



دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش لیزر

بررسی تأثیر شکل تپ و میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بر روی

شتاب‌دهی الکترون در شتاب‌دهنده‌های میدان ردپای لیزر

استاد راهنما:

دکتر حسن رنجبرعسکری

دانشجو:

اکرم شهیدانی

مهر ماه ۱۳۸۹

چکیده

از آنجا که ذرات باردار شتابدار در زمینه‌های زیادی از جمله دارویی و پزشکی، شیمی، فیزیک و علم مواد کاربردهای فراوانی دارند، در سال‌های اخیر شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی از اهمیت زیادی برخوردارند. در این پایان‌نامه با در نظر گرفتن شکل تپ به صورت گوسی، شبه‌گوسی، گوسی‌مستطیلی و مستطیلی‌مثلثی، تأثیر شکل تپ لیزر بر روی میزان شتابدهی الکترون مورد بررسی قرار خواهد گرفت. همچنین با اعمال میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی، به عنوان عامل اختلالی دوم، به محیط پلاسما، میدان ردپا و انرژی منتقل شده به الکترون محاسبه و بررسی خواهد شد. با فرض این که پلاسما سرد و غیربرخوردی است، با استفاده از معادلات ماکسول و انتقال، روابط حاکم بر برهم‌کنش تپ لیزر و پلاسما و در نهایت رابطه‌ی بین پتانسیل ردپا و میدان الکتریکی، تپ لیزر به دست خواهد آمد. با توجه به این رابطه، شکل تپ در اندازه‌ی میدان ردپا مؤثر می‌باشد. همچنین انرژی منتقل شده به الکترون در فرآیند شتاب‌دهی، برای هر چهار تپ ذکر شده محاسبه و نمودارهای مربوط به آن‌ها در حضور و غیاب میدان مغناطیسی خارجی رسم و بررسی شده‌اند.

فصل اول: مقدمه

۱- مقدمه..... ۲

فصل دوم: مقدمه‌ای بر فیزیک پلاسما

۱-۲- مقدمه..... ۷

۲-۲- تعریف کلی پلاسما..... ۹

۳-۲- ویژگی‌های مهم پلاسما..... ۹

۱-۳-۲- شبه خنثایی..... ۱۰

۲-۳-۲- حفاظ الکتریکی دبای..... ۱۰

۳-۳-۲- خاصیت تجمعی..... ۱۱

۴-۲- معادلات حاکم بر محیط پلاسما..... ۱۲

۱-۴-۲- معادله‌ی انتقال جرم..... ۱۴

۲-۴-۲- معادله‌ی انتقال تکانه..... ۱۴

۳-۴-۲- معادله‌ی انتقال انرژی..... ۱۵

۵-۲- انواع پلاسما..... ۱۶

۱-۵-۲- پلاسمای کوانتومی..... ۱۷

۶-۲- انتشار تپ لیزر در پلاسما..... ۱۸

فصل سوم: مروری بر اپتیک غیرخطی و شتاب‌دهی الکترون

۱-۳- مقدمه..... ۲۱

۲-۳- تعریف اپتیک غیر خطی..... ۲۲

۱-۲-۳- فشار اثرگذار..... ۲۲

۳-۳- مروری بر شتاب‌دهی ذرات باردار..... ۲۴

۱-۳-۳- فرآیند شتاب‌دهی الکترون در شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی..... ۲۵

۴-۳- روش‌های رایج برای شتاب‌دهی ذرات باردار..... ۲۶

۱-۴-۳- شتاب‌دهنده‌ی میدان ردپای لیزر (*LWFA*)..... ۲۷

۲۸	۲-۴-۳- شتاب‌دهنده‌ی میدان ردپای لیزر خود مدوله (SMLWFA).....
۲۹	۳-۴-۳- شتاب‌دهنده‌ی موج پلاسمایی به‌واسطه‌ی زنش (PBW).....
۳۰	۴-۴-۳- شتاب‌دهنده‌ی میدان ردپای ذرات.....
۳۰	۵-۴-۳- شتاب‌دهنده‌ی یون.....
	فصل چهارم: تأثیر شکل تپ لیزر و میدان مغناطیسی خارجی بر فرآیند شتاب‌دهی الکترون با تولید میدان ردپا در محیط پلاسما
۳۳	۱-۴- مقدمه.....
۳۴	۲-۴- معادلات حاکم بر، برهم کنش تپ لیزر با پلاسما.....
۳۷	۳-۴- تأثیر شکل تپ بر فرآیند شتاب‌دهی الکترون.....
۳۸	۱-۳-۴- تپ شبه‌گوسی (GL).....
۳۹	۲-۳-۴- تپ مستطیلی مثلثی (RT).....
۴۰	۳-۳-۴- تپ مستطیلی گوسی (RG).....
۴۲	۴-۴- تأثیر میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بر فرآیند شتاب‌دهی الکترون.....
۴۳	۱-۴-۴- تپ شبه‌گوسی (GL).....
۴۳	۲-۴-۴- تپ مستطیلی مثلثی (RT).....
۴۴	۳-۴-۴- تپ مستطیلی گوسی (RG).....
۴۵	۵-۴- انرژی منتقل شده به الکترون توسط میدان ردپا.....
۴۹	۶-۴- محاسبات عددی میدان الکتریکی ردپا.....
۵۳	۱-۶-۴- رسم نمودار تغییرات میدان ردپا بر حسب چگالی الکترونی محیط پلاسما.....
۵۴	۷-۴- محاسبات عددی انرژی منتقل شده به الکترون.....
	فصل پنجم: تأثیر شکل تپ گوسی و میدان مغناطیسی یکنواخت بر فرآیند شتاب‌دهی الکترون
۵۹	۱-۵- مقدمه.....
۵۹	۲-۵- تپ گوسی (G).....
۶۱	۳-۵- اعمال میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی.....
۶۱	۴-۵- رسم نمودار.....

فصل ششم: نتیجه گیری

۶-۱- نتیجه گیری.....۷۱

منابع.....۷۵

فهرست شکل‌ها

- شکل (۱-۲) - نحوه‌ی تبدیل چهار حالت ماده به یکدیگر ۸
- شکل (۲-۲) - نحوه‌ی انتشار تپ لیزر درون پلاسمای فروچگال و پلاسمای فراچگال ۱۹
- شکل (۱-۳) - نمایشی از مکانیزم شتاب‌دهی الکترون در پلازما ۲۶
- شکل (۲-۳) - موج پلاسمایی در مکانیزم شتاب‌دهی $LWFA$ ۲۸
- شکل (۳-۳) - (a) شتاب‌دهی میدان ردپای لیزر ($LWFA$)؛ (b) شتاب‌دهی میدان ردپای لیزر خودمدوله شده ($SMLWFA$) ۲۹
- شکل (۴-۳) - شتاب‌دهی میدان ردپای لیزر ($PBWA$) ۳۰
- شکل (۱-۴) - نمودار $E_{GL}(\xi)$ بر حسب ξ برای تپ شبه‌گوسی (GL) ۳۸
- شکل (۲-۴) - نمودار $E_{RT}(\xi)$ بر حسب ξ برای تپ مستطیلی مثلثی (RT) ۴۰
- شکل (۳-۴) - نمودار $E_{RG}(\xi)$ بر حسب ξ برای تپ مستطیلی گوسی (RG) ۴۱
- شکل (۴-۴) - نمودار $E_w - \xi$ برای تپ شبه‌گوسی در حالت (a) ۴۹
- شکل (۵-۴) - نمودار $E_w - \xi$ برای تپ شبه‌گوسی در حالت (b) ۵۰
- شکل (۶-۴) - نمودار $E_w - \xi$ برای تپ شبه‌گوسی. خط‌چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه‌چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده ۵۱
- شکل (۷-۴) - نمودار $E_w - \xi$ برای تپ شبه‌گوسی. خط‌چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه‌چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده ۵۱
- شکل (۸-۴) - نمودار $E_w - \xi$ برای تپ مستطیلی گوسی. خط‌چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه‌چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده ۵۲
- شکل (۹-۴) - نمودار $E_w - \xi$ برای تپ مستطیلی گوسی. خط‌چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه‌چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده ۵۳
- (۱۰-۴) - نمودار دامنه‌ی میدان ردپای تپ مستطیلی مثلثی در غیاب میدان مغناطیسی E_{owRT} ۵۴
- بر حسب چگالی پلازما n ۵۴
- شکل (۱۱-۴) - نمودار $\Delta W - \xi$ برای تپ شبه‌گوسی. خط‌چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه‌چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده ۵۵
- شکل (۱۲-۴) - نمودار $\Delta W - \xi$ برای تپ شبه‌گوسی. خط‌چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه‌چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده ۵۵
- شکل (۱۳-۴) - نمودار $\Delta W - \xi$ برای تپ گوسی مستطیلی. خط پر در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه‌چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده ۵۶

- شکل (۴-۱۴) - نمودار $\xi - \Delta W$ برای تپ مستطیلی مثلثی. خط ممتد در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه چین در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت اعمال شده..... ۵۷
- شکل (۵-۱) - نمودار $E_G(\xi)$ بر حسب ξ برای تپ گوسی (G)..... ۶۰
- شکل (۵-۲) - نمودار $\xi - E_w$ برای تپ گوسی شکل. خط چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه چین در حضور میدان مغناطیسی..... ۶۲
- شکل (۵-۳) - نمودار $\xi - E_w$ برای تپ گوسی شکل. خط چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه چین در حضور میدان مغناطیسی..... ۶۲
- شکل (۵-۴) - نمودار $\xi - \Delta W_w$ برای تپ گوسی شکل. خط چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه چین در حضور میدان مغناطیسی..... ۶۳
- شکل (۵-۵) - نمودار $\xi - \Delta W_w$ برای تپ گوسی شکل. خط چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه چین در حضور میدان مغناطیسی..... ۶۳
- شکل (۵-۶) - نمودار $\xi - E_w$ برای تپ گوسی شکل با شدت متفاوت و در غیاب میدان مغناطیسی. نقطه چین (a)، خط چین (b) و خط ممتد (c)..... ۶۴
- شکل (۵-۷) - نمودار $\xi - E_w$ برای تپ گوسی شکل با پهنای متفاوت و شدت یکسان در غیاب میدان مغناطیسی. نقطه چین (a)، خط چین (b) و خط ممتد (c)..... ۶۵
- شکل (۵-۸) - نمودار $\xi - E_w$ برای سه تپ گوسی شکل با پهنای متفاوت و انرژی یکسان در غیاب میدان مغناطیسی. نقطه چین (a)، خط چین (b) و خط ممتد (c)..... ۶۶
- شکل (۵-۹) - نمودار $n - E_{ow}$ برای تپ گوسی شکل. نقطه چین در حضور میدان مغناطیسی خارجی و خط چین در غیاب میدان مغناطیسی..... ۶۷
- شکل (۵-۱۰) - نمودار $\xi - E_{ow}$ برای چهار شکل تپ با انرژی یکسان. نقطه چین تپ گوسی، خط چین ریز تپ شبه گوسی، خط چین درشت تپ مستطیلی گوسی و خط پر تپ مستطیلی مثلثی..... ۶۸
- شکل (۵-۱۱) - نمودار $\tau - \Delta W$ برای تپ گوسی. خط چین در غیاب میدان مغناطیسی و نقطه چین در حضور میدان مغناطیسی $B_o = 10T$ ۶۹

فهرست جدول‌ها

۴۹.....	جدول (۱-۴).....
۵۰.....	جدول (۲-۴).....
۵۳.....	جدول (۳-۴).....
۶۲.....	جدول (۱-۵).....
۶۴.....	جدول (۲-۵).....
۶۵.....	جدول (۳-۵).....
۶۶.....	جدول (۴-۵).....
۶۸.....	جدول (۵-۵).....

فصل اول

مقدمه

از زمانی که دانشمندان فیزیک اتمی، در پی تبدیل یک اتم به اتم دیگر بودند ایده‌ی بمباران اتم و در نتیجه هسته‌ی اتم به‌عنوان هدف، توسط ذرات با سرعت بالا شکل گرفت. در ابتدا با اعمال اختلاف پتانسیل زیاد، در میدان‌های الکتریکی یا مغناطیسی بالا، این نتیجه حاصل شد. از آن‌جا که اعمال ولتاژ بالا باعث شکست^۱ محیط می‌شود، این روش با مشکل مواجه گردید [۱].

از زمان ساخت اولین شتاب‌دهنده‌ی سیکلوترون^۲ در دهه‌ی ۱۹۳۰، انرژی پیشینه‌ی ذرات شتاب داده شده در طی ۵۰ سال رشد بسیار چشمگیری کرده است. موفقیت این شتاب‌دهنده‌ها، منجر به پیشرفت عظیمی در فیزیک ذرات بنیادی و فیزیک هسته‌ای شده و کاربردهای مهم دارویی و صنعتی در جهان پیدا کرده است [۲]. هم‌چنین، مدل استاندارد فیزیک ذرات را اثبات و خواص کوارک‌ها^۳ و گلوئون‌ها^۴ را آشکارسازی می‌کند. هدف نهایی این شتاب‌دهنده‌های عظیم، آشکارسازی ذرات بنیادی و کشف اسرار خلقت جهان بعد از مه‌بانگ^۵، بازسازی و تکرار شرایط موجود در لحظات نخستین بعد از مه‌بانگ می‌باشد.

¹ Breakdown

² Cyclotron

³ Quarks

⁴ Gluons

⁵ Big bang

در حال حاضر شتاب‌دهنده‌ی ابر تصادم‌گر هادرونی^۱ (LHC)، که قسمتی از پروژه‌ی عظیم آزمایشگاهی $CERN$ ^۲، واقع در یک تونل ۲۷ کیلومتری است که در ۱۰۰ متری عمق زمین در زیر مرز سوییس و فرانسه در ژنو در حال ساخت می‌باشد، در پی شبیه‌سازی انفجار بزرگ^۳ (آزمایش مهبانگ) و آشکارسازی بوزون هیگز^۴ است، ذره‌ای که برای مقیاس‌بندی جرم تمام ذرات شناخته شده‌ی دیگر، مناسب است [۱]. هم‌اکنون ابعاد شتاب‌دهنده‌های رایج به چندین ده کیلومتر و هزینه‌ی ساخت آن‌ها به بیلیون دلار می‌رسد، از این‌رو در سال‌های اخیر، ساخت شتاب‌دهنده‌های جدید از جمله شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی که کوچک‌تر و ارزان‌تر هستند، مورد توجه مراکز علمی جهان قرار گرفته‌اند [۳]. اساس این شتاب‌دهنده‌ها محیط پلاسمای می‌باشد که دارای دو ویژگی مهم خنثایی بار و خاصیت تجمعی است. با وارد شدن عامل اختلالی به داخل این محیط، توزیع چگالی بر هم می‌خورد و یون‌ها و الکترون‌ها به گونه‌ای حرکت می‌کنند که اثر عامل اختلالی از بین برود. با تاباندن یک تپ با شدت بالا به درون یک پلاسمای کم‌چگال اثرات غیرخطی ظاهر می‌شود. یکی از مهم‌ترین این اثرات نیروی اثرگذار^۵ است که با منفی‌گرادیان شدت تپ متناسب است و سبب می‌شود الکترون‌ها در جهت بیشترین کاهش شدت، حرکت کنند پس جدایی بار رخ می‌دهد. میدان الکتریکی ردپای بسیار قوی و در نتیجه‌ی آن موج پلاسمایی در پشت سر تپ ایجاد می‌شود که به الکترون‌ها انرژی منتقل می‌کند و باعث شتاب گرفتن آن‌ها می‌شود.

اولین بار در سال ۱۹۷۹، عبور تپ‌های کوتاه لیزری از پلاسمای برای شتاب‌دهی الکترون توسط تاجیما و داوسون^۶ پیشنهاد شد. آزمایش‌ها و کارهای نظری فراوانی در این زمینه انجام شده‌است. در این شتاب‌دهنده‌ها، از طریق روش‌های مختلف، امواج پلاسمایی با دامنه‌ی بلند و با سرعت فازی نزدیک به سرعت نور ایجاد می‌شود. موج پلاسمایی در واقع یک اختلال چگالی الکترونی پلاسماست و یک موج طولی الکتروستاتیک می‌باشد و الکترون می‌تواند با سوار شدن بر روی این موج شتاب‌دار شود [۴].

بررسی تجربی روی میدان ردپای پلاسمای اولین بار توسط روسنزویک^۷ و همکارانش در سال ۱۹۸۸ صورت گرفت. آن‌ها خوشه‌های الکترونی فوق‌نسبیتی را در زمان بسیار کوتاه در پلاسمای کم‌چگال به کار بردند [۵]. در سال ۱۹۹۰ نیشیدا^۸ و همکارانش برای ایجاد میدان ردپا با طول زمانی بلند تپ، شکل‌های

¹ Large Hadron Collider

² European organization for Nuclear Research

³ Big bang

⁴ Higgs boson

⁵ Pondermotive force

⁶ Tajima & Dawson

⁷ Rosenzweig et al

⁸ Nishida et al

متنوعی را برای راندن الکترون مطرح کردند [۶]. آسی^۱ و همکارانش در سال ۱۹۹۳ نوعی از میدان ردپا را در پلاسمای سه عنصری مشاهده کردند [۷]. اخیراً والتون^۲ و همکارانش تولید امواج پلاسمایی نسبیتی را توسط موج زنشی با تپ کوتاه و شدت بالا به دست آورده‌اند. اهمیت اصلی آزمایش‌های موج زنشی، اثبات شتابدهی ذرات توسط امواج پلاسمایی نسبیتی، می‌باشد [۸]. شتابدهی ذرات توسط امواج پلاسمایی در تعدادی از آزمایش‌ها، تولید انرژی بیش از 100 MeV را در بازه‌ای در حدود 1 mm و در حضور میدان الکتریکی ردپای 100 GV/m نشان داده است [۹، ۱۰ و ۱۱]. با پیشرفت تکنولوژی تقویت تپ‌های فمتوثانیه در سال ۱۹۸۰، لیزرهای تراوات و پتاوات با شدت‌های خیلی بالا ($\leq 10^{18}\text{ Wcm}^{-2}$) و انرژی‌های $\geq 100\text{ J}$ تولید شده است. لیزرهای مذکور مطالعه‌ی برهم‌کنش لیزر- پلازما را ممکن ساخته، به طوری که پدیده‌های غیرخطی جالبی مانند: تولید میدان ردپای لیزر، خودکانونی نسبیتی و هدایت لیزر در کانال‌های پلاسمایی، شتابدهی فوتون، شتابدهی پروتون، تولید هماهنگ و تولید میدان مغناطیسی خیلی بزرگ را ایجاد کرده است [۱۲].

روش دیگر برای تولید امواج پلاسمایی با دامنه‌ی بلند، استفاده از پرتوهای ذرات باردار می‌باشد. در این روش، پرتو الکترون و پوزیترون با انرژی چند GeV برای افزایش انرژی ذرات مورد استفاده قرار گرفته و میدان‌های الکتریکی بسیار قوی توسط اثرات بار فضایی در پلازما تولید شده است [۱۷-۱۴].

در شتاب‌دهنده‌های معمول، از امواج رادیوفرکانسی برای شتابدهی به الکترون استفاده می‌شود. این ابزارها توسط ولتاژ شکست ساختار موجبر، محدود می‌شوند و بیشترین میدان ردپایی که تولید می‌کنند، 100 MV/m می‌باشد؛ در صورتی که میدان ردپای تولید شده توسط شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی از مرتبه‌ی GV/m است [۱۲]. برای خنثی کردن نیروی دافعه‌ی بزرگ بارهای فضایی باریکه‌ی یونی، تپ‌های باریکه‌ی یونی را می‌توان از میان یک میدان مغناطیسی زمینه عبور داد. پلاسمای زمینه یک محیط ایده‌آل برای انتقال باریکه‌ی یونی و متمرکزسازی آن فراهم می‌نماید [۱۳].

این پایان‌نامه با در نظر گرفتن اهمیت و کاربردهای فراوان شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی، در جهت افزایش بهبود و پیشرفت این شتاب‌دهنده‌ها تدوین شده است. در فصل دوم شرح مختصری در مورد پلازما که جزء اصلی شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی می‌باشد، آورده شده است. هم‌چنین با استفاده از تابع توزیع بولتزمن، توابع انتقال جرم، تکانه و انرژی به دست آمده است.

¹ Assey et al

² Walton et al

در فصل سوم، ابتدا مقدمه‌ای بر اپتیک غیرخطی و سپس یکی از اثرات غیرخطی با نام نیروی اثر گذار که پایه و اساس ایجاد انرژی مورد نیاز برای شتابدار شدن الکترون‌ها است، توضیح داده می‌شوند و همچنین مروری بر انواع شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی خواهیم داشت.

هدف از نگارش فصل چهارم، بیان روابط حاکم بر این نوع شتاب‌دهنده‌ها و شرطهایی که در ادامه لحاظ خواهیم کرد، می‌باشد. همچنین در این فصل، طبق مقاله‌ی هیتندرا و همکارانش^۱ رابطه‌ی بین پتانسیل ردپا و شکل تپ لیزری بیان شده است. سپس پتانسیل و میدان ردپا برای سه تپ شبه‌گوسی^۲ (GL)، مستطیلی‌مثلثی^۳ (RT) و مستطیلی‌گوسی^۴ (RG) مورد مطالعه قرار خواهد گرفت [۳۳]. در همین فصل، با هدف بررسی چگونگی تأثیر میدان مغناطیسی بر روی میدان ردپای تپ لیزر، با اعمال میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بر روی محیط پلاسما و در نظر گرفتن عامل اختلالی به صورت سه تپ مورد نظر زمینه‌ی ایجاد نیروی اثر گذار فراهم شده، سپس روابط مورد نظر به دست آمده و نمودارهایی در رابطه با افزایش میدان ردپا و همچنین انرژی منتقل شده به الکترون رسم شده است. در نهایت به بررسی و نتیجه‌گیری فیزیکی آن‌ها پرداخته شده است [۳۸]. برای رسم نمودارها از نرم‌افزار متمتیکا و برای محاسبات عددی از فرترن ۹۰ استفاده شده است.

در فصل پنجم، به بررسی تأثیر تپ لیزر با شکل گوسی^۵ (G) بر روی میزان شتابدهی الکترون پرداخته شده است. در این راستا، با استفاده از معادلات انتقال و همچنین معادلات ماکسول، پتانسیل و میدان ردپا به دست آمده و با نتایج حاصل شده برای سه تپ شبه‌گوسی (GL)، مستطیلی‌مثلثی (RT) و مستطیلی‌گوسی (RG) مقایسه شده است. سپس با اعمال میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی، علاوه بر تپ گوسی، به عنوان عامل اختلالی دوم، پتانسیل و میدان ردپا محاسبه و در نهایت با رسم نمودارهایی، نتایج فیزیکی مورد بحث و بررسی قرار خواهد گرفت.

در فصل ششم، به نتیجه‌گیری از کل مباحث و محاسبات انجام شده در دو فصل چهارم و پنجم پرداخته خواهد شد.

¹ Hitendra et al

² Gaussian- Like pulse

³ Rectangular – Triangular pulse

⁴ Rectangular- Gaussian pulse

⁵ Gaussian pulse

فصل دوم

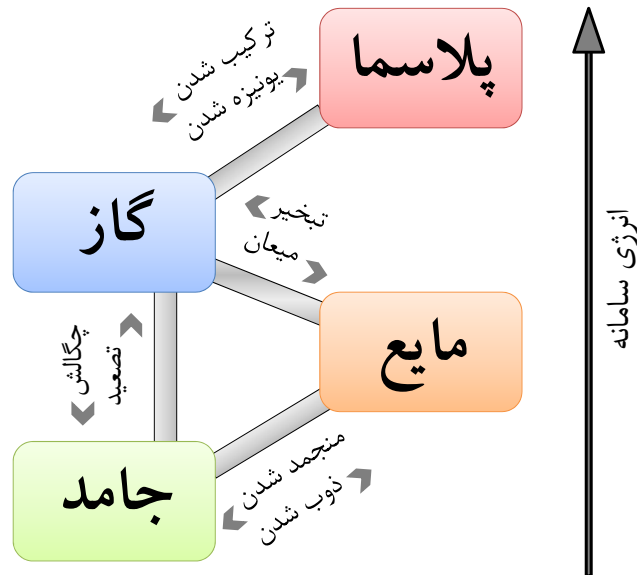
مقدمه‌ای بر فیزیک پلاسما

۱-۲ مقدمه

پیشرفت سریع علم فیزیک در عصر حاضر، باعث پدید آمدن تعداد بیشماری از مفاهیم جدید شده‌است. توسعه‌ی سریع دانش، حد و مرزهای میان فیزیک و شیمی، شیمی و علوم مهندسی و فیزیک و علوم طبیعی را از میان برده و این خود، باعث تقسیم موضوعات اصلی به بخش‌های کوچک‌تر شده است. امروزه از فیزیک اتمی مولکولی، فیزیک حالت جامد، فیزیک هسته‌ای و فیزیک شیمی بحث به‌میان می‌آید و فیزیک پلاسما نیز یکی از بخش‌هایی است که اخیراً به گروه فوق افزوده شده‌است.

انواع پلاسماهایی که معمولاً مورد بحث قرار می‌گیرند، دارای منشأ الکترومغناطیسی می‌باشند [۱۸]. حالت پلاسما را گاهی حالت چهارم ماده می‌گویند. تمایز اساسی بین جامدات، مایعات و گازها به قدرت نیروهای پیوستگی بین اجزاء تشکیل‌دهنده‌ی آنها مربوط می‌شود. این نیروهای پیوستگی در جامدات نسبتاً قوی، در مایعات ضعیف و در گازها تقریباً وجود ندارد. عامل مهمی که باعث می‌شود یک ماده به یکی از این سه حالت تعلق داشته باشد، انرژی جنبشی اتم‌ها و مولکول‌های آن ماده است که به دمای جسم بستگی دارد. تعادل بین انرژی گرمایی ذرات و نیروهای پیوستگی بین ذرات، تعیین‌کننده‌ی حالت ماده می‌باشد. با حرارت دادن به جسم جامد یا مایع، اتم‌ها و مولکول‌ها انرژی گرمایی بیشتری کسب نموده

تا جایی که بتوانند بر انرژی پتانسیل بستگی غلبه کنند که این وضعیت در نهایت به گذار فاز منجر خواهد شد. این گذار فاز در یک فشار معین و در دمای ثابت صورت خواهد گرفت. میزان انرژی لازم جهت گذار فاز، گرمای نهان نامیده می‌شود. چنانچه انرژی کافی فراهم گردد، یک گاز مولکولی به تدریج به یک گاز اتمی تبدیل خواهد شد که این وضعیت در نتیجه‌ی برخورد ذراتی انجام می‌گیرد که انرژی جنبشی گرمایی آن‌ها بیش از انرژی پیوستگی مولکولی آن‌ها باشد. هنگامی که دما به اندازه‌ی کافی افزایش یابد کسر بیشتری از آن‌ها در اثر برخورد، انرژی جنبشی کافی به دست خواهند آورد تا بر انرژی پیوستگی الکترون‌ها در بیرونی‌ترین مدارها غلبه نمایند. به نحوی که گاز در این صورت حاوی ذرات خنثی، یون‌ها و الکترون‌ها خواهد شد. در این وضعیت یک پلاسما به وجود می‌آید. لیکن این گذار از گاز به پلاسما از دیدگاه ترمودینامیکی، گذار فاز محسوب نمی‌گردد زیرا تدریجاً با افزایش دما صورت می‌گیرد. هر چند که هیچ گذار فاز سریعی، بین حالت گاز خنثی و حالت پلاسما برقرار نمی‌شود، حالت پلاسما را می‌توان جزئی از توالی جامد-مایع-گاز-پلاسما تلقی کرد [۱۹].



شکل (۱-۲) نحوه‌ی تبدیل چهار حالت ماده به یکدیگر.

۲-۲ تعریف کلی پلاسما

پلاسما سامانه‌ای از ذرات باردار و خنثی است که دارای دو ویژگی مهم می‌باشد. این دو خصوصیت در بخش بعد توضیح داده شده‌اند. اجزاء سازنده‌ی محیط پلاسما ذرات خنثی و ذرات باردار به‌صورت یون‌های مثبت و منفی هستند. مولکول‌ها که از انواع متعددی می‌باشند، ممکن است در حالت پایه‌ی خود و یا در حالت‌های تحریک شده‌ی دورانی، ارتعاشی و الکتریکی قرار گیرند. یون‌های مثبت نیز ممکن است وضع مشابهی داشته باشند. چنین پلاسمایی را عموماً به‌وسیله‌ی تخلیه‌ی الکتریکی گازها تولید می‌کنند ولی آن‌ها را می‌توان به‌وسیله‌ی حرارت دادن مداوم و یا ناگهانی مواد تا درجه حرارت‌های بالا و یا به‌وسیله‌ی فرآیندهای شیمیایی و تابش پرتوهای لیزری پرشدت نیز به‌دست آورد [۱۸]. تنها معدودی از پلاسماها، مانند شعله‌ها و جرقه‌های برق آسمانی را می‌توان در نزدیکی سطح زمین یافت. پلاسماها در کیهان فراوانند و بیش از ۹۹٪ از کل مواد شناخته شده در جهان، در حالت پلاسما هستند [۱۹]. با توجه به این‌که ذرات باردار پلاسما، محکم به میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی که پلاسما منتشر می‌کند، جفت می‌شوند، خواص امواج الکترومغناطیسی در پلاسما نسبت به خواص امواج الکترومغناطیسی در فضای آزاد تفاوت چشمگیری دارد.

واژه‌ی پلاسما، نخستین بار در سال ۱۹۲۷ به‌وسیله‌ی لانگمیر ارائه شد. او طی تحقیقات خود، در رابطه با تخلیه‌ی الکتریکی بخار جیوه در فشار پائین، متوجه شد که در طول لامپ شیشه‌ای ستون روشنی ایجاد می‌گردد که از خود خصوصیات یکنواخت الکتریکی و اپتیکی بروز می‌دهد. این حالت نوین ماده که در آن ذرات تشکیل‌دهنده‌ی آن به‌صورت خاصی با هم ترکیب شده‌اند، پلاسما نام گرفت که اصل لغوی آن از واژه‌ی یونانی *Plasma* به معنی قالب، ترکیب یا سرشت می‌باشد [۱۸].

۳-۲ ویژگی‌های مهم پلاسما

همان‌طور که گفته شد هر سامانه‌ای از ذرات باردار نمی‌تواند رفتار پلاسمایی از خود نشان دهد. لذا لازمه‌ی این‌که سامانه‌ای از ذرات باردار تشکیل پلاسما دهند، داشتن دو ویژگی زیر است:

۱. شبه خنثایی^۱

^۱ Charge neutrality

۲. خاصیت تجمعی^۱

در زیر به شرح این دو ویژگی می‌پردازیم.

۲-۳-۱ شبه خنثایی

یکی از ویژگی‌های مهم پلاسما، حالت خنثای آن در حجم‌های ماکروسکوپیک است که در اثر توازن بار فضایی یون‌های مثبت و الکترون‌ها پدید می‌آید. این نوع توازن فقط به صورت میانگین، آن هم در حجم‌هایی به اندازه‌ی کافی بزرگ حاصل می‌شود [۱۸]. پلاسما "شبه خنثی" است یعنی آن اندازه خنثی است که بتوانیم $n_i \approx n_e \approx n$ بگیریم نه آن قدر خنثی که تمام نیروهای الکترومغناطیسی مورد توجه حذف شوند، n چگالی مشترک است که چگالی پلاسما خوانده می‌شود و n_i, n_e به ترتیب چگالی الکترونی و چگالی یونی می‌باشند [۲۶]. به همین دلیل است که به طور کلی واژه‌ی پلاسما به سامانه‌های شبه خنثای ذرات باردار اطلاق می‌شود و "فیزیک پلاسما" عبارت از، بررسی رفتار این سامانه‌ها می‌باشد [۱۹].

قبل از توضیح ویژگی دوم به تعریف پارامتری مهم از پلاسما می‌پردازیم.

۲-۳-۲ حفاظ الکتریکی دبای^۲

یکی از مشخصات اساسی رفتار پلاسما، توانایی آن برای ایجاد حفاظ در مقابل پتانسیل‌های الکتریکی که به آن اعمال می‌شوند، است. با وارد کردن دو گلوله‌ی باردار که به یک باتری متصل شده‌اند، می‌توان توضیح کاملی در این مورد ارائه داد. با وارد کردن این دو گلوله به داخل پلاسما یک میدان الکتریکی در داخل پلاسما ایجاد می‌شود. این گلوله‌ها، ذرات با بارهای مخالف خود را جذب می‌کنند و تقریباً بلافاصله، ابری از یون‌ها اطراف گلوله‌ی منفی و ابری از الکترون‌ها اطراف گلوله‌ی مثبت را فرا می‌گیرد. اگر پلاسما سرد باشد یعنی هیچ‌گونه حرکت حرارتی وجود نداشته باشد، تعداد بار ابر برابر تعداد بار گلوله می‌گردد، در این صورت عمل حفاظ کامل می‌شود و هیچ میدان الکتریکی در حجم پلاسما در خارج از ناحیه‌ی ابرها وجود نخواهد داشت. با انجام محاسباتی، شعاع این ابر را که طول دبای نامیده می‌شود، به صورت زیر می‌توان نوشت:

¹ Collective effect

² Debye shielding

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 K T_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2} \quad (1-2)$$

به طوری که T_e دمای الکترون‌ها، n_0 چگالی پلاسما در حالت تعادل و K ثابت بولتزمن می‌باشد. اگر ابعاد L_p یک سامانه خیلی بزرگ‌تر از λ_D باشد، در این صورت در هر جایی که تمرکز موضعی بار به وجود آید یا پتانسیل‌های خارجی به سامانه اعمال شوند، در مقابلشان حفاظی در یک فاصله‌ی کوتاه در مقایسه با L_p ایجاد می‌شود و این امر سبب می‌شود که قسمت عمده‌ی پلاسما از پتانسیل‌ها یا میدان‌های الکتریکی قوی آزاد نگه‌داشته شوند. یکی از ملاک‌های پلاسما بودن سامانه این است که چگالی‌اش آن قدر بزرگ باشد که λ_D بسیار کوچکتر از L_p باشد یعنی شرط $\lambda_D \ll L_p$ برقرار باشد. همان‌گونه که از رابطه‌ی (۱-۲) مشخص است λ_D با افزایش KT_e ، افزایش می‌یابد. ابر بار در غیاب اغتشاش حرارتی، فرو ریخته و به صورت یک لایه‌ی بی‌نهایت نازک در می‌آید. به علاوه، هر قدر چگالی افزایش یابد، λ_D کاهش می‌یابد، زیرا هر لایه از پلاسما تعداد الکترون بیشتری را شامل می‌شود. بالاخره این دمای الکترونی است که در تعریف λ_D به کار برده می‌شود، زیرا عموماً الکترون‌ها که تحرک بیشتری نسبت به یون‌ها دارند، با حرکت خود و با تولید و یا نقصان بار منفی عمل حفاظ را انجام می‌دهند. تصویری که از حفاظ دبابی در بالا داده شد فقط وقتی معتبر است که در ابر بار، ذرات به تعداد کافی موجود باشند. بدیهی‌ست که اگر در ناحیه‌ی غلاف، فقط یک یا دو ذره وجود داشته باشد، حفاظ دبابی از لحاظ آماری، مفهوم معتبری نخواهد بود. پس باید شرط $N_D \gg 1$ برقرار باشد به طوری که N_D تعداد ذرات در کره‌ی دبابی را نشان می‌دهد [۲۶].

۲-۳-۳ خاصیت تجمعی

اگر شبه خنثایی پلاسما توسط بعضی از نیروهای خارجی از بین برود، ذرات باردار برای برگرداندن حالت خنثایی شتاب می‌گیرند و حول حالت تعادل اولیه، یک حرکت رفت و برگشتی یا به عبارتی دیگر، حرکت نوسانی پیدا می‌کنند. هنگامی که یک پلاسما به صورت لحظه‌ای از حالت تعادل خارج شود، میدان‌های ناشی از فضاهای بار درونی به وجود آمده در پلاسما، باعث افزایش حرکت ذرات خواهند شد، که نتیجه‌ی آن تمایل به حفظ خنثایی بار الکتریکی می‌باشد به این فرآیند خاصیت تجمعی گویند. این حرکت‌های تجمعی به صورت نوسانی خواهد بود به طوری که به این حرکت‌های نوسانی می‌توان فرکانس نوسانی نسبت داد. از آن جا که یون‌ها جرم خیلی بیشتری نسبت به الکترون‌ها دارند لذا سهم بیشتر حرکت، مربوط به

الکترون‌هاست و بستگی به نوع اختلال ایجاد شده، یون‌ها می‌توانند حرکت‌های متفاوت داشته باشند. به پلاسمایی که در آن از حرکت یون‌ها بتوان صرف‌نظر کرد پلاسمای الکترونی گویند. برای یک پلاسمای الکترونی می‌توان ثابت کرد که فرکانس نوسانی الکترون به صورت زیر است:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2-2)$$

به طوری که m_e جرم الکترون، e بار الکترون می‌باشد [۲۱].

گازی که خیلی کم یونیده شده است، مثلاً گاز خروجی یک جت، شرایط یک پلاسمای را دارا نیست، زیرا در آن ذرات باردار آن قدر با اتم‌های خنثی برخورد می‌کنند که حرکتشان بیشتر توسط نیروهای هیدروپنامیکی معمولی کنترل می‌شود تا نیروهای الکترومغناطیسی [۲۶]. برای این که الکترون‌ها تحت تأثیر ذرات خنثی قرار نگیرند، باید زمان متوسط بین دو برخورد الکترون - ذره‌ی خنثی، بزرگ‌تر از عکس بسامد پلاسمایی باشد. این سوّمین مختصه برای یک محیط یونیزه شده با رفتار پلاسمایی است که به صورت رابطه‌ی ریاضی زیر بیان می‌شود:

$$\omega T > 1 \quad (3-2)$$

T نشان دهنده‌ی زمان متوسط میان برخورد یک الکترون با ذرات باردار و یا خنثی بوده و ω بیانگر فرکانس زاویه‌ای نوسانات پلاسمای است [۲۱].

بنابراین، سه شرطی که یک پلاسمای باید از آن‌ها تبعیت کند، عبارتند از:

$$1. \quad N_D \gg 1$$

$$2. \quad L_p \gg \lambda_D$$

$$3. \quad \omega T > 1$$

۴-۲ معادلات حاکم بر محیط پلاسمای

چون تعداد ذرات درون پلاسمای زیاد می‌باشد برای بررسی برهم‌کنش آن‌ها روش‌های آماری به کار برده می‌شود [۲۱]. برای این منظور از فضای فاز استفاده خواهد شد. $d^3r = dx dy dz$ برابر حجمی در فضای مکان است که این حجم حاوی تعداد زیادی ذره می‌باشد و ذرات در این حجم می‌توانند دارای سرعت‌های متفاوتی باشند، پس فضای سرعت برای ذرات تعریف شده به صورت زیر می‌باشد.

$$d^3v = dv_x dv_y dv_z \quad (4-2)$$

در نتیجه هر ذره با شش مؤلفه شناخته می‌شود. با فرض این که تعداد ذرات از نوع α موجود در عنصر حجم $d^3V = d^3r d^3v$ به صورت $d^3n_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ تعریف شود تابع توزیع بولتزمان $f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ که به عنوان چگالی ذرات در فضای فاز تعریف می‌شود به صورت زیر نمایش داده خواهد شد.

$$f_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{d^3n_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)}{d^3r d^3v} \quad (5-2)$$

وابستگی تابع توزیع به متغیرهای مستقل \vec{r}, \vec{v}, t با حل معادله‌ی بولتزمان و با استفاده از معادله‌ی بولتزمان، معادلات پایستاری تک تک پارامترهای موجود در پلاسما به دست می‌آید.

$$\frac{D_\alpha f_\alpha}{Dt} = \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) f_\alpha + (\vec{a} \cdot \vec{\nabla}_v) f_\alpha = \left(\frac{\delta f_\alpha}{\delta t} \right)_{collision} \quad (6-2)$$

به طوری که $\vec{\nabla}, \vec{\nabla}_v$ عملگر بردار گرادیان می‌باشند که مؤلفه‌های آن‌ها به ترتیب مشتق‌گیری نسبت به مؤلفه‌های بردار مکان و بردار سرعت هستند. جمله سمت راست آهنگ تغییر چگالی ذره نوع α ناشی از برخورد است. با فرض این که $\chi_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ هر کمیت فیزیکی دلخواه مربوط به ذره‌ی α باشد، از ضرب معادله‌ی (۶-۲) در $\chi_\alpha(\vec{r}, \vec{v}, t)$ و انتگرال‌گیری نسبت به سرعت نتایج زیر حاصل می‌شوند.

$$\begin{aligned} \int \vec{\chi} \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right) d^3V &= \frac{\partial}{\partial t} (n_\alpha \langle \vec{\chi} \rangle_\alpha) \\ \int \vec{\chi} (\vec{v} \cdot \vec{\nabla} f_\alpha) d^3V &= \vec{\nabla} \cdot (n_\alpha \langle \chi \vec{v} \rangle_\alpha) \\ \int \vec{\chi} (\vec{a} \cdot \vec{\nabla}_v f_\alpha) d^3V &= -n_\alpha \langle a \cdot \vec{\nabla}_v \chi \rangle \end{aligned} \quad (7-2)$$

با جمع جملات بالا، معادله‌ی انتقال کلی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\alpha \langle \chi \rangle_\alpha) + \vec{\nabla} \cdot (n_\alpha \langle \chi \vec{v} \rangle_\alpha) - n_\alpha \langle \vec{a} \cdot \vec{\nabla}_v \chi \rangle_\alpha = \left(\frac{\delta}{\delta t} (n_\alpha \langle \chi \rangle_\alpha) \right)_{collision} \quad (8-2)$$

به این معادله، معادله‌ی انتقال چگالی کمیت فیزیکی χ می‌گویند. جمله سمت راست میزان تغییرات میانگین چگالی کمیت فیزیکی χ ناشی از برخورد را نشان می‌دهد [۲۱].

۲-۴-۱ معادله انتقال جرم^۱

معادله‌ی (۸-۲) یک عبارت کلی است که برای هر کمیت دلخواهی استفاده می‌شود. با قرار دادن $\chi_\alpha = m_\alpha$ معادله‌ی انتقال جرم به دست می‌آید:

¹ Mass transmission equation

$$\frac{\partial \rho_{m\alpha}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_{m\alpha} \vec{u}_\alpha) = S_\alpha \quad (9-2)$$

که $\rho_{m\alpha} = n_\alpha m_\alpha$ چگالی جرمی ذرات نوع α و S_α آهنگ تولید یا نابودی ذرات نوع α ناشی از برخورد می‌باشد. در غیاب برهم‌کنش‌هایی که منجر به تولید یا نابودی ذرات نوع α می‌شوند، S_α صفر است، زیرا در فرآیند برخورد، جرم ثابت می‌ماند. در این حالت معادله‌ی زیر برقرار می‌باشد:

$$\frac{\partial \rho_{m\alpha}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_{m\alpha} \vec{u}_\alpha) = 0 \quad (10-2)$$

با در نظر گرفتن $\chi_\alpha = q_\alpha$ و قرار دادن $\rho_\alpha = q_\alpha n_\alpha$ ، قانون پیوستگی بار به‌دست می‌آید:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_\alpha \vec{u}_\alpha) = \frac{S_\alpha}{m_\alpha} q_\alpha, \quad \frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + (\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) = 0 \quad (11-2)$$

۲-۶-۲ معادله انتقال تکانه^۱

برای به‌دست آوردن تابع انتقال تکانه، کمیت فیزیکی مورد نظر (χ) تکانه‌ی خطی ذره‌ی نوع α یعنی $\chi_\alpha(r, v, t) = m_\alpha \vec{v}$ انتخاب می‌شود. \vec{v} سرعت ذرات نوع α نسبت به دستگاه ساکن S ، برابر $\vec{v} = \vec{c}_\alpha + \vec{u}_\alpha$ است به‌طوری‌که \vec{c}_α سرعت ذره α نسبت به دستگاه کاتوره‌ای و \vec{u}_α سرعت دستگاه کاتوره‌ای نسبت به دستگاه مختصات ساکن S می‌باشد. می‌توان اثبات کرد که میانگین سرعت ذرات در دستگاه کاتوره‌ای صفر است ($\langle \vec{c}_\alpha \rangle = 0$). با جایگزینی χ_α در معادله‌ی انتقال کلی جمله‌ی $\rho_{m\alpha} < \vec{v}_\alpha \vec{v}_\alpha >$ ظاهر می‌شود که با انجام متوسط‌گیری، رابطه‌ی زیر برقرار خواهد شد:

$$\rho_{m\alpha} < \vec{v}_\alpha \vec{v}_\alpha > = \rho_{m\alpha} < (u_\alpha + c_\alpha)(u_\alpha + c_\alpha) > = \rho_{m\alpha} (u_\alpha u_\alpha + < c_\alpha c_\alpha >) \quad (12-2)$$

در این معادله تانسور مرتبه‌ی دوم فشار درون پلاسما به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\vec{\vec{P}}_\alpha = \rho_{m\alpha} < \vec{c}_\alpha \vec{c}_\alpha > \quad (13-2)$$

هم‌چنین همه‌ی نیروهای وارد شده شامل نیروی الکترومغناطیسی لورنتس، نیروی گرانشی و آهنگ تغییر تکانه‌ی ذرات نوع α ناشی از برخورد (\vec{A}_α)، به‌صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\vec{F}_\alpha = q_\alpha (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) + m_\alpha \vec{g} + \vec{A}_\alpha \quad (14-2)$$

که \vec{A}_α به‌شکل زیر بیان می‌شود:

$$A_\alpha = \left(\frac{\delta}{\delta t} (\rho_{m\alpha} \vec{u}_\alpha) \right)_{collision} \quad (15-2)$$

بنابراین، معادله حاکم بر انتقال تکانه به‌شکل زیر به‌دست خواهد آمد:

$$\rho_{m\alpha} \frac{D_\alpha \vec{u}_\alpha}{D_\alpha t} = \rho_\alpha (\vec{E} + \vec{u}_\alpha \times \vec{B}) + \rho_{m\alpha} \vec{g} - \vec{\nabla} \cdot \vec{\vec{P}}_\alpha + \vec{A}_\alpha - \vec{u}_\alpha S_\alpha \quad (16-2)$$

¹ Momentum transmission equation