

تأثیر یونها بر تابش دولایه‌های نسیبتی در پلاسماهای اخترفیزیکی

امیر محمد احدی^۱ و صمد سبحانیان^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز

پست الکترونیکی: ahadi_a@scu.ac.ir

۲. گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

پست الکترونیکی: sobhanian@tabrizu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۸۷/۱۰/۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۸/۶/۲۱)

چکیده

به دلیل نقش شتاب‌دهندگی، دولایه‌ها از اهمیت به‌سزایی در پلاسماها برخوردارند. در این مقاله توان و انرژی تابشی ناشی از شتابگیری ذرات باردار در دولایه‌های نسیبتی کیهانی مورد مطالعه قرار گرفته و سپس تأثیر حضور یونها در پلاسماهای چند نوعی که نمونه واقعی‌تری از پلاسماهای اخترفیزیکی‌اند بررسی شده است. با توجه به نقش شتابدهی دولایه‌ها، تابش نوعی اتلاف به حساب می‌آید ولی این تابش در تعیین برخی مشخصه‌های پلاسماهای اخترفیزیکی و سازوکارهای حادث شده در پلاسما، کاربرد دارد. نتایج نشان می‌دهند در پلاسماهای اخترفیزیکی این تابش تحت تأثیر مستقیم نوع و تعداد نسبی یونها اضافی می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: دولایه، تابش الکترومغناطیسی، پلاسماهای اخترفیزیکی

۱. مقدمه

این انرژی به ذرات باردار و حرکات جرمی در پلاسماهای مغناطیسی در نظر گرفته می‌شود [۳-۶]. با توجه به اهمیت دولایه‌ها و نقش مهمی که در پلاسماهای اخترفیزیکی و آزمایشگاهی در تولید باریکه‌های ذرات شتابدار دارند در چند سال اخیر مطالعات فراوانی در زمینه‌های نظری، تجربی و شبیه‌سازی این پدیده غیرخطی (دولایه) انجام گرفته است که علاقمندان می‌توانند به مراجع پایان این مقاله و مأخذهای فراوان آنها مراجعه نمایند [۶-۱۱]. خواص تابشی دولایه‌ها به‌عنوان یکی از ویژگیهای مهم، با توجه به نقش منحصر به فرد تابش در تعیین وانتقال اطلاعات در پدیده‌های فیزیکی، در سالیان اخیر مورد توجه پژوهشگران این شاخه قرار گرفته است [۲ و ۱۲-۱۶]. اولین بار برووسکی در سال ۱۹۸۶ ایده تابش دولایه‌ها در پلاسماهای اخترفیزیکی را، برای تابش از کهکشانها که حامل

اغلب اطلاعات ما از فضا از طریق تابشهای الکترومغناطیسی به دست می‌آیند و از طرفی نیز می‌دانیم بیش از ۹۹ درصد ماده در فضا در حالت پلاسما می‌باشد [۱]. تحقیقات نشان می‌دهند تابشهای الکترومغناطیسی اغلب از نواحی‌ای می‌آیند که پلاسماها با سرعت‌های مختلف در حال برهم‌کنش با هم می‌باشند [۲]. جریانهای ایجاد شده ناشی از حرکت پلاسماها هرگاه از یک مقدار بحرانی بیشتر شوند منجر به تشکیل دولایه‌ها می‌گردند [۳]. حضور دولایه‌ها در پلاسماهای اخترفیزیکی و نقش شتابدهی آنها در تولید باریکه‌های ذرات باردار شتابدار ابتدا به وسیله آلفون و کارلکوویست پیشنهاد و بسط داده شد [۴]. در چرخه‌های کیهانی نیز، دولایه‌ها به عنوان سازوکاری برای آزاد سازی انرژی مغناطیسی ذخیره شده در این چرخه‌ها و تحویل

پلاسماهای اخترفیزیکی به کار برده‌ایم. پنجمین بخش به بررسی تأثیر حضور یونهای اضافی در پلاسماهای چند نوعی بر تابش دولایه‌ای و مقایسه آن با پلاسماهای ساده (الکترون-یون) اختصاص یافته است. در بخش پایانی نیز بحث و نتیجه‌گیری آورده شده است.

۲. الگویی برای دولایه نسبتی

دولایه مورد نظر می‌تواند ذرات را تا سرعت‌های نسبتی شتابدار نماید. ضخامت دولایه را d و افت پتانسیل آن را V_{DL} را در نظرمی‌گیریم به طوری که، مطابق شکل ۱، مرز آندی در $x=0$ و مرز کاتدی در $x=d$ قرار داشته و پتانسیل مرز آندی $\Phi = V_{DL}$ و مرز کاتدی نیز، $\Phi = 0$ فرض می‌شود.

در مرزها میدان الکتریکی (باتوجه به شرایط عمومی پلاسمها) صفر تعریف می‌شود که اشاره به خنثی بودن لایه در حالت کلی دارد.

برای محاسبه افت پتانسیل دولایه، از پایستگی انرژی آغاز می‌کنیم:

$$(e\Phi)^2 = P^2 c^2 + m_e^2 c^4, \quad (1)$$

که در آن $p = \gamma m_e v$ تکانه نسبتی ذرات می‌باشد. با توجه به اینکه ذرات با بار مخالف در جهات مخالف شتاب می‌گیرند، پتانسیلهای متفاوتی را در طول مسیر احساس می‌کنند. با این فرض که الکترونها در پتانسیل ϕ و یونها در پتانسیل $\phi_1 = V_{DL} - \phi$ حرکت می‌کنند، سرعت یونها و الکترونها به صورت زیر قابل محاسبه است:

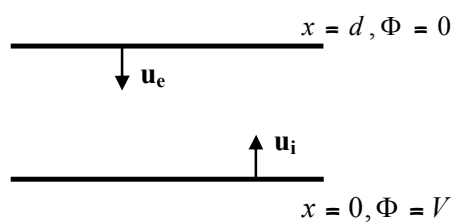
$$u_i = \frac{c(\phi_1^2 + 2V_i\phi_1)^{1/2}}{V_i + \phi_1},$$

$$u_e = -\frac{c(\phi^2 + 2V_e\phi)^{1/2}}{V_e + \phi}, \quad (2)$$

در روابط فوق $V_e = \frac{m_e c^2}{e} \approx 5/11 \times 10^5 V$ و

$$V_i = \frac{m_i c^2}{e} \approx 9/39 \times 10^8 V \text{ می‌باشد.}$$

اگر چگالی جریانهای الکترونی و یونی به صورت $j_e = -en_e u_e$ و $j_i = Zen_i u_i$ باشند، با استفاده



شکل ۱. تصویر طرح‌وار از الگوی دولایه‌ای یک بعدی را نشان می‌دهد. دولایه دارای ضخامت d و افت پتانسیل V_{DL} می‌باشد. یونها و الکترونها با سرعت صفر از مرز آندی و مرز کاتدی گسیل می‌شوند، سپس در جهات مخالف شتاب می‌گیرند.

جریانی از مرتبه $I = 10^{17} A$ می‌باشند، پیشنهاد و مورد بحث قرار داد [۱۲] اولین مدل نظری برای تابش دولایه‌ها به وسیله کوئیزرز ارائه شد [۱۳ و ۱۴]. پس از آن والورک در ۱۹۹۳ توانست به طور تجربی تابش الکترومغناطیسی دولایه‌ها در پلاسمای آزمایشگاهی را آشکارسازی کند [۱۵]. گونل و همکارانش نیز ضمن بررسی تجربی تابش فرکانس بالای دولایه‌ها نشان دادند که دولایه‌ها بخشی از انرژی در دسترس خود را صرف تهییج نوسانات (امواج) می‌کنند و تمام انرژی خود را به ذرات منتقل نمی‌کنند [۱۶].

نظر به اینکه بسیاری از دولایه‌ها در فضا ذرات را تا سرعت‌های نسبتی شتابدار می‌کنند لزوم بررسی نظری سازوکار شتابگیری ذرات و تابش دولایه‌ها ضروری می‌نماید. در این مقاله به کمک الگویی که کارلکوئیست برای افت پتانسیل یک دولایه نسبتی به کار برده [۳]، انرژی تابشی دولایه‌ها در رژیم نسبتی را مورد مطالعه قرار داده و سپس نتایج را برای پلاسماهای چند نوعی تعمیم داده‌ایم.

بخشهای مختلف مقاله بدین ترتیب است که در بخش دوم ابتدا افت پتانسیل یک دولایه نسبتی یک بعدی را مورد بررسی قرار داده و به کمک آن توان و انرژی در دسترس دولایه را محاسبه کرده‌ایم. سپس در بخش سوم با علم به اینکه شتابگیری ذرات باردار تابش الکترومغناطیسی ساطع می‌کند، توان و انرژی تابشی ذرات شتاب یافته توسط دولایه را در رژیم نسبتی به دست آورده‌ایم. در بخش چهارم نتایج را برای زبان‌های خورشیدی و پلاسمای کهکشانی به عنوان دو نمونه از

از رابطه (۴) افت پتانسیل دولایه قابل محاسبه است، ولی باید دقت داشت که با خروج باریکه‌های ذرات شتابدار از دولایه، به پلاسمای محیط فشار وارد شده و در نتیجه دولایه می‌تواند منبسط شود و همان طور که از روابط برمی‌آید افزایش ضخامت دولایه، افزایش افت پتانسیل عرضی را در پی دارد. افت پتانسیل عرضی زمانی که ضخامت دولایه در حدود شعاع مدار باشد به مقدار بیشینه‌اش نزدیک می‌شود [۳]، بنابراین با جایگذاری $d =$ داریم:

$$V_{DLM_{max}} \approx \left(\frac{V_i j_e r_e^2}{4 \epsilon_0 c} \right)^{1/2},$$

ویا:

$$V_{DLM_{max}} \approx \left(\frac{V_i I}{4 \pi \epsilon_0 c} \right)^{1/2}. \quad (۸)$$

۳. توان و انرژی تابشی

همان گونه که از الکتروپدینامیک کلاسیک می‌دانیم ذره باردار شتابدار، می‌تواند تابش الکترومغناطیسی ساطع نماید. بنابراین ذرات شتابدار در دولایه می‌توانند گسیل الکترومغناطیسی داشته باشند و این تابش معرف دولایه‌ای است که ذرات را شتاب داده است.

تابش ذره در دولایه صرفاً در اثر شتابگیری در میدان الکتریکی بوده و میدان مغناطیسی نقشی در شتابدهی ذرات ندارد [۱۳]. ضمناً با توجه به اینکه دولایه‌ها به عنوان یکی از سازوکارهای شتابدهی ذرات مطرحند این تابش می‌تواند نوعی اتلاف انرژی توسط دولایه به حساب آید.

در دولایه‌های اخت‌فیزیکی به دلیل افت پتانسیل شدید، میدانهای الکتریکی بسیار قوی ایجاد می‌شوند که ذرات را تا سرعت‌های نسبی شتاب می‌دهند. بنابراین در محاسبه توان تابشی ذره باید از رژیم نسبی بهره گرفت. از الکتروپدینامیک [۱۷]، برای توان تابشی یک ذره نسبی داریم:

$$P = \frac{2q^2 \gamma^6 \left(\dot{\beta}^2 - (\beta \times \dot{\beta})^2 \right)}{4\pi c}. \quad (۹)$$

در رابطه فوق γ ضریب لورنتز و β نسبت v/c می‌باشد.

با توجه به اینکه در شتابگیری تحت میدان الکتریکی راستای

از سرعت‌های محاسبه شده ذرات در بالا می‌توان چگالی ذرات را از این روابط استخراج کرد. با جایگذاری چگالی ذرات در معادله پواسون داریم:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{e(Zn_i - n_e)}{\epsilon_0} = \frac{j_e}{\epsilon_0 c} \frac{V_e + \phi}{(\phi^2 + 2\phi V_e)^{1/2}} - \frac{j_i}{\epsilon_0 c} \frac{V_i + \phi}{(\phi^2 + 2V_i \phi)^{1/2}}. \quad (۳)$$

با انتگرال‌گیری از رابطه فوق و اعمال شرایط مرزی، که همانا صفر شدن میدان الکتریکی در مرزها است، خواهیم دید در رژیم نسبی، چگالی جریان یونی با چگالی جریان الکترونی تقریباً برابر است [۳]، و بنابراین افت پتانسیل دولایه به صورت زیر قابل تعیین است:

$$V_{DL} = \left(\frac{V_i j d^2}{4 \epsilon_0 c} \right)^{1/2}, \quad (۴)$$

که در آن $j = j_i + j_e$ می‌باشد.

مشاهدات نشان می‌دهند که جریان‌ات الکتریکی در پلاسمای فضایی اغلب تمایل به جریان در رشته‌های باریک و یا ورقه‌های جریان دارند، بنابراین شانس بهینه برای ایجاد دولایه‌های فضایی در تشکیل رشته‌های جریان می‌باشد [۹].

اگر پلاسمای رشته‌ای با شعاع مقطع r و حامل چگالی جریان j فرض شود، شدت جریان رشته $I = \pi r^2 j$ خواهد بود و با فرض اینکه طول مقیاس مدار برابر l باشد، مدار خود القایی از مرتبه $L \approx \mu_0 l$ خواهد داشت. بنابراین می‌توان انرژی مغناطیسی زیر را در مدار ذخیره شده دانست:

$$W_B = \frac{LI^2}{2} \approx \frac{\mu_0 I^2 l}{2}. \quad (۵)$$

حال اگر دولایه‌ای با افت پتانسیل V_{DL} در این رشته تشکیل شود، توان زیر توسط دولایه صرف شتابدهی ذرات باردار می‌گردد:

$$P_{DL} \approx I V_{DL}. \quad (۶)$$

با توجه به مطالب فوق، ثابت زمانی آزاد سازی انرژی مغناطیسی مدار به وسیله دولایه و تحویل این انرژی به ذرات باردار را می‌توان به صورت زیر به دست آورد:

$$\tau = \frac{W_B}{P_{DL}} \approx \frac{\mu_0 I l}{2 V_{DL}}. \quad (۷)$$

دست آمده، در حدود $\tau_B \approx 2 \times 10^2 s$ به دست می‌آید. با به کارگیری روابط نسبیتی برای محاسبه γ_i ها و فرض اینکه جریانات فقط توسط الکترونها و پروتونها با شار $\psi \approx \frac{I}{2e} \approx 10^{30} \frac{1}{s}$ حمل می‌شود، توان تابشی دولایه از رابطه (۱۱) برابر $P_{rad} \approx 6 \times 10^{18} W$ و انرژی تابشی در یک ثابت زمانی $W_{rad} \approx 1/25 \times 10^{21} J$ به دست می‌آید.

۲.۴. مدار کهکشانی

در تعمیم مدارات الکتریکی موجود در هیلوسفر، برطبق پیشنهاد آلفون [۱۸]، در مقیاس کیهانی یک مدار الکتریکی می‌توان فرض کرد که جریان آن به وسیله عمل دیناموی کهکشان چرخان استنتاج می‌شود.

برای یک کهکشان جریان رشته‌ای از مرتبه $10^{19} - 10^{17} A$ و شعاع رشته‌ای در حدود $10^{21} m \approx 10^5 LY$ می‌باشد. بنابراین افت پتانسیل عرضی بیشینه $V_{DLM_{ax}} \approx 10^{14} V$ حاصل می‌شود. از طرفی خود القایی مدار در حدود $10^{15} H$ خواهد بود و در نتیجه انرژی مغناطیسی $W_B \approx 5 \times 10^{49} J$ در مدار فوق ذخیره می‌شود. ثابت زمانی مدار کهکشانی تقریباً $\tau \approx 2 \times 10^{18} s$ است که با شاری از مرتبه $\psi \approx \frac{I}{2e} \approx 10^{26} s^{-1}$ برای الکترونها و پروتونها توان تابشی دولایه کهکشانی از رابطه (۱۱)، $P_{rad} \approx 2/5 \times 10^{28} W$ به دست می‌آید. همچنین در یک ثابت زمانی انرژی تابشی برابر $W_{rad} \approx 5 \times 10^{46} J$ در فضا ساطع می‌شود.

۳.۴. مقایسه با نتایج مشاهداتی

ذرات بسیار پر انرژی خارج شده از زبانه‌های خورشیدی در مشاهدات تجربی آشکارسازی شده‌اند که از آن جمله می‌توان به گسیل نوترونهای با انرژی بالا از خورشید اشاره کرد [۱۹]. نتایج مشاهداتی منتشر شده به وسیله چاپ [۱۹]، که پس از ارائه و دریافت یک اشعه گاما (که نمایانگر وقوع یک زبانه می‌باشد) ثبت گردید، وجود نوترونهایی با حداقل انرژی $6 \times 10^8 eV$ را در روی زمین نشان داد. برای تولید این گونه نوترونها، باید پروتونها

سرعت و شتاب یکسان است، جمله دوم در صورت کسر رابطه فوق (که حاصلضرب خارجی سرعت در شتاب می‌باشد) صفر می‌شود. با استفاده از قانون دوم نیوتن و جایگزینی میدان الکتریکی به جای شتاب، رابطه بالا به شکل زیر تقلیل می‌یابد:

$$P = \frac{2q^4 E^2 \gamma^4}{3c^3 m^2} \quad (10)$$

در رابطه اخیر E شدت میدان الکتریکی را بیان می‌کند. از رابطه فوق چنین برمی‌آید که به دلیل لختی کم الکترونها نسبت به یونها، تابش الکترونی بسیار بیشتر از تابش یونی خواهد بود. اگر پلاسما از چندین نوع ذره تشکیل شده باشد و تعداد ذرات نوع i را با N_i نمایش دهیم توان کل تابشی، جمع تابش تمام انواع ذرات است:

$$P_{tot} = \sum_i \frac{2q_i^4 \gamma_i^4 E^2 N_i}{3c^3 m_{oi}^2} \quad (11)$$

بنابراین انرژی تابشی کل دو لایه در چرخه کامل (در یک ثابت زمانی) می‌شود:

$$W_{rad} = \tau P_{tot} = \sum_i \frac{2q_i^4 \gamma_i^4 E^2 N_i \tau}{3c^3 m_{oi}^2} \quad (12)$$

۴. کاربرد در پلاسماهای فضایی

به منظور اینکه بدانیم چه کسری از انرژی مغناطیسی در دسترس دولایه به صورت انرژی تابشی ذرات ساطع می‌شود نتایج را برای دو نمونه از مدارهای پلاسمایی، که مشخصات مداری آنها را می‌دانیم، به کار می‌بریم:

۱.۴. زبانه خورشیدی

از مشاهدات داریم که در زبانه خورشیدی جریانی در حدود $10^{12} - 10^{11} A$ در رشته‌های جریانی جاری است. شعاع رشته در حدود $10^8 m$ بوده که افت پتانسیل عرضی حداکثری $V_{DLM_{ax}} \approx 9 \times 10^{10} V$ را برای دولایه مربوطه ارائه می‌دهد [۳]. همچنین مدار الکتریکی متناظر دارای خود القای $10^2 H$ است. در نتیجه از رابطه (۵) انرژی مغناطیسی $W_B \approx 5 \times 10^{24} J$ در مدار ذخیره می‌شود. ثابت زمانی مدار نیز طبق رابطه (۷) و با توجه به افت پتانسیل به

این است که برای سادگی پلاسما را شامل الکترون، پروتون و یک نوع یون اضافه شده در نظر می‌گیریم. تعمیم نتایج به حالات دیگر به راحتی امکان‌پذیر است. در صورتی که نوع یون اضافه شده با بار منفی در پلاسما ظاهر شود، با فرض ثابت ماندن پروتونهای اولیه، باید تعداد الکترونها از تعداد تعادلی اولیه‌شان کاهش یابد تا شرط خنثی بودن بار برقرار بماند و برعکس حضور یونهای مثبت باردار در پلاسما، افزایش الکترونها را در شرایط مشابه دنبال دارد.

اگر نوع یونی با بار q_n و تعداد N_n در پلاسما ظاهر شود از شرط خنثی بودن برداریم:

$$N_e - N_e + \frac{q_n}{e} N_n = 0, \quad (13)$$

$$\frac{N_e}{N_e} = 1 + \frac{q_n}{e} \frac{N_n}{N_e},$$

که N_e تعداد تعادلی پروتونها و الکترونها در تعادل اولیه و در غیاب یونهای اضافی می‌باشد. بنابراین از رابطه (۱۱) توان تابشی کل به شکل زیر قابل بیان است:

$$P_{rad} = \frac{2e^2 E^2 \gamma_e^2 N_e}{3c^3 m_e^2} + \frac{2e^2 E^2 \gamma_p^2 N_p}{3c^3 m_p^2} + \frac{2q_n^2 E^2 \gamma_n^2 N_n}{3c^3 m_n^2}, \quad (14)$$

که m_i جرم سکون انواع ذرات می‌باشد و γ_i نیز ضریب لورنتز برای هر دسته از ذرات است. با توجه به جرم زیاد یونها و پروتونها نسبت به الکترونها، توان تابشی آنها در مقایسه با توان تابشی الکترونها بسیار ناچیز است و در رابطه توان از دو جمله آخر می‌توان صرف‌نظر کرد، با ترکیب روابط (۱۳) و (۱۴) خواهیم داشت:

$$P_{rad} = \frac{2e^2 E^2 \gamma_p^2 N_p}{3c^3 m_p^2} \left(1 + \frac{q_n}{e} \frac{N_n}{N_e}\right). \quad (15)$$

رابطه (۱۵) توان تابشی یک دولایه نسبی در پلاسما فضای فضا را به دست می‌دهد. تأثیر حضور یونهای اضافی در توان تابشی با جمله داخل پرانتز در رابطه (۱۵) داده می‌شود که نشان می‌دهد هرگاه نوع یونی دارای بار منفی (مثبت) باشد، توان تابشی دولایه نسبت به حالت عدم حضور نوع یونی کاهش (افزایش) می‌یابد. این کاهش (افزایش) نسبت مستقیم با تعداد نسبی و میزان بار نوع یونی دارد.

تا انرژی‌هایی از مرتبه گیگاالکترون‌ولت و در یک بازه زمانی متناسب با زمان ارائه تپ انفجاری شتابدهی شوند. این زمان کوتاه (که برای زبانه خورشیدی حدود ۲۰ ثانیه می‌باشد) قیدی جدی را بر روی خواص شتابدهنده ذرات، که در ناحیه زبانه عمل می‌کند، اعمال می‌کند. از طرفی با توجه به بخش ۴-۱، وجود جریانهایی در حدود 10^{11} - 10^{12} A در زبانه خورشیدی، افت پتانسیل بیشینه $V_{DLMmax} \approx 9 \times 10^8$ V را، طبق محاسبات، برای دولایه به دست داد. بنابراین در مقایسه با نتایج مشاهدات تجربی، دولایه‌ای با مشخص شده در بخشهای قبل می‌تواند شتابدهی پروتونها را در زبانه خورشیدی برعهده داشته باشد. با توجه به شار ذرات ورودی محاسبه شده به دولایه $(\psi \approx \frac{I}{re} \approx 10^{20} \frac{1}{s})$ و زمان ناچیز شتابگیری هر ذره در درون دولایه (کسری از ثانیه) و همچنین زمان ارائه تپ $(\tau_B \approx 20 \text{ ns})$ ، دولایه بررسی شده می‌تواند باریکه‌ای از پروتونها مشتمل بر $N = 20 \Psi = 2 \times 10^{31}$ ذره را در مدت ارائه تپ انفجاری و تا انرژی چند گیگاالکترون‌ولت تولید کند، بنابراین قیدها و شرایط لازم نتایج مشاهداتی را برآورده نماید [۳].

برای دولایه کیهانی نیز بررسی طیف انرژی باریکه‌های کیهانی ثبت شده از مشاهدات [۲۰] نشان دهنده وجود یک بیشینه در انرژی حدود 10^{15} eV می‌باشد. محاسبات بخش ۴-۲، بیشینه افت پتانسیل دولایه کیهانی را $V_{DLMmax} \approx 10^{14}$ V به دست داد، این افت پتانسیل یونهای آهن کاملاً یونیزه را می‌تواند تا انرژی 3×10^{15} eV شتابدار نماید (وجود ذرات با بار بزرگتر مثل دانه‌های غبار امکان کسب انرژی بیشتر را دارند). بنابراین دولایه ارائه شده، در مقیاس کیهانی نیز می‌تواند نتایج مشاهداتی را توجیه نماید و می‌تواند به عنوان سازوکاری برای شتابدهی ذرات کیهانی و تولید باریکه‌های کیهانی مطرح باشد.

۵. تأثیر حضور یونها بر تابش دولایه

یونهای سنگین به طور فراوان و به عنوان مولفه‌های کم جمعیت در پلاسماهای فضایی ظاهر می‌شوند [۹]، بنابراین بررسی حضور یونهای اضافی بر تابش دولایه‌ها جالب توجه خواهد بود. فرض بر

۶. نتیجه گیری

شتابگیری ذرات در دولایه‌های کیهانی تابشهایی را در پی دارد که با آشکارسازی این تابشها می‌توان وجود دولایه‌ها، ساختار آنها و سازوکارهای موجود در آنها را تشخیص و از آنها برای معین نمودن برخی خواص دینامیکی سیستمهای کیهانی همانند چگونگی شتابگیری ذرات باردار، چگونگی انتقال انرژی در دسترس دولایه به ذرات باردار و... استفاده کرد. همان گونه که از روابط حاصله برمی‌آید در پلاسماهای معمولی اختر فیزیکی (پلاسماهای

مراجع

- Bougeret, *Proceedings of the Tenth International Solar Wind Conference* (2003) 513.
12. J Borovesky, *Astrophys. J.*, **306** (1986) 451.
 13. J Kuijpers, *Proceeding Conference of Basic plasma process. on the sun* (1990) 365.
 14. J Kuijpers, L Fletcher, M Abada-Simon, K D Horne, M A Raadu, G Ramsay, D Steeghs, *Astro. & Astrophys.*, **322** (1997) 242.
 15. M Volwerk, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **26** (1993) 1192.
 16. H. Gunell, N. Brenning, S. Torven, *J. Physics D: Appl. Physics*, **29** (1996) 643.
 17. D Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, New York (1999) 666.
 18. H Alfven, *Astrophys. & Space Sci.*, **54** (1978) 487.
 19. E L Chupp et al., *Astro. Phys. J.*, **263** (1982) L95.
 20. H Alfven, *Tellus*, **11** (1959) 106.
 1. F F Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Plenum Press (1984).
 2. N Brenning, M E, Koepke, I Axnas, M A Raadu, *Contribution to the 12th ICPP, NICE*, Oct. (2004).
 3. P Carlqvist, *IEEE Trans on Plasma Sci*, **14**, 6 (1986) 794.
 4. H Alfven, P Carlqvist, *Solar Phys*, **1**(1967) 220.
 5. F Verheest, T Cattaert, R L Mace, M A Hellberg, *Phys. of Plasmas*, **13** (2006) 042301.
 6. M A Raadu, *Phys. Reports*, **178**, 2 (1989) 25.
 7. P P Goldstein, *J. Cosmic Research*, **41**, 4 (2003) 349.
 8. L P Block, *Astrophys & Space Sci.*, **55** (1978) 59.
 9. M A Raadu, J J Rasmussen, *Astrophys & Space Sci.*, **144** (1988) 43.
 10. F F Chen, *Phys. of Plasmas*, **13** (2006) 034502.
 11. C Salem, C Lacombe, A Mangeney, P J Kellogg, J L