



تأثیر میدان مغناطیسی دانه‌ای بر جذب برخوردی در رهیافت همجوشی مغناطو-لختی

نرگس فیروزی فرارشبندی، محمد اسلامی کلانتری*

بخش فیزیک هسته‌ای، دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، صندوق پستی: ۸۹۱۵۱/۷۴۱، یزد- ایران

چکیده:

همجوشی مغناطو-لختی، همجوشی محصورشدگی لختی و همجوشی محصورشدگی مغناطیسی از جمله رویکردهای همجوشی هسته‌ای بر روی زمین هستند. همجوشی مغناطو-لختی در مقایسه با همجوشی محصورشدگی لختی و همجوشی محصورشدگی مغناطیسی رهیافت کاملی است و شامل پلاسمای چگالی بالا در حضور میدان‌های مغناطیسی قوی می‌باشد. همچنین کاهش رسانندگی الکترون‌های گرمایشی و نهشت انرژی ذرات آلفا از جمله دیگر مزیت‌های این همجوشی به شمار می‌رود. در این پژوهش، جذب برخوردی در یک پلاسمای مغناطیسی و غیرهمگن محاسبه شده است. برای این کار، از تئوری جنبشی و فرکانس برخورد کروک استفاده و سپس اثر طول موج لیزر و میدان مغناطیسی دانه‌ای بر روی جذب برخوردی بررسی شده است. نتایج محاسبات نشان می‌دهند که در رهیافت همجوشی مغناطو-لختی، افزایش میزان جذب برخوردی در یک پلاسمای مغناطیسی و غیرهمگن، متناسب با طول موج کوتاه لیزر است و با میدان مغناطیسی دانه‌ای به کندی تغییر می‌کند. در نتیجه می‌توان از اثر میدان مغناطیسی دانه‌ای بر روی جذب برخوردی (جذب تابش ترمزی معکوس) چشمپوشی کرد.

کلیدواژه‌ها: همجوشی، مغناطو-لختی، پلاسمای، جذب برخوردی

The Effect of Seed Magnetic Field on the Collisional Absorption in Magneto-Inertial Fusion Approach

Narges Firouzi Farrashbandi, Mohammad Eslami-Kalantari*

Nuclear Physics Division, Faculty of Physics, Yazd University, P.O.BOX: 89151/741, Yazd, Iran.

Abstract:

Magneto-inertial fusion, Inertial confinement fusion and Magnetic confinement fusion are some of the Nuclear fusion approaches in the earth. Magneto-inertia fusion is a complete approach compared to inertial confinement fusion and magnetic confinement fusion. It includes high-density plasma in presence of strong magnetic fields. Also, reduced electron thermal conductivity and alpha particle energy deposition has been enumerated other advantages of this fusion. In this study, collisional absorption in a magnetized and inhomogeneous plasma is calculated. For this, kinetic theory and Krook collision frequency is used and then the effect of laser wavelength and magnetic field on the collisional absorption is investigated. The results show that in Magneto-inertial fusion approach, increase of collisional absorption in a magnetized and inhomogeneous plasma is proportional to short laser wavelength and varies slowly with the seed magnetic field. Then, the effect of seed magnetic field on the collisional absorption (inverse bremsstrahlung absorption) can be ignored.

Keywords: Fusion, Magneto-Inertial, Plasma, Collisional absorption.

Email: meslami@yazd.ac.ir

۱. مقدمه

هنگامیکه الکترون پراکنده شده در میدان یک یون، فوتونی را جذب می‌کند تابش ترمزی معکوس اتفاق می‌افتد. میدان الکتریکی لیزر باعث نوسان الکترون‌های پلاسما خواهد شد. انرژی این نوسانات در حین برخورد‌های الکترون با یون، به انرژی گرمایی تبدیل و بعنوان جذب برخوردی (جذب تابش ترمزی معکوس) شناخته می‌شود [۱]. در این کار، جذب برخوردی در رهیافت همجوشی مغناطیو-لختی محاسبه شده است. همجوشی مغناطیو-لختی مزیت‌های هر دو رهیافت همجوشی محصورشدگی لختی (چگالی انرژی بالا) و همجوشی محصورشدگی مغناطیسی (عایق گرمایی پلاسما بوسیله میدان مغناطیسی) را داراست. این نوع همجوشی، سعی بر کاستن سرعت فروریزش و همگرایی مورد نیاز دارد. در عین حال جهت دستیابی به دماهای بالا، استفاده از میدان‌های مغناطیسی باعث کاهش رسانش گرمایی و افزایش محصورسازی محصولات همجوشی می‌شود. در این رهیافت، جاسازی میدان مغناطیسی دانه‌ای قبل از اینکه لیزر اثر کند، ضروری است. علاوه بر آن هدف همجوشی باید بطور یکنواخت توسط لیزرهای چندکاناله مورد تابش قرار گیرد [۲]. برای تعیین جذب برخوردی از تئوری جنبشی و معادله فوکر پلانک استفاده شده است. سپس با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی دانه‌ای (آغازگر) و فرکانس برخورد کروک، به محاسبه میدان الکتریکی لیزر، چگالی جریان الکتریکی و جذب برخوردی پرداخته و نهایتاً اثر طول موج لیزر و میدان مغناطیسی دانه‌ای بر روی جذب بررسی شده است.

۲. روش کار

معادله فوکر پلانک برای پلاسمای مغناطیسی و غیرهمگن با در نظر گرفتن فرکانس برخورد کروک بصورت زیر [۳، ۴]

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_e + \frac{e}{m_e} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times (\vec{B}_0 + \vec{B})}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}} = C(f_e) \quad (1)$$

نوشته می‌شود که e, \vec{v}, f_e و m_e به ترتیب نشان‌دهنده تابع توزیع، سرعت، بار و جرم الکترون هستند. \vec{E} و \vec{B} نیز میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی لیزر قطبیده دایروی‌اند که بصورت $\exp(-i\omega t + ik_{\parallel}z)$ تغییر می‌کنند. در سمت راست معادله (۱) فرکانس برخورد کروک نوشته می‌شود [۵]. همچنین ω بیانگر فرکانس لیزر و k_{\parallel} عدد موج در راستای موازی با میدان مغناطیسی دانه‌ای، $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ می‌باشد. تابع توزیع الکترون بصورت مجموع تابع توزیع همسانگرد (f_0) و اولین تابع توزیع ناهمسانگرد (f_1) توصیف می‌شود، $f_e = f_0 + f_1$ ، که f_0 تابع توزیع ماکسولی است.

با در نظر گرفتن جملات $\Omega = eB_0/(m_e c)$ و $(\partial f_1/\partial \vec{v}) = -\Omega(\partial f_1/\partial \phi)$ معادله (۱) بصورت زیر ساده‌تر می‌شود

$$-f_1 + \frac{1}{\Omega} \int^{\Phi} \vec{v}' \cdot \vec{\nabla}_{\perp} f_1 G(\Phi - \Phi') d\Phi' + \frac{e}{m_e \Omega} \int^{\Phi} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}' \times \vec{B}_0}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \vec{v}'} G(\Phi - \Phi') d\Phi' = 0, \quad (2)$$

در معادله بالا $G(\psi) = \exp[i\sigma\psi]$ است که $\sigma = (\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} + 2iv_{ei})/\Omega$ و v_{ei} فرکانس برخورد الکترون-یون را نشان می‌دهند. بعد از حل معادله (۲) اولین تابع توزیع همسانگرد بدست می‌آید

$$f_1 = -\frac{2ie}{m_e \Omega v_T^2} \vec{E} \cdot \vec{\nabla} f_M, \quad (3)$$

که v_T سرعت گرمایی الکترون و $\vec{V} = i \int^{\Phi} \vec{v}' G(\phi - \Phi) d\phi$ است. پس از بدست آوردن f_1 ، با کمک روابط ماکسول و چگالی جریان الکتریکی، معادله موج اصلی بصورت زیر بیان می‌شود

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} + \frac{4\pi i \omega}{c^2} \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \vec{v} f_{\alpha} d^3 \vec{v}. \quad (4)$$

اکنون با جایگذاری رابطه (۳) در معادله (۴)، به رابطه ساده‌تر زیر دست پیدا می‌کنیم

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = - \begin{pmatrix} A & iB & 0 \\ -iB & A & 0 \\ 0 & 0 & C \end{pmatrix} \vec{E}, \quad (5)$$

که ثابتهای A، B و C به ترتیب

$$A = -\frac{\omega^2}{c^2} - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{c^2} \frac{\omega}{2v_T k_{\parallel}} \{Z(\mu_{-1}^{\alpha}) + Z(\mu_{+1}^{\alpha})\} \quad (6)$$

$$B = \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{c^2} \frac{\omega}{2v_T k_{\parallel}} \{Z(\mu_{-1}^{\alpha}) - Z(\mu_{+1}^{\alpha})\} \quad (7)$$

$$C = -\frac{\omega^2}{c^2} - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{c^2} \frac{\omega \mu_0^{\alpha}}{v_T k_{\parallel}} \{1 + (\mu_0^{\alpha}) Z(\mu_0^{\alpha})\} \quad (8)$$

هستند که فرکانس پلاسما برای ذرات مختلف α بصورت $\omega_{p\alpha}^2 = (4\pi n_{\alpha} q_{\alpha}^2)/m_{\alpha}$ بیان می‌شود. علاوه بر آن پارامتر

$$Z(\mu_{\pm n}^{\alpha}) = (1/\sqrt{\pi}) \int_{-\infty}^{+\infty} (e^{-z^2})/(z - \mu_{\pm n}^{\alpha}) dz \text{ و } \mu_{\pm n}^{\alpha} = (\omega + 2iv_{ei} \pm n\Omega)/(v_T k_{\parallel})$$

می‌باشد. با جایگذاری رابطه‌های (۶) تا (۸) در معادله (۵) و با حل عددی، میدان الکتریکی لیزر بدست می‌آید.

جهت تعیین جذب برخوردی، علاوه بر داشتن میدان الکتریکی لیزر، بدست آوردن چگالی جریان الکتریکی نیز الزامی

است. از این رو با جایگذاری f_1 در $\vec{j} = \sum_{\alpha} q_{\alpha} \int \vec{v} f_{\alpha} d^3 \vec{v}$ ، چگالی جریان بصورت ساده زیر نوشته می‌شود

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} D & G & 0 \\ -G & D & 0 \\ 0 & 0 & F \end{pmatrix} \quad (9)$$

هر کدام از ثابتهای D، G و F بصورت

$$D = \sum_{\alpha} \frac{iq_{\alpha}^2 n_{\alpha} \vec{E}}{2m_{\alpha} v_T k_{\parallel} (\pi)^{\frac{1}{2}}} (Z(\mu_{-1}^{\alpha}) + Z(\mu_{+1}^{\alpha})) \quad (10)$$

$$G = \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}^2 n_{\alpha} \vec{E}}{2m_{\alpha} v_T k_{\parallel} \pi^{\frac{1}{2}}} (Z(\mu_{-1}^{\alpha}) - Z(\mu_{+1}^{\alpha})) \quad (11)$$

$$F = \sum_{\alpha} \frac{2\pi i q_{\alpha}^2 \vec{E}}{m_{\alpha}} \frac{(\omega + 2iv_{ei}) v_T}{k_{\parallel}^2} \sqrt{\pi} \{1 + (\mu_0^{\alpha}) Z(\mu_0^{\alpha})\} \quad (12)$$

توصیف می‌شوند. بعد از محاسبه میدان الکتریکی لیزر و چگالی جریان الکتریکی، جذب برخوردی بصورت زیر

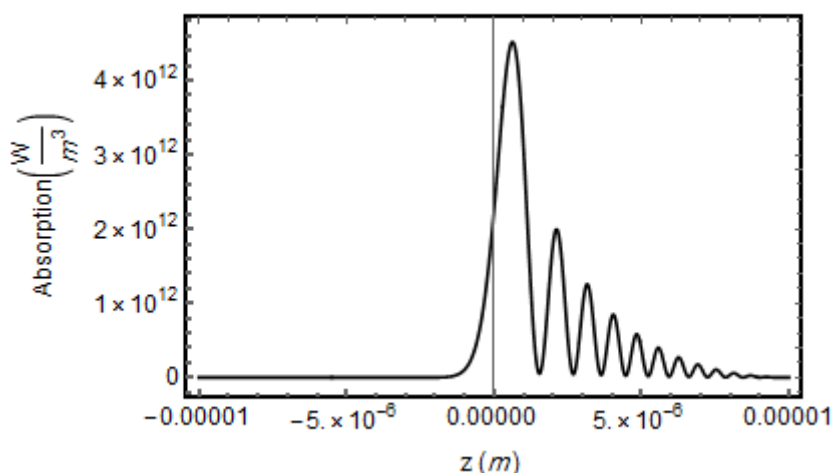
$$\overline{IBA} = \langle \vec{E} \cdot \vec{j} \rangle = - \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}^2 n_{\alpha}}{m_{\alpha} v_T k_{\parallel} \pi^{\frac{1}{2}}} Z(\mu_{-1}^{\alpha}) |\vec{E}(z, t)|^2 \quad (13)$$

نوشته شده و پس از حل عددی، میزان جذب برخوردی بدست می‌آید.

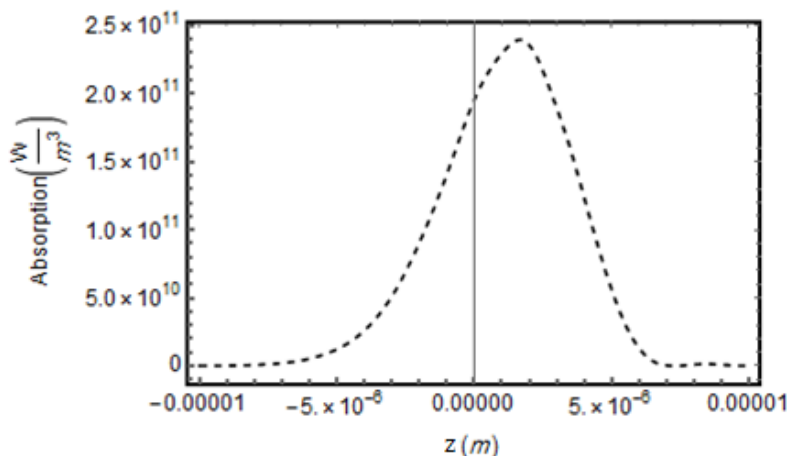
۳. نتایج محاسبات

با حل عددی میدان الکتریکی لیزر و تعیین چگالی جریان الکتریکی، جذب برخوردی در رهیافت همجوشی مغناطوس-لختی با کمک معادله (۱۳) بدست می‌آید. پس از محاسبه جذب برخوردی اثر پارامترهای فیزیکی مثل طول موج لیزر و میدان مغناطیسی دانه‌ای بر روی جذب قابل بررسی است. با در نظر گرفتن دو لیزر متفاوت با طول موج‌های $\lambda = 1.06 \mu m$ و $10.6 \mu m$ ، ابتدا اثر طول موج بر جذب برخوردی تعیین می‌شود.

شکل شماره ۱ میزان جذب برخوردی برحسب طول پلاسمای تشکیل شده (Z) در برهم‌کنش لیزر-پلازما به‌ازای طول موج $\lambda = 1.06 \mu m$ را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود جذب برخوردی نزدیک لایه بحرانی ($z=0$) بالاترین میزان را داراست. مقدار جذب به‌ازای این طول موج نزدیک لایه بحرانی تقریباً برابر است با $4.5 \times 10^{12} W/m^3$ در صورتیکه مقدار جذب برخوردی برحسب Z ، به‌ازای $\lambda = 10.6 \mu m$ در نزدیکی لایه بحرانی برابر با $2.5 \times 10^{11} W/m^3$ می‌باشد (شکل ۲). در این شکل‌ها سایر پارامترهای فیزیکی مانند میدان دانه‌ای برابر با یک تسلا و دمای الکترون‌های پلازما ۱۰ کیلو الکترون ولت در نظر گرفته شده‌اند. طول پلاسمای تشکیل شده نیز 0.00001 متر است.

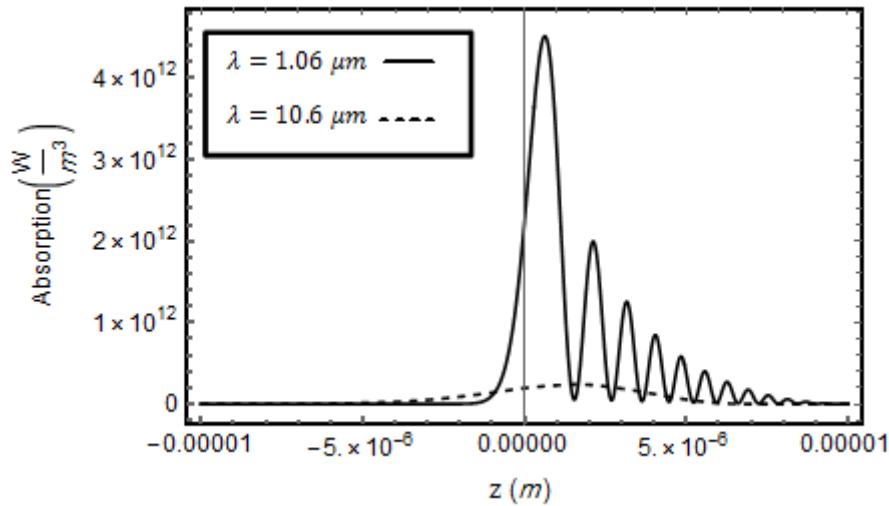


شکل ۱. جذب برخوردی (W/m^3) برحسب فاصله به‌ازای طول موج $\lambda = 1.06 \mu m$ ، میدان دانه‌ای $B_0 = 1T$ ، دمای الکترون $T_e = 10 keV$ و طول مشخصه پلازما $L = 10^{-5}m$



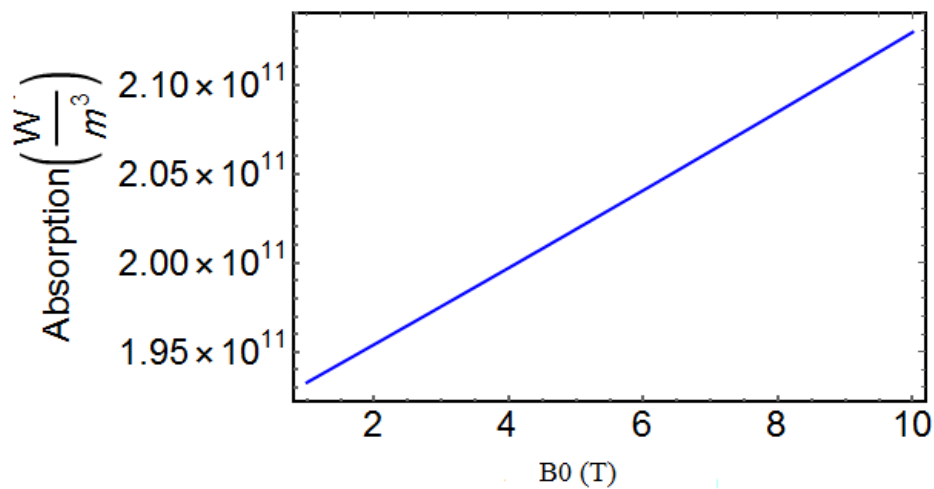
شکل ۲. جذب برخوردی (W/m^3) برحسب فاصله به‌ازای طول موج $\lambda = 10.6 \mu m$ ، میدان دانه‌ای $B_0 = 1T$ ، دمای الکترون $T_e = 10 keV$ و طول مشخصه پلازما $L = 10^{-5}m$

اگر شکل‌های بالا را در شکل ۳ با یکدیگر مقایسه کنیم می‌توان تأثیر طول موج لیزر بر روی جذب برخوردی را به‌سادگی مشاهده کرد. شکل ۳ نشان می‌دهد که میزان جذب برخوردی در یک پلاسمای مغناطیسی و غیرهمگن، به‌ازای طول موج کوتاهتر، بیشتر است که این نتیجه قبلاً برای پلاسماهای غیرمغناطیسی و همگن نیز بدست آمده بود [۶]. در این شکل، خط مشکی میزان جذب برخوردی برحسب فاصله برای طول موج کوتاهتر ($\lambda = 1.06 \mu m$) را نشان می‌دهد و خط چین بیانگر مقدار جذب به‌ازای طول موج بلندتر ($\lambda = 10.6 \mu m$) است.



شکل ۳. جذب برخوردی (W/m^3) برحسب فاصله به‌ازای دو طول موج مختلف. میدان دانه‌ای $B_0 = 1T$ ، دمای الکترون $T_e = 10 keV$ و طول مشخصه پلاسما $L = 10^{-5}m$

پارامتر فیزیکی دیگری که اثر آن بر روی جذب برخوردی بررسی شده، پارامتر میدان مغناطیسی دانه‌ای است. میدان مغناطیسی دانه‌ای یک میدان آغازگر در همجوشی مغناطو-لختی است که در هدف، تعبیه شده و سپس نور لیزر به آن تابیده می‌شود. شکل ۴ میزان جذب برخوردی برحسب میدان مغناطیسی دانه‌ای بکار رفته در رهیافت همجوشی مغناطو-لختی را نشان می‌دهد.



شکل ۴. جذب برخوردی (W/m^3) برحسب میدان دانه‌ای B_0 ، به‌ازای طول موج $\lambda = 10.6 \mu m$ ، دمای الکترون $T_e = 10 keV$

همان‌طور که مشاهده می‌شود میزان جذب برخوردی به ازای B_0 ، به کندی تغییر می‌کند. بطوریکه وقتی میدان از ۱ تا ۱۰ تسلا تغییر می‌کند، میزان تغییر جذب تابش ترمزی معکوس (جذب برخوردی) ناچیز است. این شکل به‌ازای طول موج $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ رسم و دمای الکترون‌های ۱۰ کیلو الکترون‌ولت در نظر گرفته شده است.

۴. نتیجه‌گیری

در این کار، جذب برخوردی در رهیافت همجوشی مغناطو-لختی محاسبه شده است. برای تعیین جذب با استفاده از تئوری جنبشی و معادله فوکر-پلانک اولین تابع توزیع الکترون در پلاسمای مغناطیسی و غیرهمگن بدست می‌آید. سپس با کمک معادلات ماکسول، میدان الکتریکی لیزر بصورت عددی حل و چگالی جریان الکتریکی نیز تعیین می‌شود. نهایتاً با داشتن میدان الکتریکی لیزر و چگالی جریان الکتریکی جذب تابش ترمزی معکوس (جذب برخوردی) محاسبه می‌شود. سپس اثر دو پارامتر فیزیکی طول موج لیزر و میدان مغناطیسی دانه‌ای بر روی جذب برخورد بررسی می‌شود. نتایج محاسبات نشان می‌دهند که در پلاسمای مغناطیسی و غیرهمگن نیز میزان جذب برخوردی با افزایش طول موج لیزر، کاهش می‌یابد. همچنین با افزایش میدان دانه‌ای، تغییرات جذب برخوردی به کندی رو به افزایش است. بطوریکه می‌توان گفت اثر این میدان آغازگر بر روی جذب ناچیز است.

۵. مراجع

1. S. Pfalzner, *An Introduction to Inertial Confinement Fusion*. Taylor & Francis/CRC Press, (2006).
2. S.V. Ryzhkov. *Current state, problems, and prospects of thermonuclear facilities based on the magneto-inertial confinement of hot plasma*, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, **78**, 5, (2004).
3. I. Shkarofsky, T. Johnston, and M. Bachynski, *The particle kinetics of plasmas*. American Journal of Physics, **35**, 6, (1967).
4. W. C. Sy and M. Cotsaftis, *Wave propagation in a hot nonuniform magnetized plasma*. Plasma Physics, **21**, 12, (1979).
5. S. Belghit and A. Sid, *Stabilization effect of Weibel modes due to inverse bremsstrahlung absorption in laser fusion plasma using Krook collisions model*. Pramana, **87**, 6, (2016).
6. N. Firouzi Farrashbandi and M. Eslami-Kalantari, *Calculation of the inverse bremsstrahlung absorption in unmagnetized plasmas*. Contributions to Plasma Physics, **60**, 2, (2019).