



## گداخت بدون نوترون در برخورد دو پلاسموید حرارتی از نوع پیکربندی میدان برگشته (FRC)

علیرضا اصل زعیم<sup>۱،۲</sup>، اصغر صدیق زاده<sup>۱</sup>، امیرحسین قرشی<sup>۱</sup>، مرتضی صداقت موحد<sup>۱</sup>، علی حیدرنیا، عماد رضایی<sup>۱</sup>، نیره زاهدنیا<sup>۱</sup>، وحید دامیده<sup>۱</sup>

۱- پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای سازمان انرژی اتمی ایران

۲- دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک دانشگاه امیرکبیر

### چکیده

یکی از روشهایی که اخیراً در برخی مراکز تحقیقاتی دنیا مورد توجه قرار گرفته است تولید انرژی گداخت با استفاده از برخورد پلاسمویدهای حرارتی می باشد. در این مقاله با در نظر گرفتن یک مدل سیالی و نوشتن یک برنامه محاسباتی، پارامترهای موثر در نرخ واکنشهای گداخت و همچنین بهره گداخت هسته‌ای (نسبت توان خروجی به توان ورودی) مورد بررسی قرار گرفته اند. در این مدل فرض شده است که ذرات پلاسما در برخورد سر به سر دو پلاسموید از تابع توزیع سرعت ماکسول بولتزمن (پلاسموید حرارتی) پیروی می کنند. با در نظر گرفتن شرایط توازن توان شرایط اشتعال در این نوع برخورد برای هر نوع سوخت استخراج گردیده است. نتایج این تحقیق نشان می دهد چگالی پلاسمویدها قبل از برخورد می بایست حداقل از مرتبه  $10^{20}$  یون بر سانتیمتر مکعب باشد.

**کلید واژه:** پیکربندی میدان برگشته- گداخت گرما هسته‌ای- روش های ترکیبی گداخت هسته‌ای

### مقدمه

استفاده از انرژی گداخت هسته‌ای یکی از بهترین روشها برای برنامه ریزیهای بلند مدت انرژی در سراسر دنیا می باشد. از ویژگی های بارز این روش امکان تولید انرژی پاک و بدون زباله هسته‌ای همچنین منابع سوخت تقریباً بی پایان (آب اقیانوس ها) می باشد. در این میان استفاده از راکتورهای گداخت هسته‌ای با ابعاد کوچک امکان استفاده از این نوع انرژی را علاوه بر پیشرانها در کشتیها، زیر دریاییها و در ساختمانهای بزرگ بدون نیاز به خطوط انتقال برق امکان پذیر می سازد. بنابراین تحقیقات در خصوص تولید انرژی خالص گداخت هسته‌ای در راکتورهای با ابعاد کوچک مورد توجه برخی مراکز مهم تحقیقاتی خصوصاً در ایالات متحده قرار دارد. یکی از روشهای پیشنهادی در مراکز تحقیقاتی یاد شده تشکیل، شتاب دهی و برخورد دو پلاسموید از نوع پیکربندی میدان برگشته ( ) می باشد. بر طبق برآوردهای انجام گرفته امکان رسیدن به شرایط سر به سر انرژی در چنین سیستمهایی امکان پذیر می باشد. در عین حال این نوع راکتورهای گداخت تحت عنوان راکتورهای با حجم کوچک شناخته می شوند. این روش گداخت هسته‌ای برای سوخت های پیشرفته ( بدون نوترون را فراهم می نماید) را امکان پذیر خواهد ساخت. در مقایسه با روش مشابه برخورد سر به سر دو باریکه یونی که در تئوری و عمل ناکارآمد است این روش روشی موفق به نظر می رسد زیرا در روش برخورد دو باریکه یونی نیروی دفعه کولونی بین یون های برخوردی سطح مقطع پراکندگی را نسبت به سطح مقطع واکنشهای گداخت بسیار افزایش داده چگالی باریکه و به دنبال آن نرخ واکنش های گداخت را کاهش می دهد. ولی در برخورد دو پلاسموید به دلیل حضور الکترونها در پلاسما و اثر پوششی آنها به نظر می رسد نسبت به حالت قبل سطح مقطع پراکندگی یونها بسیار کاهش یابد. در این تحقیق با در نظر گرفتن پلاسمویدها به عنوان مجموعه ای از یون ها و الکترون ها که در تعادل حرارتی قرار دارند نرخ گداخت و همچنین توازن توان برای سوخت های مختلف مورد مطالعه قرار گرفته اند.



روش کار (مدل فیزیکی)

در ماشین گداخت شرکت های .. و .. شکل گیری دو پلازما از نوع پیکربندی میدان برگشته ( ) و شتابدهی آنها به سمت یکدیگر و برخورد آنها شرایط انجام گداخت هسته‌ای را فراهم می آورد. تطبیق مدهای نوری و تجربه نشان داده است که در ماشین گداخت شرکت های... و ... که از روش برخورد دو پلاسموید با سرعتی حدود ۲۵۰ کیلومتر بر ثانیه استفاده میکند بهره خروجی گداخت از رابطه زیر پیروی میکند  $E_{fus} = 1.14 \times 10^5 B_e^{3.73} \varphi_p^{1.47} l_s^{1.5} r_c^{0.67}$  که در آن  $B_e$ ,  $\varphi_p$ ,  $l_s$  و  $r_c$  به ترتیب میدان مغناطیسی فشرده کننده پلازما، میدان مغناطیسی قطبی، طول پیکربندی میدان برگشته و شعاع میدان فشرده ساز می باشد. در اولین قدم برای مدل سازی برخورد دو پلاسموید فرض میکنیم یونها و الکترون ها در دو پلاسموید در تعادل حرارتی هستند. همچنین سرعت برخورد این دو پلاسموید بسیار بیشتر از سرعت حرارتی یونها می باشد. اگر فرض کنیم سرعت یک ذره آزمون در پلاسمویدها به ترتیب

و است و با در نظر گرفتن تابع توزیع ماکسول بولتزمن برای هر پلاسموید می توان نرخ برخوردهای هسته ای را بر حسب رابطه زیر نوشت:

$$R = \frac{(m_1 m_2)^{3/2}}{(2\pi T)^3} \iint \sigma(\vec{v}') \vec{v}' \exp\left(\frac{-(m_1 |\vec{v}_1|^2 + m_2 |\vec{v}_2|^2)}{2T}\right) d^3 \vec{v}_1 d^3 \vec{v}_2$$

که در آن .. سطح مقطع واکنش های گداخت هسته ای و  $\vec{v}'$  سرعت نسبی برخورد دو ذره در دو پلاسموید می باشد که از رابطه زیر پیروی میکند:  $\vec{v}' = \vec{v}_1 - \vec{v}_2 - 2\vec{v}_d$

که در آن  $\vec{v}_d$  سرعت نفوذ این دو پلاسموید است. با معرفی متغیر جدید  $\vec{V} = \frac{\mu}{m_2} \vec{v}_1 + \frac{\mu}{m_1} \vec{v}_2$  که در آن  $\mu$  جرم کاهش یافته دو یون است می توان عبارت زیر را برای نرخ واکنش های گداخت در این برخورد نوشت:

$$R = \frac{(m_1 m_2)^{3/2}}{(2\pi T)^3} \int_{v'=0}^{\infty} \int_{V=0}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi} \sigma(v') v' \exp\left(\frac{-(m_1 + m_2)V^2}{2T}\right) \times \exp\left(\frac{-\mu}{2T}(v'^2 + 4v'v_d \cos \theta + 4v_d^2)\right) 4\pi V^2 dV \times 2\pi v'^2 \sin \theta d\theta dv'$$

که در آن زاویه بین دو بردار .. و .. می باشد. با انتگرال گیری از پارامتر  $V$  خواهیم داشت:

$$R = 2\pi \left(\frac{\mu}{2\pi T}\right)^{3/2} \int_{v'=0}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi} \sigma(v') v'^3 \exp\left(\frac{-\mu}{2T}(v'^2 + 4v'v_d \cos \theta + 4v_d^2)\right) dv' \sin \theta d\theta$$

با انتگرال گیری بر روی پارامتر نهایتاً می توان رابطه زیر را برای نرخ واکنش های گداخت نوشت:



$$R = \frac{1}{2v_d} \left( \frac{\beta}{\pi} \right)^{1/2} \int_0^\infty \sigma(v') v'^2 \left[ \exp(-\beta(v' - 2v_d)^2) - \exp(-\beta(v' + 2v_d)^2) \right] dv' \quad ; \quad \beta = \frac{\mu}{2T}$$

بنابر این میتوان نتیجه گرفت نرخ واکنش ای گداخت در برخورد دو پلاسموید حرارتی تابعی از دو پارامتر قابل کنترل سرعت نفوذ و دمای پلاسمویدها می باشد.

### ملاحظات اتلاف انرژی

در اولین قدم برای محاسبه توان تلف شده در برخورد دو پلاسموید ابتدا برخورد یک ذره از مون با یک پلاسموید حرارتی متشکل از یونها و الکترونها در تعادل حرارتی را در نظر میگیریم. محاسبات تئوری در این خصوص نشان میدهد اگر برخورد باریکه مفروض انرژی خاصی (انرژی بحرانی) کمتر باشد بیشتر انرژی به یونها پلاسموید منتقل شده و موجب گرمایش یونها خواهد گردید و اگر انرژی باریکه یون از مقدار بحرانی فوق بیشتر باشد سهم بیشتر انرژی باریکه به الکترونهای پلاسموید منتقل می‌گردد و موجب گرمایش الکترونهای پلاسموید خواهد گردید. []. برخورد دو پلاسموید حرارتی از دو طریق موجب اتلاف انرژی می‌گردد: برخورد یون با الکترونها و برخورد یون با یون. برای برخورد یک ذره از مون با یک مجموعه پلاسمای حرارتی توان اتلافی را با کمی محاسبه می توان به فرم زیر نوشت:

$$P_l = \frac{dw_b}{dt} = \frac{2^{1/2} n_e Z_b^2 e^4 m_e^{1/2} \text{Ln} \Lambda}{6\pi^{3/2} \epsilon_0^2 m_b} \left( \frac{w_b}{T_e^{3/2}} + \frac{C}{w_b^{1/2}} \right)$$

که در آن انرژی یون فرودی و دمای الکترونهای پلاسمای هدف

برای تعمیم رابطه فوق به حالت برخورد دو پلاسموید میتوان فرض کرد مجموعه ای از یونها با توزیع سرعت حرارتی جایگزین ذره از مون فوق میگردد. لذا با نوشتن رابطه زیر میتوان نرخ اتلاف انرژی را بیان نمود:

$$\int \frac{dw_b}{dt} f(v') d^3 \vec{v}'$$

با ترکیب روابط ( ) و ( ) می توان رابطه زیر را نوشت:

$$\int w_b f(v') d^3 \vec{v}' = \int_{v'=0}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{1}{2} m_b (v'^2 + 4v_d^2 + 4v'v_d \cos \theta) \left( \frac{m_b}{2\pi T_i} \right) \exp\left(-\frac{mv'^2}{2T_i}\right) 2\pi \sin \theta v'^2 d\theta dv'$$

و با انتگرال گیری روی پارامتر

با ساده سازی رابطه بالا می توان سهم مربوط به برخورد یونها با الکترونها را به فرم زیر بیان نمود:

$$\int w_b f(v') d^3 \vec{v}' = 2\pi m_b \left( \frac{m_b}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \times \left( \frac{3\pi^{1/2}}{8 \left( \frac{m_b}{2T_i} \right)^{5/2}} + \frac{v_d^2 \pi^{1/2}}{\left( \frac{m_b}{2T_i} \right)^{3/2}} \right)$$

همچنین برای سهم اتلاف انرژی توسط برخورد های یون-یون می توان رابطه زیر را نوشت:



$$\int \frac{1}{w_b^{1/2}} f(v') d^3 \vec{v}' = \int_{v'=0}^{\infty} \int_{\theta=0}^{\pi} \frac{\left(\frac{m_b}{2\pi T}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-m_b v'^2}{2T_i}\right) 2\pi \sin \theta v'^2 d\theta dv'}{\left(\frac{1}{2} m_b (v'^2 + 4v_d^2 + 4v'v_d \cos \theta)\right)^{1/2}}$$

که با ساده سازی و انتگرال گیری روی پارامتر می توان عبارت فوق را به صورت زیر نوشت:

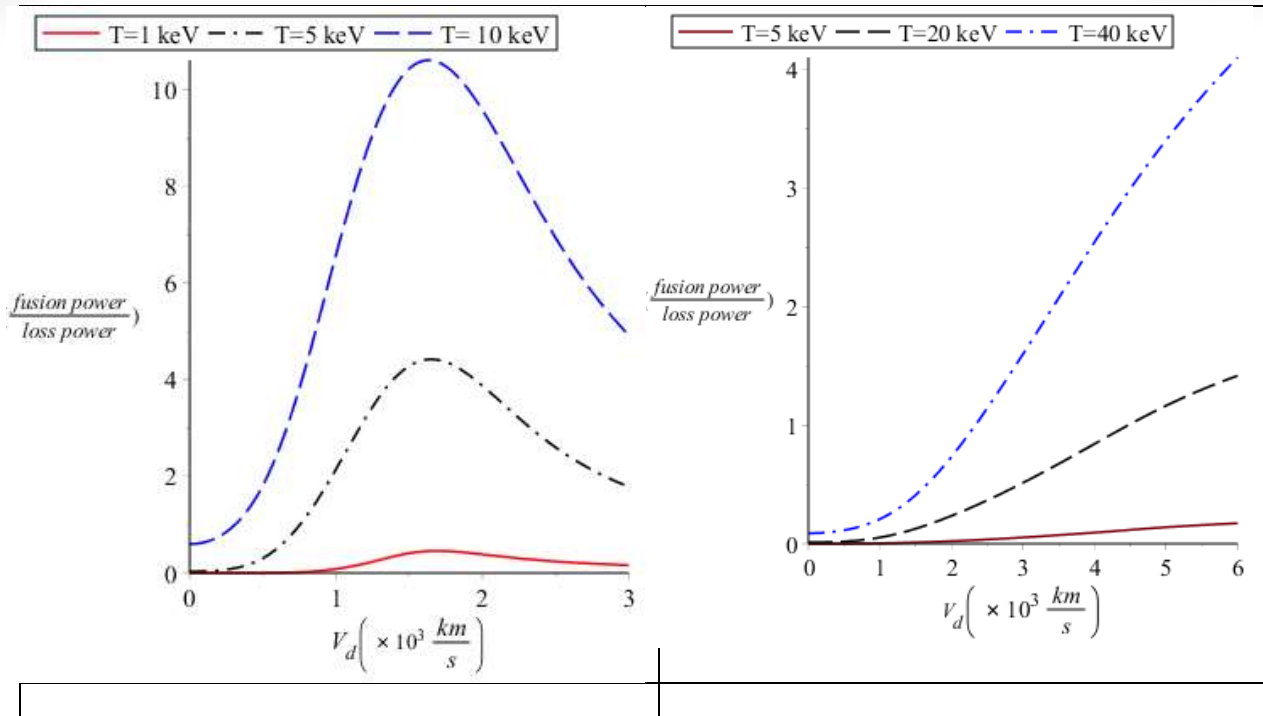
$$\int \frac{1}{w_b^{1/2}} f(v') d^3 \vec{v}' = \frac{0.2176 \times 10^{15}}{\sqrt{\frac{m_b}{m_p}}} \left(\frac{m_b}{2\pi T_i}\right)^{3/2} \times \left[ \int_0^{2v_d} \frac{v'^2}{v_d} \exp\left(\frac{-mv'^2}{2T_i}\right) dv' + \int_{2v_d}^{\infty} 2v' \exp\left(\frac{-mv'^2}{2T_i}\right) dv' \right]$$

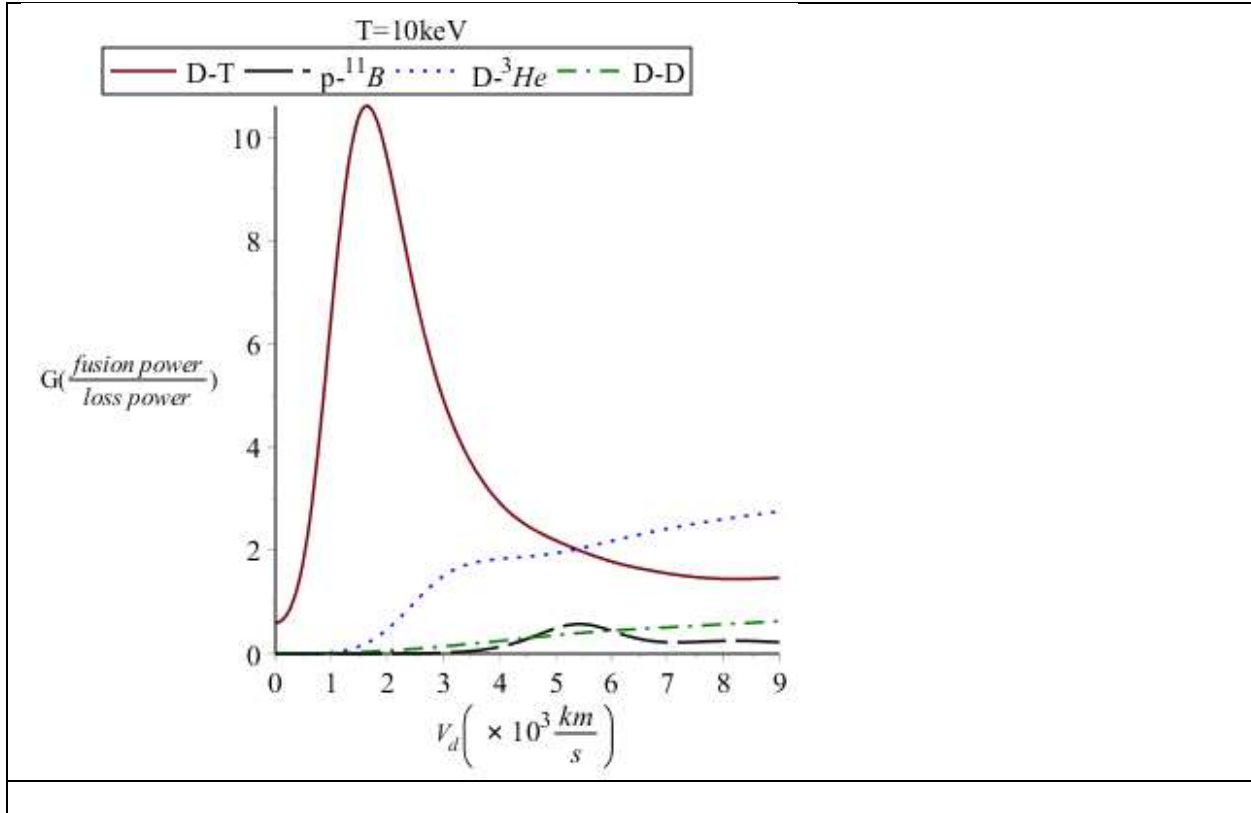
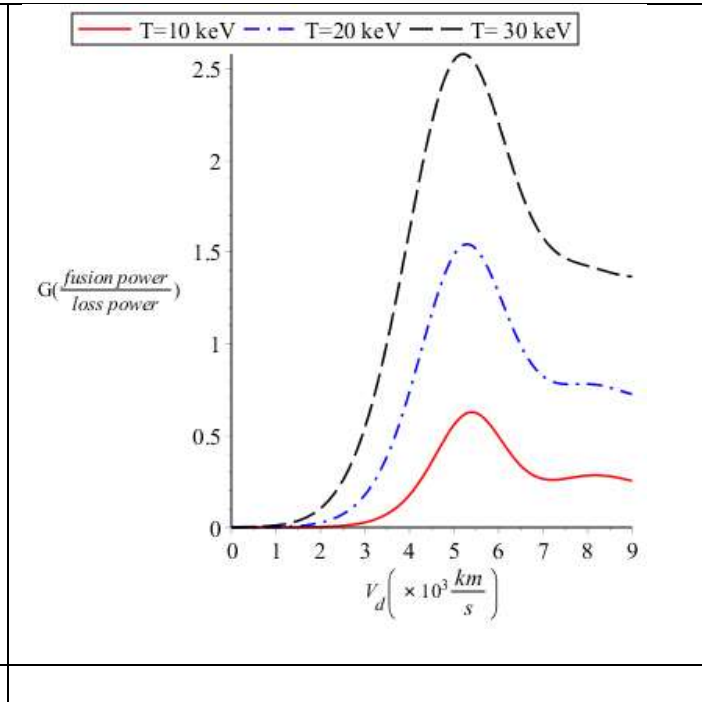
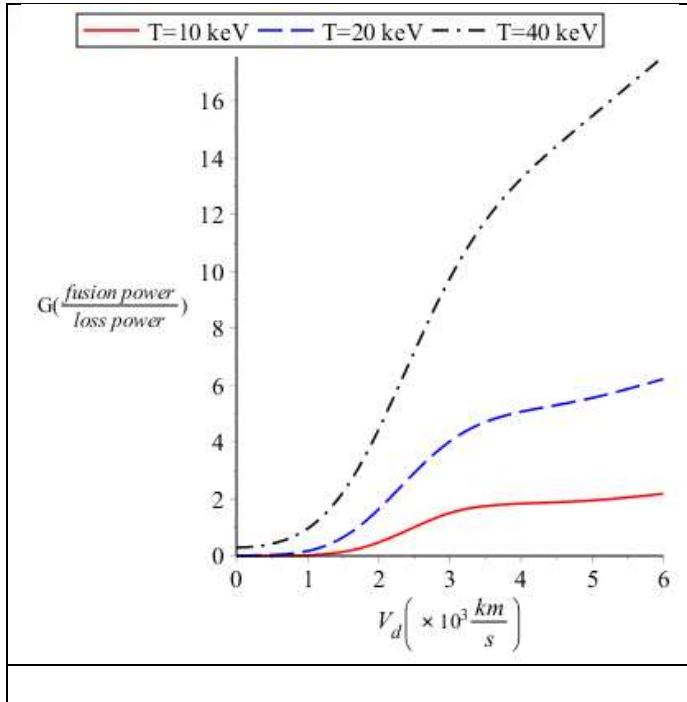
بررسی توازن توان در این نوع راکتور

برای داشتن راکتوری با بهره اقتصادی می بایست توان مورد نیاز برای تولید و محصورسازی پلاسما کمتر از توان تولیدی خالص گداخت در راکتور باشد. لذا مشابه با هر نوع راکتور محصورسازی مغناطیسی می توان بهره گداخت هسته‌ای را به فرم زیر نوشت:

$$G = \frac{P_{beam-t\ target} + P_{thermonuclear}}{P_{collisional\ loss} + P_{Bremsstrahlung\ loss} + P_{conduction\ loss}} = \frac{Q_0 \int dV n_i v_{beam-t\ target} + Q_0 \int dV n_i v_{thermonuclear}}{\int dV n_i P_l + \int dV C_B Z_{eff} n_e^2 T_e^{\frac{1}{2}} + \int dV \frac{3}{2} \frac{n_i T}{\tau_{confinement}}}$$

که در آن ....







## بحث و نتیجه گیری

در ماشین های گداخت شرکتهای تری آلفا و هلیون انرژی با استفاده از تکنیک برخورد دو پلاسموید حرارتی تحقیقات در خصوص تولید انرژی خالص گداخت هسته‌ای در حال انجام می باشد. در این مقاله با در نظر گرفتن دو پلاسموید حرارتی متشکل از سوخته‌های مختلف با تاکید بر سوخته‌های بدون نوترون مانند .. و ... نسبت توان خروجی خالص گداخت به توان ورودی مورد بررسی دقیق انجام گرفته است. در این بررسی از یک کد محاسباتی برای محاسبه دقیق سطح مقطع های گداخت استفاده گردید. همچنین تابع توزیع ذرات پلاسمای توزیع ماکسول-بولتزمن در نظر گرفته شده است. نتایج حاصل از این تحقیق نشان میدهد برای رسیدن به شرایط بهینه گداخت با چنین سیستمی بسته به نوع سوخت به کار گرفته شده در سرعت برخورد خاصی بهره گداخت به بیشینه مقدار خود میرسد. به عنوان مثال برای سوخت ... در سرعت برخورد برای هر پلاسموید بیشینه بهره ... بدست خواهد آمد. همچنین نتایج این محاسبات نشان میدهد چگالی پلاسموید ها برای برآورده سازی شرایط سر به سر انرژی باید حداقل در حدود ۱۰۲۰ یون بر سانتیمتر مکعب باشد. این چگالی پلاسمای تقریباً میانگین چگالی پلاسمای محصورسازی مغناطیسی ( ) و محصورسازی لختی ( ) می باشد. این محدوده چگالی نوعاً توسط امواج شوکی پدید می آیند مانند پلاسمای کانونی و ماشینهای زد ( ). لذا برای رسیدن به شرایط اشتعال توسط این روش (برخورد دو پلاسموید حرارتی) از نظر تکنولوژیکی باید سرعت و چگالی مورد نظر برآورده گردند. از طرفی با این روش دمای یون‌ها نسبت به الکترون‌ها بسیار بیشتر افزایش می‌یابد بنابراین تابش‌های برمشترانگلا کاهش خواهند یافت. از طرفی دمای اشتعال در این روش نسبت به دیگر روش‌های مرسوم گداخت هسته‌ای بسیار کمتر است. به عبارتی دیگر، این روش می تواند از نظر تئوری به عنوان یکی از بهترین راهها برای رسیدن به انرژی خالص گداخت هسته ای با سوخته‌های پیشرفته (بدون نوترون) باشد.

## مراجع

- [1] J. Slough G. Votroubek and C. Pihl, "Creation of high-temperature plasma through merging and compression of supersonic field reversed configuration plasmoids" Nucl. Fusion 51 (2011).
- [2] M.M. Basko, A.J. Kemp and J. Meyer-ter-Vehn [Nucl. Fusion 40](#) (2000).
- [2] M.M. Basko, A.J. Kemp and J. Meyer-ter-Vehn "Ignition conditions for magnetized target fusion in cylindrical geometry" [Nuclear Fusion Vol 40 No 1](#)(2000).
- [3] S. A. Slutz et al "Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field" Phys. Plasmas Vol **17**, 056303 (2010).
- [4] Park, J.Y et al "A high-density field reversed configuration plasma for magnetized target fusion" Plasma Science, IEEE Transact, Vol32 (2004).
- [5] James H. Degnan et al "Experimental and Computational Progress on Liner Implosions for Compression of FRCs" IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 36, NO. 1 (2008).
- [6] Zhang, Shouyin et al "High-density field-reversed configuration plasma for magnetized target fusion" IEEE Trans. Plasma Sci., vol.34, NO2. pp 223-228 (2006).
- [7] R. E. Siemon, R. I. Lindemuth., and K. F. Schoenberg, "Why MTF is a low cost path to fusion," Comments Plasma Phys. Control. Fusion, vol. 18, no. 6, pp. 363-386, (1999).



- [8] J. H. Degnan, J. M. Taccetti, and T. Cavazos et al., “Implosion of solid liner for compression of field reversed configuration,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 29, no. 1, pp. 93–98, Feb. (2001)
- [9] [Stephen A. Slutz](#) and [Roger A. Vesey](#) “High-Gain Magnetized Inertial Fusion” *Phys. Rev. Lett.* Vol 108, (2012)
- [10] Heinrich Hora, et al “Fusion energy without radioactivity: laser ignition of solid hydrogen–boron (11) fuel” *Energy Environ. Sci.*, 3, 479-486, (2010).
- [11] S. Sonm N. J. Fisch “Ignition regime for fusion in a degenerate plasma” *Physics Lett A*, 356 page 72–78 (2006).
- [12] N.J. Fisch, J.M. Rax, “Interaction of energetic alpha particles with intense lower hybrid waves” *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 612.
- [13] N.J. Fisch, M.C. Herrmann, “Alpha power channeling with two waves” *Nucl. Fusion* 35 (1995) 1753.
- [14] N.J. Fisch, M.C. Herrmann, “Utility of extracting alpha particle energy by waves” *Nucl. Fusion* 34 (1994) 1541.
- [15] John Thomas Slough “Apparatus systems and methods for fusion based power generation and engine thrust generation” US patent No: US 9, 0 82, 516 B2 (2015)
- [16] Michl Binderbauer, Vitaly Bystritskii, Toshiki Tajima “Systems and methods for merging and compressing compact tori” U.S patent No. WO2016061001 A2 (2016).
- [17] Michel Tozewski et al “system and methods for forming and maintaining a high performance FFR” US patent, No 2015/0187443 A1.
- [18] Jeffery. Friedberg “PLASMA PHYSICS AND FUSION ENERGY” *Massachusetts Institute of Technology, CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, chapter9, (2007).*
- [19] Weston M. Stacey, “Fusion plasma physics”, Dr. Weston M. Stacey, Georgia Institute of Technology Nuclear & Radiological Engineering and Medical Physics, Wiley publications. Chapter 12, p296, (2005).
- [20] K. Hubner, H. Bruhns and K. Steinmetz, fusion reaction rate for a plasma boiler moving in an ambient plasma, *Phys Lett A* Vol.69, No4 (1987).
- [21] [http:// bnl.gov](http://bnl.gov). National nuclear data center.
- [22] Alireza Aslezaeem, Effect of the Drive Parameter on the Differential Fusion Products in Plasma Focus Devices *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 38, NO. 8, AUGUST (2010).
- [23] M.M. Nevins, R. Swain “The thermonuclear fusion rate coefficient for p-<sup>11</sup>B reactions” *Nuclear fusion*, 40 865, (2000)





- [24] H.-S. Bosch, G.M. Hale, “improved formulas for fusion cross sections and thermal reactivities”, Nuclear fusion, Vol.32, No, 4(1992).
- [25] V. Damideh , A. A. Zaeem, A. Heidarnia, A. Sadighzadeh, M. A. Tafreshi , F. Abbasi Davani , M. Moradshahi . M. Bakhshzad Mahmoudi , R. Damideh ” Design and Fabrication of 11.2 kJ Mather-Type Plasma Focus IR-MPF-1 with High Drive Parameter” J Fusion Energ, 2011
- [26] A. Salehizadeh, A. Sadighzadeh, M. Sedaghat Movahhed, A. A. Zaeem, A. Heidarnia, R. Sabri, M. Bakhshzad Mahmoudi, H. Rahimi S. Rahimi, E. Johari, M. Torabi, V. Damideh “Preliminary Results of the 115 kJ Dense Plasma Focus Device IR-MPF-100” journal of fusion energy (2012).
- [27] F. Santini “Non-thermal fusion in a beam plasma system” Nucl. Fusion 46, 225–231(2006).