

گروه فیزیک
دانشکده علوم

بررسی پدیده شفافیت القایی پلاسما در اندرکنش دو موج لیزری قوی

با قطبش‌های خطی و دایروی

استاد راهنما:

دکتر ناصر سپهری جوان

توسط:

شببم خلیلی

دانشگاه محقق اردبیلی

شهریور ۱۳۸۹

نام خانوادگی دانشجو: خلیلی	نام: شبنم
عنوان پایان نامه: بررسی پدیده شفافیت القایی پلاسما در اندرکنش دو موج لیزری قوی با قطبش های خطی و دایروی	
استاد راهنما: دکتر ناصر سپهری جوان	
مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد	رشته: فیزیک گرایش: بنیادی (نظری) دانشگاه: محقق اردبیلی
دانشکده: علوم	تاریخ فارغ التحصیلی: ۸۹/۶/۲۸ تعداد صفحات: ۹۴
کلید واژه: امواج الکترومغناطیسی، پلاسما سرد، شفافیت القایی الکترومغناطیسی، قطبش خطی و دایروی،	
<p>چکیده:</p> <p>در این پایان نامه پس از ارائه مقدمه ای بر پلاسما و انتشار امواج در پلاسما غیر مغناطیده و پلاسما سرد مغناطیده و بررسی اندرکنش لیزر با پلاسما، وارد مبحث شفافیت القایی الکترومغناطیسی (EIT) در پلاسما شده ایم و انتشار امواج در پلاسما سرد غیر مغناطیده و مغناطیده توسط شفافیت القایی الکترومغناطیسی بررسی شده است. با استفاده از یک مدل سیالی نسبیته معادلات حاکم بر اندرکنش دو موج لیزری با قطبش خطی و دایروی در پلاسما حاصل شده است. در این کار، با در نظر گرفتن جملات مرتبه ی بالاتر از مرتبه ی دوم دامنه های امواج لیزری، معادلات پاشندگی محاسبه شده است. نمودارهای پاشندگی با در نظر گرفتن جملات مرتبه ی چهارم رسم شده اند و با نمودارهای پاشندگی به ازای دامنه های مرتبه ی دوم مقایسه شده اند. نشان داده شده است که در نظر گرفتن جملات مرتبه ی چهارم تأثیر بسزایی در پاشندگی دارد. تأثیر پارامترهای مختلف بر پاشندگی از جمله دامنه لیزر و نیز فرکانس لیزر مورد بررسی واقع شده است.</p>	

فهرست مطالب

عنوان	صفحه
فصل اول: مفاهیم اساسی پلاسما	
۱-۱- تعریف پلاسما	۲
۱-۲- معیارهای شناخت پلاسما	۳
۱-۳- کاربردهای پلاسما	۴
۱-۴- مدل‌های توصیف کننده‌ی پلاسما	۵
۱-۴-۱- مدل جنبشی	۵
۱-۴-۲- مدل سیالی	۶
۱-۴-۳- مدل دو سیالی پلاسما	۷
فصل دوم: امواج الکترومغناطیسی در پلاسما	
۲-۱- امواج الکترومغناطیسی در یک پلاسمای سرد	۹
۲-۱-۱- معادله موج	۹
۲-۲- امواج در پلاسمای سرد بدون میدان مغناطیسی	۱۰
۲-۳- امواج الکترومغناطیسی در پلاسمای سرد مغناطیده ($\mathbf{E}_0 = 0, \mathbf{B}_0 = B_0 \hat{z}$)	۱۴
۲-۳-۱- امواجی که بطور موازی با میدان مغناطیسی در پلاسمای سرد مغناطیده منتشر می‌شوند	۱۷
۲-۳-۱-۱- امواج با فرکانس بالا	۱۷
۲-۳-۱-۲- امواج با فرکانس متوسط	۱۹
۲-۳-۱-۳- امواج با فرکانس پایین	۲۲
۲-۴- امواج بار فضا در پلاسمای گرم	۲۳
۲-۵- برهم کنش لیزر-پلاسما	۲۶
۲-۵-۱- حرکت الکترون در میدان نور لیزر	۲۷

۲۷	۲-۵-۲- حرکت لرزشی الکترون
۲۸	۲-۵-۳- نیروی اثرگذار
۲۹	۲-۶- انتشار لیزر در پلاسمای همگن
۳۰	۲-۶-۱- تولید موج توسط یک پالس لیزر

فصل سوم: پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی

۳۳	۳-۱- مقدمه
۳۳	۳-۲- شفافیت القایی الکترومغناطیسی (<i>EIT</i>)
۳۳	۳-۳- تاریخچه
۴۵	۳-۴- شفافیت القایی مغناطیسی و الکترومغناطیسی در پلاسمای مغناطیده
۴۶	۳-۴-۱- مفاهیم و فرمولها
۴۶	۳-۴-۱- الف- آنالیز حرکت حالت پایه
۴۶	۳-۴-۱- ب- تحولات زمانی حرکت طولی
۵۳	۳-۴-۲- EIT در پلاسما
۵۶	۳-۴-۳- سیستم ویگلر
۵۷	۳-۵- شفافیت القایی اندولاتور (<i>UIT</i>) در پلاسمای مغناطیده
۶۰	۳-۵-۱- جریان در UIT پلاسما
۶۲	۳-۵-۲- انتشار خطی موج در UIT پلاسما
۶۳	۳-۵-۳- انتشار غیر خطی موج در UIT پلاسما
۶۶	۳-۶- کاربردهای پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی

فصل چهارم: شفافیت القایی الکترومغناطیسی ایجاد شده توسط اندرکنش دو باریکه‌ی لیزری با قطبش خطی و

دایروی در یک پلاسمای سرد غیر مغناطیده با در نظر گرفتن مراتب بالاتر دامنه‌ی امواج در معادلات پاشندگی

۶۸	۴-۱- مقدمه
----	------------

۶۸	۲-۴- معادلات اساسی
۶۸	۳-۴- بسط بردار پتانسیل
۶۸	۴-۴- رابطه پاشندگی و خطی سازی معادلات
۷۰	۵-۴- نتایج عددی
۹۱	۶-۴- نتیجه گیری

فهرست شکل‌ها

عنوان..... صفحه

فصل دوم:

شکل ۱-۲- رابطه پاشندگی برای امواج الکترومغناطیسی در یک پلاسمای الکترون سرد و آزاد از تأثیر میدان مغناطیسی. .. ۱۳

- شکل ۲-۲-: سیستم مختصات امواجی الکترومغناطیسی که در پلاسمای مغناطیده منتشر می شوند. ۱۶
- شکل ۳-۲- نمودار فرکانس بر حسب عدد موج برای امواج الکترومغناطیسی پلاسمای که در امتداد میدان مغناطیسی در پلاسمای سرد مغناطیده همگن منتشر می شوند. ۱۹
- شکل ۴-۲- نمودار میدانهای قطبیده راست گرد و چپ گرد. ۱۹
- شکل ۵-۲- الف- ضریب شکست $k^2 c^2 / \omega^2$ بر حسب ω برای امواجی که در امتداد میدان مغناطیسی در پلاسمایی با چگالی بالا منتشر می شوند. ۲۰
- شکل ۵-۲- ب- فرکانس بر حسب عدد موج برای امواجی که در امتداد میدان مغناطیسی در پلاسمایی با چگالی بالا منتشر می شوند. ۲۱
- شکل ۶-۲- الف-: فرکانس بر حسب عدد موج برای امواجی که در امتداد میدان مغناطیسی در پلاسمایی با کم چگالی منتشر می شوند. ۲۱
- شکل ۶-۲- ب- ضریب شکست $k^2 c^2 / \omega^2$ بر حسب ω برای امواجی که در امتداد میدان مغناطیسی در پلاسمای کم چگالی منتشر می شوند. ۲۲
- شکل ۷-۲- تغییرات فرکانس بر حسب عدد موج برای نوسانات لانگمویر در پلاسمای گرم. ۲۵

فصل سوم:

- شکل ۳-۱- ترازهای انرژی اتم Sr . ۳۴
- شکل ۳-۲- الف- میزان عبور بر حسب نامیزانی موج پروب در غیاب موج پمپ. ۳۵
- شکل ۳-۲- ب- میزان عبور بر حسب نامیزانی موج پروب در حضور موج پمپ. ۳۵
- شکل ۳-۳- نمودار انرژی پدیده EIT در یک پلاسمای ایده آل. ۳۶
- شکل ۳-۴- ضریب شکست موج پروب n_s بر حسب نامیزانی تشدید دو فوتونی. ۳۹
- شکل ۳-۵- ضریب شکست موج پمپ n_a بر حسب نامیزانی تشدید دو فوتونی. ۴۰
- شکل ۳-۶- توزیع فرکانس پلاسمای ω_p در راستای انتشار موج پروب در پلاسمای غیر یکنواخت. ۴۲
- شکل ۳-۷- محدوده شفافیت موج پروب بر حسب Λ . ۴۴

- شکل ۳-۸- محدوده فرکانس میدان محرک بر حسب فرکانس پروب. ۴۴
- شکل ۳-۹- قسمت موهومی ضریب شکست میدان پروب (متناسب با جذب میدان پروب) بر حسب فاصله در پلاسما ۴۵
- شکل ۳-۱۰- (A) تحول زمانی $|\tilde{\gamma}(t)|$ بصورت تئوری، شبیه سازی غیر نسبی، و شبیه سازی نسبی. (B) مسیر زمانی $|\beta_{\perp}|$ ۵۳
- شکل ۳-۱۱- نتایج شبیه سازی در فرکانس سیکلوترون را نشان می دهد ۵۴
- شکل ۳-۱۱- (E): FFT از $E(t)$ ۵۴
- شکل ۳-۱۲- (A) FFT میدان الکتریکی عمودی برای پلاسما با تغییر ضخامت. (B) FFT میدان الکتریکی طولی که درون پلاسما نزدیک به مرز پلاسما و خلاء در سمت چپ اندازه گیری شده است. ۵۵
- شکل ۳-۱۴- شبیه سازی شفافیت در سیستمی که پمپ با میدان ویگلر جایگذاری شده است. ۵۶
- شکل ۳-۱۵- فضایی از میدان الکتریکی قطبیده در راستای x درون پلاسما برای (A) ویگلر راست گرد و (B) ویگلر چپ گرد. ۵۷
- شکل ۳-۱۷- نمودار پاشندگی برای موج قطبیده راستگرد که در راستای میدان مغناطیسی منتشر می شود ۵۹
- شکل ۳-۱۸- شبیه سازی عددی حرکت تک ذره در ترکیب میدانها از یک موج الکترومغناطیسی پروب ۶۲

فصل چهارم:

- شکل ۴-۱- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.1$ و $a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.45$ برای قطبش خطی ۷۳
- شکل ۴-۲- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.45$ برای قطبش خطی ۷۴
- شکل ۴-۳- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.2$ و $a_2 = 0.1$ به ازای $\omega_1 = 1.45$ برای قطبش خطی ۷۴
- شکل ۴-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.3$ به ازای $\omega_1 = 0.45$ برای قطبش خطی ۷۵
- شکل ۴-۵- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.17453$ و $a_2 = 0.27453$ به ازای $\omega_1 = 1.45$ به ازای دامنه های مرتبه‌ی بالا و قطبش خطی ۷۶
- شکل ۴-۶- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.2352$ به ازای $\omega_1 = 1.45$ به ازای دامنه های مرتبه‌ی بالا و قطبش خطی ۷۶

- شکل ۷-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.2865$ و $a_2 = 0.1865$ به ازای $\omega_1 = 1.45$ به ازای دامنه های مرتبه ی بالا و قطبش خطی
- ۷۷..... خطی
- شکل ۸-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.2$ و $a_2 = 0.3$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای قطبش خطی
- ۷۸.....
- شکل ۹-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.24$ و به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای قطبش خطی
- ۷۹.....
- شکل ۱۰-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.3$ و $a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای قطبش خطی
- ۷۹.....
- شکل ۱۱-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.4$ و $a_2 = 0.5$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. به ازای دامنه های مرتبه ی بالا و قطبش خطی
- ۸۰.....
- شکل ۱۲-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.4$ و $a_2 = 0.5$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. به ازای دامنه های مرتبه ی پایین و قطبش خطی
- ۸۰.....
- شکل ۱۳-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.5$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. به ازای دامنه های مرتبه ی بالا و قطبش خطی
- ۸۱.....
- شکل ۱۴-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.5$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. به ازای دامنه های مرتبه ی پایین و قطبش خطی
- ۸۱.....
- شکل ۱۵-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.5$ و $a_2 = 0.4$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش خطی
- ۸۲.....
- شکل ۱۶-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.5$ و $a_2 = 0.4$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای دامنه های مرتبه پایین و قطبش خطی
- ۸۲.....
- شکل ۱۷-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.2$ و $a_2 = 0.1$ به ازای $\omega_1 = 1.2$ برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش خطی
- ۸۳.....
- شکل ۱۸-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.2$ و $a_2 = 0.1$ به ازای $\omega_1 = 1.6$ برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش خطی
- ۸۴.....
- شکل ۱۹-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.2$ و $a_2 = 0.1$ به ازای $\omega_1 = 1.8$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش خطی
- ۸۴.....
- شکل ۲۰-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.2$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش خطی
- ۸۵.....
- شکل ۲۱-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.6$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش خطی
- ۸۶.....
- شکل ۲۲-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.8$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش خطی
- ۸۶.....
- شکل ۲۳-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.1$ و $a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای قطبش دایروی
- ۸۷.....
- شکل ۲۴-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. به ازای دامنه های مرتبه بالا و قطبش دایروی
- ۸۸.....
- شکل ۲۵-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.2$ و $a_2 = 0.1$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش دایروی
- ۸۸.....
- شکل ۲۶-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = a_2 = 0.4$ به ازای $\omega_1 = 1.45$. برای قطبش دایروی
- ۸۹.....

شکل ۲۷-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.3$ و $a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.2$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش دایروی. ۹۰

شکل ۲۸-۴- نمودار پاشندگی $a_1 = 0.3$ و $a_2 = 0.2$ به ازای $\omega_1 = 1.6$. برای دامنه های مرتبه بالا و قطبش دایروی. ۹۰

فصل اول

مفاهیم اساسی در مورد پلاسما

امروزه سعی بر این است که محیط‌های پلاسما را بیشتر مورد تجزیه و تحلیل قرار دهند زیرا قسمت عمده‌ای از جهان ما حدود ۹۹٪ از پلاسما تشکیل شده است. لذا دانشمندان کوشش بیشتری دارند که در جهان اطراف که عمدتاً محیط پلاسمایی است وضعیت انتقال و ارسال انرژی را مورد بحث و بررسی قرار دهند، تا بتوانند به توسط انتقال انرژی ارتباط با جهان خارج از جو برقرار کنند.

۱-۱- تعریف پلاسما

مواد را به چهار دسته جامد، مایع، گاز، پلاسما تقسیم می‌کنند. پلاسما ماده‌ای است که دارای الکترون آزاد و اتم-ها (مولکول‌های) یونیزه شده می‌باشد و این ذرات رفتار جمعی از خود نشان می‌دهند، یعنی اگر در گاز خنثی رفتار یک ذره‌ی منفرد را برخورد‌ها تعیین می‌کنند، در یک پلاسما وجود نیروهای کولمبی باعث ایجاد حرکت در ذره می‌شود. (معیارهای تشخیص پلاسما بعداً ذکر خواهد شد) اصطلاح "پلاسما" را لانگمویر (۱۹۲۳) درحین مطالعه‌ی تخلیه‌ی الکتریکی در گازها به کار برد. واژه "پلاسما" به طور کلی به مجموعه‌های شبه خنثی ذرات باردار اطلاق می‌شود، و

"فیزیک پلاسما" عبارت است از بررسی رفتار این سیستم‌ها. فیزیک پلاسما نشان می‌دهد که چطور ممکن است ماده هم به صورت انبوه ذرات و هم به صورت سیال رفتار کند. پلاسما در طبیعت بصورت‌های زیر وجود دارد [۱ و ۲]:

الف- خورشید و اتمسفر اطراف آن از پلاسما تشکیل شده است و دمای بسیار زیاد درونش، زمینه را برای انجام عمل هجوشی هسته‌ای آماده می‌سازد.

ب- بادهای خورشیدی: خورشید با سرعت زیاد ذرات الکترون و پروتون را در فضای اطراف خود منتشر می‌کند.

ج- مگنتوسفر و حلقه‌های تشعشعی وان‌آلن^۱

د- یونسفر

ه- پلاسمای موجود در ستاره‌ها و کهکشان‌ها و فضای بین کهکشان‌ها

از طرف دیگر در زندگی روزمره مان با چند نمونه محدود از پلاسما مواجه می‌شویم: جرقه رعد و برق، گازهای داخل یک لامپ فلئورسان یا چراغ نئون و یونیزاسیون مختصری که در گازهای خروجی یک موشک دیده می‌شود.

۲-۱- معیارهای شناخت پلاسما

قبل از بیان معیارهای شناخت پلاسما، چند پارامتر را تعریف می‌کنیم [۳ و ۴]:

الف- خاصیت شبه خنثایی پلاسما: یکی از خواص اساسی پلاسما، خاصیت شبه خنثایی آن است. و این بدان مفهوم است که پلاسما در حالت میانگین در فواصل زمانی نسبتاً زیاد و در فواصل بزرگ ماکروسکوپیکی خنثی می‌باشد. در فواصل کوچک و میکروسکوپیکی به علت وجود حرکات حرارتی ذرات، همواره افت و خیزهایی در چگالی ذرات وجود داشته و پلاسما غیر خنثی است. به زبان ریاضی در حالت ترمودینامیکی، شبه خنثی بودن پلاسما به شکل زیر بیان می‌شود:

$$\sum_{\alpha} n_{\alpha} e_{\alpha} = 0 \quad (1-1)$$

n_{α} چگالی ذره نوع α ، و e بار الکتریکی، که برای ذرات باردار از نوع یونی اندیس α را با i و برای الکترون با e نمایش داده می‌شود.

ب- حفاظ دبی: فاصله‌ای که میدان الکتریکی یک بار، بارهای دیگر را تحت تأثیر قرار می‌دهد، و با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\lambda_D = [KT / 4\pi m_e e^2]^{1/2} \quad (1-2)$$

n_e چگالی ذرات الکترون، e بار الکتریکی، K ثابت بولتزمن، T دمای پلاسما می‌باشد. همانطور که انتظار می‌رود این فاصله با افزایش دما و با افزایش چگالی ذرات الکترونی کاهش می‌یابد. اگر کره‌ای با شعاع λ_D در نظر بگیریم در آن صورت تعداد ذرات موجود در این کره برابر است با:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e \quad (1-3)$$

ج- فرکانس پلاسما: اگر پلاسما از حالت تعادل خارج شود، نیروی الکتریکی متوجه ذرات، باعث می‌شود که ذرات به طور دسته جمعی شرکت کنند و دوباره به حالت تعادل برسند. حرکت دسته جمعی مذکور را با فرکانس نوسانات سیستم و با نام فرکانس پلاسما مشخص می‌کنند. اگر فرکانس پلاسما بزرگ باشد، یون‌ها (به علت جرم سنگین‌شان) نخواهند توانست همچون الکترون‌ها حرکت کنند و الکترون‌ها به طور دسته جمعی حول یون‌ها نوسان خواهند کرد. فرکانس زاویه‌ای پلاسما (الکترون) به صورت زیر است:

$$\omega_p = [4\pi n_e e^2 / m_e]^{1/2} \quad (1-4)$$

به علت برخورد الکترون‌ها و اتم‌های خنثی، نوسانات میرا می‌شوند. معمولاً فرکانس برخورد الکترون‌ها و اتم‌های خنثی

(v_{en}) کوچکتر از فرکانس پلاسمای الکترون‌ها است (v_{pe}).

$$v_{en} < v_{pe} \quad v_{pe} = \omega_p / 2\pi \quad (1-5)$$

با توجه به تعاریف فوق، معیارهای وجود پلاسما به صورت زیر می‌باشد:

الف- $L \gg \lambda_D$ (بزرگترین بعد محیط پلاسما می‌باشد)

ب- $N_D \gg 1$

ج- $\omega\tau > 1$ ، $\tau = \frac{1}{v_{en}}$

د- خنثی بودن ماکروسکوپی پلاسما

۳-۱- کاربردهای پلاسما

همانطور که قبلاً گفتیم، تمام فضای خارج از جو کره زمین را پلاسما فرار گرفته است. اگرچه در روی کره زمین، پلاسما به طور طبیعی یافت نمی‌شود ولی بشر از موقعی که به خواص پلاسما پی برد، دائماً در حال تلاش برای تولید، شناخت و استفاده از آن در شاخه‌های مختلف علوم می‌باشد. پلاسما، امروزه در ادوات نیمه هادی (فیزیک حالت جامد)، تولید انرژی الکتریکی و ... استفاده می‌شود [۶ و ۵].

یکی از مسائلی که امروز بشر با آن دست به گریبان است، مسئله تولید انرژی الکتریکی است. سوخت‌های فسیلی و اتمی که در تولید انرژی الکتریکی استفاده می‌شود معایب خاص خودش را دارا می‌باشند که اگر بشر بتواند از آنها

کمتر استفاده کند عمر کره خاکی را افزایش داده است. بدین جهت باید به منبع انرژی دسترسی پیدا کند که معایب سوخت‌های فسیلی و اتمی را نداشته باشد. منبع انرژی خورشید بهترین الگو در این زمینه است. ترکیب اتم‌های سبک هیدروژن و تشکیل اتم‌های سنگین‌تر هلیوم، مقدار زیادی انرژی آزاد می‌کند. برای انجام چنین عملی به درجه حرارت زیادی احتیاج داریم (میلیون‌ها درجه کلوین). ایجاد درجه حرارت بسیار زیاد و ظرفی که بتواند چنین درجه حرارتی را تحمل کند از عمده مشکلات تولید انرژی در چنین روشی می‌باشد. با استفاده از میدان مغناطیسی در توکامک^۱، می‌توان درجه حرارت پلاسما را به حد مطلوب رساند ولی مسئله گرم کردن پلاسما تا چنین درجه حرارت زیادی یکی از مشکلات موجود در تولید انرژی با روش همجوشی کنترل شده می‌باشد [۷ و ۸].

از دیگر کاربردهای پلاسما، ارسال موج به نقاط دور با استفاده از طبقات یونسفر و تروپوسفر می‌باشد. در اوایل قرن بیستم، مارکونی و دیگران دریافتند که می‌توان سیگنال‌های رادیویی را در فواصل دورتر از برد مؤثر یک فرستنده دریافت کرد. دو دهه پس از این حادثه آپلتون^۲ و واتسون وات^۳ این مطلب را تأیید کردند که طبقات بالای جو دارای خاصیت الکتریکی است. آنها این طبقات را یونسفر نامیدند.

برای تشخیص ارتفاع، غلظت (عدد چگالی الکترون‌ها و یون‌ها)، فشار و دمای طبقات یونسفر و تروپوسفر، از امواج الکترومغناطیسی استفاده می‌کنند. با تاباندن امواج الکترومغناطیسی به طبقات فوق و با اندازه‌گیری سرعت فاز، گروه و پولاریزاسیون امواج برگشتی، پارامترهای مختلف یونسفر و تروپوسفر را بدست می‌آورند [۴ و ۹].

۴-۱- مدل‌های توصیف کننده‌ی پلاسما

در کل دو دیدگاه برای بررسی خواص پلاسما وجود دارد:

۱- روش استفاده از معادلات جنبشی

۲- روش استفاده از معادلات سیالی

در روش توصیف جنبشی از مکانیک آماری استفاده می‌شود، بدین مفهوم که برای هر نقطه از محیط یک تابع توزیع نسبت داده می‌شود و با استفاده از این تابع توزیع کمیات ماکروسکوپی دیگر مانند چگالی، فشار، دما و سرعت سیالی تعریف می‌شود. روش جنبشی روشی دقیق‌تر از روش سیالی است ولی از ریاضیات پیچیده‌تری برخوردار است. روش سیالی خوشبختانه در خیلی از موارد از جمله در توصیف انتشار امواج در پلاسما و نیز مسئله‌ی ناپایداری‌ها می‌تواند مورد استفاده قرار بگیرد. ولی پدیده‌هایی مثل میرایی لاندائو^۴ و یا یک سری از ناپایداری‌های جنبشی^۵ را نمی‌توان با این مدل پیشگویی کرد.

1 Tokamak

1 Appleton

2 Watson-watt

3 Landau damping

4 Kinetic Instabilities

در روش دوم پلاسما مانند یک محیط پیوسته‌ی سیالی در نظر گرفته می‌شود که علاوه بر نیروهای سیالی معمولی مانند فشار و تنش‌های برشی، نیروهای الکترومغناطیسی نیز به سبب وجود ذرات باردار بر این سیال اثر می‌کنند. در این روش به هر المان از فضا یک سرعت متوسط سیالی نسبت داده می‌شود که این سرعت، میانگین سرعت تک تک ذرات در آن المان ماکروسکوپیک است.

متغیرهای ماکروسکوپیک برای یک سیستم پلاسمایی بر حسب ممان‌هایی از سرعت بر روی تابع توزیع $f(\vec{X}, \vec{V}, t)$ که توصیف آماری سیستم را شامل می‌شود، تعریف شده‌اند. روابط بین این متغیرهای ماکروسکوپیک از معادلات دیفرانسیل به دست آمده از تابع توزیع، حاصل می‌شود.

۱-۴-۱- مدل جنبشی

معادله‌ی مناسب برای مطالعه‌ی پلاسما به صورت زیر است:

$$\left. \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t} + \vec{v}_1 \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial \vec{x}_1} + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \langle \vec{E} \rangle + \frac{\vec{v}_1 \times \langle \vec{B} \rangle}{c} \cdot \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial \vec{v}_1} \right|_{coll.} = \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t} \quad (1-6)$$

$$\left. \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t} \right|_{coll.} = - \sum_\beta \bar{n}_\beta \int \vec{a}_{1\beta} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}_1} f_{\alpha\beta}^{(2)}(\vec{x}_1, \vec{x}_\beta, \vec{v}_1, \vec{v}_\beta, t) d\vec{x}_\beta d\vec{v}_\beta \quad (7-1)$$

که $f_\alpha^{(1)}$ تابع توزیع تک ذره‌ای و $\left. \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t} \right|_{coll.}$ جمله‌ای است که اثرات برخوردی در آن لحاظ شده است و $f_{\alpha\beta}^{(2)}$

تابع توزیع دو ذره‌ای و $\vec{a}_{1\beta}$ شتاب ذره ۱ ناشی از ذره‌ی نوع β می‌باشند و $\langle \vec{B} \rangle$ و $\langle \vec{E} \rangle$ مجموع میدان‌های اولیه-ی داخلی و خارجی متوسط می‌باشند که در معادلات ماکسول صدق می‌کنند:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \langle \vec{E} \rangle = 4\pi \langle \rho_q \rangle \\ \vec{\nabla} \times \langle \vec{B} \rangle = \frac{1}{c} \frac{\partial \langle \vec{E} \rangle}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \langle \vec{J} \rangle \end{cases} \quad (8-1)$$

سمت راست معادله‌ی (۷-۱) فقط اثر چند همسایه‌ی نزدیک را در نظر می‌گیرد. اگر $\left. \frac{\partial f_\alpha^{(1)}}{\partial t} \right|_{coll.}$ را برابر صفر قرار

دهیم، به عبارت دیگر اگر برخوردهای جفتی نادیده گرفته شود، معادله‌ی (۶-۱) معادله‌ی جنبشی پلاسما و یا معادله‌ی بدون برخورد بولتزمن و یا معادله‌ی ولاسو^۱، حاصل می‌شود.

۱-۴-۲- مدل سیالی

همان‌طوری که ممان‌های تابع توزیع، پارامترهای ماکروسکوپیک را به ما می‌دهند، ممان‌های معادله‌ی (۶-۱) نسبت به سرعت‌ها، باعث پدید آمدن معادلاتی برای متغیرهای ماکروسکوپیک می‌شوند. این معادلات تحولات پلاسما را نسبت به

زمان از نقطه نظر ماکروسکوپیک بیان می‌کنند. از آنجایی که معادلاتی که از این روش به دست می‌آیند، مشابه با معادلاتی هستند که در مکانیک محیط‌های پیوسته برای توصیف سیالات ظاهر می‌شوند، به تئوری‌هایی که از معادلات ماکروسکوپیک استفاده می‌کنند، لفظاً تئوری‌های هیدرودینامیکی (سیالی) اطلاق می‌شود.

معادله‌ی پیوستگی:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{\alpha}(\vec{x}, t) + \vec{\nabla} \cdot (n_{\alpha}(\vec{x}, t) \vec{v}_{\alpha}(\vec{x}, t)) = 0 \quad (9-1)$$

معادله‌ی پیوستگی بیان‌گر قانون بقای تعداد ذرات است. با ضرب کردن معادله‌ی پیوستگی در جرم ذره‌ی نوع α (m_{α}),

به معادله‌ی بقای جرم زیر می‌رسیم:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{m_{\alpha}}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_{m_{\alpha}} \vec{v}_{\alpha}) = 0 \quad (10-1)$$

که در این جا $\rho_{m_{\alpha}} = n_{\alpha} m_{\alpha}$ چگالی جرمی ذرات نوع α است. با ضرب کردن معادله‌ی پیوستگی در بار q_{α}

می‌توان به معادله‌ی بقای بار زیر دست پیدا کرد:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_{q_{\alpha}}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_{q_{\alpha}} \vec{v}_{\alpha}) = 0 \quad (11-1)$$

که در این جا $\rho_{q_{\alpha}} = n_{\alpha} q_{\alpha}$ چگالی بار الکتریکی است.

۳-۴-۱ مدل دو سیالی پلاسما

در این مدل پلاسما به عنوان دو سیال جداگانه‌ی مربوط به الکترون‌ها و یون‌ها در نظر گرفته می‌شود که این دو سیال

تنها از طریق میدان‌های الکترومغناطیسی و نیز نیروی اصطکاک (ناشی از جمله‌ی $\left. \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} \right|_{coll}$) با هم ارتباط دارند.

متغیرهای این مدل عبارتند از: چگالی، سرعت، و فشار که از معادلات زیر برای هر یک از سیال‌ها مشخص می‌شوند:

معادله‌ی پیوستگی:

$$\frac{\partial n_{\alpha}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_{\alpha} \vec{v}_{\alpha}) = 0 \quad (12-1)$$

معادله‌ی حرکت:

$$n_{\alpha} m_{\alpha} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_{\alpha} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}_{\alpha} = n_{\alpha} q_{\alpha} (\vec{E} + \frac{\vec{v}_{\alpha} \times \vec{B}_{\alpha}}{c}) - \vec{\nabla} P - \int n_{\alpha} m_{\alpha} \vec{v} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} d\vec{v} \quad (13-1)$$

و معادلات ماکسول:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha} \quad (14-1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} \quad (15-1)$$

فصل دوم

امواج الکترومغناطیسی در پلاسما

۲-۱- امواج الکترومغناطیسی در یک پلاسمای سرد

پلازما به عنوان یک گاز تقریباً ایده‌آل مطرح است و به همین علت دارای خواص مشترک زیادی با یک سیال هادی جریان می‌باشد. ولی یک سری حرکات دسته‌جمعی هماهنگ (به عبارت دیگر امواج) می‌تواند در آن به وجود آید که این خواص صرفاً به واسطه‌ی حالت پلاسمایی محیط است و در هیچ محیط مادی دیگری یافت نمی‌شود. در ضمن هیچ محیطی به اندازه‌ی پلازما از لحاظ انتشار امواج در آن، تنوع ندارد. به همین خاطر در این فصل به بررسی انتشار امواج در پلازما پرداخته شده است.

۲-۱-۱- معادله موج

در بحث پدیده‌های موجی در پلازما، راحت‌تر آن است که پاسخ پلازما به میدان الکترومغناطیسی به وسیله یک تانسور دی الکتریک بیان شود. معادلات ماکسول را در نظر می‌گیریم:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{J} \quad (2-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2-2)$$

این معادلات پاسخ میدان الکترومغناطیسی به جریان‌هایی را تعیین می‌کنند که در پلازما برقرارند. افت و خیزهای جریان به نوبه خود در چگالی بار الکتریکی افت و خیزهایی ایجاد می‌کنند. برای اینکه تأثیر میدان الکترومغناطیسی بر جریان را بدانیم رابطه زیر را در نظر می‌گیریم:

$$\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{E} \quad \text{یا} \quad J_i = \sigma_{ij} E_j \quad (2-3)$$

این وضع را معمولاً قانون اهم می‌گویند.

هرگاه بردار جابه‌جایی الکتریکی به صورت زیر تعریف شود:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{J} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2-4)$$

معادله (۲-۱) به شکل زیر ساده می‌شود:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2-5)$$

در این صورت چگالی جریان \mathbf{J} ، باید به صورت زیر بیان شود:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{4\pi c} \left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right] \quad (2-6)$$

از آن جایی که فرض می‌شود حالت نامختل سیستم ساکن است، مؤلفه‌ای را در نظر می‌گیریم که به صورت $\exp(-i\omega t)$ وابسته به زمان است. بنابراین تغییری در نماد گذاری انجام می‌دهیم:

$$\mathbf{E}(x, t) \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\omega t} \quad (2-7)$$

حالا معادله (۲-۶) تبدیل می‌شود به:

$$J_i = -\frac{i\omega}{4\pi c} (D_i - E_i) \quad (2-8)$$

اکنون با استفاده از معادله (۲-۳)، رابطه بین بردار جابه‌جایی \mathbf{D} و میدان الکتریکی را به دست می‌آوریم:

$$D_i = E_i + i \frac{4\pi c}{\omega} \sigma_{ij} E_j \quad (2-9)$$

مرسوم است که رابطه بین این دو متغیر به صورت زیر بیان می‌شود:

$$D = \varepsilon_{ij} E \quad (2-10)$$

بنابراین از رابطه (۲-۹) معلوم می‌شود که مابین تانسور دی الکتریک ε_{ij} ، و تانسور رسانندگی σ_{ij} ، این رابطه برقرار است:

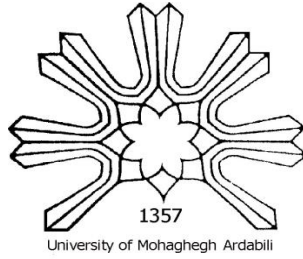
$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + i \frac{4\pi c}{\omega} \sigma_{ij} \quad (2-11)$$

با گرفتن تاو یا کرل از معادله (۲-۲)، با استفاده از معادلات (۲-۵) و (۲-۱۰)، در نهایت معادله موج زیر را برای میدان الکتریکی به دست می‌آید:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2-12)$$

این معادله‌ی موج در واقع برای انواع پلاسما قابل اعمال است. همچنین معادله بالا را در مورد پلاسمایی که در فضا یکنواخت نیست می‌توان به کاربرد.

Surname: khalili	name: shabnam
Title of thesis: Investigation of Electromagnetically induced transparency of two intense lasers with linear and circular polarization.	
Supervisor(s): Sepehri Javan,Naser	
Graduate Degree: M.Sc.	major: fundamental physics
University: Mohaghegh Ardabili	Faculty: science
Graduation date: 2010/9/19	Number of pages: 94
Keywords: electromagnetic waves, cold plasma, electromagnetically Induced Transparency, linear polarization, circular polarization.	
<p>Abstract:</p> <p>In this thesis, after exhibiting an introduction to plasma and propagation of electromagnetic waves in non-magnetized and magnetized plasma, we have studied the “Electromagnetically Induced Transparency” (EIT) in cold plasma.The propagation of electromagnetic waves in a cold non-magnetized and magnetized plasma by means of EIT has been investigated. The main equations for interaction of two laser beams with linear and circular polarization, have been obtained by a relativistic fluid model. Also, dispersion equations have been derived. The dispersion curve were plotted by taking into account the fourth order of amplitudes and has been compared with the curves drawn only which considered second order amplituces. It shown that this consideration play a major role in dispersion relations. The effect of various parameters, such as laser frequency and amplitude, on the dispersion relation has been investigated too.</p>	



Faculty of Sciences
Department of Physics

**Investigation of Electromagnetically induced
transparency of two intense lasers with linear and
circular polarization**

Supervisor

Dr. Naser Sepehri Javan

By

Shabnam Khalili

University of Mohaghegh Ardabili

September 2010