دانشگاه بیرجند

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشدفیزیک اتمی و مولکولی(پلاسما)

عنوان پایان نامه:

اثرات کوانتومی در شتاب دادن ذرات باردار توسط باریکه‌ی الکترونی

استاد راهنما:

دکتر سید محمد خراشادی زاده

استاد مشاور:

دکتر علیرضا نیکنام

نگارش:

حسن آکی

تاریخ دفاع: شهریور 1390

بسم الله الرحمن الرحيم

پیشکش به روح بلند و ملکوتی پدر بزرگوارم

و تقدیم به مادرمهربان و همسر فداکارم.

تقدیر و تشکر

خداوند را شاکر و سپاسگزارم که توفیق تفکر و تدبر در آفریده‌های شگفت خویش را به ما عنایت فرموده واز این طریق شناخت ما از آن وجود بی همتا بیشتر شده وبر اطمینان قلبیمان افزون گردیده است. بر خود لازم می دانم از کلیه‌ی کسانی که در تدوین این پایان نامه همکاری صمیمانه داشته اند تقدیر و تشکر کنم. نخست از استاد راهنمای عزیز و بزرگوارم جناب آقای دکتر سید محمد خراشادی زاده که همواره با گشاده رویی مشکلاتم را برطرف نموده و استاد علم و اخلاقم بوده‌اند، کمال تشکر و قدردانی را دارم. از استاد مشاور گرانقدر و عزیزم جناب آقای دکتر علیرضا نیکنام که از راهنماییها و ارشادات ایشان بهره‌مند بوده ام صمیمانه سپاسگزارم. از آقایان دکتر نفیسی و دکتر عابدی که داوری پایان نامه‌ام را برعهده گرفتند، تقدیر و تشکر می نمایم. از مادر مهربان و فداکارم که همواره دعایشان آرامش خاطر برایم فراهم آورده بی نهایت سپاسگزارم. از همسر مهربانم که در طول دوران تحصیل محیط مناسبی برای مطالعه و تحقیق فراهم نموده وبسیاری از مشکلات را صبورانه تحمل نمودند کمال تشکر وقدردانی را دارم. جا دارد از همدلی و همراهی همکلاسی‌های عزیزم آقایان طاهری و رضایی و اکبریان و سرکار خانم سبزی نژاد سپاسگزاری نمایم و برای همه‌ی این عزیزان از درگاه خداوند متعال آرزوی سلامتی و موفقیت دارم.

چکیده‌ی پایان نامه

در این پایان نامه با مروری بر مبانی عمومی نظریه‌ی امواج الکترومغناطیسی در محیط‌های پلاسما و باریکه_ پلاسما، معادله‌ی پاشندگی‌کلاسیکی وکوانتومی این محیط‌ها به دست آورده شده و از تحلیل معادله‌ی پاشندگی، آهنگ رشد و آستانه‌ی لازم برای توسعه‌ی ناپایداریها، به صورت کلاسیکی و کوانتومی استخراج شده و با استفاده از آنها ناپایداریهای جریانی در بر همکنش باریکه‌های الکترونی و پوزیترونی و بحث شتاب دادن کلاسیکی و کوانتومی پوزیترون‌ها و پروتون‌ها توسط باریکه‌ی الکترونی نسبیتی بررسی شده است. در نهایت نتایج روش کلاسیکی با کوانتومی مقایسه شده است.

فهرست مطالب **صفحه**

مقدمه :

امروزه حیطه‌ی جدید وجالبی از پلاسما، به نام پلاسمای کوانتومی، به شدت مورد توجه فیزیکدانان اتمی و مولکولی و پلاسما قرار گرفته است؛ زیرا بخش قابل توجهی از تحقیقات فیزیکدانان پلاسما در این ناحیه متمرکز شده است. مثلا در پلاسماهای چگال در اجسام نجومی فشرده(درون کوتوله‌های سفید، ستاره‌های نوترونی و ...) و همچنین در آزمایشهای بر همکنش لیزر شدید با پلاسمای حالت جامد، در نیمه رساناها و در سیستم های میکرو مکانیکی، اهمیت اثرات کوانتومی باید مورد توجه قرار گیرد. تونل زنی الکترون در مقیاس نانو، نتیجه همین اثرات کوانتومی است. اگر چگالی پلاسما به شدت افزایش و در عین حال دمای آن کاهش یابد، وارد ناحیه ی پلاسمای کوانتومی خواهیم شد.

همچنین سیستم های بیم_پلاسما یا بیم_بیم، برای فیزیکدانان پلاسما، دارای اهمیت فراوانی می باشد؛ زیرا انرژی آزاد نسبی بین دو نوع ذرات می تواند سبب ایجاد ناپایداریهای مختلفی مانند ناپایداریهای دو جریانی، بونمن و... در محیط پلاسما گردد. در نتیجه این سیستمها موضوعی اساسی در فیزیک پلاسما به حساب می آیند. به عبارت دیگر، وقتی یک باریکه از ذرات با انواع مختلف پلاسما یا با باریکه‌ی دیگری بر همکنش می کند فرایندهای اساسی زیادی (از قبیل برانگیختن و تقویت امواج الکترومغناطیسی، شتاب دادن ذرات و ...) در این بر همکنش روی می دهد که این فرایندها نتیجه‌ی ناپایداریهای مختلف ایجاد شده در سیستمهای مورد نظر می باشد.

ناپایداریهای مطرح شده، در انواع مختلف پلاسماهای کیهانی مقیاس بزرگ و در کرونای خورشید، همچنین در انواع متفاوت پلاسماهای آزمایشگاهی مشاهده شده است. ناپایداری ناشی از جریانهای در جهت مخالف برای بررسی برخورد در بادهای خورشیدی کاربرد دارد. اثرات برهمکنش و ناپایداریهای فوق، کاربرد وسیعی در انواع پلاسماهای آزمایشگاهی، مگنتوسفری و اخترفیزیکی، در برهمکنش‌های لیزر- پلاسما، شتاب دادن ذرات و گرم کردن پلاسما دارند.

در این پایان نامه ناپایداری وابسته به شتاب دادن پوزیترون‌ها توسط باریکه‌ی الکترونی نسبیتی به صورت کلاسیکی و کوانتومی مورد بررسی قرار گرفته است. شیوه‌ی کار در این پایان نامه بدین صورت می باشد که با استفاده از مبانی عمومی نظریه‌ی امواج الکترومغناطیسی در محیط های پلاسما و بیم-پلاسما، تانسور گذردهی دی الکتریک کلاسیکی و کوانتومی برای محیط‌های مختلف پلاسما و معادله‌ی پاشندگی حاکم بر سیستم مورد نظر استخراج شده و سپس با تحلیل معادله‌ی پاشندگی به

دست آمده، طیف فرکانسی، آهنگ رشد و آستانه‌ی لازم برای توسعه‌ی ناپایداری سیستم به دست آورده شده است. علاوه بر آن نتایج و بحث لازم در هر فصل ذکر گردیده است.

این تحقیق به عنوان پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد فیزیک در گرایش اتمی و مولکولی شاخه‌ی پلاسما تنظیم شده و مشتمل بر چهار فصل می باشد. فصل اول تحت عنوان مبانی عمومی نظریه‌ی امواج الکترومغناطیسی در محیط های پلاسما و بیم-پلاسمای کلاسیکی و کوانتومی می باشد که در آن معادله‌ی پاشندگی عمومی و تانسور گذردهی دی الکتریک برای انواع مختلف پلاسما در دو حالت کلاسیکی و کوانتومی مورد مطالعه قرار گرفته است. در فصل دوم ناپایداری پلاسمای الکترون-پوزیترون؛ یعنی شتاب دادن پوزیترون‌ها توسط باریکه‌ی الکترونی نسبیتی را مورد تحقیق قرار داده ایم. در ادامه با مقایسه‌ی ساز وکار شتاب دادن چرنکوفی و سیکلوترونی، وابستگی آهنگ رشد شتاب دادن پوزیترون‌ها به پارامترهای پلاسما و قدرت میدان مغناطیسی را، مورد مطالعه قرار داده و نتیجه گرفته‌ایم که باریکه‌ی الکترونی نسبیتی تحت برهمکنش چرنکوفی و سیکلوترونی می تواند پوزیترون‌ها را شتاب دهد. در فصل سوم، تانسور گذردهی دی الکتریک کوانتومی را در چهارچوب متحرک و آزمایشگاه حساب کرده و معادله‌ی پاشندگی کوانتومی مربوط به سیستم باریکه‌ی الکترونی-پوزیترونی را بدست آورده ایم. سپس با تحلیل معادله‌ی پاشندگی کوانتومی، مشابه حالت کلاسیکی، وابستگی آهنگ رشد به پارامترهای کوانتومی را مورد مطالعه قرار داده ایم. در فصل چهارم ابتدا آهنگ‌های رشد کلاسیکی و کوانتومی در چهار حالت تشدید مختلف را با هم مقایسه کرده و سپس آهنگ رشد بیشینه را بر حسب عامل نسبیتی الکترون‌ها در دو حالت کلاسیکی و کوانتومی، رسم کرده ونتایج را مورد بحث قرار داده ایم.

فصل 1: مبانی عمومی نظریه‌ی امواج الکترومغناطیسی در محیط‌های پلاسما و بیم_پلاسمای کلاسیکی و کوانتومی

1-1-معادله‌ی پاشندگی عمومی امواج الکترومغناطیسی در پلاسمای همگن

برای بررسی ناپایداریهای مختلف در محیط پلاسما، نیاز به معادله‌ی پاشندگی داریم و برای بدست آوردن آن از معادلات ماکسول شروع می‌کنیم. معادلات ماکسول توصیف کننده‌ی میدان الکترومغناطیسی در پلاسما باید شامل جریانها و بارهای القایی نیز باشد. این معادلات برای محیط پلاسما به صورت زیر می باشند[1]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{C}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{C}(\vec{J} + \overrightarrow{J_0})$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{C}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad (1\text{-}1)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{E} = 4\pi(\rho + \rho_0)$$

که $\vec{B}$ میدان مغناطیسی، $\vec{E}$ میدان الکتریکی، $\vec{J}$ و ρ به ترتیب چگالی‌های جریان و بار القا شده در محیط و $\overrightarrow{J_0}$ و ρ_0 چگالی‌های جریان و بار ناشی از چشمه‌های میدان خارجی هستند.

می توانیم بردار جابجایی الکتریکی را به این شکل تعریف کنیم[1]:

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \vec{E}(\vec{r},t) + 4\pi \int_{-\infty}^{t} d\acute{t}\, \vec{j}(\vec{r},\acute{t}) \qquad (2\text{-}1)$$

از طرفی ارتباط چگالی‌های جریان و بار با معادله‌ی پیوستگی به این شکل داده می شود[1]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho + \rho_0) + \vec{\nabla}.(\vec{j} + \overrightarrow{j_0}) = 0 \qquad (3\text{-}1)$$

با بکار بردن معادلات (1-2)و(1-3) می توان چگالی‌های جریان و بار القایی را در معادلات ماکسول (1-1) حذف کرده و بنویسیم[1و9]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{C}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{C}\vec{J_0}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \tag{4-1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{C}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla}.\vec{D} = 0$$

که در این روابط $\vec{J_0}$ چگالی جریان خارجی، $\vec{B}$ میدان مغناطیسی، $\vec{E}$ میدان الکتریکی و $\vec{D}$ بردار جابجایی الکتریکی است. در ضمن فرض کرده ایم که چگالی بار اولیه وجود ندارد.

در الکترودینامیک خطی، $\vec{J_0}$ و $\vec{D}$ با میدان الکتریکی محیط، $\vec{E}$، توسط معادلات زیر مرتبط می باشند[1]:

$$j_i(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{t} d\acute{t} \int d\acute{r}^3\, \sigma_{ij}\left(\vec{r}, \vec{\acute{r}}, t, \acute{t}\right) E_j\left(\vec{\acute{r}}, \acute{t}\right) \tag{5-1}$$

$$D_i(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{t} d\acute{t} \int d\acute{r}^3\, \varepsilon_{ij}\left(\vec{r}, \vec{\acute{r}}, t, \acute{t}\right) E_j\left(\vec{\acute{r}}, \acute{t}\right)$$

اندیسهای j, i معرف فضای سه بعدی می باشند.

این معادلات، معادلات مادی در الکترودینامیک خطی نام دارند که وابستگی جریان‌ها و بارهای القایی در محیط را در یک لحظه‌ی t و مکان $\vec{r}$ به مقادیر میدانهای زمانهای قبل در هر نقطه از محیط بیان می کنند. توابع $\sigma_{ij}\left(\vec{r}, \vec{\acute{r}}, t, \acute{t}\right)$ و $\varepsilon_{ij}\left(\vec{r}, \vec{\acute{r}}, t, \acute{t}\right)$ توابع پاسخ محیط نامیده می شوند[1].

تعبیر فیزیکی (5-1) به این صورت است که صرف داشتن اطلاعات از وضعیت میدان الکتریکی در زمان t و مکان $\vec{r}$، تعیین مولفه‌های بردار جابجایی الکتریکی $\vec{D}$ و چگالی جریان $\vec{J}$ در هر زمان و در هر مکان امکان پذیر نیست و تاریخچه‌ی زمانی-مکانی میدانهای الکتریکی سیستم در رسیدن به مقادیر کمیت فیزیکی در زمان t و مکان $\vec{r}$، نیز موثر می باشد.

برای یک محیط همگن، بستگی $\sigma_{ij}\left(\vec{r}, \vec{\acute{r}}, t, \acute{t}\right)$ و $\varepsilon_{ij}\left(\vec{r}, \vec{\acute{r}}, t, \acute{t}\right)$ به $\vec{\acute{r}}$ و $\vec{r}$ فقط به صورت $\left|\overrightarrow{r - \acute{r}}\right|$ و بستگی به زمانهای $\acute{t}$ و t به صورت $|t - \acute{t}|$ در معادله‌ی(5-1) ظاهر می گردد. اثر پذیریهای سیستم به مکانهای مختلف را پاشندگی فضایی و اثرپذیری سیستم به زمانهای مختلف را

پاشندگی زمانی در سیستم می شناسیم[1]. در الکترودینامیک خلاء مشخص شده است که در غیاب چشمه‌های خارجی امواج هارمونیک تخت تک فرکانسی $\exp(-i\omega t+i\vec{k}.\vec{r})$ می توانند وجود داشته باشند. فرکانس ω وبردار موج $\vec{k}$ در خلاء مقادیر حقیقی دارند و با رابطه‌ی زیر به یکدیگر مربوط اند[1]:

$$\omega = kC \tag{6-1}$$

معادله‌ی ارتباط دهنده‌ی فرکانس و بردار موج را معادله‌ی پاشندگی می نامند. معادله‌ی(6-1) مثالی معتبر برای امواج الکترومغناطیسی در خلاء می باشد.

با کاربرد بسط فوریه‌ی زیر:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(\omega,\vec{k})\exp(-i\omega t + i\vec{k}.\vec{r})$$

رابطه‌ی بین دامنه‌های $j_i(\omega,\vec{k})$ و $D_i(\omega,\vec{k})$ با $E_j(\omega,\vec{k})$ به صورت زیر بیان می شود[۹و۱]:

$$j_i(\omega,\vec{k}) = \sigma_{ij}(\omega,\vec{k})E_j(\omega,\vec{k}) \tag{7-1}$$

$$D_i(\omega,\vec{k}) = \varepsilon_{ij}(\omega,\vec{k})E_j(\omega,\vec{k})$$

در روابط (7-1)، کمیت $\sigma_{ij}(\omega,\vec{k})$ تانسور رسانایی مختلط محیط وکمیت $\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{k})$ تانسور دی الکتریک مختلط نامیده می شوند و طبق فرمول زیر به یکدیگر ارتباط دارند[1]:

$$\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{k}) = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{ij}(\omega,\vec{k}) \tag{8-1}$$

در رابطه‌ی (8-1)، δ_{ij} تانسور واحد است و طبیعتاً فرض می کنیم که $\omega \neq 0$. اگر محیط غیر جاذب باشد، فرکانس ω و بردار موج $\vec{k}$ کمیت‌های حقیقی هستند. در این حالت تانسور گذردهی دی الکتریک $\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{k})$ هرمیتی است. در محیط‌های جاذب تانسور دی الکتریک غیر هرمیتی است. با بررسی جواب های غیر بدیهی معادلات میدان (4-1) هنگامی که چشمه‌های خارجی حضور ندارند و با فرض بستگی میدان به زمان و مکان به صورت امواج هارمونیک تخت تک فرکانسی $\exp(-i\omega t + i\vec{k}.\vec{r})$، می توانیم معادلات (4-1) را به صورت زیر بنویسیم[9و1]:

$$(\vec{k} \times \vec{B})_{\mathrm{i}} = -\frac{\omega}{\mathrm{c}} \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{\mathrm{k}})\, \mathrm{E_j}$$

$$\vec{k}.\vec{B} = 0$$

$$\vec{k} \times \vec{E} = \frac{\omega}{c}\vec{B} \qquad (9\text{-}1)$$

$$k_i \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) E_j = 0$$

با حذف $\vec{B}$ یک دستگاه سه معادله‌ی همگن برای مولفه‌های میدان الکتریکی به صورت زیر بیان می شود [9و1]:

$$\left(k^2\delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{C^2}\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{\mathrm{k}})\right) E_j(\omega, \vec{k}) = 0 \qquad (10\text{-}1)$$

جواب‌های غیر بدیهی دستگاه معادلات (1-10) هنگامی وجود دارد که معادله‌ی زیر برقرار باشد[9و1]:

$$\Lambda(\omega, \vec{k}) = \left|k^2\delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{C^2}\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})\right| = 0 \qquad (11\text{-}1)$$

معادله‌ی (1-11) دترمینان تانسور ضرایب معادله‌ی (1-10) می باشد. معادله‌ی (1-11)، معادله‌ی پاشندگی عمومی نام دارد که ارتباط بین فرکانس ω و بردار موج $\vec{k}$ را بیان می کند.

$\omega_n(\vec{\mathrm{k}})$ ریشه‌های معادله‌ی پاشندگی (1-11) می باشند که در نتیجه‌ی آن، وابستگی میدان الکتریکی به زمان به صورت زیر در می آید:

$$\vec{E}(\omega, \vec{\mathrm{k}}) \propto \sum_{\mathrm{n}} \mathrm{C_n} \exp[-\mathrm{i}\omega_{\mathrm{n}}(\vec{\mathrm{k}})\mathrm{t}], \qquad (12\text{-}1)$$

یعنی میدان از بر هم نهی امواج تخت با فرکانس‌های تعریف شده به وسیله معادله‌ی(1-11) می باشد. به طور کلی $\omega_n(\vec{\mathrm{k}})$ ریشه‌های معادله‌ی پاشندگی مختلط هستند. علامت جزء موهومی نشان می‌دهد که دامنه‌ی نوسانات مربوط به فرکانس‌های $Re\{\omega_n(\vec{\mathrm{k}})\}$ با زمان، کاهش یا افزایش می یابند. هنگامی که سیستم پایدار است همه قسمت‌های موهومی $Im\{\omega_n(\vec{\mathrm{k}})\}$ منفی هستند، در

نتیجه همه‌ی جملات معادله‌ی(12-1) با زمان کاهش می یابند. کمیت $\delta_n = \left|Im\{\ \omega_n(\vec{\mathrm{k}})\}\right|$ کاهندگی میرایی(نرخ میرایش) اختلالات هارمونیک تک فرکانس مربوطه نامیده می شود[1].

اگر در میان ریشه‌های معادله‌ی پاشندگی ریشه ای که با $Im\{\ \omega_n(\vec{\mathrm{k}})\} = 0$ وجود داشته باشد، جمله‌ی مربوط به آن در معادله‌ی (12-1) نوسانات طبیعی بلند برد محیط را توصیف می کند. اگر چنین ریشه ای با $Im\{\ \omega_n(\vec{\mathrm{k}})\} > 0$ وجود داشته باشد، مد مربوط به آن با زمان افزایش خواهد یافت و در این حالت محیط ناپایدار است. کمیت $\delta_n = Im\{\ \omega_n(\vec{\mathrm{k}})\}$، افزایش نوسانات (نرخ رشد) نامیده می شود. البته باید توجه داشته باشیم که وجود ریشه‌هایی با جزء موهومی مثبت یک شرط کافی برای ناپایداری است[1و9].

در نتیجه به طور مختصر میرایی یا رشد موج در محیط‌های جاذب (تقویت کننده) به شرح زیر است:

در محیط‌های جاذب ضعیف، بخش پاد هرمیتی تانسور گذردهی دی الکتریک، مسؤل جذب موج، در مقایسه با بخش هرمیتی کوچک است. در نتیجه در معادله‌ی(11-1)جزء هرمیتی در مقایسه با جزء حقیقی کوچک می باشد؛ یعنی[1و9]:

$$Im\{\Lambda(\omega,\vec{k})\} \ll Re\{\Lambda(\omega,\vec{k})\} \tag{13-1}$$

برای بررسی کردن رفتار میدان موج نسبت به زمان(مسأله‌ی مقدار اولیه)، می توانیم جواب‌های تقریبی معادله‌ی (11-1) را به صورت زیر در نظر بگیریم[1و9]:

$$\omega \to \omega(\vec{k}) + i\delta(\vec{k}) \tag{14-1}$$

در رابطه‌ی (14-1)، $\omega(\vec{k})$ ریشه‌های حقیقی معادله‌ی

$$Re\{\Lambda(\omega,\vec{k})\} = 0 \tag{15-1}$$

می باشند که مشخص کننده‌ی طیف فرکانس‌های نوسانات است و $\delta(\vec{k})$ از رابطه‌ی زیر به دست می آید[1]:

$$\delta(\vec{k}) = -\frac{Im\{\Lambda(\omega,\vec{k})\}}{\frac{\partial}{\partial\omega}Re\{\Lambda(\omega,\vec{k})\}} \tag{16-1}$$

کمیت $\delta(\vec{k})$ کاهندگی میرایی(افزایندگی) نوسانات مربوطه می باشد. هنگامی که شرط $\delta(\vec{k}) > 0$ برقرار است، محیط انرژی اش را به موج منتقل می کند و دامنه‌ی نوسانات افزایش می یابد. برای حالت $\delta(\vec{k}) < 0$، محیط انرژی موج را جذب کرده و انرژی محیط افزایش می یابد[1].

برای تحلیل میرایی فضایی امواج در یک جهت معین باید معادله‌ی پاشندگی(1-11) را نسبت به $k_\theta(\omega)$ حل کنیم[1]:

$$k_\theta(\omega) = Re\{k_\theta(\omega)\} + iIm\{k_\theta(\omega)\} \tag{17-1}$$

که $Re\{k_\theta(\omega)\}$ ریشه‌های حقیقی معادله‌ی(1-15) است و کمیت زیر[1]:

$$Im\{k_\theta(\omega)\} = -\frac{Im\{\Lambda(\omega,\vec{k})\}}{\frac{\partial}{\partial k_\theta}\mathrm{Re}\{\Lambda(\omega,\vec{k})\}} \tag{18-1}$$

میرایی(افزایندگی) موج در فضا را نشان می دهد.

1-2- تانسور گذردهی دی الکتریک پلاسمای همگن همسانگرد غیر برخوردی

با دانستن دستگاه معادلات جنبشی برای ذرات باردار، مطالعه‌ی خصوصیات الکترومغناطیسی پلاسما امکان پذیر می گردد. در این بخش با ساده‌ترین حالت، یعنی پلاسمایی که از نظر فضایی همگن و همسانگرد است شروع می کنیم. علاوه برآن از برخورد ذرات در محیط پلاسما صرف نظر کرده و از معادله‌ی جنبشی با میدان خود سازگار(معادله‌ی ولاسوف) برای بدست آوردن تانسور گذردهی دی الکتریک پلاسما استفاده می کنیم. چنین تقریبی برای توصیف فرایندهایی در مقیاس زمانی که در مقایسه با زمان آزاد میانگین کوتاه اند ویا فرایندهایی که در مقیاس فضایی کوچکتر از مسافت آزاد میانگین می باشند، معتبر است. در این حالت پلاسما را همگن، همسانگرد و غیر برخوردی می نامند.

در غیاب میدان‌های مغناطیسی، در پلاسماهای غیر برخوردی که از نظر فضایی همگن و همسانگرد هستند، توابع توزیع ذرات می توانند توابع دلخواهی از اندازه حرکت $P=|\vec{P}|$ باشند. در نتیجه، در پلاسمای غیر تبهگن فرض می کنیم توزیع ذرات با دمای T_α و چگالی N_α برای ذرات نوع α ماکسولی باشد که به صورت زیر بیان می شود[9و1]:

$$f_{0\alpha}(\mathrm{p}) = \mathrm{f}_{\mathrm{M}\alpha}(\mathrm{p}) = \frac{\mathrm{N}_\alpha}{(2\pi \mathrm{m}_\alpha \mathrm{T}_\alpha)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\mathrm{p}_\alpha^2}{2\mathrm{m}_\alpha \mathrm{T}_\alpha}\right) \qquad (19\text{-}1)$$

برای تعیین گذردهی دی الکتریک، باید اختلال در تابع توزیع تعادلی $f_{0\alpha}(\mathrm{p})$ ایجاد کنیم. چنین تغییری توسط افت و خیزهای کوچک میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی$\vec{E}(\vec{\mathrm{r}},\mathrm{t})$ و $\vec{B}(\vec{\mathrm{r}},\mathrm{t})$ به وجود می آید.

تابع توزیع مختل شده به صورت زیر داده می شود[9و1]:

$$f_\alpha(\vec{\mathrm{p}},\vec{\mathrm{r}},\mathrm{t}) = f_{0\alpha}(\mathrm{p}) + \delta\mathrm{f}_\alpha(\vec{\mathrm{p}},\vec{\mathrm{r}},\mathrm{t}) \qquad (20\text{-}1)$$

و فرض می شود که اختلال $\delta\mathrm{f}_\alpha(\vec{\mathrm{p}},\vec{\mathrm{r}},\mathrm{t})$ و مقادیر میدان‌های اختلالی $\vec{B},\vec{E}$ کوچک باشند.

با جایگذاری $f_\alpha(\vec{\mathrm{p}},\vec{\mathrm{r}},\mathrm{t})$ در معادله‌ی ولاسوف و حذف جملات مرتبه‌ی دوم، معادله‌ی ولاسوف خطی شده برای تابع توزیع مختل شده به صورت زیر بدست می آید[9و1]:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathrm{t}} + \vec{\mathrm{v}}\frac{\partial \mathrm{f}_\alpha}{\partial \vec{\mathrm{r}}} + \mathrm{e}_\alpha\left(\vec{\mathrm{E}} + \frac{1}{\mathrm{c}}\overrightarrow{\mathrm{V}\times\mathrm{B}}\right)\frac{\partial \mathrm{f}_\alpha}{\partial \vec{\mathrm{p}}} = 0 \,, \qquad \text{(معادله‌ی ولاسوف)}$$

$$\frac{\partial \delta f_\alpha}{\partial \mathrm{t}} + \vec{\mathrm{v}}\frac{\partial \delta\mathrm{f}_\alpha}{\partial \vec{\mathrm{r}}} + \mathrm{e}_\alpha\vec{\mathrm{E}}\frac{\partial \mathrm{f}_{0\alpha}}{\partial \vec{\mathrm{p}}} = 0. \qquad (21\text{-}1)$$

در حالت غیر مختل شده(تعادلی)، پلاسما شبه خنثی است و چگالی‌های جریان و بار حذف شده اند، اما در حالت مختل شده، بارها و جریان‌های القایی در پلاسما توسط میدان‌های $\vec{B},\vec{E}$ ایجاد می شوند که به صورت زیر داده می شود[9و1]:

$$\rho = \textstyle\sum_\alpha e_\alpha \int \mathrm{f}_\alpha\, \mathrm{d}\vec{\mathrm{p}} = \sum_\alpha \mathrm{e}_\alpha \int \delta\mathrm{f}_\alpha\, \mathrm{d}\vec{\mathrm{p}}, \qquad (22\text{-}1)$$

$$\vec{j} = \textstyle\sum_\alpha e_\alpha \int \vec{V} f_\alpha d\vec{P} = \sum_\alpha e_\alpha \int \vec{V}\, \delta f_\alpha d\vec{p}.$$

به عبارت دیگر میدان‌های خود سازگار $\vec{B},\vec{E}$ ، توسط $\vec{j}$ و ρ با توجه به معادلات ماکسول (1-4) تولید می شوند. به دلیل خطی بودن معادله‌ی(1-21) و معادلات میدان، هیچ جفت شدگی بین اختلالات بسط داده شده فوریه وجود ندارد؛ در نتیجه با فرض اینکه فازور، $\exp(-\mathrm{i}\omega\mathrm{t} + \mathrm{i}\vec{\mathrm{k}}.\vec{\mathrm{r}})$ باشد، جواب معادله‌ی (1-21) به آسانی به صورت زیر به دست می آید[9و1]:

$$-i\omega\delta f_\alpha + i\vec{V}.\vec{k}\delta f_\alpha + e_\alpha\vec{E}\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial\vec{p}} = 0, \qquad (23\text{-}1)$$

و در نتیجه[9و1]:

$$\delta f_\alpha = -\mathrm{i}\frac{\mathrm{e}_\alpha\vec{\mathrm{E}}\frac{\partial \mathrm{f}_{0\alpha}}{\partial\vec{\mathrm{p}}}}{(\omega-\vec{\mathrm{k}}.\vec{\mathrm{V}})}. \qquad (24\text{-}1)$$

با جایگذاری مقدار δf_α در معادلات(1-22)، چگالی جریان القایی به صورت زیر بدست می آید[9و1]:

$$j_\mathrm{i} = -\mathrm{i}\sum_\alpha \mathrm{e}_\alpha^2 \int \mathrm{d}\vec{\mathrm{p}}\left(\frac{\mathrm{V_i E_j}\frac{\partial \mathrm{f}_{0\alpha}}{\partial \mathrm{p_j}}}{\omega-\vec{\mathrm{k}}.\vec{\mathrm{V}}}\right) \equiv \sigma_{\mathrm{ij}}(\omega,\vec{\mathrm{k}})\mathrm{E_j} \qquad (25\text{-}1)$$

که در معادله‌ی بالا تانسور رسانندگی $\sigma_{\mathrm{ij}}(\omega,\vec{\mathrm{k}})$ عبارت است از:

$$\sigma_{\mathrm{ij}}(\omega,\vec{\mathrm{k}}) = -i\sum_\alpha e_\alpha^2\int d\vec{p}\left(\frac{V_i\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial p_j}}{\omega-\vec{k}.\vec{V}}\right) \qquad (26\text{-}1)$$

نهایتاً با استفاده از رابطه‌ی بین گذردهی دی الکتریک مختلط و رسانندگی مختلط، رابطه‌ی(1-8)، می‌توان‌تانسور گذردهی‌دی الکتریک $\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{\mathrm{k}})$ را به‌دست آورده‌که به صورت زیر بیان می‌شود[9و1]:

$$\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{\mathrm{k}}) = \delta_{\mathrm{ij}} + \frac{4\pi\mathrm{i}}{\omega}\sigma_{\mathrm{ij}}(\omega,\vec{k}) = \delta_{\mathrm{ij}} + \sum_\alpha\frac{4\pi e_\alpha^2}{\omega}\int \mathrm{d}\vec{\mathrm{p}}\left(\frac{\mathrm{V_i}}{\omega-\vec{\mathrm{k}}.\vec{\mathrm{V}}}\right)\frac{\partial \mathrm{f}_{0\alpha}}{\partial \mathrm{p_j}} \qquad (27\text{-}1)$$

در معادله‌های(1-25) تا (1-27) جمع اندیس روی همه‌ی نمونه‌های ذرات باردار بسته می شود. در پلاسمای غیر برخوردی به طور واضح ذرات خنثی در پدیده‌های الکترومغناطیسی سهیم نیستند. برای یک پلاسمای همسانگرد، تانسورگذردهی دی الکتریک $\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{\mathrm{k}})$ به صورت زیر نوشته میشود[9و1]:

$$\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{\mathrm{k}}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_ik_j}{k^2}\right)\varepsilon^{tr}(\omega,\vec{k}) + \frac{k_ik_j}{k^2}\varepsilon^{lo}(\omega,\vec{k}), \qquad (28\text{-}1)$$

که در رابطه‌ی فوق [9و1]: