

تأسیس ۱۳۰۷

دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

پایان نامه کارشناسی ارشد

مهندسی مخابرات - موج

تحلیل و شبیه‌سازی شبکه‌ی موجبری پلاسمونیک رزنانسی توسط تقسیم توان

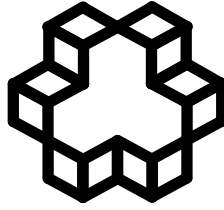
استاد راهنما :

دکتر محمدصادق ابریشمیان

دانشجو:

وحید فروغی نژاد

زمستان ۱۳۹۰



تأسیس ۱۳۰۷

دانشگاه صنعتی خواجه نصیر الدین طوسی

دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر

تأییدیه هیات داوران

هیأت داوران پس از مطالعه پایان‌نامه و شرکت در جلسه دفاع از پایان‌نامه تهیه شده با عنوان:

تحلیل و شبیه‌سازی شبکه‌ی موجبری پلاسمونیک رزنانسی توسط تقسیم توان

توسط آقای وحید فروغی نژاد، صحت و کفایت تحقیق انجام شده را برای اخذ درجه کارشناسی ارشد

رشته مهندسی برق گرایش مخابرات-موج در تاریخ ۱۳۹۰/۱۱/۳۰ مورد تأیید قرار می‌دهند.

امضاء

۱- استاد راهنمای اول: دکتر محمد صادق ابریشمیان

امضاء

۲- ممتحن داخلی: دکتر سید عبدالله میرطاهری

امضاء

۳- ممتحن خارجی: دکتر زهرا اطلس باف

اظهار نامه دانشجو

موضوع پایان نامه: تحلیل و شبیه‌سازی شبکه‌ی موجبری پلاسمونیک رزنانسی توسط تقسیم توان

استاد راهنما: دکتر محمد صادق ابریشمیان

نام دانشجو: وحید فروغی نژاد

شماره دانشجویی: ۸۸۰۳۲۰۴

اینجانب وحید فروغی نژاد دانشجوی دوره کارشناسی ارشد مهندسی برق گرایش مخابرات موج دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی گواهی می‌نمایم که تحقیقات ارائه شده در این پایان نامه توسط شخص اینجانب انجام شده و صحت و اصالت مطالب نگارش شده مورد تأیید است، و در موارد استفاده از کار دیگر محققان به مرجع مورد استفاده اشاره شده است. به علاوه گواهی می‌نمایم که مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی توسط اینجانب یا فرد دیگری در هیچ جا ارائه نشده است و در تدوین متن پایان‌نامه چارچوب (فرمت) مصوب دانشگاه را به طور کامل رعایت کرده‌ام.

امضاء دانشجو:

تاریخ:

فرم حق طبع و نشر و مالکیت نتایج

۱- حق چاپ و تکثیر این پایان نامه متعلق به نویسنده آن است. هرگونه کپی برداری به صورت کل پایان نامه یا بخشی از آن تنها با موافقت نویسنده یا کتابخانه دانشکده برق و کامپیوتر دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی مجاز است.

ضمناً متن این صفحه نیز باید در نسخه تکثیر شده وجود داشته باشد.

۲- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی است و بدون اجازه کتبی دانشگاه به شخص ثالث قابل واگذاری نیست.

همچنین استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نیست.

تقدیم به

پدر و مادرم

چکیده:

پلاسمونیک یکی از قسمت‌های اساسی شاخه‌ی جذاب نانوفتونیک است که در آن چگونگی رفتار میدانهای الکترومغناطیسی در ابعاد و مقیاس‌های کوچکتر از طول موج مورد بررسی قرار می‌گیرد، تحقیقات نشان می‌دهد هنگام کار در ابعاد کوچکتر از طول موج رفتارهای غیرقابل انتظار و جالبی مشاهده می‌شود. یکی از زیباییهای این شاخه در این است که تمامی قوانین حاکم بر این شاخه بر اساس فیزیک کلاسیک قابل توجیه است. هر چند دو قسمت عمده‌ی پلاسمونیک یعنی پلاریتون‌های پلاسمونی سطحی^۱ و پلاریتون‌های پلاسمونی محلی^۲ تا سال ۱۹۰۰ به خوبی شناخته شده بودند، اما در قرن بیستم دوباره از جنبه‌های دیگری مورد توجه قرار گرفتند.

در این پایان‌نامه، فیزیک پلاسمون‌هادر مرز مشترک فلز-عایق-فلز و تعدادی از کاربردهای پلاسمونیک مطرح می‌شوند. همچنین شبکه‌های موجبری رزنانسی متشکل از حلقه‌های مستطیلی و ساختارهای طراحی شده توسط این شبکه‌ها مانند: فیلترهای میان‌گذر با فاصله کوپلاژ، گیت XOR، فیلترهای میان‌گذر و میان‌نگذر بدون فاصله کوپلاژ با روش تفاضل محدود در حوزه زمان^۳ مورد بررسی و تحلیل عددی قرار می‌گیرد. از ویژگیهای جالب ساختارهای مبتنی بر شبکه‌های رزنانسی قابلیت تنظیم فرکانس‌های رزنانس و عرض باند طیف توسط تغییر پارامترهای ساختار است

^۱ Surface plasmon polariton^۲ Local Plasmon polariton^۳ Finite-difference time-domain: FDTD

صفحه

فهرست عناوین

چکیده:.....	۷
۱ الکترومغناطیس فلزات.....	۱۵
۱-۱ قوانین ماکسول ونحوه ی انتشار امواج در فلزات.....	۱۵
۲-۱ بدست آوردن تابع دی الکتریک فلز با استفاده از تابع دی الکتریک الکترون آزاد گاز.....	۱۸
۳-۱ مقایسه مدل الکترون آزاد با مقادیر تجربی برای فلز طلا.....	۲۲
۴-۱ فلزات واقعی و اثر گذرای باند میانی.....	۲۳
۵-۱ حد پراش.....	۲۴
۲ پلاریتون های پلاسمونی سطحی.....	۳۱
۱-۲ معادله ی موج.....	۳۱
۲-۲ پلاریتون های پلاسمونی سطحی دولایه (یک مرز مشترک).....	۳۴
۳-۲ سیستم های چند لایه.....	۴۱
۱-۳-۲ بررسی سیستم سه لایه.....	۴۳
۴-۲ تحریک پلاسمون های سطحی.....	۴۸
۱-۴-۲ تحریک توسط ذره های باردار.....	۴۸
۲-۴-۲ روش منشوری.....	۵۰
۳-۴-۲ تزویج شبکه ای.....	۵۲
۳ روش تفاضل محدود در حوزه زمان.....	۵۷
۳-۱ نحوه تولید و انتشار امواج در ساختار FDTD.....	۵۷
۱-۱-۳ معادلات FDTD در محیطهای ساده.....	۵۸
۲-۱-۳ استانداردهای طلایی.....	۶۰
۳-۱-۳ تولید منابع مختلف.....	۶۲
۲-۳-۱ مدلسازی محیطهای پلاسمونیک.....	۶۴
۱-۲-۳ مدل دیبای.....	۶۴
۲-۲-۳ مدل لورنتس.....	۶۵
۳-۲-۳ مدل درود.....	۶۶
۴-۲-۳ پیاده سازی محیطهای پاشنده با روش FDTD.....	۶۶
۳-۳ شرایط جذبی با لایه های کاملا تطبیق شده.....	۶۹
۱-۳-۳ PML جاذب.....	۶۹
۲-۳-۳ CPML جاذب.....	۷۳
۴ بررسی شبکه موجبری تشدید.....	۸۰
۲-۴ مدل به کار رفته برای شبیه سازی.....	۸۱

- ۲-۴ بررسی شبکه مو جبری تشدید تک حلقه دارای فاصله کوپلاژ ۸۲
- ۲-۲-۴ شبیه سازی عددی ۸۳
- ۳-۲-۴ مقایسه بین تحلیل تئوری و شبیه سازی عددی ۸۴
- ۴-۲-۴ اثر تغییر طول ۸۵
- ۵-۲-۴ اثر تغییر فاصله کوپلاژ ۸۵
- ۶-۲-۴ بررسی اثر تغییر نقطه موجبر ورودی و خروجی بر منحنی عبور ۸۶
- ۷-۲-۴ طراحی گیت XOR توسط شبکه تک حلقه مربعی ۸۸
- ۳-۴-۴ طراحی فیلتر میان گذر توسط شبکه موجبری تشدید ۹۰
- ۱-۳-۴ تحلیل تئوری فیلتر میان گذر ۹۱
- ۲-۳-۴ شبیه سازی عددی ۹۲
- ۳-۳-۴ بررسی اثر تغییر طول ۹۳
- ۴-۳-۴ بررسی اثر تغییر ضخامت موجبر ۹۴
- ۵-۳-۴ افزایش تعداد حلقه های ساختار ۹۵
- ۵-۳-۴ استفاده از شبکه تشدید دو حلقه برای کانالهای مخابراتی استاندارد CWD ۹۸

۵ نتیجه گیری و پیشنهادات ۱۰۲

- ۱-۵ نتیجه گیری ۱۰۲
- ۲-۵ پیشنهادات ۱۰۳

مراجع: ۱۰۴

فهرست اشکال:

- شکل (۱-۱) تابع دی الکترونیک مدل گاز الکترون ازاد (خط ممتد) به همراه نمودار تجربی برای فلز طلا (نقطه چین) [۱] ۲۳
- شکل (۱-۲) نمای چگونگی متمرکز نور در کانون توسط لنز (a) بوسیله نمایش هندسه نوری (b) با دقت بیشتر در نظر گرفتن حد پراش نور فیزیکی ۲۵
- شکل (۱-۳) موج صفحه ای در محیط هموزن (a) موج صفحه ای در راستای Z منتشر می شود (b) موج صفحه ای در فضای اندازه حرکت در صفحه ی X-Z منتشر می شود. این امواج به ترتیب می توانند بر حسب بردار موج در شکل (c) و (d) نمایش داده شوند این موج در راستای y هیچ حرکتی ندارد به عبارت دیگر $(k_y=0)$ ۲۷
- شکل (۲-۱) نحوه ی انتشار SPP در مرز مشترک فلز و دی الکترونیک ۳۵
- شکل (۲-۲) رابطه ی پاشندگی SPP در مرز مشترک بین فلز بدون تلاف مدل درود و هوا (نمودار خاکستری) و فلزوسیلیکا (نمودار سیاه) [۱] ۳۸
- شکل (۲-۳) : رابطه ی پاشندگی برای SPP منتشر شده در مرز نقره و هوا (منحنی خاکستری) و نقره و سیلیکا است (منحنی سیاه) تابع دی الکترونیک $1\epsilon(\omega)$ براساس داده های بدست آمده توسط جانس و کریستی

- (Johnson and Christy 1972) در نظر گرفته است که با رابطه ی پاشندگی بدون تلفات شکل قبل مقایسه شده است. مشاهده می شود که در فرکانس ω مقدار β بی نهایت نمی شود بلکه یک مقدار محدود دارد. [۱]
- ۴۰.....
- شکل (۲-۴): ساختار سیستم سه لایه متشکل از یک لایه نازک قرار گرفته بین دو لایه نامحدود..... ۴۲
- شکل (۲-۵): رابطه پاشندگی برای مود های اصلی spp تزویجی با ساختار نقره/ هوا /نقره با طول هسته هوا 100 nm (منحنی خط چین خاکستری)، 50 nm (منحنی خطچین سیاه) و 25 nm (منحنی پیوسته سیاه) و رابطه پاشندگی در سیستم دو لایه ای (منحنی پیوسته خاکستری)..... ۴۷
- شکل (۲-۶): طیف تلفاتی انرژی الکترون در یک لایه ی نازک منیزیم (از بالای پایین با افزایش اکسید شدن منیزیم همراه است) [۱۱]..... ۴۹
- شکل (۲-۷): تزویج منشوری SPP توسط بازتاب کامل میرا شونده در ساختارهای کرشمن (تصویر سمت چپ) و اتو (تصویر سمت راست)..... ۵۰
- شکل (۲-۸): تطبیق فاز پرتو و SPP با استفاده از روش تزویج شبکه ای..... ۵۲
- شکل (۲-۹): تحریک موضعی SPP با استفاده از روش تحریک میدان نزدیک که در آن از یک روزنه با اندازه ی کوچکتر از طول موج استفاده شده است..... ۵۳
- شکل ۳-۱: استانداردهای دو بُعدی مُد TE..... ۶۰
- شکل ۳-۲: ساختار تشکیل شده بر مبنای استاندارد EEHH..... ۶۱
- شکل ۳-۳: استانداردهای دو بُعدی مُد TM..... ۶۲
- شکل ۳-۴: ضرایب هدایت الکتریکی و مغناطیسی برای PML در شبکهی دو بُعدی..... ۷۱
- شکل (۴-۱): نمودار عبور برای یک شبکه فیلتر استاب که با دو روش تحلیلی و عددی (FDTD) رسم شده اند..... ۸۱
- شکل (۴-۲): شماتیک ساختار یک شبکه تشدید تک حلقه دارای فاصله کوپلاژ..... ۸۲
- شکل (۴-۳): نمودار تغییرات ضریب شکست موثر بر حسب طول موج برای عرض موجبرهای مختلف..... ۸۳
- شکل (۴-۴): نمودار میزان عبور توان برای ساختار تک حلقه ای بر حسب طول موج..... ۸۴
- شکل (۴-۵): منحنی میزان عبور توان برای شبکه ی تک حلقه مربعی به ازای چند مختلف $L=300\text{nm}, L=350\text{nm}, L=400\text{nm}$ ۸۵
- شکل (۴-۶): منحنی میزان عبور توان برای شبکه ی تک حلقه مربعی برای چند مقدار مختلف فاصله ی کوپلاژ $d=10\text{nm}$ (منحنی ممتد سیاه)، $d=15\text{nm}$ (منحنی خطچین ابی) و $d=20\text{nm}$ (منحنی نقطهچین قرمز)..... ۸۶
- شکل (۴-۷): منحنی میزان عبور توان برای شبکه تک حلقه مربعی برای $L=0$ (نمودار ابی) و $L=Ly/2$ (نمودار قرمز)..... ۸۷
- شکل (۴-۸): (الف) شکل موج ایستا ایجاد شده به ازای $\lambda_2 = 0.791\ \mu\text{m}$ (شکل موج ایستا ایجاد شده به ازای $\lambda_1 = 1.37\ \mu\text{m}$)..... ۸۷
- شکل (۴-۹): شماتیک گیت ساختار XOR ایجاد شده توسط شبکه تک حلقه مربعی با دو ورودی و یک خروجی..... ۸۸

- شکل (۴-۱۰): این دو تصویر در یک زمان مشخص گرفته شده‌اند (الف) شکل موج ایستای ایجاد شده در $\lambda_2 = 0.791 \mu\text{m}$ و $\lambda_1 = 0.791 \mu\text{m}$ موج ورودی از موجبر ورودی ۱ وارد می‌شود (ب) شکل موج ایستای ایجاد شده در $\lambda_2 = 0.791 \mu\text{m}$ و $\lambda_1 = 0.791 \mu\text{m}$ موج ورودی از موجبر ورودی ۲ وارد می‌شود- $d=10 \text{ nm}$ ، $W=Wt=100 \text{ nm}$ و $L=600 \text{ nm}$ ۸۹
- شکل (۴-۱۱): خروجی گیت XOR که به صورت توان عبوری رسم شده است $INPUT1=ON$ (نمودار ابی)، $INPUT2=ON$ (نمودار قرمز)، $INPUT1=Off \ \& \ INPUT2=ON$ (نمودار سیاه) ۹۰
- شکل (۴-۱۲) شماتیک فیلتر میان‌گذر طراحی شده با استفاده شبکه تشدید تک حلقه ۹۱
- شکل (۴-۱۳) منحنی عبور ساختار تک حلقه که به صورت فیلتر میان‌گذر عمل می‌کند با پارامترهای $Lx=200\text{nm}, Ly=600\text{nm}, Wt=50\text{nm}, W=100 \text{ nm}$ ۹۲
- شکل (۴-۱۴) منحنی میزان عبور برای ساختار اول (منحنی ابی)، ساختار دوم (منحنی قرمز)، ساختار سوم (منحنی سیاه) ۹۴
- شکل (۴-۱۵) منحنی عبور برای چهار ساختار، ساختار اول (منحنی ابی) ساختار دوم (منحنی قرمز)، ساختار سوم (منحنی سبز)، ساختار چهارم (منحنی سیاه) ۹۵
- شکل (۴-۱۶) شماتیک ساختار یک شبکه تشدید با دو حلقه ۹۶
- شکل (۴-۱۷) نمودار عبور برای سه ساختار تک حلقه‌ای (نمودار سیاه)، دو حلقه‌ای (نمودار قرمز) و سه حلقه‌ای (نمودار ابی) پارامترهای سه ساختار عبارتند از: $Wt = 40\text{nm}$, $W=100\text{nm}$ ۹۷
- $Ly1 = 2Ly2=3Ly3 = 900\text{nm}$ ۹۷
- $Lx2 = Lx1 = Lx3 = 200\text{nm}$ ۹۷
- شکل (۴-۱۸): کانالهای مخابراتی در استاندارد CWDM ۹۸
- شکل (۴-۱۹): نمودار عبور برای سه شبکه دو حلقه‌ای که برای فیلتر کردن سه کانال مخابراتی در استاندارد CWDM با طول موجهای $\lambda_1 = 1391\text{nm}$ ، $\lambda_2 = 1411\text{nm}$ ، $\lambda_3 = 1431\text{nm}$ طراحی شده است پارامترهای هر کدام از این ساختارها در روی شکل نشان داده شده است ۹۹

فصل اول:

الكترومغناطيس فلزات

۱ الکترومغناطیس فلزات

۱-۱ قوانین ماکسول ونحوه ی انتشار امواج در فلزات

هر چند خواص نوری فلزات در کتابها و مقالات زیادی توضیح داده شده است اما برای سادگی در این بخش به طور خلاصه خواص و پدیده‌های مهمی که اساس پلاسمونیک^۱ را تشکیل می‌دهند را مورد بررسی قرار خواهیم داد. برهمکنش بین فلزات و امواج مغناطیسی براساس قوانین ماکسول به طور کامل قابل بیان است، حتی در نانو ساختارهای فلزی که ابعاد در حدود چند نانو متر است بدون احتیاج به بازنویسی براساس فیزیک کوانتوم قابل استفاده است. بنابراین بررسی‌های ما در حوزه کلاسیک است در محیط خطی ایزوتروپیک و غیر مغناطیسی رابطه‌های زیر برقرار است [۱]:

$$D = \varepsilon E \quad (1-1)$$

$$B = \mu H \quad (1-2)$$

$$J_e = \sigma E \quad (1-3)$$

همانطور که میدانیم پاسخ نوری فلزات به شدت وابسته به فرکانس است. بنابراین روابط بالا در حوزه فرکانس می‌باشند

برای رسیدن به روابطی که وابستگی به زمان و مکان در آن مشخص باشد روابط (۱-۱) و (۱-۳) را به صورت زیر باز نویسی می‌کنیم:

$$D(r, t) = \varepsilon_0 \int d\hat{r} \int dt' \varepsilon(r - \hat{r}, t - t') E(\hat{r}, t') \quad (1-4)$$

$$J(r, t) = \int d\hat{r} \int dt' \sigma(r - \hat{r}, t - t') E(\hat{r}, t') \quad (1-5)$$

^۱.plasmonic

با گرفتن انتگرال فوریه از روابط بالا هم نسبت به زمان و هم نسبت به مکان کانولوشن بالا را می-توانیم به ضرب تبدیل کنیم، با این کار میدان الکترو مغناطیسی را با یک موج سطحی با عدد موج k و سرعت زاویه ای ω معادل کردیم با این کار روابط (۱-۴) و (۱-۵) به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$D(K, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon(K, \omega) E(K, \omega) \quad (1-6)$$

$$J(K, \omega) = \sigma(K, \omega) E(K, \omega) \quad (1-7)$$

« از طرفی می‌دانیم:

$$J = \frac{\partial P}{\partial t} \quad (1-8)$$

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (1-9)$$

و با دانستن این که مشتق در حوزه زمان و فوریه به صورت زیر مرتبط می‌شوند:

$$\partial / \partial t \rightarrow i\omega \quad (1-10)$$

با استفاده از روابط (۱-۶) و (۱-۷) رابطه ضریب گذر دهی (که از این به بعد به آن تابع دی الکتریک می‌گوییم) و رسانایی به صورت زیر دست می‌یابیم:

$$\varepsilon(K, \omega) = 1 + i \frac{\sigma(K, \omega)}{\varepsilon_0 \omega} \quad (1-11)$$

در برهمکنش بین موج و فلز رابطه بالا را می‌توان وابستگی به مکان تابع دی الکتریک را در نظر نگرفت البته این فرض تا زمانی معتبر است که طول موج λ خیلی بزرگتر از خواص ابعادی فلز از قبیل اندازه سلول واحد و فاصله متوسط آزاد الکترونی باشد. این فرض برای امواج تا حوزه فرابنفش معتبر است. از آنجا که در رابطه (۱-۱۱) نوع باریعنی آزاد یا مقید بودن آن مشخص نشده است، جدا سازی بار به مقید و

آزاد کاملاً اختیاری است که براساس سهولت در مسائل به صورت دلخواه در نظر گرفته می‌شود در فرکانس های کم ϵ معمولاً پاسخ بارهای مقید به میدان اعمالی است که به قطبیده شدن الکتریکی منجر می‌شود. در حالی که σ بیان کننده میزان مشارکت بارهای آزاد در جریان است. در فرکانسهای نوری جداسازی دقیق بارها به مقید و آزاد پیچیده است. برای مثال برای یک نیم رسانا با ناخالصی زیاد پاسخ الکترونهای ناحیه ظرفیت را می‌توان به صورت یک ثابت دی الکتریک ϵE در نظر گرفت و پاسخ الکترونهای ناحیه هدایت را به صورت σ که منجر به تابع دی الکتریک زیر می‌شود.

$$\epsilon(\omega) = \delta\epsilon + i \frac{\sigma'(K, \omega)}{\epsilon_0 \omega} \quad (1-12)$$

با باز تعریف پارامترها به صورت زیر:

$$\sigma' \rightarrow \sigma + \frac{\epsilon_0 \omega}{i} \delta\epsilon \quad (1-13)$$

$$\delta\epsilon \rightarrow 1 \quad (1-14)$$

شکل معادله به صورت (۱-۱۱) مرتب خواهد شد [۲] در حالت کلی می‌توان σ و ϵ را به صورت زیر نوشت:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega) \quad (1-15)$$

$$\sigma(\omega) = \sigma_1 + i\sigma_2 \quad (1-16)$$

که مقادیر مختلطی هستند که با رابطه‌ی (۱-۱۱) به هم مرتبط می‌شوند. از طرفی می‌دانیم که ضریب شکست یعنی $n = \sqrt{\epsilon}$ است. بنابراین خواهیم داشت:

$$\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega) \quad (1-17)$$

$$\varepsilon_1 = n^2 - \kappa^2 \quad (1-18)$$

$$\varepsilon_2 = 2n\kappa \quad (1-19)$$

$$n^2 = \frac{1}{2}\varepsilon_1 + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \quad (1-20)$$

$$\kappa = \frac{\varepsilon_2}{2n} \quad (1-21)$$

k ضریب جذب نامیده می‌شود که بیان کننده میزان جذب نوری امواج الکترو مغناطیسی منتشر شده در محیط است، که رابطه آن با ضریب جذب قانون بییر^۱ (بیان کننده تضعیف نمایی قدرت موج منتشر شده است) بصورت زیر است:

$$\alpha(\omega) = 2\kappa(\omega)\frac{\omega}{c} \quad (1-22)$$

بنابراین قسمت موهومی تابع دی لکتریک یعنی ε_2 بیان کننده میزان جذب در درون ماده است. و قسمت حقیقی آن همان ضریب تضعیف سرعت فاز است. برای σ نیز می‌توان نشان داد که قسمت حقیقی آن بیان کننده میزان جذب و قسمت موهومی آن مانند ε_2 میزان قطبش را مشخص می‌کند.

۲-۱) بدست آوردن تابع دی الکتریک فلز با استفاده از تابع دی الکتریک الکترون آزاد گاز

در یک رنج وسیع فرکانسی خواص نوری فلزات را می‌توان براساس مدل گاز الکترون آزاد توصیف نمود. برای فلزات قلیایی این رنج تا فرکانسهای فرابنفش است. در حالی که برای فلزات با رسانایی خوب^۲ حالت گذرای میان بانندی در فرکانس های حوزه مرئی اتفاق می‌افتد، که اعتبار این مدل را ساقط می‌کند، در این مدل برهمکنش الکترون بر الکترون و پتانسیل شبکه در نظر گرفته نمی‌شود. در عوض فرض می‌شود، برخی از جنبه‌های ساختار نوری در جرم موثر نوری هر الکترون لحاظ شده است. الکترون براساس

^۱Beers law.

^۲nobel metal

میدان الکترومغناطیسی اعمال شده شروع به حرکت و نوسان می کند که این نوسان در حرکت به واسطه برخورد با دیگر الکترون ها با فرکانس مشخصه برخورد $\gamma = \frac{1}{\tau}$ میرا می شود. τ زمان آرامش الکترون های آزاد گاز است که نوعا در حدود دمای اتاق است که با این مقدار فرکانس مشخصه یعنی $\gamma = 100 TH$ به دست می آید. با نوشتن معادلات حرکت الکترون داریم:

$$m\ddot{x} + m\gamma\dot{x} = -eE \quad (1-23)$$

اگر میدان اعمالی را به صورت $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$ فرض کنیم یک جواب خاص این معادله به صورت $X(t) = X_0 e^{-i\omega t}$ مقدار مختلط X_0 اختلاف فاز بین پاسخ و میدان اعمالی را شامل می شود.

$$x(t) = \frac{e}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E(t) \quad (1-24)$$

این جابجایی الکترونی منجر به ایجاد قطبش میکروسکوپی با مقدار $p = -nex$ می شود.

$$P = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} E \quad (1-25)$$

از طرفی :

$$D = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right) E \quad (1-26)$$

که $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m}$ ، فرکانس پلاسمای الکترون آزاد گاز است. بنابراین ما به خواسته یمان که رسیدن به

تابع دی الکترونیک الکترون گاز است رسیدیم :

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right) \quad (1-27)$$

که قسمت موهومی و حقیقی تابع دی الکتریک به صورت زیر می باشد:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1-28)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (1-29)$$

در روابط بالا ما از رابطه $\gamma = \frac{1}{\tau}$ استفاده کرده ایم. برای فهم مطلب فوق تابع دی الکتریک را برای فرکانس های مختلف با توجه به فرکانس برخورد γ بررسی خواهیم کرد.

ما در اینجا خود را محدود به رنج فرکانس $\omega < \omega_p$ می کنیم ناحیه ای که فلزات هنوز خاصیت فلزی خود را حفظ کرده اند می کنیم برای فرکانس های نزدیک به ω_p ، $\tau\omega \gg 1$ در این ناحیه $\varepsilon(\omega)$ بصورت زیر خواهد بود:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1-30)$$

در این ناحیه موج میرایی ناچیزی دارد و $\varepsilon(\omega)$ یک مقدار حقیقی است که تابع دی الکتریک الکترون آزاد پلاسما بدون تلفات است. ناحیه دیگری که بررسی می کنیم ناحیه ی $\tau^{-1} \ll \omega$ است. بنابراین $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$ و با توجه به روابط زیر:

$$n \approx \kappa = \sqrt{\frac{1}{2} \varepsilon_2} = \sqrt{\frac{\tau \omega_p^2}{2\omega^2}} \quad (1-31)$$

در این ناحیه فلزات به عنوان جاذب امواج الکترو مغناطیسی رفتار می کنند و ضریب جذب مقدارش از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\alpha = \sqrt{2 \frac{\omega_p^2 \tau \omega}{c^2}} \quad (1-32)$$

با تعریف رسانایی DC به صورت $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m} = \omega_p^2 \tau \epsilon$ رابطه‌ی (۱-۳۲) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\alpha = \sqrt{2\alpha_0 \omega \mu_0} \quad (1-33)$$

بنابراین عمق پوستی یا نفوذ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\delta = \frac{2}{\alpha} = \frac{c}{\kappa \omega} = \sqrt{2 \frac{1}{\sigma_0 \omega \mu_0}} \quad (1-34)$$

جاذب بودن فلزات در فرکانس‌های پایین تا زمانی معتبر است که فاصله آزاد متوسط الکترون خیلی کوچکتر از عمق نفوذ باشد یعنی $\delta \ll l = v_F \tau$ که v_F سرعت فرمی است که در دمای اتاق برای یک فلز نوعی $l \approx 10 \text{ nm}$ و $\delta \approx 100 \text{ nm}$ است. البته در دماهای پایین مسافت آزاد متوسط الکترون‌ها افزایش می‌یابد که باعث افزایش عمق نفوذ می‌شود که این پدیده اثر پوستی غیر عادی نام دارد. اگر برای توصیف پاسخ دی‌الکتریک به جای ϵ از $\bar{\epsilon}$ استفاده کنیم در می‌یابیم که در ناحیه‌ای که فلز به صورت جاذب عمل می‌کند قسمت حقیقی $\bar{\epsilon}$ غالب است. سرعت الکترون‌های آزاد به صورت هم فاز با میدان اعمالی است می‌توان گفت که بخش حقیقی $\bar{\epsilon}(\omega)$ و بخش موهومی $\epsilon(\omega)$ در تلفات نقش دارند. در فرکانس‌های بالاتر ($1 \leq \omega \tau \leq \omega_p$) براساس روابطی که ϵ_1 و ϵ_2 بر حسب ω دارند در این ناحیه ϵ_2 یعنی قسمت موهومی $\epsilon(\omega)$ تقریباً صفر میشود و ضریب شکست به صورت حقیقی می‌شود (که این منجر به ضریب بازتاب $R=1$ می‌شود) در این ناحیه تلفات و جذب در فلزات کم می‌شود.

در مباحثی که تا کنون ارائه شد مدل گاز الکترون آزاد در نظر گرفته شده است. در این جا به طور خلاصه این مدل ایده‌ال را با یک فلز مهم مورد استفاده در زمینه پلاسمونیک مقایسه می‌کنیم در فلز سطح انرژی پر نزدیک سطح انرژی فرمی باعث ایجاد یک محیط به شدت قطبیده می‌شود که این قطبش باید به قطبش قبلی مدل گاز الکترون آزاد اضافه شود تا اثرش در نظر گرفته شود

$P_{\infty} = \epsilon_0(\epsilon_{\infty} - 1)E$ که این قطبش باید به قطبش اصلی اضافه شود که با این کار به رابطه ی زیر خواهیم رسید:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1-35)$$

که ϵ_{∞} ثابتی است که مقادیری بین ۱ تا ۱۰ دارد.

۳-۱ مقایسه مدل الکترون آزاد با مقادیر تجربی برای فلز طلا

در نمودارهای زیر قسمت حقیقی تابع دی الکترون یعنی ϵ_1 و قسمت موهومی یعنی ϵ_2 برای فلز طلا براساس مدل گاز الکترون آزاد رسم شده و با نمودارهای تجربی مقایسه شده است [۳]. مشاهده می شود در فرکانس های پایین دو نمودار بر یکدیگر منطبق اند. در فرکانس های نور مرئی مشاهده می شود مدل گاز الکترون آزاد با مقادیر تجربی انطباق ندارد این به علت اثر گذاری باند میانی در این محدوده فرکانسی است که در ادامه توضیح داده می شود. برای بدست آوردن $\epsilon(\omega)$ می توانستیم از معادله ی (۱-۱۱) کمک بگیریم برای بدست آوردن $\bar{\sigma}(\omega)$ از رابطه ی (۱-۲۳) استفاده کنیم اگر این رابطه را بر حسب اندازه حرکت مرتب می کنیم. معادله به صورت زیر می شود:

$$\dot{p} = -\frac{p}{\tau} - eE \quad (1-36)$$

که در معادله فوق $P = nex$ اندازه حرکت الکترون است. از طرفی رسانایی AC به صورت $\sigma = nep/m$