه زیر توصیف شود

$$T_{\mu\nu} = \rho_d U_\mu U_\nu, \quad (11)$$

که در آن  $U^\mu$  چهاربردار سرعت است، حل متقارن کروی ناهمگن معادلات میدان اینشتین توسط متریک LTB به صورت زیر ارائه می‌شود [۱۲]

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{R'^2}{1+f} dr^2 + R^2 d\Omega^2. \quad (12)$$

در این رابطه،  $f$ ، تابع دلخواهی از مختصه همراه  $r$  است و شرط  $f > 1$  را ارضا می‌کند.  $R(t, r)$  شعاع فیزیکی در زمان  $t$  و در مختصه شعاعی  $r$  می‌باشد و پریم به معنی دیفرانسیل نسبت به  $r$  است.

اگر فرض‌های زیر را در نظر بگیریم

$$f = -f_0 r^2, \quad F = \rho_0 r^3, \quad R = a(t)r, \quad (13)$$

با قرار دادن تانسور انرژی-تکانه رابطه (۱)، متریک رابطه (۲) و فرض‌های رابطه (۳) در معادلات میدان اینشتین خواهیم داشت

$$\frac{3(a^2 + f_0)}{a^2} = \frac{8\pi\rho_0}{a^3}, \quad \rho_d = \frac{\rho_0}{a^3}, \quad (14)$$

که در آن،  $f_0$  و  $\rho_0$  ثابت هستند. معادله (۴) را به عنوان معادله فریدمن با وجود یک منبع غبار معرفی می‌کنند که در آن  $f_0$  نشان دهنده‌ی انحنای فضایی و  $\rho_0$  چگالی عالم در زمان  $a_0 = 1$  است. با توجه به اینکه عالم قابل مشاهده با دقت بسیار خوبی تخت است می‌توان با قرار دادن  $f_0 = 0$  از این جمله در روابط بعدی صرف‌نظر کرد. با در نظر گرفتن  $F(r)$  به عنوان یک تابع دلخواه و  $f_0 = 0$ ، حل معادله (۴) در مرجع [۱۳] توسط تولمن و در مرجع [۱۴] توسط اپینهایمر و اشنایدر به صورت زیر ارائه شده است

$$R = \left[ h(r) + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{8\pi}{3}} F t \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (15)$$

که در آن،  $h$ ، ثابت انتگرال گیری و تابع دلخواهی از  $r$  است. با جایگذاری رابطه (۵) در متریک LTB، رابطه (۲)، خواهیم داشت

$$ds^2 = -dt^2 + \frac{1}{R} \left( dh + \sqrt{6\pi} t d(\sqrt{F}) \right)^2 + R^2 d\Omega^2. \quad (16)$$

یک مقدار مناسب که می‌توان برای  $h$  در نظر گرفت، به صورت

$$h = r^{3/2} \text{ است و در نتیجه داریم}$$

$$R = \left[ r^{\frac{3}{2}} + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{8\pi}{3}} F t \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (17)$$

رابطه (۱۷) حل عمومی یک میدان گرانشی متقارن کروی با یک منبع غبار است. در مرجع [۱۵] با بررسی شرایط حدی این معادله در حل شوارزشیلد و عالم غبار غالب، متریک سیاه‌چاله‌ای در عالم FRW غبار غالب به صورت زیر به دست آمده است

$$R = \left[ r^{\frac{3}{2}} + \frac{3}{2} \sqrt{2M} t + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{8\pi\rho_0}{3}} r^{\frac{3}{2}} t \right]^{2/3}. \quad (18)$$

$$\text{Im } S = \text{Im} \int_{r_{in}}^{r_{out}} p_r dr = \int_{r_{in}}^{r_{out}} \int_0^p dp'_r dr. \quad (14)$$

با استفاده از معادله هامیلتونی، بخش موهومی کنش را بر حسب انرژی ذره ای که تونل می‌زند بازنویسی می‌کنیم

$$\text{Im } S = \text{Im} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \int_0^H \frac{dH'}{\dot{r}} dr, \quad (15)$$

که در آن  $\dot{r}$ ، ژئودزی نورگونه شعاعی است که ذره از مسیر آن به بیرون افق تونل می‌زند. با توجه به متریک رابطه (۱۰)، ژئودزی‌های نورگونه شعاعی را به صورت زیر به دست می‌آوریم

$$\dot{r} = \pm 1 - \sqrt{1 - f(r)}, \quad (16)$$

که در آن علامت  $\pm$  به ترتیب مربوط به ژئودزی‌های برون‌سو و درون‌سو و  $f(r)$  مؤلفه متریک است. از سوی دیگر می‌توان نشان داد که برای یک متریک متقارن کروی در حالت کلی داریم

$$\dot{r} = \kappa(r - r_H) + \mathcal{O}((r - r_H)^2). \quad (17)$$

علاوه بر این، اگر جرم کل را ثابت فرض کرده و اجازه دهیم جرم سیاه‌چاله تغییر کند، آنگاه پوسته‌ای با انرژی  $\omega$  روی ژئودزی‌هایی که با جایگذاری  $M - \omega$  به جای  $M$  در متریک به دست می‌آیند حرکت می‌کند. به عبارت دیگر به دلیل وجود اثرات خودگرانشی باید اثر انرژی خود ذره بر مسیر حرکتش را با جایگذاری  $M - \omega$  در معادلات (۱۶) و (۱۷) وارد کنیم. در نتیجه خواهیم داشت

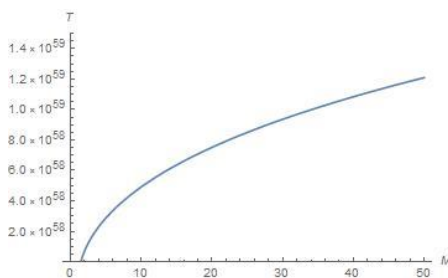
$$\begin{aligned} \text{Im } S &= \text{Im} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \int_{M-\omega}^M \frac{d(M-\omega')}{\dot{r}} dr \\ &= -\text{Im} \int_{r_{in}}^{r_{out}} \int_0^\omega \frac{d\omega'}{\dot{r}} dr. \end{aligned} \quad (18)$$

با جایگذاری معادله مسیر حرکت ذره به صورت زیر

$$\dot{r} = 1 - \sqrt{\frac{1}{\sqrt{x}} \left( \sqrt{2(M-\omega)} + \sqrt{\frac{8\rho_0\pi}{3}} r^{\frac{3}{2}} \right)} \quad (19)$$

انتگرال اول را به روش حساب مانده‌ها حل می‌کنیم. پس از حل انتگرال دوم رابطه‌ای بر حسب  $\omega$  داریم که با بسط تیلور آن می‌توانیم ضریب  $\omega$  و از آنجا بر اساس رابطه (۱۲)، دمای افق سیاه‌چاله را بیابیم. نتیجه نهایی، رابطه دما بر حسب پارامتر جرم سیاه‌چاله خواهد بود. این نتیجه را در نمودارهای شکل‌های ۲ تا ۵ نشان داده ایم. در هر چهار نمودار  $\rho_0 = 0.05$  در نظر گرفته ایم. در شکل ۲ و ۳ نمودار دمای افق کیهانی و افق سیاه‌چاله را بر حسب جرم در زمان  $t = 2$  و در شکل ۴ و ۵، نمودار دمای افق کیهانی و افق سیاه‌چاله را بر حسب جرم در زمان  $t = 4$  نمایش داده ایم.

### نتایج



شکل ۲. نمودار دمای افق کیهانی بر حسب جرم برای سیاه‌چاله کیهانی در عالم ماده غالب در پارامتر زمان  $t = 2$ .

صورت شبه کلاسیکی به بیرون افق تونل می‌زنند. در این تصویر ارتفاع سد تونل‌زنی توسط ذره‌ای که تونل می‌زند مشخص می‌شود و آنچه ناظر دور دست مشاهده می‌کند این است که شعاع سیاه‌چاله با خروج ذره‌ای با انرژی  $\omega$  کاهش می‌یابد. اساس محاسبات این روش بر مبنای محاسبه‌ی ضریب عبور با استفاده از تقریب WKB برای ناحیه ممنوعه کلاسیکی به شکل تابعی از بخش موهومی کنش به صورت زیر است

$$\Gamma = \frac{P_{\text{گسیل}}}{P_{\text{جذب}}} \sim \exp(-2 \text{Im } S). \quad (11)$$

از سوی دیگر، هاوکینگ و هارتل در مرجع [۱۶] نرخ تولید ذره را در یک سیاه‌چاله استاندارد با در نظر گرفتن یک انتشارگر شبه کلاسیکی به دست آورده‌اند. آنها به این نتیجه رسیدند که احتمال گسیل ذرات از گذشته‌ی افق با احتمال جذب در آینده‌ی افق دقیقاً برابر نیست و رابطه‌ی بین این دو احتمال را به صورت زیر به دست آوردند

$$P[\text{گسیل}] = P[\text{جذب}] \exp(-\beta\omega), \quad (12)$$

که در آن  $\omega$  انرژی ذره و  $\beta$  ثابت بولتزمن است. از مقایسه روابط (۱۱) و (۱۲) می‌توان دمای سیاه‌چاله را به دست آورد که جزئیات آن را در بخش بعد شرح خواهیم داد.

### تونل‌زنی از افق‌های سیاه‌چاله کیهانی LTB در عالم FRW غبار غالب

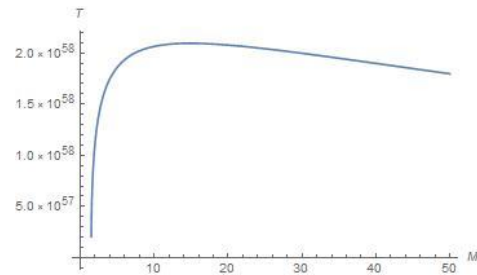
در این بخش، قصد داریم با در نظر گرفتن متریک به دست آمده برای سیاه‌چاله کیهانی در عالم FRW غبار غلب، دمای افق‌های ظاهری این سیاه‌چاله را در زمان‌های مختلف تحولش به دست آوریم. همان‌طور که در بخش قبل اشاره کردیم، در اینجا افق ظاهری سیاه‌چاله برای ما معلوم است و در مرجع [۱۷] نشان داده شده است که برای افق ظاهری نیز با می‌توان دمای هاوکینگ، آنتروپی و دیگر متغیرهای ترمودینامیکی را تعریف کرد. برای یافتن دما با فرایند تونل‌زنی ذرات بدون جرم به روش پارینخ و ویلچک ابتدا رابطه تحلیلی افق بر حسب جرم را با حل معادله زیر می‌یابیم

$$2\sqrt{6\rho_0\pi} x^{\frac{3}{2}} - \sqrt{x} (3 + 3\sqrt{6\pi\rho_0} t) + 3\sqrt{2m} = 0. \quad (13)$$

دو ریشه‌ی مثبت این معادله متناظر با افق ظاهری کیهانی و افق ظاهری سیاه‌چاله می‌باشند که در بخش قبلی تحول زمانی آنها را نشان داده ایم. با ثابت در نظر گرفتن پارامتر زمان در  $t = 2$ ، محاسبات تونل‌زنی را پی می‌گیریم. ذراتی که تونل می‌زنند از حالت اولیه  $r_{in}$  به حالت نهایی  $r_{out}$  حرکت می‌کنند که با فرض بدیهی دینامیک بودن فضا-زمان در روش تونل‌زنی پارینخ-ویلچک می‌دانیم که  $r_{in} > r_{out}$  است. به این معنی که با تونل‌زنی ذره شعاع افق ظاهری کوچکتر خواهد شد. بخش موهومی کنش برای ذره‌ی برون‌سو با انرژی مثبت که از  $r_{in}$  کمی داخل افق به  $r_{out}$  کمی خارج افق تونل می‌زند به صورت زیر است

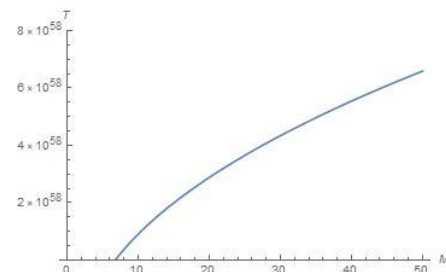
## مراجع و منابع

- [1] A. Krasinski, "Inhomogeneous Cosmological Models", CUP, 1997.
- [2] M. Carrera, D. Giulini, "Influence of Global Cosmological Expansion on Local Dynamics and Kinematics", Rev. of Mod. Phys., (2010).
- [3] G. C. McVittie, "The Mass-Particle in an Expanding Universe", Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 325 (1933).
- [4] A. Einstein, E. G. Straus, "Corrections and Additional Remarks to our Paper: The Influence of the Expansion of Space on the Gravitation Fields Surrounding the Individual Stars", Rev. Mod. Phys. 18, 148 (1946).
- [5] H. Bondi, "Spherically Symmetrical Models in General Relativity", M. Not. of the R. A. Soc. 107, 410 (1947).
- [6] P. C. Vaidya, "The Kerr metric in cosmological background", Pramana, 512 (1977).
- [7] S. N. G. Thakurta, "Kerr metric in an expanding universe", Indian J. Phys. B, 304 (1981).
- [8] J. Sultana, Ch. C. Dyer, "Cosmological black holes: A black hole in the Einstein-de Sitter universe", General Relativity and Gravitation 37, 134 (2005).
- [9] S. W. Hawking, "Particle Creation by Black Holes", Comm. Math. Phys. 43, 199 (1975).
- [10] M. K. Parikh and F. Wilczek, "Hawking Radiation as Tunneling", Phys. Rev. Lett. 85, 5042 (2000).
- [11] M. K. Parikh, "A Secret Tunnel Through The Horizon", Int. J. Mod. Phys. D 13, 2351 (2004).
- [12] M. N. C  lerier, "Do we really see a cosmological constant in the supernovae data?", Astron. Astrophys. 353, 63 (2000).
- [13] R. C. Tolman, "Effect of Inhomogeneity on Cosmological Models", Proc. Nat. Acad. Sci. 20, 169 (1934).
- [14] J. R. Oppenheimer, H. Snyder, "On Continued Gravitational Contraction", Phys. Rev. D 56, 455 (1939).
- [15] Ch. Gao et al., "Black Holes in the Universe: Generalized Lemaitre-Tolman-Bondi Solutions", Phys. Rev. D 84, 104047 (2011).
- [16] J. B. Hartle, S. W. Hawking, "Path-integral derivation of black hole radiance", Phys. Rev. D 13, 2188 (1967).
- [17] S.A. Hayward, "Dynamic black hole entropy", Phys. Lett. A 256, 347 (1999).

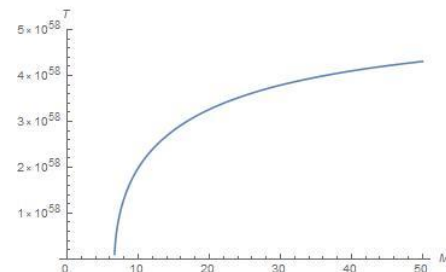


شکل ۳. نمودار دمای افق سیاه‌چاله بر حسب جرم برای سیاه‌چاله کیهانی در عالم ماده غالب در پارامتر زمان  $t = 2$ .

همانطور که از رفتار نمودارهای دمای افق کیهانی در شکل‌های ۲ و ۴ مشاهده می‌شود، دمای این افق با کاهش جرم کاهش می‌یابد تا جایی که با رسیدن به یک جرم معین دمای افق کیهانی به یک دمای محدود رسیده و پس از آن تبخیر سیاه‌چاله متوقف می‌شود.



شکل ۴. نمودار دمای افق کیهانی بر حسب جرم برای سیاه‌چاله کیهانی در عالم ماده غالب در پارامتر زمان  $t = 4$ .



شکل ۵. نمودار دمای افق سیاه‌چاله بر حسب جرم برای سیاه‌چاله کیهانی در عالم ماده غالب در پارامتر زمان  $t = 4$ .

از سوی دیگر، در شکل‌های ۳ و ۵ رفتارهای دمایی افق سیاه‌چاله به صورتی است که دما تا یک مقدار بیشینه پیش می‌رود و پس از آن با رسیدن به یک دمای محدود در همان پارامتر جرمی افق کیهانی تبخیر از این افق نیز متوقف خواهد شد. در نتیجه ترکیب بندی نهایی به صورت سیاه‌چاله‌ای با یک جرم محدود و دمای محدود در افق کیهانی و افق سیاه‌چاله خواهد بود. همچنین نکته‌ی قابل توجه این است که از مقایسه نمودارهای شکل‌های ۲ و ۴ و همین‌طور نمودارهای شکل‌های ۳ و ۵ نتیجه می‌گیریم که با گذشت زمان تبخیر با شیب بیشتری رخ خواهد داد و در زمان‌های اولیه در مرحله نهایی تبخیر، جرم کمتر و دمای کمتری برای سیاه‌چاله کیهانی در عالم ماده غالب پیش‌بینی می‌شود.

## بخش دوم

### پوسترها

## مطالعه تغییرات چگالی اتم و شدت پالس لیزر روی آستانه رخ دادن آشوب در برهمکنش پالس پرنرژری

## لیزر با اتم های هیدروژن

زهره دهقانی، الناز خلیل زاده\*

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران

## چکیده

در این مقاله تغییرات چگالی اتم های خنثی هیدروژن و شدت پالس قوی لیزر روی آستانه رخ دادن آشوب در برهمکنش پالس لیزر با پلاسما حاصل از یونیزاسیون با استفاده از نتایج کد شبیه سازی ذره ای بررسی شده است. در واقع رخ دادن آشوب در اینجا به دلیل تولید تابش های رامان رو به عقب با دامنه مشخص شده توسط تئوری مندونکا می باشد. پالس لیزر به طول ۳۵۰ فمتو ثانیه به شکل دوزنقه ای و با شیب ملایم انتخاب شده است. با استفاده از معادله موج و انتشار پالس لیزر، انتظار می رود تغییر پارامترهای لیزر و پلاسما روی تحولات پالس لیزر تاثیر داشته و آستانه رخ دادن آشوب را تغییر دهد. نتایج شبیه سازی همین مساله را تایید کرده و نشان داده می شود با افزایش چگالی اتم ها و شدت پالس لیزر، تابش های تولید شده در پلاسما حاصل از یونیزاسیون سریعتر به دامنه لازم رسیده و آشوب سریعتر رخ می دهد.

## واژه های کلیدی

آشوب، پراکندگی رامان، یونیزاسیون، شبیه سازی ذره در جعبه

## مقدمه

مطالعه بر روی برهم کنش پلاسما و پالس های کوتاه و پرنرژری لیزر، در فیزیک امروزی به سرعت در حال رشد می باشد. در این راستا و به دلیل کاربردهای بالقوه آن از جمله اشتعال سریع در گداخت لیزری<sup>۱</sup> [۲، ۱]، شتاب های بالای پروتون [۴، ۳]، لیزرهای اشعه ایکس [۵] و شتاب دهنده های موج عقبه لیزر<sup>۲</sup> [۶] پیشرفت های قابل توجهی حاصل شده است. در این زمینه، مکانیسم های مختلف شتابدهی برای ذرات تا کنون معرفی و مطالعه شده است. شتاب کیانیکی<sup>۳</sup> [۷] در حضور دو موج الکترومغناطیسی که در خلاف جهت هم حرکت می کنند سازوکار مهم دیگری است که نقش بسزایی در شتابدار کردن الکترون های پلاسما دارند. مندونکا<sup>۴</sup> نشان داد که به شرط برقراری رابطه  $a_1 a_2 \geq 1/16$  و  $a_1$  و  $a_2$  پتانسیل برداری بی بعد مربوط به پالس اول و دوم می باشند، در سیستم آشوب رخ داده و پلاسما از طریق گرمایش کیاتیکی گرم شده و الکترون ها انرژی های قابل توجهی کسب می کنند [۷]. بسیاری از مطالعات به صورت تئوری و آزمایشگاهی بر روی شتاب کیاتیکی با استفاده از دو پالس لیزر متقاطع انجام شده است [۸-۱۵]. نتایج شبیه سازی PIC نشان داد که در پلاسماهایی با چگالی متوسط (در حد چند درصد چگالی

بحرانی) و زمانی که ناحیه پلاسمایی کم چگال به اندازه کافی بزرگ باشد، حتی با یک پالس لیزر تنها در پلاسما نیز، رامان رو به عقب پراکنده شده می تواند به قدر کافی رشد کند تا به عنوان پالس دوم عمل کرده و باعث حرکت کیاتیکی الکترون ها شوند [۹، ۱۱]. در کار های قبلی ما، با استفاده از شبیه سازی ذره ای (کد PIC) نشان داده شده است که حتی در صورت محدود بودن ناحیه پلاسمایی، دامنه میدان های تابشی رو به عقب رامان نیز می توانند به عنوان دومین پالس متقابل عمل کنند، به شرط آنکه طول پالس لیزر و زمان خیزش آن به اندازه کافی طولانی باشد [۱۳، ۱۵]. در این حالت می توان الکترون ها را تا تراز انرژی بسیار بالاتر از پتانسیل پاندروماتو لیزر مربوطه شتاب داد.

هنگامی که پالس لیزری قوی در محیط گازی با چگالی کم منتشر می شود، پلاسما توسط یونش میدانی تشکیل می شود. اگرچه در بسیاری از کارها مرحله یونش و تشکیل پلاسما در نظر گرفته نمی شود، اما نشان داده شده است که نوسان های چگالی در طی زمان یونش می تواند از طریق تغییر در پراکندگی های رخ داده در پلاسما در تحولات پالس لیزر بسیار موثر باشد [۱۶-۱۹]. همانطور که در بالا ذکر شد، از آنجایی که پراکندگی های رو به عقب رامان نقشی اساسی در بروز آشوب دارند و همچنین ناپایداری های پارامتریک را می توان به طور معمول، توسط نوسان های چگالی و در طول یونش گاز ایجاد کرد [۲۰، ۲۱]، بنابراین انتظار می رود که یونش گاز بتواند به شدت بر آستانه گرمایش کیاتیکی الکترون ها تأثیرگذار باشد. از طرفی تغییرات چگالی ذرات و شدت پالس لیزر از طریق تحولات پالس لیزر می توانند آستانه رخ دادن آشوب را تغییر دهند. این مساله ای است که در این کار به آن پرداخته می شود.

## فیزیک مساله:

همان طور که در مقدمه مقاله بیان شد در این کار قصد داریم اثر تغییرات چگالی هنگام یونیزاسیون را بر روی تابش های رخ داده در پلاسما تشکیل شده را با استفاده از کد ذره ای بررسی نماییم. بطوریکه می دانید در شبیه سازی ذره ای به غیر از معادلات ماکسول و معادله حرکت ذره از معادله دیگری استفاده نمی شود. در این جا برای روشن شدن مساله و توصیف بیشتر پدیده یونیزاسیون سعی می شود با استفاده از معادلات موج و تقریب هایی که در نظر گرفته می شود یک درک اولیه ای راجع به اثرات یونیزاسیون ارائه شود. انتظار می رود به علت خلق منابع جدید جریان توسط نوسانات چگالی ناشی از یونیزاسیون، مطابق معادلات میدان های موج، تابش های جدید و ناهمبوستی تولید شده و در نتیجه تغییراتی در تابش ها در برهمکنش پالس لیزر با پلاسما حاصل از یونیزاسیون رخ دهد. معادله حاکم بر

<sup>۱</sup> Inertial confinement fusion  
<sup>۲</sup> Laser wake-field accelerator  
<sup>۳</sup> Stochastic acceleration  
<sup>۴</sup> Mendonca

نظریه های رایج برای محاسبه نرخ یونش، اصطلاحاً تئوری ADK نامیده می شود [۳۱]. طبق این نظریه، اگر میدان الکتریکی خارجی به طور خطی قطبی شود، همانطور که در معادله (۴) فرض شده است، نرخ یونش به صورت زیر بدست می آید:

$$W(|\hat{E}|) = \omega_A f_{l,m} C_{n^*l} I_p \left( \frac{3|\hat{E}|}{\pi(2I_p)^{3/2}} \right)^{1/2} \times \left[ \frac{2}{|\hat{E}|} (2I_p)^{3/2} \right]^{2n^*-|m|-1} \exp \left( -\frac{2}{3|\hat{E}|} (2I_p)^{3/2} \right) \quad (6)$$

در رابطه فوق،  $\omega_A = 4.134 \times 10^{16} \text{ sec}^{-1}$  و فاکتور  $f_{l,m}$  و  $C_{n^*l}$  به صورت زیر داده می شود

$$f_{l,m} = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|}(l-|m|)!(|m|)!} \quad (7)$$

و

$$C_{n^*l} = \left( \frac{2e}{n^*} \right)^n \frac{1}{(2\pi n^*)^{1/2}} \quad (8)$$

$e$  عدد اوایلر و  $l$  و  $m$  به ترتیب اعداد کوانتومی مغناطیسی و مداری هستند و  $n^*$  عدد کوانتومی اصلی موثر است. در ادامه، برای بررسی انتشار پالس لیزر، با ترکیب معادلات (۱)، (۲)، (۳) و (۵) معادله زیر بدست می آید [۳۲]:

$$\left( \nabla_{\perp}^2 + 2i \frac{\omega_L}{c} \frac{\partial}{\partial z} \right) \hat{E} = \left( \frac{\omega_p^2}{c^2} - 2 \frac{\omega_L^2}{c^2} - \eta_2 \eta_0 I \right) \hat{E}, \quad (9)$$

که

$$\omega_p^2 = \omega_{p0}^2 \left[ 1 - \exp \left( \frac{-n_0}{c} \int_{\zeta}^0 W(|\hat{E}|) d\zeta' \right) \right]. \quad (10)$$

مطابق با معادلات (۶)، (۹) و (۱۰)، کاملاً واضح است که در انتشار پالس لیزر در محیط گازی، یونیزاسیون اتم ها می توانند باعث تحول تابش های رخ داده در پلاسما شود.

### پارامترهای شبیه سازی:

در این بررسی نتایج شبیه سازی با استفاده از کد Smilei مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است [۳۳]. این کد، کد PIC کاملاً نسبیتی و موازی است که با استفاده از تئوری ADK شامل یونش میدانی نیز می باشد. برای مسئله مورد بررسی در این کار، چندین شبیه سازی با استفاده از نسخه یک بعدی کد و با در نظر گرفتن پارامترهای اولیه به شرح زیر انجام شده است. دمای اولیه یون  $k_B T_i = 0$  (ثابت بولتزمن است) است. اتم های خنثی هیدروژن در محدوده  $x = [85 - 220] \mu m$  قرار گرفته اند. طول سلول شبیه سازی  $dx \approx 0.01 \times 2\pi \mu m$  بوده و تعداد ۴۸ ذره در هر سلول در نظر گرفته می شود. شرایط انعکاسی برای ذرات و شرایط مرز باز برای میدان های الکترومغناطیسی استفاده می شود. پالس لیزر با

انتشار پرتو لیزر در گازی که تحت یونش قرار می گیرد با معادله موج زیر بیان می شود [۲۲]:

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = \frac{4\pi}{c^2} \left( \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{J}_p}{\partial t} \right) \quad (1)$$

که  $\vec{E}$ ،  $\vec{P}$  و  $\vec{J}_p$  به ترتیب، میدان لیزر، میدان قطبش مرتبط با گاز (الکترون های مقید) و چگالی جریان پلاسما مرتبط با گاز یونیزه (الکترون های آزاد) هستند. همچنین  $C$  و  $t$  سرعت نور و زمان است. میدان قطبشی در معادله (۱) می تواند به دلیل فرآیندهای مختلفی مانند اثرات حرارتی، جذب اشباع شده و قطبش الکترونیکی باشد. اما در مقیاس انجام شده در مطالعه پیش رو، قطبش الکترونیکی، سازوکار غالب است. میدان قطبش الکتریکی با  $\vec{P} = qn_n \vec{\chi}_d$  توصیف می شود که  $q$ ،  $n_n$  و  $\vec{\chi}_d$  بار، چگالی اتم ها و جابجایی توزیع الکترونیکی از تعادل، به علت میدان لیزری است. با در نظر گرفتن تقریب هایی مانند (۱) کوچک بودن جمله غیرخطی، (۲) ضعیف بودن اثرات پراکندگی و (۳) صرف نظر از اثرات میرایی، می توان میدان قطبشی را به صورت زیر تقریب زد [۲۳ و ۲۴]

$$\vec{P} = \frac{1}{4\pi} (\eta_0^2 - 1 + 2\eta_0 \eta_2 I) \vec{E} \quad (2)$$

در معادله فوق  $\eta_0$ ،  $\eta_2$  و  $I$  به ترتیب ضریب شکست خطی گاز خنثی، مولفه غیرخطی ضریب شکست و شدت لیزر هستند. یونیزاسیون گاز با پالس لیزر منجر به چگالی جریان پلاسما،  $\vec{J}_p = qn_p \vec{V}_p$  می شود که در آن  $n_p$  و  $\vec{V}_p$  به ترتیب چگالی پلاسما و سرعت سیال هستند. با استفاده از پیوستگی چگالی و معادلات سرعت سیالی، چگالی جریان پلاسما به صورت زیر داده می شود [۲۵ و ۲۶]

$$\text{که در آن } \omega_p = \left( 4\pi q^2 n_p / m \right)^{1/2} \text{ فرکانس الکترونی پلاسما}$$

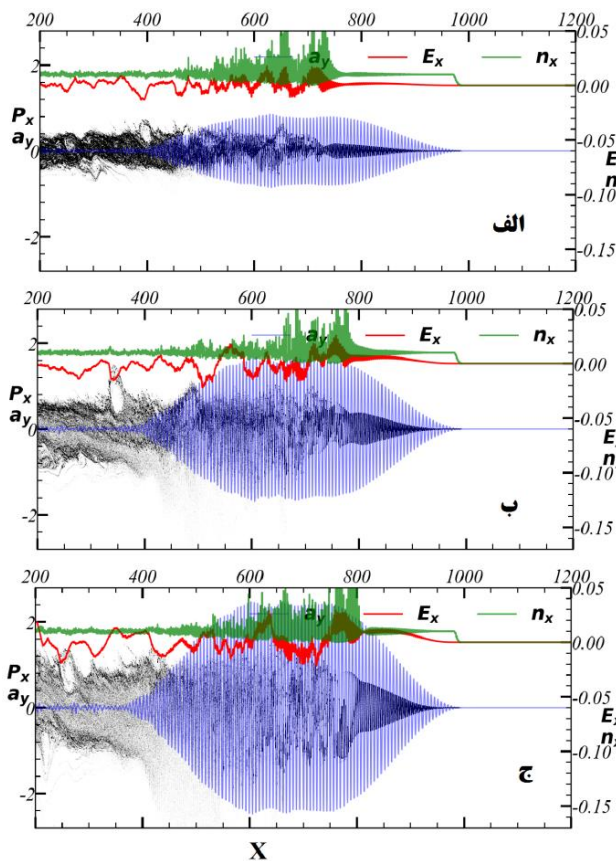
است. در اینجا، فرض بر این است که میدان الکتریکی به صورت خطی قطبی شده و به صورت زیر داده شود

$$E = \hat{E} e^{(ik_L \zeta)/2} + c.c., \quad (4)$$

که در آن،  $\zeta = z - ct$  و  $k_L = c\omega_L$ ، فرکانس لیزر (است) است و  $\hat{E}$  نیز دامنه میدان الکتریکی لیزر است که به آرامی تغییر می کند. تغییر چگالی پلاسما در معادله (۳) به صورت زیر داده می شود

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = (n_0 - n_p) W(|\hat{E}|), \quad (5)$$

که  $W(|\hat{E}|)$  نرخ یونیزاسیون است. پارامتر اصلی که سازوکار یونش را تعیین می کند پارامتر کلدیش  $\gamma = \omega_L \sqrt{2I_p} / |\hat{E}|$  است که  $I_p$  پتانسیل یونش اتمی می باشد [۲۷]. برای مقادیر  $\gamma \gg 1$  سازوکار یونش را یونش چند فوتونی می نامند و برای مقادیر کوچک  $\gamma \ll 1$  سازوکار یونش، یونش میدانی است. یونش اتم ها در میدان شدید لیزر به طور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۸-۳۰]. یکی از



شکل ۱: میدان  $E_x$  موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی  $a_y$ ، تکانه طولی  $p_x$  و چگالی الکترون  $n_x$  در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در شکل ۱ در زمان انتشار ۵۴۰ فمتو ثانیه برای چگالی اتم‌های خنثی هیدروژن  $n_0 = 0.01 n_{cr}$  و برای شدت پالس لیزر نرمالیزه شده (الف)  $a_0 = 1$ ، (ب)  $a_0 = 2$  و (ج)  $a_0 = 3$

در ادامه برای مشخص شدن اثر تغییرات چگالی اتم‌های خنثی هیدروژن روی تحولات تابش و در نتیجه آستانه رخ دادن آشوب، در شکل ۲، میدان  $E_x$  موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی  $a_y$ ، تکانه طولی  $p_x$  و چگالی الکترون  $n_x$  در پلاسمای حاصل از یونش میدانی ۱ در زمان انتشار ۵۴۰ فمتو ثانیه برای شدت پالس لیزر  $a_0 = 1$  و برای چگالی اتم‌های خنثی هیدروژن (الف)  $n_0 = 0.01 n_{cr}$ ، (ب)  $n_0 = 0.02 n_{cr}$  و (ج)  $n_0 = 0.03 n_{cr}$  رسم شده است. در نگاه اول رخ دادن آشوب و بهم ریختگی فضای فاز کاملاً مشهود است. کاملاً واضح است که دامنه میدان الکتریکی در اینجا نیز به اندازه‌ای بالا نیست که بهم ریختگی فضای فاز ناشی از شکست موج باشد. در شکل ۲ (ب) و (۱۰) مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی اتم‌ها مطابق روابط (۹) و (۱۰) تابش‌های رخ داده در محیط تغییر کرده و آستانه رخ دادن آشوب تغییر می‌کند. در چگالی بالاتر، رخ دادن آشوب سریعتر اتفاق افتاده است.

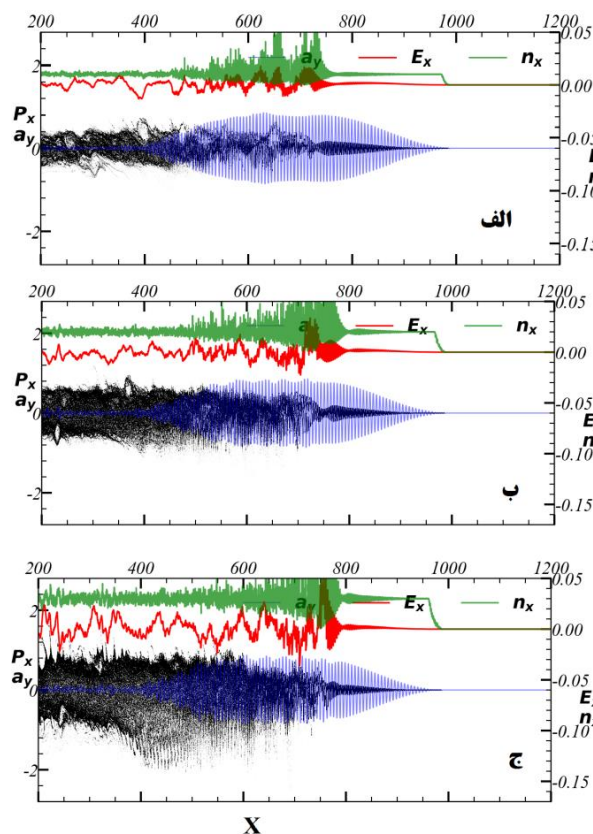
قطبش  $P$ ، در امتداد جهت  $X$  با مشخصات دوزنقه‌ای در فضا و زمان و در طول موج  $1 \mu m$  منتشر می‌شود. پوش پالس که در این شبیه‌سازی‌ها استفاده می‌شود، شامل سه بازه زمانی  $[PL_1, PL_2, PL_3]$  است. در طی زمان  $PL_1$  پالس رشد کرده، در بازه زمانی  $PL_2$  ثابت می‌ماند و در طی بازه زمانی  $PL_3$  افت می‌کند. در تمام شبیه‌سازی‌ها، موقعیت،  $X$ ، میدان الکتریکی،  $E$ ، تکانه‌های طولی،  $p_x$ ، و پتانسیل برداری عرضی،  $a_0$ ، به ترتیب، به مقادیر  $c/\omega_0$ ،  $m_e c$ ،  $e/m_e c^2$  و  $\omega_0 m_e c/e$  نرمالیزه می‌شوند. در این جا  $\omega_0$ ، فرکانس مرکزی لیزر است.

### – انجام شبیه‌سازی و نتایج بدست آمده:

در کار قبلی، با مطالعه تغییرات پالس لیزر خود سازگار از طریق تبدیل فوریه پتانسیل بردار عرضی،  $a_y$ ، در فضا-زمان نشان داده شد که در برهم کنش پالس لیزر (به شرطی که طول پالس لیزر به اندازه کافی طولانی باشد و زمان خیزش پالس نیز در ابتدا ملایم افزایش یابد) با پلاسمای کم چگال، دامنه میدان رامان رو به عقب می‌تواند حد آستانه شرط مندوکا در سیستم را برآورده کرده و آشوب در سیستم رخ دهد [۱۵]. همچنین از معادلات موج در بخش قبلی، نشان داده شد که نوسان‌های چگالی ناشی از یونش، به صورت منابع چگالی جریان عمل کرده و می‌توانند تابش ایجاد کنند. بنابراین انتظار می‌رود تغییر پارامترهای لیزر و پلاسمای ایجاد شده در اثر یونیزاسیون روی تحولات پالس لیزر اثر گذاشته و به دنبال آن، آستانه رخ دادن آشوب را تغییر دهد.

میدان  $E_x$  موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی  $a_y$ ، تکانه طولی  $p_x$  و چگالی الکترون  $n_x$  در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در شکل ۱ در زمان انتشار ۵۴۰ فمتو ثانیه برای چگالی اتم‌های خنثی هیدروژن  $n_0 = 0.01 n_{cr}$  و برای شدت پالس لیزر نرمالیزه شده (الف)  $a_0 = 1$ ، (ب)  $a_0 = 2$  و (ج)  $a_0 = 3$  رسم شده است (  $a_0^2 \approx I \lambda_\mu^2 / 1.37 \times 10^{18}$  ). مطابق شکل پالس لیزر دوزنقه‌ای بوده و طول آن ۳۵۰ فمتو ثانیه  $[140, 70, 140]$  می‌باشد. همان‌طور که از شکل‌ها کاملاً مشخص می‌باشد با افزایش شدت پالس لیزر آستانه رخ دادن آشوب که با بهم ریختگی فضای فاز نیز همراه است کاهش می‌یابد. این به این معنی است که دامنه تابش‌های پراکنده شده رو به عقب، در پالس با شدت بالاتر زودتر معیار مندوکا را برآورده کرده و آشوب رخ می‌دهد. لازم به ذکر است با توجه به کوچک بودن دامنه میدان الکتریکی عقبه تولید شده در پلاسمای نمی‌توان انتظار داشت این بهم ریختگی به دلیل شکست موج عقبه باشد. در واقع، با توجه به این واقعیت که دامنه موج عقبه الکتریکی شکل گرفته، بسیار ناچیز است و به دلیل تک بعدی بررسی شدن مساله و تولید تابش رامان رو به عقب، به نظر می‌رسد تنها سازوکاری که می‌تواند باعث ایجاد اختلال در فضای فاز شود، سازوکار آشوب در حضور امواج الکترومغناطیسی منتشر شده به صورت متقابل است.

- [3] P. Puyuelo-Valdes, J. L. Henares, F. Hannachi, T. Ceccotti, J. Domange, M. Ehret, E. d'Humieres, L. Lancia, J. R. Marquès, X. Ribeyre, J. J. Santos. *Physics of Plasmas* **26**, 123109 (2019).
- [4] L. A. Gizzi, G. Cristoforetti, F. Baffigi, F. Brandi, G. D'Arrigo, A. Fazzi, L. Fulgentini, D. Giove, P. Koester, L. Labate, G. Maero, D. Palla, M. Romé, M. Russo, D. Terzani and P. Tomassini, *Phys. Rev. Research* **2**, 033451 (2020).
- [5] S. Singh, R. Versaci, A. Laso Garcia, L. Morejon, A. Ferrari, M. Molodtsova, R. Schwengner, D. Kumar, and T. Cowan, *Review of Scientific Instruments* **89**, 085118 (2018).
- [6] J. P. Palastro, J. L. Shaw, P. Franke, D. Ramsey, T. T. Simpson and D. H. Froula, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 134802 (2020).
- [7] J. T. Mendonca and F. Doveil, *J. Plasma Phys.* **28**, 485 (1982).
- [8] D. W. Forslund, J. M. Kindel, W. B. Mori, C. Joshi, and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 558 (1985).
- [9] Z. M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku, M. S. Jovanovic, T. Taguchi, J. Zhang, and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055004 (2002).
- [10] Z. M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, and J. Meyer-ter-Vehn, *Plasma Phys. Rev. E* **69**, 016407 (2004).
- [11] P. Zhang, N. Saleh, C. Chen, Z. M. Sheng, and D. Umstadter, *Phys. Plasmas* **10**, 2093 (2003).
- [12] E. Khalilzadeh, J. Yazdanpanah, J. Jahanpanah, A. Chakhmachi and E. Yazdani, *Phys. Plasmas* **22**, 113115 (2015).
- [13] E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi and J. Yazdanpanah, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59**, 125004 (2017).
- [14] Y. Zhang and S. Krasheninnikov, *Phys. Plasmas* **26**, 050702 (2019).
- [15] E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi and J. Yazdanpanah, *Optik* **218**, 165249 (2020).
- [16] A. Morozov, Y. Luo, S. Suckewer, D. Gordon, and P. Sprangle, *Physics of Plasmas* **17**, 023101 (2010).
- [17] W. Mori and T. Katsouleas, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3495 (1992).
- [18] D. Gordon, B. Hafizi, P. Sprangle, R. Hubbard, J. Penano, and W. Mori, *Phys. Rev. E* **64**, 046404 (2001).
- [19] C. Schroeder, E. Esarey, C. Geddes, C. Toth, B. Shadwick, J. Van Tilborg, J. Faure, and W. Leemans, *Physics of Plasmas* **10**, 2039 (2003).
- [20] N. Andreev, M. Veisman, M. Cadjan, and M. Chegotov, *Plasma Physics Reports* **26**, 94 (2000).
- [21] P. Kumar, K. Yu, R. Zgadzaj, L. D. Amorim, M. Downer, J. Welch, V. N. Litvinenko, N. Vafaei-Najafabadi, and R. Samulyak, *Physics of Plasmas* **26**, 083106 (2019).
- [22] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting, *IEEE journal of quantum electronics*. **33**, 1879 (1997).
- [23] Y. R. Shen, *the Principles of Nonlinear Optics*. (New York: Wiley, 1984).
- [24] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. (San Diego, CA: Academic, 1993).
- [25] V. B. Gil'denburg, A. V. Kim, and A. M. Sergeev, *JETP Lett.* **51**, 104 (1990).
- [26] E. Esarey, G. Joyce, and P. Sprangle, *Phys. Rev. A* **44**, 3908 (1991).
- [27] L. V. Keldysh, *Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 1945 (1964).
- [28] H. R. Reiss, *Phys. Rev. A* **22**, 1786 (1980).
- [29] D. Bauer and P. Mulser, *Phys. Rev. A* **59**, 569 (1999).
- [30] F. H. M. J. Faisal, *Phys. B* **6**, L8 (1973).
- [31] M. V. Ammosov, N. 8. Delone, and V. P. Krainov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **91**, 2008 (1986).
- [32] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall. *Physical Review E*. **54**, 4211 (1996).
- [33] J. Derouillat, A. Beck, F. Pérez, T. Vinci, M. Chieramello, A. Grassi, M. Flé, G. Bouchard, I. Plotnikov, N. Aunai, J. Dargent, *Computer Physics Communications* **222**, 351 (2018).



شکل ۲: میدان موج عقبه، پتانسیل برداری عرضی، تکانه طولی  $p_x$  و چگالی الکترون  $n_x$  در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در شکل ۱ در زمان انتشار ۵۴۰ فمتو ثانیه برای شدت پالس لیزر  $a_0 = 1$  و برای چگالی اتم های خنثی هیدروژن (الف)  $n_0 = 0.01 n_c$ ، (ب)  $n_0 = 0.02 n_c$  و (ج)  $n_0 = 0.03 n_c$ .

### نتیجه گیری

در این کار، هدف بررسی اثر تغییرات پارامترهای لیزر و پلازما روی آستانه رخ دادن آشوب می باشد. در اینجا، آشوب به دلیل وجود دو موج الکترومغناطیسی در خلاف جهت هم و با دامنه مشخص شده توسط تئوری مندونکا می باشد. زمانیکه پالس لیزر قوی با زمان خیزش طولانی (شیب ملایم) در پلازما منتشر شود قبلاً نشان داده شده است که تابش های رامان رو به عقب می توانند تا اندازه ای رشد کنند که به عنوان موج الکترومغناطیسی دوم برای رخ دادن آشوب در نظر گرفته شوند [۱۵]. به همین دلیل در این کار از پالس لیزر به طول ۳۵۰ فمتو ثانیه و با زمان خیزش ۱۴۰ فمتو ثانیه استفاده شده است. نتایج شبیه سازی ما در توافق با نتایج معادلات موج نشان می دهند که با افزایش چگالی اتم های خنثی (چگالی پلاسمای تشکیل شده در اثر یونیزاسیون) و افزایش شدت پالس لیزر، تحولات پالس لیزر به گونه ای است که تابش رامان رو به عقب قویتر تشکیل شده و آشوب سریعتر رخ می دهد.

### مراجع و منابع

- [1] S. Zhang and S. X. Hu, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 10500 (2020).
- [2] G. Varillon, J. M. Clarisse, A. Couairon, *Phys. Rev. E*. **103**, 023211 (2021).

## بررسی تاثیر لایه کندگی دوتایی CH-DLC در افروزش مرکزی هدفهای گداخت لختی با استفاده از کد هیدرودینامیکی MULTI-IFE

نوری، سحر<sup>۱</sup>؛ خان بابائی، بابک<sup>۱</sup>

<sup>۱</sup>دانشجو مقطع دکترا، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان، s.nouri@std.du.ac.ir

<sup>۱</sup>استادیار، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان، b.khanbabaie@du.ac.ir

### چکیده

لایه‌ی کندگی کربن با چگالی بالا<sup>۱</sup> (DLC) یکی از نویدبخش‌ترین انتخاب‌ها برای افروزش مرکزی در گداخت به روش محصورشدگی اینرسی است. در این پژوهش ما از کد یک بعدی MULTI-IFE و لایه کندگی دوتایی CH-DLC استفاده کرده‌ایم، زیرا CH به عنوان بیرونی ترین لایه باعث کاهش ناپایداری‌های هیدرودینامیکی می‌شود. در حالی که DLC به عنوان لایه‌ی کندگی اصلی در صد بالتری از انرژی لیزر فرودی را جذب کرده و موجب افزایش بهره خواهد شد. هدف کروی ما تحت تابش یک راه‌انداز مستقیم لیزری با انرژی کل  $1/7 \text{ MJ}$  و طول پالس  $22/7 \text{ ns}$  قرار گرفته‌است. ارزیابی‌های ما نشان می‌دهد، اگر ضخامت DLC برابر با  $5/1 \mu\text{m}$  و ضخامت CH برابر با  $37 \mu\text{m}$  باشد، جذب انرژی فرودی در حدود ۶٪ نسبت به هدف با تک لایه‌ی کندگی CH افزایش پیدا خواهد کرد، در نتیجه بهره سوخت حدود ۹٪ افزایش پیدا می‌کند.

### واژه‌های کلیدی

افروزش مرکزی، کد هیدرودینامیکی MULTI-IFE، لایه‌ی کندگی دوتایی CH-DLC، گداخت محصورشدگی لختی

### مقدمه

اخیرا گداخت محصورشدگی لختی<sup>۲</sup> (ICF) به عنوان یک گزینه مهم برای تامین تقاضای انرژی جهان به شیوه پایدار در نظر گرفته شده است. با این حال طراحی هدف‌های ICF یکی از چالش برانگیزترین مسائل است. در ICF می‌توان از یک راه‌انداز مستقیم<sup>۳</sup> لیزری استفاده کرد<sup>[۱]</sup>. هدف‌های به کار رفته در راه‌اندازهای لیزری را معمولا میکروبالن‌های پلاستیکی تشکیل می‌دهند، که از سه لایه تشکیل شده‌اند. ناحیه‌ی مرکزی کره، گاز دوتریم-تریتم (DT) است که با یک لایه‌ی کروی جامد DT پوشیده می‌شود. ناحیه‌ی مرکزی به منظور ایجاد شرایط ساده‌تر افروزش، هنگام متراکم شدن قرص ایجاد می‌شود؛ تا به افروزش سوخت جامدکمک کند. این دو ناحیه، داخل لایه‌ی کندگی که شامل موادی مانند: پلی استایرن<sup>۴</sup> (CH) است، قرار

گرفته‌اند. پس از تابش لیزر، لایه‌ی کندگی به سرعت گرم شده و موجب تراکم سوخت و افروزش آن می‌شود<sup>[۲]</sup>. اما عوامل مهمی مانند ناپایداری‌های لیزر- پلاسما و ناپایداری‌های هیدرودینامیکی می‌تواند مانع رسیدن به افروزش شود. با انتخاب درست لایه‌های کندگی می‌توان این عوامل را محدود کرد. یک راه حل مناسب استفاده از لایه‌ی کندگی است<sup>[۳]</sup> که دارای چگالی جرمی و آهنگ کندگی بالایی است که می‌تواند ناپایداری‌های هیدرودینامیکی را کاهش دهد. از سوی دیگر استحکام بالای DLC به آن اجازه می‌دهد؛ فشار زیادی را که ناشی از سوخت است تحمل کند. عمده‌تاً DLC از کربن‌هایی که در آرایش غیربلوری<sup>۵</sup> هستند، تشکیل شده است. این ساختار شامل مناطقی است که به صورت موضعی، الماس مانند است و در مناطقی ساختار به صورت گرافیت مانند است و هیچ نظم بلندبردی وجود ندارد<sup>[۴،۵]</sup>. امروزه DLC توجه محققان را به خود جلب کرده است و به دلیل ویژگی‌های خاصش به طور گسترده در صنعت مورد استفاده می‌گیرد. در این پژوهش هدف ما استفاده از یک لایه‌ی خارجی متداول CH و یک لایه‌ی داخلی تر DLC است. در واقع از یک لایه‌ی دوتایی کندگی استفاده می‌نماییم. به این منظور از کد هیدرودینامیکی یک بعدی MULTI-IFE که یکی از به‌روزترین کدها در این زمینه پژوهشی است، استفاده کرده‌ایم، کد MULTI-IFE معادلات دسته بندی شده، هدایت گرمایی و یک بسته ردیابی پرتو سه بعدی را در نظر می‌گیرد؛ که جذب انرژی لیزر را از طریق سازوکار تابش ترمزی معکوس مدیریت کند. یک پرتو لیزری با توزیع گاوسی که شدت آن  $1/e$  شعاع اولیه کپسول کاهش پیدا می‌کند را در نظر گرفته‌ایم<sup>[۶،۷]</sup>. در ابتدا ضخامت مناسب DLC را یافته‌ایم و سپس به بررسی پارامترهای مهم در گداخت مانند چگالی، دما، انرژی لیزر جذب شده و ... می‌پردازیم.

### روش کار

<sup>4</sup> C<sub>8</sub>H<sub>8</sub>

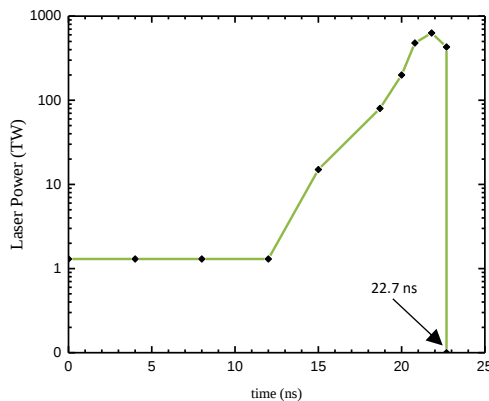
<sup>5</sup> Amorphous

<sup>1</sup> Diamond Like Carbon

<sup>2</sup> Inertial Confinement Fusion

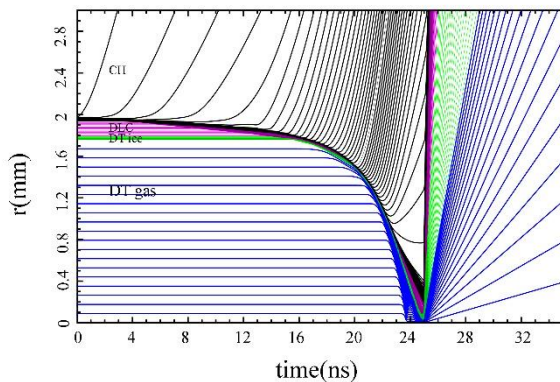
<sup>3</sup> Direct drive

فرودی را نمایش می دهد. انرژی کل پالس فرودی در حدود ۱/۷ MJ است.



شکل ۳: توان پالس لیزر فرودی بر حسب زمان

انفجار رو به داخل هدف با لایه‌ی کندگی دوتایی CH-DLC در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که در شکل می بینیم پالس متراکم سازی تا زمان شروع پالس شوکی افروزش (۱۲ ns)، تراکم قرص سوخت را حفظ می کند. حداکثر توان لیزر تابشی در مرحله متراکم سازی ۱/۳ TW است. افزایش توان لیزر در زمان های بعدی سبب شتاب گیری لایه های داخلی می شود. پس از خاموش شدن لیزر در زمان ۲۲/۷ ns، لایه ها با سرعت ثابت به سمت مرکز کره رفته و در زمان تقریبی ۲۳/۷ ns به مرکز رسیده و ایستا شده و به فشار و دمای لازم برای افروزش سوخت می رسد و در زمان ۲۴/۹۵ ns افروزش رخ می دهد.



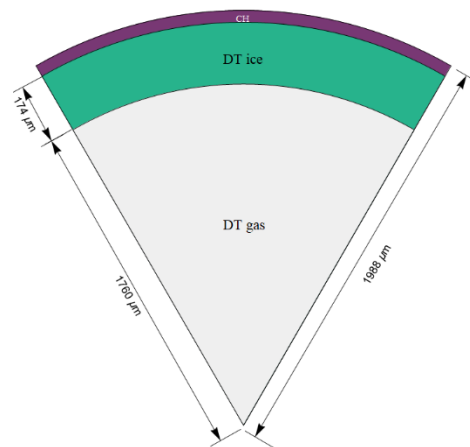
شکل ۴: نمودار خطوط لاگرانژی بر حسب زمان برای هدف شکل ۲.

برای هر انرژی معین لیزر یک ضخامت بهینه از لایه‌ی کندگی DLC وجود دارد که در آن بهره سوخت  $G = \frac{E_{fus}}{E_{in}}$  که نسبت بین انرژی گداخت گرما هسته ای به انرژی لیزر فرودی می باشد؛ بهینه خواهد شد. شکل ۵ تغییرات بهره هدف را به ازای ضخامت های مختلف DLC نشان می دهد، در ضخامت  $5/1 \mu m$  بهره به بیشینه مقدار خود یعنی ۹۲/۲۶ می رسد.

هدف مورد استفاده در مرجع [۸] در شکل ۱ نشان داده شده است. هدف شامل یک کره به مرکزیت گاز DT و یک لایه‌ی سوخت برودتی DT و یک لایه‌ی کندگی CH است. اطلاعات تکمیلی در جدول ۱ گزارش شده است.

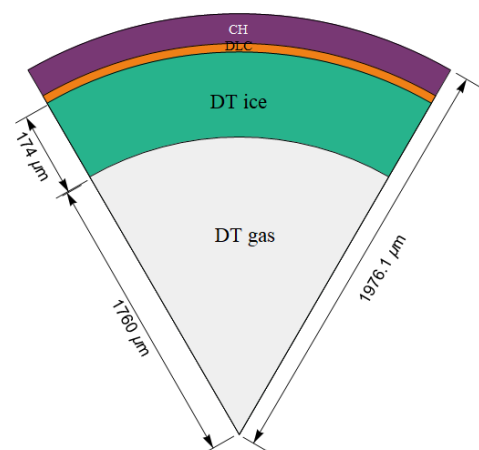
جدول ۱: مشخصات هندسه هدف استفاده شده در مرجع [۸]

| لایه ها     | ضخامت ( $\mu m$ ) | جرم (mg) | تعداد سلول |
|-------------|-------------------|----------|------------|
| بخار DT     | ۱۷۶۰              | ۰/۳      | ۴۰         |
| جامد DT     | ۱۷۴               | ۱/۶۸     | ۸۰         |
| پلی استایرن | ۳۷                | ۱/۶۷     | ۹۰         |



شکل ۱: برشی از هدف استفاده شده در مرجع [۸]

هدف مورد استفاده در این پژوهش مشابه با هدف مرجع [۲] می باشد. با این تفاوت که به جای لایه‌ی کندگی پلی استایرن از لایه‌ی کندگی دوتایی CH-DLC استفاده شده است (شکل ۲).

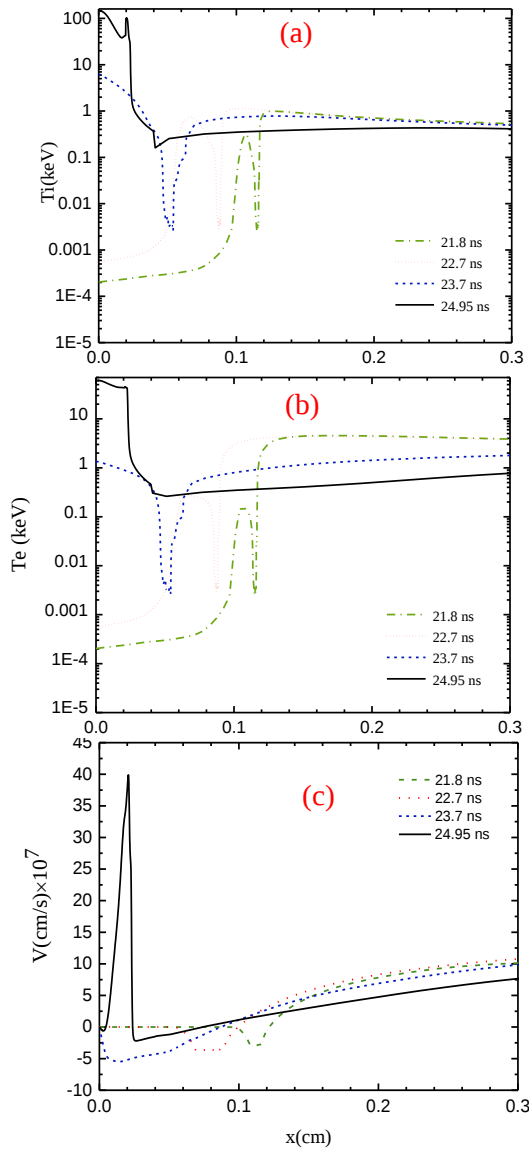


شکل ۲: برشی از هدف استفاده شده در این پژوهش.

این هدف تحت تابش متقارن لیزری با حداکثر توان ۶۰۰ TW و طول موج  $0/۲۵ \mu m$  قرار گرفته است. شکل ۳ تغییرات زمانی پالس

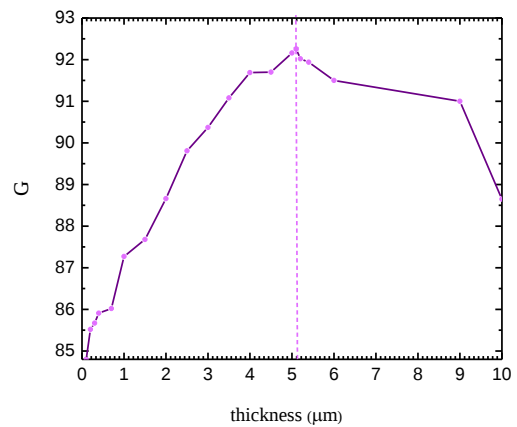
جدول ۲: مشخصات هندسه هدف استفاده شده در این پژوهش

| لایه ها          | ضخامت ( $\mu\text{m}$ ) | جرم (mg) | تعداد سلول |
|------------------|-------------------------|----------|------------|
| بخار DT          | ۱۷۶۰                    | ۰/۳      | ۴۰         |
| جامد DT          | ۱۷۴                     | ۱/۶۸     | ۸۰         |
| کربن الماس مانند | ۵/۱                     | ۰/۶۲     | ۹۰         |
| پلی استایرن      | ۳۷                      | ۱/۶۷     | ۹۰         |



شکل ۶: رشته مقاطع شعاعی (a) دمای یونی، (b) دمای الکترونی، (c) سرعت شاره در زمان های ایستایی، اشتعال، بیشترین توان لیزر فرودی و زمان خاموش شدن لیزر.

انرژی لیزر جذب شده در هدف با لایه کندگی CH-DLC در حدود ۸۰ kJ بیشتر از هدف با لایه کندگی CH در زمان خاموش شدن لیزر است. انرژی لیزر جذب شده بر حسب زمان در طول پالس لیزر فرودی برای لایه کندگی CH-DLC و CH در شکل ۷ نشان داده شده است.



شکل ۵: تغییرات بهره سوخت به ازای ضخامت های مختلف DLC

یکی از عوامل مهم در صحت کدهای یک بعدی، پارامترهای کنترلی، مانند: نسبت ابعادی در پرواز<sup>۱</sup> است. که به صورت  $IFAR = \frac{R}{\Delta R}$

محاسبه می شود. R شعاع اولیه پوسته و  $\Delta R$  ضخامت آن است. این محاسبه زمانی انجام می شود که شعاع به دو سوم مقدار اولیه اش برسد. شبیه سازی های مختلف نشان داده، که اگر مقدار نسبت ابعادی در

پرواز بیش از ۳۰ شود، پوسته در حین فرایند انفجار رو به داخل دچار شکستگی و اغتشاش غیرقابل کنترل می شود. نسبت ابعادی در پرواز هدف مورد استفاده در این پژوهش به ازای ضخامت ۵/۱  $\mu\text{m}$  DLC، ۲۵/۱ است که این نشان می دهد ضخامت انتخاب شده برای DLC مناسب است و از این رو می توان اطمینان حاصل نمود که اغتشاشات تاثیر چندانی بر افروزش هدف نخواهند گذاشت.

## نتایج

در این بخش ابتدا نتایج حاصل از افروزش هدف با لایه کندگی دوتایی CH-DLC ارائه خواهد شد و در مرحله ی بعدی با هدف تک لایه ی کندگی CH مقایسه خواهد شد. در جدول ۲ مشخصات هندسه به کار رفته در این پژوهش را می بینیم. در شکل ۶، رشته مقاطع شعاعی دمای یونی، دمای الکترونی، سرعت شاره را در زمان های ایستایی، افروزش، بیشترین توان لیزر فرودی و زمان خاموش شدن لیزر مشاهده می کنیم، در قسمت (a) در نقطه ی ایستایی در زمان ۲۳/۷ ns شاهد افزایش دمای یون ها در مرکز هدف تا  $6 \times 10^3 \text{ keV}$  هستیم و در این نقطه تمام انرژی جنبشی به انرژی درونی تبدیل شده است و هدف آماده افروزش می باشد و کمتر از ۲ ns بعد افروزش رخ می دهد و دمای یون ها تا  $10^5 \text{ keV}$  افزایش پیدا می کند. در قسمت (c) شاهد بیشینه سرعت در زمان ۲۴/۹۵ ns می باشیم، در این لحظه افروزش در ناحیه ی مرکزی سوخت یعنی در لکه ی داغ رخ داده است.

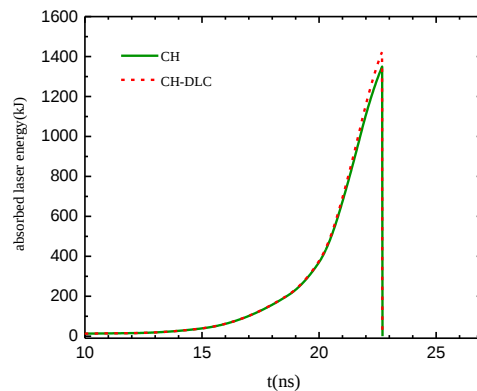
<sup>1</sup> In-flight aspect ratio

## جمع بندی

امروزه گداخت به روش ICF با راهانداز لیزری مورد توجه محققان این حوزه قرار دارد و بهینه‌سازی طراحی هدف‌ها بسیار مورد توجه است. به همین دلیل در این پژوهش بهینه‌سازی یک هدف نوعی را بررسی کرده‌ایم. افزودن لایه‌ی کندگی DLC به لایه‌ی کندگی پلی استاتیرن به علت چگالی بالایی که دارد، باعث کاهش ضخامت قرص سوخت شده و موجب حفظ بهتر تقارن سوخت و کاهش ناپایداری‌ها می‌شود. این امر موجب می‌شود که بتوان از لیزرهای با پالس‌های کوتاه‌تر استفاده نمود. سپس با بررسی بهره هدف ضخامت مناسب DLC به دست آمد. تحقیقات نشان داد قرص سوخت با لایه‌ی کندگی دوتایی جذب انرژی لیزر و انرژی یون‌های بالاتری نسبت به لایه‌ی کندگی تکی نشان می‌دهد و در نهایت موجب افزایش ۹٪ بهره سوخت لایه‌ی دوتایی می‌شود.

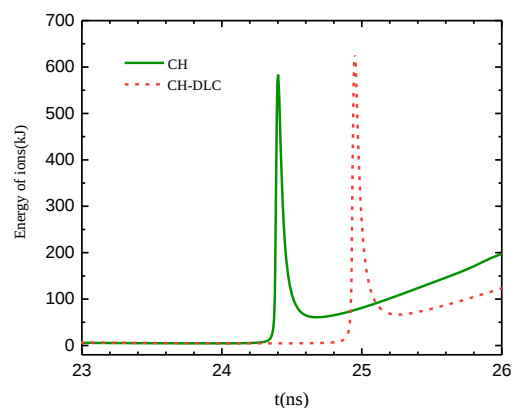
## مراجع و منابع

- [1] R. L. McCrory et al. *Progress in direct-drive inertial confinement fusion*, Phys. Plasmas **15**, 055503 (2008)
- [2] Kline, J. L., Batha, S., Benedetti, L. R., Bennett, D., Bhandarkar, S., Hopkins, L. B, & Bradley, D. K. (2019). "Progress of indirect drive Inertial Confinement Fusion in the United States". *Nuclear Fusion*. 59, 11, 112018.
- [3] J. Nilsen, *Understanding the effects of radiative preheat and self-emission from shock heating on equation of state measurement at 100s of Mbar using spherically converging shock waves in a NIF hohlraum*, Matter and Radiation at Extremes **5**, 018401 (2020).
- [4] Honglertkongsakul, K., P. W. May, and B. Paosawatanyong. "Electrical and optical properties of diamond-like carbon films deposited by pulsed laser ablation." *Diamond and Related Materials* 19.7-9 (2010): 999-1002.
- [5] S. W. Haan, *Point design targets, specifications, and requirements for the 2010 ignition campaign on the National Ignition Facility*, Phys. Plasmas **18**, 051001 (2011)
- [6] R. Ramis and J. Meyer-ter-Vehn, *MULTI-IFE—A one-dimensional computer code for Inertial Fusion Energy (IFE) target simulations*, Comput. Phys. Commun. **203**, 226 (2016)
- [7] Temporal, Mauro, et al. "Irradiation uniformity at the Laser MegaJoule facility in the context of the shock ignition scheme." *High Power Laser Science and Engineering* 2 (2014).
- [8] S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The physics of inertial fusion*, 1st ed. (Clarendon Press, Oxford, 2004) A. Author, 1986. Book Name. Publisher Name, Address.



شکل ۷: انرژی کل لیزر جذب شده در طول زمان تابش پالس لیزر به ازای لایه‌ی کندگی CH و CH-DLC

انرژی یون‌ها نیز در هدف با لایه‌ی کندگی CH-DLC حدود ۴۰ kJ افزایش نسبت به هدف با لایه‌ی کندگی CH داشته است، در شکل ۸ این افزایش را می‌توانیم مشاهده کنیم، بنابراین زمانی که لایه‌ی DLC در زیر لایه‌ی CH قرار بگیرد موجب افزایش ۶٪ انرژی لیزر جذب شده و انرژی یون‌ها شده و باعث سهولت در رسیدن به افروزش و افزایش ۹٪ بهره نسبت به تک لایه‌ی CH خواهد بود.



شکل ۸: انرژی یون‌ها در طول زمان تابش پالس لیزر به ازای لایه‌ی کندگی CH و CH-DLC

جدول ۳ پارامترهای مهم مقایسه شده بین دو لایه‌ی کندگی CH-DLC و CH را به صورت جمع‌بندی نشان می‌دهد.

جدول ۳ پارامترهای مهم مقایسه شده بین دو لایه‌ی کندگی CH-DLC و CH

| هدف با لایه‌ی کندگی CH-DLC | هدف با لایه‌ی کندگی CH | لایه‌ها                                           |
|----------------------------|------------------------|---------------------------------------------------|
| ۱۷۰                        | ۱۵۲                    | دمای یونی (keV)                                   |
| ۶۶/۳                       | ۶۵/۳                   | دمای الکترونی (keV)                               |
| ۲۵۷                        | ۲۴۸                    | حداکثر چگالی در زمان افروزش ( $\text{gcm}^{-3}$ ) |
| ۶۲۵                        | ۵۸۵                    | انرژی یون‌ها (kJ)                                 |
| ۱۴۲۸                       | ۱۳۴۹                   | انرژی لیزر کل جذب شده (kJ)                        |
| ۱۰۸۱                       | ۱۱۸۸                   | حداکثر فشار در زمان افروزش (Mbar)                 |

## آهنگ رشد ناپایداری رشته ای باریکه الکترونی افروزنده در میدان مغناطیسی مایل

سهیل خوشبین فر<sup>۱\*</sup>، معصومه خلیلی<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> دانشیار فیزیک هسته ای، دانشگاه گیلان، رشت، [skhoshbinfar@guilan.ac.ir](mailto:skhoshbinfar@guilan.ac.ir) (نویسنده مسئول)

<sup>۲</sup> کارشناس ارشد فیزیک هسته ای، دانشگاه گیلان، رشت، [masome.khalili1373@gmail.com](mailto:masome.khalili1373@gmail.com)

### چکیده

در چارچوب مدل سرد کاملاً نسبیتی، آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته ای برای باریکه الکترونی فرودی مناسب در افروزش سریع به صورت عددی بررسی می گردد. در اینجا، سیستم اندرکنشی باریکه-پلاسمای دوتریوم-تریتیوم (DT) در معرض میدان مغناطیسی خارجی مایل نسبت به امتداد باریکه الکترونی فرودی قرار دارد. بدین منظور، در چارچوب نظریه خطی، با حل دسته معادلات پیوستگی، تکانه نسبیتی و معادلات ماکسول، تانسور دی الکتریک استخراج گردید. آهنگ رشد ناپایداری رشته بر حسب پارامترهای بدون  $\alpha$ ،  $\gamma_b$  و  $\Omega_e$  و  $\theta$  بدست می آید. نشان داده می شود که آهنگ رشد ناپایداری رشته در محدوده اعداد موج کوچکتر از یک، روند صعودی سریعی دارد و سپس به حالت اشباع می رسد. با افزایش زاویه پراکندگی روند کیفی این تغییرات حفظ می شود. همچنین، با افزایش انرژی باریکه فرودی و تشدید اثرات نسبیتی در رابطه پاشندگی، دامنه رشد ناپایداری افزایش یافته و مجدداً به حالت اشباع می رسد. در پایان نیز نشان داده می شود که با تغییر شدت نسبی میدان مغناطیسی خارجی و تثبیت بقیه پارامترها، بیشترین آهنگ رشد ناپایداری به ازاء مقادیر  $\Omega_e < 1$  رخ می دهد.

### واژه های کلیدی

مدل پلاسمای سرد، مد ناپایداری الکترومغناطیسی، باریکه های الکترونی نسبیتی، میدان مغناطیسی مایل

### مقدمه

افروزش سریع ره آوردی نوین در همجوشی محصور شدگی لختی است که نخستین بار توسط تَبک و همکارانش در سال ۱۹۹۴ مطرح شد. در این ایده، مراحل فشرده گی و افروزش از یکدیگر جدا می شوند. این روش ملزومات تقارن انفجار درونی را کاهش می دهد و بهره بیشتر با انرژی کمتر راه انداز را حاصل می کند [۱-۲]. در مرحله افروزش، باید انرژی افروزشی به قلب سوخت پیش فشرده تزریق گردد تا با تشکیل لکه داغ، افروزش و سپس اشتعال سراسری رخ دهد. یکی از نخستین راه کار های پیشنهادی، تولید باریکه های الکترونی نسبیتی در اندرکنش لیزر-پلازما در نزدیکی هدف آماده افروزش است. در اثر برهمکنش لیزر-هاله پلاسمای بیرونی، الکترون ها شتاب گرفته و از طریق کانال حفر شده لیزری، قادر به نفوذ به اعماق سوخت سرد و

چگال خواهند بود. جریان باریکه الکترونی بالغ بر  $100\text{MA}$  است. ترابرد باریکه الکترونی همراه با تولید میدان های الکتریکی و مغناطیسی قوی است. از این رو، نفوذ باریکه الکترونی نسبیتی در پلاسمای چگال، موجب بروز ناپایداری های خرد الکترواستاتیکی و الکترومغناطیسی می شود که مانع از تزریق موضعی انرژی باریکه فرودی، تشکیل ناحیه داغ برای آغاز افروزش می شوند.

مبحث آهنگ رشد ناپایداری های میکروسکوپی، بحثی شناخته شده در فیزیک پلاسمای استاندارد است. با این حال، از اواسط دو دهه گذشته، همزمان با پیشرفت های پایایی نظری و تجربی در حوزه افروزش سریع، دوباره توجهات به این موضوع و درک عمیق تر آن در پلاسمای فوق چگال همجوشی محصور شده لختی معطوف گردید. در این میان، برای باریکه های الکترونی، اثر ناپایداری دو-جریانی و رشته ای در پلاسمای پیش فشرده شده سوخت DT با اهمیت تر خواهد بود [۳-۶]. هنگامی که باریکه الکترونی نسبیتی وارد محیط پلازما می شود، سرعت الکترون های نسبیتی فرودی بسیار بیشتر از سرعت الکترون های هدف پلاسمایی بوده است. از این رو، اختلالات ناشی از جابجایی بار الکتریکی در امتداد و عمود بر مسیر حرکت باریکه فرودی موجب شکل گیری میدان های الکتریکی و مغناطیسی اختلالی می شود. همین میدان ها در شکل گیری ناپایداری های طولی و عرضی پلازما نقش اساسی دارند. بروز این دسته از ناپایداری ها برخلاف ناپایداری ماکروسکوپی ریلی-تیلور منجر به تخریب کامل فرایند و توقف مراحل افروزش و اشتعال سوخت نمی شود. با این وجود، به دلیل تولید نواحی مساعد برای رشد ناپایداری در حجم ناحیه انرژی نهشتی در بازه زمانی واهلش سوخت پیش فشرده، منجر به افروزش معیوب سوخت خواهد شد.

در این مقاله، تلاش می شود که آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته ای در ترابرد پایدار باریکه الکترونی نسبیتی افروزشی در چارچوب مدل سرد هیدرودینامیکی با راستا و بزرگی اختیاری میدان مغناطیسی نسبت به امتداد باریکه فرودی به صورت پارامتری تحلیل می گردد. بدین منظور با استخراج تانسور دی الکتریک، رابطه پاشندگی برای موج اختلالی عرضی بدست می آید. سپس، با حل عددی آن، آهنگ رشد ناپایداری رشته ای خالص بر حسب پارامتر های آزاد سیستم اندرکنشی باریکه الکترونی-پلاسمای سوخت استخراج می شود.

روش کار، معادلات فیزیکی و استخراج رابطه پاشندگی

$$\frac{e_j}{m_j} \left( \mathbf{E}_1 + \frac{(\mathbf{v}_{j0} + \mathbf{v}_{j1}) \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{v}_{j0} \times \mathbf{B}_1}{c} \right)$$

به کمک معادله فارادی، میدان مغناطیسی اختلالی مرتبه نخست به کمک  $\mathbf{B}_1 = (c/\omega) \mathbf{k} \times \mathbf{E}_1$  محاسبه و در رابطه ۴ جایگزین می گردد. از این رو، سرعت اختلالی  $\mathbf{v}_{j1}$  بر حسب میدان اختلالی محاسبه می شود. در ادامه، فرض می شود که شرایط خنثی بودن بار و جریان الکتریکی پلاسما  $\sum q_j n_j = \sum q_j n_j \mathbf{v}_j = 0$  برقرار باشد. در گام پایانی، با خطی سازی معادله آمپر، صورت نهایی تانسور دی الکتریک سیستم برهمکنشی باریکه-پلاسما،  $T(\mathbf{E}_1)$  بدست می آید. رابطه پاشندگی نیز به کمک دترمینان تانسور دی الکتریک،  $\det(T)=0$  استخراج می شود.

### نتایج

سیستم فیزیکی مورد بررسی، باریکه الکترونی شتاب دهی شده در برهمکنش لیزر- پلاسما هدایتگر مخروطی قرار گرفته در پیکربندی سوخت پیش فشرده دوتریوم-تریتیوم (DT) است. باریکه الکترون فرودی در هاله پلاسما با چگالی جرمی  $\sim 1 \text{ g/cm}^3$  معادل با چگالی عددی  $10^{22} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  وارد می شود. در سوخت پیش فشرده با چگالی بیشینه  $300 \text{ g/cm}^3$ ، باریکه افروزنده فرودی، می بایست انرژی چندین kJ را در بازه زمانی ۲۰ ps و در حجمی به شعاع  $20 \text{ } \mu\text{m}$  به نهشت می گذارد. این مقادیر معادل چگالی توان نهشتی  $\text{W/cm}^3$   $\sim 10^{22}$  است. در این حالت، چگالی عددی ذرات باریکه الکترونی حدود  $10^{20} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  می گردد. بنابراین، چگالی نسبی ذرات باریکه نسبت به پلاسما زمینه حدود  $0.1$  می باشد که در نظام باریکه رقیق ( $\alpha \ll 1$ ) قرار می گیرد. انرژی باریکه الکترونی از مرتبه بزرگی ۱ MeV است و در محدوده انرژی های نسبتی  $\gamma_b \gg 1$  قرار دارد. بنابراین، تانسور دی الکتریک استخراج شده کاملاً نسبتی است. از آنجایی که در چارچوب نظام باریکه رقیق ( $\alpha \ll 1$ ) هستیم، ضریب لورنتس جریان الکترونی برگشتی  $\gamma_p \rightarrow 1$  میل می کند.

رابطه پاشندگی نهایی که صورت ریاضی پیچیده ای و طولانی دارد و نمی توان آن را در قالب رابطه ریاضی جمع و جوری در اینجا ارائه کرد. برای استخراج مد های ناپایدار سیستم برهمکنشی، متغیر های بدون بعد زیر تعریف می شوند.

$$x = \frac{\omega}{\omega_p}, Z_x = \frac{k_x V_b}{\omega_p}, \alpha = \frac{n_b}{n_{dt}}, R = \frac{m_e}{m_{dt}}, \Omega_B = \frac{\omega_B}{\omega_p} \quad (5)$$

که در آن  $\omega_B$  بسامد سیکلوترونی الکترونی،  $Z_x$  عدد موج کاهیده باریکه الکترونی،  $\alpha$  چگالی نسبی ذرات باریکه نسبت به جمعیت ذرات پلاسما و  $R$  نسبت جرم الکترون به یون های پلاسما دوتریوم-تریتیوم می باشند.

فرض می شود که امتداد باریکه فرودی به عنوان راستای مرجع در نظر گرفته شود. از این رو، در انتشار موج اختلالی باریکه الکترونی در صفحه  $\mathbf{k}$ ، دو مد ناپایداری طولی (ناپایداری الکترواستاتیکی) و عرضی (ناپایداری الکترومغناطیسی) حائز اهمیت هستند. ناپایداری

مدل هیدرودینامیکی سال سرد یکی از ساده ترین و در عین حال رایج ترین مدل های نظری بررسی دامنه ناپایداری های خرد پلاسمایی است که در آن از اثرات دمای باریکه و پلاسما صرف نظر می گردد. در این مدل، تابع توزیع ذرات محیط پلاسما پس از ورود باریکه به محیط پلاسما، تابع دلتای دیراک در نظر گرفته می شود. این مدل، بیشتر مربوط به لحظات اولیه ی ورود باریکه به پلاسما می باشد و درباره رفتار پایداری سیستم اندرکنشی اطلاعات مفیدی در اختیار می گذارد. با این حال، برای درک بیشتر نیازمند استفاده از مدل های جنبشی با در نظر گرفتن اثرات حرارتی هستیم. در بررسی ناپایداری های خرد در سیستم های مغناطیسی به دلیل پیچیدگی رفتار دینامیکی سیستم و رقابت مد های مختلف، غالباً برای درک آهنگ رشد ناپایداری به مدل های سیال سرد بسنده می شود. برای استخراج پاسخ سیستم برهمکنشی، علاوه بر حل دسته معادلات هیدرودینامیکی سیال پلاسما، نیازمند در نظر گرفتن معادلات ماکسول نیز می باشیم. در چارچوب نظریه اختلالی خطی برای پارامتر های دینامیکی سیستم اندرکنشی باریکه - پلاسما، دسته معادلات حاکم بر چنین دستگاهی عبارتند از [۷، ۸]:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_j \mathbf{v}_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{p}_j}{\partial t} + (\mathbf{v}_j \cdot \nabla) \mathbf{p}_j = q_j \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}_j \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_0)}{c} \right) \quad (2)$$

در روابط بالا، پوند نشان دهنده سهم مشارکت ژامین گونه است، به طوری که  $\mathbf{j}$  معرف، یعنی به ترتیب باریکه الکترونی (b)، جریان بازگشتی پلاسما (e) و یون های پلاسما (dt) می باشند. در رابطه بالا،  $\mathbf{p}_j = \gamma_j m_j \mathbf{v}_j$  بردار تکانه نسبیتی و  $\gamma_j$  ضریب لورنتس تعریف می باشند. همچنین،  $n_j$  چگالی ذرات (باریکه و پلاسما)،  $q_j$  بار الکتریکی،  $\mathbf{v}_j$  بردار سرعت،  $\mathbf{E}$  بردار میدان الکتریکی و  $\mathbf{B}_0$  بردار میدان مغناطیسی خارجی است. معادلات ۱ و ۲ به همراه معادلات ماکسول تصویر کاملی از مقادیر بسامد های اختلالی سیستم برهمکنشی را در اختیار می گذارند. با فرض آنکه تغییرات کمیت های اصلی رفتار خطی داشته باشد می توان متغیرهای هیدرودینامیکی و الکترومغناطیسی سیستم را مجموع سهم های جملات تعادلی و جمله اختلالی بنویسیم که اثرات تغییرات خطی به شکل جمله اختلالی به صورت  $\exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$  وارد می گردد. بدین ترتیب، عبارت های اختلالی مرتبه نخست برای چگالی مؤلفه های  $n_{j1}$  ذرات،  $\mathbf{v}_{j1}$  بردار سرعت آنها،  $\mathbf{B}_1$  بردار میدان مغناطیسی، و میدان الکتریکی  $\mathbf{E}_1$  بدست می آید. معادلات خطی سازی شده ۱ و ۲ را می توان به صورت زیر بدست آورد:

$$n_{j1} = n_{j0} \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j1}}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0})} \quad (3)$$

$$i\gamma_j \left( \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{j0} \right) \left( \mathbf{v}_{j1} + \frac{\gamma_j^2}{c^2} (\mathbf{v}_{j0} \cdot \mathbf{v}_{j1}) \mathbf{v}_{j0} \right) = \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{zz} = & 1 - \frac{Z_x^2}{\beta^2} - \frac{Z_x^2 \alpha (1 + \alpha \gamma b)}{2x^4 \gamma b} \\ & - \frac{x^2 + Z_x^2 \alpha^2 / 2}{x^2 - \Omega_b^2} - \frac{(x^2 + Z_x^2 / 2) \alpha \gamma b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \\ & - \frac{R x^2 (1 + \alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} \\ & + \Omega_b^2 \left( \frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{R^3 (1 + \alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} \right) \cos(\theta)^2 \\ & + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^3 - \gamma_b \Omega_b^2} \left( \frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{R^3 (1 + \alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} \right) \cos(2\theta) \\ & - \frac{Z_x \alpha \Omega_b^2 \sin(2\theta)}{x^3 - x \Omega_b^2} \\ & + Z_x \alpha \Omega_b^2 \left( \frac{Z_x}{x^3 - x \Omega_b^2} \left( \frac{\alpha}{2x^4 - 2x^2 \Omega_b^2} - \frac{1}{2x^4 \gamma_b^3 - 2x^2 \gamma_b \Omega_b^2} \right) \cos(2\theta) \right. \\ & \left. + \frac{\sin(2\theta)}{x^3 \gamma_b^3 - x \gamma_b \Omega_b^2} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

همانگونه که مشاهده می شود، در رابطه ۶، به دلیل حضور میدان مغناطیسی مایل، تانسور دی الکتریک فاقد عناصر صفر می باشد و صورت ریاضی آن پیچیده و طولانی است. از این رو، حل عددی رابطه پاشندگی نیز بر عکس سیستم باریکه پلاسمای غیر مغناطیسی ساده نخواهد بود. با حل عددی دترمینان تانسور دی الکتریک در رابطه ۶، آهنگ رشد ناپایداری رشته ای به ازاء مقادیر پارامتری ثابت  $\alpha$ ،  $\gamma_b$  و  $\Omega_e$  و  $\theta$  بر حسب عدد موج کاهیده  $Z_x$  برآورد می شود. در شکل های ۱ تا ۳، تغییرات آهنگ رشد ناپایداری رشته ای بر حسب پارامترهای آزاد شدت نسبی میدان مغناطیسی،  $\Omega_e$ ، زاویه تمایل میدان مغناطیسی،  $\theta$ ، و ضریب لورنتس باریکه الکترونی فرودی،  $\gamma_b$ ، نمایش داده شده اند. در شکل ۱، آهنگ رشد ناپایداری رشته در محدوده  $Z_x < 1$  روند صعودی سریعی دارد و سپس به حالت اشباع می رسد. با افزایش زاویه پراکندگی روند کیفی این تغییرات حفظ می شود. با این وجود، دامنه آهنگ رشد افزایش می یابد به طوریکه در زوایای  $\theta > 75^\circ$  به حالت حدی  $\text{Im}(x)_{\max} \rightarrow 0.11$  میل می کند. مطابق شکل ۲، با افزایش انرژی باریکه فرودی و تشدید اثرات نسبیتی در رابطه پاشندگی، با افزایش عددی موج  $k_x$ ، دامنه رشد ناپایداری سریعاً صعودی می شود و سپس به حالت اشباع خواهد رسید. با این وجود، بیشترین اثرات افزایشی در محدوده ضرایب لورنتس  $\gamma_b \sim 3$  ظاهر می شود. به ازاء پارامتر  $\Omega_e = 2$  و  $\gamma_b > 3$  اثرات ناپایداری دو-جریانی بر ناپایداری رشته برتری می یابد و از شدت اثرات مد رشته ای کاسته می شود [۶].

الکترومغناطیسی رشته ای خالص با جانشانی بردار موج  $k = (k_x, 0, 0)$  در دترمینان تانسور  $T$  بدست می آید که عبارت است از:

$$T = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{xy}^* & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz}^* & \varepsilon_{yz}^* & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (6)$$

عناصر تانسور دی الکتریک سیستم باریکه-پلاσμα،  $\varepsilon_{ij}$ ، به صورت زیر تعریف می شوند.

$$\varepsilon_{xx} = -\frac{\alpha + \gamma_b}{\gamma_b} + \frac{1}{2} x \left( \frac{4x + \frac{2x}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{\alpha x \gamma_b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2}}{+ \frac{2R(1+\alpha)(2x)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2}} \right) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & - \Omega_b^2 \left( \left( \frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^3 - \gamma_b \Omega_b^2} \right) \cos(2\theta) \right. \\ & \left. + \frac{2R^3(1+\alpha) \sin(\theta)^2}{(x^2 - R^2 \Omega_b^2)} \right) \\ \varepsilon_{xy} = & -ix \Omega_b \left( \frac{R^2(1+\alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} + \frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} \right) \cos(\theta) \quad (8) \\ & + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xz} = & Z_x \alpha \left( \frac{\gamma_b - 1}{x \gamma_b} + \frac{2x}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{2x \gamma_b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \right) \\ & + 2\Omega_b^2 \left( \frac{Z_x \alpha}{x^3 - x \Omega_b^2} \left( \frac{1}{x^3 \gamma_b^3 - x \gamma_b \Omega_b^2} \right) \cos(2\theta) \right. \\ & \left. + \left( \frac{1}{x^2 - \Omega_b^2} + \frac{R^3(1+\alpha)}{x^2 - R^2 \Omega_b^2} + \frac{\alpha}{x^2 \gamma_b^3 - \gamma_b \Omega_b^2} \right) \sin(2\theta) \right) \\ \varepsilon_{yy} = & x^2 - \frac{Z_x^2}{\beta^2} - \frac{x^2}{x^2 - \Omega_b^2} - \frac{x^2 \alpha \gamma_b}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \\ & + \frac{R x^2 (1 + \alpha)}{-x^2 + R^2 \Omega_b^2} \quad (10) \end{aligned}$$

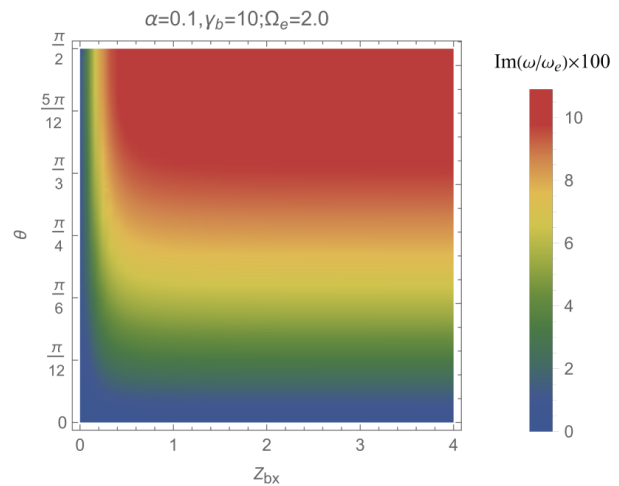
$$\varepsilon_{yz} = ix \Omega_b \left( \frac{Z_x \alpha \cos(\theta)}{x^3 - x \Omega_b^2} + \frac{Z_x \alpha \cos(\theta)}{x^3 \gamma_b^2 - x \Omega_b^2} \right. \\ \left. - \frac{\sin(\theta)}{x^2 - \Omega_b^2} - \frac{\alpha \sin(\theta)}{x^2 \gamma_b^2 - \Omega_b^2} \right. \\ \left. + \frac{R^2(1+\alpha) \sin(\theta)}{-x^2 + R^2 \Omega_b^2} \right) \quad (11)$$

## نتیجه گیری و جمع بندی

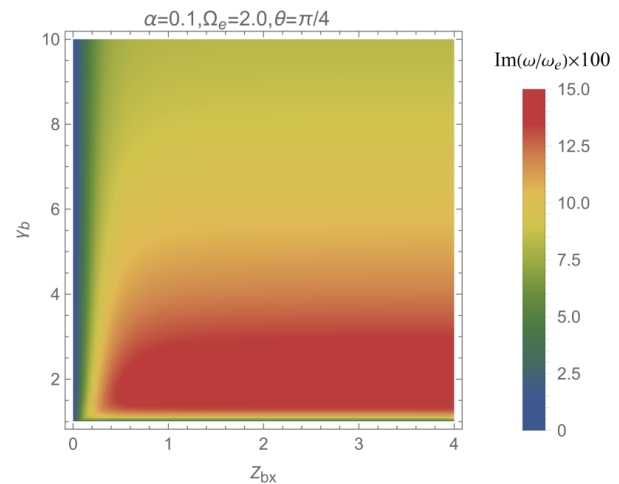
روش افروزش سریع باریکه یونی به ویژه با باریکه پروتونی در سالیان اخیر با اقبال چشمگیری مواجه شده است. از طرفی، به دنبال پیشرفت های اخیر در شتابدهی باریکه های پر شدت ذرات (الکترون و یون) در سال های اخیر، ایده افروزش مغناطو-لختی به سرعت پیشرفت کرده است. نفوذ باریکه فرودی ذرات پراثری در پلاسمای داغ زمینه، سبب بروز انواع ناپایداری های الکتروستاتیکی و الکترومغناطیسی می شود. ناپایداری های دو جریانی و بونمن از جمله مهم ترین ناپایداری های الکتروستاتیکی هستند. در صورتی که ناپایداری رشته ای به عنوان یکی از ناپایداری های الکترومغناطیسی در این پژوهش مورد استفاده قرار گرفته است. این ناپایداری ها سبب ایجاد آشفتگی می شود که این آشفتگی کل فرایند افروزش را به خطر می اندازد. در این پژوهش، به بررسی ناپایداری موجود در اثر ورود باریکه الکترونی به محیط پلاسمای گداخت که به سرعت یک جریان برگشتی در پلاسمای هدف تولید می کند، پرداخته شد. در نتیجه، با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی ایستای مایل نسبت به امتداد باریکه فرودی، آهنگ رشد مد ناپایداری الکترومغناطیسی بررسی می شود و نشان داده می شود که می توان با تغییرات نسبی میان پارامترهای زاویه تمایل میدان مغناطیسی، جمعیت نسبی باریکه ذرات، شدت نسبی میدان مغناطیسی و ضریب لورنتس باریکه فرودی از آهنگ رشد ناپایداری کاهش داده و مدیریت شود.

## مراجع و منابع

- [1] M.M. Basko, "New developments in the theory of ICF targets, and fast ignition with heavy ions", *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 45, A125 (2003).
- [2] K. Mima, V. Tikhonchuk, and M. Perlado, "Inertial fusion experiments and theory", *Nuclear Fusion*. 9, 094004 (2011).
- [3] B. B. Godfrey, W. R. Shanahan, and L. E. Thode, "Linear theory of a cold relativistic beam propagating along an external magnetic field", *Physics of Fluids*. 18, 346 (1975).
- [4] M. Karlický, "Electron beam-plasma interaction and the return-current formation", *The Astrophysical Journal*. 690, 189 (2008).
- [5] A. Bret, and C. Deutsch, "A fluid approach to linear beam plasma electromagnetic instabilities", *Physics of plasmas*. 13, 042106(2006).
- [6] A. Bret, L. Gremillet, and M.E. Dieckmann, "Multidimensional electron beam-plasma instabilities in the relativistic regime", *Physics of Plasmas*. 17, 120501(2010).
- [7] A. Bret, "Filamentation instability in a quantum", *plasma Physics of Plasmas*. 14, 084503(2007).
- [8] A. Bret, "Weibel, two-stream, filamentation, oblique, bell, buneman... which one grows faster?", *The Astrophysical Journal*. 2, 990(2009).

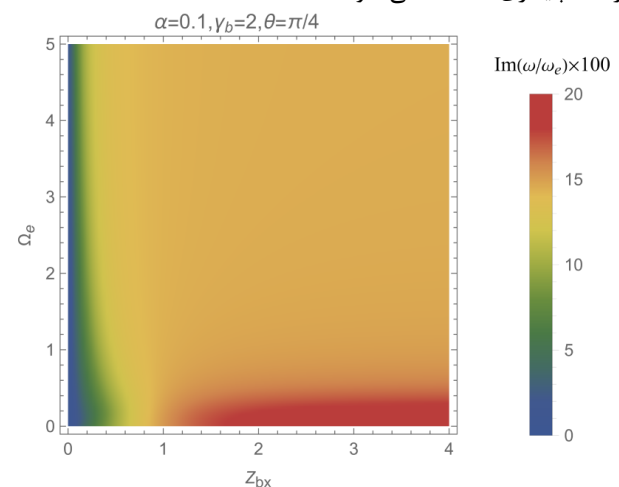


شکل ۱: آهنگ رشد ناپایداری بر حسب زاویه تمایل میدان مغناطیسی.



شکل ۲: آهنگ رشد ناپایداری بر حسب تغییرات ضریب لورنتس باریکه.

مطابق شکل ۳، با تغییر پارامتر  $\Omega_e$  به ازاء زاویه تمایل ثابت میدان مغناطیسی  $45^\circ$ ، با افزایش  $Z_x$ ، آهنگ رشد مد رشته ای به حالت اشباع می رسد. با این وجود به ازاء مقادیر  $\Omega_e < 1$ ، بیشترین آهنگ رشد ناپایداری مشاهده می شود.



شکل ۳: آهنگ رشد ناپایداری بر حسب تغییرات پارامتر  $\Omega_e = \omega_B / \omega_p$ .

تأثیر تغییر شکل هسته‌ای و افت و خیزهای گرمایی بر ویژگی‌های ترمودینامیکی هسته  $^{184}\text{Re}$ شهاب افروخته<sup>۱</sup>، زهره کارگر<sup>۲</sup><sup>۱</sup> دانشجوی دکتری فیزیک هسته‌ای، دانشگاه شیراز، شیراز، sh.afroukhte@hafez.shirazu.ac.ir<sup>۲</sup> استادیار فیزیک هسته‌ای، دانشگاه شیراز، شیراز، kargar@shirazu.ac.ir

## چکیده

در این مقاله، تأثیر تغییر شکل هسته‌ای و افت و خیزهای گرمایی بر خواص ترمودینامیکی هسته  $^{184}\text{Re}$  را بررسی کرده‌ایم. در این راستا، ویژگی‌های ترمودینامیکی هسته  $^{184}\text{Re}$  را با استفاده از مدل مقدار میانگین BCS محاسبه کرده و با مدل BCS استاندارد مقایسه کرده‌ایم. نتایج حاصله نشان می‌دهد که پارامتر گاف در تغییر شکل‌های هسته‌ای مختلف در دمای بحرانی از بین نمی‌رود. علاوه بر این، در نظر گرفتن افت و خیزهای گرمایی منجر به یک ساختار S-شکل در نمودار ظرفیت گرمایی بر حسب دما می‌شود که نتایج آزمایشگاهی نیز آن را تایید می‌کنند. همچنین مشاهده شد که افزایش تغییر شکل هسته‌ای موجب افزایش دمای تغییر فاز از حالت جفت شده به حالت نرمال می‌شود.

## واژه‌های کلیدی

مدل مقدار میانگین BCS، تغییر شکل هسته‌ای، پارامتر گاف، ظرفیت گرمایی

## مقدمه

نظریه BCS برای اولین بار توسط باردین، کوپر و شریف‌ر برای توجیه رفتار ابررساناها مطرح شد [۱]. این مدل، ابررسانایی در سیستم نامحدودی از الکترون‌ها را بسیار خوب توصیف می‌کند. در ابررساناها الکترون‌های نزدیک به تراز فرمی با هم برهمکنش کرده و تشکیل یک جفت می‌دهند که به جفت کوپر معروف هستند. دو الکترون جفت شده دارای اسپین کل صفر و تکانه‌های خطی مساوی و در خلاف جهت K و K- هستند.

در هسته‌ها نیز رفتار ابررسانایی مشابهی اتفاق می‌افتد که برهمکنش جفت‌دگی بین نوکلئون‌ها آن را به وجود می‌آورد. عامل اصلی جفت‌شدگی نوکلئون‌ها برهمکنش قوی میان آن‌ها است. قدرت برهمکنش جفت‌دگی با پارامتری به نام پارامتر گاف،  $\Delta$ ، سنجیده می‌شود. در مورد هسته‌ها، با ابعاد و تعداد ذرات محدود، اثر افت و خیزهای گرمایی قابل چشم‌پوشی نیستند و به ویژه در پدیده‌ای به نام گذار فاز جفت‌شدگی اهمیت بسزائی دارند [۲].

گذار فاز یاد شده در ابررسانا کاملاً ناگهانی است و در نتیجه ظرفیت گرمایی در دما بحرانی دچار نوعی گسستگی می‌شود. دمای بحرانی دمایی است که در آن پارامتر گاف صفر می‌شود. همین پدیده

در مورد سیستم هسته‌ای نیز مشاهده می‌شود. با این تفاوت که گذار فاز در هسته‌ها دارای رفتار هموارتری، S-شکل، است که به افت و خیزهای گرمایی موجود در هسته بر می‌گردد. تاکنون روش‌هایی برای بررسی این مساله ارائه شده‌اند که عبارتند از: تقریب فاز ایستا (SPA) که در آن از انتگرال مسیر کمیت‌های آماری هسته استفاده می‌شود [۳]، نظریه پدیده شناختی لاندائو که در آن ویژگی‌های ترمودینامیکی سیستم، در ناحیه بحرانی، با بسط انرژی آزاد بر حسب پارامتر نظم به دست می‌آیند [۴]، و نظریه لاندائو تعمیم یافته که در آن از نظریه گینزبرگ-لاندائو و روش‌های مبتنی بر انتگرال مسیر برای بررسی تأثیر افت و خیزهای گرمایی روی گذار فاز ابررسانایی استفاده می‌شود [۵]. هدف از این تحقیق تعمیم مدل مقدار میانگین BCS برای بررسی اثرات افت و خیزهای گرمایی بر خواص ترمودینامیکی از قبیل انرژی، آنتروپی و ظرفیت گرمایی هسته در تغییر شکل‌های هسته‌ای مختلف می‌باشد.

## نظریه

قدم اول در محاسبات BCS نوشتن هامیلتونی سیستم با در نظر گرفتن قید تعداد ذرات و سپس قطری کردن تابع پارش بزرگ سیستم،  $\Omega$ ، با استفاده از تبدیل بوگولیوبوف در پایه شبه ذرات است [۶]:

$$\Omega = -\beta \sum (\varepsilon_k - \lambda - E_k) + 2 \sum \ln(1 + e^{-\beta E_k}) - \beta \frac{\Delta^2}{G} \quad (1)$$

در رابطه بالا  $\varepsilon_k$  انرژی تک ذره‌ای، G قدرت برهمکنش،  $\lambda$  پتانسیل شیمیایی،  $\Delta$  پارامتر گاف،  $E_k = \sqrt{(\varepsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2}$  انرژی شبه ذرات بدون برهمکنش و  $\beta$  عکس دمای هسته‌ای است. در مدل BCS از محتمل‌ترین مقدار پارامتر گاف استفاده می‌شود. برای این منظور تابع پارش بزرگ را نسبت به پارامتر گاف وردش می‌دهیم. بدین ترتیب خواهیم داشت:

$$\frac{\delta \Omega}{\delta \Delta} = 0 \quad (2)$$

با استفاده از معادله (۱) و (۲) معادله گاف به دست می‌آید:

$$\sum \frac{1}{E_k} \tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right) = \frac{2}{G} \quad (3)$$

اکنون با استفاده از معادله (۳) می‌توانیم سایر کمیت‌های ترمودینامیکی هسته از قبیل تعداد ذرات، N، انرژی برانگیختگی، E، و آنتروپی، S را به دست آوریم [۶]:

با استفاده از مقدار میانگین پارامتر گاف ظرفیت گرمایی به صورت زیر به دست می آید [۶]:

$$C = \frac{1}{2} \sum \text{sech}^2\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right) \left[ \beta^2 E_k^2 + \beta^3 \Delta \frac{d\bar{\Delta}}{d\beta} \right] - \beta \left( 2\beta \bar{\Delta} \lambda \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \alpha} + \beta^2 \lambda \frac{d\bar{\Delta}}{d\beta} \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \alpha} + \beta^2 \lambda \bar{\Delta} \frac{d}{d\beta} \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \alpha} + 2\beta \bar{\Delta} \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \beta} + \beta^2 \frac{d\bar{\Delta}}{d\beta} \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \beta} + \beta^2 \bar{\Delta} \frac{d}{d\beta} \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \beta} \right) \times \left[ \frac{2}{G} - \sum \frac{\tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k} \right] + \beta^3 \bar{\Delta} \left( \lambda \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \alpha} + \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \beta} \right) \times \sum \left[ \frac{\text{sech}^2\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k} \left( \frac{E_k}{2} + \frac{\beta}{2} \frac{\bar{\Delta}}{E_k} \frac{d\bar{\Delta}}{d\beta} \right) - \frac{\bar{\Delta} \tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k^3} \frac{d\bar{\Delta}}{d\beta} \right] \quad (۱۳)$$

### محاسبات عددی

در این مقاله هسته مانند دو سیستم مجزای نوترونی و پروتونی در نظر گرفته شده است [۷]. بنابراین کمیت های ترمودینامیکی مانند انرژی برانگیختگی کل، آنتروپی کل و ظرفیت گرمایی کل به صورت حاصل جمع قسمت نوترونی و پروتونی می باشند:

$$E = E_p + E_n, \quad S = S_p + S_n, \quad C = C_p + C_n \quad (۱۴)$$

در این مقله، ما از مدل نیلسون برای محاسبه انرژی ترازهای تک ذره ای استفاده می کنیم [۸]. هامیلتونی در این مدل دارای یک جمله تغییر شکل چهار قطبی ( $\beta_2$ ) است که با تغییر آن می توان انرژی ترازهای تک ذره ای را در تغییر شکل های مختلف به منظور بررسی اثر تغییر شکل هسته ای به دست آورد. از آنجایی که هسته  $^{184}\text{Re}$  یک هسته تغییر شکل یافته است ( $\beta_2 = 0.23$ )، ما محاسبات خودمان را در سه تغییر شکل متفاوت  $\beta_2 = 0, 0.13, 0.23$  انجام می دهیم.

### نتایج

در این پژوهش، ما به منظور بررسی تاثیر افت و خیزهای گرمایی و تغییر شکل هسته ای، کمیت های ترمودینامیکی را در هر دو روش BCS استاندارد و مقدار میانگین BCS محاسبه می کنیم. در شکل ۱ پارامتر گاف پروتونی و در شکل ۲ پارامتر گاف نوترونی بر حسب دما در تغییر شکل های مختلف رسم شده است. همانطور که مشاهده می شود در مدل BCS استاندارد پارامتر گاف در دمای بحرانی صفر می شود یا به عبارت دیگر، جفتی از بین می رود، اما در مدل مقدار میانگین BCS، پارامتر گاف در دمای بحرانی صفر نمی شود و با افزایش دما کاهش یافته و به مقدار تقریباً ثابتی می رسد، به عبارت دیگر، این تغییر به تدریج منجر به گذار فاز از حالت جفتیده به حالت نرمال می شود. همچنین مشاهده می شود که دمای بحرانی با افزایش تغییر شکل به تدریج افزایش می یابد. علاوه بر این، در مدل مقدار

$$N = \frac{\partial \Omega}{\partial \alpha} = \sum \left[ 1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} \tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right) \right] \quad (۴)$$

$$E = -\frac{\partial \Omega}{\partial \beta} = \sum \varepsilon_k \left[ 1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} \tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right) \right] - \frac{\Delta^2}{G} \quad (۵)$$

$$S = \Omega - \alpha N + \beta E \quad (۶)$$

در رابطه بالا  $\alpha = \beta \lambda$ . ظرفیت گرمایی با رابطه  $C = \frac{dE}{dT}$  تعریف می شود اما در شرایطی که تغییرات  $\lambda$  با دما بسیار اندک باشد، که عموماً برای حل های BCS در هسته ها چنین است، می توان آن را به صورت  $C = \frac{dE}{dT} \approx -\beta \frac{dS}{dT}$  تقریب زد. با استفاده از این تقریب رابطه ظرفیت گرمایی به صورت زیر به دست می آید [۶]:

$$C = \frac{1}{2} \sum \text{sech}^2\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right) \left[ \beta^2 E_k^2 - \beta \Delta \frac{d\Delta}{dT} \right] \quad (۷)$$

که در آن

$$\frac{d\Delta}{dT} = \frac{\beta^2 \frac{1}{2} \sum \text{sech}^2\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{\Delta \left[ \frac{\beta}{2} \sum \frac{\text{sech}^2\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k^2} - \sum \frac{\tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k^3} \right]} \quad (۸)$$

به دلیل محدود بودن ابعاد و تعداد نوکلئون های موجود در هسته، تفاوت قابل توجهی میان محتمل ترین مقدار پارامتر گاف و میانگین آن وجود دارد. در این پژوهش، ما از تابع توزیع احتمال همدا برای بهینه سازی روابط مدل BCS استفاده می کنیم [۶، ۷]. در این روش که آن را مدل مقدار میانگین BCS می نامند، مقدار میانگین پارامتر گاف ( $\bar{\Delta}$ ) با استفاده از تابع توزیع احتمال همدا محاسبه شده و سپس از این کمیت می توان کمیت های ترمودینامیکی دیگر از قبیل تعداد ذرات، انرژی، آنتروپی و ظرفیت گرمایی را به دست آورد. احتمال قرار گرفتن یک سیستم در حالت معین با مقدار مشخصی از پارامتر گاف متناسب با  $e^{\Omega_{\Delta}}$  است. در این مدل، مقدار میانگین پارامتر گاف از رابطه زیر به دست می آید [۶، ۷]:

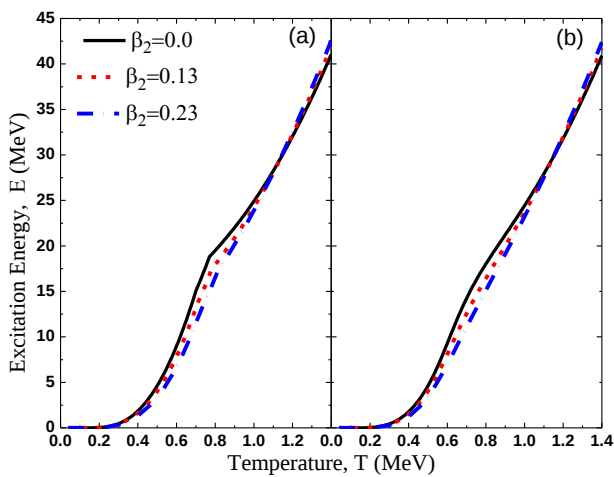
$$\bar{\Delta}_{\beta, \lambda} = \int_0^{\infty} P_{\Delta, \beta} \Delta d\Delta = \frac{\int_0^{\infty} e^{\Omega_{\Delta, \beta}} \Delta d\Delta}{\int_0^{\infty} e^{\Omega_{\Delta, \beta}} d\Delta} \quad (۹)$$

به دلیل اینکه معادله گاف (۳) از محتمل ترین مقدار پارامتر گاف به دست می آید، در مدل مقدار میانگین BCS معتبر نیست. با استفاده از رابطه (۹) می توان روابط زیر را برای تعداد ذرات، انرژی و آنتروپی به دست آورد [۶]:

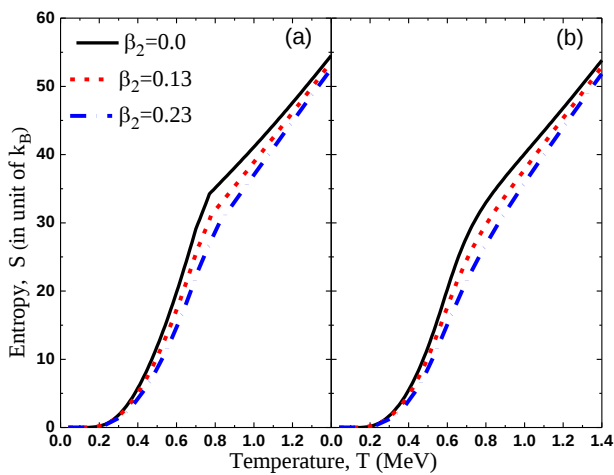
$$N = \sum \left[ 1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} \tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right) \right] + \beta \bar{\Delta} \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \alpha} \left[ \sum \frac{\tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k} - \frac{2}{G} \right] \quad (۱۰)$$

$$E = \sum \varepsilon_k \left[ 1 - \frac{\varepsilon_k - \lambda}{E_k} \tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right) \right] - \frac{\bar{\Delta}^2}{G} - \left( \bar{\Delta}^2 + \beta \bar{\Delta} \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \beta} \right) \left[ \sum \frac{\tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k} - \frac{2}{G} \right] \quad (۱۱)$$

$$S = 2 \sum \ln[1 + e^{-\beta E_k}] + 2 \sum \frac{\beta E_k}{1 + e^{\beta E_k}} + \beta^2 \bar{\Delta} \left( \lambda \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \alpha} + \frac{\partial \bar{\Delta}}{\partial \beta} \right) \left[ \frac{2}{G} - \sum \frac{\tanh\left(\frac{1}{2}\beta E_k\right)}{E_k} \right] \quad (۱۲)$$



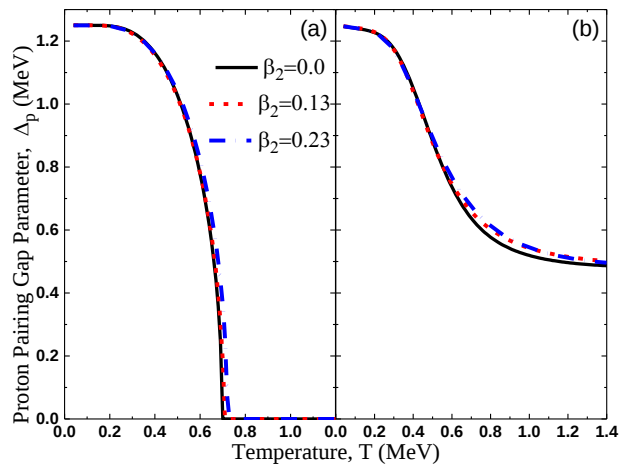
شکل ۳: انرژی برانگیختگی کل بر حسب دما در تغییرشکل‌های هسته‌ای مختلف برای هسته  $^{184}\text{Re}$  مدل استاندارد. (a) مدل BCS استاندارد. (b) مدل مقدار میانگین BCS.



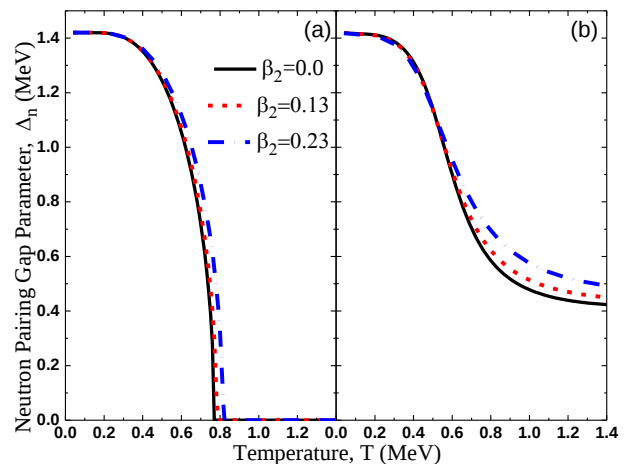
شکل ۴: آنتروپی کل بر حسب دما در تغییرشکل‌های هسته‌ای مختلف برای هسته  $^{184}\text{Re}$  مدل استاندارد. (a) مدل BCS استاندارد. (b) مدل مقدار میانگین BCS.

ظرفیت گرمایی بر حسب دما در تغییرشکل‌های هسته‌ای مختلف برای هسته  $^{184}\text{Re}$  محاسبه شده و در شکل ۵ رسم شده است. بر خلاف مدل BCS استاندارد که یک گذار فاز ناگهانی را نزدیک دمای بحرانی برای هسته پیش‌بینی می‌کند، نتایج حاصل از مدل مقدار میانگین BCS یک ظرفیت گرمایی S-شکل را برای هسته پیش‌بینی می‌کند که در تطابق با نتایج تجربی می‌باشد [۹]. قله مشاهده شده در ظرفیت گرمایی در مدل مقدار میانگین BCS را می‌توان به عنوان گذار فاز از حالت جفت‌شدگی به نرمال یا به عبارت دیگر به عنوان نشانه‌ای از تغییر فاز جفت‌شدگی گرمایی تعبیر کرد. علاوه بر این، مشاهده می‌شود که با افزایش تغییرشکل هسته‌ای، قله موجود در ظرفیت گرمایی به سمت دمای بیشتر می‌رود که نشان دهنده آن است که دمای تغییر فاز ابررسانا با افزایش تغییرشکل بیشتر می‌شود. همچنین، از شکل ۵(b) مشاهده می‌شود که در تغییرشکل‌های هسته‌ای بزرگتر شکل S ظرفیت گرمایی در حال ناپدید شدن است

میانگین BCS، کاهش پارامتر گاف در حالت  $\beta_2 = 0$  در دماهای بالا اندکی سریع‌تر است.



شکل ۱: پارامتر گاف پروتونی بر حسب دما در تغییرشکل‌های هسته‌ای مختلف برای هسته  $^{184}\text{Re}$  مدل استاندارد. (a) مدل BCS استاندارد. (b) مدل مقدار میانگین BCS.



شکل ۲: پارامتر گاف نوترونی بر حسب دما در تغییرشکل‌های هسته‌ای مختلف برای هسته  $^{184}\text{Re}$  مدل استاندارد. (a) مدل BCS استاندارد. (b) مدل مقدار میانگین BCS.

به ترتیب در شکل‌های ۲ و ۳ انرژی برانگیختگی کل و آنتروپی کل برای هسته  $^{184}\text{Re}$  بر حسب دما در تغییرشکل‌های هسته‌ای مختلف رسم شده‌اند. مشاهده می‌شود که نمودارهای این دو کمیت در مدل BCS استاندارد در دمای بحرانی دارای تکیه‌گی هستند، اما نتایج حاصل از مدل مقدار میانگین BCS که در آن افت و خیزهای گرمایی در نظر گرفته می‌شوند، رفتار همواری را از خود نشان می‌دهند. علاوه بر این، از شکل‌ها می‌توان دید که با افزایش تغییرشکل هسته‌ای، نمودار انرژی برانگیختگی کل و آنتروپی کل بر حسب دما حتی در مدل BCS استاندارد که افت و خیزهای گرمایی را نادیده می‌گیرد نیز رفتاری هموار دارند.

به علاوه، افزایش تغییرشکل هسته‌ای موجب بیشتر شدن دمای تغییر فاز ابررسانا می‌شود.

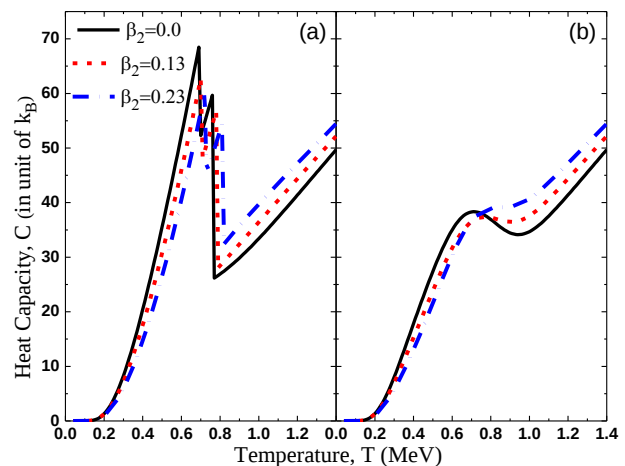
### تشکر و قدردانی

ما از شورای پژوهشی دانشگاه شیراز برای حمایت از این کار تشکر و قدردانی می‌کنیم.

### مراجع و منابع

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, "Theory of superconductivity". Phys. Rev. 108. 1175 (1957).
- [2] L. G. Moretto, "Statistical description of a paired nucleus with the inclusion of angular momentum", Nucl. Phys. A185. 145 (1972).
- [3] R. Rossignoli, N. Canosa, and P. Ring, "Thermal and quantal fluctuations for fixed particle number in finite superfluid systems", Phys. Rev. Lett. 80. 9 (1998).
- [4] V.L Ginzburg, and L.D. Landau, "On the theory of superconductivity", Zh. Eksp. I. Teor. Fiz. 20, 1064 (1950).
- [5] P. Mohammadi, V. Dehghani, and A. A. Mehmandoost-Khajeh-Dad, "Applying modified Ginzburg-Landau theory to nuclei", Phys. Rev. C90. 054304 (2014).
- [6] Z. Kargar, and V. Dehghani, "Statistical pairing fluctuation and phase transition in  $^{94}\text{Mo}$ ", J. Phys. G, Nucl. Part. Phys. 40. 045108 (2013).
- [7] Z. Kargar, and R. N. Gashtaseb, "Nuclear pairing fluctuations and angular momentum dependence of superconductivity in  $^{94}\text{Mo}$  nucleus", Int J Mod Phys E. 27(11). 1850096 (2018).
- [8] S. G. Nilsson, et al., "On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements", Nucl. Phys. A 131. 1-66 (1969).
- [9] B. Dey, et al., "S-shaped heat capacity in an odd-odd deformed nucleus", Phys. Lett. B789. 634-638 (2019).

زیرا جفت‌دگی با افزایش دما و تغییرشکل هسته‌ای به تدریج تغییر می‌کند.



شکل ۵: ظرفیت گرمایی کل برحسب دما در تغییرشکل‌های هسته‌ای مختلف برای هسته  $^{184}\text{Re}$  مدل استاندارد (a) مدل مقدار میانگین BCS (b).

### نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

در این مقاله ما تاثیر افت و خیزهای گرمایی و تغییرشکل هسته‌ای بر خواص ترمودینامیکی هسته  $^{184}\text{Re}$  را بررسی کردیم. در همین راستا، ما کمیت‌های ترمودینامیکی هسته  $^{184}\text{Re}$  را در مدل مقدار میانگین BCS محاسبه کرده و با مدل استاندارد مقایسه کردیم. محاسبات نشان دادند که برخلاف مدل BCS استاندارد، در مدل مقدار میانگین BCS که افت و خیزهای گرمایی را در نظر می‌گیرد مقدار پارامتر گاف در دمای بحرانی صفر نمی‌شود و به یک مقدار ثابتی می‌رسد. علاوه بر این، در نظر گرفتن افت و خیزهای گرمایی منجر به یک ظرفیت گرمایی S-شکل می‌شود که می‌توان آن را به عنوان گذار از فاز جفت شده به فاز معمولی در نظر گرفت. همچنین افزایش تغییرشکل هسته‌ای منجر به هموار شدن تکینگی موجود در نمودار انرژی برانگیختگی کل و آنتروپی کل در مدل BCS استاندارد می‌شود.

## بررسی میزان اهمیت پارامترهای مختلف لیزر دمش در تولید پرتو ایکس نرم حاصل از پلاسماهای لیزری با استفاده از شبکه عصبی پرسپترون چندلایه

غزاله غنی مقدم

استادیار، دانشگاه حضرت معصومه (س)، قم [gh.ghani@hmu.ac.ir](mailto:gh.ghani@hmu.ac.ir)

### چکیده

پلاسماهای داغ ناشی از تپ متمرکز پرتوان لیزر بر سطح هدف، منبع مناسبی برای تقویت پرتوهای ایکس نرم به شمار می آید. لیزرهای پرتو ایکس نرم کاربردهای بسیاری در زمینه صنعت و پزشکی در حوزه میکروسکوپی، هولوگرافی و لیتوگرافی دارند. در چنین تجربه‌هایی غالباً امکان اندازه‌گیری تعداد نقاط محدودی وجود دارد. لذا درک بهتر نتایج تجربی و پیش‌بینی رفتار محیط بهره‌نیازمند شبیه‌سازی‌های عددی است. شبیه‌سازی‌های عددی گسترده بر اساس معادلات هیدروپنایمیک و معادله حالت می باشد که این کار از نظر محاسباتی سخت و پیچیده است. در این پژوهش برای حل این مشکل از یک الگوی مبتنی بر یادگیری ماشینی برای پیش‌بینی مقدار بهره لیزر پرتو ایکس نرم با یک شبکه عصبی پرسپترون چند لایه در نرم افزار SPSS استفاده شده است که دیگر نیاز به حل عددی مستقیم یک مدل انتشار حاکم وجود ندارد. در این حالت می توان میزان تاثیر پارامترهای مختلف لیزر دمش را نیز به راحتی بررسی نمود. بنابراین در پژوهش حاضر میزان اهمیت خصوصیات لیزر دمش دو پالسی که شامل پهنا و شدت پیش پالس و پالس اصلی و اختلاف زمانی میان دو پالس می باشد، بررسی شده است. در نهایت دیده می شود که پهنای پالس اصلی اهمیت بیشتری را در تولید لیزر پرتو ایکس نرم خروجی دارد. این نتایج که به راحتی برای پارامترهای مختلف قابل بررسی است جهت کاربردهای تجربی بسیار مفید می باشد.

### واژه های کلیدی

پلاسماهای لیزری، شبکه عصبی پرسپترون چند لایه، لیزر پرتو ایکس نرم

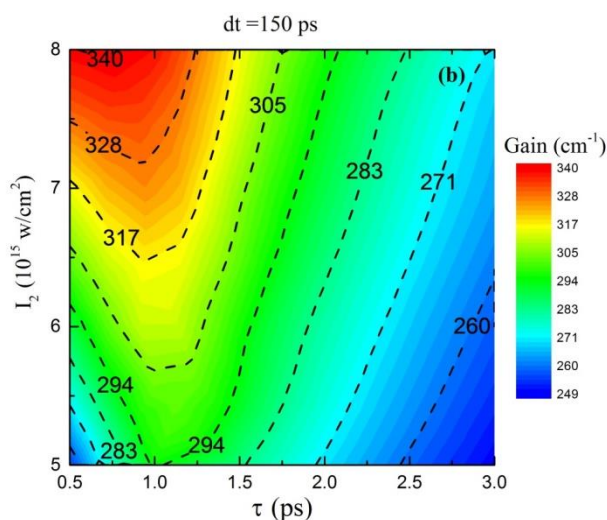
### مقدمه

لیزرهای پرتو ایکس نرم کاربردهای بسیاری در زمینه صنعت و پزشکی در حوزه میکروسکوپی، هولوگرافی و لیتوگرافی دارند [۱]. همچنین از لیزرهای پرتو ایکس نرم برای تداخل سنجی و رادیوگرافی سوخت‌های فشرده شده در حوزه گداحت محصورسازی لختی (ICF) استفاده می‌شود [۲]. پلاسماهای لیزری یا همان پلاسماهای تولیدشده از طریق لیزرهای اپتیکی پرتوان یکی از منابع تولید لیزر پرتو ایکس نرم هستند که در بسیاری از تحقیقات تجربی و نظری مورد استفاده

قرار گرفته‌اند [۳ و ۴]. اولین تجربه آزمایشگاهی برای تولید لیزر پرتو ایکس نرم در سال ۱۹۸۵ به استفاده از سلنیم ۲۴ بار یونیده ( $\text{Se}^{+24}$ ) به عنوان محیط فعال باز می‌گردد [۵]. سپس پیشرفت چشمگیری به صورت نظری و تجربی با استفاده از روش‌های مختلف دمش لیزری پرتو ایکس حاصل شد [۶]. از انواع مختلف روش دمش، دمش برخوردی گسترش پیدا کرد. در این روش ابتدا باریکه اپتیکی در ناحیه مرئی بر روی هدف متمرکز و محیط پلاسما ایجاد می‌شود. پس از آن، انبوهی وارون ترازهای گذار با برخورد الکترون‌های آزاد که الکترون‌های مقید را به ترازهای شبه پایدار در یون‌های شبه نیکل یا شبه نئون می‌برند، تولید و فعالیت لیزر پرتو ایکس نرم به صورت گسیل خودبخودی تقویت شده (ASE) به وجود می‌آید. از آنجایی که بازدهی تولید لیزر پرتو ایکس از لیزرهای اپتیکی نسبتاً پایین بود، از یک پیش پالس برای تقویت بازدهی تولید لیزرهای پرتو ایکس نرم شبه نئون در چندین آزمایش به صورت موفقیت آمیزی استفاده گردید [۷ و ۸]. تحقیقات نشان می‌دهد استفاده از محیط فعال پلاسمایی و به کارگیری رهیافت دمش برخوردی با استفاده از دمش گذرا بیشترین بهره را در تولید پرتو ایکس نرم دارد [۹]. برای یون‌های شبه نئون شرایط پلاسمایی بایستی به‌گونه‌ای بهینه شود که بیشینه نرخ برانگیختگی برخوردی حاصل شود. به این منظور با استفاده از یک پیش پالس و یا روش‌های چند پالسی می‌توان به بهره لیزر بالا دست پیدا کرد [۸ و ۱۰]. از نقطه نظر فیزیکی بازدهی جذب تابش لیزر دمش با افزودن یک پیش پالس، بیشتر و میزان کمتری از انرژی صرف گسترش پلاسما می‌شود. در این حالت با افزایش ناگهانی دمای الکترونی در ناحیه‌ای که چگالی یون‌های شبه نئون زیاد است، پیشرفت اساسی در بازدهی لیزر پرتو ایکس حاصل می‌شود. این افزایش سریع دمای الکترونی از طریق تابش پلاسما تولید شده با یک پالس لیزری کوتاه (چند پیکوثانیه) و شدت بالا ممکن می‌شود. این پالس به قدری سریع است که از فرآیندهایی مثل واهلش، هدایت گرمایی، گسترش و یونیزاسیون مجدد و یا فرآیندهای معکوس در حین دمش جلوگیری می‌شود. انجام عملی این نوع مطالعات نیازمند صرف هزینه‌های بسیار بالایی است. بدین منظور ضروری می‌باشد که قبل از تست واقعی ایده‌های پیشنهاد شده، مطالعات تئوری و شبیه‌سازی آنها به طور گسترده‌ای مطالعه گردد. با انجام پروژه‌های مشابه می‌توان دانش طراحی و تست پالس‌های دمش مختلف را به طور شبیه‌سازی با صرف هزینه کمتری انجام داد و با بهبود

به فاصله از سطح هدف (عمق محیط بهره) بستگی دارد. گسیل لیزر پرتو ایکس از پلاسما در نتیجه ایجاد انبوهی وارون میان دو تراز اتمی با جدایی انرژی مشخص صورت می گیرد. یک روش برای ایجاد این انبوهی وارون، دمش به وسیله برانگیختگی برخوردی است. اکثر لیزرهای پرتو ایکس نرم با استفاده از این مکانیسم دمش تولید شده است. با این حال تکنیک های متفاوتی برای تولید پلاسما مورد استفاده قرار گرفته است که یکی از آن ها دمش گذرا می باشد. این روش شامل دو پالس دمش با تاخیر زمانی چند صد ps است. پالس اول پالسی طولانی با پهنای چند صد ps به هدف جامد برخورد می نماید و پلاسما را با درجه یونش لازم تولید می کند. پالس دوم که پالسی کوتاه با پهنای زمانی چند ps است الکترون های آزاد را به سرعت و در زمانی کوتاه تر از زمان یونش پلاسما، تا چند صد eV گرم می کند. در نتیجه شرایط لازم برای دمش یون های فعال لیزر به وسیله برانگیختگی برخوردی آماده می شود به گونه ای که بهره لیزر پرتو ایکس نرم بالا باشد. هدف استفاده شده در این کار ژرمانیوم با عدد اتمی ۳۲ است که یون شبه نئون آن دارای ۲۲ بار یونیده می باشد. در واقع بهره از گذار میان ترازهای  $2p^{5/3}3s$  و  $2p^{5/3}3p$  در یون های شبه نئون اتفاق می افتد. نمونه ای از شبیه سازی های مرجع [۱۳] در شکل ۱ آمده است.

در این پژوهش از داده های مرجع [۱۳] به عنوان ورودی ها و خروجی های یک شبکه عصبی پرسپترون چند لایه جهت آموزش شبکه استفاده شده است که در بخش بعد به تحلیل نتایج پرداخته می شود.



شکل ۱: بیشینه ضریب بهره برای طول موج ۱۹/۶ nm در پهنای و شدت های متفاوت پالس اصلی برای اختلاف زمانی ۱۵۰ ps میان دو پالس دمش با پیش پالسی با شدت و پهنای  $I=2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  و پهنای ۳۰۰ ps و طول موج ۸۰۰ nm [۱۳]

### نتایج و بحث

در پژوهش حاضر با استفاده از نرم افزار SPSS، یک شبکه عصبی پرسپترون چندلایه برای داده های آموزشی مرجع [۱۳] طراحی شده است. همانطور که در بخش قبل بیان شد، عوامل موثر

پارامترهای موجود به پیشنهاد های واقعی تری برای چیدمان تجربی این فرآیندها دست یافت. از این رو در پژوهش های مختلف با استفاده از کدهای شبیه سازی موجود به مطالعه گسترده تأثیر پروفایل های مختلف لیزری در تولید و کیفیت پرتو ایکس نرم پرداخته شده است. در این کدهای هیدرودینامیکی معادلات خودسازگار هیدرودینامیکی، برانگیختگی، یونش پلاسمای لیزری و معادلات نرخ استفاده می شود. اما در این پژوهش از رهیافت جدیدی که استفاده از یادگیری ماشینی است به پیش بینی بهره لیزر پرتو ایکس نرم پرداخته شده و با استفاده از یک شبکه عصبی پرسپترون چند لایه نیاز به حل عددی مستقیم یک مدل انتشار حاکم بر پلاسما و بهره لیزر پرتو ایکس نرم را از بین خواهد برد. این روش پیش بینی بدون مدل یک رویکرد کاملاً مبتنی بر داده است که در آن یک ساختار شبکه عصبی رفتار دینامیکی سیستم را از مجموعه ای از داده های آموزشی بدون هیچ گونه دانش قبلی از فیزیک سیستم یا معادله های حاکم یاد می گیرد. یادگیری ماشین با استفاده از شبکه های عصبی می تواند ابزار مناسبی برای مطالعه دینامیک غیرخطی در سیستم هایی مانند هیدرودینامیک و پلاسما باشد [۱۱ و ۱۲]. از این رو در پژوهش حاضر از داده های مرجع [۱۳] که از کد هیدرودینامیکی MED103 [۱۴] استفاده شده، جهت آموزش یک شبکه عصبی بهره برده و با استفاده از شبکه عصبی پرسپترون چند لایه در نرم افزار SPSS نتایج خوبی به دست آمده است. سپس به بررسی تأثیر پارامترهای مختلف لیزر دمش پرداخته شده که در آماده سازی های آزمایشگاهی بسیار موثر می باشد.

### مدل سیالی و بهره لیزر پرتو ایکس نرم

در مرجع [۱۳] به منظور بررسی و مطالعه محیط فعال پلاسمایی طی برهمکنش لیزر با پلاسما از کد شبیه سازی هیدرودینامیکی یک بعدی MED103 استفاده شده است. این کد از رهیافت لاگرانژی برای حل معادلات خودسازگار هیدرودینامیکی، برانگیختگی، یونش پلاسمای لیزری و معادلات نرخ، بهره می گیرد. کد MED103 معادله انرژی را به صورت ضمنی و معادله حرکت را به صورت صریح حل می کند برای حل این معادلات لازم است مشخصات ماده هدف و لیزر ورودی به عنوان کمیت های مشخص به کد وارد شود. به این منظور مشخصات لیزر شامل پهنای پالس و شدت و شکل پالس به کد وارد می شود. در نهایت پارامترهای ماکروسکوپی مثل دما و چگالی الکترونی پلاسما، یونش و نیز بهره تولید پرتو ایکس نرم از طریق کد محاسبه می شود. بنابراین خروجی مدل، محاسبه ضریب بهره سیگنال کوچک در فرکانس خط مرکزی لیزر  $\nu_0$  است که با رابطه (۱) به دست می آید.

$$g_0(\nu=\nu_0) = (N_k - \frac{g_k}{g_l} N_l) \sigma_{stim}(\nu=\nu_0) \quad (1)$$

$\sigma_{stim}$  سطح مقطع گسیل القایی در  $\nu=\nu_0$  است.  $N_i$  جمعیت ترازهای بالایی و پایینی لیزر است که وابسته به پارامترهای هیدرودینامیکی مانند چگالی الکترون می باشد و چگالی الکترونی نیز

یون‌های شبه نئون به اندازه کافی قوی نیست و تنها پیش پلاسمایی سرد با گرادیان چگالی پایین تولید می‌کنند. به همین دلیل پالس اصلی بایستی علاوه بر تولید جمعیت وارون گذار، پیش پلاسمای را به درجات بالاتر یونیزه کند، بنابراین باید از پالس‌های اصلی با شدت بالاتر و پهنای پالس بیشتر استفاده شود. در واقع پالس اصلی نقش بیشتری در میزان بهره دارد. از نمودار شکل ۳ نیز به همین نتیجه رسیدیم که پالس اصلی در لیزر دمش دو پالسی اهمیت و تاثیر بیشتری در میزان بهره لیزر پرتو ایکس نرم دارد.

### نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

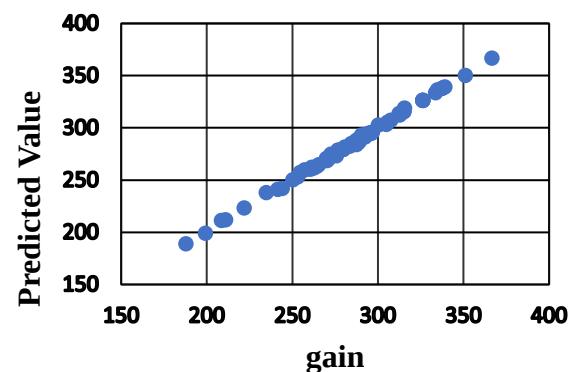
عوامل متعددی در تولید لیزرهای پرتو ایکس حاصل از پلاسماهای لیزری نقش دارند. یکی از این عوامل پارامترهای مختلف لیزر دمش می‌باشد. برای بررسی محیط فعال پلاسمایی و لیزر ایکس خروجی حل معادلات هیدرودینامیکی، معادله حالت و معادلات نرخ مورد نیاز است که به این منظور از کدهای شبیه سازی استفاده می‌گردد. بررسی همه عوامل موثر در میزان بهره و شدت خروجی این نوع لیزرها با استفاده از کدهای هیدرودینامیکی نیز کاری سخت و پیچیده است. در پژوهش حاضر برای حل این مشکل از یک الگوی مبتنی بر یادگیری ماشینی برای پیش بینی مقدار بهره لیزر پرتو ایکس نرم با یک شبکه عصبی پرسپترون چند لایه در نرم افزار SPSS استفاده شده است که دیگر نیاز به حل عددی مستقیم یک مدل انتشار حاکم وجود ندارد. به این منظور از داده‌های مرجع [۱۳] که از کد هیدرودینامیکی MED103 استفاده شده، برای آموزش شبکه عصبی پرسپترون چندلایه بهره برده شده است. همانطور که دیده می‌شود شبکه عصبی می‌تواند به طور نسبتاً خوبی به پیشگویی میزان بهره لیزر پرتو ایکس نرم فقط با استفاده از ویژگی‌های پالس دمش بپردازد. در این حالت می‌توان میزان اهمیت پارامترهای مختلف را نیز بررسی نمود. در نهایت دیده شد که در یک لیزر دمش دو پالسی پهنای پالس دوم بیشترین تاثیر را در میزان بهره لیزر پرتو ایکس دارد.

بنابراین به این نتیجه می‌رسیم که با روش آموزش یک شبکه عصبی به راحتی و به سرعت می‌توان به بررسی تاثیر پارامترهای مختلف در تولید لیزر پرتو ایکس پرداخت که برای ایجاد یک حالت بهینه در شرایط آزمایشگاهی بسیار مفید می‌باشد. از آنجایی که تعیین شرایط بهینه شکل لیزر دمش به صورت تجربی به دلیل وجود پارامترهای متعدد، آسان نیست، شبیه سازی‌ها و مطالعات محاسباتی در این حوزه مخصوصاً با استفاده از آموزش یک شبکه می‌تواند بسیار مفید واقع شود.

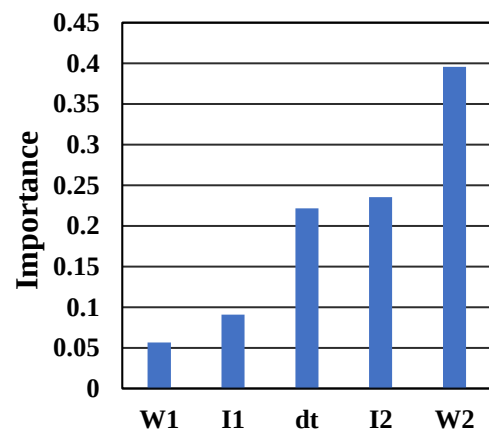
### مراجع و منابع

- [1] H. Daido, "Review of soft x-ray laser researches and developments", *Rep. Prog. Phys.* 65, 1513-1576 (2002).
- [2] S. Suckewer & P. Jaegle, "X-Ray laser: past, present, and future", *Laser Phys. Lett.* 6, 411-436 (2009).

در تولید بیشینه بهره لیزر پرتو ایکس نرم، شدت پیش پالس، شدت پالس اصلی، پهنای پیش پالس، پهنای پالس اصلی و اختلاف زمانی میان دو پالس می‌باشد که به عنوان داده‌ها در لایه ورودی شبکه عصبی قرار داده می‌شوند و بیشینه لیزر پرتو ایکس نیز در لایه خروجی قرار می‌گیرد و با آموزشی که با استفاده از این داده‌ها به شبکه وارد می‌شود، می‌توان از این پس برای هر ورودی از پارامترهای موثر در بهره، بدون نیاز به حل معادلات هیدرودینامیکی پیچیده، بهره لیزر پرتو ایکس نرم خروجی را پیش بینی نمود. شکل ۲ یک نمونه از نمودارهای به دست آمده از شبکه عصبی است که مقدار پیشگویی شده از شبکه را نسبت به مقدار به دست آمده از کد هیدرودینامیکی نشان می‌دهد. همانطور که می‌بینیم اختلاف خیلی ناچیزی بین این دو مقدار وجود دارد.



شکل ۲: بهره پیش بینی شده با استفاده از شبکه عصبی پرسپترون در مقابل بهره به دست آمده از کد هیدرودینامیکی MED103  
بنابراین این روش می‌تواند یک روش موثر و آسان برای پیش بینی بهره لیزر پرتو ایکس نرم برای پارامترهای مختلف لیزر دمش در پلاسماهای لیزری باشد.



شکل ۳: میزان تاثیر پارامترهای مختلف لیزر دمش در تولید لیزر پرتو ایکس نرم (W1 و I1 پهنای و شدت پیش پالس؛ W2 و I2 پهنای و شدت پالس اصلی؛ dt اختلاف زمانی دو پالس)

پس از آموزش شبکه به بررسی میزان تاثیر پارامترهای مختلف پرداخته شده است. همانطور که از شکل ۳ دیده می‌شود پهنای پالس دوم تاثیر بیشتری در میزان بهره دارد.

در مقایسه با آزمایشات تجربی صورت گرفته در این زمینه، شدت و پهنای پیش پالس برای تولید پیش پلاسمایی با چگالی بالای

- Pape, "Hydrodynamic study of plasma amplifiers for soft-x-ray lasers: A transition in hydrodynamic behavior for plasma columns with widths ranging from 20  $\mu\text{m}$  to 2 mm", *Phys. Rev. E*. 82, 056408 (2010).
- [11] R. Maulik, N.A. Garland, J.W. Burby, X.Z. Tang, and P. Balaprakash, "Neural network representability of fully ionized plasma fluid model closures", *Physics of plasmas*, 27 (7), 072106 (2020).
- [12] H. Huang, B. Xiao, Z. Liu, Z. Wu, Y. Mu, and H. Song, "Applications of deep learning to relativistic hydrodynamics", *Physical Review Research*, 3, 023256 (2021).
- [13] G. Ghani-Moghadam, S. Rezaei, M.J. Jafari, A.H. Farahbod, "Parametric study of plasma active medium and gain saturation region in a Ne-like soft X-ray laser", *Contributions to Plasma Physics*, 61, e202100042 (2021).
- [14] A. Djaoui, "A user guide for the laser-plasma simulation code: MED103", *PAL-TR-96-099* (1996).
- [3] G. Ghani-Moghadam & A.H. Farahbod, "Investigation of self-filtering unstable resonator for soft X-ray lasers", *Opt Commun*. 371, 154 (2016).
- [4] B. Rus et al., "Multi-millijoule, deeply saturated x-ray laser at 21.2nm for applications in plasma physics", *Plasma Phys. Control. Fusion* 44, B207–B223 (2002).
- [5] D.L. Matthews et al., "Demonstration of a soft x-ray amplifier", *Phys. Rev. Lett.* 54, 110 (1985).
- [6] S. Suckewer & P. Jaegle, "X-Ray laser: past, present, and future" *Laser Phys. Lett.* 6, 411–436 (2009).
- [7] G.F. Cairns et al., "Using low and high prepulses to enhance the J=0–1 transition at 19.6 nm in the Ne-like germanium XUV laser", *Opt. Commun.* 123, 777 (1996).
- [8] J. Nilsen & C. Moreno, "Nearly Monochromatic Lasing at 182 Å in Neonlike Selenium", *Phys. Rev. Lett.* 74, 3376 (1995).
- [9] G.J. Tallents, "The physics of soft x-ray lasers pumped by electron collisions in laser plasmas", *Phys D: Appl. Phys.* 36, R259 (2003).
- [10] E. Oliva, Ph. Zeitoun, P. Velarde, M. Fajardo, K. Cassou, D. Ros, S. Sebban, D. Portillo, and S. le