دانشگاه اراک

دانشکده علوم

کارشناسی ارشد فیزیک-اتمی و مولکولی

پلاسمونهای مغناطیسی در زنجیره‌ای از نانوساختارها

پژوهشگر

الهام عزیزی

استاد راهنما

دکتر بیژن فرخی

بهار ۱۳۹۲

بسم ا... الرحمن الرحیم

پلاسمونهای مغناطیسی در زنجیره‌ای از نانوساختارها

توسط:

الهام عزیزی

پایان نامه

ارائه شده به مدیریت تحصیلات تکمیلی به عنوان بخشی از فعالیت های تحصیلی لازم

برای اخذ درجه کارشناسی ارشد

در رشته فیزیک

از

دانشگاه اراک

اراک-ایران

ارزیابی و تصویب شده توسط کمیته پایان نامه با درجه: .....

دکتر بیژن فرخی (استاد راهنما و رئیس کمیته)..... استاد

دکتر مهدی میرزایی ..... استادیار

دکتر مهران شاه منصوری..... استادیار

خرداد ۱۳۹۲

سپاسگذاری

سپاس خدای را که سخنوران، در ستودن او بمانند و شمارندگان، شمردن نعمتهای او ندانند و کوشندگان، حق او را گزاردن نتوانند. سلام و درود بر محمّد(ص) و خاندان پاک او، هم آنان که وجودمان وامدار وجودشان است.

بدون شک جایگاه و منزلت معلم، اجّل از آن است که در مقام قدردانی از زحمات بی شائبه ی او، با زبان قاصر و دست ناتوان، چیزی بنگاریم. اما از آنجایی که تجلیل از معلم، سپاس از انسانی است که هدف و غایت آفرینش را تامین می کند و سلامت امانت هایی را که به دستش سپرده اند، تضمین، بر حسب وظیفه از پدر و مادر عزیزم، این دو معلم بزرگوارم، که همواره بر کوتاهی و درشتی من، قلم عفو کشیده و کریمانه از کنار غفلت هایم گذشته اند و در تمام عرصه های زندگی یار و یاوری بی چشم داشت برای من بوده اند؛ از استاد با کمالات و شایسته؛ جناب آقای دکتر بیژن فرخی که در کمال سعه صدر، با حسن خلق و فروتنی، از هیچ کمکی در این عرصه بر من دریغ ننمودند و زحمت راهنمایی این رساله را بر عهده گرفتند؛

کمال تشکر و قدردانی را دارم.

باشد که این خردترین، بخشی از زحمات آنان را سپاس گوید.

چکیده

پلاسمونهای مغناطیسی در زنجیره‌ای از نانوساختارها

توسط

الهام عزیزی

در سالهای اخیر ساخت و مطالعه نانوذرات فلزی در آرایشهای مختلف، به علت کاربردهای فراوان آنها بسیار مورد توجه قرار گرفته است. یکی از جالب‌ترین ویژگیهای نانوذرات فلزی خواص نوری آنها بوده که متناسب با شکل و اندازه نانوذرات تغییر می‌کند. در نانوذرات فلزی تشدید پلاسمون سطحی مسئول خواص نوری منحصربه‌فرد آنهاست. پلاسمون سطحی برانگیختگی نوسانات تجمعی بار در فصل مشترک فلز و دی‌الکتریک است. این پلاسمونها، ویژگیهای منحصربه‌فرد و کاربردهای زیادی دارند. اما از آنجاییکه اتلاف انرژی زیادی در ناحیه‌ی بسامدهای اپتیکی دارند، ناچار پلاسمونهای مغناطیسی را جایگزین آنها می‌کنیم. در این پروژه به معرفی و بررسی پدیده‌ی تشدید پلاسمون سطحی(SPR) و تشدید پلاسمون سطحی مغناطیسی (MSPR) و همچنین شکست منفی امواج الکترومغناطیسی در نانوساختارهای فلزی پرداخته شده است. در بررسی پدیده‌ی MSPR توجه به این نکته توجه ضروری است که در ناحیه اپتیکی طیف الکترومغناطیسی، مواد مغناطیسی به صورت طبیعی وجود ندارند، بنابراین، ناچار به ساخت این مواد به صورت مصنوعی هستیم که در اصطلاح به آنها فرامواد مغناطیسی می‌گویند. در اینجا عنصر SRR که یکی از بهترین عناصر اولیه ساخت فرامواد مغناطیسی است، را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. یک فراماده دارای دو پارامتر مهم گذردهی مؤثر الکتریکی $\varepsilon_{eff}(\omega)$ و تراوایی مؤثر مغناطیسی $\mu_{eff}(\omega)$ می‌باشد. این پارامترها تنها کمیتهایی هستند که انتشار امواج الکترومغناطیسی را در ماده توصیف می‌کنند. بنابراین می‌توان با تعیین این دو پارامتر به صورت دستی، ویژگیهای الکترومغناطیسی مواد را کنترل کرد. هدف از این تحقیق، بررسی روشهای تئوری محاسبه‌ی این دو پارامتر می‌باشد.

کلمات کلیدی: پلاسمون مغناطیسی، شکست منفی موج الکترومغناطیسی، فرامواد مغناطیسی، SRR، گذردهی مؤثر الکتریکی $\varepsilon_{eff}(\omega)$ و تراوایی مؤثر مغناطیسی $\mu_{eff}(\omega)$.

فهرست مطالب

عنوان **صفحه**

فصل اول

۱-۱ پلاسما ۱

۱-۲ نوسان پلاسما ۶

فصل دوم

۲-۱ مقدمه ۱۱

۲-۲ پلاسمون(plasmon) ۱۱

۲-۳ تشدید پلاسمون سطحی (Surface Plasmon Resonance) ۱۶

۲-۴ پلاسمون مغناطیسی(Magnetic Plasmon) ۱۹

۲-۵ انتشار امواج در محیطی با ε و μ منفی ۲۶

۲-۶ پدیده‌های اپتیکی جدید در NIM ۳۰

۲-۷ فراموا‌د (Metamaterials) ۳۲

فصل سوم

۳-۱ مقدمه ۳۹

۳-۲ روش خازن (Capacitor model) ۴۰

۳-۳ روش همگن‌سازی الکتروستاتیک ۴۳

۳-۴ روش بسط ویژه مقدار(Electrostatic Eigenvalue) ۴۴

۳-۵ تئوری اختلال پاسخ اپتیکی نانوساختارهای پلاسمون ۴۸

۳-۶ نتیجه‌گیری ۵۸

فهرست اشکال

عنوان صفحه

فصل دوم

شکل (۲-۱): نوسان پلاسمای کره‌ی فلزی در میدان الکتریکی خارجی ۱۲
شکل (۲-۲): امواج پلاسمون سطحی در فصل مشترک فلز-دی الکتریک ۱۳
شکل (۲-۳): (الف) امواج SP در سطح مشترک فلز-دی‌الکتریک و (ب) عمق نفوذ آنها ۱۵
شکل (۲-۴): جفت‌کردن توسط توری ۱۷
شکل (۲-۵): (الف) موج SP در فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک (ب) منحنی بازتاب- زاویه تابشی. ۱۷
شکل (۲-۶): جفت‌کردن توسط منشور-روش اتو ۱۸
شکل (۲-۷): جفت‌کردن توسط منشور- روش کریچمن ۱۹
شکل (۲-۸): سیستم مختصاتی با محورهای ε و μ ۲۲
شکل (۲-۹): سرعت فاز و گروه در یک محیط چپگرد ۲۸
شکل (۲-۱۰): مسیر پرتو شکست در محیطهایLHM و RHM ۲۹
شکل (۲-۱۱): شکست امواج در مواد RHM و LHM ۲۹
شکل (۲-۱۲): اثر دوپلر عادی (الف) و معکوس (ب) ۳۱
شکل (۲-۱۳): تابش چرنکو عادی (الف) و معکوس (ب) ۳۱
شکل (۲-۱۴): طرحی از (الف) یک ماده با اتمهای معمولی و یک فرا ماده با اتمهای مصنوعی ۳۲
شکل (۲-۱۵): اثر میانگین و ترکیب در فرامواد ۳۳
شکل (۲-۱۶): یک SRR و مدار LC هم‌ارز با آن ۳۴
شکل (۲-۱۷): میدانهای E و H در یک SRR ۳۵
شکل (۲-۱۸): (الف) پرتو نور در یک محیط معمولی (ب) یک محیط LHM پ) تمرکز پرتوهای ساطع شده از یک شئی با استفاده از شکست نور در سطح مشترک دو محیط با راستگردیهای متفاوت. ۳۷
شکل (۲-۱۹): میدان در یک، (الف) لنز معمولی (ب) سوپرلنز ۳۷
شکل (۲-۲۰): عدسی مقعر ساخته شده از یک (الف) RHM و (ب) LHM ۳۸

فصل سوم

شکل (۳-۱): گذردهی مؤثر دی‌الکتریکی ε_{eff}^{yy} ساختار دو نوار روی یک لایه در صفحه yz ۴۷
شکل (۳-۲): تراوایی مغناطیسی μ_{eff}^{zz} ساختار SPOF با استفاده از دو روش پراکندگی الکترومغناطیسی و روش شبه‌استاتیک ۵۶

فصل اول:

معرفی پلاسما

۱-۱ پلاسما

اولین بار در دهه‌ی ۱۹۲۰، لانگموئیر (Langmuir) واژه‌ی پلاسما را برای توصیف گاز یونیزه به کار برد. او روشی را که پلاسمای خون گلبول‌های قرمز و سفید خون را انتقال می‌دهد و روشی که یک سیال الکتریکی، الکترونها و یونها را جابه‌جا می‌کند، مورد بررسی قرار داده بود. لانگموئیر و لویی‌تانگ روی فیزیک و شیمی فیلامان تنگستن یک لامپ تحقیق می‌کردند و هدف آنها یافتن راهی برای افزایش عمر فیلامنت بود. در این فرایند، لانگموئیر نظریه‌ی غلاف‌های پلاسما را بسط و توسعه داد. او همچنین مناطق خاصی از پلاسمای لامپ تخلیه را کشف کرد که تغییرات متناوبی از چگالی الکترون را نشان می‌دهد. امروزه این تغییرات متناوب چگالی الکترون را امواج لانگموئیر می‌گوییم.

پس از لانگموئیر، پلاسما گسترش بیشتری یافت از جمله در زمینه‌های:

- پلاسمای آزمایشگاهی
- اختر فیزیک

پلاسما از فاصله‌ی ۵۰ کیلومتری بالای سطح زمین شروع می‌شود و تا عمق کهکشانها ادامه می‌یابد. پلاسما را می‌توان در بادهای خورشیدی، درون خورشید و سایر ستارگان، جو سیاراتی مانند زحل و همچنین در ستاره‌های دنباله‌دار مشاهده کرد. جالب است بدانیم، اگرچه ستارگان در یک کهکشان باردار نیستند ولی مانند ذرات پلاسما رفتار می‌کنند، به طوری که از نظریه‌ی جنبشی پلاسما برای پیش‌بینی توسعه‌ی کهکشان‌ها استفاده شده است.

- پلاسمای حالت جامد

در فیزیک حالت جامد نیز الکترونها و حفره‌ها در نیم‌رساناها تشکیل پلاسمایی را می‌دهند که دارای همان نوع نوسانها و ناپایداری‌های پلاسمای گازی است.

- پلاسمای تولیدی توسط لیزر

هنگام استفاده از پرتوهای پر انرژی لیزر روی سطح جامدات نوعی از پلاسما ایجاد می‌شود.

- همجوشی هسته‌ای کنترل شده

فیزیک پلاسمای جدید حدوداً از سال ۱۹۵۲ هنگامی که کنترل شدن واکنش همجوشی بمبهای هیدروژنی برای ساخت رآکتور پیشنهاد شد، آغاز می‌گردد. در این واکنشها از پلاسمایی که دارای انرژی گرمایی $10keV$ می‌باشد، استفاده می‌شود. مسئله‌ی گرم کردن و نگهداری چنین پلاسمایی باعث رشد سریع علم فیزیک پلاسما از آن زمان تاکنون بوده است. هر چند این مسئله هنوز حل نشده است و اکثر تحقیقات جدی در فیزیک پلاسما به این منظور انجام می‌شود.

- پرتو پلاسما و لیزر الکترون آزاد

پلاسما را حالت چهارم ماده می‌نامند، زیرا دارای رفتار منحصربه‌فردی است و از روابط جامدات، مایعات و گازها پیروی نمی‌کند. در یک پلاسما چگالی ذرات n می‌تواند از $10^6/m^3$ تا $10^{36}/m^3$، یعنی بیش از 10^{30} برابر تغییر کند. همچنین دما در یک پلاسما می‌تواند بیش از 10^7 برابر تغییرکند. این محدوده‌ی وسیع تغییرات دما، چگالی ذرات و دیگر ویژگی‌ها در پلاسما موجب شده است که ۹۹٪ مواد موجود در طبیعت را تشکیل دهد. در حقیقت زمین و جو آن درصد کوچکی از جهان است که در آن پلاسما به صورت طبیعی یافت نمی‌شود. در پلاسما چگالی ذرات n، دمای T، درجه‌ی یونیزاسیون α، پارامتر پلاسمای g، طول دبای λ_D و فرکانس پلاسمای ω_P، از مفاهیم اصلی محسوب می‌شوند که در ادامه به معرفی آنها می‌پردازیم.

هر گازی با توجه به دمایی که دارد از اتمهای یونیزه شده به صورت ترکیبی از یونهای مثبت و منفی، الکترونها و ذرات خنثی تشکیل شده است، ولی باید توجه داشت که هر گاز یونیزه‌ای را نمی‌توان پلاسما نامید. یک تعریف کامل از پلاسما این است که پلاسما گازی شبه‌خنثی از ذرات باردار و خنثی است که رفتار جمعی از خود نشان می‌دهد.

رفتار جمعی: داشتن رفتار جمعی به این معناست که ذرات پلاسما به سبب نیروی کولنی بلندبرد، حتی در فواصل دور نیز روی یکدیگر اثر می‌گذارند. این خاصیت را که نیروی وارد بر ذرات علاوه بر شرایط موضعی به حالت پلاسما در نقاط دور نیز بستگی دارد، رفتار جمعی می‌نامیم. این ویژگی باعث می‌شود که پلاسما تمایلی به پیروی از تاثیرات خارجی نداشته باشد و اغلب به گونه‌ای رفتار می‌کند که گویی مختار است.

شبه‌خنثایی: این ویژگی به این معناست که میانگین بار مثبت و منفی درحجم ماکروسکپی و در زمان طولانی با یکدیگر برابر است، اگرچه ممکن است در حد میکروسکپی این شرط برقرار نباشد. یعنی پلاسما آن اندازه خنثی است که در آن چگالی اتمهای یونیزه و اتمهای خنثی تقریباً با هم برابر است و نه آنقدر خنثی که تمام نیروهای الکترومغناطیسی قابل ملاحضه حذف شوند. درجه یونیزاسیون α که برابر نسبت چگالی ذرات باردار به چگالی ذرات خنثی است، نشان دهنده‌ی میزان یونش اتمهای یک گاز در حال تعادل حرارتی است. این نسبت توسط رابطه (۱-۱) بیان شده است.

$$\alpha = \frac{n_i}{n_n} = 2.4\times10^{21}\frac{T^{3/2}}{n_i}\exp\left(\frac{-U_i}{K_\beta T}\right) \qquad (۱-۱)$$

که در آن n_i، چگالی اتمهای یونیزه، n_n چگالی اتمهای خنثی، T دمای گاز(بر حسب کلوین)، K_β، ثابت بولتزمان و U_i، انرژی یونش گاز است. این معادله اولین بار در سال ۱۹۲۰ توسط ساها (Saha) فیزیکدان هندی ارائه شد. مقدار این نسبت برای هوای معمولی خیلی کوچک، در حدود $\frac{n_i}{n_n}=10^{-122}$ است. این رابطه به خوبی نشان می‌دهد که چرا زمین و جو آن در حالت پلاسما قرار ندارند. اما وقتی جو زمین را ترک می‌کنیم با پلاسمایی مواجه می‌شویم که شامل کمربندهای تشعشعی وان آلن و بادهای خورشیدی است. از طرف دیگر در زندگی روزمره‌مان با نمونه‌های محدودی از پلاسما روبه‌رو می‌شویم، مانند: جرقه‌ی رعد و برق، تابش ملایم شفق قطبی، گاز هادی داخل یک لامپ فلئورسان یا چراغ نئون و یونیزاسیون مختصری که در گازهای خروجی از یک موشک دیده می‌شود. با افزایش دما، درجه‌ی یونش تا زمانی که U_i تنها چند برابر $K_\beta T$ است، همچنان ناچیز باقی می‌ماند. سپس n_i/n_n به سرعت افزایش می‌یابد و گاز به حالت پلاسما در می‌آید. افزایش بیشتر دما سبب می‌شود که n_n کمتر از n_i شود و در نهایت پلاسما کاملاً یونیزه می‌گردد. بنابراین دلیل پلاسما بودن ستارگان و سایر اجرام نجومی دمای بسیار بالای آنان است. در این دماها اتمها به سبب برخورد با ذره‌ای با انرژی بالا یونیزه شده و به دلیل مقادیر کوچک n_i و احتمال پایین ترکیب مجدد، اتم یونیزه باقی می‌ماند.

برای تولید پلاسما در آزمایشگاه، روشهای مختلفی وجود دارد که رایج‌ترین آنها، روش اعمال میدان الکتریکی میکروموج روی گاز خنثی است. این روش برای تولید و نگه‌داری پلاسمای

سرد که کاربرد صنعتی و تکنیکی دارد استفاده می‌شود. هر حجمی از گاز خنثی معمولاً شامل تعدادی الکترون و یون است که توسط میدان میکروموج حرکت می‌کنند و شتاب می‌گیرند، این ذرات در اثر برخورد با اتمهای خنثی آنها را یونیزه می‌کنند و پلاسما تولید می‌شود.

پلاسما مجموعه‌ای از ذرات برهمکنش کننده است. ذرات پلاسما در هر زمان به طور آماری در مکان و سرعت خاصی توزیع شده‌اند. تابع $f(\upsilon,r,t)$ که چگونگی توزیع ذرات در فضای مکان و فضای سرعت را می‌دهد، تابع توزیع نامیده می‌شود. این تابع مشخصه‌ی آماری یک سیستم است. گازی که در تعادل حرارتی است، از نظر تئوری کلاسیک دارای ذراتی با تمام سرعتها از صفر تا بی‌نهایت است و محتمل‌ترین توزیع این سرعتها به نام توزیع ماکسولی شناخته شده است. برای گازی که در یک بعد منتشر می‌شود تابع توزیع ماکسولی به این صورت است:

$$f(v_x)=A\exp\left(-\frac{mv_x^2}{2K_\beta T}\right) \qquad (۲-۱)$$

تعداد ذرات در واحد حجم، به صورت تابعی از مکان و زمان، با انتگرال‌گیری روی تابع توزیع در فضای سرعت به دست می‌آید:

$$n(r,t)=\int f(v,r,t)dv \qquad (۳-۱)$$

از آنجا که در تابع توزیع ماکسولی بستگی فضایی و زمانی وجود ندارد لذا n مقدار ثابتی است. با استفاده از تعریف (۱-۳) می‌توان ضریب بهنجارش A را نیز به دست آورد.

$$A=n\sqrt{\frac{m}{2\pi K_\beta T}} \qquad (۴-۱)$$

میانگین انرژی جنبشی در توزیع ماکسولی به شکل زیر است:

$$\langle E\rangle = \tfrac{1}{2}K_\beta T \qquad (۵-۱)$$

که در حالت سه بعدی به این صورت خواهد بود:

$$\langle E\rangle = \tfrac{3}{2}K_\beta T \qquad (۶-۱)$$

T دمای پلاسما، به میانگین انرژی جنبشی وابسته است. یک پلاسما ممکن است بیش از یک دما داشته باشد. بارها اتفاق می‌افتد که یونها و الکترونها دارای توزیع‌های ماکسولی جداگانه‌ای با دماهای مختلف T_i و T_e هستند. به عبارت دیگر دمای الکترون به سبب بالا بودن انرژی جنبشی آن معمولاً از دمای یون بیشتر است. این وضعیت به دلیل آن است که آهنگ برخورد بین خود یونها یا خود الکترونها بیشتر از آهنگ برخورد بین یک الکترون و یک یون است.

یکی از مشخصات اساسی رفتار پلاسما، توانایی آن برای دفع پتانسیلهای الکتروستاتیکی خارجی است. فرض کنید که بخواهیم با وارد کردن دو گلوله‌ی باردار متصل به یک باتری، یک میدان الکتریکی در داخل پلاسما ایجاد کنیم. این گلوله‌ها بارهای مخالف 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 و هیچگونه حرکت حرارتی نداشته باشد، حفاظ کامل است و هیچ میدان الکتریکی در حجم پلاسما، خارج از ناحیه‌ی ابرها وجود نخواهد داشت. ضخامت این حفاظ را طول دبای گویند و از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\lambda_D = \left(\frac{K_\beta T_e}{4\pi n_e e^2} \right) \qquad (۷-۱)$$

که در آن K_β ثابت بولتزمان، e واحد بار الکترون، n_e چگالی الکترونها و T_e دمای الکترونی است، زیرا این الکترونها هستند که به دلیل تحرک بیشتر نسبت به یونها، با تولید اضافه و یا نقصان بار منفی، عمل حفاظ را انجام می‌دهند. با نگاه به معادله‌ی (۱-۷) نیز مشاهده می‌کنیم که با افزایش $K_\beta T_e$، λ_D افزایش می‌یابد. باید به این نکته نیز توجه داشت که با افزایش چگالی، λ_D کاهش می‌یابد، زیرا هر لایه‌ی پلاسما حاوی الکترونهای بیشتری است.

در حضور حفاظ دبای، پتانسیل اعمال شده روی پلاسما به صورت نمایی کاهش می‌یابد و در $x = \lambda_D$ به $\frac{1}{e}$ مقدار اولیه‌ی خود می‌رسد.

$$\phi = \phi_0 \exp\left(- x / \lambda_D \right) \qquad (۸-۱)$$

اگر ابعاد L یک دستگاه خیلی بزرگتر از λ_D باشد، هر زمان که تجمع موضعی بار به وجود آید و پتانسیلهای الکتروستاتیکی به دستگاه اعمال شوند، در مقابلشان حفاظی در فاصله‌ای کوتاه در مقایسه با L ایجاد می‌شود و بخش عمده‌ی پلاسما از پتانسیلها یا میدانهای الکتریکی آزاد نگه

داشته می‌شود. به گونه‌ای که خارج از این حفاظ با تقریب خوب می‌توان گفت $n_i \approx n \approx n_n$ که nچگالی مشترک پلاسماست.

در تعریف λ_D توجه به این نکته ضروری است که حفاظ دبای در صورتی ایجاد خواهد شد که در ابر بار، تعداد کافی از ذرات وجود داشته باشد. برای تعداد کمی از ذرات حفاظ دبای از نظر آماری مفهومی نخواهد داشت. بنابراین تعداد ذرات درون کره‌ای به شعاع λ_D (کره‌ی دبای)، باید عدد بزرگی باشد، به عبارت دیگر

$$N_D = \frac{4\pi}{3} n\lambda_D^3 \succ\succ\succ 1 \qquad (۹-۱)$$

عکس تعداد ذرات درون کره‌ی دبای را پارامتر پلاسما، $\left(g = 1/N_D\right)$، می‌نامند و فرض $g \langle\langle\langle 1$ را تقریب پلاسمایی گویند.

با توجه به توضیحات فوق معیارهای پلاسما بودن یک گاز یونیزه را در سه شرط زیر خلاصه می‌کنیم:

۱. چگالی آن به قدری بزرگ باشد که شرط $L \rangle\rangle \lambda_D$ برقرار شود و در نتیجه در قسمت اعظمی از پلاسما شرایط شبه‌خنثی بودن برقرار باشد.
۲. برقراری تقریب پلاسمایی $(g \langle\langle\langle 1)$.
۳. شرط سوم برای پلاسما بودن یک گاز یونیزه مربوط به برخوردهاست. یونش در پلاسما باید به قدری باشد که در آن برخورد میان ذرات باردار از برخورد میان ذرات باردار و خنثی بیشتر شود، در غیر این صورت حرکت ذرات بیشتر توسط نیروهای هیدرودینامیکی کنترل می‌شود تا نیروهای الکترومغناطیسی. به عبارت دیگر، اگر ω فرکانس نوسان پلاسما و τ زمان متوسط میان برخوردهای لازم انجام شده بین ذرات باردار و اتمهای خنثی باشد، برای این که گاز شبیه پلاسما رفتار کند لازم است که $\omega\tau \rangle 1$.

۱-۲ نوسان پلاسما

اگر در یک پلاسما الکترونها از زمینه‌ی یکنواخت یونها جابه‌جا شوند، میدانهای الکتریکی در چنان جهتی به وجود می‌آیند که با برگرداندن الکترونها به مکانهای اولیه‌شان خنثی بودن پلاسما را مجدداً اعاده کنند. الکترونها در اثر لختی‌شان از وضعیت اولیه کمی آن طرف‌تر رفته و با فرکانس مشخصه‌ای که به عنوان فرکانس پلاسما شناخته می‌شود نوسان می‌کنند. این نوسان

به اندازه‌ای سریع است که یونهای سنگین فرصتی برای پاسخگویی به میدان نوسان‌کننده پیدا نمی‌کنند و می‌توان آنها را ثابت در نظر گرفت.

با فرض۱. عدم وجود میدان مغناطیسی ۲. عدم وجود حرکت حرارتی ۳. ساکن بودن یونها ۴. بینهایت بودن ابعاد پلاسما، می‌توان بسامد نوسان الکترونی پلاسما را در ۵. حرکت یک بعدی به دست آورد.

از فرض آخر داریم:

$$\nabla = \hat{x}\,\partial/\partial x \quad , E = E\hat{x} \quad , \nabla \times E = 0 \quad , E = -\vec{\nabla}\phi$$

بنابراین هیچ میدان مغناطیسی وجود ندارد و این نوسان، یک نوسان الکتروستاتیک است.

معادلات حرکت و پیوستگی الکترون عبارتنداز:

$$mn_e\left[\frac{\partial V_e}{\partial t} + (V_e \bullet \nabla)V_e\right] = -en_e E \qquad (۱۰-۱)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \bullet (n_e V_e) = 0 \qquad (۱۱-۱)$$

با استفاده از معادله‌ی پواسون داریم:

$$\varepsilon_0 \nabla \bullet E = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = e(n_i - n_n) \qquad (۱۲-۱)$$

از آنجایی که دامنه‌ی نوسان کوچک است و جمله‌های حاوی توانهای بالاتر عاملهای دامنه قابل چشم‌پوشی هستند. بنابراین با استفاده از تئوری اختلال می‌توان این معادله را حل کرد. ابتدا متغیرهای وابسته را به دو قسمت تفکیک می‌کنیم: قسمت تعادلی که با شاخص ◦ و قسمت اختلالی که با شاخص 1 مشخص می‌کنیم.

$$n_e = n_\circ + n_1 \quad , V_e = V_\circ + V_1 \quad , E_e = E_\circ + E_1 \qquad (۱۳-۱)$$

کمیتهای تعادلی حالت پلاسما را در غیاب نوسان بیان می‌کنند.

چون پلاسما را قبل از آنکه الکترونها جابه‌جا شوند، خنثی، یکنواخت و در حال سکون فرض کرده‌ایم، داریم:

$$\nabla n_{\circ} = V_{\circ} = E_{\circ} = 0$$
$$\frac{\partial n_{\circ}}{\partial t} = \frac{\partial V_{\circ}}{\partial t} = \frac{\partial E_{\circ}}{\partial t} = 0 \qquad (۱۴-۱)$$

بنابراین معادلات (۱-۱۰) و (۱-۱۱) به ترتیب به شکل زیر در می‌آید:

$$m\left[\frac{\partial V_1}{\partial t} + (V_1 \bullet \nabla)V_1\right] = -eE_1 \qquad (۱۵-۱)$$

جمله‌ی $(V_1 \bullet \nabla)V_1$ یک جمله درجه‌ی دوم است و بنابراین برای معتبر بودن تئوری اختلال از آن صرفنظر می‌کنیم.

به همین ترتیب معادله‌ی (۱-۱۱) به صورت زیر در می‌آید که با توجه به فرضیات جملات $n_1 V_1$ و $V_1 \bullet \nabla n_{\circ}$ حذف می‌شوند.

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla \bullet (n_{\circ} V_1 + n_1 V_1) = 0$$
$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + n_{\circ} \nabla \bullet V_1 + V_1 \bullet \nabla n_{\circ} = 0 \qquad (۱۶-۱)$$

از آنجایی که در حالت تعادل داریم: $n_{i\circ} = n_{e\circ}$ و از فرض ساکن بودن یونها $n_{i1} = 0$ است، از معادله‌ی پواسون (۱-۱۲) به دست می‌آوریم:

$$\varepsilon_0 \nabla \bullet E_1 = -en_1 \qquad (۱۷-۱)$$

فرض می‌کنیم کمیتهای نوسان کننده رفتار سینوسی دارند:

$$V_1 = v_1 \exp[i(kx - \omega t)]\hat{x}$$
$$n_1 = n_1 \exp[i(kx - \omega t)] \qquad (۱۸-۱)$$
$$E = E \exp[i(kx - \omega t)]\hat{x}$$

در نتیجه معادله‌های (۱-۱۵) تا (۱-۱۷) به صورت زیر در می‌آیند.

$$-im\omega v_1 = -eE_1 \qquad (۱۹-۱)$$

$$-i\omega n_1 = -n_\circ ikv_1 \qquad (۲۰-۱)$$

$$ik\varepsilon_0 E_1 = -en_1 \qquad (۲۱-۱)$$

با حذف n_1 و E_1، در معادله‌ی (۱-۱۹) و شرط $v_1 \neq 0$، باید داشته باشیم:

$$\omega^2 = \frac{n_\circ e^2}{m\varepsilon_0}$$

بنابراین برای بسامد پلاسما به دست می‌آوریم:

$$\omega_P = \left(\frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m}\right)^{1/2} \; rad/\sec \qquad (۲۲-۱)$$

و برای فرکانس پلاسما:

$$f_P = \frac{\omega_P}{2\pi} \qquad (۲۳-۱)$$

این بسامد که تنها به چگالی پلاسما وابسته است، یکی از پارامترهای اساسی پلاسماست.

از رابطه‌ی (۱-۲۲) می‌توان چنین نتیجه گرفت که:

۱. چون جرم m کوچک است، بسامد ω_P معمولاً بسیار بالاست.
۲. تشعشع مربوط به f_P معمولاً در ناحیه‌ی میکروویو قرار دارد.
۳. چون ω به k بستگی ندارد، سرعت گروه برابر با صفر است و موج منتشر نمی‌شود.

در حقیقت الکترونها حرکت حرارتی دارند و لذا اطلاعاتی درباره‌ی آنچه در منطقه‌ی نوسان‌کننده اتفاق می‌افتد، حمل می‌کنند. بنابراین می‌توان نوسان پلاسما را موج پلاسما نامید. این اثر را می‌توانیم با اضافه کردن جمله‌ی $-\nabla p_e$ به معادله حرکت (۱-۱۰) بررسی کرد. برای جمله‌ی ∇p_e در حالت یک بعدی داریم:

$$\nabla p_e = 3K_\beta T_e \nabla n_e = 3K_\beta T_e \nabla\left(n_\circ + n_1\right) = 3K_\beta T_e \frac{\partial n_1}{\partial x}\hat{x}$$

و با استفاده از تئوری اختلال به دست می‌آوریم:

$$mn_{\circ}\frac{\partial v_1}{\partial t} = -en_{\circ}E_1 - 3K_{\beta}T_e\frac{\partial n_1}{\partial x} \qquad (۲۴-۱)$$

با جایگذاری معادله‌ی (۱-۱۸) در (۱-۲۴) خواهیم داشت:

$$-im\omega n_{\circ}v_1 = -en_{\circ}E_1 - 3K_{\beta}T_e ikn_1 \qquad (۲۵-۱)$$

و با قرار دادن E_1 و n_1 از معادله‌های (۱-۲۰) و (۱-۲۱) در (۱-۲۵) داریم:

$$\omega^2 v_1 = \left(\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} + \frac{3k_{\beta}T_e}{m}k^2\right)v_1 \qquad (۲۶-۱)$$

بنابراین رابطه‌ی پاشندگی برای امواج الکترونی پلاسما، با استفاده از معادلات سیالی الکترونها به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\omega = \left(\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} + \frac{3k_{\beta}T_e}{m}k^2\right)^{1/2} \qquad (۲۷-۱)$$

رابطه‌ی (۱-۲۷) به رابطه‌ی پاشندگی بوهم-گراس معروف است[۱].

فصل دوم:

پلاسمونهای الکتریکی و مغناطیسی

۲-۱ مقدمه

در سالهای اخیر نانوفناوری به یکی از زمینه‌های پیشرو در علم فیزیک، شیمی، مهندسی و زیست‌شناسی تبدیل شده است. از این میان ساخت و مطالعه نانوذرات فلزی در شکلها و اندازه‌های مختلف، به علت کاربردهای فراوان آنها بیشتر مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. یکی از جالب‌ترین ویژگیهای نانوذرات فلزی خواص نوری آنها بوده، که متناسب با شکل و اندازه نانوذرات تغییر می‌کند. در نانوذرات فلزی تشدید پلاسمون سطحی مسئول خواص نوری منحصربه‌فرد آنهاست. پلاسمون سطحی برانگیختگی نوسانات تجمعی بار در فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک است[۲]. این پلاسمونها، ویژگیهای منحصربه‌فرد و کاربردهای زیادی دارند، اما مشکل اساسی در استفاده از آنها، اتلاف زیاد انرژی در ناحیه‌ی بسامدهای اپتیکی است و از آنجایی که اتلافهای تابش یک دو قطبی مغناطیسی در مقایسه با یک دو قطبی الکتریکی با اندازه مشابه به مراتب کمتر است، به استفاده از پلاسمونهای مغناطیسی روی می‌آوریم.

در این فصل به شرحی در مورد پدیده‌ی پلاسمون و پلاسمون مغناطیسی، ویژگیها و روابط فیزیکی حاکم بر آنها می‌پردازیم.

۲-۲ پلاسمون(plasmon)

آزادی نسبی الکترونها در فلزات موجب می‌شود در حضور میدان الکتریکی، نوسان پلاسمایی شبیه رابطه (۱-۲۲) از خود بروز دهند. با این تفاوت که به دلیل عدم آزادی کامل الکترونها در فلز، جرم موثر m^* به جای جرم الکترون قرار می‌گیرد. کوانتیزه بودن انرژی امواج نورانی $E = \hbar\omega$ و مقایسه آن با انرژی امواج الکترونی پلاسما موجب می‌شود که بتوان پلاسمون را (همانند فوتون) برای واحد انرژی امواج الکترونی پلاسما به کار برد. انرژی هر نوسان به شکل $E_P = \hbar\omega_P$ تعریف می‌گردد. پلاسمون کوانتوم نوسان پلاسما است و همانند فوتون و فونون عمل می‌کند[۳]. شکل (۲-۱) نوسان پلاسمای کره‌ی فلزی در میدان الکتریکی خارجی را نشان می‌دهد.