بسم الله الرحمن الرحيم

وزارت علوم، تحقیقات و فناوری
دانشگاه تربیت معلّم آذربایجان
دانشکده علوم پایه
گروه فیزیک

پایان نامه مقطع کارشناسی ارشد
رشته فیزیک-اتمی ملکولی

امواج سالیتونی الکترواستاتیک در یک پلاسمای الکترون-یون کاملاً نسبیتی

استاد راهنما:
دکتر عبدالرسول اسفندیاری

استاد مشاور:
دکتر صمد سبحانیان

پژوهشگر:
احسان صابریان

تیر / ۱۳۸۸
تبریز / ایران

تقدیر و تشکّر

خداوند را شاکرم که توان تحصیل و پژوهش را به بنده عنایت فرموده که این توفیقی است که اسباب انجام و ادامه‌ی آن، لایق تشکّر و قدردانی هستند هر چند با کلامی کوتاه.

بر خود وظیفه می دانم که بابت زحمات و بردباری های استاد گرامی جناب آقای دکتر اسفندیاری که در طول انجام این پژوهش راهنمای اینجانب بودند، مراتب قدردانی خود را ابراز دارم و از خداوند برای ایشان توفیقات روز افزون را آرزو دارم. همچنین از استاد ارجمند جناب آقای دکتر سبحانیان که با وجود مشغله‌ی زیاد مشاوره‌ی بنده را قبول زحمت فرمودند سپاس و تشکّر فراوان دارم.

در اینجا وظیفه‌ی خویش می دانم که از استاد بزرگوار و ارجمند جناب آقای دکتر فرهاد دارابی که در بخش مهمّی از انجام این پژوهش با گشاده رویی و بزرگواری، اینجانب را از کمک ها و راهنمایی های ارزنده‌ی خویش بهره مند ساختند و دانش و اطّلاعات خویش را از بنده دریغ نداشتند، سپاسگزاری ویژه ای داشته باشم و از خداوند منّان برای ایشان توفیق و بهروزی روز افزون در زندگی را آرزومندم.

احسان صابریان

تیر ۱۳۸۸

تبریز، ایران

تقدیم به

پدر و مادر مهربانم

چکیده:

امکان وجود امواج سالیتونی الکترواستاتیک یون–صوتی در یک پلاسمای الکترون–یون کاملاً نسبیتی با استفاده از روش شبه پتانسیل سقدی اف بررسی شده است. یک مجموعه‌ی کامل از معادلات هیدرودینامیکی کاملاً نسبیتی برای یک پلاسمای دو سیالی به منظور استخراج شبه پتانسیل در یک پلاسما شامل الکترون های داغ فوق نسبیتی و یون های سرد، بدست آمده است. با بکارگیری آنالیز عددی مشخص شده است که اگر سرعت سیال پلاسما از سرعت موج بیشتر باشد، با افزایش سرعت سیال پلاسما موج سالیتونی برجسته تر می شود. در حالتی که سرعت سیال پلاسما از سرعت موج کمتر باشد، با کاهش سرعت سیال موج سالیتونی برجسته تر می شود. همچنین نتایج بدست آمده حاکی از آن است که برای یک سرعت ثابت سیال، هنگامیکه دما افزایش می یابد، باریکی و ارتفاع موج سالیتونی کاهش می یابد. نتیجه‌ی دیگر این بوده است که در حالت های حدی مناسب، شرایط وجود بدست آمده در اینجا به نتایج غیر نسبیتی کاهش می یابند. علاوه بر این بر خلاف پلاسماهای غیر نسبیتی، امواج سالیتونی الکترواستاتیک غیر متحرک در پلاسمای نسبیتی می توانند وجود داشته باشند.

کلید واژه‌ها:

پلاسمای کاملاً نسبیتی، هیدرودینامیک نسبیتی، امواج الکترواستاتیک یون– صوتی، امواج سالیتونی، شبه پتانسیل سقدی اف، الکترون های داغ فوق نسبیتی، یون های سرد.

فهرست مطالب

عنوان

چکیده ..... یک
مقدمه ۱
فصل اول: مقدمه ای بر پلاسما، معادلات سیالی و امواج الکترواستاتیک خطی
۱-۱- پلاسما حالت چهارم ماده ۷
۱-۲- مفاهیم اولیه ۹
۱-۲-۱- طول دبای ۹
۱-۲-۲- پارامتر پلاسما ۹
۱-۲-۳- فرکانس پلاسما ۱۰
۱-۲-٤- معیارهای وجود پلاسما ۱۱
۱-۳- دیدگاه های اساسی برای توصیف فیزیک پلاسما ۱۱
۱-۳-۱- نظریه‌ی مداری ذرات ۱۲
۱-۳-۲- نظریه‌ی جنبشی ۱۲
۱-۳-۳- نظریه‌ی سیالی ۱۳
۱-۳-٤- نظریه‌ی مگنتوهیدرودینامیک (MHD) ۱۳
۱-٤- مجموعه‌ی کامل معادلات سیالی پلاسما ۱۳
۱-٤-۱- معادلات ماکسول ۱۳
۱-٤-۲- معادله‌ی حرکت سیالی ۱٤
۱-٤-۲-۱- اثرات حرارتی ۱۵
۱-٤-۲-۲- برخورد ها ۱٦
۱-٤-۳- معادله‌ی پیوستگی ۱٦
۱-٤-٤- معادله‌ی حالت ۱۷
۱-۵- رابطه‌ی بولتزمن برای الکترون ها و تقریب پلاسمایی ۱۷

۱-٦- امواج در پلاسما ۱۹
۱-٦-۱- خطی سازی ۱۹
۱-٦-۲- امواج الکترونی پلاسما ۲۱
۱-٦-۳- رابطه‌ی پاشند گی برای امواج یون-صوتی ۲۳
۱-٦-٤- اعتبار تقریب پلاسمایی برای سرعت امواج یونی ۲٦

فصل دوم: امواج یون-صوتی غیر خطی

مقدمه ۲۹
۲-۱- سالیتونها ۲۹
۲-۱-۱- معادله‌ی کورته وگ-ده وری(kdv) ۳۰
۲-۱-۲- پایداری سالیتون های kdv ۳٤
۲-۲- روش سقدی اف برای بررسی امواج یون-صوتی دامنه بلند ۳٦
۲-۳- جوابهای دامنه کوچک ϕ ٤۳
۲-٤- روش اختلال کاهشی برای بدست آوردن معادله‌ی کورته وگ-دی وری ٤٥
۲-٥- جواب های عددی برای ϕ ٤۸

فصل سوم: دینامیک سیالات نسبیتی

مقدمه ٥٤
۳-۱- تانسور انرژی-ممنتوم و چهار-بردار تعداد ذرات ٥٤
۳-۲- معادلات هیدرودینامیک نسبیتی ٥٦
۳-۳- معادله‌ی حرکت پلاسمای نسبیتی در میدان الکترومغناطیسی ٦۰
۳-٤- معادله‌ی پواسون ٦۳

فصل چهارم: امواج سالیتونی الکترواستاتیک در یک پلاسمای الکترون-یون کاملاً نسبیتی

مقدمه ٦٥
٤-۱- معادلات اساسی ٦٥
٤-۲- فرمول بندی روش سقدی اف در پلاسمای نسبیتی ٦٦
٤-۳- محاسبه‌ی تابع شبه پتانسیل ٦۹

٤-٣-١- سهم یون ها در تابع شبه پتانسیل ٧٠
٤-٣-٢- سهم الکترون ها در تابع شبه پتانسیل ٧١
٤-٤- شرایط وجود امواج سالیتونی ٧٢
٤-٥- آنالیز عددی و ناحیه‌ی وجود امواج سالیتونی یون-صوتی ٧٤
٥-٥- نتایج و پیشنهادات ٨٣

مقدّمه:

چهار عنصر اساسی عهد باستان یعنی خاک، آب، هوا و آتش در طول صدها سال بر فلسفه‌ی طبیعی زندگی حکم فرما بود. در آن زمان فرض بر این بود که هر چیزی در عالم، به نوعی از این چهار عنصر نشأت گرفته است. این نظریه توسط فیلسوف یونانی امپدکلس[1] مطرح شد و چنین باوری تا پیدایش علوم جدید تداوم داشت. حتی امروزه خاک، آب، هوا و آتش نمادهای خوبی برای چهار حالت ماده یعنی جامد، مایع، گاز و پلاسما محسوب می شوند.

می توان حالات مختلف ماده را بوسیله‌ی افزایش در آزادی حرکت اجزاء سازنده شان تقسیم بندی کرد. یک جسم جامد شامل اتم ها یا مولکول هایی است که در فواصل نزدیک و نسبتاً ثابتی نسبت به یکدیگر قرار دارند. تنها هنگامی که جسم جامد انرژی گرمایی داشته باشد، می توان برای این اجزاء سازنده یک نوع حرکت خاص در نظر گرفت و آن ارتعاشات آرام شبکه است. اگر یک جسم جامد را گرم کنیم، حرکت گرمایی ذرات می تواند بر انرژی پیوند آنها غلبه کند و در نتیجه یک انتقال فاز از حالت جامد به حالت مایع اتفاق می افتد. در حالت مایع اتم ها یا مولکول ها می توانند نسبت به یکدیگر آزادانه حرکت کنند اما همچنان نسبت به یکدیگر در فواصل نزدیکی قرار دارند. با بالا رفتن بیشتر دما تغییر فاز دیگری از حالت مایع به حالت گاز اتفاق می افتد. در حالت گازی حرکت اتم ها یا مولکول ها واقعاً مستقل از یکدیگر است و دیگر نیرویی وجود ندارد که آنها را در کنار یکدیگر نگه دارد. تنها بر همکنشی که برای ما می تواند مهم باشد، برخوردهای اتفاقی ذرات است. اگر فرایند افزایش انرژی همچنان ادامه یابد، الکترون های دورتر اتم می توانند از قید هسته رها شوند و گاز یونیزه می شود. یک گاز که بطور کامل یا جزئی یونیزه شده باشد پلاسما نامیده می شود. واضح است که ذرات باردار پلاسما یعنی الکترون ها و یون های مثبت

[1] Empedocles

در معرض نیروهای الکترومغناطیسی با برد بلند قرار دارند. طول دبای[1] معیاری است که در آن محدوده، ذرات باردار پلاسما از میدان های خارجی پلاسما محافظت می شوند. دو شرط اساسی برای حالت پلاسمایی وجود دارد؛ مقیاس طولی خود پلاسما در مقایسه با طول دبای بزرگ باشد و دیگر اینکه چگالی تعداد ذرات پلاسما بایستی آنقدر بزرگ باشد تا تعداد ذرات زیادی در یک کره به شعاع طول دبای قرار بگیرند. این شرایط ایجاب می کنند که ذرات پلاسما یک رفتار جمعی از خود نشان دهند و این وجه مشخصه‌ی بارز یک پلاسما است.

به لحاظ تاریخی اولین بار اروین لانگمیر[2] در سال ۱۹۲۸ این حالت چهارم ماده را پلاسما نامید و دلیل آن نامگذاری این بود که این حالت، به نوعی پلاسمای خونی را در ذهن او یادآوری می کرد. برای کامل شدن بحث خاطر نشان می کنیم که اگر جرم کل پلاسما به اندازه‌ی کافی بزرگ باشد آنگاه نیروهای گرانشی نیز در توصیف ساختار پلاسما ایفای نقش خواهند کرد که نمونه بارز و زیبای آن خورشید است.

ما در روی زمین بیشتر با حالت های جامد، مایع و گاز سر و کار داریم. حالت پلاسمایی فقط در حالت های حدی و خاص بطور طبیعی اتفاق می افتد نظیر شعله‌ی آتش، رعد و برق و شفق قطبی. اما در عالم پلاسماها بسیار طبیعی هستند، به عنوان نمونه لایه‌ی بالاتر از اتمسفر زمین که یونسفر[3] نامیده می شود یک حالت پلاسمایی است که توسط تابش خورشید یونیزه شده است. به علاوه خود خورشید و تمام ستارگان دیگر، گوی های غول پیکری از پلاسما هستند که در اثر واکنشهای همجوشی هسته ای داغ شده اند. همچنین فضای بین سیاره ای که توسط بادهای خورشیدی اشغال شده است یک جریان پلاسمایی در بر دارد که از اتمسفر بالای سطح خورشید ناشی شده است. حتی ماده‌ی بین ستاره ای موجود در عالم یک پلاسما است. در حقیقت بیش از ٪۹۹ از ماده‌ی تشکیل دهنده‌ی عالم پلاسما است. نتیجه این که این زمین است که در آن به عنوان یک نمونه‌ی خاص، حالت های جامد، مایع و گاز اکثریت غالب هستند.

امروزه پلاسماهای مصنوعی نیز در کاربردهای تکنولوژیکی تولید می شوند، مانند لامپ های فلئورسان[4] ، لامپ های نئون، و صفحات تلویزیون پلاسما. به عنوان آخرین مثال گداخت هسته ای کنترل شده را ذکر می کنیم که از آن به عنوان یک منبع انرژی پایان ناپذیر و پاک یاد می شود.

[1] Debye length
[2] Irving Langmuir
[3] Ionosphere
[4] Fluorescent

امواج در یک سیستم پلاسمایی و هر سیستم فیزیکی دیگر یک پدیده‌ی بسیار مرسوم است. پدیده هایی همچون صوت و نور امواج بسیار آشنایی هستند. صوت چیزی نیست جز یک موج فشاری در هوا و نور یک موج الکترومغناطیسی است که با سرعت ثابتی موسوم به سرعت نور حرکت می کند. البته ویژگی های امواج در یک پلاسما نسبت به یک گاز معمولی تفاوت های زیادی دارد.

بطور کلی حل معادلات امواج خطی بسیار ساده است. هر ترکیب خطی از جواب ها نیز خودشان جواب معادله هستند. آنالیز فوریه به ما این امکان را می دهد که معادلات را به یک فرم جبری در بیاوریم. بطور کلی مسایل خطی را می توان با یک روش سیستماتیک حل کرد، اما متأسفانه معادلاتی که یک سیستم فیزیکی را توصیف می کنند معادلاتی غیر خطی هستند که پلاسما نیز از جمله‌ی این سیستم ها است. ساده ترین رهیافت که برای حل این معادلات به ذهن می رسد این است که در معادلاتمان به نوعی خطی سازی انجام دهیم، که البته این کار تنها برای دامنه های کوچک قابل توجیه است. اما برای امواج غیر خطی با دامنه های بزرگتر دیگر این روش های سیستماتیک بکار نمی آید و باید به راه های دیگری برای حل معادلات متوسل شویم.

روش اختلال کاهشی[۱] یکی از روش های حل معادلات غیر خطی است که تنها برای غیرخطیت ضعیف بکار می رود و اعتبار آن به دامنه های نسبتاً کوچک محدود می شود. این روش به یکی از معادلات کورته وگ–ده وری[۲] (KdV) و یا شرودینگر غیر خطی[۳] (NLS) منجر می شود که معادلاتی هستند که تحول سیستم را توصیف می کنند. حل نوعی معادله‌ی KdV سالیتون ها هستند که به ساده ترین بیان یک پالس موج شبیه کوهان است که بدون تغییر شکل و با سرعت ثابت در سیستم منتشر می شود. علت اینکه جواب سالیتونی با این ویژگی می تواند در سیستم وجود داشته باشد این است که غیر خطیت (که منجر به واژگونی موج می شود) و پاشندگی (که منجر به پهن شدن موج می شود) با هم به تعادل می رسند. حل معادله‌ی NLS به یک جواب سالیتونی پوش دار منجر می شود که دامنه‌ی آن ایستا است اما یک فاز وابسته به زمان دارد. شایان ذکر است که حل هر دو معادله‌ی مذکور شامل N کلاس از سالیتون ها است که دارای ویژگی های برهمکنشی و پایداری قابل ملاحظه ای هستند. یکی از مهمترین و جالبترین ویژگی های این امواج، حفظ شکل اولیه شان پس از برخورد با یکدیگر است.

[۱] Reductive perturbation technique
[۲] Korteweg-de Vries
[۳] Nonlinear Schrodinger

با استفاده از روش شبه پتانسیل سقدی اف[1] می توانیم امواج سالیتونی دامنه بلند را بصورت تحلیلی بررسی کنیم که البته این کار تنها موقعی امکان پذیر است که این امواج از ابتدا ایستا فرض شوند. گاهی بررسی ها را تنها به یکی از این امواج سالیتونی معطوف می کنیم که در این صورت به آن سالیتون می گویند. در این نوع بررسی دیگر ویژگی های برهمکنشی بین این ساختارهای غیرخطی در نظر گرفته نمی شود.

هدف این پژوهش بررسی امکان وجود امواج سالیتونی الکترواستاتیک یون-صوتی دامنه بلند در یک پلاسمای دو مؤلفه ای کاملاً نسبیتی با استفاده از روش شبه پتانسیل سقدی اف می باشد. بسیاری از بررسی های مشابه پیشین در مورد سیستم های نسبیتی، به در نظر گرفتن حد نسبیتی ضعیف برای سیال پلاسما محدود شده است[۳]. در برخی از این بررسی ها امکان وجود امواج سالیتونی در پلاسمای نسبیتی ضعیف، توسط معادلهی Kdv [٤و١١و١٥] و در برخی توسط روش سقدی اف[۲و٥و٨و١٤-١٢] انجام شده است. در اکثر این بررسی ها فرض شده است که سرعت سیال نسبیتی به گونه ای باشد که بتوانیم پارامتر نسبیتی را به صورت $\left(1-u^2/c^2\right)^{-\frac{1}{2}} \approx 1+u^2/2c^2$ تقریب بزنیم. در این پژوهش به بررسی این امواج در یک پلاسمای الکترون-یون کاملاً نسبیتی و بدون در نظر گرفتن محدودیت برای سرعت سیال پلاسما می پردازیم. بدین منظور ابتدا یک مجموعهی کامل از معادلات سیالی را که در آنها اثرات نسبیتی به طور کامل در بر گرفته شده اند استخراج می کنیم. سپس این معادلات را برای یک پلاسمای کاملاً نسبیتی شامل الکترون های گرم فوق نسبیتی و یون های سرد بکار گرفته و تشکیل چاه پتانسیل سقدی اف را که در آن امواج سالیتونی اجازهی انتشار دارند بررسی می کنیم. دماهای نسبیتی که در اینجا در نظر گرفته ایم در آزمایشات مربوط به لیزرهای پرتوان مشاهده شده اند[٦] ، همچنین از دماهایی که در بررسی های نظری مربوط به تحول اولیهی جهان بکار گرفته شده اند، استفاده کرده ایم[۹و۱۲و١٦].

این پژوهش در چهار فصل تدوین یافته است؛ در فصل اول مفاهیم اولیهی پلاسما، معادلات سیالی و امواج الکترواستاتیک با تأکید بر خطی سازی آنها مورد بررسی قرار گرفته اند. در فصل دوم در مورد امواج سالیتونی و معادلات مولد آنها، روش اختلال کاهشی برای بدست آوردن معادلهی کورته وگ-ده وری و همچنین امواج الکترواستاتیک یون-صوتی دامنه بلند بحث می کنیم. تأکید بیشتر این فصل بر روش غیر خطی سقدی اف برای بررسی امواج سالیتونی یون-صوتی است. در فصل سوم یک بررسی مفصل در مورد دینامیک سیالات نسبیتی انجام شده است. در این فصل با

[1] Sagdeev

استفاده از فرم همورداى قوانین پایستگی در دینامیک سیالات نسبیتی، یک مجموعه‌ی کامل از معادلات سیالی برای توصیف دقیق یک سیال نسبیتی فراهم شده است. سپس بررسی را به مورد یک سیستم سیالی شامل ذرات باردار که در میدان الکترومغناطیسی واقع شده است اختصاص داده ایم و معادله‌ی حرکت و معادله‌ی پواسون را برای یک پلاسمای چند مؤلفه ای کاملاً نسبیتی بدست آورده ایم. این معادلات پایه و اساس کار در فصل چهارم می باشند که در آن توجه خود را به سیستم پلاسمایی الکترون-یون کاملاً نسبیتی معطوف کرده ایم و با بکار گیری فرض های مناسب توانسته ایم شبه پتانسیل سقدی اف را برای سیستم مفروض بدست آوریم. در این فصل شرایط تشکیل چاه پتانسیل و نواحی وجود امواج سالیتونی یون-صوتی، همچنین تأثیر تغییر پارامترهای فیزیکی مسئله بر روی جواب ها با استفاده از آنالیز عددی بررسی شده است.

۱-۱- پلاسما حالت چهارم ماده

در یک تعریف غیر دقیق اما مناسب برای پلاسما می توان گفت، پلاسما گازی است که اتمهای آن به یون های مثبت و الکترون های منفی تجزیه شده است. پلاسما از واژه یونانی $\pi\lambda\alpha\sigma\mu\alpha$ به معنی بسته شده یا ژله ای گرفته شده است. شاید این واژه در اینجا نا مأنوس به نظر برسد، در علم زیست شناسی به مایع شفافی که بعد از تصفیه خون از گلبول ها و ذرات دیگر باقی می ماند پلاسما می گویند. دانشمند آمریکایی لانگمیر[۱] در سال ۱۹۲۷ اولین بار این لغت را برای توصیف یک گاز یونیزه استفاده کرد. او به شباهت الکترون ها و یون ها در یک گاز یونیزه و گلبول های قرمز و سفید در پلاسمای خون توجه کرده بود.

جرقه‌ی رعد و برق، تابش ملایم شفق قطبی، گاز هادی داخل یک لامپ فلئورسان یا چراغ نئون و یونیزاسیون مختصری که در گاز های خروجی یک موشک دیده می شود از جمله محدود پلاسما های موجود در جو زمین می باشند. اما وقتی جو زمین را ترک می کنیم بلافاصله با پلاسمایی مواجه می شویم که شامل کمربندهای تشعشعی وان آلن و بادهای خورشیدی است، همچنین درون ستارگان و جو آنها، ابر های گازی و اغلب هیدروژن فضای بین ستارگان به صورت پلاسما می باشند. می توان گفت که ۹۹٪ ماده موجود در جهان در حالت پلاسما است ولی ما در یک درصدی از عالم زندگی می کنیم که در آن پلاسما به طور طبیعی یافت نمی شود. علت این امر را می توان از رابطه‌ی ساها[۲] که میزان یونش یک گاز را در حال تعادل حرارتی نشان می دهد دریافت[۱]:

$$\frac{n_i}{n_n} \approx 2.4\times10^{21}\frac{T^{3/2}}{n_i}e^{-U_i/K_BT} \qquad (۱-۱)$$

[۱] Irving Langmuir
[۲] Saha

که n_i و n_n به ترتیب چگالی (تعداد در متر مکعب) اتمهای یونیزه و اتمهای خنثی، T دمای گاز برحسب ^0K ، K_B ثابت بولتزمن و U_i انرژی یونش گاز (میزان انرژی لازم بر حسب ژول برای جدا کردن آخرین الکترون از اتم) می باشند. برای هوای معمولی ($U_i = 14.5eV, T = 300^0K$ و $n_n \approx 3\times10^{25} m^{-3}$) کسر یونیزه شده n_i/n_n خیلی کوچک است.

$$\frac{n_i}{n_n} = 10^{-122}$$

به تدریج که دما افزایش می یابد، درجه یونش تا زمانی که U_i فقط چند برابر K_BT است همان طور پایین باقی می ماند. سپس n_i/n_n به طور سریع افزایش یافته و گاز به حالت پلاسما در می آید. افزایش بیشتر دما سبب می شود که n_n از n_i کوچکتر شده و در نهایت پلاسما به طور کامل یونیزه می شود. علت وجود پلاسما در اجرام نجومی با دماهای میلیونها درجه و عدم وجود آن در زمین نیز همین است. به وجود آمدن طبیعی پلاسما در دماهای بالا، سبب شده عنوان چهارمین حالت ماده را به آن بدهند.

اتمهای یک گاز دارای انرژی های حرارتی گسترده ای هستند و یک اتم وقتی که به طور تصادفی برخوردی با انرژی بالا را تحمل کرده و یک الکترون خود را از دست می دهد یونیزه می شود. وقتی یک اتم یونیزه شد، همانطور باردار باقی می ماند تا به یک الکترون برسد، در این صورت به احتمال قوی با الکترون ترکیب مجدد یافته و اتم خنثائی را تشکیل می دهد. میزان ترکیب مجدد به طور آشکار به چگالی الکترون ها که برابر n_i گرفته می شود بستگی دارد. بنابراین چگالی یونی حالت تعادل باید با n_i کاهش یابد، عامل n_i^{-1} در سمت راست رابطه‌ی (۱-۱) به همین علت است. وجود پلاسما در محیط های بین ستاره ای، مرهون مقادیر کوچک n_i (حدود $1/cm^3$)، در نتیجه میزان پایین ترکیب مجدد است.

البته هر گاز یونیزه ای را نمی توان پلاسما نامید، هر گازی به هر صورت دارای درجه یونش کوچکی می باشد. یک تعریف مفید برای پلاسما چنین است:

پلاسما گاز ی شبه خنثی از ذرات باردار و خنثی است که رفتار جمعی از خود نشان می دهد. منظور از رفتار جمعی حرکاتی است که نه تنها به شرایط موضعی، بلکه به حالت پلاسما در مناطق دور نیز بستگی دارد در حقیقت وجود رفتار جمعی در پلاسما نشان دهنده‌ی این موضوع می باشد که نیروی

بین ذرات پلاسما از نوع برد بلند است[۱].

۱-۲- مفاهیم اولیه

۱-۲-۱- طول دبای

یکی از ویژگیهای اساسی رفتار پلاسما، توانایی آن برای ایجاد حفاظ در مقابل پتانسیل های الکتریکی است که به آن اعمال می شوند. فرض کنید بخواهیم با وارد کردن دو گلوله رسانای باردار که با فاصله مشخصی از هم قرار دارند و به یک باتری وصل شده اند یک میدان الکتریکی در داخل پلاسما ایجاد کنیم. این گلوله ها ذرات با بارهای مخالف خود را جذب می کنند و تقریبا بلافاصله، ابری از یون ها اطراف گلوله منفی و ابری از الکترون ها اطراف گلوله مثبت را فرا می گیرند. (فرض می کنیم لایه ای از دی الکتریک روی گلوله ها مانع از ترکیب مجدد می شود و یا باتری آنقدر بزرگ است که با وجود ترکیب مجدد، پتانسیل مورد نظر را نگاه می دارد). اگر پلاسما سرد باشد و هیچگونه حرکت حرارتی وجود نداشته باشد، تعداد بار ابر برابر تعداد بار گلوله می گردد، در این صورت عمل حفاظ کامل می شود و هیچ میدان الکتریکی در حجم پلاسما در خارج از ناحیه ابرها وجود نخواهد داشت. از طرف دیگر، اگر دما معین و محدود باشد، ذراتی که در لبه ابر یعنی جایی که میدان ضعیف است قرار دارند، انرژی حرارتی کافی برای فرار از چاه پتانسیل الکترواستاتیکی پیدا می کنند. در این صورت، لبه ی ابر در شعاعی قرار می گیرد که در آن انرژی پتانسیل تقریباً برابر انرژی حرارتی K_BT ذرات است و حفاظ کامل نیست. پتانسیل های در حدود K_BT/e می توانند به داخل پلاسما نشت کرده و سبب ایجاد میدان های الکتریکی معینی در آن شوند. اگر فرض کنیم پتانسیل ϕ در صفحه $x=0$، به وسیله شبکه کاملا شفافی، در یک مقدار ثابت ϕ_0 نگاه داشته شود در این صورت پتانسیل $\phi(x)$ را می توانیم به صورت زیر بنویسیم:

$$\phi = \phi_0 \exp(-|x|/\lambda_D) \qquad (۱-۲)$$

که در آن

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۱-۳)$$

طول دبای نامیده می شود و n_0 چگالی یون ها یا الکترون ها در فواصل دور می باشد. λ_D معیاری از فاصله حفاظ را به ما می دهد.

برای اینکه پلاسما شبه خنثی باشد باید λ_D در مقایسه با بعد فیزیکی دستگاه (L) خیلی کوچک باشد.

$$\lambda_D << L \qquad (۱-٤)$$

۱-۲-۲- پارامتر پلاسما

چون پلاسما رفتار جمعی از خود نشان می دهد باید در ابر بار ذکر شده در بالا یعنی در کره دبای (کره ای به شعاع λ_D)، ذرات به تعداد کافی وجود داشته باشد، بدیهی است اگر در این کره فقط یک یا دو ذره وجود داشته باشد، حفاظ دبای از لحاظ آماری، مفهوم معتبری نخواهد داشت. تعداد ذرات موجود در داخل کره‌ی دبای برابر است با:

$$N_D = n\frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 = 1.38\times10^6 T^{\frac{3}{2}} n^{\frac{-1}{2}} \qquad (۱-۵)$$

بنابراین باید

$$N_D >>> 1 \qquad (۱-٦)$$

۱-۲-۳- فرکانس پلاسما

چون نیروهای بین ذرات پلاسما دارای برد بلند می باشند، رفتار پلاسما در برخی موقعیتها به مانند سیستم نوسانگرهای جفت شده است. یکی از مشخصات اساسی پلاسما، فرکانس پلاسما یا ω_p است که آن را به صورت زیر تعریف می کنند:

$$\omega_p = \left(\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}\right)^{1/2} \qquad (۱-۷)$$

که m_e و n به ترتیب جرم و چگالی الکترون هستند همچنین فرکانس پلاسما اغلب برای مشخص کردن چگالی الکترون ها در پلاسما استفاده می شود.

اگر گروهی از الکترون ها در یک پلاسمای دو مؤلفه ای (یون و الکترون) اندکی از وضعیت تعادل x_0 جابجا شوند، نیرویی را متحمل خواهند شد که سبب بازگشت این الکترون ها به وضعیت اولیه می شود اما الکترون ها بهنگام بازگشت در x_0 دارای یک انرژی جنبشی معادل با انرژی پتانسیل به دست آمده در جابجایی اولیه می باشند، این انرژی جنبشی تا زمان تبدیل کامل به انرژی پتانسیل سبب یک جابجایی در خلاف جهت جابجایی اولیه می شود و بدین ترتیب الکترون ها در زمینه ای

از یون های سنگین با فرکانس بسیار بالای ω_p نوسان می کنند. این پدیده به عنوان نوسان پلاسما شناخته شده است.

۱-۲-٤- معیارهای وجود پلاسما

برای اینکه یک گاز یونیزه را پلاسما بنامیم باید سه معیار اصلی را برای آن در نظر بگیریم، معیارهای اول و دوم را در شرطهای (۱-٤) و (۱-٦) ذکر نمودیم. معیار سوم مربوط به برخوردهاست. گازی که خیلی کم یونیزه شده است، به طور مثال گاز خروجی یک جت، شرایط یک پلاسما را ندارد، زیرا در آن ذرات باردار آنقدر با اتمهای خنثی برخورد می کنند که حرکت های آنها بیشتر توسط نیروهای هیدرودینامیکی معمولی کنترل می شود تا نیروهای الکترومغناطیسی. اگر τ زمان متوسط بین برخوردهای انجام شده با اتمها باشد، برای اینکه گاز نظیر پلاسما رفتار کند، لازم است که $\omega_p\tau > 1$.

بنابراین سه شرطی که پلاسما باید از آن پیروی کند، عبارتند از[۱]:

$\lambda_D << L$ -۱

$N_D >>> 1$ -۲

$\omega_p\tau > 1$ -۳

۱-۳- دیدگاه های اساسی برای توصیف فیزیک پلاسما

اندرکنش بین میدان های الکترومغناطیسی و تعداد زیادی از ذرات پلاسما دینامیک پلاسما را معین می کند. مجموعه ذرات باردار هنگام حرکت، میدان های الکتریکی و مغناطیسی ایجاد می کنند و این میدان ها نیز سبب حرکت ذرات باردار می شوند لذا این اندرکنش خود سازگار می باشد، که این نشان می دهد بررسی ویژگیهای پلاسما به طور کامل فقط توسط یک دیدگاه خاص امکان پذیر نیست. نظریه ها و الگوهای توصیف کننده فیزیک پلاسما هر کدام محدودیت خاصی از نظر دقت و کارایی دارند. آنها یا دارای تقریب خاصی هستند و یا آنقدر پیچیده می باشند که کارایی لازم را از دست می دهند. بدین سبب با توجه به شرایط و تقریب های مفید از چند دیدگاه استفاده می شود. برای توصیف نظری پدیده های پلاسما چهار نظریه اساسی وجود دارد[۱۷]:

۱-۳-۱- نظریه‌ی مداری ذرات

نظریه‌ی مداری ذرات اولین تقریب مفید می باشد که حرکت ذرات باردار (یونها و الکترونها) را در میدان های الکتریکی و مغناطیسی معین بررسی می کند. این میدان ها می توانند به مکان و زمان بستگی داشته باشند. نظریه‌ی مداری ذرات، زمانی که مسافت آزاد میانگین برای برخوردها در مقایسه با ابعاد مشخصه‌ی مدار بزرگ است تقریب خوبی برای حرکت ذره در پلاسما است. تحت این شرایط اثر برخوردها می تواند به عنوان یک اختلال در نظر گرفته شود و مسئله‌ی عمده این است که میدان الکترومغناطیسی مشخص شده از قبل با مجموع میدان های خارجی و میدان ایجاد شده توسط ذرات دوران کننده برابر باشد. از این دیدگاه برای بررسی پدیده هایی که چگالی ذرات آن خیلی پایین می باشد استفاده شده است (مانند کمربندهای تشعشعی وان آلن و هاله خورشیدی).

۱-۳-۲- نظریه‌ی جنبشی

نظریه‌ی جنبشی دقیق ترین توصیف رفتار پلاسما را می دهد. در این نظریه به هر نوع از ذرات تابع توزیع[۱] $f(r,v,t)$ اختصاص داده و حرکات آنها و برخورد آنها با یکدیگر را از طریق حل معادله‌ی بولتزمن[۲] (۱-۸) بررسی می کنند. تحول تابع توزیع در فضای فاز انجام می شود، بنابراین برای مسائل پلاسما یک فرمول بندی دقیق وجود دارد ولی به طور کلی حل آنها به جز در مواردی که تعدادی از جملات معادله‌ی بولتزمن قابل صرفنظر کردن باشند، بسیار مشکل است. یکی از معادلات پرکاربرد نظریه‌ی جنبشی معادله‌ی ولاسف[۳] (۱-۹) است. این معادله با صرف نظر از برخوردها از معادله‌ی بولتزمن به دست می آید.

$$\frac{\partial f}{\partial t}+v.\nabla f+\frac{q}{m}(E+v\times B).\frac{\partial f}{\partial v}=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \qquad (۱-۸)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t}+v.\nabla f+\frac{q}{m}(E+v\times B).\frac{\partial f}{\partial v}=0 \qquad (۱-۹)$$

که در آن $f=f(r,v,t)$ تابع توزیع ذرات و $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c$ میزان تغییرات زمانی f در اثر برخورد است.

[۱] distribution function
[۲] Boltzman equation
[۳] Vlasov equation

۱-۳-۳- نظریه‌ی سیالی

در این نظریه تحول هر ناحیه از پلاسما را می توان با متغیر های ماکروسکوپی مانند چگالی، دما و سرعت مشخص کرد. در این دیدگاه از هویت و رفتار یک ذره‌ی تنها صرفنظر شده است و فقط حرکت عناصر سیال الکتریکی بررسی می شود، همچنین به هر کدام از مؤلفه های پلاسما معادلات سیالی جداگانه ای اختصاص می دهیم، به همین علت این رهیافت نظریه‌ی دو سیالی و یا چند سیالی نیز خوانده می شود. این معادلات سیالی در حقیقت گشتاورهای معادله‌ی بولتزمن هستند که پایستگی جرم، تکانه و انرژی را برای هر عنصر از پلاسما نشان می دهند. در این روش از معادلات ماکسول به همراه معادلات حرکات سیالات استفاده می شود. این نظریه هنگامی که مسافت آزاد میانگین در مقایسه با فواصل فیزیکی مورد نظر سیستم پلاسما خیلی کوچک باشد تقریب خوبی است. ٪۸۰ از پدیده هایی را که در آزمایشهای واقعی مشاهده می شوند می توان توسط این مدل تشریح کرد. در این پژوهش از معادلات سیالی استفاده شده است، لذا در بخش بعدی به بررسی بیشتر این معادلات خواهیم پرداخت.

۱-۳-٤- نظریه‌ی مگنتوهیدرودینامیک (MHD)

در این دیدگاه پلاسما را به عنوان یک تک سیال هادی در نظر می گیرند، این رهیافت در توصیف حالت پلاسما کاربرد دارد، همچنین می توان از آن در بررسی امواج پلاسما استفاده کرد اما دقت این نظریه از معادلات دو یا چند سیالی کمتر است. این نظریه به طور گسترده ای در همجوشی هسته ای، الکترودینامیک کیهانی، و تبدیل انرژی MHD استفاده می شود[۱].

۱-٤- مجموعه‌ی کامل معادلات سیالی پلاسما

۱-٤-۱- معادلات ماکسول

از آنجا که پلاسما یک سیال الکتریکی و شامل الکترون ها و یون ها می باشد و این ذرات باردار و میدان های الکتریکی و مغناطیسی اثرات متقابلی بر یکدیگر ایجاد کرده و اندرکنش بین آنها خود سازگار است، معادلات ماکسول نقش مهمی در معادلات سیالی پلاسما ایفا می کند.

با توجه به چگالی های بار و جریان

$$\rho_q = n_i q_i + n_e q_e \qquad (۱۰-۱)$$