

## مطالعه کندوسوز لیزری با استفاده از لیزر تپ نانوثانیه

صادق نامور<sup>۱</sup>، علیرضا گنجوی<sup>۱</sup> و محمدامین بصام<sup>۲</sup>

۱. گروه پژوهشی لیزر و پلاسما، پژوهشکده فوتونیک، پژوهشگاه علوم و تکنولوژی پیشرفته و علوم محیطی،

دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، کرمان

۲. دانشگاه صنعتی مالک اشتر، تهران

پست الکترونیکی: Ganjovi@kgut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۰۷/۲۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۰۶/۱۵)

### چکیده

در این مقاله، فرایند کندوسوز از سطح فلز مس با استفاده از لیزرهای تپ نانوثانیه مورد مطالعه قرار گرفته است. رفتار دینامیکی پلاسمای تشکیل شده درون محیط گازی هلیوم با فشار یک اتمسفر به کمک یک تپ لیزری ۵ ns و طول موج ۱۰۶۴ nm و شدت لیزر  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  در قالب یک مدل گرمایی یک‌بعدی بررسی شده است. نتایج عددی نشان می‌دهد که با لحاظ کردن یونش و جذب لیزر در پلوم پلاسمایی، دینامیک پلوم به شدت تحت تأثیر قرار می‌گیرد. یونش در سطح مس حتی در طول تپ لیزر افزایش می‌یابد. از طرفی، درجه یونش مس و هلیوم بر حسب موقعیت در پلوم به شدت تغییر می‌کند. همچنین، برای محدوده‌ای از شدت‌های لیزری  $10^9 \text{ W/cm}^2$  تا  $10^8 \text{ W/cm}^2$ ، هیچ کندوسوزی اتفاق نمی‌افتد و آستانه کندوسوز  $10^9 \text{ W/cm}^2$  است. در نزدیکی سطح هدف و لایه مخلوط، فرایند یونش مرتبه اول مس غالب است. از طرفی، در هسته پلاسما، فرایند یونش مرتبه دوم مس غالب است. مشاهده شده است که نزدیک سطح مس، همواره یونش نوری و جذب برم اشتراک معکوس الکترون-خشی از اهمیت بالاتری برخوردار است. علاوه بر این، رفتار دمایی هدف، اعم از عمق مذاب، عمق تبخیر و نرخ تبخیر، سپس تشکیل پلاسما و دینامیک‌های آن، مانند چگالی پلاسما، چگالی گاز هلیوم، سرعت انبساط، دمای پلاسما و شدت لیزر نهایی که به سطح هدف می‌رسد، مورد مطالعه قرار گرفته است.

**واژه‌های کلیدی:** کندوسوز لیزری، انبساط پلوم پلاسمایی، تابش لیزر، یونش نوری، جذب برم اشتراک معکوس، عمق مذاب، عمق تبخیر، نرخ تبخیر

### ۱. مقدمه

مهم در دینامیک گازها و همین‌طور در کندوسوز لیزری است.

تپ‌های لیزری که معمولاً در لایه‌نشانی استفاده می‌شوند دارای پهنایی از مرتبه ده‌ها نانوثانیه و شار لیزری چند ژول بر سانتی‌متر مربع است [۱ و ۲]. کیفیت لایه‌نشانی به شدت، محدوده و منحنی انرژی جنبشی پلوم کننده شده بستگی دارد.

فرایند کندوسوز لیزری<sup>۱</sup> کاربردهای بسیاری از جمله لایه‌نشانی، تولید نانو ذرات، آنالیز مواد و غیره دارد. مطالعه مواد در حال انبساط درون خلأ یا درون محیطی با زمینه گازی، یک موضوع

۱. Laser ablation

هدف می‌رسد را محدود می‌کند، که این فرایند، اختلاف دمای سطح را تعیین می‌کند. از سوی دیگر، فرایند یونش و جذب انرژی لیزر در بخار تأثیر محسوسی روی فشار بخار در بالای لایه ناسن می‌گذارد. نسبت فشار اشباع مربوط به دمای سطح هدف به فشار بخار در بالای لایه ناسن  $\frac{P_s}{P_{KL}}$ ، رژیم‌های چگالش یا تبخیر را تعیین می‌کنند. این مدل تا زمانی که دمای سطح به دمای بحرانی نرسیده یا از آن فراتر نرفته است معتبر است. چرا که در بالاتر از شرایط بحرانی، انفجار فازی اتفاق می‌افتد و لایه ناسن تشکیل نمی‌شود [۸-۱۲].

پدیده کندوسوز نوری توسط سرنی واسان<sup>۴</sup>، بانتون<sup>۵</sup> و ماین<sup>۶</sup> در سال ۱۹۸۲ کشف شد. این پدیده را کندوسوز ناشی از تجزیه نوری<sup>۷</sup> نام نهاده‌اند. یعنی هنگامی که ماده در معرض تابش شدید لیزر قرار می‌گیرد، تجزیه می‌شود. چگالی توان و آستانه این نوع برهم‌کنش  $10^8$  تا  $10^7$  W/cm<sup>2</sup> است که با تپ‌های پرقدرت لیزرهای نانو ثانیه رخ می‌دهد. البته این کندگی با تپ‌های کوتاه‌تر پیکو و فمتو ثانیه نیز رخ می‌دهد، اما سازوکار ارائه شده برای این محدوده از پهنای تپ متفاوت است.

به‌طور کلی، برای توضیح فرایند کندوسوز لیزری با تپ لیزر نانو ثانیه، سه مدل گرمایی ارائه می‌شود. این مدل‌ها عبارتند از، جوشش معمولی، تبخیر معمولی و انفجار فازی [۱]. پدیده کندوسوز لیزری در شرایط محیطی متفاوتی مانند خلأ، هوا، آب، الکل و یا محیط‌های سیال دیگر می‌تواند، روی دهد. تاکنون پژوهش‌های بسیاری در این زمینه و پلاسما حاصل از آن انجام شده است.

در سال ۱۹۷۰ دابی<sup>۷</sup> و پیک<sup>۸</sup> مدلی را ارائه کردند که در آن سازوکار دیگری به نام گرم‌شدگی زیرسطحی را نیز در نظر گرفته بودند [۲]. در سال ۱۹۹۵ میوتلو<sup>۹</sup> و کیلی<sup>۱۰</sup> با انتشار

برای کاهش انرژی جنبشی، از روش لایه‌نشانی در گاز حائل استفاده می‌شود. علاوه بر این، این روش اجازه می‌دهد تا استوکیومتری لایه نازک ایجاد شده نیز تغییر کند [۳ و ۴].

از این رو، مطالعه کندوسوز لیزری برای شناخت دینامیک پلوم ماده کنده شده در زمینه گازی به منظور بهینه‌سازی کمیت‌های تجربی در طول فرایند تولید فیلم بسیار حائز اهمیت است. به هر حال، وقتی که کندوسوز لیزری برای آنالیز مواد، به عنوان مثال طیف‌سنجی تفکیکی استفاده می‌شود، شدت لیزر از محدوده  $10^9$  W/cm<sup>2</sup> تا  $10^8$  و پهنای تپ از محدوده چند ۱۰ نانو ثانیه انتخاب می‌شوند. برای این کاربردها، گاز زمینه در فشار یک اتمسفر استفاده می‌شود [۵ و ۶]. از این رو، امروزه کندوسوز لیزری به عنوان روشی برای برداشتن ماده از بخشی از هدف جامد و یا لایه‌نشانی فیلم‌های نازک به طور وسیعی مورد توجه قرار گرفته است.

در فرایند تبخیر سطوح جامد با لیزر، اگر شدت لیزر به اندازه‌ای نباشد که دمای سطح هدف به مقدار بحرانی برسد یا از آن فراتر رود، یک سطح درونی نیز تشکیل خواهد شد که اصطلاحاً خوشه‌زنی<sup>۱</sup> گفته می‌شود. تمام مولکول‌هایی که سطح میانی بخار-مایع را در طول تبخیر لیزری ترک می‌کنند، مؤلفه‌های سرعت آنها در امتداد عمود بر سطح و در سطح میانی هستند و یک توزیع سرعت تعادلی ایجاد می‌شود. این ناحیه نازک که به سطح میانی نزدیک است و در آن توزیع بهنجار سرعت مولکول‌های بخار از توزیع غیرتعادلی به توزیع تعادلی منتقل می‌شود، لایه ناسن<sup>۲</sup> (KL) نام دارد [۷]. بخار در بالای لایه ناسن می‌تواند به صورت یک جریان دینامیکی تقریباً پیوسته در نظر گرفته شود. در مدل‌سازی‌های عددی، لایه ناسن به عنوان یک ناپیوستگی بحث می‌شود و شرایط مرزی را فراهم می‌کند تا معادله رسانش گرما در هدف با معادلات دینامیک گاز در بخار و گاز محیط با هم جفت شوند. تشکیل پلاسما در بخار و گاز بر فرایند تبخیر از سطح هدف اثرات محسوسی می‌گذارد. از طرف دیگر، اثر سپرگونه پلاسما<sup>۳</sup>، مقدار انرژی لیزر که به سطح

۱. Clusterization

۲. Knudsen Layer

۳. Plasma shielding

۴. Srinivasan

۵. Banton

۶. Mayne

۷. Photoionization

۸. Dabby

۹. Peak

۱۰. Miotello

۱۱. Kelly

## ۲. ۱. گرمایش، ذوب و تبخیر هدف

بسیاری از مدل‌های کندوسوز لیزری براساس فرایندهای گرمایی پایه‌ریزی شده‌اند. این فرایندها به طور عمده شامل گرمایش سطح هدف جامد، سپس ذوب و نهایتاً تبخیر [۱۳] می‌باشند. گونه‌های بسیاری از برهم‌کنش‌های لیزر و مواد جامد در مقیاس میکروسکوپی بررسی شده‌اند. به عنوان مثال، از معادله انتقال حرارت استفاده شده است. در این مدل، توزیع گرمایی وابسته به زمان به کمک معادله انتقال گرما، در یک بعد اعمال می‌شود [۱۴]:

$$c_p Q \left[ \frac{dT(t,x)}{dt} - u(t) \frac{dT(t,x)}{dx} \right] = \frac{d}{dx} \kappa \frac{dT(t,x)}{dx} + (1 - R_f) \alpha I(t) \exp(-\alpha x), \quad (1)$$

$$u(t) = 0.82 \frac{P_b}{Q} \left( \frac{M}{2\pi K_B T_s} \right)^{-1/2} \exp \left[ \frac{L}{k} \left( \frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (2)$$

چگالی جرمی ماده هدف  $c_p$  و  $\kappa$  و  $\alpha$  به ترتیب ظرفیت گرمایی ویژه، رسانایی گرمایی و ضریب جذب ماده هدف می‌باشند.  $I(t)$  شدت لیزر در  $X=0$  است.  $R_f$  ضریب انعکاس سطح و برای فلزات نزدیک یک می‌باشد، اما در طی کندوسوز لیزری، زمانی که شدت لیزری به اندازه کافی بالا باشد می‌تواند تا ۰٫۱ افت کند. این به خاطر زبر و ناصاف شدن سطح است که به دلیل افزایش دمای سطح اتفاق می‌افتد و منجر به کنده شدن مواد از سطح می‌شود، مطابق آن چه که در جدول ۱ آمده است.  $u(t)$  سرعت پس رفت سطح است.  $L$  گرمای نهان ماده هدف،  $K_B$  ثابت بولتزمن و  $T_s$  و  $T_b$  به ترتیب دمای سطح و دمای نقطه جوش در فشار  $P_b = 1 \text{ atm}$  می‌باشند. ضریب‌های  $T_b$  و  $P_b$  تنها عامل بهنجارش هستند.

وقتی که دما در عمق معینی از هدف از نقطه ذوب عبور می‌کند، هدف شروع به ذوب شدن می‌کند. دمای موضعی در مدت زمانی که دستگاه در این فاز (مذاب) می‌باشد، ثابت باقی می‌ماند. بنابراین، روند گرمایش هدف ذوب شده با این روش محاسبه می‌شود. یعنی از اطلاعات حالت مذاب استفاده می‌شود. به طور معمول، ذوب‌شدگی در سطح آغاز می‌شود، اما با بالاتر رفتن دما، جبهه مذاب به درون هدف نفوذ می‌کند. معادله رسانش گرمایی هدف به صورت تابعی از زمان و البته بعد از

مقاله‌ای به بررسی احتمال وقوع هر یک از فرایندها پرداخته و احتمال وقوع فرایند فوق را در یک گستره زمانی معین، از مرتبه نانو ثانیه، معتبر ندانستند [۳].

در سال ۲۰۰۵ ژائویانگ چن<sup>۱</sup> و آنمی بوگارتس<sup>۲</sup> شبیه‌سازی شبیه‌سازی نسبتاً کاملی را از کندوسوز لیزری با روش مونت کارلو ارائه دادند که توضیح جامعی از فرایند کندوسوز ارائه شد. تمام سازوکارها شامل گرمایش، ذوب، تبخیر هدف، تشکیل پلازما و انبساط آن مورد بررسی قرار گرفت. در مقاله دیگری که در همان سال از این گروه ارائه شد، تأثیر فشار محیط روی کندوسوز و انبساط پلازما بررسی شد [۴ و ۵]. نتایج همه تلاش‌ها و بررسی‌ها در دو دهه اخیر را می‌توان در آزمایش‌ها و تجربیات کلودفیس<sup>۳</sup> مشاهده کرد. کلودفیس از سال ۲۰۰۲ تاکنون به طور مستمر روی طراحی و ساخت تروسترهای لیزری کار کرده است و نتیجه این آزمایش‌ها، منجر به توسعه موتورهای جت پلاسمایی شده است. این موتورها امروزه برای کنترل و هدایت ماهواره‌های سبک وزن استفاده می‌شوند [۶].

در این مقاله، رفتار دینامیکی پلاسمای تشکیل شده در فرایند کندوسوز لیزری از سطح فلز مس درون محیط گازی هلیوم با فشار اتمسفری و به کمک تپ‌های لیزری ۵ ns و طول موج ۱۰۶۴ nm و شدت لیزر  $7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  با استفاده از یک مدل گرمایی یک‌بعدی بررسی شده است. معادلات حاکم بر دستگاه از نوع معادلات بقاء هستند که به صورت دیفرانسیلی در دو بعد زمان و مکان تعریف می‌شوند و با روش تفاضل محدود حل شده‌اند.

## ۲. ۲. مدل ریاضی

مدل ارائه شده در این مقاله، سازوکارهای مختلفی را در ارتباط با برهم‌کنش با سطح جامدات، رفتار ماده تبخیر شده و گاز محیط را در برمی‌گیرد. بخش‌های مختلفی از مدل و جفت‌شدگی بین قسمت‌های مختلف به شرح زیر توصیف شده‌اند.

۱. Zhaoyang Chen

۲. Annemie Bogaerts

۳. Claude Phipps

جدول ۱. کمیت‌های فیزیکی مس.

مقادیر	ضریب
۱۷۰ (مایع)، ۳۸۰ (جامد)	$K$ (W/mk) رسانش گرمایی
۴۹۴ (مایع)، ۴۲۰ (جامد)	$c_v$ (J/kgk) ظرفیت گرمایی ویژه
۸۰۰۰ (مایع)، ۸۹۶۰ (جامد)	$Q$ (kg/m <sup>۳</sup> ) چگالی جرمی
$۷,۴۴ \times ۱۰^{-۷}$	$\alpha$ (۱/m) ضریب جذب مس
۰,۳۴	$R_f$ ضریب بازتاب سطح مس
۱۳۵۸	$T_m$ (k) نقطه مذاب
۲۸۳۶	$T_b$ (k) نقطه تبخیر
$۱,۳ \times ۱۰^{-۴}$	$\Delta H_{sl}$ (J/mol) نشر گرمایی
$۳,۰۴۸ \times ۱۰^{-۵}$	$\Delta H_{lv}$ (J/mol) گرمای تبخیر
۷,۷۳	$IP_1$ eV پتانسیل یونش مرتبه اول
۲۰,۲۹	$IP_2$ eV پتانسیل یونش مرتبه دوم

$\rho$  نشان دهنده چگالی جرمی کل مس و هلیوم است که معادل  $\rho = \rho_v + \rho_g$  است.  $\rho_g, \rho_v$  به ترتیب چگالی جرمی بخار و گاز محیط هستند.  $P$  فشار موضعی و  $\rho U$  چگالی انرژی درونی موضعی هستند.  $\alpha_{IB}$  ضریب جذب خطی نور در برم اشترلانگ<sup>۲</sup> معکوس و  $\epsilon_{rad}$  افت توان تابشی در فرایند برم اشترلانگ است.  $\alpha_{PI}$  ضریب جذب نور در فرایند یونش است و شار انرژی با  $q$  نمایش داده می‌شود:

$$q = -\kappa_e \frac{dT}{dx}, \quad (۸)$$

$$\lambda_e = 3/2 \frac{k_B T n_e}{m_e v}, \quad (۹)$$

به ترتیب رسانایی گرمایی الکترون، دمای پلاسما، چگالی عددی الکترون‌ها، جرم اتمی بخار، سرعت بخار و ثابت بولتزمن هستند. مقدار کل نشر انرژی در واحد حجم و در واحد زمان به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۷]:

$$\epsilon_{red} = \left( \frac{2\pi k_B T}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{3/2 \pi e^6}{3hm_e c^3} n_e (n_{v1} + 4n_{v2} + n_{b1}) \quad (۱۰)$$

$c$  سرعت نور و  $n_{v1}, n_{v2}, n_{b1}$  به ترتیب چگالی عددی

فرود آمدن تب لیزری و با روش تفاضل محدود صریح حل می‌شود. وقتی که دما در سطح خیلی بالا می‌رود، تبخیر محسوس می‌شود. فشار اشباع توسط دمای سطح به کمک معادله کلوسیوس-کلاپیرون<sup>۱</sup> محاسبه می‌شود [۱۵]

$$P(T_s) = P_b \exp \left[ \frac{\Delta H_{lv}(T_s - T_b)}{RT_s T_b} \right], \quad (۳)$$

$\Delta H_{lv}$  گرمای تبخیر و  $R$  ثابت گازها است. اطلاعات مربوط به هدف مسی در جدول ۱ ارائه شده‌اند.

## ۲.۲. دینامیک انبساط

معادلات پایستگی جرم، اندازه حرکت و انرژی به صورت زیر هستند [۱۶]:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{d(\rho v)}{dx}, \quad (۴)$$

$$\frac{d\rho v}{dt} = -\frac{d(\rho v^2)}{dx}, \quad (۵)$$

$$\frac{d(\rho v)}{dt} = -\frac{d(\rho v^2 + p)}{dx}, \quad (۶)$$

$$\frac{d}{dt} \left[ \rho \left( U + \frac{1}{2} v^2 \right) \right] = -\frac{d}{dx} \left[ \rho \left( U + \frac{1}{2} v^2 \right) v + P v \right] - \frac{dq}{dx} + (\alpha_{IB} + \alpha_{PI}) I - \epsilon_{rad}, \quad (۷)$$

۲. Bremsstrahlung

۱. Clausius-Clapeyron

رابطه زیر نیز برای بقای بار بخار مس بیان می شود:

$$x_{i1} + 2x_{i2} = x_{e,v} \quad (16)$$

$$P = (1 + x_{e,v})k_B n_v T + (1 + x_{e,b})k_B n_b T \quad (17)$$

$$\rho U = n_v \left[ \frac{3}{2} (1 + x_{e,v})k_B T + IP_1 x_{i1} + (IP_1 + IP_2)x_{i2} \right] + n_b \left[ \frac{3}{2} (1 + x_{e,b})k_B T + IP_b x_{e,b} \right] \quad (18)$$

بنابراین پنج مجهول  $(T, x_{e,v}, x_{i2}, x_{i1}, x_{e,b})$  به کمک معادلات (۱۲-۱۸) که به شدت غیرخطی هستند را می توان با استفاده از روش نیوتون-رافسون به دست آورد.

#### ۲.۴. سازوکار جذب لیزر در پلاسما

به دلیل تشکیل پلاسما در جلوی هدف، پرتوی لیزر قبل از این که به هدف برسد تا اندازه ای جذب خواهد شد. به این اثر، سپر پلاسمایی گفته می شود [۱۸]. سه سازوکار غالب برای جذب نور مرئی یا فرابنفش لیزر عبارتند از: برهم اشترانگ معکوس الکترون- یون  $(IB_{e,i})$ ، برهم اشترانگ معکوس الکترون- خنثی  $(IB_{e,n})$  و یونش نوری اتم های تحریک شده فرایند جذب برهم اشترانگ معکوس شامل جذب فوتون توسط الکترون های آزاد است. الکترون ها به طور پیوسته به تراز بالاتر می روند و این فرایند در حضور ذرات سنگین (یون ها و اتم ها) اتفاق می افتد. به طوری که بقای اندازه حرکت حفظ می شود [۱۹]. ضریب جذب برهم اشترانگ معکوس به صورت زیر تعریف می شود [۲۰]:

$$\alpha_{IB} = \left[ \beta N_e N_o + \frac{4e^6 \lambda^3 N_e z^2 N_i}{3hc^4 m_e} \left( \frac{2\pi}{3m_e k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \times \left[ 1 - \exp \left( -\frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right) \right] \quad (19)$$

$\lambda$  طول موج لیزر و  $\beta$  سطح مقطع جذب فوتون توسط اتم های مس ( $10^{-26} \text{ m}^2$ ) و هلیوم ( $2 \times 10^{-28} \text{ m}^2$ ) است. سازوکار جذب سوم مربوط به یونش نوری یون های تحریک شده (PI) است. سطح مقطع جذب در این سازوکار از مرتبه تقریبی  $10^{-21} \text{ m}^2$  در نظر گرفته می شود و با رابطه  $\sigma_{PI} n_v$  تخمین زده می شود. با فرض این که شدت لیزر خالص به

یون یک بار مثبت مس، یون دوبار مثبت مس و یون یک بار مثبت گاز محیط هستند و  $h$  ثابت پلانک است.

در اینجا فرض بر این است که ماده تبخیر شده است و محیط گازی از قانون گازهای ایده ال پیروی می کند. از این رو فشار موضعی و چگالی انرژی درونی به صورت زیر بیان می شوند:

$$\rho U = n_v \left[ \frac{3}{2} (1 + x_{e,v})k_B T + IP_1 x_{i1} + (IP_1 + IP_2)x_{i2} \right] + n_b \left[ \frac{3}{2} (1 + x_{e,b})k_B T + IP_b x_{e,b} \right] \quad (11)$$

#### ۲.۳. تشکیل پلاسما

فرایندهای یونش مرتبه اول و دوم مس و یونش مرتبه اول گاز محیط به کمک معادلات ساها- ایگرت<sup>۱</sup> توصیف می شوند:

$$\frac{(n_v x_{e,v} + n_b x_{e,b})x_{i1}}{1 - x_{i1} - x_{i2}} = \left( \frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( \frac{IP_1}{k_B T} \right) \quad (12)$$

$$\frac{(n_v x_{e,v} + n_b x_{e,b})x_{i2}}{1 - x_{i1}} = \left( \frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( \frac{IP_2}{k_B T} \right) \quad (13)$$

$$\frac{(n_v x_{e,v} + n_b x_{e,b})x_{e,b}}{1 - x_{e,b}} = \left( \frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( \frac{IP_b}{k_B T} \right) \quad (14)$$

$IP_{g1}, IP_2, IP_1$  به ترتیب پتانسیل یونش مرتبه اول و دوم مس و پتانسیل یونش مرتبه اول گاز محیط می باشد.  $x_{e,b}, x_{i2}, x_{i1}$  به ترتیب کسر چگالی یونی مرتبه اول و دوم مس و کسر چگالی یونی مرتبه اول گاز محیط هستند. دستگاه معادلات بقای جرم، اندازه حرکت و انرژی با کمک روش تفاضل محدود مرتبه اول حل می شوند. از این رو معادله حاکم بر چگالی موضعی عددی الکترون به شرح زیر است:

$$n_v x_{e,v} + n_b x_{e,b} = n_e \quad (15)$$

۱. Saha-Eggert

تنها یک شرط کافی است:

$$P \rightarrow P_a, \quad x \rightarrow \infty \quad (26)$$

در سطح هدف تبخیر شده، ویژگی‌های  $C_0$  و  $C_-$  وارد می‌شوند، لذا، سه شرط مرزی کافی است که یکی از آنها شار گاز خنثی است:

$$n_g v = 0, \quad x = \infty \quad (27)$$

دو تای دیگر به کمک رفتار جنبشی فرایند تبخیر تعیین می‌شوند. برای به دست آوردن این شرایط، لازم است تا لایه نادن را در نزدیکی سطح بررسی کنیم. شرایط پرش به کمیت‌های بخار در لبه بیرونی لایه نادن مربوط است، به عنوان مثال  $n_k = n_v(0, t)$  و  $T_k = T(0, t)$  و  $P_k = P(0, t)$  و  $v_k = v(0, t)$  با دمای سطح  $T_s = T(0, t)$  و فشار بخار اشباع که به کمک معادله (۳) تعریف می‌شود. ساختار لایه نادن به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۳]:

$$\left(\frac{T_k}{T_s}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(1 + \frac{\pi s^2}{64}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\pi^{\frac{1}{2}} s}{8} \quad (28)$$

$$\frac{P_k}{P_s} = \left(\frac{T_k}{T_s}\right)^{\frac{1}{2}} \left[ \left(s^2 + \frac{1}{2}\right) \operatorname{erf}(s) \exp(s^2) - \frac{s}{\pi^{\frac{1}{2}}} \right] + \frac{1}{2} \left[ 1 - s \pi^{\frac{1}{2}} \operatorname{erf}(s) \exp(s^2) \right] \quad (29)$$

$S$  نسبت سرعت است که به صورت  $s = v_k \left( \gamma \left( \frac{\gamma k_B T_k}{m_v} \right)^{\gamma/2} \right)$  در نقطه چاپمن - ژوگوت، سرعت به سرعت صوت نزدیک می‌شود. از طرفی،  $v_k = c_k = \left[ \frac{5 k_B T_k}{3 m_v} \right]^{\gamma/2}$ ، در این نقطه، اختلالات دینامیکی گاز به سطح هدف نمی‌رسند. در نتیجه، فرایند جنبشی تبخیر معتبر است. به علاوه، افزایش سرعت تبخیر و کاهش فشار در زیر این نقطه غیرممکن به نظر می‌رسد. در پایان تابش تب لیزری، دمای هدف افت کرده و چگالش برگشتی آغاز می‌شود. در این حالت، مقدار مرزی سرعت بخار منفی خواهد بود و تنها ویژگی‌های  $C_+$  وارد می‌شوند و یک

صورت  $I_0(t)$  معرفی شود، آنگاه شدت لیزر بعد از عبور از سپر پلاسمایی به صورت زیر خواهد بود:

$$I(t) = I_0(t) \exp \left[ \int_x^{\infty} (\alpha_{IB} + \alpha_{PI}) dx \right], \quad (20)$$

## ۵.۲. شرایط مرزی

معادله رسانش گرمایی با یک شرط اولیه و دو شرط مرزی زیر همراه می‌شود [۲۱]:

$$T(t, x) = T_a, \quad t = 0 \quad (21)$$

$$v(n_v \Delta H_{lv} + \rho U + \frac{\rho v^2}{2} + P) - \kappa \frac{dT}{dx} = (1 - R_f) I(t), \quad x = 0 \quad (22)$$

$$T(t, x) = T_a, \quad t = \infty \quad (23)$$

معادله (۲۳)، موازنه انرژی است که با معادله (۱) جفت می‌شود. همچنین نرخ کندگی سطح براساس بقای اندازه حرکت به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$u(t) N_{cu} = v n_v, \quad x = 0 \quad (24)$$

$n_{cu}$  چگالی عددی مس در حالت جامد است. شرایط اولیه برای معادلات دینامیکی گاز معادلات (۳) تا (۶) به شرح زیر است:

$$T_{Plasma} = T_a, \quad P = P_a, \quad n_v = 0, \quad t = 0 \quad (25)$$

برای به دست آوردن تعداد شرایط مرزی مورد نیاز، باید معادلات (۴-۷) بررسی شوند. تعداد شرایط مرزی با تعداد متغیرهای وابسته در امتداد خصوصیات ورودی به حجم سطح مرزی تحت بررسی برابر است. سه مجموعه از خصوصیات به شرح زیر وجود دارند [۲۲]:

$$C_+, \quad dx/dt = v + c_s,$$

$$C_-, \quad dx/dt = v - c_s,$$

$$C_0, \quad dx/dt = v,$$

$c_s$  سرعت صوت است. در دو حالت ترکیبی تحت بررسی چهار متغیر مشخصه وابسته وجود دارد که توسط دو ویژگی ریمانی (یکی در طول  $C_+$  و دیگری در امتداد  $C_-$  معرفی می‌شوند که آنتروپی و چگالش نسبی بخار در امتداد  $C_0$  هستند. در بی نهایت، تنها خصوصیات  $C_-$  وارد شده و بنابراین

### ۵. جذب در هدف

تأثیر طول موج روی رفتار هدف برای طول موج‌های مختلف روی بازتابندگی‌های متفاوت از سطح هدف اثر می‌گذارد. برای مثال، نتایج تجربی برای مس، حاکی از انعکاس ۰٫۹۷، ۰٫۶۱ و ۰٫۳۴ به ترتیب برای طول موج‌های ۱۰۶۴ nm، ۵۳۲ nm و ۲۶۶ nm است. در طول موج ۱۰۶۴ nm، تنها ۳٪ از انرژی لیزر می‌تواند به درون هدف نفوذ کرده و باعث گرمایش، ذوب و تبخیر هدف شود و بقیه انرژی به سادگی از سطح هدف منعکس می‌شود. این در حالی است که در طول موج ۲۶۶ nm، حدود ۶۶٪ از انرژی لیزر می‌تواند برای گرمایش، ذوب و تبخیر هدف استفاده شود. سعی خواهد شد تا رفتار دمایی هدف را در طول موج ۱۰۶۴ nm با توجه به آن چه از شبیه‌سازی‌ها به دست آمده است تفسیر شود [۲۴]. منحنی‌های ارائه شده در شکل ۱ به ترتیب رفتار عمق مذاب، عمق تبخیر و نرخ تبخیر ماده هدف را تشریح می‌کنند. در نتایج به دست آمده، مقدار ثابتی برای شدت لیزر ( $7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ ) در نظر گرفته شده است. دلیل استفاده از این شدت، این است که آستانه کندگی برای مس در طول موج ۱۰۶۴ nm حدود  $5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  است. بیشینه دمایی سطح در این شرایط به حدود ۱۷۰۰۰k می‌رسد که قابل مقایسه با طول موج‌های ۲۶۶ nm و ۵۳۲ nm است، با این تفاوت که این محدوده دمایی برای طول موج‌های کوتاه‌تر در شدت‌های پایین‌تری ( $8 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ ) اتفاق می‌افتد. همان‌طور که بیان شد، برخلاف طول موج‌های ۲۶۶ nm و ۵۳۲ nm، در زیر چنین شدتی، ذوب‌شدگی و تبخیری اتفاق نمی‌افتد. بنابراین نرخ کندگی نیز صفر خواهد بود. بنابراین به نظر می‌رسد که طول موج‌های کوتاه‌تر، کندوسوز لیزری مؤثرتری را از خود نشان می‌دهند. هر چند این تفاوت‌ها در برخی از مقالات ناچیز و یا متضاد گزارش شده‌اند، با این حال، آن چه که از نتایج بر می‌آید حکایت از افزایش شدت آستانه برای طول موج‌های بلندتر دارد. بنابراین برای یک شدت ثابت انتظار داریم که عمق

شرط مرزی مورد نیاز است. لذا شار چگالش به وسیله معادله هرتز- نادسن<sup>۱</sup> معرفی می‌شود:

$$n_k v_k = \frac{P_s - P_k}{(\gamma \pi m_e k_B T_s)^{1/2}}, \quad (30)$$

این معادله زمانی که فشار اشباع ( $P_s$ ) پایین‌تر از فشار لایه نادسن ( $P_k$ ) است، برقرار است [۵].

### ۳. بحث و بررسی نتایج

شبیه‌سازی‌های انجام شده در این تحقیق براساس طول موج (۱۰۶۴ nm) لیزر Nd:YAG،  $7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  و پهنای تپ ۵ ns در بازه زمانی ۳۰ ns هستند. رفتار دمایی هدف، عمق مذاب در هدف، نرخ تبخیر، سرعت پلاسما، دمایی پلاسما، شدت لیزر، چگالی پلاسما و چگالی گاز هلیوم بررسی شده‌اند. سعی خواهد شد که نتایج حاصله با نتایج موجود در مقالات در طول موج ۲۶۶ nm و ۵۳۲ nm با همان شدت لیزر مقایسه شوند. تأثیر طول موج بر کندوسوز لیزری از دو منظر بررسی خواهد شد.

### ۴. جذب در پلاسما

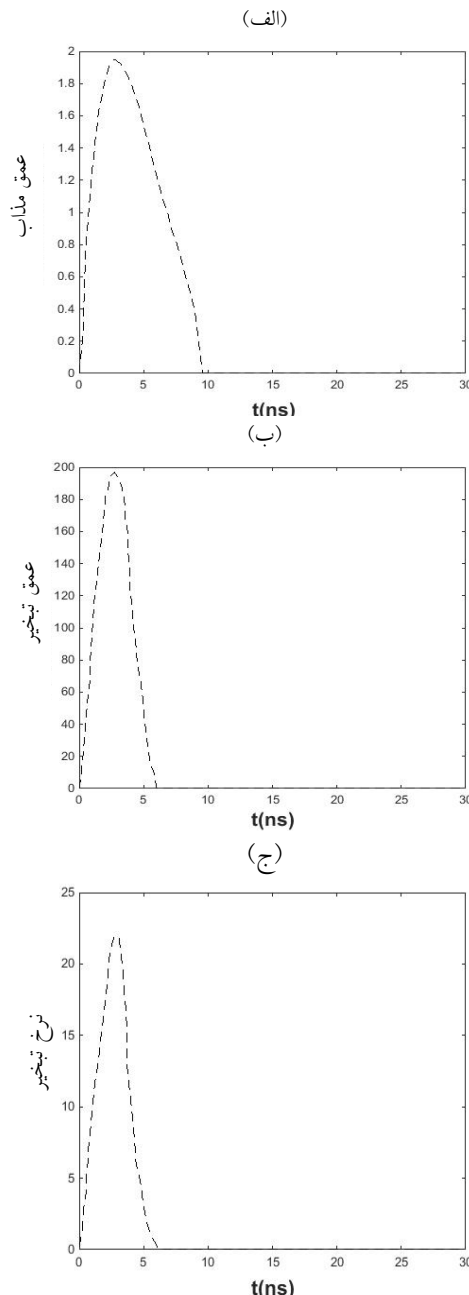
از معادله‌ای که برای جذب در پلاسما (برم‌اشترلانگ معکوس الکترون- خنثی و الکترون- یون و یونش نوری) ارائه شده است واضح است که جذب لیزر در پلاسما به طول موج بستگی دارد. عامل مشترک در هر دو معادله مربوط به BI و  $\left(1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda KT}\right)\right)$  است که برای نشر ناشی از تحریک محاسبه می‌شود و با افزایش طول موج افت می‌کند. از سوی دیگر، ضریب جذب  $BI_{e-i}$  با  $\lambda^3$  افزایش می‌یابد. از این‌رو تأثیر کلی اثر طول موج بر جذب کلی در پلاسما به این دو اثر متضاد وابسته است. به علاوه، جذب توسط PI نیز به طول موج یا انرژی فوتون وابسته است. در حقیقت طول موج بلندتر به انرژی فوتون پایین‌تری منجر می‌شود. از این‌رو، احتمال تحریک‌پذیری توسط این سازوکار کاهش می‌یابد.

۱. Hertz-Knudsen

موج‌های ۲۶۶ nm، ۵۳۲ nm گرفت. از طرفی با افزایش شدت لیزر، سازوکارهای جذب نیز فعال‌تر می‌شوند که این خود باعث می‌شود که انرژی کمتری به سطح هدف برسد. لذا از این دیدگاه نیز کاهش ذوب‌شدگی، عمق تبخیر و نرخ تبخیر قابل توجه است. همین موضوع را می‌توان با توجه به میزان انعکاس از سطح در فلزات نیز توجه کرد. قبلاً به میزان انعکاس برای طول موج‌های مختلف اشاره شده است [۲۵].

در ادامه، بررسی انبساط پلوم و تشکیل پلازما با کمک نتایج ارائه شده در شکل ۲ انجام شده است. در اینجا نیز می‌توان تأثیر طول موج را روی ویژگی‌های پلازما مشاهده کرد. با این حال، برای طول موج‌هایی که اختلاف ناچیزی با هم دارند نتایج بسیار به هم نزدیک هستند. اما در مورد طول موج ۱۰۶۴ nm، تفاوت محسوس است. آن چه را که مورد نظر است، بررسی رفتار چگالی پلوم، چگالی گاز محیط (هلیوم)، سرعت انبساط و دمای پلازما است. نتایج حاکی از آن است که همه این کمیت‌ها با افزایش طول موج کاهش می‌یابند. این به نوبه خود روی سازوکارهای جذب اعم از  $BI_{e-j}$ ،  $BI_{e-n}$  و  $PI$  نیز اثر گذاشته و آنها را نیز کاهش می‌دهد. به هر حال، با افزایش طول موج، شدت آستانه نیز افزایش می‌یابد. از این رو برخلاف طول موج‌های کوتاه‌تر مانند ۲۶۶ nm و ۵۳۲ nm، استفاده از شدت‌های بالاتر گریزناپذیر است. از طرفی، همین اختلاف انرژی که برای طول موج‌های مختلف وجود دارد باعث می‌شود تا کمیت‌هایی از قبیل درجه یونش نیز تحت تأثیر قرار بگیرند و افت کنند.

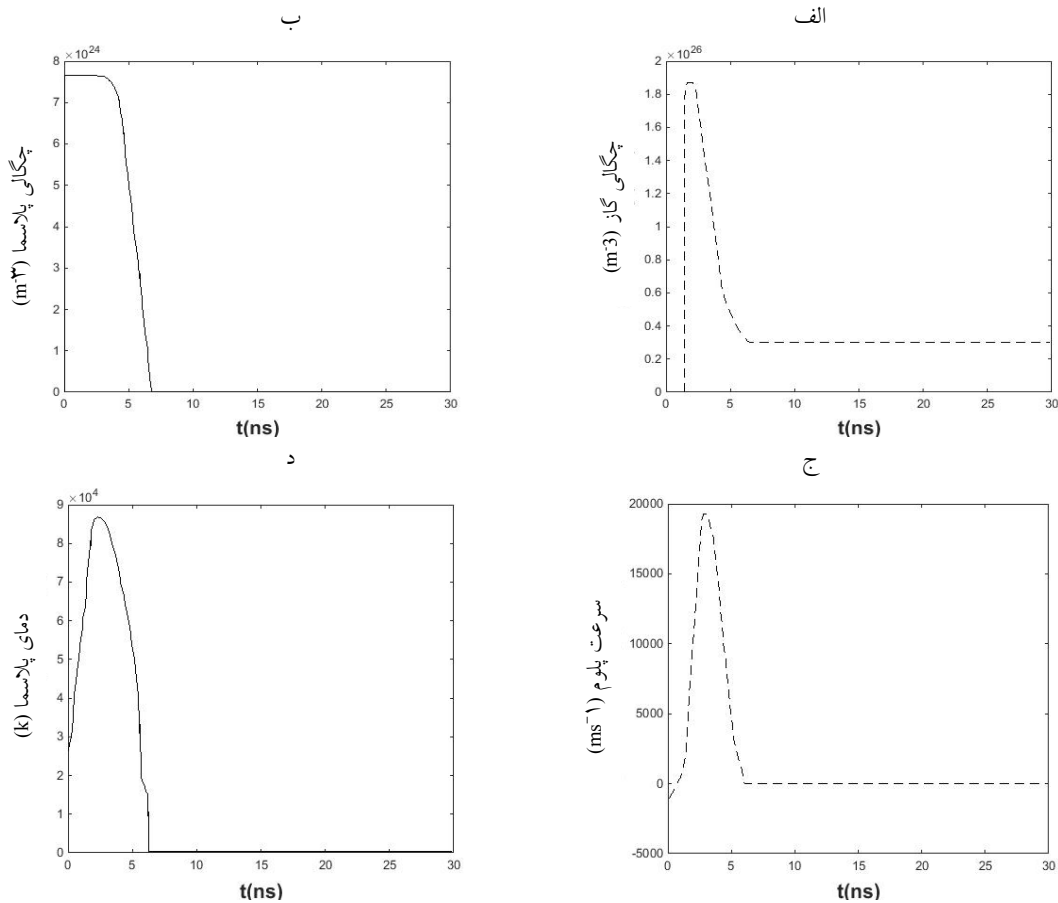
همان طور که در شکل ۳ واضح است، با کاهش اثرات جذب در پلازما و کاهش چگالی‌ها، انتظار می‌رود که افت شدت در طول موج‌های کوتاه‌تر کمتر باشد. همان گونه که اشاره شد، پس از تشکیل پلازما، بخشی از پرتوی لیزر در پلازما به وسیله سازوکارهای جذب، که قبلاً توضیح داده شده‌اند جذب می‌شود. لذا تابش لیزر به طور کامل به سطح هدف نمی‌رسد. این مربوط به اثر سپر پلاسمایی است [۲۶ و ۲۷]. منحنی زمانی شدت لیزر در شکل ۳ نشان می‌دهد که بیش از ۵۰٪ شدت تابیده شده در این سازوکار جذب پلازما شده است.



شکل ۱. (الف) عمق مذاب، (ب) عمق تبخیر و (ج) نرخ تبخیر در هدف در طول موج  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  و شدت  $I_0 = 7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  و  $\tau = 5 \text{ ns}$ .

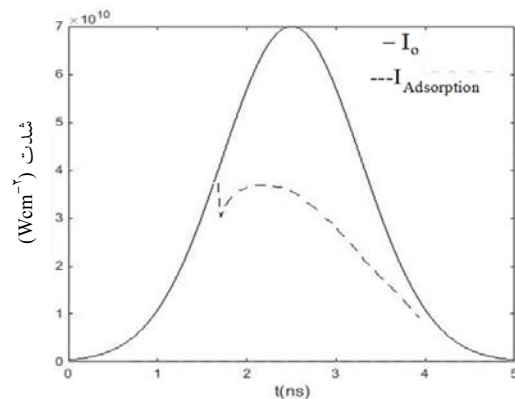
ذوب‌شدگی، عمق تبخیر و نرخ تبخیر در مقایسه با طول موج‌های کوتاه‌تر، کمتر باشد، که کم و بیش چنین نتیجه‌ای را می‌توان از مقایسه شکل ۱ با نتایج مقالات دیگر روی طول





شکل ۲. الف) چگالی گاز هلیوم، ب) چگالی پلاسما، ج) سرعت پلوم و د) دمای پلاسما در طول موج  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  و شدت  $I_0 = 7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  و  $\tau = 5 \text{ ns}$ .

حاصل از طول موج  $266 \text{ nm}$  و  $532 \text{ nm}$  در شدتی از همین مرتبه مقایسه شود. همان طور که قبلاً اشاره شد آستانه کندوسوز و تشکیل پلاسما برای طول موج  $1064 \text{ nm}$  حدود  $5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  می باشد. لذا برای شدتهایی کمتر از این مقدار، هیچ پلاسمایی تشکیل نمی شود. در حالی که شدت آستانه برای طول موج  $266 \text{ nm}$  حدود  $3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$  می باشد. بنابراین، برای مقادیری کمتر از شدت آستانه، هیچ جذبی اتفاق نمی افتد و تابش لیزر به طور کامل به سطح هدف خواهد رسید. در نتیجه، در محدوده چنین شدتهایی، شرایط کندوسوز و تشکیل پلاسما فراهم نخواهد شد. به محض این که شدت لیزر از شدت آستانه عبور می کند پلاسما نیز تشکیل می شود. بنابراین می توان اثرات جذب را در شدت لیزر و سایر



شکل ۳. مقایسه نمودار شدت لیزر قبل از برخورد با هدف ( $I_0$ ) و بعد از برخورد با هدف ( $I_{\text{Adsorption}}$ ) تحت تأثیر سپر پلاسمایی.

حال سعی خواهد شد تا نتایج ارائه شده در شکل ۱ را با نتایج

می‌رسد. این دما برای ذوب، تبخیر و در نهایت کندوسوز مناسب است. در این دما، عمق نفوذ مذاب حدود  $2 \mu\text{m}$  گزارش شده است [۳۴]. شکل ۳ عمق مذاب، عمق تبخیر و نرخ تبخیر را برای شدت  $10^{11} \text{ W/cm}^2$  به ترتیب حدود  $3 \mu\text{m}$ ،  $235 \text{ nm}$  و  $53 \text{ m/s}$  نشان می‌دهند. تأکید می‌شود که محاسبات برای پهنای تپ  $5 \text{ ns}$  انجام گرفته است. در مقایسه با نتایج شکل ۱، مشاهده می‌شود که بیشینه‌ها افزایش یافته‌اند. تغییرات حکایت از افزایش‌های تقریباً خطی (به صورت لگاریتمی) بر حسب شدت دارند. معمولاً محدوده انرژی لیزر بین  $7 \text{ J/cm}^2$  تا  $5$  تعیین می‌شود. البته این افزایش دقیقاً متناسب با شدت لیزر نیست. چرا که در شدت‌های بالاتر، سپر پلاسمایی قوی‌تر خواهد بود و انرژی لیزری که به سطح هدف می‌رسد کاهش یافته است. در نتیجه، گرمایش هدف نیز کاهش می‌یابد. اما در خصوص تبخیر، تنها برای شدت‌هایی بالاتر از  $5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  قابل ملاحظه است. هر چند این اتفاق برای طول موج‌های  $266 \text{ nm}$  و  $532 \text{ nm}$  در شدت  $10^8 \text{ W/cm}^2$  می‌افتد [۳۵]. به هر حال، تا محدوده ذکر شده، تبخیر با افزایش شدت افزایش می‌یابد. اما در شدت‌های بالاتر، پلاσμα تشکیل شده است و سپر پلاسمایی نقش جذبی خود را خواهد داشت. در هر صورت، تغییرات نرخ تبخیر با شدت مانند عمق مذاب تقریباً به صورت لگاریتمی بر حسب شدت افزایش می‌یابد. در طول موج‌های  $266 \text{ nm}$  و  $532 \text{ nm}$  با شدتی از مرتبه  $10^9 \text{ W/cm}^2$  حدود  $10 \text{ m/s}$  محاسبه شده است. در حالی که در شدتی از مرتبه  $10^{10} \text{ W/cm}^2$ ، نرخ تبخیر حدود  $42 \text{ m/s}$  گزارش شده است [۳۰].

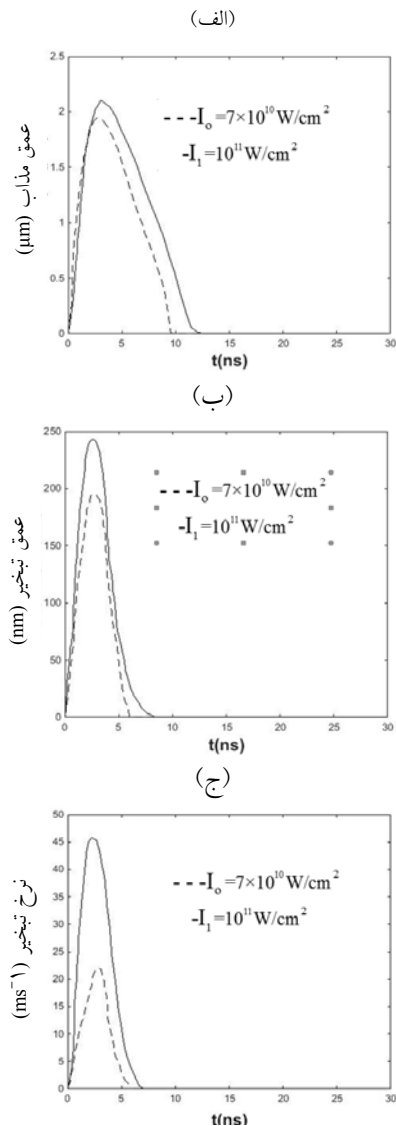
حال تأثیر افزایش شدت روی ضرایب پلاσμα، چگالی گاز، سرعت و دمای پلاσμα بررسی خواهد شد. رفتار محاسبه شده بخار پلوم در حال انبساط، برای دو مقدار آزموده شده، بررسی و نتایج به دست آمده با نتایج حاصل از طول موج  $266 \text{ nm}$  و  $532 \text{ nm}$  در شدت  $5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  مقایسه خواهند شد. آن چه که مشهود است این است که در چند نانوثانیه اول، بالاترین چگالی، سرعت و دما مشاهده می‌شود. در

متغیرهای دخیل در سازوکار مشاهده کرد [۲۸-۳۱]. با فعال شدن سازوکارهای جذب، تابش لیزری که به سطح هدف می‌رسد نیز افت خواهد کرد. با افزایش شدت، جذب نیز افزایش می‌یابد که این نیز به نوبه خود منجر به افزایش چگالی‌های ذرات خنثی و الکترون‌ها در پلوم می‌شود. با افزایش شدت تا حدود  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  در طول موج  $266 \text{ nm}$ ، میزان جذب به حدود  $80\%$  خواهد رسید [۳۲] و [۳۳]. در حالی که برای طول موج  $1064 \text{ nm}$  تنها انتظار می‌رود که  $10\%$  تا  $20\%$  از تابش لیزر جذب شود. هر چند در شکل ۳ میزان این جذب به بیش از  $40\%$  می‌رسد که البته می‌توان این وضعیت را به شدت بالایی که برای تابش در نظر گرفته شده است نسبت داد.

در اینجا، تأثیر کمیت‌های دیگری مانند شدت لیزر، خصوصیات محیط و فشار مورد بحث قرار خواهند گرفت. آن چه که از نتایج بحث قبل به نظر می‌رسد این است که کندوسوز از اهداف جامد همواره شدت آستانه‌ای دارد و برای مس، شدت در حدود  $5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  به دست آمد. بنابراین انتظار نمی‌رود که در این شدت و شدت‌های پایین‌تر از آن کندوسوزی اتفاق افتد. آن چه که در بحث پیشین به دست آمد نتیجه‌ای از شدت  $7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  بود. اینک تلاش خواهد شد تا نتایج برای شدت  $10^{11} \text{ W/cm}^2$  تکرار شود. البته در خصوص افزایش شدت محدودیت‌هایی وجود دارد. چرا که برای شدت‌های بالاتر از محدوده انتخاب شده، احتمال ورود سازوکارهای غیرطبیعی وجود دارد. به طور معمول، بحث در مورد نتایج به دو بخش گرمایش هدف و رفتار پلاσμα تقسیم می‌شود. به این دلیل، ابتدا در مورد گرمایش هدف اعم از عمق مذاب، عمق تبخیر و نرخ تبخیر بحث می‌شود.

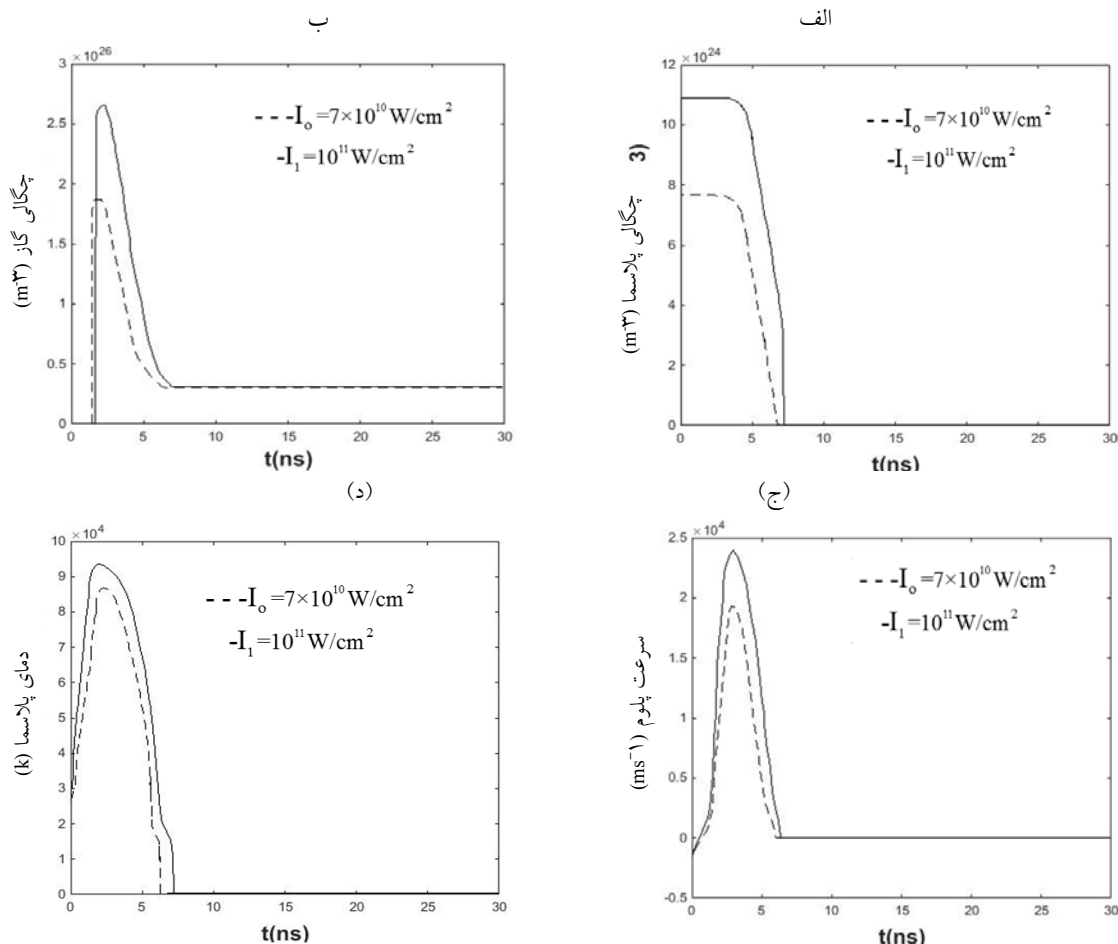
همان طور که پیش از این نشان داده شد، در شدت‌های پایین‌تر از  $10^8 \text{ W/cm}^2$ ، حداکثر دمای سطح مس به  $1500 \text{ K}$  می‌رسد که چنین دمایی برای ذوب و تبخیر و کندوسوز کافی نخواهد بود. در شدت‌های حدود  $10^9 \text{ W/cm}^2$ ، برای طول موج‌های  $266 \text{ nm}$  و  $532 \text{ nm}$ ، حداکثر دمای سطح به  $8000 \text{ K}$

منجر به تخلیه چگالی در نزدیکی هدف خواهد شد. همان طوری که شکل ۵ (ب) نشان می‌دهد، در نزدیکی هدف چگالی گاز هلیوم صفر می‌شود و گاز در جلوی پلوم بخار انباشته می‌شود. بنابراین از بیشینه‌های به دست آمده کاملاً آشکار است که با افزایش شدت، چگالی‌ها افزایش می‌یابند. اما در خصوص سرعت نیز می‌توان چنین انتظاری داشت، یعنی با افزایش نرخ تبخیر و چگالی پلاسما، منطقی به نظر می‌رسد که سرعت نیز افزایش را نشان دهد. از این رو بیشترین سرعتی که از شکل ۵ (ج) محاسبه می‌شود در حدود  $24000 \text{ m/s}$  می‌باشد. در هر دو شکل ۲ (ج) و ۵ (ج) ملاحظه می‌شود که سرعت منفی می‌شود که این حکایت از وجود شار برگشتی از پلوم بخار روی هدف دارد. این رخداد به ریزش ماده مذاب روی هدف نسبت داده می‌شود و به آن اصطلاحاً انقباض معکوس گفته می‌شود. به هر حال، باید توجه کرد که سرعت منفی در حین تبخیر شدید و در هنگام اعمال تپ لیزری تا حدی غیرمنتظره است. این نتیجه‌ای از شرط مرزی اعمال شده برای سرعت پلوم است که با کمک معادله هرتز- نادنسن تعریف می‌شود [۲۱]. از این رو وقتی فشار اشباع از فشار گاز کمتر می‌شود یک شار منفی و همین طور یک سرعت منفی پیشنهاد می‌شود. به هر حال، سرعت انبساط پلوم برای شدت‌های  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  تا  $5 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  برای طول موج‌های  $266 \text{ nm}$  و  $532 \text{ nm}$  حدود  $10000 \text{ m/s}$  است [۳۶]. با مقایسه نتایج حاصل از شکل‌های ۲ (ج) و ۵ (ج) با نتایج ناشی از طول موج‌های ذکر شده، واضح است که با افزایش شدت لیزر سرعت نیز افزایش می‌یابد، هر چند که از طول موج بلندتری استفاده شده باشد. اما در خصوص توزیع دما در پلوم، باز هم می‌توان دید که با افزایش شدت لیزر دمای پلوم افزایش یافته و هسته پلوم دمایی حدود  $9500 \text{ k}$  را تجربه می‌کند. از آنجایی که لایه‌های دمایی در پلوم وجود دارد لذا با انبساط پلوم دما به سرعت افت می‌کنند. در ضمن، با افزایش نرخ تبخیر، افزایش چگالی پلاسما و به دنبال آن تقویت جذب در پلاسما و افزایش دمای پلاسما منطقی به نظر می‌رسد. با توجه به تقویت سازوکارهای جذب، افزایش



شکل ۴. مقایسه (الف) عمق مذاب، (ب) عمق تبخیر و (ج) نرخ تبخیر در شدت‌های  $I_0 = 7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  و  $I_1 = 10^{11} \text{ W/cm}^2$  در طول موج  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  و پهنای تپ  $\tau = 5 \text{ ns}$ .

زمان‌های بعدی، به طور مثال بعد از این که تپ لیزری خاموش شد، هیچ تبخیر محسوسی وجود ندارد و چگالی بخار نزدیک سطح هدف نسبتاً پایین است. با این حال، به سمت دور از هدف منبسط می‌شود. اما در مورد گاز هلیوم، در آغاز یعنی قبل از تپ لیزری و در فشار  $1 \text{ atm}$ ، چگالی عددی آن حدود  $3 \times 10^{25} / \text{m}^3$  است. به محض آغاز تبخیر و تشکیل پلاسما، گاز به سمت دور از هدف هل داده می‌شود که



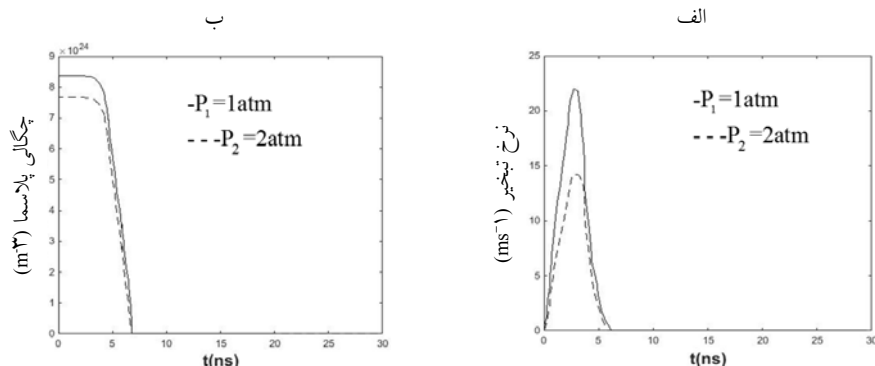
شکل ۵. مقایسه (الف) چگالی پلاسما (ب) چگالی گاز هلیوم، (ج) سرعت پلوم و (د) دمای پلوم در شدت‌های  $I_0 = 7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  و  $I_1 = 10^{11} \text{ W/cm}^2$  در طول موج  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  و پهنای تپ  $\tau = 5 \text{ ns}$ .

است. اینها به طور عمده شامل فرایندهایی مانند کاهش سرعت، گرمایش ذرات کنده شده، باز ترکیبی، تشکیل موج شوک و خوشه‌زنی هستند.

### ۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله، فرایند کندوسوز لیزری از سطح فلز مس با کمک لیزری تپ نانوثانیه با طول موج  $1064 \text{ nm}$  و با پهنای تپ  $5 \text{ ns}$  مورد مطالعه قرار گرفت. کمیت‌های مهم این فرایند مانند عمق تبخیر، نرخ تبخیر و عمق مذاب در هدف و همین‌طور چگالی پلوم، چگالی گاز زمینه، دما و سرعت پلوم با استفاده از یک مدل گرمایی بررسی شده‌اند. محاسبات در فشار

دمای پلوم از دیدگاه دیگری به درجه بالای یونش ذرات در پلوم نیز نسبت داده می‌شود. باید خاطر نشان نمود که بررسی تأثیر فشار تنها به چگالی پلاسما و نرخ تبخیر و تأثیر فشار روی نشرهای الکترونی محدود خواهد شد. چرا که سایر کمیت‌ها تغییر قابل ملاحظه و محسوسی را نشان نمی‌دهند. در ادامه بحث، تلاش خواهد شد تا تأثیر محیط و فشار روی کمیت‌های پلاسما اعم از چگالی پلوم و طیف نشری گونه‌ها بررسی شود. همان‌طور که در شکل ۶ نشان داده شده است، به طور کلی کندوسوز در محیط گازی که اغلب از گازهای خنثی مانند هلیوم، نئون و آرگون استفاده می‌شود در مقایسه با خلأ، سازوکار بسیار پیچیده‌تری دارد. به هر حال، این به خاطر افزایش فرایندهای فیزیکی



شکل ۶. مقایسه (الف) نرخ تبخیر و (ب) چگالی پلاسما در فشارهای ۱ atm و ۲ atm با شدت  $I_0 = 7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$  و در طول موج  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  و پهنای تپ  $\tau = 5 \text{ ns}$ .

چگالی گاز هلیوم، سرعت و دما ثابت می‌کند. مشاهده شد که کندوسوز لیزری برای طول موج‌های بلندتر در شدت‌های بالاتری رخ می‌دهد و تمام متغیرهای موجود در دستگاه در مقایسه با طول موج‌های کوتاه‌تر افت محسوسی را نشان می‌دهند. دیده شد که کاهش چگالی‌ها و افت دما نیز باعث کاهش جذب توسط  $BI_{e-n}$ ،  $BI_{e-i}$  و  $PI$  می‌شود و در نتیجه، درجه یونش نیز کاهش می‌یابد. از طرفی، میزان افت در شدت لیزر در مقایسه با طول موج‌های  $266 \text{ ns}$  و  $532 \text{ ns}$  کمتر است که این هم با کاهش افت در جذب قابل توجیه است.

۱ atm گاز هلیوم و در دمای اولیه محیط انجام شد. معادلات حاکم بر دستگاه به طور کلی شامل معادلات بقاء هستند که به صورت دیفرانسیلی در ابعاد زمان و مکان تعریف شده‌اند. این معادلات به صورت عددی و با روش تفاضل محدود گسسته شدند. مراحل حل این معادلات به این صورت است که ابتدا باید ماده هدف از حالت جامد به فاز بخار برود و این اتفاق در سطح هدف می‌افتد. سپس منطقه مذابی که دمای آن می‌تواند تا حدود  $20000 \text{ K}$  برسد تشکیل می‌شود. نتایج حاصل از مدل‌سازی نقش تعیین کننده طول موج را بر کمیت‌هایی از قبیل چگالی پلوم،

### مراجع

11. A Bogaerts, Z Y Chen, R Gijbels, and A Vertes, *B: Atom. Spectrosc.* **5** (2003) 1867.
12. H C Le, D E Zeitoun, J D Parisse, M Sentis, and W Marine, *Phys. Rev. E* **62** (2000) 4152.
13. A Bogaerts and Z Chen, *Spectrochim. Acta B: Atom. Spectrosc.* **60** (2005) 1280.
14. N M Bulgakova and A V Bulgakov, *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **73** (2001) 199.
15. P Atkins and J de Paula, "Physical Chemistry", Oxford University, Oxford (2002).
16. R B Bird, W E Stewart, and E N Lightfoot, "Transport Phenomena", Wiley New York (1960).
17. L Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*", Interscience Publishers London (1956).
18. X Mao and R E Russo, *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **64** (1996) 1.
19. J F Ready, "Effects of High Power Laser Radiation", Academic, New York (1971).
20. L J Rakziemski and D A Cremers, "Laser-Induced Plasmas and Applications", Marcel Dekker Inc.,
1. M N Ashfold, F Claeysens, G M Fuge, and S J Henley, *Chem. Soci. Rev.* **33** (2004) 23.
2. D B Chrisey and G K Hubler, "Pulsed Laser Deposition of Thin Films", Wiley New York (1994).
3. A G Gnedovets, A V Gusarov, and I Smurov, *J. Phys. D* **32** (1999) 2162.
4. S S Harilal, C V Bindhu, M S Tillack, F Najmabadi, and A C Gaeris, *J. Appl. Phys.* **93** (2003) 2380.
5. A Miotello, R Kelly, *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **69** (1999) S67.
6. V Detalle, M Sabsabi, L St-Onge, A Hamel, and R Héon, *Appl. Opt.* **42** (2003) 5971.
7. Z Chen and A Bogaerts, *J. Appl. Phys.* **97** (2005) 063305.
8. W T Nichols, T Sasaki, and N Koshizaki, *J. Appl. Phys.* **100** (2006) 114911.
9. A V Gusarov and I Smurov, *J. Phys. D* **36** (2003) 2962.
10. L Balazs, R Gijbels, and A Vertes, *Anal. Chem.* **63** (1991) 314.

30. X L Mao, O V Borisov, and R E Russo, *Spectrochim. Acta, B: Atom. Spectrosc.* **53** (1998) 731.
31. X L Mao, A C Ciocan, O V Borisov, and R E Russo, *Appl. Surf. Sci.* **127-129** (1998) 262.
32. S S Mao, X Zeng, X Mao, and R E Russo, *J. Anal. At. Spectrom.* **19** (2004) 495.
33. R Fabbro, E Fabre, F Amiranoff, G Garban-Labaune, J Virmont, M Weinfeld, and C E Max, *Phys. Rev. A* **26** (1982) 2289.
34. L M Cabalin and J J Laserna, *Spectrochim. Acta, B: Atom. Spectrosc.* **53** (1998) 723.
35. G Abdellatif and H Imam, *Spectrochim. Acta, B: Atom. Spectrosc.* **57** (2002) 1155.
36. G Callies, B Peter, and H Helmut, *J. Phys. D* **28** (1995) 794.
37. S Bashir, N Farid, K Mahmood, and M S Rafique, *J. Appl. Phys. A* **107** (2012) 203.
38. T H Maiman, R Hoskins, I d'Haenens, C Asawa, and V Evtuhov, *Phys. Rev.* **123** (1961) 1151.
21. A V Gusarov, A G Gnedovets, and I Smurov, *J. Appl. Phys.* **88** (2000) 4352.
22. L D Landau and E M Lifschitz, "Fluid Mechanics", Pergamon, New York (1959).
23. C J Knight, *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal* **17** (1979) 519.
24. F Dabby and U C Paek, *IEEE J. Quant. Electron.* **8** (1972) 106.
25. S Conesa, S Palanco, and J J Laserna, *Spectrochim. Acta, B: Atom. Spectrosc.* **59** (2004) 1395.
26. H C Liu, X L Mao, J H Yoo, and R E Russo, *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) 1216.
27. J H Yoo, O V Borisov, X Mao, and R E Russo, *Anal. Chem.* **73** (2001) 2288.
28. H Borchert, K Dare'e, and M Hugenschmidt, *J. Phys. D* **38** (2005) 300.
29. B Le Drogoff, J Margot, F Vidal, S Laville, M Chaker, M Sabsabi, T W Johnston, and O Barthelemy, *Plasma Sources Sci. Technol.* **13** (2004) 223.