

«مقاله پژوهشی»

بررسی شبیه‌سازی اندرکنش لیزرهای فمتوثانیه با نانو خوشه‌های گاز نئون

حبیب خلیل‌پور^{۱*}، حسین غفوریان^۲

۱. دانشیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

۲. استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۰۴/۰۷ تاریخ پذیرش: ۱۳۹۹/۰۵/۱۵

The Study of Simulation of the Interaction of Intense Femtosecond Laser with Neon Nanocluster

H. Khalilpour^{*1}, H. Ghaforyan²

1. Associate Professor, Department of Physics, Payame Noor University

2. Assistant Professor, Department of Physics, Payame Noor University

Received: 2020/06/27

Accepted: 2020/08/05

Abstract

In the framework of the nanoplasma model, the interaction of intense femtosecond laser pulses with the nanometer sized neon clusters is studied. In this simulation, the expansion of a neon cluster irradiated by an intense femtosecond laser pulse with respect to ionization and heating process is investigated. The effects of laser intensity, pulse duration time on the evolution of ion and electron density, average state charge, and radius of cluster, electron temperature and hydrodynamic pressure are studied. The simulation results show that as laser intensity and pulse duration increase, ion density in the cluster is decreased while cluster radius and average charge state are increased. Also, by increasing laser intensity, the electron density, temperature, and electron hydrodynamic pressure increase.

Keywords

Atomic Neonclusters, Nano Plasma Model, Femtosecond Laser.

چکیده

در چارچوب مدل نانو پلازما، اندرکنش پالس‌های لیزری پرشدت با نانو خوشه‌های نئون مورد مطالعه قرار گرفته است. در شبیه‌سازی حاضر، انبساط خوشه اتمی به وسیله پالس لیزری پر شدت فمتوثانیه با در نظر گرفتن فرایندهای یونیزاسیون و گرمایش مورد بررسی قرار می‌گیرد. اثرهای شدت لیزر و دیرش زمانی پالس لیزر روی تحول زمانی چگالی الکترون‌ها و یون‌ها، حالت‌های بار و شعاع خوشه، دمای الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که وقتی که شدت لیزر و دیرش زمانی پالس لیزر افزایش می‌یابد، چگالی یونی در خوشه کاهش پیدا می‌کند؛ در حالی که شعاع خوشه و میانگین بار خوشه افزایش می‌یابد. همچنین چگالی الکترون‌ها، دما و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها با افزایش شدت لیزر افزایش می‌یابد.

واژگان کلیدی

خوشه‌های اتمی نئون، مدل نانو پلازما، لیزر فمتوثانیه.

مقدمه

خوشه‌های نئون است. در این مقاله ما اندرکنش لیزرهای فمتوثانیه را با خوشه‌های گاز نئون شبیه‌سازی کرده‌ایم. ساختار این مقاله به صورت زیر است: در بخش دوم به طور خلاصه مدل نانو پلاسما معرفی می‌شود و مجموعه معادلاتی را که به صورت عددی حل می‌شود، بررسی می‌کنیم. در بخش سوم نتایج حاصل از شبیه‌سازی برای پارامترهای دینامیکی خوشه نظیر چگالی الکترون‌ها و یون‌ها، بار و شعاع خوشه مورد بررسی قرار می‌گیرد. سرانجام در بخش چهارم نتایج اصلی مورد بحث قرار گرفته و نتیجه‌گیری می‌شود.

مدل نانو پلاسما

در این بخش یک بررسی کوتاه از مدل استفاده شده ارائه می‌شود. مدل نانو پلاسما فرض بر این است که در ابتدا خوشه‌ها کروی خنثی با درجه حرارت و چگالی یکنواخت هستند؛ همچنین قطر کره‌ها از طول موج میدان لیزر اعمالی کوچک‌تر است. معادلات به کار رفته برای توصیف چگالی‌یونی، n_i و دمای الکترون‌ها، T_e ، به صورت زیر است: [۲۴]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -[W_c(Z) - \alpha_3(Z)n_e^2]n_i(Z) + W_c(Z-1)n_i(Z-1) + \alpha_3(Z+1)n_e^2n_i(Z+1) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3} \frac{Q}{n_e} - \frac{T_e}{n_e} \frac{dn_e}{dt} + \frac{2}{3} \sum_{Z=0}^{\infty} \varepsilon_i(Z) [\alpha_3(Z+1)n_e n_i(Z+1) - S(Z)n_i(Z)] \quad (2)$$

به طوری که ارتباط بین چگالی الکترون‌ها و چگالی یون‌ها با رابطه زیر داده می‌شود $n_e = \sum_{Z=-1}^{\infty} Z n_i(Z)$. در معادله (۱)، ضرایب W_c و α_p به ترتیب آهنگ یونیزاسیون از حالت بار Z به حالت بار $Z+1$ و آهنگ بازترکیب سه جسمی هستند. در معادله (۲)، Q ضریب آهنگ جذب بر مشترلانگ معکوس (IBS) یا آهنگ

در سال‌های گذشته اندرکنش پالس‌های لیزری پرشدت فمتوثانیه با خوشه‌های اتمی به عنوان یک موضوع جالب مورد توجه پژوهشگران بوده است و این امر به دلیل کاربردهای وسیعی است که این نوع از اندرکنش‌ها عنوان مثال در تولید الکترون‌ها و یون‌های پر انرژی [۸-۱]، تابش‌های پرتوی ایکس [۹]، واکنش‌های هم‌جوشی در زمان انفجار خوشه‌های گازهای نادر [۲] دارند. زمانی که میدان لیزرهای فمتوثانیه پرشدت با خوشه‌ها اندرکنش می‌کنند، اتم‌های خوشه‌ها در چند مرحله یونیزه می‌شوند سرانجام، خوشه‌ها به درجه بالای از یونیزاسیون می‌رسند [۱۰ و ۱۱]. برای توضیح اندرکنش لیزر با خوشه، مدل‌های مختلفی از قبیل مدل یونیزاسیون احتراقی [۱۲]، مدل انفجار کولمبی [۱۳]، مدل تحریک لایه‌های داخلی [۱۴] و مدل نانو پلاسما ارائه شده است [۱۵]. استفاده از مدل نانو پلاسما برای توجیه اندرکنش لیزر با خوشه به وسیله دیتمایر و همکارانش معرفی شده است [۱۶]. در این مدل فرآیندهای مختلف فیزیکی مانند یونیزاسیون، گرمایش و انبساط توضیح داده شده است؛ همچنین خوشه به عنوان یک توپ پلاسمایی کروی در نظر گرفته می‌شود. توجه به این نکته ضروری است که در این مدل زمان گرمایش الکترون باید کوتاه‌تر از مقیاس زمانی اندرکنش لیزر و ابعاد خوشه به طور قابل توجهی از طول دمای، $\lambda_d = \sqrt{kT_e / 4\pi n_e e^2}$ در آن T_e و n_e به ترتیب دما و چگالی الکترون‌هاست. بعضی از مطالعات تئوری و شبیه‌سازی اندرکنش پالس‌های لیزری را با خوشه گازهای نادر بررسی کرده‌اند. بیشتر این کارها گازهای نادر سنگین مانند آرگون، کریپتون و زنون را شامل می‌شود. موکک (Mocek) تنها دانشمندی است که به بررسی انتشار تجربی پرتوی ایکس از اندرکنش خوشه‌های با سایز کوچک نئون با پالس‌های لیزری فمتوثانیه پرداخته است. او دریافت که افزایش طول پالس لیزر باعث افزایش بیشتر انتشار پرتوی ایکس از حالت‌های N_e^{+7} می‌شود. با این حال اندرکنش لیزر با خوشه‌های نئونی کوچک با جزئیات بیشتر مورد مطالعه قرار نگرفته است این کار اولین قدم برای درک کمی اندرکنش لیزر با

الکترون‌های آزاد در نتیجه میدان لیزر اتفاق می‌افتد با رابطه زیر داده می‌شود:

$$W_{col}^{las} = W_{las} \exp\left(-\frac{\Delta\mathcal{E}}{T_e}\right) \quad (۶)$$

که W_{las} ، آهنگ یونیزاسیون میدان لیزر است [۱۶]. آهنگباز ترکیب سه جسمی، α_p ، در معادله (۲) با رابطه زیر نشان داده می‌شود [۲۴ و ۲۸]:

$$\alpha_p = \frac{4\pi\sqrt{2\pi}}{9} \frac{e^{\cdot} Z^{\tau}}{m_e^{\gamma} T_e^{\gamma}} \ln\sqrt{1+Z^{\tau}} \quad (۷)$$

آهنگ جذب انرژی برخوردی، Q به صورت زیر است [۱۸].

$$Q = \frac{\omega_p^{\tau} \nu}{(\omega - \omega_p^{\tau} / \nu \omega)^{\tau} + \nu^{\tau}} \frac{|E|^{\tau}}{\lambda \pi} \quad (۸)$$

و فرکانس برخوردی، ν ، با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\nu = 2\sqrt{2\pi} \frac{Ze^{\tau} Ne}{m_e^{\gamma} T_e^{\gamma}} \ln\left(1 + \frac{1/\nu^{\tau}}{\sqrt{2}} \frac{T_e}{(m_e^{\gamma} Ze^{\tau} \omega)^{\gamma}}\right) F(T_e, \hbar\omega) \quad (۹)$$

که در آن، $\omega = \max(\omega, \omega_p)$ و $F = (T_e, \hbar\omega)$ ضریب فرمی است. بعد از جذب انرژی به وسیله الکترون‌ها، انبساط خوشه آغاز می‌شود. دو مکانیسم برای انبساط خوشه وجود دارد؛ اولین مکانیسم، فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها است که در نتیجه انبساط الکترون‌های داغ اتفاق می‌افتد و رابطه آن به صورت زیر است:

$$P_e = n_e T_e \quad (۱۰)$$

جذب انرژی است و $\mathcal{E}(Z)$ پتانسیل یونیزاسیون یک یون با حالت بار Z و W_{col}^{th} ، آهنگ یونیزاسیون برخوردی به وسیله الکترون‌های داغ است [۲۴]. آهنگ یونیزاسیون کل در اندرکنش لیزر با خوشه به وسیله رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$W_c(Z) = W_{ADK} + W_{col}^{th} + W_{col}^{las} \quad (۳)$$

اولین مرحله برای تولید پلاسما در خوشه‌ها، یونیزاسیون تونلی است که الکترون‌های آزاد و یون‌ها را تولید می‌کند و آهنگ آن با رابطه زیر تعیین می‌گردد:

$$W_{ADK} = \omega_a \frac{(2l+1)(l+m)!}{2^{|m|} |m|(l-|m|)!} \left(\frac{2e}{n^*}\right)^{n^*} \frac{1}{2\pi n^*} I_p \left(\frac{2E}{\pi(2I_p)^{3/2}}\right)^{1/2} \left(\frac{2(2I_p)^{3/2}}{E}\right)^{2n^*-|m|-1} \exp\left[-\frac{2(2I_p)^{3/2}}{3E}\right] \quad (۴)$$

در اینجا، l و m اعداد کوانتومی تکانه زاویه‌ای (سرعت برحسب متر برای یک پوسته میانگین گرفته می‌شود)، ω_a بسامد اتمی ($\omega_a = 4.13 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$)، n^* عدد کوانتومی اصلی موثر، $n^* = Z[2I_p]^{-1/2}$ ، E میدان لیزر در واحد اتمی و I_p پتانسیل یونیزاسیون حال بار در واحدهای اتمی است.

آهنگ یونیزاسیون برخوردی به صورت زیر تعیین می‌شود:

$$W_{col}^{th} = n_e s \exp\left(-\frac{\Delta\mathcal{E}}{T_e}\right) \quad (۵)$$

زمانی که توزیع الکترون‌ها ماکسولی با دمای T_e است، ضریب آهنگ یونیزاسیون برخوردی، S ، با فرمول لوتز داده می‌شود [۲۵] و $\Delta\mathcal{E}$ در معادله (۵) تغییر انرژی یونیزاسیون است که در نتیجه پدیده‌سازی پلاسما اتفاق می‌افتد [۲۶ و ۲۷]. آهنگ یونیزاسیون که به خاطر نوسان

دومین مکانیسم، فشار کولومبی است که به وسیله رابطه زیر به دست می‌آید:

$$P_{coul} = \frac{Q^2 e^2}{4\pi \epsilon_0 r^3} \quad (11)$$

که در آن Q ، بار الکتریکی به جا مانده بعد از فرار الکترون‌ها در خوشه است. فشار کل از رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$P_{tot} = P_e + P_{coul} \quad (12)$$

و سرانجام تغییرات شعاع خوشه از رابطه زیر به دست می‌آید:

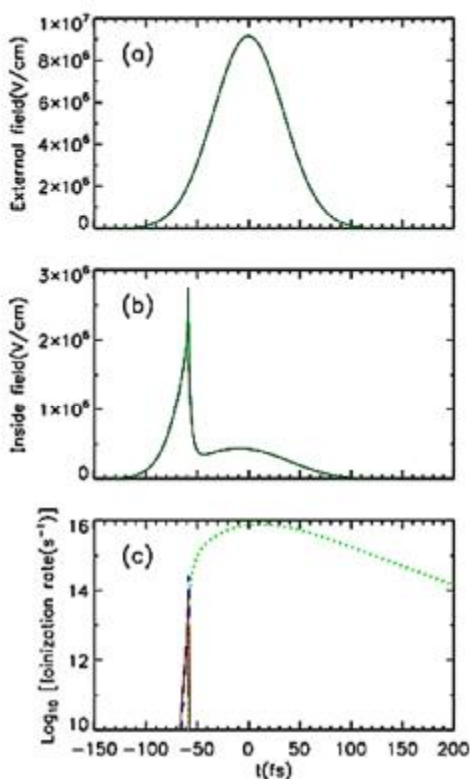
$$\frac{d^2 r_c}{dt^2} = \Delta \frac{P_{tot}}{n_i M_i r_c} \quad (13)$$

به طوری که $M_i = 20 m_p$ ، جرم یون‌های نئون است؛ میانگین حالات باریونی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$Z_c = \frac{\sum_0^{\infty} Z n_i(Z)}{\sum_0^{\infty} n_i(Z)} \quad (14)$$

نتایج شبیه‌سازی

در این بخش نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی عددی را در اندرکنش لیزر فمتوثانیه با خوشه‌های نئون ارائه و در مورد آنها بحث می‌کنیم. از روش رینگ-کوتا برای به دست آوردن جواب‌های عددی معادلات ۱ تا ۱۴ با شرایط اولیه مناسب استفاده شده است. چگالی اتم‌های اولیه خوشه نئون را $3/0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ، دمای اولیه الکترون‌ها را 2 eV و شعاع خوشه را 15 nm در نظر گرفته‌ایم؛ همچنین پالس لیزر را گوسین و دیرش زمانی آن را $\tau = 40 \text{ fs}$ ، طول موج لیزر $\lambda = 80 \text{ nm}$ و شدت آن را، $I_0 = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ در نظر گرفته‌ایم که این پارامترها در جدول ۱ ارائه شده است.



شکل ۱. تحول زمانی میدان الکتریکی لیزر (a) میدان الکتریکی داخل خوشه (b) و آهنگ یونیزاسیون برای سه حالت ADK خط چین، یونیزاسیون برخوردی نقطه چین و یونیزاسیون لیزری خط قرمز (c) برای پالس لیزری با شدت

$$I_0 = 1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$$

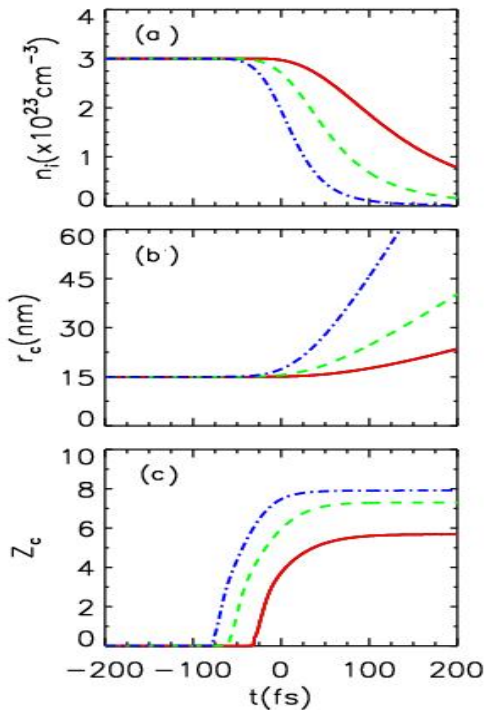
همان طور که در بالا مطرح شد زمانی که پالس لیزر روی خوشه تابیده می‌شود، میدان الکتریکی موجود در خوشه افزایش می‌یابد و یونیزاسیون اتم‌ها شروع می‌شود. تحول زمانی میدان الکتریکی پالس لیزر، میدان الکتریکی تولید شده در داخل خوشه و همچنین آهنگ یونیزاسیون در شکل ۱ نشان داده شده است. مشاهده شد که در $t = -60 \text{ fs}$ میدان الکتریکی در داخل خوشه ماکزیمم می‌شود. در این لحظه مطابق شکل ۱c، W_{ADK} ، W_{las} افزایشی را در نمودار خود نشان می‌دهند و این موضوع منجر به افزایش آهنگ یونیزاسیون برخوردی می‌شود. بعد

جدول ۱. پارامترهای اولیه استفاده شده در اندرکنش لیزر با

خوشه نئون						
کمیت	n_{i0}	T_{e0}	r_0	τ	λ	I_0
واحد	cm^{-3}	eV	nm	fs	nm	W/cm^2
مقدار	3×10^{22}	۲	۱۵	۴۰	۸۰۰	1×10^{16}

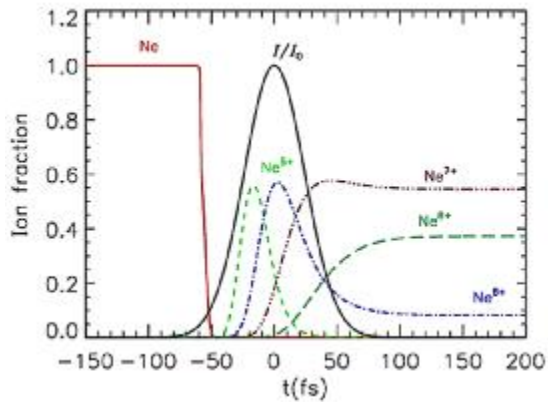
و Ne^{+6} (نمودار سبز و آبی در شکل ۲) به وجود می‌آیند و بعد از تابش پالس لیزر و اتمام گرمایش و یونیزاسیون، Ne^{+7} و Ne^{+8} کسریونی غالب هستند (نمودار قهوه‌ای و سبز تیره در شکل ۲) که در پلازما حضور دارند. این نتیجه بسیار مهم است؛ زیرا نتایج شبیه‌سازی ما با نتایج آزمایشی [۲۳] مطابقت دارد.

از سپری شدن زمان، از شکل آشکار می‌شود که مکانیسم غالب در یونیزاسیون این نوع از اندرکنش‌ها، یونیزاسیون



شکل ۳. تحول زمانی چگالی یونی، شعاع خوشه و میانگین حالات یونی برای سه مقدار متفاوت شدت لیزر $I_0 = 10^{15} W/cm^2$ خط قرمز، $I_0 = 10^{16} W/cm^2$ خط سبز و $I_0 = 10^{17} W/cm^2$ خط آبی با دیرش زمانی ثابت $\tau = 40 fs$

در ادامه اثر شدت لیزر و دیرش زمانی پالس لیزر را روی دمای الکترون‌ها، چگالی الکترون‌ها، چگالی یون‌ها، شعاع خوشه، حالات بار یونی و فشار هیدرودینامیکی خوشه بررسی می‌کنیم. شکل‌های ۳ و ۴ تحولات زمانی چگالی یون‌ها، شعاع خوشه و حالات بار میانگین یونی خوشه را برای سه مقدار شدت لیزر با دیرش زمانی $\tau = 40 fs$ و سه مقدار متفاوت دیرش زمانی پالس لیزر با شدت لیزر یکسان در اندرکنش لیزر خوشه نشان می‌دهد. از شکل‌های ۳ و ۴ کاملاً آشکار است که با افزایش شدت لیزر

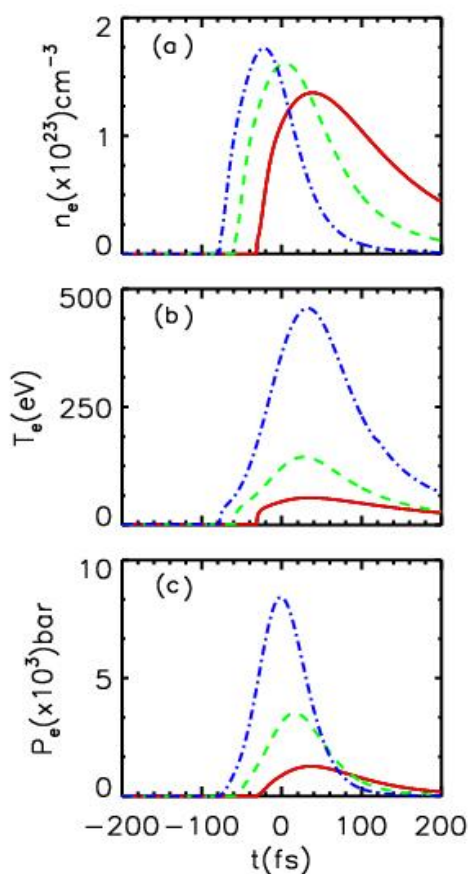


شکل ۲. تحول زمانی کسر جمعیتی از یون‌های نئون. پالس لیزری نرمالیزه شده با شدت $I_0 = 1 \times 10^{16} W/cm^2$ و دیرش زمانی و $\tau = 40 fs$ در شکل با خط پررنگ نشان داده شده است

شکل ۲ کسر جمعیتی از یون‌های نئون را از Ne^{+5} تا Ne^{+8} بر حسب تابعی از زمان در یک خوشه نئون $15 nm$ که تحت تابش یک پالس لیزر با شدت $I_0 = 1 \times 10^{16} W/cm^2$ قرار گرفته است، نشان می‌دهد. قبل از اینکه لیزر با خوشه اندرکنش کند، فقط اتم‌های Ne در خوش حضور دارند (خط قرمز در شکل ۲). زمانی که اندرکنش آغاز می‌شود الکترون‌های آزاد و یون‌ها تولید می‌شوند و نانو پلازما تشکیل می‌گردد؛ سپس الکترون‌ها و یون‌های گرم می‌شوند و باعث یونیزاسیون مداوم تا حالت‌های با بار زیاد می‌شوند؛ بنابراین همان طور که در شکل ۲ نشان داده شده است در طول پالس لیزر Ne^{+5}

با افزایش دیرش زمانی پالس لیزر، زمان اندرکنش طولانی می‌شود و انرژی جذب شده به وسیله خوشه نیز افزایش می‌یابد.

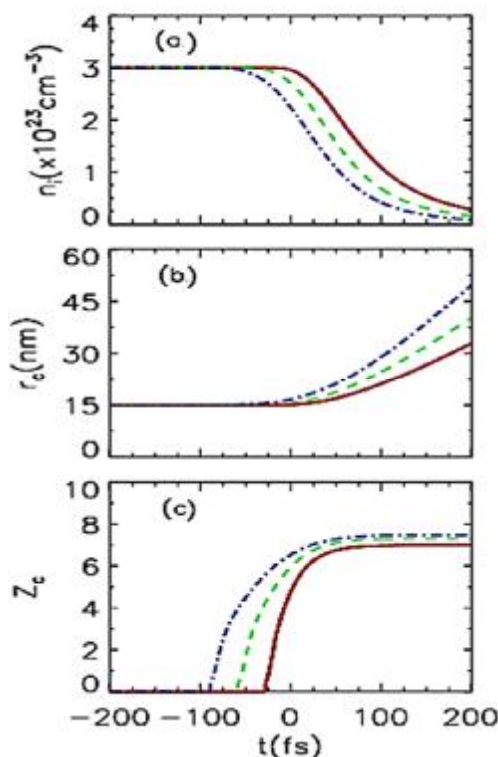
شکل ۵ و ۶ تحولات زمانی چگالی الکترون‌ها، دمای الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها را در سه مقدار شدت لیزر و سه مقدار دیرش زمانی پالس لیزر نشان می‌دهد.



شکل ۵. تحولات زمانی چگالی الکترون‌ها، دمای الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها در سه مقدار شدت لیزر $I_0 = 10^{15} W/cm^2$ خط قرمز، $I_0 = 10^{16} W/cm^2$ خط سبز و $I_0 = 10^{17} W/cm^2$ خط آبی با دیرش زمانی ثابت $\tau = 40 fs$

از شکل آشکار است که با افزایش شدت لیزر n_e ، T_e و P_e افزایش می‌یابد؛ همچنین ماگزیمم چگالی الکترون‌ها در شدت‌های لیزری بالا زودتر به وجود می‌آید.

و دیرش زمانی پالس لیزر چگالی یونی کاهش اما شعاع خوشه و حالت بار میانگین یونی افزایش می‌یابد. افزایش در شدت لیزر منجر به افزایش یونیزاسیون اتم‌ها در خوشه و به دنبال آن تولید الکترون‌ها و یون‌های بیشتر در خوشه می‌شود. زمانی که الکترون‌های تولید شده از محیط انرژی می‌گیرند، می‌توانند از خوشه فرار کنند و یون‌ها را در خوشه بر جای بگذارند. یون‌های باقی مانده به خاطر فشار کولمبی و هیدرودینامیکی باعث انبساط خوشه می‌شوند و شعاع خوشه نیز در این مرحله افزایش می‌یابد. با افزایش شدت لیزر، یونیزاسیون بیشتر شده، الکترون‌های بیشتری از خوشه خارج می‌شوند؛ بنابراین چگالی یونی در داخل خوشه کاهش پیدا می‌کند. شکل ۳ (a) و شعاع خوشه نیز افزایش می‌یابد شکل ۳ (b). با افزایش لیزر به دلیل یونیزاسیون بیشتر بار میانگین یونی نیز افزایش می‌یابد، شکل ۳ (c).



شکل ۶. تحول زمانی چگالی یونی، شعاع خوشه و میانگین حالات یونی برای سه دیرش زمانی $20 fs \tau =$ خط قرمز، $40 fs \tau =$ خط سبز و $60 fs \tau =$ خط آبی برای شدت $I_0 = 10^{16} W/cm^2$

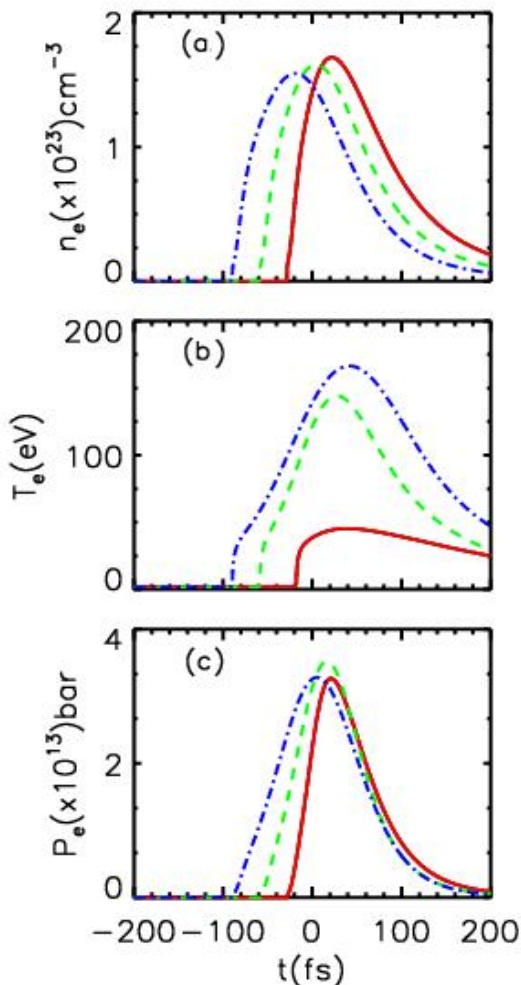
همین روند در شکل ۴ (a) تا (c) برای تغییرات n_i ، r_i و Z_c با دیرش زمانی پالس لیزر نیز مشاهده می‌شود.

شدت لیزر چگالی الکترون‌ها در زمان زودتری به ماگزیمم می‌رسد. با افزایش شدت لیزر، انرژی منتقل شده به خوشه نیز بهبود می‌یابد که باعث گرمایش بیشتر خوشه می‌شود و دمای الکترون‌ها را افزایش می‌دهد.

از معادله ۱۰ معلوم است که فشار هیدرودینامیکی به n_e و T_e وابسته است؛ بنابراین رفتار آن با تغییرات n_e و T_e کنترل می‌شود که این موضوع در شکل‌های ۵ و ۶ کاملاً آشکار است. با افزایش دیرش زمانی پالس لیزر، τ ، چگالی الکترون‌ها کاهش و ماگزیمم آن نیز در زمان‌های زودتری حادث می‌شود.

کاهش ماگزیمم چگالی الکترونی با افزایش دیرش زمانی پالس لیزر را می‌توان به این صورت توجیه کرد که به دلیل افزایش بازه زمانی اندرکنش، بعضی از الکترون‌های تولید شده فرصت فرار از خوشه را پیدا می‌کنند و هیچ سهمی در چگالی الکترونی پیدا نمی‌کنند؛ بنابراین ماگزیمم چگالی الکترونی کاهش می‌یابد. همچنین با افزایش زمان اندرکنش الکترون‌ها فرصت جذب انرژی بیشتر را پیدا می‌کنند؛ پس دمای الکترون‌ها افزایش می‌یابد و در نهایت چون فشار هیدرودینامیکی تابع دما و چگالی الکترون‌هاست، فشار هیدرودینامیکی نیز افزایش پیدا می‌کند. از شکل ۶ مشخص است که فشار هیدرودینامیکی برای $\tau = 60 \text{ fs}$ بیشتر از حالت‌های دیگر است.

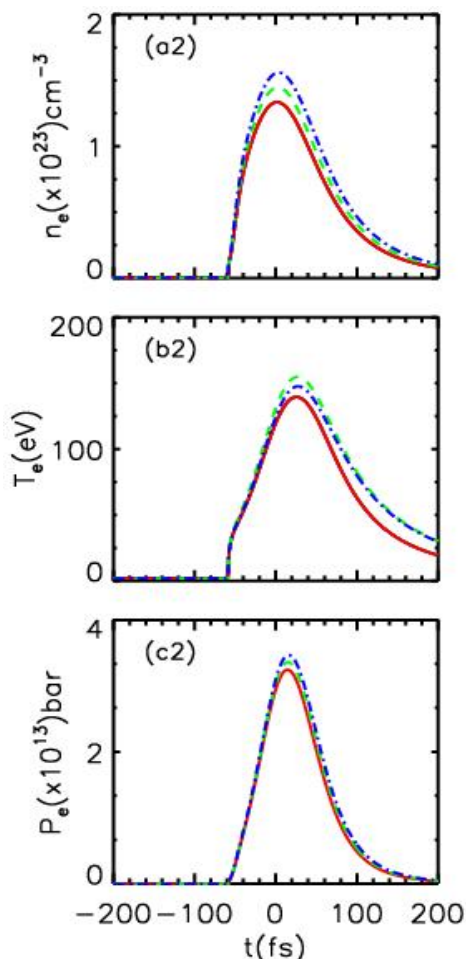
برای واکاوی بیشتر موضوع ما تغییرات پارامترهای خوشه از قبیل اندازه خوشه و چگالی یون‌های اولیه خوشه را روی چگالی الکترون‌ها، دمای الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی بررسی کردیم. شکل‌های ۷ و ۸ تحول زمانی برای سه مقدار متفاوت شعاع خوشه با چگالی اتم‌های اولیه ثابت و همچنین سه مقدار متفاوت چگالی اتم‌های اولیه خوشه با شعاع ثابت را نشان می‌دهد.



شکل ۶. تحولات زمانی چگالی الکترون‌ها، دمای الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها برای سه دیرش زمانی $20 \text{ fs} \tau =$ خط قرمز، $40 \text{ fs} \tau =$ خط سبز و $60 \text{ fs} \tau =$ خط آبی برای شدت $I_0 = 10^{16} \text{ W/cm}^2$

رفتار خوشه را می‌توان به این صورت توضیح داد که وقتی شدت لیزر افزایش می‌یابد، الکترون‌های بیشتری تولید شده و چگالی الکترونی افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر چون یونی زاسیون زودتر آغاز می‌شود، با افزایش

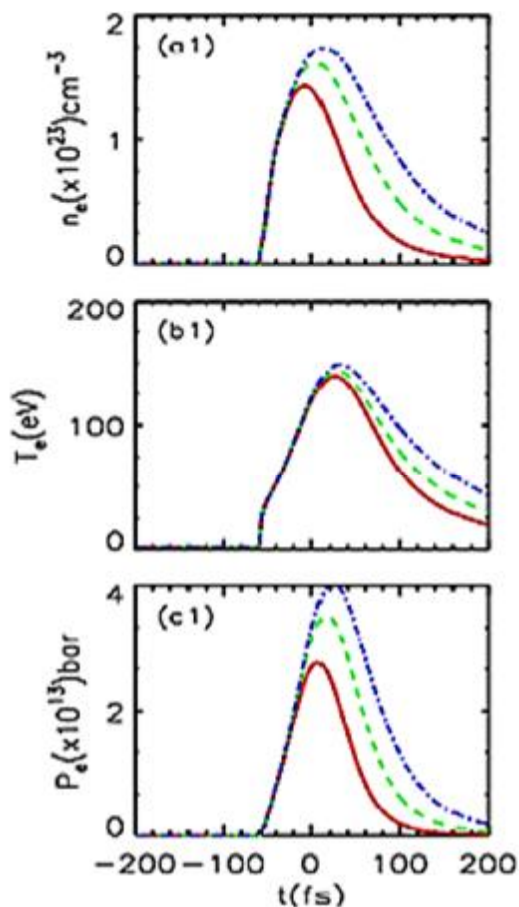
هیدرودینامیکی که تابع دما و چگالی الکترونی است با افزایش چگالی اولیه افزایش می‌یابد.



شکل ۸. تحول زمانی برای سه مقدار متفاوت چگالی اتم‌های اولیه خوشه $n_{0i} = 2.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ خط قرمز و $n_{0i} = 2.9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ خط سبز و $n_{0i} = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ خط آبی و شعاع ثابت $r_0 = 15 \text{ nm}_0$

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از شبیه‌سازی‌های عددی اندرکنش میدان لیزری پر شدت فمتوثانیه را با نانو خوشه نئون مورد مطالعه قرار دادیم. نتایج نشان داد که میدان الکتریکی در داخل خوشه بعد از اندرکنش افزایش می‌یابد و باعث شروع یونیزاسیون در داخل خوشه می‌شود. به دلیل مکانیسم‌های



شکل ۷. تحول زمانی برای سه مقدار متفاوت شعاع خوشه $r_0 = 10 \text{ nm}_0$ خط قرمز، $r_0 = 15 \text{ nm}_0$ خط سبز و $r_0 = 20 \text{ nm}_0$ خط آبی با چگالی اتم‌های اولیه ثابت $n_{0i} = 3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

از شکل ۷ مشخص می‌شود که با افزایش شعاع خوشه چگالی، دما و فشار هیدرودینامیکی الکترون‌ها افزایش می‌یابد. این موضوع به این دلیل است که با افزایش شعاع اولیه، سرعت یونیزاسیون افزایش می‌یابد که منجر به افزایش تعداد الکترون‌ها و در نتیجه انتقال انرژی بیشتر به الکترون‌ها شده و دمای الکترون‌ها را افزایش می‌دهد و در نهایت باعث افزایش فشار هیدرودینامیکی می‌شود. از شکل ۸ نیز می‌توان مشاهده کرد که با افزایش چگالی اولیه یون‌ها، چگالی الکترون‌ها افزایش می‌یابد. دمای الکترونی ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. فشار

از آنجایی که فشار هیدرودینامیکی از پارامترهای مهم در سرعت بخشیدن به الکترون در این نوع از اندرکنش‌ها است، به دست آوردن شرایط بهینه بسیار مفید خواهد بود. افزون بر این، وابستگی پارامترهای تاثیرگذار برای شتابدهی الکترون‌ها به شعاع خوشه و چگالی یون‌های اولیه خوشه با در نظر گرفتن شرایط تشکیل خوشه از نتایج بسیار مهم این مقاله است.

این مقاله با حمایت دانشگاه پیام نور تهیه شده است.

مختلفی که برای یونیزاسیون مطرح شد، الکترون‌ها انرژی کافی به دست می‌آورند و می‌توانند خوشه را ترک کنند. در این کار ما سعی کردیم پارامترهایی را که باعث افزایش انرژی خوشه می‌شوند، بررسی کنیم. اثرهای شدت پالس لیزر و دیرش زمانی پالس لیزر و همین‌طور پارامترهای خوشه روی چگالی الکترون‌ها و یون‌ها، حالت بار میانگین یونی، دمای الکترون‌ها و فشار هیدرودینامیکی مورد ارزیابی قرار گرفت؛ بنابراین مشخص می‌شود که مدت زمان اندرکنش تاثیر بسیار خوبی بر دمای الکترون‌ها دارد.

References

- [1] T. Ditmire, J.W.G. Tisch, E. Springate, M.B. Mason, N. Hay, J. Marangos, and M.H.R. Hutchinson, *Nature* (1997), 386,
- [2] T. Ditmire, R.A. Smith, J.W.G. Tisch, and M.H.R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.*(1997), 78 3121
- [3] T. Ditmire, *Contemporary Physics*, (1997), 38, 315.
- [4] T. Ditmire, J.W.G. Tisch, E. Springate, M.B. Mason, N. Hay, J.P. Marangos, and M.H.R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.*(1997) 78, 2732
- [5] V. Kumarappan, M. Krishnamurthy, and D. Mathur, *Phys. Rev. A* (2002), 66, 033203.
- [6] E. Springate, N. Hay, J.W.G. Tisch, M.B. Mason, T. Ditmire, M.H.R. Hutchinson, and J.P. Marangos, *Phys. Rev. A* (2000), 61 063201.
- [7] E. Springate, S.A. Aseyev, S. Zamith, and M.J.J. Vrakking, *Phys. Rev. A* (2003), 68 053201
- [8] Y. L. Shao, T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, J. P. Marangos, and M. H. R. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.* (1996), 773343
- [9] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K. B. Wharton, *Nature*(1999), 398, 489
- [10] A. McPherson, B. D.Thompson, A. B. Borisov, K. Boyer and C. K. Rhodes, *Nature* (1994), 370631.
- [11] M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, and M. Schmidt, *Phys. Rev. Lett.*(1998), 80, 261
- [12] C. Rose-Petruck, K. J. Schafer, K. R. Wilson, and C. P. J. Barty, *Phys. Rev. A* (1997), 55, 1182
- [13] I. Last, and J. Jortner, *Phys. Rev. Lett.*(2001), 87(3), 033401
- [14] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. Freudenberg, R. Hoepler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, *J.Appl. Phys.*(1997), 82(10), 5090
- [15] H. M. Milchberg, S. J. McNaught, and E. Parra, *Phys.Phys. Rev. E* (2001),64, 056402
- [16] T. Ditmire, T. Donnelly, A.M. Rubenchik, R.W. Falcone, and M.D. Perry, *Phys. Rev. A* (1996), 53, 3379
- [17] I. A. Zhvaniya, M. S. Dzhidzhoev, and V. M. Gordienko, *Laser Phys. Lett.*(2017), 14(9), 096001
- [18] P. Hilse, M. Moll, M. Schlages, and Th. Bornath, *Laser Phys.*(2009),19, 428
- [19] S. Micheau, H. Jouin, and B. Pons, *Phys. Rev. A* (2008), 77, 053201
- [20] H. Ghaforyan, M. Matlabi, *Indian Journal of Science and Technology*(2015), 8(S9):82

- [21] H. Ghaforyan, R. Sadighi-Bonabi, and E. Irani, *Adv. High Energy Phys.* (2016), 1
- [22] H. Ghaforyan, *Pramana J. Phys.* (2019), 92:81
- [23] T. Mocek, M. Kim, H. J. Shin, D. G. Lee, Y. H. Cha, K. H. Hong, and C. H. Nam, *Phys. Rev. E* (2000), 62, 4461
- [24] X. Gao, A. V. Arefiev, R. C. Korze-kwa, X. Wang, B. Shim, M. C. Downe, *J. Appl. Phys.* (2013) emph114, 034903
- [25] W. Lotz, *Z. Phys. A, Hadrons Nucl.*(1968), 216, 241.
- [26] J. C. Stewart and K. D. Pyatt, Jr., *Astrophys. J.*(1996), 144, 1203.
- [27] P. Hilse, M. Moll, M. Schlanges, and T. Bornath, *Laser Phys.*(2009), 19, 428
- [28] A. V. Gurevich and L. P. Pitaevskii, *Sov. Phys. JETP* (1964), 19, 870
- [29] R. Ramis, K. Eidmann, J. Meyer-terVehn, S. Hueller, *Comput. Phys. Commun.*(2012), 183, 637.

COPYRIGHTS



© 2022 by the authors. Licensee PNU, Tehran, Iran. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4.0 International (CC BY4.0) (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0>)