مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۲۱، شمارهٔ ۴، زمستان ۱۴۰۰

شتاب‌دهی یون‌ها تا ده‌ها گیگا الکترون- ولت تابش لیزر دورنگ به پلاسمای با لایهٔ نازک نسبیتی

معصومه مشکل‌گشا و فرزانه سادات خلیلی‌یزدی

گروه فیزیک دانشکده علوم پایه دانشگاه قم، قم

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

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

چکیده

اخیراً تولید یون‌های پرسرعت به دلیل کاربردهای مهم در زمینهٔ گداخت و پزشکی مورد توجه محققان قرار گرفته است. در دهه‌های اخیر تولید یون‌های با انرژی مگاالکترون-ولت میسّر شده است. در این تحقیق تولید یون‌های پرانرژی از مرتبهٔ ده‌ها گیگاالکترون-ولت در برهم‌کنش لیزر فمتوثانیه با لایهٔ نازک پلاسمایی، توسط شبیه‌سازی ذره در جعبه LPIC++ مورد بررسی قرارگرفته‌است. دسترسی به چنین یون‌هایی توسط استفاده از پرتو لیزری دورنگ شامل هارمونیک اوّل و سوّم و انتخاب مناسب بسیاری از عوامل تأثیرگذار از جمله نسبت شدت‌ها و فاز نسبی دو هارمونیک، جنس و بار مادهٔ هدف، ضخامت مادهٔ هدف، زاویهٔ تابش، مدت زمان و شدت تپ لیزر و چگالی پلاسما میسّر شده‌است. 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: شتاب دهی یون، لایهٔ نازک نسبیتی

۱. مقدمه

شتاب‌دهنده‌های ذرّات کاربردهای بسیاری در پزشکی و صنعت دارند. در چند دههٔ گذشته شتاب‌دهنده‌هایی بر پایهٔ برهمکنش لیزر و پلاسما مطرح شده‌اند. ذرّات تولید شده توسط این شتاب‌دهنده‌ها به علّت ویژگی‌هایی همچون بار زیاد، انتشار کم، فشردگی و سهولت تحویل پرتو حایز اهمیّت هستند.

بعد از ساخت اوّلین لیزرها ایدهٔ استفاده از لیزر جهت شتابدهی ذرّات باردار در سال ۱۹۶۲ توسط شیمودا مطرح شد[۱]. با پیشرفت در زمینهٔ لیزرهای فوق کوتاه و پرشدت، در 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 آزمایش ها با استفاده از لیزرهای پرشدت خصوصاً تیتانیوم سفایر[۱] 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 [۶-۴].

۱. Ti: sapphire

پس از آن مدل شتابدهی غلاف عمود بر هدف (TNSA[۱]) 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[۲]) پیشنهاد شد که، در آن برهمکنش لیزر پرشدت و پلاسما برای تولید پرتوهای یون نسبیتی با چگالی بالا پیشنهاد شده‌است. هنگامی که فشار تابش غالب است، انرژی لیزر به طور مؤثر به انرژی یون‌های سریع تبدیل می‌شود[۸]. آزمایش ها 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[۳]) 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 قطبیدهٔ خطی ارائه شد. شتاب برای انرژی‌های بیش از ۹۴ مگا الکترون-ولت نشان داده شده است. این امر توسط ترکیبی از ساز و کار شتابدهی TNSAو RPA انجام شده است که در آن مادهٔ هدف یک برگهٔ پلاستیکی با ضخامت ۹۰ نانومتر انتخاب شده است [۱۰].

همچنین استرینک و همکارانش در سال ۲۰۱۳ با تابش لیزر به هدف بسیارنازک ۱۰ نانومتری شتاب‌دهی یون‌ها تا انرژی 2 MeV و واگرایی کم را به صورت تجربی گزارش داده اند [۱۱]. این شیوهٔ شتاب‌دهی توسط لایه‌های نازک نانومتری، به نام ساز و کار بادبان نوری (LS[۴]) 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 شبیه سازی کنند. این شتاب‌دهی به صورت دو مرحله ای در نظر گرفته شده است [۱۳].

همچنین جانگ و همکارانش با ترکیبی از روش های TNSA واستفاده از هدف های لایهٔ نازک دسترسی به یون‌های ۲ GeV را توسط شبیه‌سازی گزارش داده‌اند [۱۴]. برخی تحقیقات نیز نشان داده است که با استفاده از هدف های 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 لایهٔ 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. نظریهٔ 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 لایهٔ نازک پلاسمایی با تپ لیزری با شدت I و پهنای زمان τ_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:

$$\varepsilon_{LS} = m_p c^2 \frac{\mathcal{F}^2}{2(1+\mathcal{F})},$$
$$\mathcal{F} = \frac{2I\tau_p}{\rho l c^2} = 2\frac{Zn_c}{An_e}\frac{m_e}{m_p}\frac{\tau_p c}{l}a_0^2, \quad (1)$$

دررابطهٔ بالا n_e چگالی الکترونی، n_c چگالی بحرانی و a_0 پارامتر شدت بدون بعد، ρl چگالی جرمی ناحیهٔ پلاسما، τ_p پهنای زمانی تپ لیزر،c سرعت نور، Z عدد اتمی وA عدد جرمی هدف و F پارامتر جریان بدون بعد است. در مورد سرعت بادبان غیر نسبیتی $V << c$ معادلهٔ حرکت نیوتون برای حرکت

۱. Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)
۲. Radiation Pressure Acceleration (RPA)
۳. Breakout After Burner Acceleration (BOA)
۴. Light Sail Regime (LS)

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

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

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

$$\varepsilon_{LS} = 2\pi^2 m_pc^2\left(\frac{Z}{A}\frac{m_e}{m_p}\frac{\tau_p c}{\lambda}a_0\right)^2 = 2\pi^2 m_ec^2\left(\frac{m_e}{m_p}\right)\left(\frac{Z}{A}\frac{\tau_p c}{\lambda}a_0\right)^2, \qquad (3)$$

امروزه برگه‌های نازک از کربن شبه الماس یا آمورف را می‌توان با ضخامت‌های زیر ۱۰ نانومتر تولید کرد و به طور بالقوه مقادیر ζ را در حد مقادیر 10^{-1} را به دست آورد. به عنوان مثال در شرایط $a_0 \simeq 20$ (که معادل با شدت $I = 10^{21} W.cm^{-2}$ برای $\lambda = 0/8$ میکرومتر لیزر تیتانیوم سفایر است) به ازای پهنای زمانی تپ $\tau_p = 40\ fs$ و یک جریان لیزری برابر با $4\times10^7\ J\,cm^{-2}$، معادلهٔ (۳) برای $Z/A = 1/2$ منجر به حصول انرژی‌های بالاتر از ۱۲۰ $MeV/nucleon$ می‌شود [۱۷].

۳. نتایج شبیه‌سازی

به واسطهٔ تعداد بالای پارامترهای آزمایشگاهی قابل تنظیم از قبیل قطبش لیزر، شدت، پهنای زمانی تپ، اندازهٔ لکهٔ 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. فرندهای 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. باتوجه به ساز و کارهای موجود، یکی از پارامترهای تعیین کننده، تپ‌های لیزری با شدت بالا از مرتبهٔ 10^{20} 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، حتّی اگر شدت بسیار بالا باشد، چون در زمان بسیار کوتاه فمتوثانیه اتفاق می‌افتد، یون‌ها فرصت شتابدهی مستقیم را ندارند. پس به وسیلهٔ لیزر الکترون‌ها را شتاب‌دار کرده و به وسیلهٔ ایجاد میدان الکتریکی بسیار قوی به صورت غیرمستقیم یون‌ها شتاب خواهند گرفت. برای تعیین انرژی جنبشی یون در شرایط نسبیتی از رابطهٔ زیر استفاده شده است:

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

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 $\lambda_1 = 800nm$ و پلاسما است. همچنین برای هارمونیک‌های دوّم $\lambda_2 = 400nm$ و سوّم $\lambda_3 = 200nm$، 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

۱. Contrast

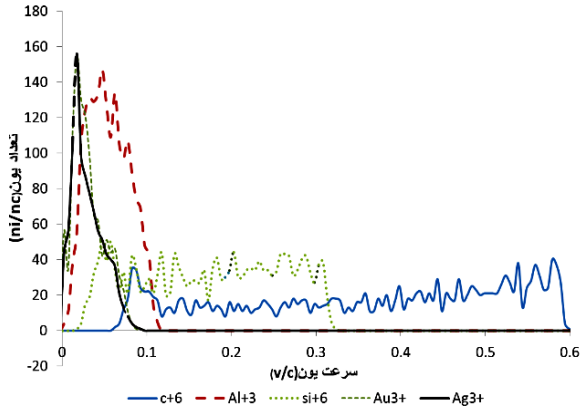
موج ۸۰۰ نانومتر (طول موج اصلی لیزر تیتانیوم سفایر) است، که بر پلاسمای فوق چگال با چگالی ۹۵ برابر چگالی بحرانی تابیده شده است. پارامتر شدت بدون بعد لیزر به صورت a=۱۲۰ انتخاب شده است زمان‌ها از جمله پهنای زمانی تپ بر حسب $t_{\circ}=\frac{l}{c}=۲/۷\ f\sec$ بهنجار شده است و شدت لیزر بر اساس $a_0=eE/mc\omega$ بهنجار شده است، که در آن E میدان الکتریکی لیزر، c سرعت نور، e بار الکترون، m جرم الکترون و ω 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 شده‌است. سپس با تغییر عوامل تأثیرگذار از جمله جنس مادهٔ هدف، نوع قطبش لیزر تابیده شده، پهنای زمانی تپ لیزری، زاویهٔ 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 مادهٔ 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 مادهٔ هدف به صورت یون، سبب شتاب‌دهی بیشتری نسبت به مواد خنثی می‌شود و در این بین چنانچه جنس مادهٔ هدف C باشد، بیشترین میزان افزایش سرعت یون مشاهده می‌شود (شکل ۱).

۵. بررسی تابش لیزر تک رنگ

پس باتوجه 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



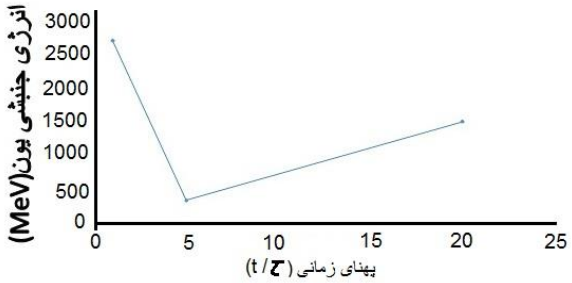
شکل ۱. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار تعداد یون (n_i/n_c) بر سرعت یون (v/c)، برای یون‌های آلومینیوم، سیلیسیوم، طلا، نقره و کربن.

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

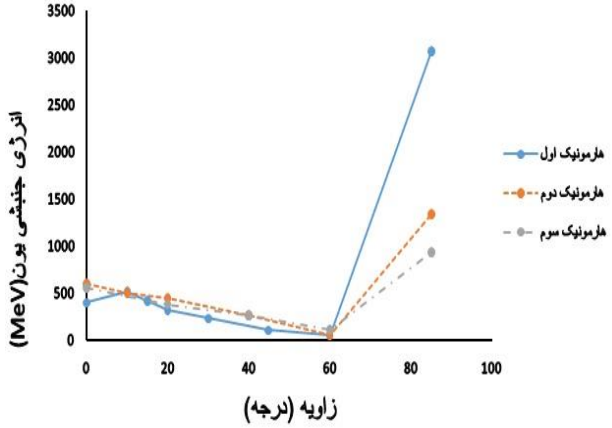
شتاب‌دهی بیشتر برای یون و الکترون توسط لیزرهای با تعداد سیکل کم و پهنای زمانی اندک در مطالعات مختلف نیز مورد تایید است [۱۸ و ۱۹]. گرچه هنوز روند دقیق نحوهٔ تأثیر تعداد سیکل لیزر بر میزان شتاب‌دهی به دلیل اثرات غیرخطی و پیچیده در شرایط نسبیتی و فوق نسبیتی یافت نشده است.

نقاطی که در نمودارها نشان داده شده است، به ازای بهترین سرعت حاصل از اجرای کد در شرایط اولیهٔ 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.

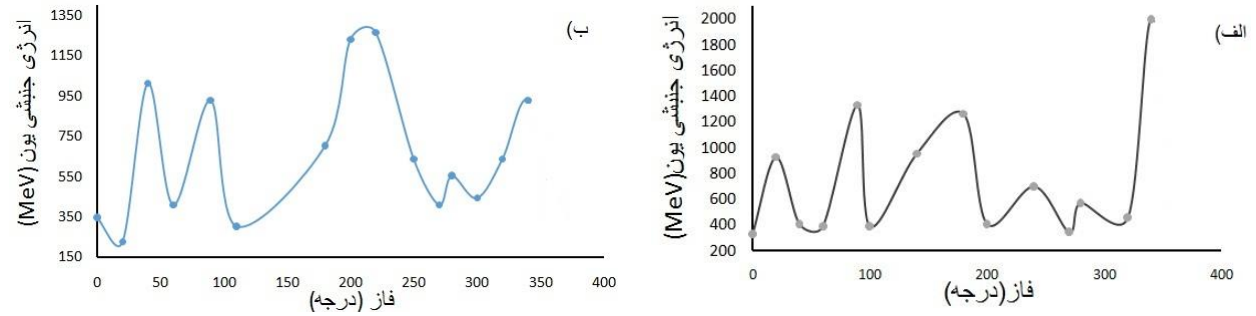
در شکل‌های ۳ و ۴، تأثیر مشخصات اوّلیهٔ لیزر به صورت تابش لیزر تک‌رنگ مورد بررسی قرار گرفته است و لیزرهای تابیده شده به صورت هارمونیک اوّل، هارمونیک دوّم و هارمونیک سوّم لیزر تیتانیوم سفایر به صورت جداگانه با زوایهٔ بین صفر تا ۸۹/۹ بر پلاسما تابیده شدند.



شکل ۲. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) تأثیر پهنای زمانی تپ لیزر (t/τ) بر انرژی جنبشی یون(MeV) .



شکل ۳. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر زاویهٔ تابش لیزر (درجه) برای تابش هارمونیک اوّل، هارمونیک دوّم و هارمونیک سوّم.



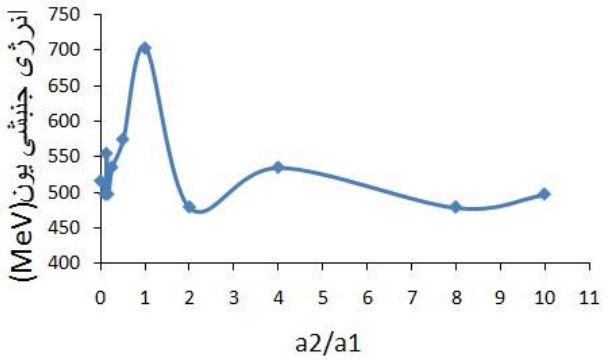
شکل ۴. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) (الف) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر فاز اولیه هارمونیک دوم (درجه)، فاز ۳۴۰ درجه برای هارمونیک دوم با انرژی جنبشی یون ۱۹۹۹/۵۱۱ MeV و (ب) نمودار فاز اوّلیه هارمونیک سوم (درجه) بر انرژی جنبشی یون (MeV).

نتایج نشان دهندهٔ این است که، بیشترین میزان شتاب‌دهی به ازای هارمونیک اوّل در زاویهٔ ۸۵ درجه است. میزان انرژی جنبشی یون‌ها در این شرایط به ۳۰۹۹ MeV می‌رسد، که معادل با سرعت ۰/۶۲ سرعت نور است.

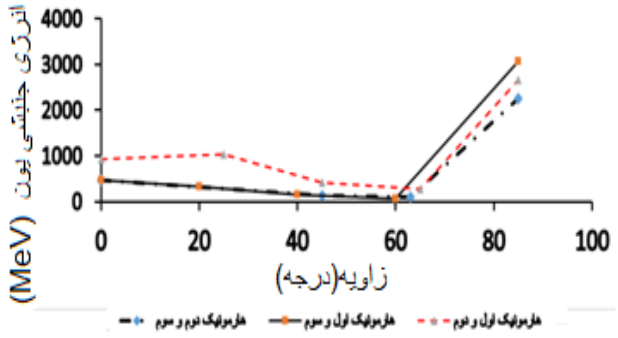
۶. تابش لیزر دورنگ

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 ۸۳۰MeV به ثبت برسانند [۱۹].

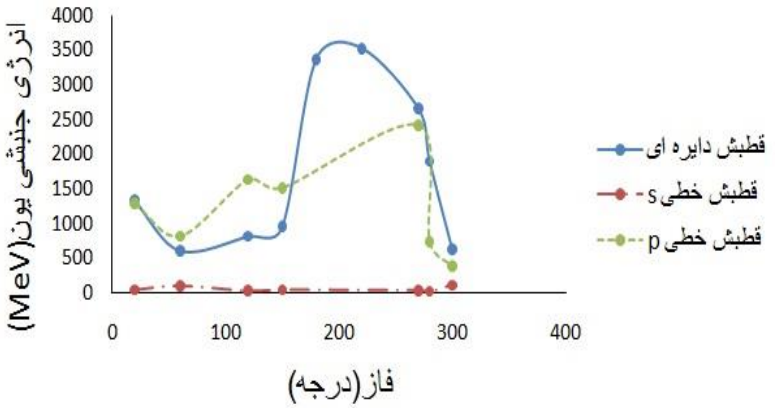
در این تحقیق، از دو تپ لیزری با قطبش دایره‌ای با طول موج‌های متفاوت استفاده کرده‌ایم، به طوری که هر دو تپ از یک سمت تابیده می‌شود و با برخورد به هدف و شتاب‌گیری الکترون‌ها توسط آن، یون‌ها به دنبال الکترون‌ها شتاب می‌گیرند. در بررسی تابش دورنگ، ابتدا ترکیب دو هارمونیک اوّل و دوّم با طول‌موج‌های ۸۰۰ nm, ۴۰۰=λ بر پلاسما تابیده شد. در شکل ۵ نسبت شدت بهنجار شدهٔ این دو هارمونیک بر میزان شتاب‌دهی مورد بررسی قرارگرفته است و همانطور که دیده می‌شود، برای نسبت $a_1/a_2 = 1$ بیشترین میزان انرژی جنبشی برای یون‌ها حاصل شده است. همانطور که در شکل ۶ دیده می‌شود زاویهٔ ۸۵ درجه برای لیزر دورنگ نیز بهینه است. در شکل ۷ تأثیر فاز اوّلیهٔ هارمونیک دوّم نسبت به هارمونیک اوّل، برای سه قطبش دایره‌ای c و قطبش‌های خطی p و s در نسبت شدت یک و زاویهٔ ۸۵ درجه مورد بررسی قرار گرفته است. بهترین شتابدهی یون در فاز ۲۲۰ درجه برای قطبش دایره‌ای



شکل ۵. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار نسبت دامنهٔ هارمونیک دوّم به هارمونیک اوّل بر انرژی جنبشی یون (MeV)



شکل ۶. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون بر حسب (MeV) بر زاویهٔ تابش لیزر دورنگ(بر حسب درجه).



شکل ۷. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار قطبش لیزر بر انرژی جنبشی یون (MeV) در ترکیب دو هارمونیک اوّل و دوّم، که از میان قطبش‌های خطی و دایره‌ای بهترین شتابدهی یون مربوط به قطبش دایره‌ای با بیش از ۳۶۰۰ مگاالکترون ولت است.

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

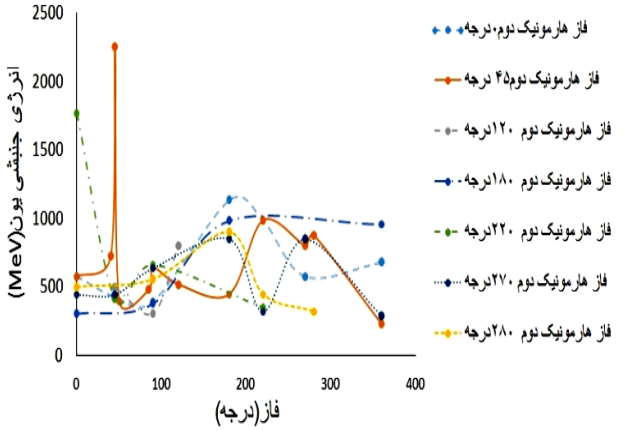
سپس تابش هارمونیک دوّم و سوّم مورد بررسی قرار گرفته است. مقادیر نسبت دامنه‌ها و فاز هر یک از هارمونیک‌ها نسبت به هارمونیک اوّل متغیّر و در شرایط مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. در شکل ۸ برای فاز هارمونیک دوم ثابت $\phi_2 = ۰, ۴۵, ۹۰, ۱۲۰, ۱۸۰, ۲۲۰, ۲۷۰, ۲۸۰$ و فاز هارمونیک سوم متغییر برخی از نتایج حاصل نشان داده شده است. همان‌طور که دیده می‌شود، برای ترکیب هارمونیک دوّم و سوّم در شرایطی که نسبت شدت‌ها $a_3/a_2 = ۰/۱$ و فاز هردو هارمونیک ۴۵ درجه است، بیشترین انرژی یون حاصل می‌شود.

در شکل ۹ ترکیب هارمونیک اوّل و سوّم با نسبت شدت $a_3/a_1 = \frac{۱}{۳}, \frac{۱}{۸}$ 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.

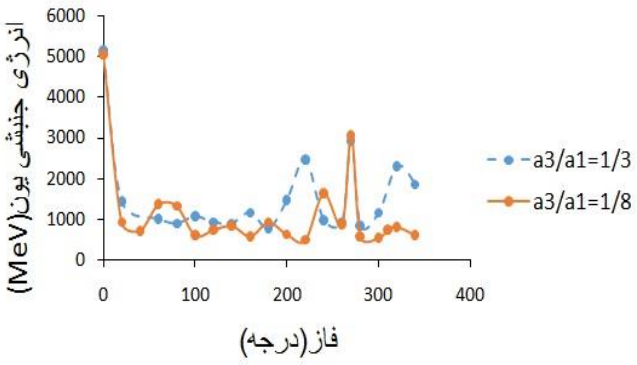
۷. تابش لیزر سه رنگ

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.

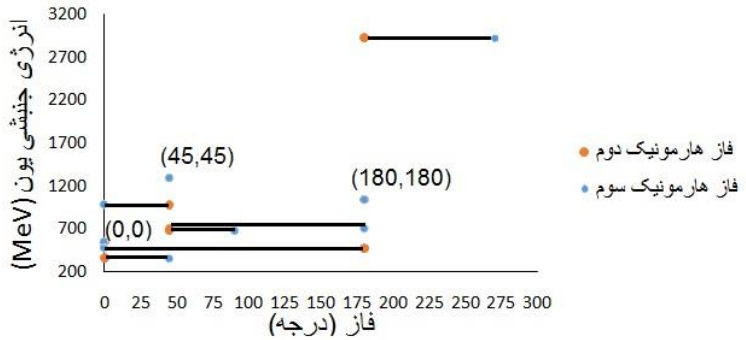
در این قسمت تپ اوّلیه را به گونه‌ای در نظر می‌گیریم که سه طول موج با نسبت شدت‌های مساوی با هم ترکیب شوند.



شکل ۸ (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر فاز اوّلیه هارمونیک دوّم و سوّم (درجه)، مقایسه برای فازهای ثابت هارمونیک دوم ۰، ۴۵، ۹۰، ۱۸۰،۱۲۰، ۲۲۰، ۲۷۰، ۲۸۰ =φ_2درجه و فاز هارمونیک سوّم متغیر انجام گرفته است، که در $\phi_2 = \phi_3 = 45$.



شکل ۹. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر فاز اوّلیه هارمونیک اوّل و سوّم با نسبت شدت ۱/۸ و ۱/۳ = a۳/a ۱، که در ۱/۳ = a۳/a ۱.

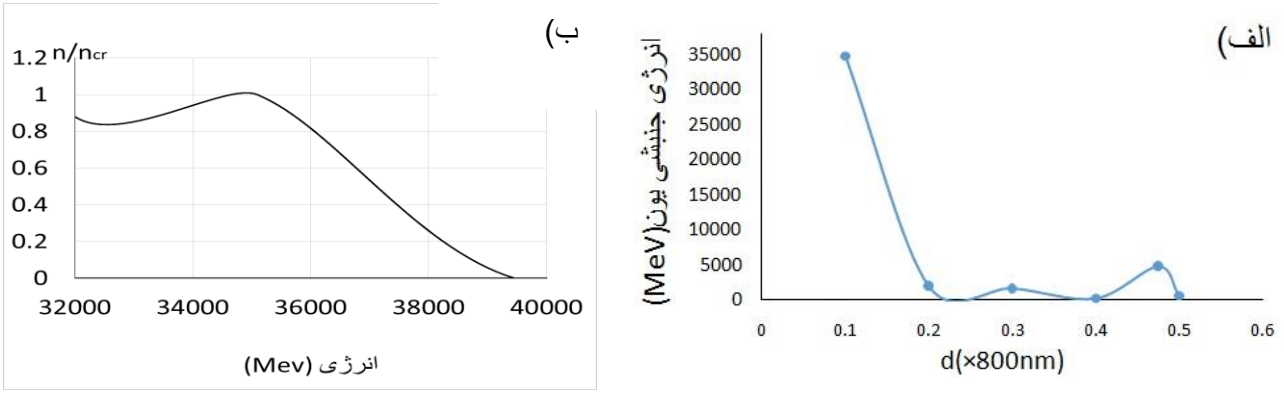


شکل ۱۰. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر فاز اوّلیه هارمونیک دوّم و هارمونیک سوّم نسبت به هارمونیک اوّل، که بیشترین انرژی مربوط به هارمونیک دوّم با اختلاف فاز۱۸۰ درجه و هارمونیک سوّم لیزر با اختلاف فاز ۲۷۰ درجه نسبت به هارمونیک اصلی لیزر است.

یعنی ۱ = a۱/a۲ و ۱ = a ۱/a۳ که در آن a ۱ بیانگر شدت بهنجار شدهٔ لیزر با طول موج ۸۰۰ nm و a۲ بیانگر شدت بهنجار شدهٔ هارمونیک دوّم آن با طول موج ۴۰۰ nm و a۳ بیانگر شدت بهنجار شدهٔ هارمونیک سوّم آن با طول موج ۲۰۰ nm است. سایر کمیت‌های شبیه‌سازی مشابه قبل است. با نگاهی به شکل ۱۰ درمی‌یابیم که هنگام استفاده از پرتو اوّلیهٔ سه رنگ، بهترین خروجی مربوط به زمانی است که هارمونیک دوّم با اختلاف فاز۱۸۰ درجه و هارمونیک سوّم لیزر با اختلاف فاز ۲۷۰ درجه نسبت به هارمونیک اصلی لیزر منتشر شوند.

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 $\frac{1}{3},\frac{1}{8}$ = a۳/a ۱ و θ=۸۵° و فازΦ=۰° و در ضخامت λ = ۰/۱ d، سرعت یون در قلهٔ نمودار شکل ۱۲. ب به حدود ۰/۹۷ c سرعت نور و انرژی جنبشی آن به ۳۵ گیگا الکترون ولت می‌رسد.



شکل ۱۱. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) (الف) نمودار انرژی جنبشی یون (MeV) بر ضخامت لایهٔ (۸۰۰ nm ×) و (ب) طیف تعداد ذرات $\left(\frac{n_i}{n_c}\right)$ بر حسب انرژی جنبشی (MeV).

۹. نتیجه‌گیری

هدف از این تحقیق یافتن شرایطی بهینه جهت شتاب هر چه بهتر یون با استفاده از کد شبیه‌سازی ذره در جعبه LPIC++ است. نتایج نشان دهندهٔ این است که برای هدف به صورت یون C^{+6} در قطبش دایره‌ای، شتاب بهتری حاصل می‌شود. همچنین نتایج نشان می‌دهد که با تابش لیزر دورنگ شامل هارمونیک اول و سوم، شتاب بهتری نسبت به حالت تک طول موج حاصل می‌شود و در شرایطی که نسبت دامنه‌ها $a_3/a_1 = 1/3$ و فاز بین هارمونیک اول و سوم صفر درجه و زاویهٔ تابش لیزر ۸۵ درجه باشد در ضخامت ۸۰ نانومتر انرژی بیشتری برای یون حاصل می‌شود و یون‌های تا انرژی بیش از ۳۵ گیگا الکترون ولت شتاب خواهند گرفت.

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.