

اثر کوانتومی نسبیتی بر اتلاف برمشترالانگ در پلاسمای DT و D^3He

جواد بهمنی*، فرهاد محمد جعفری، بهارک اسلامی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

چکیده:

مهمترین عاملی که عملکرد پلاسما در یک راکتور همجوشی محصورسازی لختی محدود می‌کند تابش برمشترالانگ الکترون است که بوسیله برخورد الکترون‌ها با یونها یا با دیگر الکترون‌ها به وجود می‌آید. در این مقاله با فرض تابع توزیع ماکسول-بولتزمن سرعت الکترون‌ها، چگالی توان تابش برمشترالانگ در سه حالت کلاسیکی، دو قطبی و چهار قطبی برای هر دو پلاسما DT و D^3He بررسی می‌شوند. نتایج نشان می‌دهد اثرات کوانتومی نسبیتی بر تابش برمشترالانگ در دماهای الکترون بیشتر از ۱۵Kev قابل توجه است. با افزایش دما و چگالی الکترون توان اتلافی برمشترالانگ هر دو پلاسما در هر سه حالت کلاسیکی، دو قطبی و چهار قطبی افزایش می‌یابد و این توان برای پلاسما DT در هر سه حالت کمتر از پلاسما D^3He است.

کلیدواژه‌ها: پلاسما، برمشترالانگ، دو قطبی، چهار قطبی

Effect of the relativistic quantum on the bremsstrahlung loss in DT and D^3He plasmas

J. Bahmani*, F. Mohmmad jafari, B. Eslami

Department of Physics, Faculty of fundamental science, University of Payame Noor, Tehran, Iran.

Abstract

The most important factor that limits the performance of plasma in a reactor of inertial confinement fusion is the electron bremsstrahlung radiation that is generated by the collision of electrons with ions or other electrons. In this paper, assuming the distribution of the electrons velocity is Maxwell- Boltzmann, the radiation power density is investigated in the three states of classical, bipolar and quadrupole for both DT and D^3He plasma. The results show quantum and relativistic effects is significant on the bremsstrahlung at electron temperature more than 15 Kev. By increasing the temperature and the density of the electron, the bremsstrahlung power of both plasmas increases in all three classical states, dipole and quadrupole and this power for DT is less than D^3He plasma.

Keywords: Plasma, Bremsstrahlung, Dipole, Quadrupole

۱. مقدمه

وقتی یک الکترون در میدان یک یون حرکت می‌کند شتاب می‌گیرد و در نتیجه اشعه ایکس گسیل می‌کند که به آن تابش برمشترالانگ گفته می‌شود. فرمولی که معمولاً برای محاسبه توان برمشترالانگ استفاده می‌شود بر مبنای آنالیز طیف فوریه شتاب الکترون کلاسیکی در مباحث هسته‌ای است. در چنین روش حرکت الکترون مورد بررسی قرار می‌گیرد. اما برای الکترون‌ها با انرژی جنبشی بیشتر از 27 eV این فرمول نادرست است. در فرمول سطح مقطع برمشترالانگ دو قطبی ب- هیتلر [۱] اثرات نسبیتی الکترون‌های سریع در نظر گرفته نمی‌شود. در سال ۲۰۰۱ باران و همکارانش برمشترالانگ دو قطبی جمعی در واکنش‌های همجوشی مورد ارزیابی قرار دادند [۲]. بررسی‌ها در این تحقیق نشان داد یک روش برمشترالانگ کلاسیک می‌تواند در هر دو حالت قبل از تعادل و گسیل حرارتی فوتون در نظر گرفته شود و تابش دو قطبی می‌تواند یک مکانیسم خنک کننده در مسیر همجوشی باشد. در پلاسماهای دمای بالا لازم است برمشترالانگ چهار قطبی نیز در نظر گرفته شود. بررسی توان اتلافی برمشترالانگ با در نظر گرفتن اثرات کوانتومی نسبیتی در هر دو نوع پلاسما همجوشی DT و D^3He بسیار حائز اهمیت است. در این مقاله توان اتلافی برمشترالانگ هر دو پلاسما در هر سه حالت مورد بررسی و مقایسه قرار می‌گیرد.

۲. توان تابش برمشترالانگ در سه حالت کلاسیکی، دو قطبی و چهار قطبی

تابش برمشترالانگ در اثر برخورد الکترون‌ها با یون‌ها در یک پلاسما گرما هسته‌ای رخ می‌دهد و یکی از مکانیسم‌هایی است که پلاسما انرژی از دست می‌دهد [۳-۵]. فرمولی که معمولاً برای محاسبه توان برمشترالانگ کلاسیکی استفاده می‌شود بر مبنای آنالیز طیف فوریه شتاب کلاسیکی الکترون در مباحث هسته‌ای است. در این روش انرژی جنبشی الکترون‌ها باید کمتر از 27 eV باشد. توان برمشترالانگ کلاسیکی با توجه به سرعت متوسط توزیع ماکسولی از طریق رابطه زیر محاسبه می‌شود.

$$P_{br}^o = c_{br} N_e^2 Z_{eff}^2 \sqrt{k_B T_e}$$

(۱)

که Z_{eff} عدد اتمی موثر یونها، T_e دمای الکترون بر حسب کلون و $c_{br} = \frac{16\sqrt{2\pi}\gamma G}{3\sqrt{3}(4\pi\epsilon_0)^3 m_e^{3/2} c^3 h} = 3.84 \times 10^{-29} \gamma G$ می‌باشد. مشاهده می‌شود که اتلاف تابش برمشترالانگ متناسب با مربع عدد اتمی هدف و همچنین عکس مربع جرم ذره فرودی است. بررسی‌ها نشان می‌دهد توان برمشترالانگ با افزایش عدد اتمی ناخالصی‌ها و دما تغییر می‌کند [۶]. اتلافی تابش برمشترالانگ افزایش می‌یابد. برمشترالانگ پروتون‌ها و ذرات آلفا تولید شده در پلاسما حدود یک میلیونیم برمشترالانگ الکترون در سرعت مشابه است. اثر کوانتومی ابتدا توسط ب- و همکارانش با استفاده از فرمول سطح مقطع برمشترالانگ دو قطبی در نظر گرفته شد اما اثر نسبیتی برای الکترون‌های سریع ملاحظه نشد در حالیکه نقش مهمی در برمشترالانگ ایفا می‌کند. علاوه بر این در پلاسماهای با دمای خیلی بالا برمشترالانگ چهار قطبی باید در نظر گرفته شود. به جز در دماهای کاری بالاتر از 50 KeV برمشترالانگ از یک پلاسما از برهم کنش الکترون- یون ایجاد می‌شود (در دماهای بالا در راکتورهای گرما هسته‌ای، برمشترالانگ ناشی از برهم کنش الکترون- الکترون نیز تولید می‌شود که قابل توجه است). در دمای الکترون 25 KeV نسبت انرژی برمشترالانگ الکترون- الکترون به برهم کنش الکترون- یون به طور تقریبی $0/06$ در دمای 50 ، $0/13$ و در 100 برابر $0/34$ است [۷].

در الکترو دینامیک کوانتومی، در محاسبه برمشترالانگ سطح مقطع همه مسیرهای تکانه فوتون و تکانه الکترون ثانویه برای گسیل فوتون با فرکانس بین ω و $\omega + d\omega$ در نظر گرفته می‌شود. توان برمشترالانگ با در نظر گرفتن اثرات کوانتومی برهم کنش الکترون-یون (دو قطبی) و الکترون-الکترون (چهار قطبی) از طریق رابطه زیر بدست می‌آید.

$$P_{br}^{e-i,e-e} = \int_0^\omega S^{e-i,e-e}(\omega) d\omega \quad (2)$$

که $S^{e-i,e-e} = \int h\omega \frac{d\sigma_\omega^{e-i,e-e}}{d\omega} N_i N_e v f(v) dv$ طیف برمشترالانگ پلاسما است که $d\sigma_\omega^{e-i}$ سطح مقطع دو قطبی برمشترالانگ e-i و $d\sigma_\omega^{e-e}$ سطح مقطع چهار قطبی برمشترالانگ e-e، h ثابت پلانک، N_e چگالی الکترون، N_i چگالی یون، انتگرال در محدوده سرعت نسبی الکترون محاسبه می‌شود که انرژی جنبشی آن بیشتر از انرژی فوتون گسیل شده می‌باشد. $f(v)$ تابع توزیع ماکسول نسبیتی می‌باشد که طبق رابطه زیر تعریف می‌شود

$$f(v) = [2 \left(\frac{kT_e}{mc^2}\right)^2 K_1 \left(\frac{mc^2}{kT_e}\right) + \frac{kT_e}{mc^2} K_0 \left(\frac{mc^2}{kT_e}\right)]^{-1} c^{-3} v^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{5}{2}} \exp\left(-\frac{1}{kT_e} \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\right) \quad (3)$$

که K_0 و K_1 توابع بسل تعدیل یافته نوع دوم است. جهت مقایسه طیف دو قطبی $S^{e-i}(\omega)$ و طیف چهار قطبی $S^{e-e}(\omega)$ ، طیف کلاسیکی $S^0(\omega)$ به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$S^0(\omega) = \frac{16}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \alpha r_e^2 c h Z_{eff}^2 N_e^2 \sqrt{\frac{mc^2}{kT_e}} \exp\left(-\frac{h\omega}{kT_e}\right) \quad (4)$$

که α ثابت ساختار ریز، r_e شعاع کلاسیکی الکترون می‌باشد. در تئوری کلاسیک به صورت نادرست پیش بینی می‌شود که گسیل تابش در هر برخورد که الکترون منحرف می‌شود وجود دارد. در مدل کوانتومی یک احتمال محدود و خیلی کم وجود دارد که هر زمان یک ذره منحرف شود یک فوتون گسیل شود. در برخوردها که گسیل فوتون همراه می‌شود انرژی نسبتاً زیادی گسیل و در این حالت تئوری کوانتومی جایگزین اتلافهای انرژی کلاسیکی کوچک می‌شود. در دماهای خیلی بالا نیز تصحیحات نسبیتی برای فرمول کلاسیکی توان برمشترالانگ نیاز است که در این حالت عبارت اضافی $\frac{kT_e}{mc^2}$ لحاظ می‌شود. با در نظر گرفتن توان‌های ویژه P_{br}^{e-i} و P_{br}^{e-e} تصحیحات $K^{e-e}(T_e)$ برای چهار قطبی و $K^{e-i}(T_e)$ برای تابش دو قطبی در نظر گرفته می‌شود. کل توان ویژه تابش برمشترالانگ از طریق رابطه زیر تعیین می‌شود.

$$P_{br} = C_0 N_e^2 \sqrt{\frac{kT_e}{mc^2}} \left[Z_{eff}^2 K^{e-i}(T_e) + K^{e-e}(T_e) \right] \quad (4)$$

در محدوده دمای الکترون ۱-۵۰۰ keV تصحیحات لازم $K^{e-i}(T_e)$ و $K^{e-e}(T_e)$ به صورت زیر هستند.

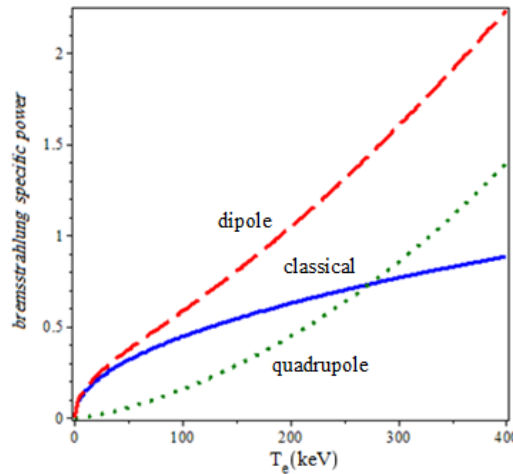
$$K^{e-i}(T_e) = 1.10 + 0.59y + 3.06y^2 - 2.56y^3 + 0.85y^4 \quad (5)$$

$$K^{e-e}(T_e) = 1.78y - 0.15y^2 + 0.58y^3 \quad (6)$$

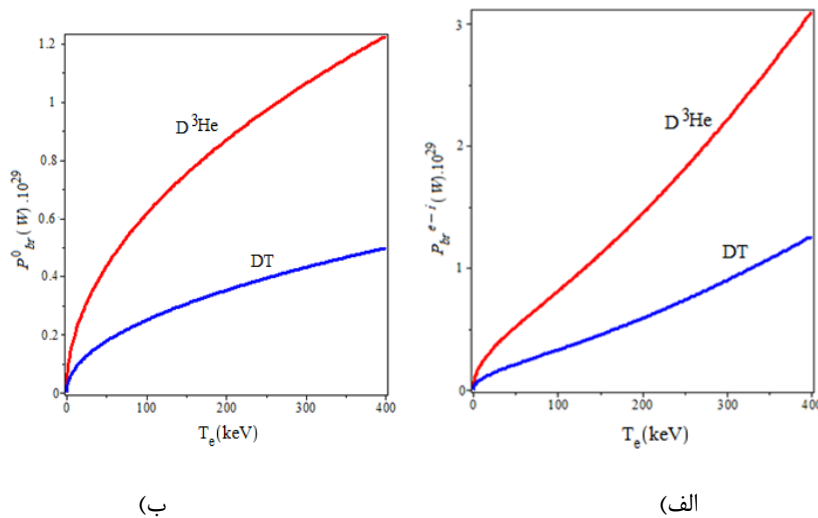
که $y = \frac{kT_e}{mc^2}$ است. در مورد حالت‌های نسبتی تساوی $K^{e-e}(T_e) = K^{e-i}(T_e)$ به دلیل برابری سطح مقطع‌ها برقرار

است. مقادیر $\frac{P_{br}^0}{c_{br} n_e^2 Z_{eff}^2}$ برای حالت کلاسیکی، $\frac{P_{br}^{e-i}}{c_{br} n_e^2 Z_{eff}^2}$ دو قطبی و $\frac{P_{br}^{e-e}}{c_{br} n_e^2}$ چهار قطبی برای پلاسما با دمای

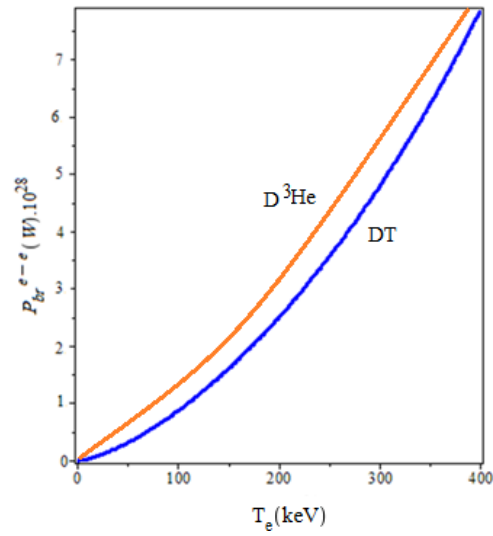
بالا در شکل ۱ رسم شده است. توان برمشترالانگ بر حسب دمای الکترون در سه حالت برای هر دو پلاسما D^3He و DT در شکل ۲ و ۳ رسم شده است. توان برمشترالانگ بر حسب دما و چگالی الکترون در سه حالت برای هر دو پلاسما در شکل ۴ و ۵ رسم شده است.



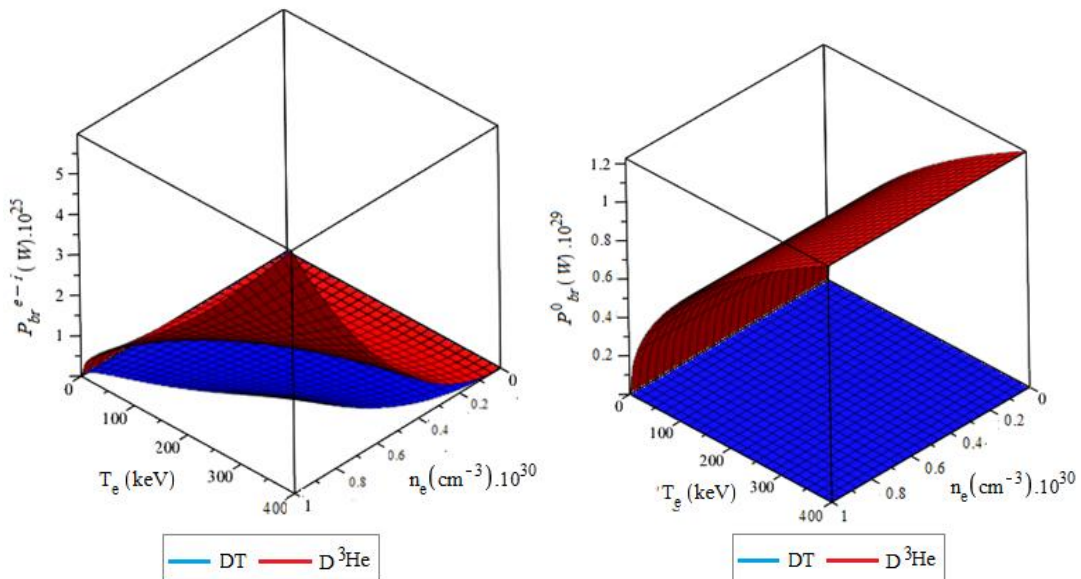
شکل ۱. توان ویژه برمشترالانگ بر حسب دمای الکترون در پلاسما با دمای بالا در سه حالت کلاسیکی، دو قطبی و چهار قطبی



شکل ۲. توان برمشترالانگ بر حسب دمای الکترون در پلاسما D^3He و DT با چگالی 300 g.cm^{-3} در حالت الف (کلاسیکی ب) دو قطبی



شکل ۳. توان برمشترالانگ بر حسب دمای الکترون در پلاسمای DT و D^3He با چگالی 300 g.cm^{-3} در حالت چهار قطبی

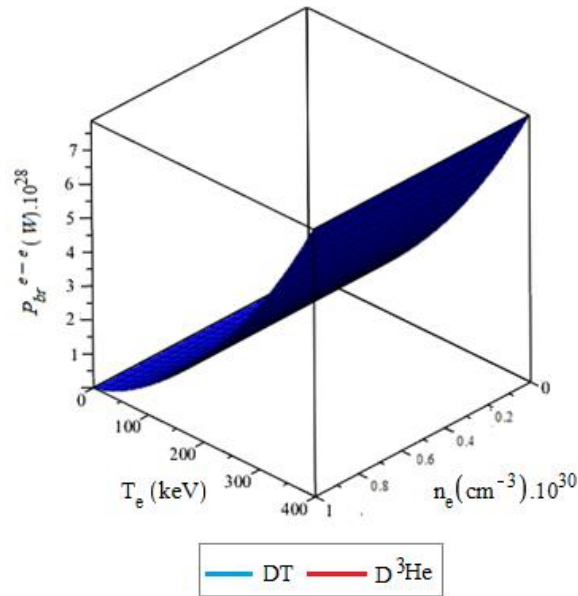


(ب)

(ف)

شکل ۴. توان برمشترالانگ بر حسب دما و چگالی الکترون در پلاسمای DT و D^3He با چگالی 300 g.cm^{-3} در حالت الف (کلاسیکی

(ب) دو قطبی



شکل ۵. توان برمشترالانگ بر حسب دما و چگالی الکترون در پلاسمای DT و D^3He با چگالی 300 g.cm^{-3} در حالت چهار قطبی

۳. نتیجه گیری

تابش برمشترالانگ یکی از مهمترین اتلاف انرژی برای الکترونهای نسبیتی در پلاسماهای همجوشی می باشد. بررسی‌ها نشان می‌دهد با افزایش دما و چگالی الکترون هر دو پلازما توان اتلاfi برمشترالانگ در هر سه حالت کلاسیکی، دو قطبی و چهار قطبی افزایش می‌یابد. در تمام حالتها توان برمشترالانگ سوخت DT کمتر از سوخت D^3He است. در هر دو پلازما ملاحظه اثرات کوانتومی و نسبیتی برای دماهای الکترون بزرگتر از دمای 15 keV مهم است.

مراجع

1. Morgan SH. Coulomb Corrections to the Bethe- Heitler Cross Sections for Electron-nucleus Bremsstrahlung. National Aeronautics and Space Administration; 1970.
2. Baran V, Brink DM, Colonna M, Di Toro M. Collective dipole bremsstrahlung in fusion reactions. Physical Review Letters.2001 Oct 12; 87(18):182501
3. W. M.Sharp, Proceedings of Particle Accelerator Conference. New York, NY, USA, 2011.
4. M.Tabak, D. Hinkel, & K, Tanaka. Fusion Science Technology, 2006; 26,254-276
5. W .M.Nevins & R. Swain. Nuclear Fusion, 2000; 40, 65.
6. J.Bahmani, B.eslami, 10th National Conference on Physics of Payame Noor University, Loss of radiation power in the reactor with the presence of impurities
7. M. Key. Journal of Physics, IV France, 2006; 133,371-378.