



انتشار ضربه یونی و برآورد انرژی آستانه در واکنش گداخت هسته ای هیدروژن- بور

تحت شتابدهی بلوک پلاسما

علیرضا محمدیان پورطالاری^{۱*}؛ سعید مولازاده مسکینی^۲؛ صمد سبحانیان^۲

^۱دانشگاه آزاد اسلامی واحد صوفیان، گروه فیزیک، صوفیان

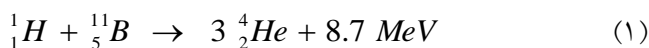
^۲دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات آذربایجان شرقی، گروه فیزیک، تبریز

چکیده

ما با استفاده از یک مدل نظری جدید برای گداخت (مدل گداخت سریع توسط شتابدهی بلوک پلاسما) و محاسبات هیدرودینامیکی با در نظر گرفتن ضریب ممانعت، ماگزیموم دمای یون را برای پلاسمای هیدروژن- بور ($H-B$) بدست آورده ایم. منحنی‌های ماگزیموم دمای یون نشان می‌دهند که چگالی شار انرژی آستانه گداخت $H-B$ برابر با $E_{threshold}^* \approx 7.7 \times 10^{15} \text{ erg/cm}^2$ می‌گردد. برآورد دیگری از گداخت $H-B$ نیز با در نظر گرفتن آثار ناشی از انتشار یک ضربه یونی بسیار قوی، منجر به کاهش تقریباً چهار مرتبه ای چگالی شار انرژی آستانه گداخت شده است ($E_{threshold}^* \approx 1.7 \times 10^{15} \text{ erg/cm}^2$). این نتیجه، تصدیق این موضوع است که مدل گداخت سریع توسط شتابدهی بلوک پلاسما برای گداخت هدف جامد $H-B$ فشرده نشده بسیار مناسب می‌باشد. انتظار داریم که فواید احتمالی حاصل از نتایج این تحقیق، بتواند مبانی نظری درستی را برای آزمایش‌های عملی در زمینه تحقیقات گداخت- لیزر فراهم نماید.

مقدمه

تولید انرژی از طریق گداخت مخلوطی از ایزوتوپ‌های هیدروژن و بور از اهمیت زیادی برخوردار است، زیرا واکنش همجوشی این ایزوتوپ‌ها تریتوم رادیواکتیو و نوترون‌های پرانرژی ایجاد نمی‌کند و یک واکنش مناسب بدون نوترون و عاری از رادیواکتیو می‌باشد:



چون در واکنش همجوشی $H-B$ ، واکنش‌های جانبی وجود ندارند و ذرات آلفای تولید شده مستقیماً به انرژی الکتریسیته تبدیل می‌شوند، بنابراین از نظر زیست محیطی سوخت خیلی تمیزی محسوب می‌شود. تنها مشکل این واکنش، بزرگ بودن سد کولنی بین هسته‌ها و کوچک بودن سطح مقطع واکنش است و برای عملی شدن آن به انرژی‌های اولیه بسیار زیاد و دماهای بسیار بالا نیاز است. در حال حاضر تحقیقات گسترده‌ای برای دستیابی به شرایط گداخت آن انجام می‌گیرد. در این مقاله، مدل گداخت جدیدی ارائه شده است که در آن با در نظر گرفتن آثار غیر خطی ناشی از اندرکنش لیزر با پلاسما، انرژی مورد نیاز لیزر در دسترس خواهد بود. این مدل گداخت، شتابدهی بلوک پلاسما نامیده می‌شود [۱].

برآورد انرژی آستانه برای گداخت هیدروژن- بور در این مقاله از اهداف خاصی برخوردار است، زیرا با در نظر گرفتن ضریب ممانعت (Inhibition factor)، انرژی آستانه تحت تاثیر آن قرار خواهد گرفت و در مرحله بعدی با در نظر گرفتن آثار ناشی از انتشار ضربه یونی، انرژی آستانه بهبود می‌یابد.

مدل گداخت سریع توسط شتابدهی بلوک پلاسما

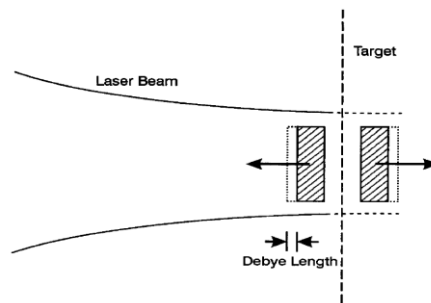
در مطالعه اندرکنش پالس‌های لیزری پر قدرت با توانهای پتاوات و زمانهای پالس پیکو ثانیه ($PW - ps$) با هدف‌های جامد، یک نابهنجاری معناداری کشف شده است که به عنوان شتاب نیروی غیرخطی اثرگذار (نیروی پاندروماتیو) توضیح

19 th Iranian's Nuclear Conference

داده می‌شود. بلوک‌های پلاسمایی شبه خشتی بر اساس اندازه‌گیریهای استثنایی به طور وسیعی مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۲۳].

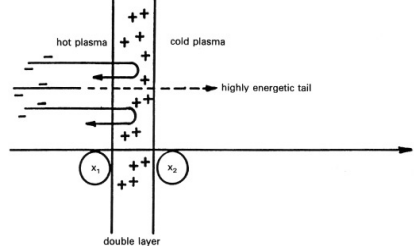
تولید بلوک‌های پلازما توسط لیزر، مدل جدیدی برای گداخت هسته‌ای است که در آن با در نظر گرفتن آثار غیرخطی اندرکنش لیزر با پلازما، دیگر نیازی به رسیدن به چگالی‌های خیلی بالا نیست و چگالی حالت جامد برای انجام گداخت کافی می‌باشد. در این مدل که به نام مدل گداخت توسط بلوک پلازما معروف است، انرژی موردنیاز لیزر و بهره‌های خیلی بالا قابل دسترسی می‌باشد.

در این مدل، در اثر اندرکنش لیزر با پلازما و وارد شدن نیروی غیرخطی اثرگذار f_{NL} در دو جهت مخالف دو بلوک پلازما تولید می‌شود. بلوک‌های پلاسمایی تولید شده در اثر نیروی غیرخطی اثرگذار، در ناحیه‌ای به ضخامت چندین طول دبی، یکی هم جهت با پالس لیزر و دیگری در خلاف جهت پالس لیزر شروع به حرکت می‌کنند [۴]:



شکل ۱: دو بلوک پلاسمایی تولید شده توسط پالس لیزر

این بلوک‌های پلاسمایی دارای چگالی‌های جریان یونی بالایی در حدود $10^{11} A/cm^2$ می‌باشند و با شتاب به طرف هدف جامد حرکت کرده و به سوخت اصلی برخورد می‌کنند و در نتیجه باعث گداخت سوخت اصلی می‌شوند. با پیشرفت‌های اخیر در زمینه آزمایش‌های گداخت لیزری و کشف نیروهای غیرخطی اثرگذار که پلازما را به طرف مرز سرد سوخت اصلی شتاب می‌دهند، اثر لایه دو گانه مشاهده شده است [۵]:



شکل ۲: اثر لایه دو گانه در مرز پلاسمای داغ و پلاسمای سرد

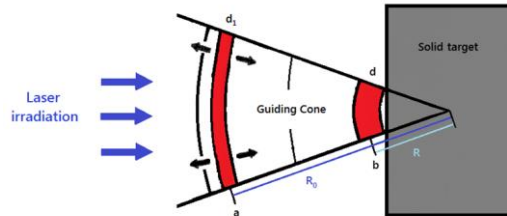
اثر لایه دو گانه تقریباً شبیه اثر یک غلاف می‌باشد. وقتی پلاسمای داغ به این لایه مرزی می‌رسد، این لایه باعث برگشت جریان الکترونی به ناحیه پلاسمای داغ می‌شود، بنابراین الکترون‌ها منعکس شده و فقط یونها با سوخت اصلی برخورد می‌کنند. با برخورد جریان یونی به پلاسمای سرد باید هدایت حرارتی یونها نیز در نظر گرفته شود. کاهش هدایت حرارتی الکترون‌ها توسط ضریب ممانعت در آزمایش‌های عملی گداخت لیزری مشاهده شده است [۶]:

$$K_i = K_e \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \Rightarrow K_e \approx 67.75 K_i \quad (2)$$

که در آن K_i و K_e به ترتیب ضرایب هدایت حرارتی یونها و الکترون‌ها است. با در نظر گرفتن این مورد، انرژی آستانه گداخت کاهش می‌یابد و این نشان‌دهنده بهبود شرایط گداخت برای تولید بهره بالا است.

19 th Iranian's Nuclear Conference

این روش به عنوان یک روش احتمالی برای بدست آوردن انرژی گداخت لختی از واکنش هسته‌ای H-B براساس اندازه‌گیریهای مشاهده شده به عنوان یک نابهنجاری حداکثر مطرح می‌باشد. شکل زیر، طرح گداخت القا شده توسط لیزر را بر اساس تولید بلوک‌های پلاسمایی نشان می‌دهد [۷]:

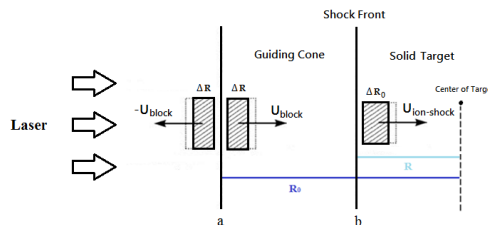


شکل ۳: طرح گداخت توسط شتابدهی بلوک پلاسما

برای تولید بلوک‌های پلاسمایی، ابتدا یک پالس لیزری با طول پالس در حدود ps و شدت $10^{16} \frac{W}{cm^2}$ و انرژی کمتر از $1 J$ بر روی ناحیه‌ای با چگالی حالت جامد و به ضخامت d که هندسه مخروطی شکل دارد تابیده می‌شود و آنرا به پلاسما تبدیل می‌کند، سپس با وارد شدن نیروی غیرخطی اثر گذار (نیروی پاندروماتیو) لایه نازکی با سرعت زیاد به صورت بالستیک به طرف سوخت اصلی H-B 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 H-B ایجاد می‌شود و با انتقال دما به تمام نقاط هدف جامد، گداخت در آن توسعه می‌یابد. شرایط نوعی لازم برای بلوک‌های پلاسمایی جهت انجام گداخت و انتشار آن در هدف جامد H-B اینست که پالس‌های لیزر، بلوک‌های پلاسمایی با چگالی جریان یونی بزرگتر از $10^{10} A/cm^2$ و چگالی شار انرژی بزرگتر از $4 \times 10^8 J/cm^2$ را تولید کنند.

انتشار ضربه یونی درون هدف حاوی H-B

استفاده از بلوک‌های پلاسمایی تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثرگذار در اندرکنش لیزر- پلاسما، در محدوده $PW - ps$ و چگالی‌های جریان بسیار بالا، امکان گداخت در H-B فشرده نشده (هدف H-B با چگالی حالت جامد) را مقدور می‌سازد. بلوک‌های پلاسمایی دارای گشتاور بالایی هستند و به سمت عقب، یعنی به طرف راه انداز لیزر، جهت گیری می‌کنند. پایستگی تکانه باعث می‌شود که یک بلوک انفجاری پلاسما به سمت جلو، یعنی به طرف هدف حاوی سوخت H-B، حرکت کند. این انفجار به درون هدف باعث ایجاد یک جبهه موج واکنش گرما هسته‌ای می‌گردد. اگر پالس لیزر به طور مستقیم باعث گرمایش هدف مسطح گردد، در اینصورت مسیر بلوک‌های پلاسمایی شتابدار تولید شده توسط نیروی غیرخطی اثر گذار اساساً عمود بر سطح هدف جامد خواهد بود. شکل زیر، انفجار به درون یک بلوک پلاسمایی شتابدار و یک ضربه یونی را نشان می‌دهد [۷]:



شکل ۴: بلوک پلاسمایی شتابدار و انفجار ضربه یونی به درون هدف

19 th Iranian's Nuclear Conference

در هندسه تخت، مسأله ما معادل با بلوک پلاسمایی به ضخامت ΔR است. اگر ضخامت بلوک پلازما ΔR در مقایسه با مسافت $R_0 - R$ کوچک باشد (یعنی $\Delta R \ll R_0 - R$)، در اینصورت زمان انتقال ضربه در عبور از بلوک پلازما قابل صرفنظر کردن خواهد بود، بنابراین می توان بلوک پلاسمایی را طوری در نظر گرفت که گویی تمام ماده آن یکباره گرم شده است.

با فرض آنکه بلوک پلازما صلب باقی بماند (البته این یک ساده نگری است، چون در واقعیت بلوک پلازما تغییر شکل می یابد)، معادله حرکت آن به صورت زیر خواهد بود:

$$M_{block} \frac{du_{block}}{dt} = P_1 A \quad (3)$$

که در آن M_{block} جرم، u_{block} سرعت، P_1 فشار و A مساحت بلوک پلازما می باشد. جرم بلوک پلازما را می توان از رابطه زیر بدست آورد:

$$M_{block} = \rho_0 A \Delta R \quad (4)$$

با جاگذاری این رابطه در معادله (۳) داریم:

$$\frac{du_{block}}{dt} = \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \quad (5)$$

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

$$u_{block} = \frac{P_1 t}{\rho_0 \Delta R} \quad (6)$$

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

$$R_0 - R = \int u_{block} dt = \frac{P_1 t^2}{2 \rho_0 \Delta R} \quad (7)$$

طوری که:

$$t = \sqrt{\frac{2(R_0 - R) \rho_0 \Delta R}{P_1}} \quad (8)$$

سرعت نهایی انفجار بلوک پلازما به درون مخروط هدایت نیز با رابطه زیر داده می شود:

$$u_{block} = \left[2(R_0 - R) \frac{P_1}{\rho_0 \Delta R} \right]^{1/2} \quad (9)$$

موج انفجاری در مدل ارائه شده توسط ما، معادل است با یک موج ضربه یونی که توسط یک ناحیه واکنش گرما هسته‌ای همراهی می شود و از طریق مخروط فشرده نشده H-B انتشار می یابد. در واقع ضربه یونی یک سطح ناپیوسته است که باعث اتصال جریان فراصوتی با جریان فروصوتی می شود. پس از اثر این ضربه یونی، سرعت جریان کاهش می یابد ولی فشار و دما افزایش می یابند، و لذا جریان در حالت غیرتعادلی می باشد و فرآیندهای برگشت ناپذیر در درون لایه ضربه رخ می دهند. پلاسمایی که از طریق این موج ضربه جریان می یابد گرم می شود تا فشرده شود. در واقع ضربه‌ای که در طی فرآیند انفجار درونی ایجاد می شود، باعث فشرده‌گی سوخت می گردد. بنابراین در این مدل گداخت، یک مقدار بزرگ و معینی از انرژی پالس لیزری E_{in} در یک ناحیه محدود و مشخص آزاد می شود و در نتیجه این عمل یک موج انفجاری توسط بلوک‌های پلاسمایی شتابدار آغاز می گردد که در رأس آن یک موج ضربه یونی وجود دارد. ناحیه ضربه یونی جلوتر از ناحیه گرمایی الکترون می باشد. در واقع اگر فرض کنیم که تمام انرژی در ابتدا به الکترون‌ها داده می شود، در اینصورت ابتدا یک ناحیه گرمایی الکترون ظاهر می شود، سپس به دنبال آن یک ناحیه تعادلی به وجود می آید و در نهایت یک ناحیه ضربه یونی شکل می گیرد. تابش ترمزی باعث کاهش دمای الکترون می گردد، یعنی دما در ناحیه گرمایی الکترون کاهش می یابد و لذا ناحیه گرمایی الکترون کوتاهتر شده ولی ناحیه تعادلی طولانی تر می شود و در نتیجه دمای یونهای ضربه‌دار شده افزایش می یابد. بنابراین قدرت ضربه یونی تمایل دارد که از طریق تابش ترمزی الکترون افزایش یابد. در واقع بخش عمده انرژی پالس لیزر توسط الکترون‌ها جذب شده و باعث گرمایش دمای موج گرما هسته‌ای می شود و این گرمایش نیز به علت ضریب هدایت حرارتی بالای الکترون‌ها منجر به افزایش دمای ناحیه گرمایی الکترون می گردد و در نتیجه یونهای بالا جریانی ناحیه ضربه یونی از طریق تعادل الکترون- یون گرم می شوند و قدرت ضربه یونی افزایش می یابد. البته باید به این

19 th Iranian's Nuclear Conference

نکته نیز توجه کرد که گرمایش یونها فقط زمانی باعث افزایش قدرت ضربه یونی می شود که مکان گرمایش نسبت به ناحیه ضربه یونی، پایین جریانی باشد. اگر مکان گرمایش نسبت به ناحیه ضربه یونی، بالا جریانی باشد، در اینصورت قدرت ضربه یونی کاهش خواهد یافت. از آنجایی که شتاب یونها به صورت الکتروستاتیک بوده و گرمایشی نمی باشد، بنابراین بلوک های پلاسمایی (پیستونها) به شدت جهت دار شده و دارای دمای پایین می باشند.

محاسبات هیدرودینامیکی بر اساس طرح گداخت سریع توسط ضربه یونی

با استفاده از قوانین پایستگی جرم، تکانه و انرژی، روابط رانکین- هوگنیوت را بر اساس مدل گداخت سریع توسط ضربه یونی به شکل زیر می نویسیم:

$$\rho_0 u_{ion-shock} = \rho_1 u_{block} \quad (10)$$

$$P_0 + \rho_0 u_{ion-shock}^2 = P_1 + \rho_1 u_{block}^2 \quad (11)$$

$$\varepsilon_0 + \frac{u_{ion-shock}^2}{2} + \frac{P_0}{\rho_0} = \varepsilon_1 + \frac{u_{block}^2}{2} + \frac{P_1}{\rho_1} \quad (12)$$

که در آنها اندیس های 0 و 1 به ترتیب کمیت ها را در جلو و عقب موج ضربه نشان می دهند. اگر فرض کنیم که بلوک پلاسمای به صورت گاز کامل باشد، در اینصورت پس از اندکی محاسبه داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)P_1 + (\gamma-1)P_0}{(\gamma-1)P_1 + (\gamma+1)P_0} \quad (13)$$

در گداخت هسته‌ای به روش محصورسازی لختی، ضربه های خیلی قوی بسیار مهمتر هستند. برای چنین ضربه هایی، وقتی که $\frac{P_1}{P_0} \gg 1$ می باشد (فشارهای خیلی بالا)، از رابطه (13) داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \quad (14)$$

در حالت چگالی حدی، به ازای $\gamma = \frac{5}{3}$ داریم:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = 4 \quad (15)$$

این نتیجه ($\rho_1 = 4\rho_0$)، منجر به مقادیری از ماگنیزموم دمای یون خواهد شد که این مقادیر چهار مرتبه از مقادیر بدست آمده با در نظر گرفتن ممانعت کمتر هستند.

نتایج و برآورد انرژی آستانه گداخت در هدف

برای ارزیابی جزئیات مربوط به مدل گداخت سریع توسط ضربه یونی، از محاسباتی استفاده می کنیم که بسیار نزدیک به محاسبات Chu می باشد، زیرا مدل گداخت سریع توسط ضربه یونی از مکانیزم هایی تبعیت می کند که به طور واقعی توسط Chu تأیید شده اند [8]:

معادلات هیدرودینامیکی شامل معادله پیوستگی چگالی، معادله آهنگ واکنش، معادله حرکت الکترونها و یونها، معادله دمای الکترون و معادله دمای یون می توانند ساختار و رفتار یک موج واکنش گرما هسته‌ای را به خوبی توصیف کنند. چگالی جریان پرتو یونی در بلوک پلاسمایی شبه خنثی (J) باید فراتر از یک مقدار چگالی جریان آستانه (J^*) باشد تا بتواند باعث ایجاد امواج واکنش گرما هسته‌ای در گداخت هدف جامد H-B شود:

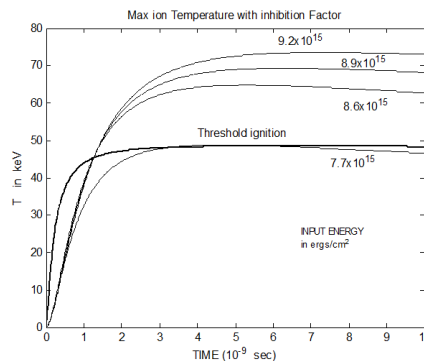
$$J > J^* = 10^{11} A/cm^2 \quad (16)$$

19 th Iranian's Nuclear Conference

با فرض همدمای الکترونها و یونها ($T_e = T_i$) به هنگام گداخت و صرفنظر کردن از هدایت حرارتی یونها و اعمال شرایط مرزی مناسب در سیستم معادلات هیدرودینامیکی مسأله، معادله نهایی انرژی به صورت زیر بدست می‌آید:

$$W_i + W_e = A\rho T_e^{1/2} + \frac{4}{3}T_e \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2m_i}{3k_b\rho} \frac{\partial}{\partial x} (K_e \frac{\partial T_e}{\partial x}) \quad (17)$$

با استفاده از معادله (۱۷)، ماگزیموم دمای یون در هدف جامد H-B بدست می‌آید. شکل زیر، منحنی‌های ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن ضریب ممانعت برای پلاسمای هیدروژن-بور نشان میدهد:



شکل ۵: ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن ضریب ممانعت

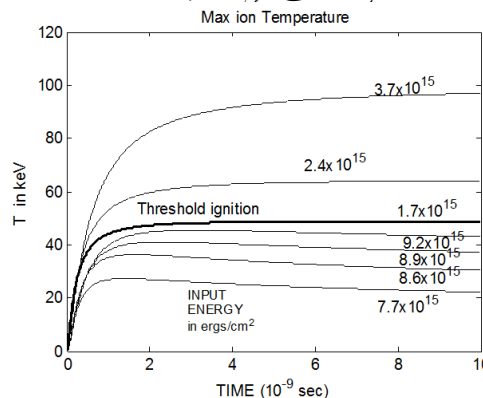
در شکل ۵، چگالی شار انرژی آستانه برابر است با:

$$E_{threshold}^* \approx 7.7 \times 10^{15} \text{ erg / cm}^2 \quad (18)$$

در حالت آستانه، اتلاف تابش ترمزی با هدایت حرارتی الکترونها برابر می‌شود. منحنی‌های پایین حالت آستانه، مربوط به احتراق ساده می‌باشند که بعد از رسیدن به یک مقدار ماگزیموم شروع به کاهش می‌کنند و منحنی‌های بالای حالت آستانه، مربوط به گداخت می‌باشند که همواره در حال افزایش دما هستند. یک تجدیدنظر در محاسبات، با در نظر گرفتن اثر ضربه یونی، منجر به کاهش چگالی شار انرژی آستانه گردیده است (شکل ۶):

$$E_{threshold}^* \approx 1.7 \times 10^{15} \text{ erg / cm}^2 \quad (19)$$

از مقایسه این نتایج با یکدیگر به نظر می‌رسد که نتایج اندکی متفاوت می‌باشد. زیرا در اثر ضربه یونی چگالی شار انرژی آستانه $E_{threshold}^*$ تقلیل می‌یابد. در واقع این نتیجه، تصدیق این موضوع است که مدل گداخت سریع توسط ضربه یونی برای گداخت هدف جامد فشرده نشده H-B مناسب می‌باشد.



شکل ۶: ماگزیموم دمای یون را با در نظر گرفتن اثر ضربه یونی



مرجع‌ها

- [۱] Hora, H., et.al., Fusion energy from plasma block ignition, Laser and Particle Beams, ۲۳, ۴۲۳-۴۳۲, ۲۰۰۵.
- [۲] 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.
- [۳] Sauerbrey, R., Acceleration of femtosecond laser produced plasmas, Phys. Plasmas ۳, ۴۷۱۲-۴۷۱۶, ۱۹۹۶.
- [۴] Hora, H. ,New aspects for fusion energy using inertial confinement Laser Part. Beams ۲۵, ۳۷-۴۵ ۲۰۰۷.
- [۵] Hora, H. Skin-depth theory explaining anomalous picosecond-terawatt laser-plasma interaction. Czech. J. Phys. ۵۳, ۱۹۹-۲۱۷, ۲۰۰۳.
- [۶] Ghoranneviss, M., et.al., Inhibition factor reduces fast ignition threshold for laser fusion using nonlinear force driven block acceleration, Laser and Particle Beams, ۲۶, ۱۰۵-۱۱۱, ۲۰۰۸.
- [۷] 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.
- [۸] Chu, M.S., Thermonuclear reaction waves at high densities. Phys. Fluids, ۱۵, ۴۱۳-۴۲۲, ۱۹۷۲