

بررسی ضربه باریکه یونی و انفجار به درون هدف جامد دوتریوم - تریتوم

در احتراق سریع با تولید بلوک‌های پلاسمایی شتابدار

علیرضا، محمدیان پورطالاری^{۱*}؛ صمد، سبحانیان^۲

^۱دانشگاه آزاد اسلامی واحد صوفیان، گروه فیزیک

^۲دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات آذربایجان شرقی، گروه فیزیک

چکیده

احتراق سریع در قالب یک مدل نظری جدید برای همجوشی محصورشدگی لختی (گداخت به وسیله بلوک‌های پلاسمایی تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثرگذار در اندرکنش لیزر- پلاسما) مورد توجه قرار گرفت. محاسبات هیدرودینامیکی با در نظر گرفتن آثار ناشی از انتشار ضربه باریکه یونی و انفجار بلوک پلاسمایی شتابدار به درون مخروط هدایت کننده انجام شد. نتایج نشان دادند که برای تولید ضربه‌های یونی بسیار قوی، باید سرعت انفجار بلوک پلاسما به درون مخروط، بزرگتر از سرعت انفجار آن به درون هدف جامد باشد که برای این منظور باید از یک لایه بسیار نازک سوخت با نسبت ابعادی بالا استفاده نمود. با در نظر گرفتن این آثار، ارزیابی شرایط همجوشی سوخت دوتریوم- تریتوم، کاهش چهار مرتبه ای چگالی شار انرژی آستانه را نشان داد.

کلید واژه: همجوشی محصورشدگی لختی، احتراق سریع، بلوک پلاسما، ضربه یونی، انرژی آستانه

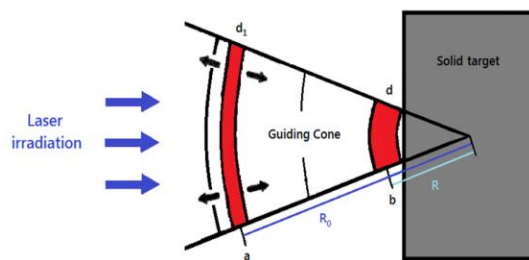
مقدمه

در مطالعه اندرکنش پالس‌های لیزری پر قدرت با توانهای پتاوات و زمانهای پالس پیکو ثانیه (PW-ps) با هدف‌های جامد، یک نابهنجاری معناداری کشف شده است که به عنوان شتاب نیروی غیرخطی اثرگذار (نیروی پاندروماتیو) توضیح داده می‌شود [۱]. پدیده خود کانونی‌کنندگی نسبی منجر به شتاب‌گیری یونهای با انرژی‌هایی در محدوده مگا الکترون ولت تا گیگا الکترون ولت (MeV-GeV) می‌شود، ولی نابهنجاری کشف شده در برخی از آزمایش‌های انجام گرفته، از ایجاد این پدیده جلوگیری می‌کند. نخستین آزمایش تأیید شده در این زمینه توسط ساوربری [۲] انجام گرفته است. وی پیش پالس لیزری را قبل از برهم کنش پالس لیزری اصلی با هدف جامد فشرده نشده در نظر گرفت. بلوک‌های پلاسمایی شتابدار تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثرگذار در اندرکنش لیزر- پلاسما، بر اساس آزمایش‌های متعددی به طور وسیعی مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۷-۳]. استفاده از این بلوک‌های پلاسمایی شتابدار، امکان طراحی مدل جدیدی برای همجوشی محصورشدگی لختی را فراهم ساخته است که در آن نیازی به رسیدن به چگالی‌های خیلی بالا نیست و چگالی حالت جامد برای انجام گداخت کافی می‌باشد. در اثر اندرکنش لیزر با پلاسما و وارد شدن نیروی غیرخطی اثرگذار در دو جهت مخالف دو بلوک پلاسما تولید می‌شود. بلوک‌های پلاسمایی تولید شده در اثر نیروی غیرخطی اثرگذار، یکی هم جهت با پالس لیزر و دیگری در خلاف جهت پالس لیزر شروع به حرکت می‌کنند [۸]. آزمایش‌های انجام گرفته توسط بادزیاک و همکارانش [۹] به اندازه‌گیری یونهای باردار پر انرژی و جهت‌داری منجر شدند که در بلوک‌های پلاسمایی با دماهای نسبتاً پایین و چگالی‌های جریان یونی بالا حرکت می‌کردند. این مدل به

عنوان یک اختراع انحصاری توسط هورا [۱۰] در آلمان به ثبت رسیده است. در این مقاله با استفاده از این مدل، احتراق سریع سوخت دوتریوم-تریٹیوم فشرده نشده توسط اثر ضربه یونی و انفجار به درون هدف جامد امکان سنجی شده است.

احتراق سریع با تولید بلوک‌های پلاسمایی شتابدار

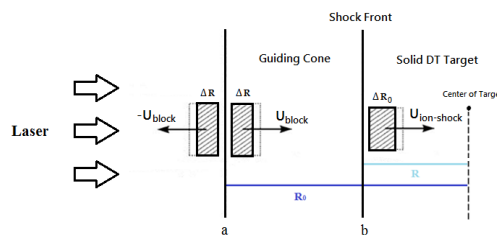
شکل (۱)، طرح گداخت القا شده توسط لیزر را بر اساس تولید بلوک‌های پلاسمایی نشان می‌دهد [۱۱]. برای تولید بلوک‌های پلاسمایی، ابتدا یک پالس لیزری با طول پالس در حدود ps بر روی ناحیه‌ای با چگالی حالت جامد و به ضخامت d که هندسه مخروطی شکل دارد تابیده می‌شود و آنرا به پلازما تبدیل می‌کند، سپس با وارد شدن نیروی غیرخطی اثر گذار، لایه نازکی با سرعت زیاد به صورت بالستیک به طرف سوخت اصلی دوتریوم-تریٹیوم حرکت می‌کند. این لایه نازک شتابدار هنگام برخورد با هدف، فشرده‌تر شده و ضخامت آن به d_1 می‌رسد. در این مرحله، به علت اندرکنش بلوک‌های پلاسمایی تشکیل شده و برخورد آنها با هدف، گداخت در سوخت اصلی دوتریوم-تریٹیوم ایجاد می‌شود و با انتقال دما به تمام نقاط هدف جامد، گداخت در آن توسعه می‌یابد.



شکل ۱: طرح گداخت توسط شتابدهی بلوک پلازما

انتشار ضربه باریکه یونی

بلوک‌های پلاسمایی دارای گشتاور بالایی هستند و به سمت راه انداز لیزری، جهت گیری می‌کنند. پایداری تکانه باعث می‌شود که یک بلوک انفجاری پلازما به سمت جلو، یعنی به طرف هدف حاوی سوخت دوتریوم-تریٹیوم، حرکت کند. شکل زیر، انفجار به درون یک بلوک پلاسمایی شتابدار و یک ضربه یونی را نشان می‌دهد [۱۱]:



شکل ۲: بلوک پلاسمایی شتابدار و انفجار ضربه یونی به درون هدف

با فرض آنکه بلوک پلازما صلب باقی بماند، معادله حرکت آن به صورت زیر خواهد بود:

$$M_{block} \frac{du_{block}}{dt} = P_1 A \quad (1)$$

جرم بلوک پلازما را می‌توان از رابطه زیر بدست آورد:

$$M_{block} = \rho_0 A \Delta R \quad (2)$$

با جاگذاری این رابطه در معادله (۱) داریم:

$$\frac{du_{block}}{dt} = \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \quad (۳)$$

اگر فشار P_1 ثابت بماند، در اینصورت سرعت انفجار بلوک پلاسما با معادله زیر داده می شود:

$$u_{block} = \frac{P_1 t}{\rho_0 \Delta R} \quad (۴)$$

تا وقتی که انفجار به سطح هدف برسد، سرعت آن با زمان افزایش می یابد. بنابراین از رابطه زیر داریم:

$$R_0 - R = \int u_{block} dt = \frac{P_1 t^2}{2\rho_0 \Delta R} \quad (۵)$$

طوری که :

$$t = \sqrt{\frac{2(R_0 - R)\rho_0 \Delta R}{P_1}} \quad (۶)$$

در اینصورت سرعت نهایی انفجار بلوک پلاسما به درون مخروط هدایت کننده از رابطه زیر بدست می آید:

$$u_{block} = \left[2(R_0 - R) \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \right]^{1/2} \quad (۷)$$

حال برای ارزیابی جزئیات مربوط به احتراق سریع توسط ضربه باریکه یونی، با استفاده از محاسبات هیدرودینامیکی و قوانین پایستگی جرم، تکانه و انرژی، روابط رانکین- هوگونیوت را می نویسیم:

$$\rho_0 u_{ion-shock} = \rho_1 u_{block} \quad (۸)$$

$$P_0 + \rho_0 u_{ion-shock}^2 = P_1 + \rho_1 u_{block}^2 \quad (۹)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{u_{ion-shock}^2}{2} + \frac{P_0}{\rho_0} = \varepsilon_1 + \frac{u_{block}^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} \quad (۱۰)$$

که در آنها اندیس های ۰ و ۱ به ترتیب کمیت ها را در جلو و عقب موج ضربه یونی نشان می دهند. اگر فرض کنیم که بلوک پلاسما به صورت گاز کامل باشد، در اینصورت با استفاده از تعاریف حجم های ویژه V_0 و V_1 و انرژی های درونی ε_0 و ε_1 در دو طرف موج ضربه یونی :

$$V_0 = \frac{1}{\rho_0} \quad (۱۱)$$

$$V_1 = \frac{1}{\rho_1} \quad (۱۲)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{\gamma - 1} P_0 V_0 \quad (۱۳)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{\gamma - 1} P_1 V_1 \quad (۱۴)$$

می توان روابط (۸) و (۹) و (۱۰) را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{u_{ion-shock}}{V_0} = \frac{u_{block}}{V_1} \quad (۱۵)$$

$$P_0 + \frac{u_{ion-shock}^2}{V_0} = P_1 + \frac{u_{block}^2}{V_1} \quad (۱۶)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} P_0 V_0 + \frac{u_{ion-shock}^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 + \frac{u_{block}^2}{2} \quad (17)$$

از معادله (۱۵) داریم:

$$u_{ion-shock} = \left(\frac{V_0}{V_1}\right) u_{block} \quad (18)$$

$$u_{block} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right) u_{ion-shock} \quad (19)$$

با جایگذاری u_{block} و $u_{ion-shock}$ در معادله (۱۶) داریم:

$$u_{ion-shock}^2 = V_0^2 \left(\frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1}\right) \quad (20)$$

$$u_{block}^2 = V_1^2 \left(\frac{P_1 - P_0}{V_0 - V_1}\right) \quad (21)$$

با استفاده از معادلات (۱۸) و (۱۹) می‌توان اختلاف بین انرژی جنبشی بلوک پلاسما در دو طرف ناپیوستگی در سیستم مختصاتی که در آن ضربه باریکه یونی در حال سکون می‌باشد، بدست آورد:

$$u_{ion-shock}^2 - u_{block}^2 = (V_0 + V_1)(P_1 - P_0) \quad (22)$$

این معادله، رابطه بین فشارها و حجم‌های اولیه و نهایی یک بلوک پلاسما را در دو طرف ناپیوستگی نشان می‌دهد. با جایگذاری معادلات (۱۸) و (۱۹) در معادله (۱۰) داریم:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{1}{2} (P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \quad (23)$$

با استفاده از تعریف آنتالپی می‌توان نوشت:

$$h_1 - h_0 = (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) + (P_1 V_1 - P_0 V_0) \quad (24)$$

با جاگذاری معادله (۲۳) در معادله (۲۴) داریم:

$$h_1 - h_0 = \frac{1}{2} (P_1 - P_0)(V_0 + V_1) \quad (25)$$

حال می‌خواهیم معادلات مربوط به ضربه یونی و رابطه بین متغیرهای نواحی بالا جریانی و پایین جریانی را بدست آوریم. با جایگذاری روابط $h = \frac{\gamma}{\gamma-1} P V$ و $\varepsilon = \frac{1}{\gamma-1} P V$ در معادلات (۲۳) و (۲۵) داریم:

$$\frac{1}{\gamma-1} P_1 V_1 - \frac{1}{\gamma-1} P_0 V_0 = \frac{1}{2} (P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \quad (26)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} P_1 V_1 - \frac{\gamma}{\gamma-1} P_0 V_0 = \frac{1}{2} (P_1 - P_0)(V_0 + V_1) \quad (27)$$

بعد از اندکی محاسبه خواهیم داشت:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{(\gamma+1)V_0 - (\gamma-1)V_1}{(\gamma+1)V_1 - (\gamma-1)V_0} \quad (28)$$

این معادله، شکل شناخته شده‌تر و صریح معادله ضربه هوگونیوت می‌باشد:

$$P_1 = P_0 \left[\frac{(\gamma+1)V_0 - (\gamma-1)V_1}{(\gamma+1)V_1 - (\gamma-1)V_0} \right] = H(P_0, V_0, V_1) \quad (29)$$

با استفاده از این معادله، نسبت حجم‌های ویژه و چگالی‌ها نیز بدست می‌آید:

$$\frac{V_1}{V_0} = \frac{(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_0}{(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0} \quad (30)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0}{(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_0} \quad (31)$$

با استفاده از معادله (۳۰) می‌توانیم سرعت‌های $u_{ion-shock}$ و u_{block} را در روابط (۲۰) و (۲۱) بر حسب توابعی از فشار و حجم اولیه بدست آوریم:

$$u_{ion-shock}^2 = \frac{V_0}{2} [(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0] \quad (32)$$

$$u_{block}^2 = \frac{V_0}{2} \frac{[(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_0]^2}{[(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0]} \quad (33)$$

در همجوشی محصور شدگی لختی، ضربه‌های بسیار قوی مهمتر هستند. برای چنین ضربه‌هایی، وقتی که $\frac{P_1}{P_0} \gg 1$ می‌باشد، (یعنی در فشارهای خیلی بالا)، از روابط (۳۲) و (۳۳) داریم:

$$u_{ion-shock} = \left[\frac{(\gamma+1)}{2} P_1 V_0 \right]^{1/2} \quad (34)$$

$$u_{block} = \left[\frac{(\gamma-1)^2}{2(\gamma+1)} P_1 V_0 \right]^{1/2} \quad (35)$$

معادله (۳۴) نشان می‌دهد که به ازای $P_1 \gg P_0$ ، سرعت ضربه باریکه یونی بر حسب فشار بلوک پلاسمایی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$u_{ion-shock} = \left[\frac{(\gamma+1)}{2} \frac{P_1}{\rho_0} \right]^{1/2} \quad (36)$$

از مقایسه روابط (۷) و (۳۶) داریم:

$$\frac{u_{block}}{u_{ion-shock}} = \left(\frac{4}{\gamma+1} \right)^{1/2} \left(\frac{R_0 - R}{\Delta R} \right)^{1/2} \quad (37)$$

این رابطه نشان می‌دهد که سرعت انفجار بلوک پلازما به درون مخروط، بزرگتر از سرعت انفجار آن به درون هدف جامد DT می‌باشد. بنابراین برای بدست آوردن ضربه‌های خیلی قوی، یک هدف بزرگ با یک لایه بسیار نازک سوخت، ایده‌آل خواهد بود که به آن اصطلاحاً هدف با نسبت ابعادی بالا گفته می‌شود.

برآورد چگالی شار انرژی آستانه

برای ارزیابی جزئیات مربوط به مدل گداخت سریع توسط ضربه یونی، از محاسباتی استفاده شده است که بسیار نزدیک به محاسبات چو [۱۲] می‌باشند، زیرا این مدل گداخت از مکانیزم‌هایی تبعیت می‌کند که قبلاً توسط چو تأیید شده‌اند. شکل (۳)، منحنی‌های ماگزیموم دمای یون را برای پلاسمای دوتریوم-تریوم نشان می‌دهد. در این شکل، چگالی شار انرژی آستانه برابر است با:

$$E_{threshold}^* \approx 6.9 \times 10^{15} \text{ erg / cm}^2 \quad (38)$$

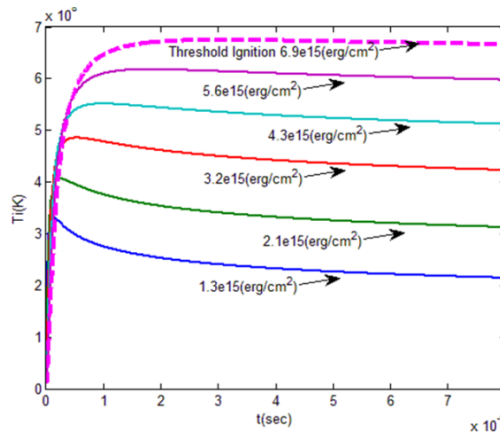
بحث و نتیجه گیری

ارزیابی مجدد نتیجه فوق، بادر نظر گرفتن اثر ضربه باریکه یونی منجر به کاهش چهار مرتبه ای چگالی شار انرژی آستانه شد، زیرا برای ضربه‌های بسیار قوی ($\frac{P_1}{P_0} \rightarrow \infty$)، از معادله (۳۱) داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = 4 \quad (39)$$

این نتیجه $(\rho_1 = 4\rho_0)$ ، چگالی شار انرژی آستانه را به مقدار زیر تقلیل می دهد:

$$E_{threshold}^* \approx 1.72 \times 10^{15} \text{ erg/cm}^2 \quad (40)$$



شکل ۳: ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن ضریب ممانعت

این نتیجه، تصدیق این موضوع است که احتراق سریع توسط ضربه باریکه یونی برای گداخت هدف جامد فشرده نشده دوتریوم-تریوم بسیار مناسب می باشد.

مراجع

- [۱] Hora, H., et.al., Fusion energy from plasma block ignition, Laser and Particle Beams, ۲۳, ۴۲۳-۴۳۲, ۲۰۰۵.
- [۲] Sauerbrey, R., Acceleration of femtosecond laser produced plasmas, Phys. Plasmas, ۳, ۴۷۱۲-۴۷۱۶, ۱۹۹۶.
- [۳] Hora, H., et.al., Effects of ps and ns laser pulses for giant ion source. Opt. Commun., ۲۰۷, ۳۳۳-۳۳۸, ۲۰۰۲.
- [۴] Hora, H., New aspects for fusion energy using inertial confinement Laser Part. Beams ۲۵, ۳۷-۴۵ ۲۰۰۷.
- [۵] Hora, H., et.al., Skin depth theory explaining anomalous picosecond laser plasma interaction. Czech Phys., ۵۲, ۳۴۹-۳۶۱, ۲۰۰۲.
- [۶] Hora, H. Skin-depth theory explaining anomalous picosecond-terawatt laser-plasma interaction. Czech. J. Phys. ۵۳, ۱۹۹-۲۱۷, ۲۰۰۳.
- [۷] Hora, H., et.al., Generation of nonlinear force driven blocks from skin layer interaction of petawatt-picosecond laser pulses for ICF. Plasma Sci. Technol., ۶, ۲۰۰۴, ۲۱۷۲-۲۱۸۷.
- [۸] Hora, H., et.al., Fusion energy without radioactivity, Energy & Environmental Science, Energy Environ. Sci., ۳, ۴۷۹-۴۸۶, ۲۰۱۰.
- [۹] Badziak, J., et.al, Investigation of ion streams emitted from plasma produced with a high-power picosecond laser. Laser Part Beams, ۱۷, ۳۲۳-۳۲۹, ۱۹۹۹.
- [۱۰] Hora, H., Laser Plasma Physics : Forces and the Nonlinearity Principle, Bellingham, ۲۰۰۰.
- [۱۱] Mohammadian Pourtalari, A., et.al., Propagation of ion shock in solid DT target with nonlinear force-driven plasma blocks, Radiation Effects & Defects in Solids, Vol. ۱۶۷, No. ۱۱, ۸۵۰-۸۶۲, ۲۰۱۲.
- [۱۲] Chu, M.S., Thermonuclear reaction waves at high densities. Phys. Fluids, ۱۵, ۴۱۳-۴۲۲, ۱۹۷۲.