

## شتاب‌دهی یون‌ها تا ده‌ها گیگا الکترون-ولت تابش لیزر دورنگ به پلاسمای با لایه نازک نسبی

معصومه مشکل‌گشا و فرزانه سادات خلیلی‌یزدی

گروه فیزیک دانشکده علوم پایه دانشگاه قم، قم

پست الکترونیکی: m.moshkelgsha@qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۰۳/۰۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۰۴/۲۱)

### چکیده

اخیراً تولید یون‌های پرسرعت به دلیل کاربردهای مهم در زمینه گداخت و پزشکی مورد توجه محققان قرار گرفته است. در دهه‌های اخیر تولید یون‌های با انرژی مگاالکترون-ولت میسر شده است. در این تحقیق تولید یون‌های پراثری از مرتبه ده‌ها گیگاالکترون-ولت در برهم‌کنش لیزر فمتوثانیه با لایه نازک پلاسمایی، توسط شبیه‌سازی ذره در جعبه LPIC++ مورد بررسی قرار گرفته است. دسترسی به چنین یون‌هایی توسط استفاده از پرتو لیزری دورنگ شامل هارمونیک اول و سوم و انتخاب مناسب بسیاری از عوامل تأثیرگذار از جمله نسبت شدت‌ها و فاز نسبی دو هارمونیک، جنس و بار ماده هدف، ضخامت ماده هدف، زاویه تابش، مدت زمان و شدت تپ لیزر و چگالی پلاسما میسر شده است. شدت لیزر به کار رفته نسبت به میزان شتاب‌دهی نسبتاً بالا نیست و می‌توان امید داشت، شرایط پیشنهاد شده راه مناسبی برای تولید یون‌های بسیار پر انرژی با انرژی بیش از ۳۵ گیگاالکترون-ولت باشد.

واژه‌های کلیدی: شتاب‌دهی یون، لایه نازک نسبی

### ۱. مقدمه

سال ۱۹۷۹ تاجیما و داوسون روش جدیدی مبنی بر استفاده از برهم‌کنش لیزر-پلاسما پیشنهاد کردند [۲]. یون‌های با انرژی بالا از اوایل سال ۲۰۰۰ در آزمایشگاه مشاهده شدند. این آزمایش‌ها با استفاده از لیزرهای پرشدت خصوصاً تیتانیوم سفایر<sup>۱</sup> انجام شده است [۳].

انتشار پروتون‌هایی در حد چند مگاالکترون-ولت اولین بار در سال ۲۰۰۰ در سه آزمایش که به طور مستقل توسط کلارک و همکاران و همچنین توسط ماکسیمچوک و همکاران و توسط اسنیولی و همکارانش انجام شدند مشاهده شد [۴-۶].

شتاب‌دهنده‌های ذرات کاربردهای بسیاری در پزشکی و صنعت دارند. در چند دهه گذشته شتاب‌دهنده‌هایی بر پایه برهم‌کنش لیزر و پلاسما مطرح شده‌اند. ذرات تولید شده توسط این شتاب‌دهنده‌ها به علت ویژگی‌هایی همچون بار زیاد، انتشار کم، فشردگی و سهولت تحویل پرتو حایز اهمیت هستند.

بعد از ساخت اولین لیزرها ایده استفاده از لیزر جهت شتاب‌دهی ذرات باردار در سال ۱۹۶۲ توسط شیمودا مطرح شد [۱]. با پیشرفت در زمینه لیزرهای فوق کوتاه و پرشدت، در

۱. Ti: sapphire

در نظر گرفته شده است [۱۳].

همچنین جانگ و همکارانش با ترکیبی از روش‌های TNSA و استفاده از هدف‌های لایه نازک دسترسی به یون‌های ۲ GeV را توسط شبیه‌سازی گزارش داده‌اند [۱۴]. برخی تحقیقات نیز نشان داده است که با استفاده از هدف‌های چند لایه‌ای یا شکل گرفته می‌توان انرژی جنبشی یون‌ها را افزایش داد؛ گرچه ساخت این اهداف از لحاظ تجربی پیچیدگی‌هایی دارد [۱۵].

در این تحقیق با کمک کد ذره در جعبه (PIC)، شرایطی جهت دسترسی به یون‌هایی با انرژی بیش از ۳۵ GeV طی یک مرحله و با استفاده از هدف تک لایه از جنس  $C^{+6}$  معرفی شده است. چنین یون‌هایی با استفاده از شرایط LS یعنی با استفاده از هدف با لایه نازک نانومتری و توسط برهمکنش تپ لیزری دورنگ شامل هارمونیک‌های اول و سوم لیزر تیتانیوم سفایر حاصل شده است. کد مورد استفاده کد LPIC++ است که یکی از کدهای مناسب جهت شبیه‌سازی برهم‌کنش لیزر و پلاسما در شرایط نسبیتی و فوق‌نسبیتی است [۱۶].

## ۲. نظریه شتاب‌دهی به روش بادبان نوری (LS)

روش بادبان نوری، به معنی شتاب فشار تابشی (RPA) اجسام نازک است و اخیراً به دلیل راندمان بالای شتاب‌دهی مورد توجه قرار گرفته است. بر اساس مدل یک بعدی، چنانچه لایه نازک پلاسمایی با تپ لیزری با شدت  $I$  و پهنای زمان  $\tau_p$  تابش یابد در صورتی که هدف عدد اتمی  $Z$  و عدد جرمی  $A$  داشته باشد. انرژی نهایی در هر هسته به صورت زیر است:

$$\varepsilon_{LS} = m_p c^2 \frac{\mathcal{F}^2}{2(1 + \mathcal{F})}, \quad (1)$$

$$\mathcal{F} = \frac{2I\tau_p}{\rho l c^2} = \frac{2Zn_e m_e \tau_p c}{An_e m_p l} a_0^2,$$

در رابطه بالا  $n_e$  چگالی الکترونی،  $n_c$  چگالی بحرانی و  $a_0$  پارامتر شدت بدون بعد،  $\rho l$  چگالی جرمی ناحیه پلاسما،  $\tau_p$  پهنای زمانی تپ لیزر،  $c$  سرعت نور،  $Z$  عدد اتمی و  $A$  عدد جرمی هدف و  $F$  پارامتر جریان بدون بعد است. در مورد سرعت بادبان غیر نسبیتی  $V \ll c$  معادله حرکت نیوتون برای حرکت

پس از آن مدل شتابدهی غلاف عمود بر هدف ( $TNSA^1$ ) توسط ویلکس و همکارانش معرفی شد [۷]. پرتوهای پروتون تولید شده توسط این لیزر در روش TNSA، انتشار بسیار کم ولی با طیف انرژی گسترده و واگرایی بالا دارند و بنابراین برای اکثر کاربردها مطلوب نیستند. ساز و کار دیگری به نام شتابدهی فشار تابشی ( $RPA^2$ ) پیشنهاد شد که، در آن برهمکنش لیزر پر شدت و پلاسما برای تولید پرتوهای یون نسبیتی با چگالی بالا پیشنهاد شده است. هنگامی که فشار تابش غالب است، انرژی لیزر به طور مؤثر به انرژی یون‌های سریع تبدیل می‌شود [۸]. آزمایش‌ها و شبیه‌سازی‌های اخیر نشان داده که، استفاده از اهداف نازک باعث بهبود بازدهی تبدیل انرژی یون می‌شود. با استفاده از اهدافی که ضخامت کم دارند، می‌توان ساز و کار شتابدهی جدیدی به نام شتاب رهایی پس از سوختن ( $BOA^3$ ) را معرفی کرد [۹].

در سال ۲۰۱۸ گزارش یک تحقیق تجربی از شتاب پروتون از ورقه‌های فوق نازک تحت تابش تپ‌های نسبتاً طولانی نور لیزر قطبیده خطی ارائه شد. شتاب برای انرژی‌های بیش از ۹۴ مگا الکترون‌ولت نشان داده شده است. این امر توسط ترکیبی از ساز و کار شتابدهی TNSA و RPA انجام شده است که در آن ماده هدف یک برگه پلاستیکی با ضخامت ۹۰ نانومتر انتخاب شده است [۱۰].

همچنین استرینک و همکارانش در سال ۲۰۱۳ با تابش لیزر به هدف بسیار نازک ۱۰ نانومتری شتاب‌دهی یون‌ها تا انرژی 2 MeV و واگرایی کم را به صورت تجربی گزارش داده‌اند [۱۱]. این شیوه شتاب‌دهی توسط لایه‌های نازک نانومتری، به نام ساز و کار بادبان نوری ( $LS^4$ ) شناخته می‌شود و یکی از شیوه‌های مناسب برای شتاب‌دهی یون است [۱۲]. کوای و همکارانش با استفاده از این روش توانسته‌اند یون‌های با انرژی ۱/۲۶ GeV توسط تابش به هدف یونی  $C^{+6}$  با ضخامت بسیار کم را شبیه‌سازی کنند. این شتاب‌دهی به صورت دو مرحله‌ای

۱. Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

۲. Radiation Pressure Acceleration (RPA)

۳. Breakout After Burner Acceleration (BOA)

۴. Light Sail Regime (LS)

قبیل قطبش لیزر، شدت، پهنای زمانی تپ، اندازه لکه لیزر، ضخامت و چگالی هدف که می‌تواند بر کیفیت پرتو پروتونی به دست آمده اثر بگذارد، همواره غیرممکن است که، با تغییر همه این پارامترها در آزمایش‌ها شرایط بهینه را بیابیم. فریندهای غیرخطی و پیچیدگی‌های مسئله، تحلیل‌های تئوری را برای اغلب مراحل برهم‌کنش سخت می‌سازد. به همین دلایل، شبیه‌سازی‌های کامپیوتری برای کمک به فهم دینامیک و طراحی آزمایشگاهی مورد استفاده قرار می‌گیرند. با توجه به ساز و کارهای موجود، یکی از پارامترهای تعیین کننده، تپ‌های لیزری با شدت بالا از مرتبه  $10^{20} \text{ W.Cm}^{-2}$  است، که مربوط به ساز و کار شتابدهی فشار تابشی (RPA) است. در این بخش با استفاده از تابش تک‌رنگ، دورنگ و سه‌رنگ شتابدهی یون را انجام می‌دهیم. در کل چون نوع شتابدهی مورد بررسی در این تحقیق، شتابدهی غیرمستقیم است، حتی اگر شدت بسیار بالا باشد، چون در زمان بسیار کوتاه فمتوثانیه اتفاق می‌افتد، یون‌ها فرصت شتابدهی مستقیم را ندارند. پس به وسیله لیزر الکترون‌ها را شتاب‌دار کرده و به وسیله ایجاد میدان الکتریکی بسیار قوی به صورت غیرمستقیم یون‌ها شتاب خواهند گرفت. برای تعیین انرژی جنبشی یون در شرایط نسبیتی از رابطه زیر استفاده شده است:

$$E_k = \sqrt{E_0^2 + (Pc)^2}, \quad (4)$$

با استفاده از کد LPIC++ شرایط مناسب جهت شتاب یون‌ها مورد بررسی قرار خواهد گرفت. این کد به صورت یک بعدی در مکان و با قابلیت در نظر گرفتن سه بعد سرعت، به منظور شبیه‌سازی برهم‌کنش لیزر تیتانیوم سفایر با طول موج اصلی  $\lambda_1 = 800 \text{ nm}$  و پلاسما است. همچنین برای هارمونیک‌های دوم  $\lambda_2 = 400 \text{ nm}$  و سوم  $\lambda_3 = 200 \text{ nm}$ ، فاز تپ لیزر نیز قابل تنظیم است. لازم به ذکر است که کد شبیه‌سازی، به صورت الکترومغناطیسی و غیر برخوردی (برخوردی بین ذرات پلاسما وجود ندارد) در نظر گرفته شده و دینامیک یون‌ها به‌طور خاص مورد توجه است.

در شبیه‌سازی‌ها، تابش فرودی به شکل سینوسی و با طول

یک بعدی بادبانی با مساحت  $S$  و جرم  $m = \rho l S$  به صورت  $mdV/dt = \gamma IS/c$  است، بنابراین انتگرال گیری در زمانی برابر با پهنای زمانی تپ، یعنی از صفر تا  $\tau_p$ ، نتیجه به صورت  $V = \gamma IS \tau_p / (Mc) = \gamma I \tau_p / (\rho l c) = Fc$  هر هسته به صورت  $\varepsilon_{LS} = m_p \gamma^2 / 2 = m_p c^2 \mathcal{F}^2 / 2$  است. از آنجا که بازده مکانیکی (نسبت بین کل انرژی جنبشی بادبان و انرژی تپ محرک) به صورت  $\eta = \gamma \mathcal{F}$  است، امروزه با دسترسی به شدت‌های بالای لیزری و امکان ساخت اهداف با ضخامت کم، امکان نزدیک شدن به مقادیر  $\mathcal{F} \approx 1$  فراهم است. این امکان فقط به شدت بالای لیزر مربوط نمی‌شود، بلکه به تباین<sup>۱</sup> تپ، نیز وابسته است. اخیراً پلاسماهای ایجاد شده توسط لیزر اجازه تباین با مقادیر بزرگ‌تر از  $10^{12}$  را می‌دهند. در این شرایط، شروع شفافیت به صورت زیر است:

$$a_0 > \zeta \equiv \pi \frac{n_e l}{n_c \lambda}, \quad (2)$$

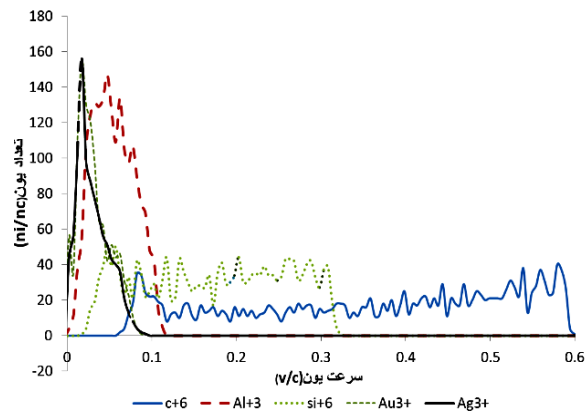
که  $\lambda = 2\pi c / \omega$  طول موج لیزر است. با درج شرط آستانه شروع شفافیت محیط یعنی  $\zeta = a_0$  در معادله (۱) نتیجه زیر حاصل می‌شود:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{LS} &= \gamma^2 \pi^2 m_p c^2 \left( \frac{Z}{A} \frac{m_e}{m_p} \frac{\tau_p c}{\lambda} a_0 \right)^2 \\ &= \gamma^2 \pi^2 m_e c^2 \left( \frac{m_e}{m_p} \right) \left( \frac{Z}{A} \frac{\tau_p c}{\lambda} a_0 \right)^2, \end{aligned} \quad (3)$$

امروزه برگه‌های نازک از کربن شبه الماس یا آمورف را می‌توان با ضخامت‌های زیر  $10$  نانومتر تولید کرد و به طور بالقوه مقادیر  $\zeta$  را در حد مقادیر  $10^{-1}$  را به دست آورد. به عنوان مثال در شرایط  $a_0 \approx 20$  (که معادل با شدت  $I = 10^{21} \text{ W.cm}^{-2}$  برای  $\lambda = 0.8$  میکرومتر لیزر تیتانیوم سفایر است) به ازای پهنای زمانی تپ  $\tau_p = 40 \text{ fs}$  و یک جریان لیزری برابر با  $4 \times 10^7 \text{ J cm}^{-2}$ ، معادله (۳) برای  $Z/A = 1/2$  منجر به حصول انرژی‌های بالاتر از  $120 \text{ MeV / nucleon}$  می‌شود [۱۷].

### ۳. نتایج شبیه‌سازی

به واسطه تعداد بالای پارامترهای آزمایشگاهی قابل تنظیم از



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار تعداد یون  $(n_i/n_c)$  بر سرعت یون  $(v/c)$ ، برای یون‌های آلومینیوم، سیلیسیوم، طلا، نقره و کربن.

$\tau = 1\tau_0$  بیشترین میزان انرژی جنبشی برای یون‌ها امکان‌پذیر است.

شتاب‌دهی بیشتر برای یون و الکترون توسط لیزرهای با تعداد سیکل کم و پهنای زمانی اندک در مطالعات مختلف نیز مورد تایید است [۱۸ و ۱۹]. گرچه هنوز روند دقیق نحوه تأثیر تعداد سیکل لیزر بر میزان شتاب‌دهی به دلیل اثرات غیرخطی و پیچیده در شرایط نسبی و فوق نسبی یافت نشده است.

نقاطی که در نمودارها نشان داده شده است، به ازای بهترین سرعت حاصل از اجرای کد در شرایط اولیه ذکر شده است زیرا به ازای هر شرایط اولیه‌ای، در زمان‌های مختلف پس از برهمکنش لیزر با پلاسما و همچنین در مکان‌های مختلف در سمت راست پلاسما و مکان‌های مختلف سمت چپ پلاسما و داخل پلاسما سرعت یون‌ها متفاوت است، لذا بهترین سرعت در مکان و زمان رصد شده و بیشترین سرعت ملاک قرار گرفته است.

در شکل‌های ۳ و ۴، تأثیر مشخصات اولیه لیزر به صورت تابش لیزر تک‌رنگ مورد بررسی قرار گرفته است و لیزرهای تابیده شده به صورت هارمونیک اول، هارمونیک دوم و هارمونیک سوم لیزر تیتانیوم سفایر به صورت جداگانه با زاویه بین صفر تا ۸۹/۹ بر پلاسما تابیده شدند.

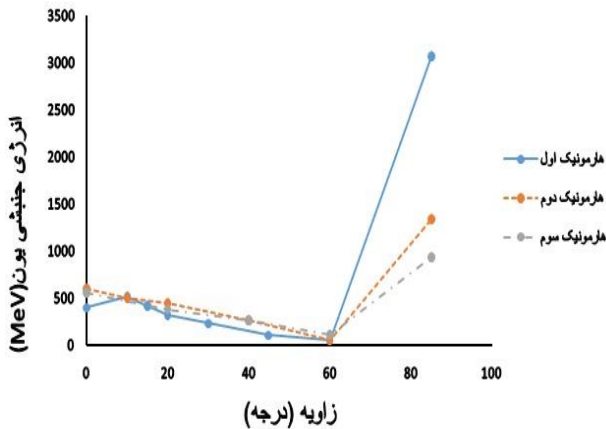
موج ۸۰۰ نانومتر (طول موج اصلی لیزر تیتانیوم سفایر) است، که بر پلاسما فوق چگال با چگالی ۹۵ برابر چگالی بحرانی تابیده شده است. پارامتر شدت بدون بعد لیزر به صورت  $a=120$  انتخاب شده است زمان‌ها از جمله پهنای زمانی تب بر حسب  $t_e = \frac{l}{c} = 2/\nu f \text{ sec}$  بهنجار شده است و شدت لیزر بر اساس  $a_0 = eE/mc\omega$  بهنجار شده است، که در آن  $E$  میدان الکتریکی لیزر،  $c$  سرعت نور،  $e$  بار الکترون،  $m$  جرم الکترون و  $\omega$  بسامد زاویه‌ای لیزر است. تعداد سلول به ازای یک طول موج ۴۰۰ عدد و تعداد کل سلول‌ها ۷۵۰۰، همچنین تعداد ماکروذرات در هر سلول ۲۰۰ الکترون و ۳۰ یون در هر سلول است. قطبش لیزر تابیده شده به صورت دایروی در نظر گرفته شده است. سپس با تغییر عوامل تأثیرگذار از جمله جنس ماده هدف، نوع قطبش لیزر تابیده شده، پهنای زمانی تب لیزری، زاویه تابش، تغییر تابش به صورت ترکیبی از هارمونیک‌ها، فاز هارمونیک‌ها و ضخامت پلاسما شرایط مناسب جهت شتاب‌دهی هرچه بیشتر یون‌ها مورد بررسی قرار گرفت.

#### ۴. تأثیر ماده هدف

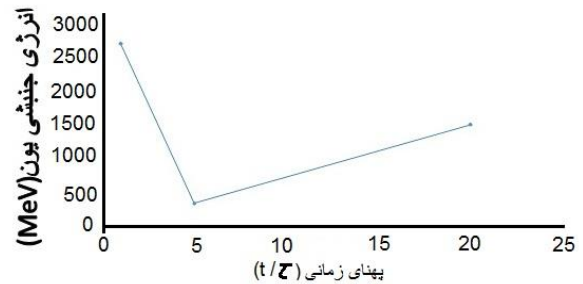
جنس ماده هدف در میزان شتاب‌دهی تأثیر به سزایی دارد. طبق تحقیقات موجود و با بررسی مجدد از بین مواد آلومینیوم (Al)، کربن (C)، سیلیسیوم (Si)، طلا (Au)، نقره (Ag) و یون‌های موجود از آنها در طبیعت مشاهده شد که، جنس ماده هدف به صورت یون، سبب شتاب‌دهی بیشتری نسبت به مواد خنثی می‌شود و در این بین چنانچه جنس ماده هدف C باشد، بیشترین میزان افزایش سرعت یون مشاهده می‌شود (شکل ۱).

#### ۵. بررسی تابش لیزر تک رنگ

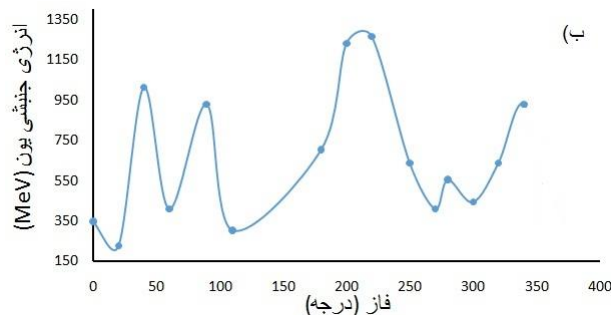
پس با توجه به شکل ۱ شبیه‌سازی شتاب‌دهی یون را برای  $C^{+6}$  ادامه می‌دهیم، ضخامت لایه ۰/۳۸ میکرومتر در نظر گرفته شده است. در شکل ۲ تأثیر پهنای زمانی بر انرژی جنبشی یون نشان داده شده است. همان‌طور که دیده می‌شود، به ازای پهنای زمانی



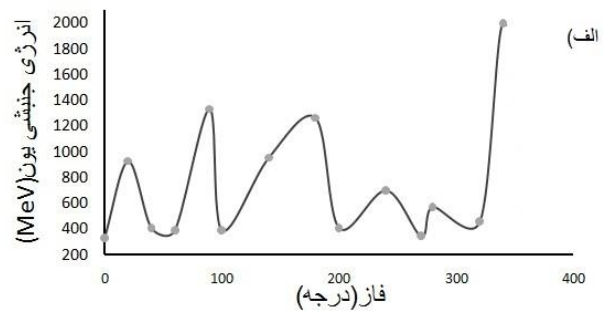
شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر زاویه تابش لیزر (درجه) برای تابش هارمونیک اول، هارمونیک دوم و هارمونیک سوم.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تأثیر پهنای زمانی تب لیزر (t/tau) بر انرژی جنبشی یون (MeV).



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (الف) بر فاز اولیه هارمونیک دوم (درجه)، فاز  $34^\circ$  درجه برای هارمونیک دوم با انرژی جنبشی یون ۱۹۹۹/۵۱۱ MeV و (ب) نمودار فاز اولیه هارمونیک سوم (درجه) بر انرژی جنبشی یون (MeV).



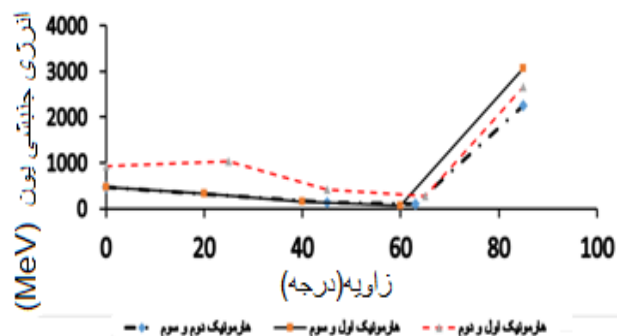
یک سمت تابیده می‌شود و با برخورد به هدف و شتاب‌گیری الکترون‌ها توسط آن، یون‌ها به دنبال الکترون‌ها شتاب می‌گیرند. در بررسی تابش دورنگ، ابتدا ترکیب دو هارمونیک اول و دوم با طول‌موج‌های  $\lambda = 400, 800 \text{ nm}$  بر پلاسمای تابیده شد. در شکل ۵ نسبت شدت به‌نجار شده این دو هارمونیک بر میزان شتاب‌دهی مورد بررسی قرار گرفته است و همانطور که دیده می‌شود، برای نسبت  $a/va_2 = 1$  بیشترین میزان انرژی جنبشی برای یون‌ها حاصل شده است. همانطور که در شکل ۶ دیده می‌شود زاویه  $85^\circ$  درجه برای لیزر دورنگ نیز بهینه است. در شکل ۷ تأثیر فاز اولیه هارمونیک دوم نسبت به هارمونیک اول، برای سه قطبش دایره‌ای c و قطبش‌های خطی p و s در نسبت شدت یک و زاویه  $85^\circ$  درجه مورد بررسی قرار گرفته است. بهترین شتابدهی یون در فاز  $22^\circ$  درجه برای قطبش دایره‌ای

نتایج نشان دهنده این است که، بیشترین میزان شتاب‌دهی به ازای هارمونیک اول در زاویه  $85^\circ$  درجه است. میزان انرژی جنبشی یون‌ها در این شرایط به  $3099 \text{ MeV}$  می‌رسد، که معادل با سرعت  $0.62$  سرعت نور است.

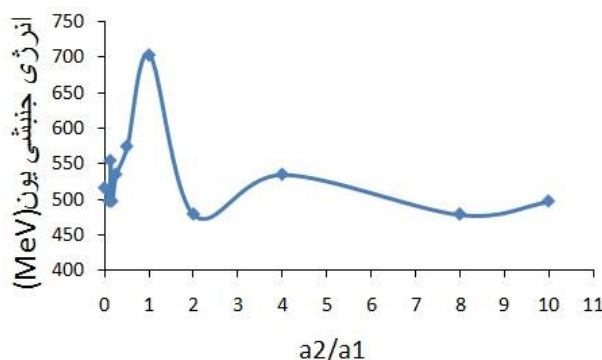
## ۶. تابش لیزر دورنگ

در مقاله‌ای در سال ۲۰۱۹ از دو بسامد مختلف لیزر برای شتاب‌دهی یون  $C^{+6}$  استفاده شده است، با این تفاوت که، لیزرها مقابل یکدیگرند و همانند انبر به نمونه تابیده می‌شوند. آنها نتوانسته‌اند با این روش انرژی جنبشی یون را تا  $830 \text{ MeV}$  به ثبت برسانند [۱۹].

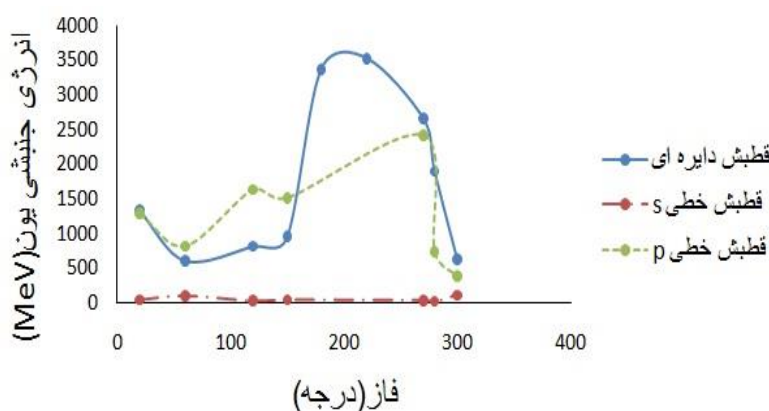
در این تحقیق، از دو تب لیزری با قطبش دایره‌ای با طول موج‌های متفاوت استفاده کرده‌ایم، به طوری که هر دو تب از



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار نسبت دامنه هارمونیک دوم به هارمونیک اول بر انرژی جنبشی یون (MeV) حسب زاویه تابش لیزر دورنگ (بر حسب درجه).



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار نسبت دامنه هارمونیک دوم به هارمونیک اول بر انرژی جنبشی یون (MeV)



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار قطبش لیزر بر انرژی جنبشی یون (MeV) در ترکیب دو هارمونیک اول و دوم، که از میان قطبش‌های خطی و دایره‌ای بهترین شتابدهی یون مربوط به قطبش دایره‌ای با بیش از ۳۶۰۰ مگا الکترون ولت است.

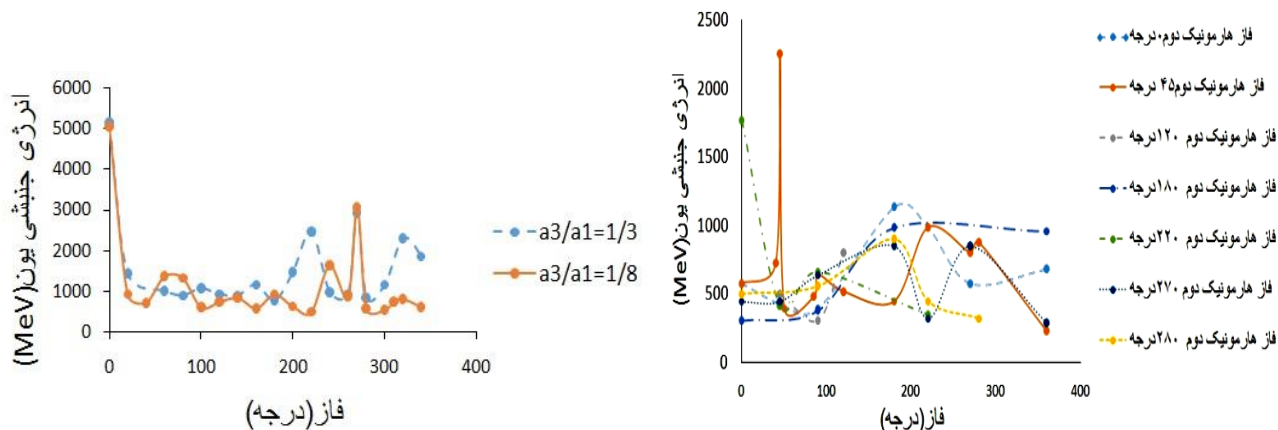
در شکل ۹ ترکیب هارمونیک اول و سوم با نسبت شدت  $\frac{1}{3}, \frac{1}{8}$  در فاز صفر درجه را مشاهده کرده‌ایم. بیشینه انرژی یون به ۵ گیگا الکترون ولت می‌رسد، که معادل سرعت یون در حدود ۰/۷ سرعت نور است.

### ۷. تابش لیزر سه رنگ

با توجه به نتایج به دست آمده از تابش تک‌رنگ و دورنگ، می‌توان شرایط بهینه‌ای یافت که در آن با ترکیب سه طول‌موج لیزر بتوان شتابدهی یون را بهبود بخشید. در این قسمت تپ اولیه را به گونه‌ای در نظر می‌گیریم که سه طول موج با نسبت شدت‌های مساوی با هم ترکیب شوند.

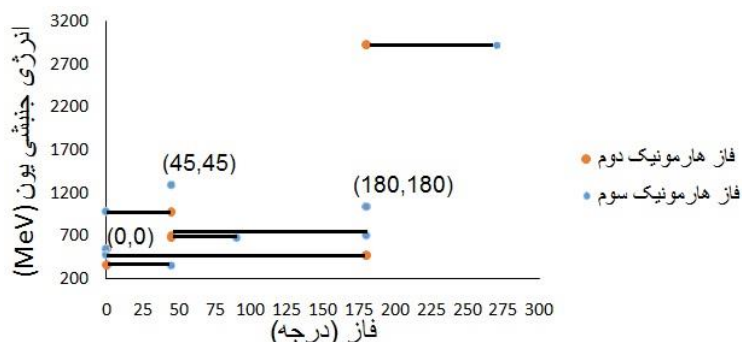
حاصل می‌شود و در این حالت انرژی جنبشی یون به بیش از ۳۶۰۰ مگا الکترون-ولت می‌رسد.

سپس تابش هارمونیک دوم و سوم مورد بررسی قرار گرفته است. مقادیر نسبت دامنه‌ها و فاز هر یک از هارمونیک‌ها نسبت به هارمونیک اول متغیر و در شرایط مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل ۸ برای فاز هارمونیک دوم ثابت  $\phi_2 = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 220^\circ, 270^\circ, 280^\circ$  و فاز هارمونیک سوم متغیر برخی از نتایج حاصل نشان داده شده است. همان‌طور که دیده می‌شود، برای ترکیب هارمونیک دوم و سوم در شرایطی که نسبت شدت‌ها  $a_2/a_1 = 0/1$  و فاز هر دو هارمونیک ۴۵ درجه است، بیشترین انرژی یون حاصل می‌شود.



شکل ۸ (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر فاز اولیه هارمونیک دوم و سوم (درجه)، مقایسه برای فازهای ثابت هارمونیک دوم ۰، ۴۵، ۹۰، ۱۸۰، ۱۲۰، ۲۲۰، ۲۷۰، ۲۸۰ درجه و فاز هارمونیک سوم متغیر انجام گرفته است، که در  $\phi_2 = \phi_3 = 45$ .

شکل ۹ (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر فاز اولیه هارمونیک اول و سوم با نسبت شدت  $1/8$  و  $1/3$  که در  $a_3/a_1 = 1/3$ .

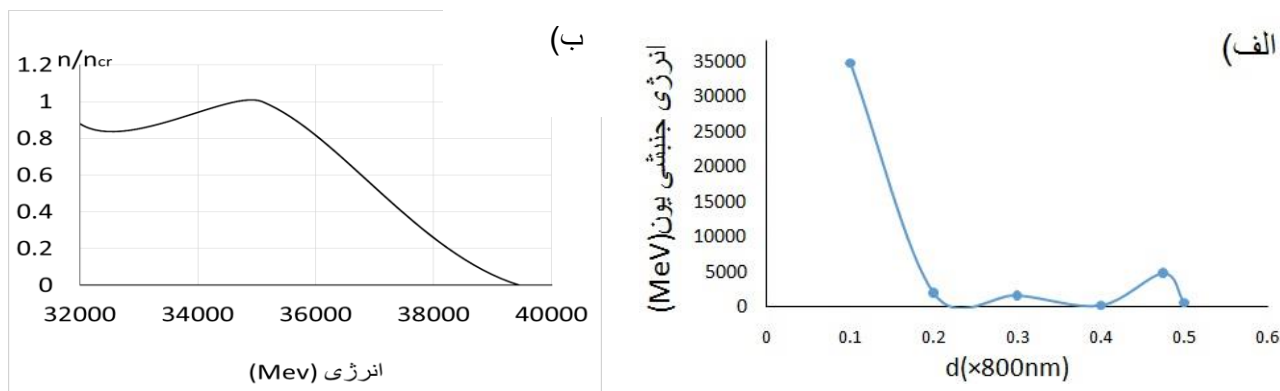


شکل ۱۰ (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر فاز اولیه هارمونیک دوم و هارمونیک سوم نسبت به هارمونیک اول، که بیشترین انرژی مربوط به هارمونیک دوم با اختلاف فاز ۱۸۰ درجه و هارمونیک سوم لیزر با اختلاف فاز ۲۷۰ درجه نسبت به هارمونیک اصلی لیزر است.

### ۸. تأثیر ضخامت هدف

ضخامت هدف یکی از عواملی است که تأثیر مهمی بر شتابدهی یون دارد. در شکل ۱۱ تأثیر ضخامت هدف بر میزان شتاب یون مورد بررسی قرار گرفته است. برای بهترین شرایط حاصل در بخش‌های قبل یعنی لیزر دورنگ با  $a_3/a_1 = \frac{1}{3}, \frac{1}{8}$  و  $\theta = 85^\circ$  فاز  $\Phi = 0^\circ$  و در ضخامت  $d = 0.1 \lambda$  سرعت یون در قلّه نمودار شکل ۱۲ ب به حدود  $0.97c$  سرعت نور و انرژی جنبشی آن به ۳۵ گیگا الکترون ولت می‌رسد.

یعنی  $a_1/a_2 = 1$  و  $a_1/a_3 = 1$  که در آن  $a_1$  بیانگر شدت بهنجار شده لیزر با طول موج  $800 \text{ nm}$  و  $a_2$  بیانگر شدت بهنجار شده هارمونیک دوم آن با طول موج  $400 \text{ nm}$  و  $a_3$  بیانگر شدت بهنجار شده هارمونیک سوم آن با طول موج  $200 \text{ nm}$  است. سایر کمیت‌های شبیه‌سازی مشابه قبل است. با نگاهی به شکل ۱۰ درمی‌یابیم که هنگام استفاده از پرتو اولیه سه رنگ، بهترین خروجی مربوط به زمانی است که هارمونیک دوم با اختلاف فاز ۱۸۰ درجه و هارمونیک سوم لیزر با اختلاف فاز ۲۷۰ درجه نسبت به هارمونیک اصلی لیزر منتشر شوند.



شکل ۱۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) (الف) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر ضخامت لایه ( $\times 800 \text{ nm}$ ) و (ب) طیف تعداد ذرات  $\left(\frac{n_i}{n_c}\right)$  بر حسب انرژی جنبشی (MeV).

## ۹. نتیجه گیری

هارمونیک اول و سوم، شتاب بهتری نسبت به حالت تک طول موج حاصل می شود و در شرایطی که نسبت دامنه ها  $a_3/a_1 = 1/3$  و فاز بین هارمونیک اول و سوم صفر درجه و زاویه تابش لیزر ۸۵ درجه باشد در ضخامت  $80 \text{ nm}$  نانومتر انرژی بیشتری برای یون حاصل می شود و یون های تا انرژی بیش از ۳۵ گیگا الکترون ولت شتاب خواهند گرفت.

هدف از این تحقیق یافتن شرایطی بهینه جهت شتاب هر چه بهتر یون با استفاده از کد شبیه سازی ذره در جعبه LPIC++ است. نتایج نشان دهنده این است که برای هدف به صورت یون  $C^{+6}$  در قطبش دایره ای، شتاب بهتری حاصل می شود. همچنین نتایج نشان می دهد که با تابش لیزر دورنگ شامل

## مراجع

1. K Shimoda, et al., *Appl opt* **1** (1962) 33
2. T Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 267
3. L Di Lucchio, A A Andreev, and P Gibbon, *Physics of plasmas* **22**, 5 (2015) 053114.
4. E. L. Clark, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 670
5. A. Maksimchuk, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 4108
6. R A Snavely, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2945
7. S C Wilks, *phys Plasmas* **8** (2001) 542
8. T Zh Esirkepov, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 049503
9. A A Sahai, *Phys. Rev. E* (2013) 043105
10. A Higginson, *Nature* **9** (2018) 724
11. S Steinke, et al., *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams* **16**, 1 (2013) 011303.
12. A Sgattoni, S Sinigardi, and A Macchi. *Applied Physics Letters* **105**, 8 (2014) 084105.
13. B Qiao, et al., *Physical review letters* **102**, 14 (2009) 145002.
14. D Jung, et al., *Physics of plasmas* **20**, 8 (2013) 083103.
15. S Bagchi, et al., *Physics of Plasmas* **28**, 2 (2021) 023108.
16. R Litchters, et al., *Phys. Plasmas* **3** (1996) 3437
17. A Macchi, C Livi, and A Sgattoni. *Journal of Instrumentation* **12**, 04 (2017) C04016.
18. X Z Wu, et al., *Physics of Plasmas* **28**, 2 (2021) 023102.
19. X F Shen, et al., *Applied Physics Letters* **114**, 14 (2019) 144102.