

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک اتمی و مولکولی

تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر روی جذب رزونانسی

در برهم کنش لیزر-پلازما

نگارنده:

حسین گورویی

اساتید راهنما:

دکتر مهدی مومنی

دکتر مجتبی هاشمزاده

شهریور ۱۳۹۶

اگر مردم را رسم چنان است که با تقدیم تلاشهایشان به بزرگان

به آنها تقرب جویند، شایسته است نخستین ثمره تحصیل پس از آن همه سال

پیشکش متواضعانه‌ای باشد به نخستین معلمان زندگیم

**پدر و مادرم ...**

و تقدیم به روح پاک

**برادر عزیزم ...**

## تقدیر و سپاس

تشکر و سپاس بی پایان مخصوص خدایی است که بشر را آفریده و به او قدرت اندیشیدن داده و تواناییهای بالقوه را در وجود انسان قرار داده و او را امر به تلاش و کوشش نموده و راهنمایی را برای هدایت بشر فرستاده است.

پس از ارادت خاضعانه به درگاه خداوند بی همتا بر خود لازم می دانم که از اساتید بزرگوار و کرامتدار، جناب آقای دکتر مهدی مومنی و

دکتر محبتی هاشم زاده بعنوان اساتید راهنما، به خاطر رهنمودهای دلسوزانه که در این تحقیق مرا مورد لطف خود قرار دادند و راهنمایی لازم را

نمودند تشکر و قدردانی نموده، موفقیت بندگان را از درگاه احدیت بخواهانم.

در آخر از برادران و عموزاده ها و خواهر عزیزم و بهمنظور از دوستان خوبم از جمله آقای فریدون زرگوشی، پیام شاه ولی، ناصر پانک غراوی،

آرین داورپناه، رضا جبارزادگان، ز میراسدی و صد مینی که در این مدت دلسوزانه بنده را در تدوین و نگارش این پایان نامه یاری نمودند صمیمانه

تشکر و قدردانی می نمایم.

## تعهدنامه

اینجانب حسین گورویی دانشجوی دوره‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک اتمی-ملکولی (پلاسما) دانشکده‌ی فیزیک دانشگاه شاهرود نویسنده‌ی پایان‌نامه‌ی تاثیر میدان مغناطیسی خارجی بر روی جذب رزونانسی در برهم کنش لیزر-پلاسما، تحت راهنمایی دکتر مهدی مومنی و دکتر مجتبی هاشمزاده متعهد می‌شوم.

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورداستفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام «دانشگاه شاهرود» و یا «Shahrood University» به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه‌ی مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت‌های آن‌ها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه‌ی مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه‌ی اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاقی انسانی رعایت شده است.

### تاریخ

### امضای

#### مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه‌ی حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم‌افزارها و تجهیزات ساخته شده) متعلق به دانشگاه شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

## چکیده:

برهمکنش پالس کوتاه لیزر با یک جسم جامد به دلیل کاربردهای فراوان به بخش مهمی از مطالعات تبدیل شده است. برخی از این کاربردها عبارت‌اند از: منبع اشعه  $x$ ، شتاب دهنده ذرات پلاسما، تولید سریع یون و همجوشی به روش محصور سازی لختی و... . در چنین مواردی اثرات غیر خطی بسیار مهم خواهند بود، که دلیل آن تاثیرات ناشی از بالا بودن شدت لیزر می‌باشد.

در این پژوهش ابتدا با در نظر گرفتن معادلات ماکسول و با استفاده از معادلات هیدرودینامیک رفتار موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا در پلاسمای غیر برخوردی و زیر چگال و غیر مغناطیسی را مطالعه نموده و نمودارهای مربوطه رسم شده‌اند. سپس با در نظر گرفتن انتشار مایل موج الکترومغناطیسی با قطبش  $P$ - در پلاسمای زیر چگال را مورد مطالعه قرار دادیم و زاویه بهینه و نرخ جذب را بدست آورده و تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را رسم کرده‌ایم.

در ادامه با افزودن میدان مغناطیسی خارجی (همگن و ناهمگن) به بررسی این رفتارها پرداختیم و نمودارهای تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی و همینطور نرخ جذب را رسم کردیم. نشان دادیم که میدان مغناطیسی خارجی روی میدان‌ها تاثیر گذاشته و باعث افزایش آنها می‌شود و در نتیجه نرخ جذب نیز افزایش پیدا کرده است.

**کلمات کلیدی:** پلاسمای زیر چگال، جذب رزونانسی، میدان مغناطیسی خارجی

## فهرست مطالب

فصل ۱: مقدمه ای بر پلاسما و لیزر	۱
۱-۱ مقدمه ای بر پلاسما	۱
۲-۱ تعاریف و پارامترهای اصلی پلاسما	۲
۱-۲-۱ تعریف پلاسما	۲
۲-۲-۱ تاریخچه	۴
۳-۲-۱ وجود پلاسما در طبیعت	۴
۴-۲-۱ حفاظ دبابی	۴
۵-۲-۱ دما و چگالی	۶
۶-۲-۱ معیارهای پلاسما	۶
۷-۲-۱ فرکانس پلاسما	۸
۸-۲-۱ سرعت گرمایی	۸
۹-۲-۱ طول دبابی	۸
۱۰-۲-۱ تابع دی الکتریک پلاسمای سرد	۹
۳-۱ کاربردهای فیزیک پلاسما	۱۰
۴-۱ لیزر	۱۱
۱-۴-۱ مقدمه ای بر لیزر	۱۱
۲-۴-۱ تاریخچه	۱۲
۳-۴-۱ ساختار لیزر	۱۲
۴-۴-۱ نحوه ی ایجاد پرتو لیزر	۱۳
۵-۴-۱ انواع لیزر	۱۴
۶-۴-۱ لیزرهای جامد	۱۴
۷-۴-۱ لیزرهای نئودیوم	۱۵
۸-۴-۱ لیزر Nd:YAG	۱۵
۹-۴-۱ لیزر Nd:Class	۱۵
۵-۱ تقویت پالس لیزر به روش CPA	۱۶

۱۷	۶-۱ برهمکنش لیزر با جسم جامد و نواحی ایجاد شده
۲۱	فصل ۲: بررسی قطبش P- و قطبش S- موج الکترومغناطیسی در حضور پلاسمای ناهمگن
۲۲	۱-۲ مقدمه
۲۲	۲-۲ تابش ترمزی معکوس
۲۷	۳-۲ تغییر چگالی خطی، توابع ابری
۳۴	۴-۲ فرود مایل لیزر با قطبیدگی خطی
۳۵	۵-۲ قطبش یا پلاریزاسیون
۳۶	۵-۲ قطبش S-
۳۸	۶-۲ قطبش P - جذب رزونانسی
۴۳	فصل ۳: جذب رزونانسی لیزر پالس کوتاه با قطبش P در پلاسمای زیر چگال در غیاب میدان مغناطیسی
۴۴	۱-۳ مقدمه
۴۴	۲-۳ جذب رزونانسی
۴۴	۳-۳ کاربردها
۴۵	۴-۳ معادلات میدان
۴۸	۵-۳ حل عددی معادلات میدان
۵۱	۶-۳ نرخ جذب
۵۳	فصل ۴: جذب رزونانسی لیزر پالس کوتاه با قطبش P در پلاسمای زیر چگال در حضور میدان مغناطیسی
۵۴	۱-۴ میدان مغناطیسی
۵۴	۲-۴ میدان مغناطیسی همگن و ناهمگن
۵۴	۳-۴ تابع دی الکتریک پلاسمای سرد با میدان مغناطیسی همگن
۵۵	۴-۴ حل عددی
۶۳	۵-۴ تابع دی الکتریک پلاسمای سرد با میدان مغناطیسی ناهمگن
۷۳	فصل ۵: نتیجه گیری
۷۴	۱-۵ نتیجه گیری
۷۴	۲-۵ پیشنهادات
۷۷	مراجع



## فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱: حالت های ماده..... ۳
- شکل ۲-۱: حفاظ دبابی ..... ۵
- شکل ۳-۱: ساختار لیزر ..... ۱۲
- شکل ۴-۱: نحوه ی ایجاد پرتو لیزر..... ۱۳
- شکل ۵-۱: طرح شماتیک تقویت پالس لیزر به روش CPA..... ۱۷
- شکل ۶-۱: شماتیک برهمکنش لیزر با جسم جامد و پلاسما [۸]..... ۱۹
- شکل ۱-۲: توابع ایری  $A_i$  و مشتقات آن و  $B_i$  [۲۱]..... ۲۹
- شکل ۱-۳: شماتیک فرود مایل موج الکترومغناطیسی به درون پلاسمای زیرچگال..... ۴۵
- شکل ۲-۳ (الف): میدان های نرمال شده  $E_{zt}$ ,  $E_{zl}$ ,  $B_y$  برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  ..... ۴۸
- شکل ۲-۳ (ب): میدان های نرمال شده  $E_{zt}$ ,  $E_{zl}$ ,  $B_y$  برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  ..... ۴۹
- شکل ۲-۳ (ج): میدان های نرمال شده  $E_{zt}$ ,  $E_{zl}$ ,  $B_y$  برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  ..... ۴۹
- شکل ۲-۳ (د): میدان های نرمال شده  $E_{zt}$ ,  $E_{zl}$ ,  $B_y$  برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 40^\circ$  ..... ۵۰
- شکل ۳-۳: نرخ جذب بر حسب  $\tau$ ..... ۵۱
- شکل ۱-۴: برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $\alpha = 0.2$  ..... ۵۶
- شکل ۲-۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $\alpha = 0.4$  ..... ۵۶
- شکل ۳-۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $\alpha = 0.6$  ..... ۵۷
- شکل ۴-۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $\alpha = 0.2$  ..... ۵۷
- شکل ۵-۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $\alpha = 0.4$  ..... ۵۸
- شکل ۶-۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $\alpha = 0.6$  ..... ۵۸
- شکل ۷-۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  و  $\alpha = 0.2$  ..... ۵۹
- شکل ۸-۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  و  $\alpha = 0.4$  ..... ۵۹

- شکل ۴-۹: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 30^\circ$  و  $\alpha = 0.6$  ..... ۶۰
- شکل ۴-۱۰: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 40^\circ$  و  $\alpha = 0.2$  ..... ۶۰
- شکل ۴-۱۱: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 40^\circ$  و  $\alpha = 0.4$  ..... ۶۱
- شکل ۴-۱۲: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 40^\circ$  و  $\alpha = 0.6$  ..... ۶۱
- شکل ۴-۱۳: نرخ جذب برای  $(\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6)$  ..... ۶۳
- شکل ۴-۱۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 15^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$  ..... ۶۴
- شکل ۴-۱۵: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 23^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$  ..... ۶۵
- شکل ۴-۱۶: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 30^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$  ..... ۶۵
- شکل ۴-۱۷: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 40^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$  ..... ۶۶
- شکل ۴-۱۸: نرخ جذب برای  $B_0 = B_0 \sin \xi$  ..... ۶۷
- شکل ۴-۱۹: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 15^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$  ..... ۶۸
- شکل ۴-۲۰: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 23^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$  ..... ۶۸
- شکل ۴-۲۱: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 30^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$  ..... ۶۹
- شکل ۴-۲۲: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی تو پر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta = 40^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$  ..... ۶۹
- شکل ۴-۲۳: نرخ جذب برای  $B_0 = B_0 \tanh \xi$  ..... ۷۰
- شکل ۴-۲۴: نرخ جذب برای حالت های در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی خارجی همگن و ناهمگن ..... ۷۱

## فهرست جدول‌ها

جدول ۱-۱ : مقایسه نور معمولی با نور لیزر.....۱۴



# فصل ۱:

مقدمه‌ای بر پلاسما و لیزر

## ۱-۱ مقدمه‌ای بر پلاسما

پلاسما محیطی شبه خنثی از الکترونها و یون‌های آزاد و اتمها یا ملکول‌ها می‌باشند که از خود رفتار جمعی ارائه می‌دهند. در چنین سیستمی که شامل تعداد زیادی نوسانگر جفت شده و درجات آزادی است، نوسانات زیادی می‌تواند وجود داشته باشد و اختلالات شبه موجی می‌توانند در آن منتشر شوند. مطالعه پلاسما در اواخر قرن نوزدهم در حالی که دانشمندان به فیزیک تخلیه گازها علاقه‌مند بودند شروع شد. این امر دلیلی بر مطالعات دانشمندان در رابطه با اهمیت و کاربرد فیزیک پلاسما در زمین شناسی و اختر فیزیک شده بود.

## ۲-۱ تعاریف و پارامترهای اصلی پلاسما

در این بخش با پارامترها و مفاهیم اصلی پلاسما آشنا می‌شویم.

### ۱-۲-۱ تعریف پلاسما

در تعریف سطحی از پلاسما<sup>۱</sup> آن را به عنوان چهارمین حالت ماده که به سه حالت اصلی جامد، مایع و گاز اضافه گردیده است، معرفی می‌کنند [۱]. این تعریف به انرژی ذرات و یا به عبارت دیگر به دمای ماده اشاره دارد، به صورتی که چنانچه دمای ماده زیاد شود ابتدا ماده‌ی جامد به حالت مایع در می‌آید و سپس از حالت مایع به گاز و نهایتاً از گاز به پلاسما تبدیل می‌شود (شکل ۱-۱). زمانی این اتفاق رخ می‌دهد که دمای بالا، گاز را یونیزه کرده و الکترونها را از هسته جدا کند. در این حالت برخلاف گاز که ذرات سازنده آن مولکولهای آن نوع گاز هستند، ذرات باردار به صورت جداگانه‌ای ظهور می‌یابند.

---

1 Plasma



شکل ۱-۱: حالت‌های ماده.

در حالت عمومی ذرات منحصر به فردی که پلاسما را تشکیل می‌دهند از سه نوع مختلف یون، الکترون و ذرات خنثی می‌باشند. از آنجا که بر خلاف گازها در پلاسما به غیر از ذرات خنثی ذرات باردار هم وجود دارند نوع برهمکنش‌هایی که در پلاسما بین ذرات و بین ذرات با میدان‌های خارجی ایجاد می‌شوند کاملاً متفاوت از حالت گازی است.

اگر بخواهیم بطور دقیق پلاسما را تعریف کنیم پلاسما گاز شبه خنثایی است از ذرات باردار و خنثی که رفتار جمعی از خود نشان می‌دهند. پلاسما شبه خنثی است یعنی چنانچه یونها یک بار یونیده باشند چگالی الکترون‌ها با یونها تقریباً برابر خواهد شد ( $n_e = n_i$ ). منظور از رفتار جمعی حرکاتی است که نه تنها به شرایط موضعی بلکه به حالات پلاسما در نقاط دور نیز بستگی دارد.

## ۱-۲-۲ تاریخچه

در حدود ۴۵۰ سال قبل از میلاد مسیح دانشمندی یونانی بنام امیدوکلس<sup>۱</sup> به ماهیت خاص محیط‌های یونیده پی برده بود، تا اینکه در اواخر قرن نوزدهم میلادی بود که با کار دانشمندانی چون ویلیام کروکس<sup>۲</sup> و یوهان هیتورف<sup>۳</sup> که هنگام بررسی ویژگی‌های ماده در تخلیه الکتریکی متوجه شدند با حالت خاص از ماده سروکار دارند که از گازهای یونیزه پدید آمده است. بنابراین اولین جرعه برای مطالعه منظم حالت خاصی از ماده زده شد. در سال ۱۸۷۹ (میلادی) فیزیکدان انگلیسی ویلیام کروکس بود که با توجه به آزمایشات خود گفت: ویژگی‌هایی که در تخلیه گازهای یونیزه بوجود می‌آید، طوری است که می‌توان آن را جزء سه حالت ماده (جامد، مایع، گاز) قرار داد. بنابر این، این ویژگی‌ها را باید در حالت چهارمی بررسی کرد.

## ۱-۲-۳ وجود پلاسما در طبیعت

بعضی مواقع مشاهده شده که ۹۹٪ از طبیعت و جهان از پلاسما تشکیل شده است [۲]. در دوران کنونی ستارگان، سحابیها و حتی فضای بین ستارگان از پلاسما پر شده است. در منظومه شمسی نیز پلاسما به شکل کمربند های تابشی وان آلن<sup>۴</sup> [۳] و بادهای خورشیدی<sup>۵</sup> [۴] وجود دارد. یافتن پلاسمای زمینی نیز مشکل نیست، چنین حالتی در صاعقه، لامپ های فلئور سنت، فروغ ملایم شفق قطبی، انواع آزمایشات لابراتوری و مجموعه در حال رشد فرآیند صنعتی رخ می دهند.

## ۱-۲-۴ حفاظ دبای

یکی از مشخصات اساسی رفتار پلاسما، توانایی آن برای ایجاد حفاظ در مقابل پتانسیل های الکتریکی است که به آن اعمال می‌شوند. برای ایجاد میدان الکتریکی در داخل پلاسما، دو گلوله بار دار را که به یک

---

1 Omidokles

2 William Crookes

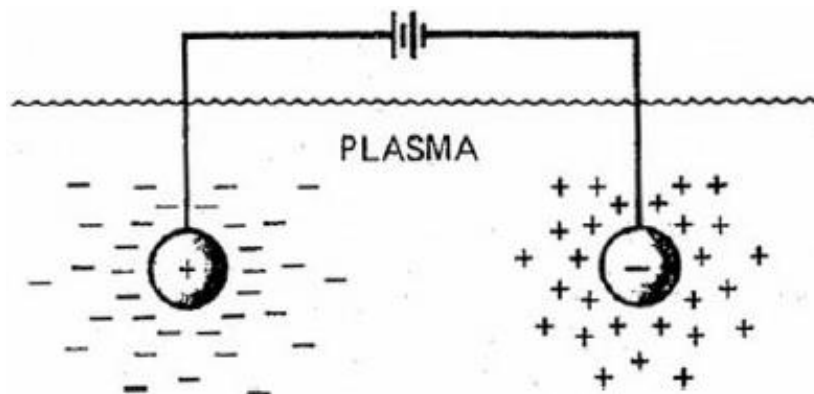
3 Johan Hettorf

4 Van Allen Radiation Belts

5 Solar Wind



باتری متصل هستند وارد پلاسما می‌کنیم. این گلوله‌ها، ذرات با بار مخالف را جذب می‌کنند و تقریباً بلافاصله ابری از یون‌ها اطراف گلوله منفی و ابری از الکترون‌ها اطراف گلوله مثبت جمع می‌شوند و حفاظی را تشکیل می‌دهند که باعث می‌شود میدان بصورت نمایی کاهش پیدا کند. اگر پلاسما سرد باشد و هیچگونه حرکت حرارتی وجود نداشته باشد، تعداد بار ابر برابر تعداد بار گلوله می‌شود، در اینصورت عمل حفاظ کامل می‌شود و هیچ میدان الکتریکی در حجم پلاسما در خارج از ناحیه ابرها وجود نخواهد داشت. اما اگر دما متناهی باشد ذراتی که در لبه هستند (جایی که میدان ضعیف است) به اندازه کافی انرژی گرمایی دریافت می‌کنند تا از چاه پتانسیل الکتروستاتیکی فرار کنند، بنابراین این لبه ابر در شعاعی قرار می‌گیرد که انرژی پتانسیل تقریباً برابر انرژی حرارتی  $KT$  ذرات شود، پس حفاظ کامل نخواهد بود، در واقع حرکت گرمایی سبب نشت پتانسیل به داخل پلاسما می‌شود و میدان الکتریکی متناهی در آن ایجاد می‌کند.



شکل ۱-۲: حفاظ دبابی .

پتانسیل در هر نقطه به فاصله  $x$  نسبت به گلوله از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\frac{|x|}{\lambda_D}}, \quad (1-1)$$

در رابطه بالا  $\lambda_D$  ضخامت لایه غلاف است، که به آن طول دبابی می‌گوییم [۵] و از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\lambda_D = \frac{v_{th}}{\omega_p} . \quad (2-1)$$

## ۱-۲-۵ دما و چگالی

هر محیط پلاسمایی دارای پارامترهای مهمی است که بر اساس آن پارامترها نوع پلاسما تعیین می‌شود. مهمترین این پارامترها دما و چگالی هستند [۶]. به طوری که مشخصات دیگر پلاسما وابسته به این دو مشخصه هستند. در حالت‌های جامد، مایع و گاز می‌توان دما را از روی دامنه حرکت (سرعت نوسان) ذرات سازنده ماده تعریف کرد.

اما در فیزیک پلاسما معمولاً دما بر حسب واحدهای انرژی ( $KT=1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$ ) بیان می‌شود. و همچنین انرژی ذرات به دمای پلاسما بستگی دارد، که می‌تواند بین 1 تا  $10^6$  الکترون ولت تغییر کند.

## ۱-۲-۶ معیارهای پلاسما

هر گاز یونیده نمی‌تواند پلاسما باشد. تفاوت اصلی بین یک پلاسما و یک گاز معمولی که نیروهای کوتاه برد بین ملکولی مکانیسم غالب آن را تشکیل می‌دهند این است که پلاسما گاز یونیده‌ای است که تعداد الکترونهای آزاد آن تقریباً برابر با تعداد یون‌های مثبت آن می‌باشد. در دماهای بالا الکترونهای آزاد انرژی کافی دارند و در برخورد با اتمهای دیگر الکترون را از هسته جدا می‌کنند. به انرژی لازم برای جدا کردن الکترون از هسته انرژی یونش<sup>۱</sup> می‌گویند [۷]. الکترونی که آزاد شده برخورد های دیگری نیز انجام می‌دهد و این فرآیند آنقدر ادامه پیدا می‌کند تا گاز یونیده به حالت پلاسما در آید. پس برای آن که یک گاز یونیده، پلاسما نامیده شود باید سه شرط زیر برقرار باشد:

- ابعاد سیستم پلاسما (L) خیلی بزرگتر از  $\lambda_D$  باشد در اینصورت در هر جایی که تمرکز موضعی بار وجود داشته باشد، یا پتانسیل خارجی به پلاسما اعمال شود در مقابل آن حفاظی در یک فاصله کم

---

1 Ionization Energy

در مقایسه با  $L$  ایجاد شده و این امر موجب می‌شود که قسمت عمده‌ی پلاسما از پتانسیل‌ها و میدان‌های الکتریکی خارجی مصون نگه داشته شود. پس اولین شرط پلاسما بصورت زیر می‌باشد:

$$L \gg \lambda_D \quad (3-1)$$

• با توضیحی که از حفاظ دبابی داده شد مشخص است که در این غلاف پوششی، باید ذرات به تعداد کافی وجود داشته باشند. بدیهی است اگر در این ناحیه فقط یک یا دو ذره وجود داشته باشد حفاظ دبابی از لحاظ آماری مفهوم معتبری پیدا نخواهد کرد، پس باید تعداد ذرات داخل یک کره‌ی دبابی بصورت:

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 = \frac{1.38 \times 10^6 T^{\frac{2}{3}}}{n^{\frac{1}{2}}} , \quad (4-1)$$

باشد. رفتار جمعی ذرات پلاسما سبب می‌شود  $N_D \gg 1$  باشد.

$$N_D \gg 1 , \quad (5-1)$$

• در نهایت شرط سوم مربوط به برخورد‌ها می‌باشد. گازی که کم‌یونیزه باشد شرایط پلاسما را ندارد، چون در آن ذرات باردار آنقدر با اتمهای خنثی برخورد دارند که حرکتشان بیشتر توسط نیروهای هیدرو دینامیکی معمولی کنترل می‌شود، تا اینکه توسط نیروهای الکترومغناطیسی کنترل شود. اگر  $\omega$  فرکانس نوسانات نوعی پلاسما و  $\tau$  زمان متوسط بین برخورد‌های انجام شده در اتمهای خاص باشد برای اینکه گاز همانند یک پلاسما عمل کند باید شرط زیر هم برقرار باشد.

$$\tau \omega \gg 1 . \quad (6-1)$$

## ۷-۲-۱ فرکانس پلاسما

اگر در یک پلاسما الکترون‌ها در زمینه‌ی یکنواخت یون‌ها جابه‌جا شوند میدان‌های الکتریکی در چنان جهتی بوجود خواهند آمد که با برگرداندن الکترون‌ها به مکان اولیه‌ی آنها خنثی بودن پلاسما را مجدداً اعاده کنند. الکترون در اثر لختی که دارد از وضعیت اولیه خود آن طرف‌تر رفته و با فرکانس مشخصه‌ای که بعنوان فرکانس پلاسما شناخته می‌شود نوسان میکند. فرکانس پلاسما بصورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$\omega_p = \left( \frac{e^2 n}{m \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7-1)$$

که در آن  $n$  چگالی،  $m$  جرم ذرات و  $\epsilon_0$  ضریب گذردهی خلاء است.

## ۸-۲-۱ سرعت گرمایی

الکترون‌ها بواسطه گرما، انرژی جنبشی دارند و در نتیجه‌ی آن سرعت گرمایی پیدا خواهند کرد که ناشی از دمای سیستم می‌باشد. در کل سرعت گرمایی سرعت ناشی از حرکات گرمایی تصادفی (کاتوره‌ای) است که بصورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$v_T = \left( \frac{K_B T}{m} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (8-1)$$

## ۹-۲-۱ طول دبای

طول دبای یکی از طول‌های مهم در فیزیک است. و به طولی از یک گاز یونیده می‌گویند که اگر طول (یا حجم) گاز یونیده از طول دبای کمتر باشد آن گاز هیچگاه خصوصیات یک پلاسما را از خود نشان نخواهد داد. این کمیت نشان دهنده ویژگی مهم حفاظ الکتروستاتیکی است. و بارهای جدا از هم فقط در فاصله‌ی کوتاه طول دبای مشاهده می‌شوند و در فاصله‌های دورتر از طول دبای پلاسما خنثی می‌باشد [۶]. رابطه طول دبای بصورت :

$$\lambda_D = \frac{v_T}{\omega_P} = \left( \frac{\epsilon_0 K_B T}{ne^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (9-1)$$

می‌باشد.

## ۱-۲-۱۰ تابع دی الکتریک پلاسمای سرد

در این بخش نشان خواهیم داد که محیط پلازما را می‌توان به عنوان یک محیط دی الکتریک با  $\epsilon$  مربوط

به خود تعریف کرد. در سیستم گوسی، معادلات ماکسولی که شامل چگالی بارهای الکتریکی  $\rho_e$  و چگالی

جریان الکتریکی  $\vec{J}_e$  می‌باشند، وبصورت زیر تعریف می‌شوند [۸]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho_e, \quad (10-1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}_e. \quad (11-1)$$

که در یک محیط دی الکتریک هم ارز دو معادله زیر هستند:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial (\epsilon \vec{E})}{\partial t}. \quad (12-1)$$

برای راحتی کار چگالی بارهای الکتریکی  $\rho_e$  و چگالی جریان الکتریکی  $\vec{J}_e$  را بصورت زیر فرض می‌کنیم:

$$\rho_e = -en_e + qn_0, \quad \vec{J}_e = -en_e \vec{V}_e. \quad (13-1)$$

در معادلات بالا حرکت یون‌ها را نسبت به الکترون‌ها ثابت در نظر می‌گیریم. و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی

هم بصورت زیر هستند:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(-i\omega t), \quad (14-1)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) \exp(-i\omega t), \quad (15-1)$$

سرعت الکترونی  $\vec{V}_e$  در معادله (۱۳-۱) با استفاده از قانون نیوتن بدست می‌آید:

$$\vec{V}_e(\vec{r}, t) = \frac{-ie\vec{E}(\vec{r}, t)}{m_e(\omega + iv_e)} \quad (16-1)$$

اکنون با قرار دادن این معادله در معادله (۱۳-۱) و با استفاده از  $\vec{J}_e = \sigma_E \vec{E}(\vec{r}, t)$  خواهیم داشت:

$$\sigma_E = \frac{i\omega_p^2}{4\pi(\omega + iv_e)} \quad (17-1)$$

که در آن رسانندگی الکتریکی و  $\omega_{pe}$  هم فرکانس الکترونی پلاسما است.

اکنون با قرار دادن مقدار  $\vec{J}_e$  در معادله (۱۱-۱) و مقایسه با (۱۲-۱) و همینطور با استفاده از  $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$  برای اینکه هم ارزی این معادلات با برجا بماند  $\epsilon$  را بصورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + iv_e)} \quad (18-1)$$

### ۳-۱ کاربردهای فیزیک پلاسما

پلاسماها را می‌توان با دو پارامتر  $n$  و  $KT_e$  مشخص کرد. کاربردهای پلاسما، ناحیه بسیار وسیعی از  $n$  و  $KT_e$  را می‌پوشاند:  $n$  از  $10^6$  تا  $n=10^{34} \text{ m}^{-3}$  به اندازه‌ی بیش از  $10^{28}$  برابر تغییر می‌کند، و  $KT_e$  می‌تواند از 0.1 تا  $10^6 \text{ eV}$  بیش از  $10^7$  برابر شود. برخی از این کاربردها مانند: تخلیه‌های گازی، فیزیک فضا، اختر فیزیک نوین، لیزرهای گازی و... هستند.

وسعت بسیار زیاد ناحیه تغییرات چگالی را می‌توان با در نظر گرفتن این که چگالی هوا و آب فقط با ضریب  $10^3$  از هم متفاوت است و یا آب و ستارگان کوتوله سفید از لحاظ چگالی با ضریب  $10^5$  از هم جدا می‌شوند تجسم کرد. حتی ستارگان نوترونی،  $10^{15}$  برابر از آب متراکم‌تر هستند. پلاسماهای گازی در تمام ناحیه چگالی  $10^{28}$  را هم می‌توان توسط مجموعه معادلات مشابهی تشریح کرد، زیرا تنها قوانین کلاسیک (غیر مکانیک کوانتمی) فیزیک مورد نیاز هستند.

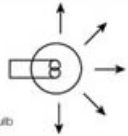
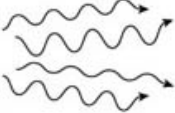

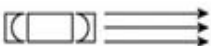
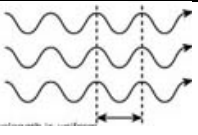
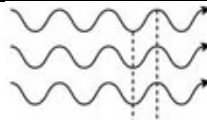
## ۴-۱ لیزر

### ۱-۴-۱ مقدمه‌ای بر لیزر

واژه لیزر به معنی تقویت نور به روش گسیل القایی تابش است. لیزر ابزاری است که نور را بصورت پرتوهای موازی بسیار باریکی که طول موج مشخصی دارند ساطع می‌کنند. این دستگاه از ماده فعال کننده نور تشکیل شده که درون محفظه تشدید نور قرار دارد. این ماده پرتو نور را که بوسیله یک منبع انرژی بیرونی (از نوع الکتریسیته یا نور) بوجود آمده، تقویت می‌کند. لیزر یک منبع نوری خاص بوده که کاربردهای زیادی دارد، این کارایی‌ها را نمی‌توان در منابع نور معمولی مانند تنگستن<sup>۱</sup>، لامپ جیوه<sup>۲</sup> و... پیدا کرد.

خاصیتی که لیزر را نسبت به منابع نور معمولی خاص کرده این است که نور آن قادر است مسیر زیادی را با واگرایی کم طی کند. که دلیل این امر نیز همدوسی نور لیزر می‌باشد.

جدول ۱-۱ : مقایسه نور معمولی با نور لیزر

	جهت تابش نور	تنوع طول موج	تنوع فرکانس
نور معمولی			
شعاع لیزر		 نور تک طول موجی	 نور تک فرکانسی

1 Tungsten  
2 Mercury

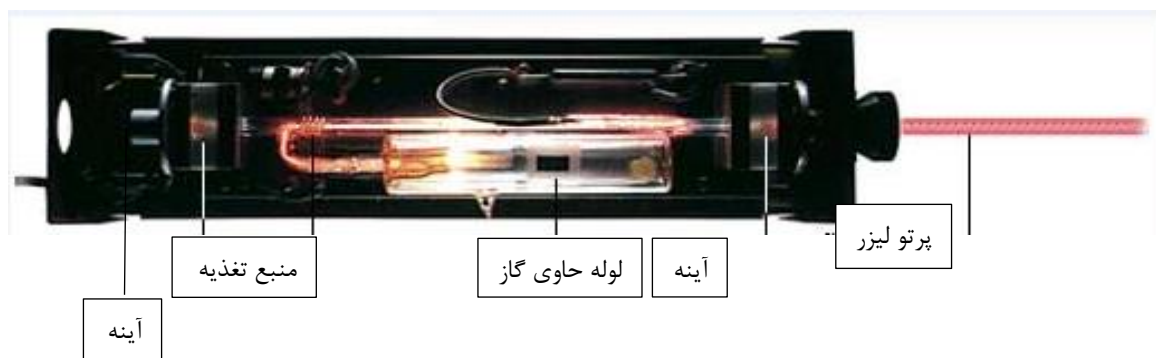
## ۱-۴-۲ تاریخچه

مبانی نظری لیزر را آلبرت انیشتین<sup>۱</sup> در سال ۱۹۱۶ (میلادی) طی مقاله ای مطرح کرد ولی سال های نسبتا زیادی طول کشید تا صنعت و فناوری امکان ساخت نخستین لیزر را فراهم کرد. سرانجام نخستین لیزر پالسی که از جنس بلور یاقوت<sup>۲</sup> بود در سال ۱۹۶۰ توسط تئودور میمن<sup>۳</sup> ساخته شد.

## ۱-۴-۳ ساختار لیزر

بطور کلی ساختار لیزر از سه بخش اساسی تشکیل شده است [۹]:

۱. یک ماده فعال همانند یاقوت کبود بعنوان میله لیزر<sup>۴</sup>.
۲. فرآیند پمپ<sup>۵</sup> کردن برای تولید وارونی جمعیت<sup>۶</sup> میان ترازهای انرژی.
۳. یک کاواک تشدید، بعنوان مثال دو آینه موازی که ماده فعال ما بین آنها قرار دارد و با هر رفت و آمد بین آن تقویت می شود.



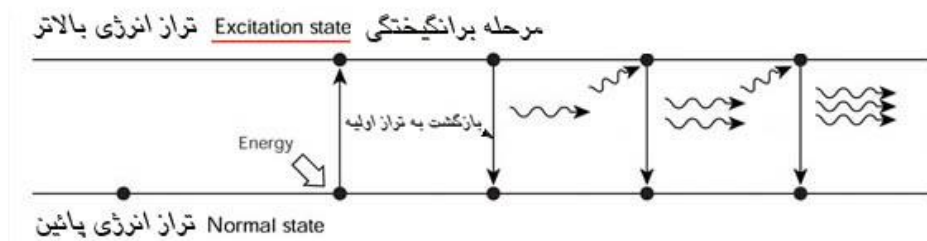
شکل ۱-۳: ساختار لیزر.

1 Albert Einstein  
2 Ruby  
3 Theodore Maiman  
4 Laser Rod  
5 Pumping  
6 Population Inversion



## ۴-۴-۱ نحوه‌ی ایجاد پرتو لیزر

اولین شرط ایجاد لیزر، داشتن ماده یا محیطی است که بتواند انرژی را در خود ذخیره کند. موادی مانند یاقوت، یا گازهایی مثل He-Ne و...، و مایعاتی مانند رنگ‌های رودآمین می‌باشد. انیشتین در سال ۱۹۱۶ نشان داد که گسیل القایی نور را می‌توان از یک اتم برانگیخته بدست آورد.



شکل ۴-۱: نحوه‌ی ایجاد پرتو لیزر

چنانچه اتم یا ملکول در تراز بالاتر  $E_2$  واقع شود و فوتونی با فرکانس  $U$  با اتم برانگیخته وارد برهمکنش شود. بطوریکه  $h\nu = E_2 - E_1$  باشد، در اینصورت احتمال معینی وجود خواهد داشت که اتم به تراز پایین‌تر برود. در نتیجه، دو فوتون حاصل می‌شود، فوتون القا کننده و القا شونده، که هر دو هم فاز هستند. در عین حال اگر اتم‌هایی به تعداد  $N_2$  در تراز  $E_1$  باشند، می‌توانند با جذب فوتون‌های فوق، برانگیخته شده و به تراز انرژی  $E_2$  برسند. وقتی یک سیستم دو تراز با محیط اطراف خود در حال تعادل گرمایی باشد، جمعیت تراز انرژی بالاتر  $N_j$  کمتر از جمعیت تراز  $N_i$  خواهد بود. با استفاده از فرآیند اشباع شدن می‌توان  $N_i$  را با  $N_j$  مساوی گردانید. بطوریکه مقدار جذب به صفر تنزل یابد. چنانچه بتوان مقدار  $N_j$  را بیشتر از  $N_i$  نمود، اکثر اتم‌های سیستم که به حالت برانگیخته می‌روند، تمایل خواهند داشت که به حالت انرژی کمتر برگردند. بدیهی است که این تمایل بوسیله کوانتای تابش فرودی تشدید می‌گردد. بدین معنی که سیستم نه تنها فوتون فرودی را جذب نمی‌کند بلکه فوتون فرودی باعث برانگیختگی سیستم برانگیخته شده که با سقوط به حالت پایین‌تر دو کوانتا انرژی تابشی از دست می‌دهد (فوتون مربوط به اتم برانگیخته به همراه فوتون فرودی). تمام این فرآیندها تابش لیزر

را بوجود می‌آورند. قرار دادن محیط تولید لیزر در یک مشدد نوری با انتهای آینه‌ای که تابش را در محیط تولید لیزر به جلو و عقب می‌فرستد، سبب تراکم تابش سطوح بالا در تشدید کننده بوسیله ادامه گسیل القایی می‌شود. پس تابش لیزر از طریق آینه‌ای نیمه شفاف، از یک انتهای کاواک به بیرون گسیل می‌شود.

## ۱-۴-۵ انواع لیزر

در سال ۱۹۶۰ پس از ساخت اولین لیزر که ماده فعال آن از جنس بلور یاقوت بود، مواد دیگری هم بعنوان ماده فعال استفاده شدند. این مواد شامل گازها، مایعات، شیشه‌ها، پلاستیک‌ها و نیمه رساناها هستند [۱۰]. لیزرها را بسته به ماده فعال بکار رفته در آنها و نوع طراحی که دارند بصورت زیر دسته بندی می‌کنند:

- لیزرهای جامد پمپ نوری
- لیزرهای با ماده فعال مایع
- لیزرهای گازی
- لیزرهای نیمه رسانا
- لیزرهای الکترون آزاد
- لیزرهای اشعه X
- لیزرهای شیمیایی

## ۱-۴-۶ لیزرهای جامد

در این نوع لیزر، ماده فعال ایجادکننده لیزر، یک ماده جامد آرایش یافته با یون‌های فلزی (از عناصر واسطه) می‌باشد. یون‌های فلزی با غلظت کم در داخل ماده جامد بلوری یا غیر بلوری قرار می‌گیرد. از مهمترین لیزرهای حالت جامد می‌توان از لیزر یاقوت که یک لیزر سه تراز است و لیزرهای نئودیم نام برد.

## ۱-۴-۷ لیزرهای نئودیوم

لیزرهای نئودیوم متداولترین نوع لیزر حالت جامد می باشند. محیط لیزری معمولاً با بلوری از  $Y_3Al_5O_{12}$  است (که معمولاً YAG نامیده می شود) که در آن یونهای  $Nd^{3+}$  جایگزین برخی یونهای  $Y^{3+}$  شده یا شیشه‌ای است که با یونهای  $Nd^{3+}$  در آن ناخالصی بوجود می آورده اند [۱۱]. لیزرهای نئودیوم روی چندین خط می توانند نوسان کنند که قویترین و متداولترین آنها در طول موج 1.06 میکرومتر می باشد. طرح تراز انرژی برای نئودیوم-شیشه (Nd:Glass) بسیار نزدیک به Nd:YAG است، چون ترازهای انرژی درگیر، زیاد تحت تأثیر میدان بلور قرار نمی گیرند.

## ۱-۴-۸ لیزر Nd:YAG

این لیزر از دسته‌ی لیزرهای حالت جامد می باشد و محیط فعال آن کریستال YAG است که حدود یک درصد اتمی یونهای  $Nd^{3+}$  هنگام رشد بلور به آن تزریق می شوند، پس از این به بعد به YAG ماده میزبان و به  $Nd^{3+}$  که جای کسری از اتمهای Y در ساختار بلور YAG را می گیرند ماده میهمان می گویند. به علت اینکه یونهای  $Nd^{3+}$  با اتمهای Y تقریباً هم اندازه می باشند، با این جابه‌جایی ساختار شبکه‌ای بلور تغییر نمی کند. در واقع ماده میهمان  $Nd^{3+}$  فوتونهای لیزر را تولید می کند. طول موج نور خروجی معمولاً از این لیزر 1064 nm می باشد، که در محدوده مادون قرمز است. این نوع لیزرها کاربردهای زیادی از جمله سوراخ کردن اجسام جامد، جوشکاری، مصارف پزشکی، صنعتی و... دارد.

## ۱-۴-۹ لیزر Nd:Glass

این نوع لیزر یکی از مهمترین نوع لیزرهای انرژی بالا است. ساخت شیشه به علت دمای ذوب پایین تر آن بسیار ساده تر از YAG می باشد. از این رو می توان محیط فعال بسیار بزرگتری تولید کرد [۱۲]. یکی از ضعف‌های این نوع لیزر در مقایسه با YAG رسانندگی گرمایی حدود 10 برابر کوچکتر آن خواهد بود، این موضوع

باعث شده این نوع لیزرها در گستره لیزرهای تپی با آهنگ تکرار حدود 5HZ مورد استفاده قرار بگیرند تا از داغ شدن محیط فعال جلوگیری شود.

از کاربردهای این نوع لیزر می توان به استفاده از آن به عنوان تقویت کننده های لیزری در سیستم های با انرژی بالا که در آزمایشات گداخت مورد استفاده قرار می گیرد اشاره کرد.

## ۱-۵ تقویت پالس لیزر به روش CPA<sup>۱</sup>

روش CPA روشی است برای تقویت پالس مافوق کوتاه<sup>۲</sup> و رساندن آن به شدت های پتاوات<sup>۳</sup> که در آن موقتا پالس لیزر به بیرون کشیده شده و تقویت می شود [۱۳].

پس از اختراع اولین لیزر در سال ۱۹۶۰، با کاربردهای فراوانی که این وسیله در صنعت و تکنولوژی پیدا کرد، تلاش برای کوتاه تر کردن پهنای زمانی پالس لیزرها ادامه یافت. در سال ۱۹۸۵ تکنیک CPA یا تقویت پالس تیز شده توسط جرارد مورو<sup>۴</sup> و دونا استریکلند<sup>۵</sup> مطرح شد. این تکنیک شامل سه مرحله می باشد، ابتدا با استفاده از یک لیزر، پالس کوتاهی تولید خواهد شد، سپس این پالس با استفاده از یک جفت توری یا یک جفت منشور پهن می شود. کشیدن پالس باعث می شود قله توان پالس کاهش پیدا کند در نتیجه در مرحله تقویت، آسیب های اپتیکی کمتری به محیط بهره لیزر وارد خواهد شد. سپس پالس وارد سیستم تقویت کننده خواهد شد. برای داشتن تقویت بهتر می توانیم بجای یک مرحله از چند مرحله تقویت استفاده کنیم. در نهایت پالس وارد مرحله فشرده سازی خواهد شد، که مشابه مرحله کشیدن است. پس از تقویت دامنه پالس افزایش یافته و باری دیگر با یک جفت توری مواجه خواهد شد، این توری پهن شدگی پالس لیزر ناشی از جفت اول را معکوس کرده و پالس لیزر را فشرده می کند. که نتیجه آن یک پالس مافوق کوتاه و بسیار پر انرژی خواهد بود.

---

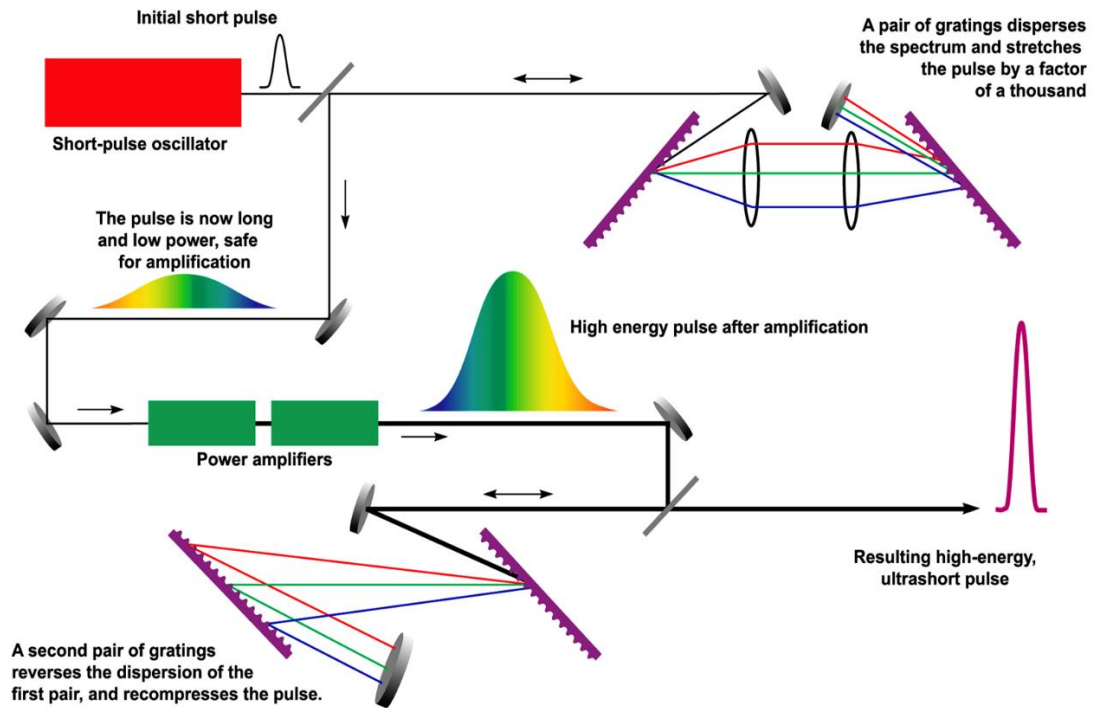
1 Chirped Pulse Amplification

2 Ultrashort

3 Petawatt

4 Gerard Mourou

5 Donna Strickland



شکل ۱-۵: طرح شماتیک تقویت پالس لیزر به روش CPA

## ۱-۶ برهمکنش لیزر با جسم جامد و نواحی ایجاد شده

یک پرتو لیزر پرتوان گستره‌ای بین  $I \approx 10^9 \text{ W/cm}^2$  و  $I \approx 10^{20} \text{ W/cm}^2$  با دوره پالس بین  $\tau \approx$

$10 \text{ ns}$  و  $\tau \approx 10 \text{ fs}$  دارد [۱۴]. بیشینه‌ی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی لیزر در خلاء به شدت آن بستگی

دارد و در سیستم گوسی بصورت زیر تعریف می‌شود [۸]:

$$I_l = \frac{cE_{max}^2}{8\pi} = \frac{cB_{max}^2}{8\pi} \quad (۱۹-۱)$$

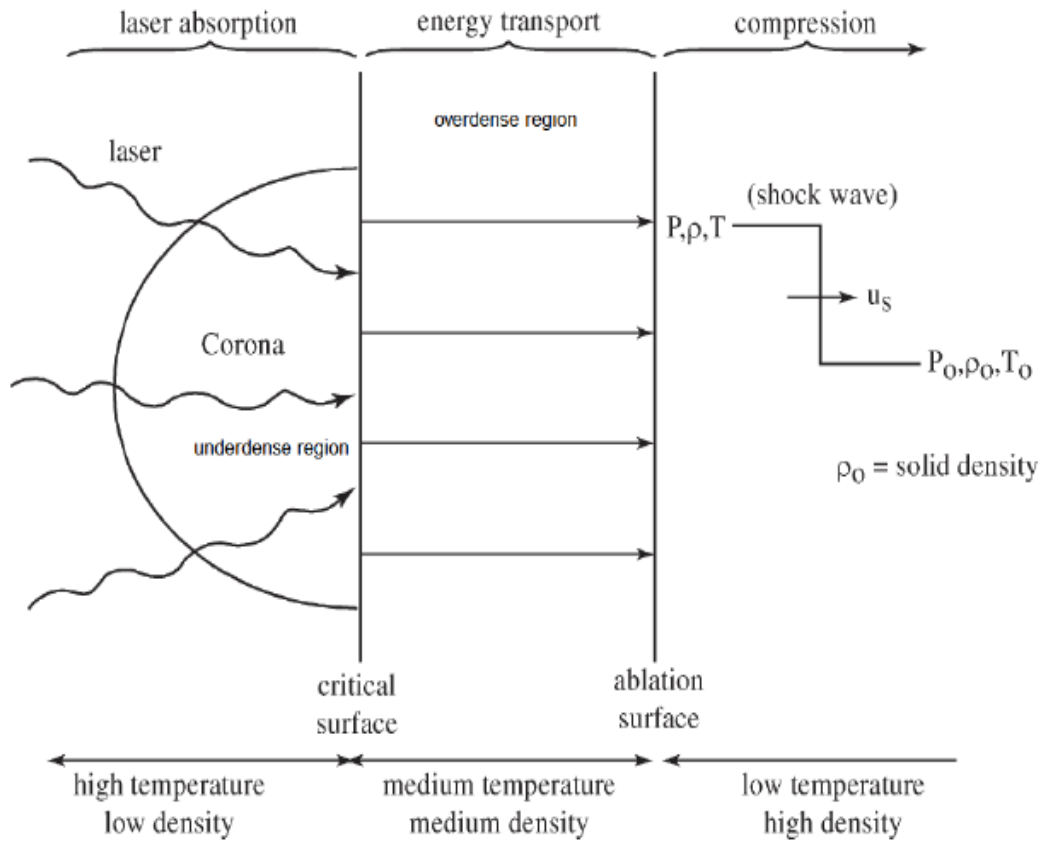
و در عمل بصورت زیر می‌باشد:

$$E_{max} = \left[ \frac{V}{cm} \right] \cong 2.75 \times 10^9 \left( \frac{I_l}{10^{16} W/cm^2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$B_{max} = [Gauss] \cong 9.2 \times 10^6 \left( \frac{I_l}{10^{16} W/cm^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (20-1)$$

در برهمکنش پالس بلند با هدف (جسم جامد)، لایه‌ای ایجاد می‌شود که به آن کرونا<sup>۱</sup> می‌گویند [۸]. در برهمکنش لیزر با جسم جامد، پالس لیزر با جسم جامد (مانند آلومینیوم) برخورد کرده و پلاسما بوجود می‌آید. برهمکنش پالس ثانویه لیزر با پلاسمای ایجاد شده را برهمکنش لیزر با پلاسما می‌نامند.

در شکل زیر شماتیک برهمکنش لیزر با پلاسما نشان داده شده است. در شکل زیر از سمت چپ ابتدا پالس اولیه پلاسما را تشکیل داده و سپس پالس ثانویه وارد محیط پلاسما می‌شود که سبب بوجود آمدن سه ناحیه می‌شود:



شکل ۱-۶: شماتیک برهمکنش لیزر با جسم جامد و پلاسما [۸].

از سمت چپ ناحیه اول را ناحیه‌ی زیر چگال<sup>۱</sup> می‌نامند و از خلاء تا مرز بحرانی را شامل می‌شود. مرز بحرانی جایی است که در آن چگالی بحرانی<sup>۲</sup> تعریف شده و در این قسمت انرژی لیزر جذب خواهد شد. در ناحیه زیر چگال دما بالا و چگالی کم است [۱۵].

ناحیه دوم را ناحیه فوق چگال<sup>۳</sup> می‌نامند که در آن چگالی الکترون‌ها بیشتر از چگالی بحرانی است و از مرز بحرانی تا لایه مذاب را شامل می‌شود. در این ناحیه دما و چگالی متوسط است و انرژی لیزر به ناحیه بعدی انتقال می‌یابد.

1 Underdense  
2 Critical Density  
3 Overdense

ناحیه سوم را ناحیه‌ی فشرده می‌نامند که در این ناحیه دما کم و چگالی به شدت بالا است.



## **فصل ۲:**

**بررسی قطبش P- و قطبش S- موج الکترومغناطیسی**

**در حضور پلاسمای همگن و ناهمگن**

## ۱-۲ مقدمه

در این فصل به بررسی برهمکنش یک موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با یک پلاسمای غیر برخوردار، غیر مغناطیسی و غیر همدمای می‌پردازیم. ابتدا توزیع الکترونی را بدست آورده و سپس با استفاده از معادلات ماکسول، دیفرانسیل غیر خطی و معادله انتگرالی برای میدان الکتریکی را به دست می‌آوریم و رفتار میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را درون پلازما مورد بررسی قرار می‌دهیم.

نشان خواهیم داد که تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از شکل سینوسی خود انحراف پیدا می‌کنند و با به دست آوردن ضریب جذب نشان می‌دهیم که با افزایش فرکانس برخورد ضریب جذب افزایش پیدا خواهد کرد.

## ۲-۲ تابش ترمزی معکوس

بطور عادی تابش منتشر شده توسط یک ذره باردار در طول برخورد با ذرات دیگر را تابش ترمزی<sup>۱</sup> می‌گویند. در تابش ترمزی الکترون می‌تواند انرژی خود را از دست داده و در جریان این فرآیند یک یا چند فوتون پدید آید [۱۶-۱۷].

در اینجا ما یک مدل ساده را در نظر می‌گیریم که در آن پلازما بی‌نهایت و همگن است، یون بی‌نهایت سنگین (حرکت آنها نادیده گرفته شده است) و هیچ میدان مغناطیسی، استاتیک یا الکتریکی دخالت نکند. از آنجا که امواج الکترومغناطیسی یک سرعت فاز بسیار بالاتر از سرعت حرارتی الکترون دارند، پس نادیده گرفتن حرکت حرارتی قابل توجیه است. لذا معادله حرکت برای الکترون بصورت:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{eE}{m_e} - \frac{V}{\tau_c} \quad (1-2)$$

است. که در آن  $e$  و  $m_e$  و  $v$  به ترتیب، بار الکترون، جرم و سرعت و  $E$  میدان الکتریکی و  $\tau_c$  زمان موثر بین برخورد الکترون یون است.  $\tau_c^{-1}$  برابر فرکانس برخورد الکترون-یون است که بصورت زیر تعریف می شود:

$$\tau_c = v_{ei}^{-1} = \frac{3m_e^{\frac{1}{2}} (k_B T_e)^{\frac{3}{2}}}{4Z_i^2 e^4 n_i (2\pi)^{\frac{1}{2}} \ln \Lambda} \cong 3.44 \times 10^5 \frac{T_e (eV)^{\frac{3}{2}}}{Z_i^2 n_i \ln \Lambda} [s] \quad (2-2)$$

$$\Lambda \equiv \frac{\lambda_D}{L_{min}} \quad (3-2)$$

که در آن  $\lambda_D$  طول دبی است.

به منظور رسیدن به رابطه پاشندگی در مدل پلاسمای ساده، برای حل معادله (۲-۱) همراه با معادلات ماکسول در فضای آزاد [۱۸-۱۹]:

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

$$\nabla \times B = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{4\pi e V n_e}{c} \quad (5-2)$$

$$\nabla \cdot E = -4\pi e n_e \quad (6-2)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (7-2)$$

معادلات بالا در واحد گاوسی داده شده اند.

از آنجا که مدل بالا توسط بارها و جریان‌های گنجانده شده در فضای آزاد شرح داده شده است، لذا بین قدرت میدان مغناطیسی  $B$  و القای مغناطیسی  $H$  هیچ تمایزی وجود ندارد ( $H=B$ ). و نیروی میدان الکتریکی  $E$  هم به همین صورت  $E=D$  است (که  $D$  برابر القای الکتریکی است). برای حل معادلات (۲-۱) و (۲-۴) و (۲-۷) برای موج تک رنگ (ثابت)  $\omega$  با فرکانس  $\omega_L$  می‌توان با استفاده از معادلات:

$$\begin{pmatrix} E(r, t) \\ B(r, t) \\ V(r, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ B \\ V \end{pmatrix} \exp[i(k \cdot r - \omega_L t)] \quad (۸-۲)$$

به دست آورد:

$$i\omega_L V = \frac{eE}{m_e} + v_{ei} V \quad (۹-۲)$$

$$ik \times E = \frac{1}{c} i\omega_L B \quad (۱۰-۲)$$

$$ik \times B = -\frac{1}{c} i\omega_L E - \frac{4\pi}{c} n_e e V \quad (۱۱-۲)$$

$$ik \cdot E = -4\pi n_e e \quad (۱۲-۲)$$

$$ik \cdot B = 0 \quad (۱۳-۲)$$

حال با ضرب  $K$  در معادله (۱۰-۲) و با استفاده از معادلات (۹-۲) و (۱۳-۲) به دست می‌آید:

$$K(K \cdot E) - (K^2 E) = \frac{\omega_L}{c^2} \left[ \left( -\frac{\omega_L}{c} E \right) - \frac{4\pi}{ic} n_e e V \right] \quad (۱۴-۲)$$

می‌دانیم که  $V$  برابر:

$$V = \frac{eE}{m_e(i\omega_L - v_{ei})} \quad (۱۵-۲)$$

حال با جایگذاری مقدار  $V$  داریم:

$$K(K \cdot E) - (K^2 E) = -\frac{\omega_L^2}{c^3} E + \frac{\omega_L \omega_{pe}^2}{c^3(\omega_L + iv_{ei})} E \quad (۱۶-۲)$$

$$K(K \cdot E) - \left[ K^2 - \frac{\omega_L^2}{c^2} + \frac{\omega_L \omega_{pe}^2}{c^2(\omega_L + iv_{ei})} \right] E = 0 \quad (۱۷-۲)$$

که در آن  $\omega_{pe}^2$  فرکانس پلاسمای الکترون است و بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \quad (18-2)$$

برای امواج عرضی (E عمود به K است)  $K \cdot E = 0$  است [۲۰]. پس معادله (۱۷-۲) منجر به رابطه پاشندگی زیر می‌شود:

$$K^2 = \frac{\omega_l^2}{c^2} - \frac{\omega_l \omega_{pe}^2}{c^2(\omega_l + i\nu_{ei})} \quad (19-2)$$

و برای امواج طولی (E موازی K است)  $K \times E = 0$  است. پس معادله (۱۷-۲) منجر به رابطه پاشندگی زیر می‌شود:

$$\frac{\omega_l^2}{c^2} E = \frac{\omega_l \omega_{pe}^2}{c^2(\omega_l + i\nu_{ei})} E$$

$$\omega_{pe}^2 = \omega_l^2 + i\nu_{ei}\omega_l \quad (20-2)$$

از آنجا که امواج عرضی بطور مستقیم با میدان لیزر در خلاء جفت می‌شوند، در حال حاضر تنها رابطه پاشندگی (۱۹-۲) را در نظر می‌گیریم. برای  $\nu_{ei}$  بسیار کوچکتر از  $\omega_l$ ، نمونه‌ای از پلاسما در تاج (حلقه نور دور خورشید)، یک بسط تیلور مرتبه اول معادله (۱۹-۲) مجاز است:

$$k^2 = \frac{\omega_l^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_l^2} + \frac{i\nu_{ei}\omega_{pe}^2}{\omega_l^3} \right] \quad (21-2)$$

حل این معادله برای K، با بسط ریشه مربعی از سمت راست برای  $\left(\frac{\omega_l}{\nu_{ei}}\right) \omega_{pe}^2 \ll \omega_l^2 - \omega_{pe}^2$  و  $\frac{\nu_{ei}}{\omega_l} \ll 1$ ، به ما می‌دهد:

$$K \cong \pm \frac{\omega_l}{c} \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_l^2} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ 1 + i \left( \frac{\nu_{ei}}{2\omega_l} \right) \left( \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_l^2} \right) \frac{1}{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_l^2}} \right\} \quad (22-2)$$

سرعت فضایی میرایی انرژی لیزر توسط تابع ترمزی معکوس  $\mathcal{K}_{ib}$  داده شده است، که دو برابر قسمت موهومی  $K$  می باشد:

$$\mathcal{K}_{ib} = 2\text{Im}K = \left(\frac{v_{ei}}{c}\right) \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_l^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_l^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (23-2)$$

با استفاده از معادله (2-3) و تعریف چگالی بحرانی  $n_c$

$$n_c = \frac{m_e \omega_l^2}{4\pi e^2} = 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{1\mu m}{\lambda_l^2}\right) \quad (24-2)$$

پس معادله (2-23) به شکل زیر می شود:

$$\mathcal{K}_{ib} = \frac{v_{ei}(n_c)}{c} \left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2 \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \propto \frac{Z_i n_e^2}{T_e^{\frac{3}{2}}} \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (25-2)$$

که در آن  $v_{ei}(n_c)$  فرکانس برخورد در چگالی بحرانی است و  $\lambda_l = \frac{2\pi c}{\omega_l}$  طول موج لیزر در خلاء است. تغییر در شدت لیزر  $I$ ، عبور از یک لوحه از پلاسما در جهت  $z$  داده شده است [21].

$$\frac{dI}{dz} = -\mathcal{K}_{bi} I \quad (26-2)$$

برای یک لوحه از پلاسما با طول  $L$ ، ضریب جذب  $a_{abs}$  بصورت :

$$a_{abs} = \frac{I_{in} - I_{out}}{I_{in}} = 1 - \exp\left(-\int_0^L \mathcal{K}_{ib} dz\right) \quad (27-2)$$

که در آن  $I_{in}$  و  $I_{out}$  شدت ورودی و خروجی لیزر هستند. برای جذب ضعیف  $\mathcal{K}_{ib} L \ll 1$  در نتیجه  $a_{abs} = \mathcal{K}_{ib} L$  در حالی که برای جذب قوی  $a_{abs} \rightarrow 1$  برای پلاسمای ناهمگن معادله (2-26) پیچیده تر است. چون  $\mathcal{K}_{ib}$  یک تابع از  $n_e$  است و  $T_e$  و  $\ln \Lambda$  به موقعیت بستگی دارند. پالس لیزر برای مدت زمان طولانی (مدت زمان پالس از 1ns یا بیشتر) با شدت متوسط (کوچکتر از  $10^{14} \frac{W}{cm^2}$ )، قابل تصور است که فرض کنیم  $T_e$  و

$ln\Lambda$  ثابت و وابستگی مکانی غالب از  $n_e$  ناشی می‌شود. حل معادله (۲۶-۲) برای مشخصات چگالی خطی (گینز برگ ۱۹۶۱):

$$n_e = n_c \left(1 - \frac{Z}{L}\right) \quad 0 \leq Z \leq L \quad (28-2)$$

و با استفاده از معادله (۲۵-۲) که در آن از انتشار لیزر از  $n_e = 0$  به  $n_c = n_e$  و به  $n_c = 0$  ضریب جذب معلوم می‌شود و با حل انتگرال (۲۷-۲) داریم:

$$a_{abs} = 1 - \exp\left\{-\frac{32}{15} \frac{v_{ei}(n_c)L}{c}\right\} \quad (29-2)$$

$$n_e = n_c \exp\left(-\frac{Z}{L}\right)$$

$$a_{abs} = 1 - \exp\left\{-\frac{8}{3} \frac{v_{ei}(n_c)L}{c}\right\} \quad (30-2)$$

### ۳-۲ تغییر چگالی خطی، توابع ایری<sup>۱</sup>

معادله موج برای میدان الکتریکی  $E_Z$  بصورت زیر می‌باشد:

$$\frac{d^2 E}{dZ^2} + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} E(Z) = 0 \quad (31-2)$$

که در آن  $\epsilon$  تابع دی‌الکتریک پلاسما است و برابر:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e(Z)}{n_{ce}} \quad (32-2)$$

است. و اما مشخصات چگالی پلاسما هم بصورت زیر تعریف می‌شود:

---

1 Airy functions

$$n_e(z) = n_{ce} \frac{z}{L} \quad (۳۳-۲)$$

حال با استفاده از مشخصات چگالی پلاسما و با استفاده از معادله (۳۲-۲) و جایگذاری معادله موج برای میدان الکتریکی بصورت زیر می‌شود:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{z}{L}\right) E(z) = 0 \quad (۳۴-۲)$$

اکنون تغییر متغیر  $Z$  با مقدار بدون بعد بصورت زیر می‌باشد:

$$\zeta = \left(\frac{\omega^2}{c^2 L}\right)^{\frac{1}{3}} (Z - L) \quad (۳۵-۲)$$

پس به دست می‌آید:

$$\frac{d^2 E(\zeta)}{d\zeta^2} + \zeta E(\zeta) = 0 \quad (۳۶-۲)$$

که این معادله به عنوان معادله استوکس<sup>۱</sup> شناخته می‌شود. راه حلی برای این معادلات با استفاده از توابع ایری  $Ai(\zeta)$  و  $Bi(\zeta)$  بصورت:

$$E(\zeta) = a Ai(\zeta) + b Bi(\zeta) \quad (۳۷-۲)$$

می‌باشد، که در آن  $a$  و  $b$  تعیین مرزهای پلاسما هستند و  $\zeta = -\left(\frac{\omega L}{c}\right)^{\frac{2}{3}}$  خط اتصال پلاسما-خلاء است. چگالی الکترون بصورت زیر داده شده است:

$$\text{Vacuum : } n_e(z < 0) = n_e \left[ \zeta \leq -\left(\frac{\omega l}{c}\right)^{\frac{2}{3}} \right] = 0$$

$$\text{Plasma : } n_e(z \geq 0) = n_e \left[ \zeta > -\left(\frac{\omega l}{c}\right)^{\frac{2}{3}} \right] > 0 \quad (۳۸-۲)$$

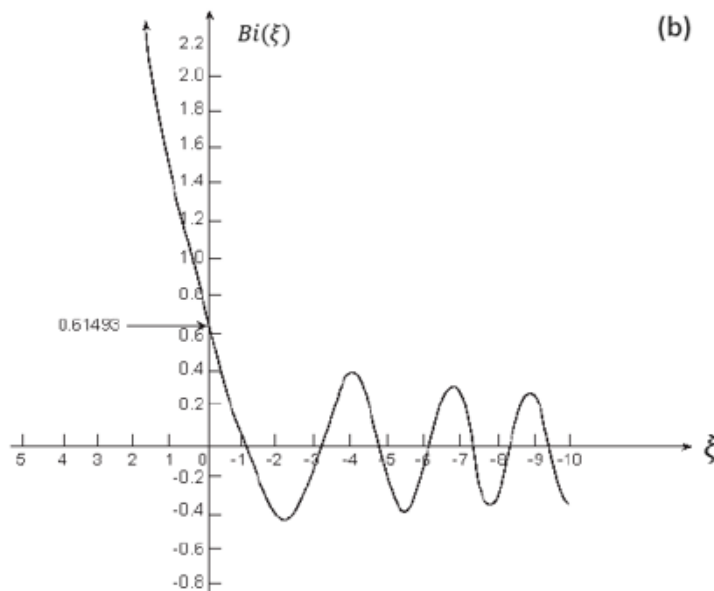
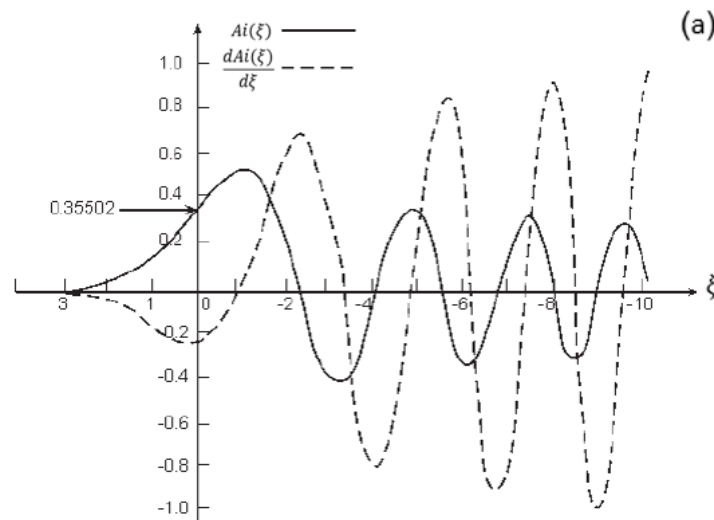
---

1 Stokes



Critical Surface :  $n_e(Z = L) = n_e(\zeta = 0) = n_{ec}$

برای انتشار موج الکترومغناطیسی  $n_e > n_{ec}$  یا  $\zeta > 0$  نمی‌تواند باشد. از آنجا که تابع ایری Bi و اگر  $\zeta \rightarrow \infty$  می‌توان آن را حذف کرد، یعنی در معادله (۲-۳۷)  $b=0$  می‌شود. بنابراین میدان الکتریکی در پلاسما توسط تابع  $Ai(\zeta)$  داده می‌شود.



شکل ۲-۱: توابع ایری Ai و مشتقات آن و Bi [۲۱].

فرض به این است که ابعاد پلاسما  $L$ ، از خلاء به سطح بحرانی، در مقایسه با طول موج الکترومغناطیسی  $\lambda_L$  بزرگتر است. از سوی دیگر  $L$  حاصل از مدت زمان لیزر ( $\tau_L$ ) است، و گسترش سرعت پلاسما (به سمت خلاء) بصورت زیر می باشد:

$$l \gg \frac{\omega}{c} = \frac{\lambda_L}{2\pi}, \quad \tau_L(PS) \gg 1.6 \left( \frac{\lambda_L}{\mu m} \right) \left( \frac{10^7 \text{ cm/s}}{u_{exp}} \right) \quad (39-2)$$

در این رابطه می توان دید که تقریبی از این بخش مربوط به لیزر فمتوثانیه است. رابط پلاسما خلاء در  $|\zeta|$  در این رابطه می توان دید که تقریبی از این بخش مربوط به لیزر فمتوثانیه است. رابط پلاسما خلاء در  $|\zeta| = 1 \gg \left( \frac{\omega L}{c} \right)^{\frac{2}{3}} \gg 1$  است. بنابراین، ما می توانیم بسط مجانبی از تابع ایری  $Ai(z)$  برای  $1 \gg |\zeta|$  را بصورت زیر بنویسیم:

$$Ai(-\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \zeta^{\frac{1}{4}}} \cos\left(\frac{2}{3} \zeta^{\frac{2}{3}} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (40-2)$$

به منظور توصیف میدان الکتریکی در نزدیکی خط اتصال پلاسما خلاء. بنابراین، میدان الکتریکی در  $Z=0$ ، از سمت پلاسما، را می توان با تقریب زیر بیان کرد:

$$E(z=0, plasma) = \frac{a}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{c}{\omega L} \right)^{\frac{1}{6}} \cos\left(\frac{2\omega c}{L} - \frac{\pi}{4}\right) \\ = \frac{a}{2\sqrt{\pi}} \left( \frac{c}{\omega L} \right)^{\frac{1}{6}} \times \left\{ \exp\left[i\left(\frac{2\omega c}{3L} - \frac{\pi}{4}\right)\right] + \exp\left[-i\left(\frac{2\omega c}{3L} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \right\}. \quad (41-2)$$

به دنبال این از طرف خلاء (یکی در  $z=0$  میدان لیزر  $E_l$  است و یکی موج منعکس داده شده توسط  $(E_l \exp(i\varphi))$ :

$$E(z=0, vacuum) = E_l [1 + \exp(i\varphi)] \quad (42-2)$$

برای حل مداوم نیازمند مفاهیم زیر هستیم:

$$a = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega l}{c}\right)^{\frac{1}{6}} E_l \exp \left[ -i \left( \frac{2\omega l}{3c} - \frac{\pi}{4} \right) \right]$$

$$\varphi = \frac{4\omega l}{3c} - \frac{\pi}{2} = \frac{4}{3} [-\zeta(z=0)]^{\frac{2}{3}} - \frac{\pi}{2} \quad (43-2)$$

حال با جایگذاری  $b=0$  و با استفاده از معادلات (۳۷-۲) و (۴۳-۲) به دست می‌آید:

$$E(\zeta) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{\omega l}{c}\right)^{\frac{1}{6}} E_l \exp \left[ -i \left( \frac{2\omega l}{3c} - \frac{\pi}{4} \right) \right] \text{Ai}(\zeta) \quad (44-2)$$

که  $\text{Ai}(\zeta)$  دارای حداکثر  $-1$  (شکل ۱-۲) است، بنابراین نسبت بین حداکثر مقدار میدان الکتریکی در پلاسما و میدان الکتریکی لیزر در خلاء به شکل زیر می‌باشد:

$$\left| \frac{E_{max}}{E_l} \right| \approx 1.90 \left(\frac{\omega l}{c}\right)^{\frac{1}{6}} \quad (45-2)$$

حال با مشتق‌گیری از معادله ماکسول زیر:

$$\nabla \times E(r) = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = \frac{i\omega B(r)}{c} \quad (46-2)$$

می‌توان راه حلی برای میدان مغناطیسی هم به دست آورد:

$$B(z) = -\frac{i\omega}{\omega} \frac{\partial E(z)}{\partial z} \quad (47-2)$$

و همینطور برای  $E$  در معادله (۴۴-۲) به دست می‌آید:

$$B(\zeta) = -i 2\sqrt{\pi} \left(\frac{c}{\omega l}\right)^{\frac{1}{6}} E_l \exp \left[ -i \left( \frac{2\omega l}{3c} - \frac{\pi}{4} \right) \right] \frac{d\text{Ai}(\zeta)}{d\zeta} \quad (48-2)$$

که اشاره می‌کند وقتی  $E$  ماکزیمم است  $B$  صفر خواهد بود. در سطح بحرانی  $\zeta = 0$  ( $E_l = B_l$ ) پس:

$$\left| \frac{E_{\text{سطح بحرانی}}}{E_l} \right| \cong 1.26 \left( \frac{\omega l}{c} \right)^{\frac{1}{6}}$$

$$\left| \frac{B_{\text{سطح بحرانی}}}{E_l} \right| \cong 0.92 \left( \frac{\omega l}{c} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (49-2)$$

می‌باشد. تا کنون در این بخش در مورد انتشار میدان مغناطیسی بدون جذب بحث شد، برای اینکه جذب رخ دهد یک میرایی انرژی لازم است و این زمانی اتفاق می‌افتد که معادلات انتشار موج شامل فرآیندهای برخورد، مانند ذره-ذره یا موج-ذره باشد. با توجه به برخورد الکترون-یون، تابع دی‌الکتریک بصورت:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})} = 1 - \frac{z}{l \left[ 1 + i \left( \frac{\nu_{ei}}{\omega} \right) \right]} \quad (50-2)$$

که در آن مشخصات چگالی خطی برای تساوی دوم فرض معادله برای انتشار موج در جهت  $z$  با میدان الکتریکی در جهت  $x$  است. حال با استفاده از معادله موج برای میدان الکتریکی (۲-۳۱) و جایگذار تابع دی‌الکتریک در آن به دست می‌آید (با فرض اینکه در این معادله فرکانس برخورد الکترون-یون در سطح ثابت و همگن باشد  $(\nu_{ei} = \nu_c)$ ):

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{z}{l \left[ 1 + i \left( \frac{\nu_c}{\omega} \right) \right]} \right] E(z) = 0 \quad (51-2)$$

حال با استفاده از تغییر متغیر زیر معادله را بدون بعد می‌کنیم:

$$\zeta = \left[ \frac{\omega^2}{c^2 l \left[ 1 + i \left( \frac{\nu_c}{\omega} \right) \right]} \right]^{\frac{1}{3}} \left[ z - l \left( 1 + i \left( \frac{\nu_c}{\omega} \right) \right) \right] \quad (52-2)$$

که حاصل آن معادله استوکس (۲-۳۶) برای یک متغیر مختلط است. برای این معادله دیفرانسیل هم مطابق قبل عمل می‌کنیم:

$$E(\zeta, Plasma) = aEi(\zeta)$$

$$E(z = 0, Vacuum) = E_l[1 + \exp(i\varphi)] = E_{in} + E_{out} \quad (53-2)$$

$$\varphi = \frac{4}{3} \left[ \frac{\omega l}{c} \left( 1 + i \left( \frac{v_c}{\omega} \right) \right) \right] - \frac{\pi}{2} \equiv \varphi_R + i\varphi_I \quad (54-2)$$

که در آن  $E_{in} = E_l$  میدان الکتریکی ورودی است و  $E_{out}$  میدان الکتریکی خروجی از پلاسما است. پس از آنجا که مختلط است و یک تغییر فاز دارد و همچنین یک میرایی موج توسط مقدار موهومی  $\varphi$  تعیین می‌شود  $(\varphi_I = \frac{4v_c l}{3c})$  جذب کسری از انرژی ورودی لیزر برابر می‌شود با:

$$f_a = \frac{|E_{in}|^2 - |E_{out}|^2}{|E_{in}|^2} = \frac{E_l^2 - E_l^2 \exp(-2\varphi_I)}{E_l^2} \quad (55-2)$$

با استفاده از مقدار  $\varphi_I$ ، ضریب جذب بصورت:

$$f_a = 1 - \exp\left(-\frac{8v_c l}{3c}\right) \quad (56-2)$$

می‌شود. با مقایسه این نتیجه با معادله (29-2) که در قسمت قبل به دست آمد می‌توان دید که قدرمطلق این ضریب در توان معادله (56-2) بزرگتر از معادله (29-2) با ضریب  $(5/4)$  است و دلالت بر یک ضریب جذب بزرگتر دارد. این را می‌توان از آنجا فهمید که در استخراج آخرین معادله فرض کنیم یک فرکانس برخورد ثابت بزرگتر یا برابر با فرکانس برخورد واقعی است. در واقع هر چه فرکانس برخورد بزرگتر باشد ضریب جذب بیشتر خواهد بود.

## ۴-۲ فرود مایل لیزر با قطبیدگی خطی

بدون از دست دادن کلیت ما مختصات انتشار لیزر را در صفحه  $y-z$  انتخاب می‌کنیم، یعنی بردار موج  $k$  در این صفحه است. خط اتصال پلاسما-خلاء در  $z=0$  است و یک موج الکترومغناطیسی با قطبش  $P$  که با زاویه  $\theta_0$  بطور مایل به محیط پلاسمای زیر چگال وارد می‌شود را در نظر می‌گیریم [۲۲-۲۳].

در بخش قبلی فرض بر این بود که چگالی الکترون خطی است و  $\theta$  زاویه بین شیب چگالی الکترون و بردار موج  $k$  است. میدان الکتریکی در جهت  $x$  برای قطبش  $S$ ، و قطبش  $P$  در صفحه  $y-z$  است. بنابراین، اجزایی از میدان‌های الکترومغناطیسی بصورت زیر هستند:

$$K = \left[ 0, K_y = \left(\frac{\omega}{c}\right) \sin\theta, K_z = \left(\frac{\omega}{c}\right) \cos\theta \right] \quad \text{بردار موج}$$

$$S - \text{قطبش} : E = [E_x(y, z), 0, 0] \quad ; \quad B = [0, B_y(y, z), B_z(y, z)] \quad (۵۷-۲)$$

$$P - \text{قطبش} : E = [0, E_y(y, z), E_z(y, z)] \quad ; \quad B = [B_x(y, z), 0, 0]$$

رابطه پراکندگی برای میدان مغناطیسی بصورت زیر می‌باشد:

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + (k_y^2 + k_z^2)c^2 \quad (۵۸-۲)$$

از آنجا که فقط وابستگی  $z$  در چگالی الکترونی داریم، دارای یک  $k_y$  ثابت است:

$$k_y^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \quad (۵۹-۲)$$

از آنجا که  $\varepsilon = \sin^2\theta_0$  به دست می‌آید:

$$k_y = \frac{\omega}{c} \sin\theta_0 \quad (۶۰-۲)$$

در حالی که  $k_z$  یک تابع از  $z$  است. رابطه (۶۰-۲) می‌تواند به عنوان مشاهده کننده حرکت فوتون و حفظ آن در راستای  $y$  باشد. بازتابی از لیزر در سطح رخ می‌دهد که در آن  $k_z = 0$  و بعنوان مثال در آن  $\theta = 90^\circ$  است. با استفاده از رابطه چگالی خطی (۳۲-۲) و (۳۳-۲) و معادلات (۵۸-۲)، (۶۰-۲):

$$n_e(k_z = 0) = n_{ec} \cos^2 \theta_0$$

$$\omega_{pe}(k_z = 0) = \omega \cos \theta_0 \quad (۶۱-۲)$$

$$z(k_z = 0) = l \cos^2 \theta$$

$$\varepsilon(k_z = 0) = \sin^2 \theta_0$$

که  $n_{ec} = (m_e \omega^2 / 4\pi e^2)$  می‌باشد.

## ۵-۲ قطبش یا پلاریزاسیون<sup>۱</sup>

میدانهای الکتریکی امواج تشکیل دهنده به صورت اتفاقی در هر جهتی قرار می‌گیرند، لذا احتمال وجود میدان الکتریکی در تمام جهات یکسان است. حال در مواردی لازم است که میدان الکتریکی را فقط در جهت خاصی داشته باشیم. بنابراین باید به طریقی در جهات دیگر میدان را حذف کرده و فقط آن یک جهت را در نظر بگیریم، به این عمل قطبش می‌گویند [۲۳]. در واقع قطبش یکی از خصوصیات امواج عرضی می‌باشد که جهت نوسان را در صفحه عمود بر انتشار موج نشان می‌دهد [۲۴]. در امواج قطبش‌های متفاوتی وجود دارد مانند قطبش بیضوی و دایروی و قطبش خطی وجود دارد. اگر مولفه میدان الکتریکی موازی با صفحه انتشار موج باشد آن را با  $P$  و اگر عمود باشد با  $S$  نمایش می‌دهند.

## ۵-۲ قطبش S

نور قطبیده که میدان الکتریکی آن عمود بر صفحه انتشار باشد دارای قطبش S می‌باشد. در این مورد میدان الکتریکی در جهت x می‌باشد و معادله موج برای x های جزئی میدان الکتریکی  $E_x(z)$  بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\omega^2 \varepsilon(z)}{c^2} E_x = 0 \quad (۶۲-۲)$$

میدان الکتریکی یک تابع از z و فاز  $\exp[i(k_y y + k_z z)]$  است. از آنجا که  $k_z z$  یک تابع از z است می‌توان با استفاده از معادله (۶۰-۲) میدان الکتریکی را بصورت زیر نوشت.

$$E_x = E(z) \exp\left(\frac{i\omega y \sin\theta_0}{c}\right) \quad (۶۳-۲)$$

حال با جایگذاری (۶۳-۲) در (۶۲-۲) و با استفاده از مقدار  $\varepsilon = 1 - \frac{z}{l}$  داریم:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{z}{l} - \sin^2 \theta_0\right) E(z) = 0 \quad (۶۴-۲)$$

در حال حاضر باید جذب لیزر با قطبش S و برخورد مایل را محاسبه کنیم. تابع دی‌الکتریک با معادله (۵۰-۲) داده شده است، برخلاف آن در بخش قبلی فرکانس برخورد الکترون-یون ثابت فرض شد. برای پروفایل چگالی خطی الکترونی فرکانس برخورد الکترون-یون بصورت زیر می‌باشد:

$$v_{ei} = v_c \frac{n_e}{n_{ec}} = v_c \frac{z}{l} \quad (۶۵-۲)$$

پس رابطه پاشندگی (۵۸-۲) را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} [\varepsilon(z) - \sin^2 \theta_0] \quad (۶۶-۲)$$

در نهایت با استفاده از روابط (۵۰-۲) و (۶۵-۲) می‌توان معادله بالا را بصورت:



$$k_z = \frac{\omega}{c} \left[ \cos^2 \theta_0 - \frac{z}{l \left[ 1 + i \left( \frac{v_c z}{\omega l} \right) \right]} \right]^{\frac{1}{2}} \equiv K_R + iK_I \quad (67-2)$$

نوشت. برای محاسبه ضریب جذب تعریف شده در معادله (۵۵-۲) باید فرض کنیم  $\frac{v_c z}{\omega} \ll 1$  و همینطور با در نظر گرفتن معادله زیر:

$$E(z) = \frac{E_l}{\varepsilon^{\frac{1}{4}}} \exp \left[ \frac{i\omega}{c} \int \sqrt{\varepsilon(\omega, \zeta)} d\zeta \right] \quad (68-2)$$

که در آن  $\sqrt{\varepsilon} = \frac{ck_z}{\omega}$  است. پس می‌توان گفت:

$$|E(z)|^2 \propto \exp[-2 \int k_I(\zeta) d\zeta] \quad (69-2)$$

با بسط (۶۷-۲) برای  $\frac{v_c}{\omega} \ll 1$  و در نظر گرفتن انتگرال بالا از 0 تا  $l \cos^2 \theta_0$  (بعنوان مثال از مرز پلاسما خلاء به عطف و برگشت به مرز پلاسما خلاء) خواهیم داشت:

$$\frac{|E_{out}(z=0)|^2}{|E_{in}(z=0)|^2} = \exp \left\{ \frac{4w}{c} \operatorname{Im} \int_0^{l \cos^2 \theta_0} d\zeta \left[ \left( \cos^2 \theta_0 - \frac{\zeta}{l} \right) + i \frac{v_c}{\omega} \frac{\zeta^2}{l^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (70-2)$$

که در آن  $\operatorname{Im}$  قسمت موهومی است. با انجام انتگرال و در نظر گرفتن بخش موهومی، ضریب جذب بصورت زیر خواهد شد:

$$f_a = 1 - \frac{|E_{out}|^2}{|E_{in}|^2} = 1 - \exp \left( -\frac{32v_c l \cos^5 \theta_0}{15c} \right) \quad (71-2)$$

این نتیجه برای  $\theta_0 = 0$  در معادله (۲۹-۲) با همان مشخصات چگالی الکترونی هم به دست آمده است. معادله (۷۱-۲) بیشتر اوقات در نوشته‌ها به منظور درک نتایج تجربی برای جذب تابش ترمزی معکوس در برهمکنش لیزر-پلاسما به کار می‌رود.

## ۶-۲ قطبش P - جذب رزونانسی

نور قطبیده که میدان الکتریکی آن موازی بر صفحه انتشار باشد دارای قطبش P- می باشد. برای قطبش P فرود مایل لیزر به درون پلاسما برای حل معادله‌ی میدان مغناطیسی مناسب است، که میدان مغناطیسی هم در جهت x می باشد. برای توصیف این موج درون محیط پلاسما به معادلات موج نیاز داریم. پس با استفاده از معادلات ماکسول می توان معادلات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی درون پلاسما را بدست آورد:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (۷۲-۲)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (۷۳-۲)$$

که در آن  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  جابجایی الکتریکی و  $\epsilon$  تابع دی‌الکتریک پلاسما می باشد. با کرل گرفتن از (۷۳-۲) و با توجه به معادله (۷۲-۲) و با فرض اینکه  $\epsilon$  تابع z است، معادله موج میدان مغناطیسی به شکل زیر به دست می آید:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = -i \frac{\omega}{c} \vec{\nabla} \times \epsilon(z) \vec{E} \quad \text{و با}$$

استفاده از اتحاد زیر:

$$\vec{\nabla} \times \varphi \vec{F} = \varphi \vec{\nabla} \times \vec{F} + (\vec{\nabla} \varphi) \times \vec{F}$$

می توان بصورت زیر نوشت:

$$\nabla^2 \vec{B} + \frac{\epsilon \omega^2}{c^2} \vec{B} + \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon} \times [\vec{\nabla} \times \vec{B}] = 0 \quad (۷۴-۲)$$

می دانیم که در سه بعد بصورت:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(x, z, t) = \begin{bmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ \frac{d}{dx} & \frac{d}{dy} & \frac{d}{dz} \\ B_x(x, z, t) & B_y(x, z, t) & B_z(x, z, t) \end{bmatrix}$$

$$= \hat{i} \left[ -\frac{d}{dz} B_y(x, z, t) \right] + \hat{j} \left[ \frac{d}{dz} B_x(x, z, t) \right] + \hat{k} \left[ \frac{d}{dx} B_y(x, z, t) \right]$$

می‌باشد.  $\varepsilon$  هم تابعی از  $z$  است پس می‌توان نوشت:

$$\begin{bmatrix} \left( \frac{d^2}{dz^2} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{d}{dz} & 0 & 0 \\ 0 & \left( \frac{d^2}{dz^2} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{d}{dz} & 0 \\ 0 & 0 & \left( \frac{d^2}{dz^2} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x(x, z, t) \\ B_y(x, z, t) \\ B_z(x, z, t) \end{bmatrix} = 0 \quad (75-2)$$

که شبیه به استدلال منجر به معادله (۶۳-۲) میدان مغناطیسی را می‌توان بصورت زیر تعریف کرد [۲۵]:

$$B_x = B(z) \exp\left(\frac{i\omega y \sin\theta_0}{c}\right) \quad (76-2)$$

حال می‌توان با جایگذاری (۷۶-۲) در (۷۵-۲) معادله میدان مغناطیسی را به دست آورد:

$$\frac{d^2 B(z)}{dz^2} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{dB(z)}{dz} + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon - \sin^2\theta_0) B(z) = 0 \quad (77-2)$$

با استفاده از مقدار  $\varepsilon$  در معادله (۵۰-۲) برای  $\nu_{ei} = 0$  معادله بالا را می‌توان بصورت زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{d^2 B(z)}{dz^2} + \frac{1}{z-l} \frac{dB(z)}{dz} - \frac{\omega^2}{lc^2} ((z-l) + l \sin^2\theta_0) B(z) = 0 \quad (78-2)$$

حال می‌توان با استفاده از متغیرهای بدون بعد زیر:

$$\zeta = \left(\frac{\omega^2}{lc^2}\right)^{\frac{1}{3}} (z-l), \quad \tau = \left(\frac{\omega l}{c}\right)^{\frac{1}{3}} \sin\theta_0 = \left(\frac{2\pi l}{\lambda_l}\right)^{\frac{1}{3}} \sin\theta_0 \quad (79-2)$$

معادله (۷۸-۲) را بدون بعد کرد. پس از جایگذاری و محاسبه حاصل بصورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{d^2 B}{d\zeta^2} - \frac{1}{\zeta} \frac{dB}{d\zeta} - (\zeta + \tau^2) = 0 \quad (80-2)$$

که به پارامتر  $\tau$  بستگی دارد. این معادله در  $\zeta = 0$  تکین است، بعنوان مثال در نزدیکی سطح بحرانی که در

آن  $\tau^2 \ll \zeta$  بصورت زیر می‌شود:

$$\frac{d^2 B}{d\zeta^2} - \frac{1}{\zeta} \frac{dB}{d\zeta} - \tau^2 = 0 \quad (۸۱-۲)$$

راه حل این معادله دیفرانسیل بصورت:

$$B(\zeta) = B_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \tau^2 \zeta^2 \ln \zeta \right) \quad (۸۲-۲)$$

می‌باشد که در آن  $B_0$  ثابت است. میدان مغناطیسی  $B_x(y, z)$  در نزدیکی سطح بحرانی از معادلات (۶۷-۲)، (۷۹-۲) و (۸۲-۲) به دست می‌آید:

$$B_x(z \rightarrow l, y) = B_0 \left\{ 1 + \frac{\tau^2}{2} \left( \frac{\omega^2}{lc^2} \right)^{\frac{2}{3}} (z-l)^2 \left[ \frac{1}{3} \ln \left( \frac{\omega^2}{lc^2} \right) + \ln(z-l) \right] \right\} \times \exp \left( \frac{i\omega y \sin \theta_0}{c} \right) \quad (۸۳-۲)$$

و همینطور با استفاده از معادله‌ی:

$$\nabla \times B(r) = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{4\pi J_e}{c} = \frac{-i\omega \varepsilon E(r)}{c} \quad (۸۴-۲)$$

میدان الکتریکی هم در سطح بحرانی به دست می‌آید:

$$E(z \rightarrow l, y) = \frac{icl}{\omega(l-z)} \nabla \times B = \frac{icl}{\omega(l-z)} \left( 0, \frac{\partial B_x(y, z)}{\partial z}, \frac{\partial B_x(y, z)}{\partial y} \right) \Rightarrow \left( 0, \ln(z-l), \frac{1}{(l-z)} \right) \quad (۸۵-۲)$$

پس در حالی که میدان مغناطیسی ثابت است، میدان الکتریکی یک نقطه تکین است، یعنی یک رزونانس در سطح بحرانی است. این تکینگی با میرایی کوچک از موج از بین می‌رود. بعنوان مثال برخورد الکترون-یون، که معرف یک بخش موهومی در تابع دی‌الکتریک می‌باشد. وجود تکینگی در میدان الکتریکی در سطح بحرانی می‌تواند با معادله ماکسول زیر در محیط دی‌الکتریک پلاسما شناخته شود:

$$0 = \nabla \cdot (\varepsilon E) = \varepsilon \nabla \cdot E + (\nabla \varepsilon) \cdot E \quad (۸۶-۲)$$

بنابراین، برای  $\varepsilon = \varepsilon(z)$  می‌شود:

$$\nabla \cdot E = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} E_z \quad (87-2)$$

رزونانس تنها برای قطبش P است که در آن میدان الکتریکی در جهت z از بین نرود، اما تابع دی‌الکتریک می‌تواند صفر شود ( $\varepsilon = 0, \omega = \omega_{pe}$ ). هنگامی که لیزر قطبی P معکوس است ( $\theta = 90^\circ$ ) میدان الکتریکی دارای یک جزء به موازات شیب چگالی است. این میدان باعث جدایی بار بعنوان نوسان الکترون در امتداد شیب است، تغییرات چگالی موج الکترونی با توجه به این اثر داده شده است:

$$\delta n \approx \nabla \cdot E = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} E_z \quad (88-2)$$

می‌توان دید که برای فرکانس پلاسما برابر با فرکانس لیزر (که در آن  $\varepsilon = 0$ ) دارای یک رزونانس در موج پلاسما است. بنابراین، موج پلاسمای الکترون در چگالی بحرانی برای قطبش P لیزر برانگیخته است. اجازه دهید ثابت این تجزیه تحلیل را چک کنیم. با استفاده از معادله میدان الکتریک در نزدیکی سطح بحرانی (85-2) داریم:

$$E(z \rightarrow l) \approx \frac{1}{(z-l)}$$

$$\delta n_e \approx \nabla \cdot E(z \rightarrow l) \approx \frac{1}{(z-l)^2} \approx \frac{E(z \rightarrow l)}{\varepsilon(z \rightarrow l)} \quad (89-2)$$

بنابراین جدایی بار در نزدیکی سطح بحرانی در نوسان با فرکانس پلاسما و برانگیختن موج پلاسمای رزونانسی است. پس جذب لیزر بدون میرایی امکان پذیر است. اتلاف انرژی لیزر توسط برخورد الکترون-یون، یا هر

مکانیزم دیگر باعث می‌شود این مجموعه تابع دی‌الکتریک شود، امکان پذیر است. شار انرژی  $I_{abs}$  [بعد انرژی / زمان ناحیه]

بصورت:

$$I_{abs} = \int V_{eff} \left( \frac{E^2}{8\pi} \right) dz \quad (90-2)$$

که در آن  $V_{eff}$  فرکانس برخورد مؤثر است و انتگرال که در امتداد مسیر پرتو الکترومغناطیسی است.  $f_a$  کسری از انرژی جذب شده است بنابراین بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$f_a = \frac{I_{abs}}{I_l} = \frac{\int V_{eff} E^2 dz}{cE_l^2} \quad (۹۱-۲)$$

## **فصل ۳:**

**جذب رزونانسی لیزر پالس کوتاه با قطبش p در**

**پلاسمای زیر چگال و در غیاب میدان مغناطیسی**

### ۱-۳ مقدمه

در این فصل به بررسی جذب رزونانسی<sup>۱</sup> در خلال فرود مایل یک موج الکترومغناطیسی شدت بالا با قطبش P و انتشار آن در پلاسمای زیر چگال با طول مشخصه چگالی می‌پردازیم. میدان الکتریکی را به دو قسمت طولی و عرضی تقسیم کرده و فیزیک جذب رزونانسی را بطور دقیق‌تر مطالعه خواهیم کرد. نشان خواهیم داد که با افزایش میدان نرخ جذب نیز افزایش پیدا می‌کند.

### ۲-۳ جذب رزونانسی

جذب رزونانسی یک جذب تقریباً بدون برخورد است و مربوط به جذب انرژی لیزر توسط ذرات باردار پلاسما است [۲۶-۲۷]. این جذب ناشی از انتشار پرتویی با قطبش مایل درون یک پلاسمای ناهمگن است.

### ۳-۳ کاربردها

بررسی‌های زیادی در مورد شتاب دادن الکترون بر پایه برهمکنش لیزر با پلاسما صورت گرفته است [۲۸]. اولین کارهای شکل گرفته در این زمینه توسط تاجیما<sup>۲</sup> و داوسن<sup>۳</sup> انجام شد [۲۹]. این شتاب دهنده‌ها بر اساس مکانیزم آن‌ها دسته بندی می‌شوند. یکی از این شتاب دهنده‌ها، شتاب دهنده واکفیلد<sup>۴</sup> است که با استفاده از ایجاد امواج پلاسمایی و میدان‌های الکترواستاتیکی ایجاد شده الکترون‌ها را شتاب می‌دهد [۲۹]. در این نوع شتاب دهنده‌ها الکترون‌ها بیشترین انرژی که دریافت می‌کنند 200MeV می‌باشد [۳۰]. همچنین بررسی‌های زیادی در مورد الکترون‌های داغ انجام شده است [۳۱-۳۲]. امواج پلاسمایی ایجاد شده توسط فرآیند جذب رزونانسی می‌تواند باعث افزایش انرژی الکترون‌ها و همچنین تولید انرژی گرمایی شود. یکی از مهمترین کاربردهای برهمکنش لیزر با پلاسما همجوشی به روش محصور سازی لختی است [۳۳].

---

1 Resonance Absorption

1 Tajima

2 Dawson

3 Wakefield



### ۳-۴ معادلات میدان

یک موج الکترومغناطیسی با قطبش p که با زاویه  $\theta_0$  بطور مایل به محیط پلاسما با چگالی  $n_e(z)$  وارد می‌شود را در نظر می‌گیریم. بدون از دست دادن کلیت، می‌دانیم که راستای انتشار در جهت X و مولفه مماسی وابسته به Z می‌باشد [۳۴].



شکل ۳-۱: شماتیک فرود مایل موج الکترومغناطیسی به درون پلاسمای زیرچگال.

چون موج الکترومغناطیسی بصورت مایل وارد پلاسمای زیر چگال می‌شود از این رو میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی بصورت:

$$B_y(x, z, t) = B_y(z) e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin \theta_0} \quad (1-3)$$

$$E(x, y, t) = E_x(z) e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin \theta_0} + E_z(z) e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin \theta_0} \quad (2-3)$$

می‌باشند. پس می‌توان با استفاده از معادلات (۲-۷۲) و (۲-۷۳) مشابه استدلال معادله‌ی (۲-۷۷) بدست آورد:

$$\nabla^2 \vec{B} + \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \vec{B} + \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \times [\nabla \times \vec{B}] = 0$$

معادله بدست آمده معادله موج در پلاسما می‌باشد. می‌دانیم که  $\varepsilon$  تابعی از Z است، پس در سه بعد، بعد از کمی محاسبه داریم:

$$\begin{bmatrix} L_1 & 0 & 0 \\ 0 & L_2 & 0 \\ 0 & 0 & L_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_x(x, z, t) \\ B_y(x, z, t) \\ B_z(x, z, t) \end{bmatrix} = 0 \quad (3-3)$$

که در آن  $L_1$  و  $L_2$  و  $L_3$  برابر

$$L_1 = L_2 = \left( \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) + k_0^2 \varepsilon - \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \frac{d}{dz}, \quad L_3 = \left( \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dz^2} \right) + k_0^2 \varepsilon$$

می‌باشند. حال می‌توان با جایگذاری (3-3) در (3-3) معادله میدان مغناطیسی را بدست آورد:

$$\frac{d^2 B_y(z)}{dz^2} - \frac{1}{\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon_1}{dz} \frac{dB_y(z)}{dz} + k_0^2 (\varepsilon_1 - \sin^2 \theta_0) B_y(z) = 0 \quad (4-3)$$

که در آن  $k_0$  بردار موج و  $\varepsilon$  تابع دی الکتریک برای پلاسمای سرد است.

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2 \left( 1 + \frac{iv}{\omega_0} \right)}$$

و  $\omega_{pe}(z) = \left( 4\pi n_e e^2 / m_e \right)^{\frac{1}{2}}$  فرکانس پلاسمای الکترون می‌باشد. در ضمن چگالی الکترون‌ها نیز بصورت زیر می‌باشد [32-34]:

$$n_e = n_{cr} \frac{z}{l}$$

و با استفاده از تغییر متغیرهای زیر [35-36]:

$$v = \frac{c}{\omega_0 l N}, \quad \tau = (k_0 l)^{\frac{1}{3}} \sin \theta_0, \quad \xi = z \frac{\omega_0}{c}.$$

معادله (4-3) را بدون بعد می‌کنیم:

$$\frac{d^2 B}{d\xi^2} + \frac{V}{1-V\xi} \frac{dB}{d\xi} + (1 - V\xi - \sin^2 \theta_0) B = 0 \quad (5-3)$$

اکنون با استفاده از معادلات ماکسول و گرفتن کرل از آن معادله میدان الکتریکی را هم به دست می‌آوریم:

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E} = 0 \quad (6-3)$$

حال برای مؤلفه Z میدان الکتریکی معادله (۲-۳) را در معادله بالا قرار می‌دهیم، پس خواهیم داشت:

$$E_z(z) = \frac{1}{\epsilon} B_y(z) \sin \theta_0 \quad (7-3)$$

مؤلفه Z میدان الکتریکی کافی است چون تنها مؤلفه‌ی Z میدان الکتریکی عمود بر سطح پلاسما بوده و در فرآیند جذب تأثیر گذار می‌باشد. از سوی دیگر:

$$E_z = -\frac{1}{c} \left( \frac{\partial A_z}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)$$

که در آن  $A_z$  پتانسیل برداری و  $\varphi$  پتانسیل اسکالر است [۳۷]. پس برای بررسی ساده‌تر پدیده جذب رزونانسی میدان الکتریکی را به دو بخش عرضی و طولی تقسیم می‌کنیم، در نتیجه:

$$E_z = E_{zt} + E_{zl} \quad (8-3)$$

که در آن  $E_{zt} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t}$  مؤلفه الکترومغناطیسی مرتبط با موج لیزر است در حالی که  $E_{zl} = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}$  مؤلفه الکتروستاتیکی مرتبط با موج الکترونی پلاسما است [۳۴].

با استفاده از معادله (۲-۳) و جایگذاری آن در معادله (۶-۳) خواهیم داشت:

$$\frac{d^2 E_z(x,z)}{dz^2} + \frac{d^2 E_z(x,z)}{dx^2} + k_0^2 B_y(z) \sin \theta_0 = 0$$

با دو بار مشتق‌گیری از (۲-۳) نسبت به x و اینکه  $E_{zt}$  هم غالب است به دست می‌آید:

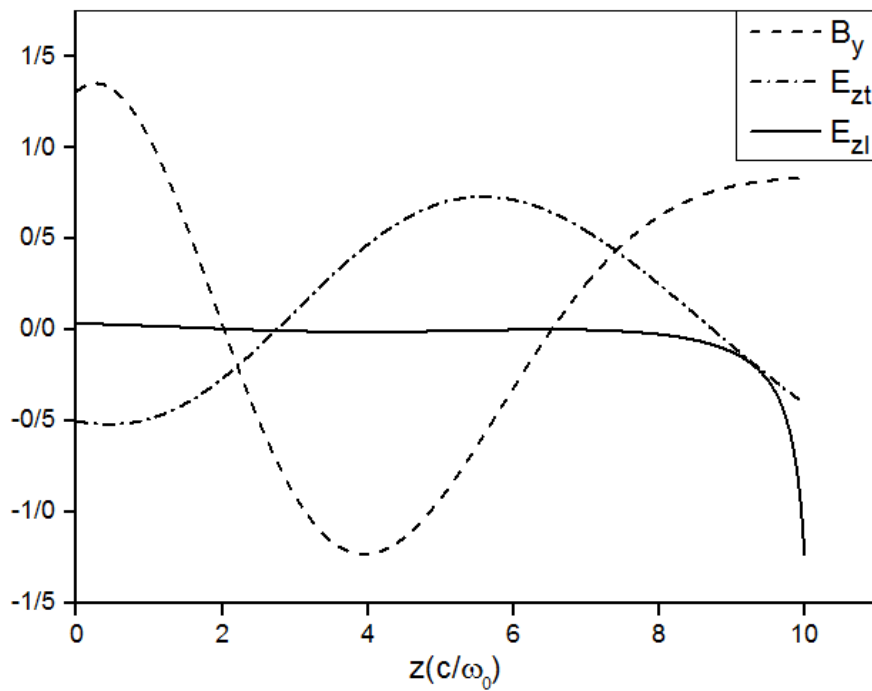
$$\frac{d^2 E_{zt}}{dz^2} - E_{zt} k_0^2 \sin^2 \theta_0 = -k_0^2 B_y(z) \sin \theta_0 \quad (9-3)$$

در اینجا  $B_y$  توسط معادله (۴-۳) داده شده است، که می‌توان با قرار دادن آن در معادله بالا  $E_{zt}$  را به دست آورد.

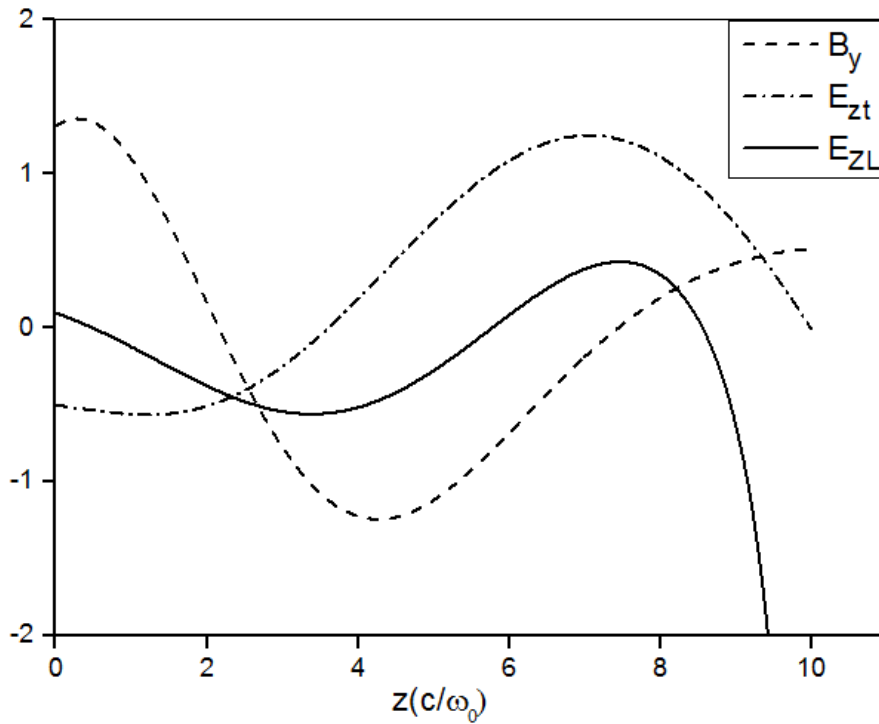
### ۵-۳ حل عددی معادلات میدان

معادلات (۵-۳) و (۹-۳) به روش عددی حل شد و تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر حسب

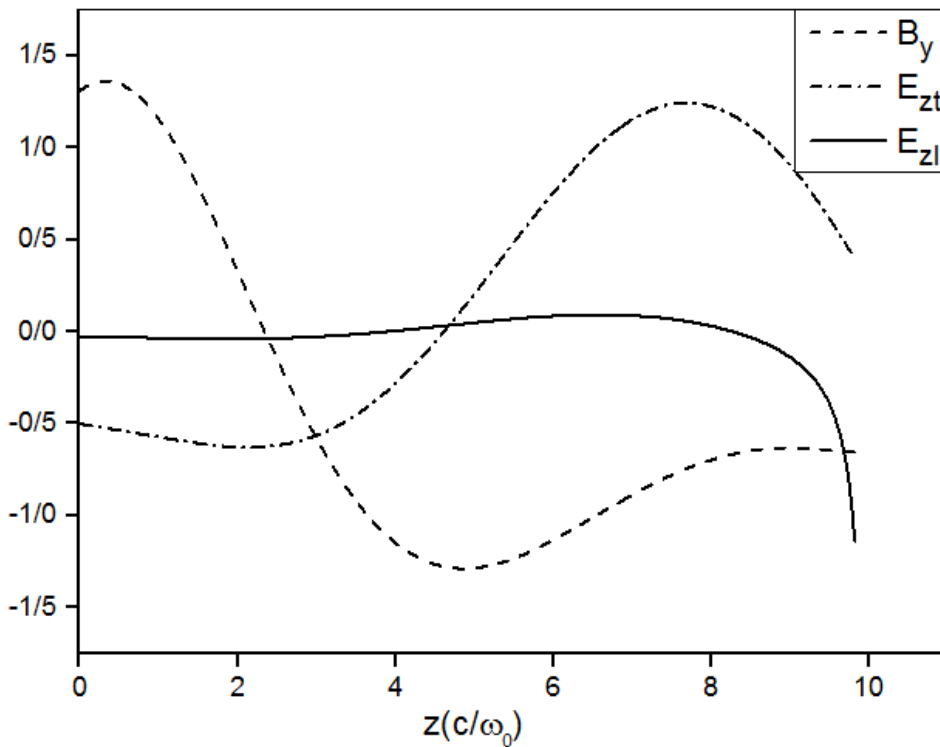
$z$  و زاویه‌های مختلف رسم شده است:



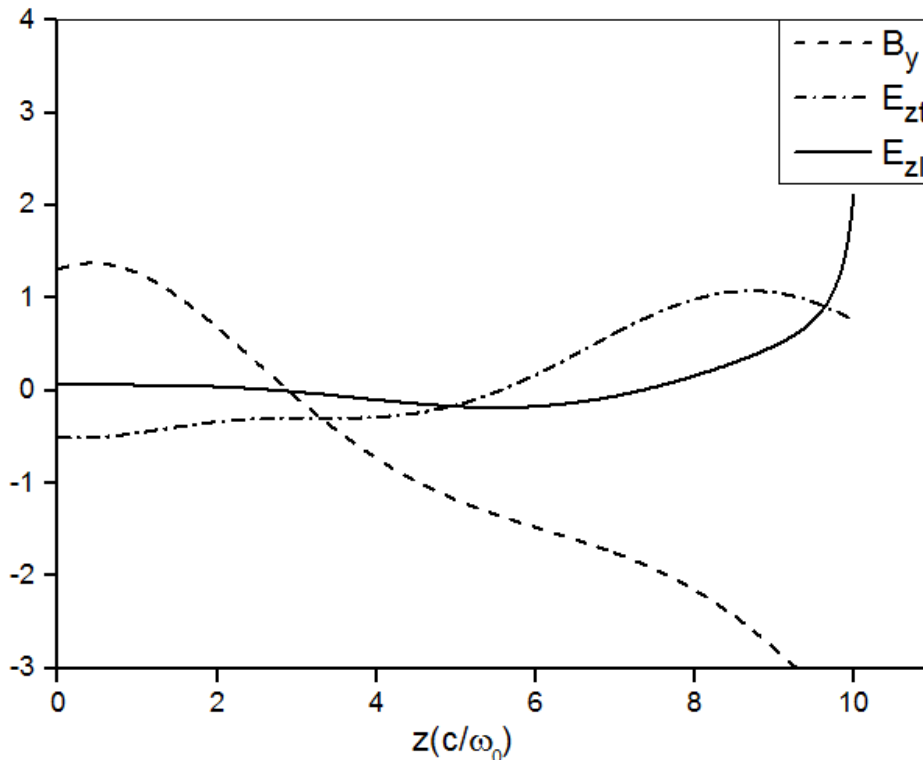
شکل ۳-۲ (الف): میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دو نقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$ .



شکل ۳-۲ (ب) : میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$ .



شکل ۳-۲ (ج) : میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$ .



شکل ۳-۲ (د): میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دو نقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zi}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 40^\circ$ .

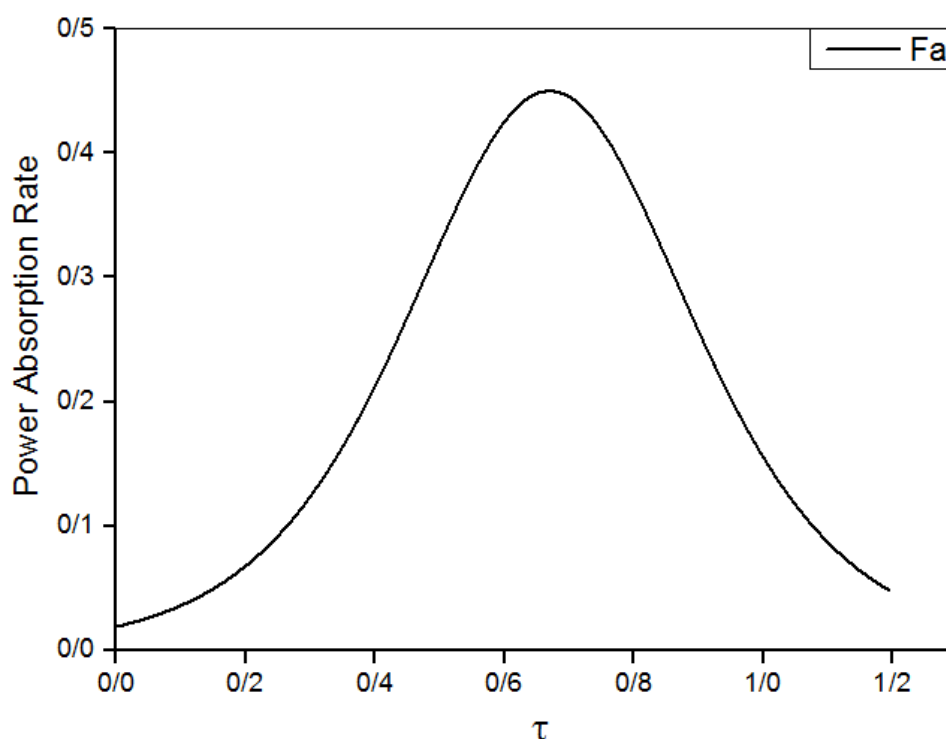
از معادله (۳-۴) و (۳-۶) در می‌یابیم که در ناحیه خلاء ( $\epsilon = 1$ ) میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به شکل سینوسی می‌باشد. بسته به نوع توزیع چگالی شکل تغییرات میدان‌ها از شکل آنها در خلاء انحراف پیدا می‌کنند. در محیط پلاسما ( $\epsilon < 1$ ) این منحنی‌ها نشان می‌دهند که تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از حالت سینوسی خارج شده و غیر سینوسی می‌باشند و در می‌یابیم که مولفه طولی و عرضی میدان الکتریکی نسبت به هم مکمل هستند و به اندازه  $(\pi/2)$  اختلاف فاز دارند. از معادله (۳-۷) در می‌یابیم که در  $Z=L$  ( $\epsilon = 0$ ) یک تکینگی وجود دارد که قله  $E_{zi}$  را توضیح می‌دهد. در این نقطه  $\omega = \omega_p$  است و تشدید در این ناحیه رخ می‌دهد. دامنه میدان الکتریکی عرضی کاهش پیدا کرده و در ناحیه  $n_e > n_{cr}$  به سمت صفر میل می‌کند [38].

### ۳-۶ نرخ جذب

رابطه نرخ جذب بصورت زیر بیان شده است [۲۲-۳۹]:

$$f_a = \frac{\nu}{8\pi I_l} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{zl}|^2 dz \quad (۳-۱۰)$$

از این رو با توجه به نوسانات موج پلاسما  $E_{zl}$  می توان نرخ جذب  $f_a$  را نیز به دست آورد. بطوریکه  $I_l$  و  $\nu$  به ترتیب شدت لیزر و نرخ برخورد می باشند.



شکل ۳-۳: نرخ جذب بر حسب  $\tau$

همانطور که در شکل (۳-۳) مشاهده می شود ماکزیمم نرخ جذب برای این توزیع  $\tau = 0.67$  که متناظر با  $\theta_0 = 23^\circ$  است. در این مقدار  $\tau$ ، جذب به بیشینه مقدار خود رسیده است. سپس با افزایش زاویه نسبت به زاویه بهینه جذب کاهش پیدا کرده و به صفر میل می کند. نتایج بدست آمده از حل عددی معادله (۳-۱۰)

با انتظارات ما در مورد نرخ جذب در توافق می‌باشد. دلیل فیزیکی آن را می‌توان اینگونه بیان کرد که  $\epsilon$  در معادله (۳-۴) در برخی جاها صفر می‌شود، وقتی  $\epsilon$  صفر شود میدان مغناطیسی افزایش پیدا میکند که با افزایش میدان مغناطیسی میدان‌های  $E_{zt}$  و  $E_{zl}$  نیز افزایش پیدا می‌کنند.  $E_{zl}$  که افزایش پیدا کند یعنی دامنه میدان زیاد شده که در نتیجه آن مقداری انرژی جذب می‌شود و نرخ جذب نیز افزایش پیدا می‌کند. همینطور می‌توان گفت بواسطه جذب انرژی بعضی از الکترون‌ها داخل پلاسما گرم می‌شوند و در نتیجه انرژی سیستم افزایش پیدا کرده که موجب افزایش پارامتر جذب می‌شود.



## **فصل ۴:**

**جذب رزونانسی لیزر پالس کوتاه با قطبش p در**

**پلاسمای زیر چگال و در حضور میدان مغناطیسی همگن**

**و ناهمگن**

## ۴-۱ میدان مغناطیسی

یک میدان مغناطیسی اثر مغناطیسی جریان‌های الکتریکی و مواد مغناطیسی می‌باشد [۴۰]. میدان مغناطیسی یک میدان برداری است و از این رو می‌توان میدان مغناطیسی را در هر نقطه با اشاره به جهت و مقدار برداری آن مشخص نمود [۴۱]. به بیان ساده‌تر میدان مغناطیسی حاصل تاثیر دو میدان الکتریکی (مثلاً دو بار مثبت و منفی) بر روی هم است که منجر به درست شدن یک میدان مغناطیسی می‌شود.

## ۴-۲ میدان مغناطیسی همگن و ناهمگن

میدان مغناطیسی یکنواخت ساده‌ترین شکل میدان است، در چنین میدانی شدت و جهت میدان در ناحیه‌ای از فضا تغییر نمی‌کند، البته به راحتی نمی‌توان میدان مغناطیسی یکنواخت را برای ناحیه‌ای بزرگ به وجود آورد، اما ناحیه‌ای بین دو قطب مغناطیسی تخت را می‌توان با تقریب خوبی یکنواخت دانست، مشروط بر اینکه فاصله بین دو قطب در مقایسه با ابعاد آن‌ها بسیار کوچک باشد [۴۲-۴۳]. در نواحی لبه قطب‌ها، میدان انحناء داشته و دیگر یکنواخت نیست. پس میدان فقط در نواحی که به لبه نزدیک نیستند یکنواخت است، این موضوع شبیه میدان الکتریکی بین دو صفحه موازی (خازن) می‌باشد.

## ۴-۳ تابع دی‌الکتریک پلاسمای سرد با میدان مغناطیسی همگن

اکنون به بررسی تاثیر میدان مغناطیسی بر روی نرخ جذب می‌پردازیم. برای این کار ابتدا تابع دی‌الکتریک پلاسمای سرد را بدست می‌آوریم، با استفاده از معادلات پیوستگی و حرکت [۴۴]:

$$-i\omega n_{\alpha 1} + n_{\alpha 0} \nabla \cdot V_{\alpha 1} = 0 \quad (1-4)$$

$$-i\omega V_{\alpha 1} = \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} (E_1 + V_{\alpha 1} \times B_0) \quad (2-4)$$

و معادلات ماکسول:

$$\nabla \times E_1 = i\omega B_1 \quad (3-4)$$

$$\nabla \times B_1 = -i\omega E_1 + 4\pi \sum q_\alpha n_{\alpha 0} V_{\alpha 1} \quad (4-4)$$

$$\nabla \times B_1 = \varepsilon \cdot E_1(-i\omega) \quad (5-4)$$

با کمی محاسبه و ساده سازی به تابع دی الکتریک  $\varepsilon$  زیر می‌رسیم:

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix} \quad (6-4)$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} \quad (7-4)$$

$$\varepsilon_2 = -\sum \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega_{c\alpha}}{\omega(\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2)} \quad (8-4)$$

$$\varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \quad (9-4)$$

پس شکل بدون بعد  $\varepsilon_1$  بصورت زیر می باشد:

$$\varepsilon = 1 - V\xi \left( \frac{1}{1-\alpha^2} \right) \quad (10-4)$$

که در آن  $\alpha = (\omega_{ce}/\omega)$  می‌باشد.

اکنون معادله (10-4) را در معادله (4-3) قرار می‌دهیم:

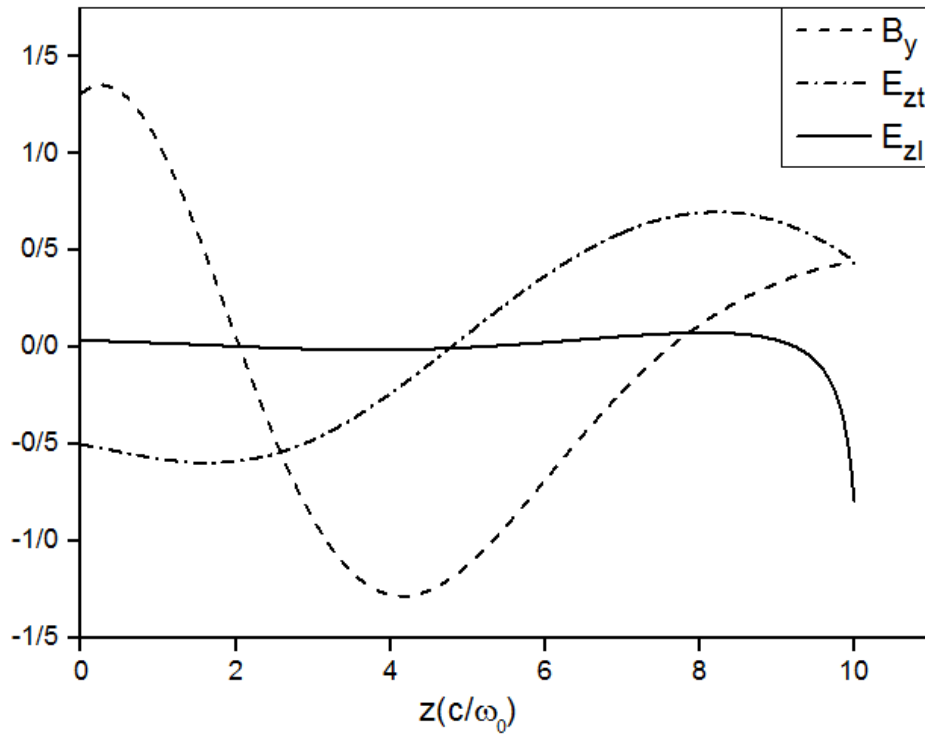
$$\frac{d^2 B}{d\xi^2} - \frac{V}{1-V\xi} \frac{dB}{d\xi} - \left( 1 - V\xi \left( \frac{1}{1-\alpha^2} \right) - \sin^2 \theta_0 \right) B = 0 \quad (11-4)$$

## 4-4 حل عددی

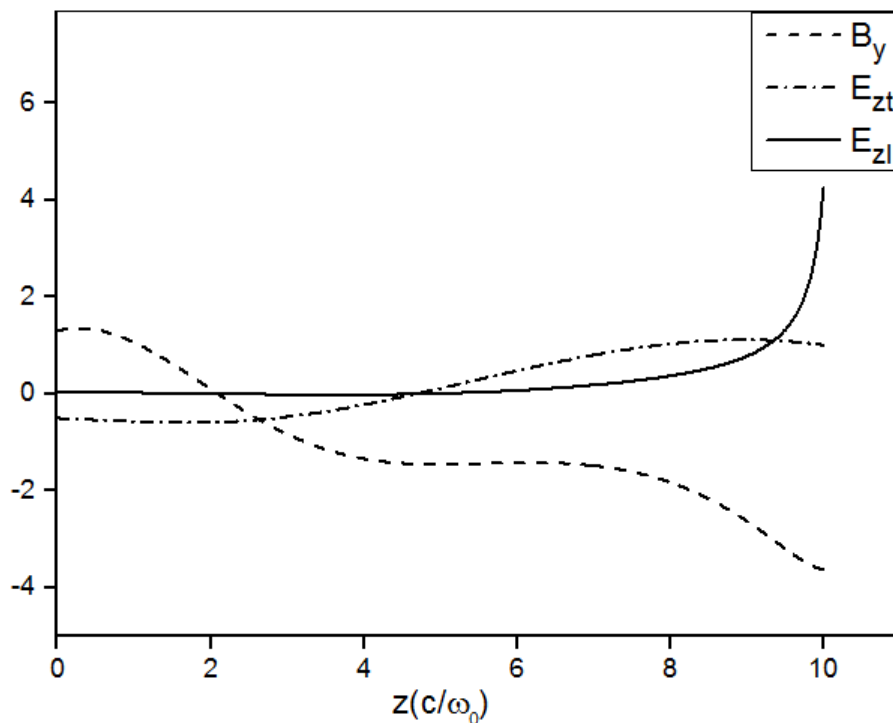
ابتدا  $\varepsilon_1$  را در معادله (4-3) جایگذاری می‌کنیم و با تغییر متغیرهای ذکر شده آن را بدون بعد کرده که

بصورت معادله (11-4) ظاهر شده است و سپس بصورت عددی حل نموده‌ایم و تغییرات میدان‌های الکتریکی

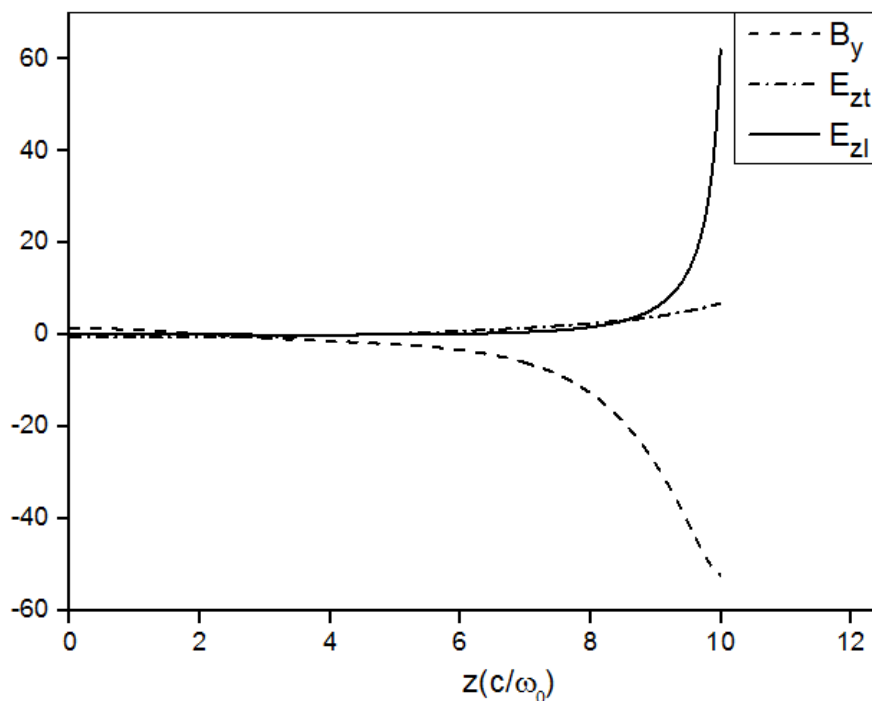
و مغناطیسی بر حسب  $z$  و زاویه‌های مختلف رسم شده است:



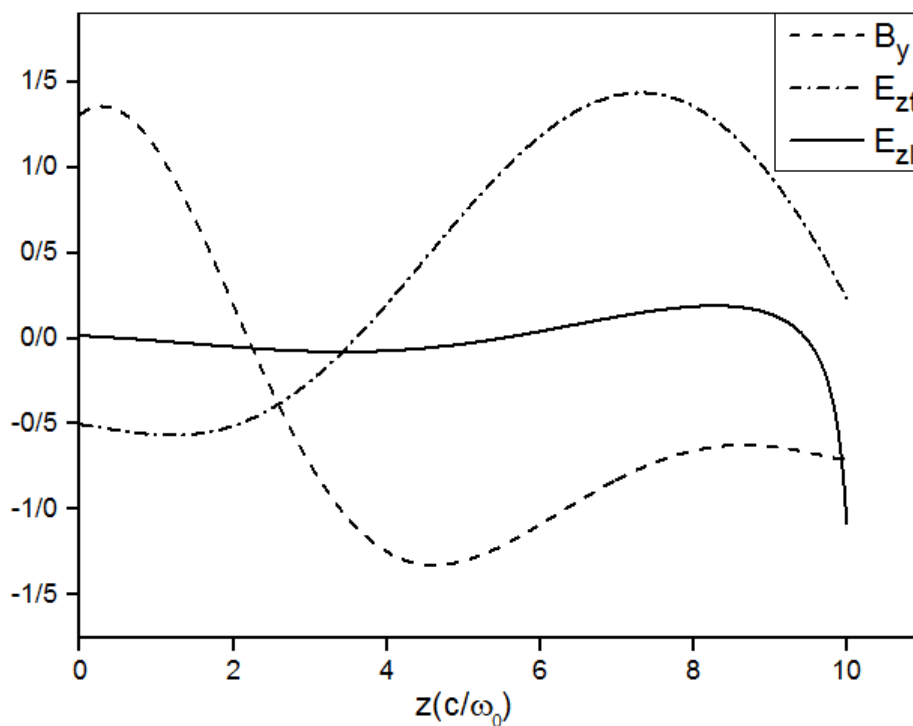
شکل ۴-۱: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $\alpha = 0.2$ .



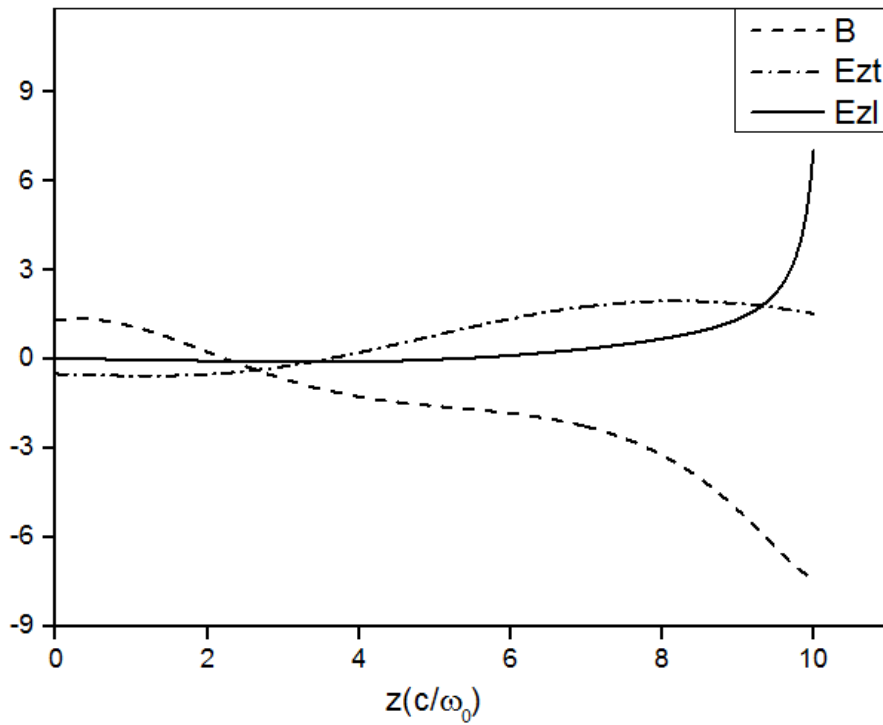
شکل ۴-۲: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $\alpha = 0.4$ .



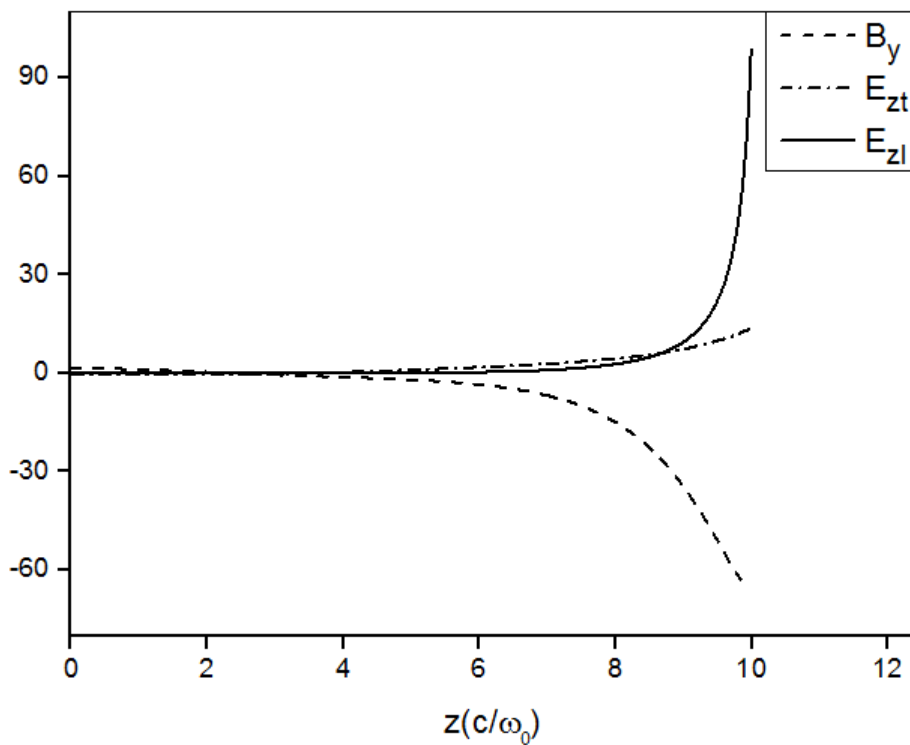
شکل ۳-۴: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $\alpha = 0.6$ .



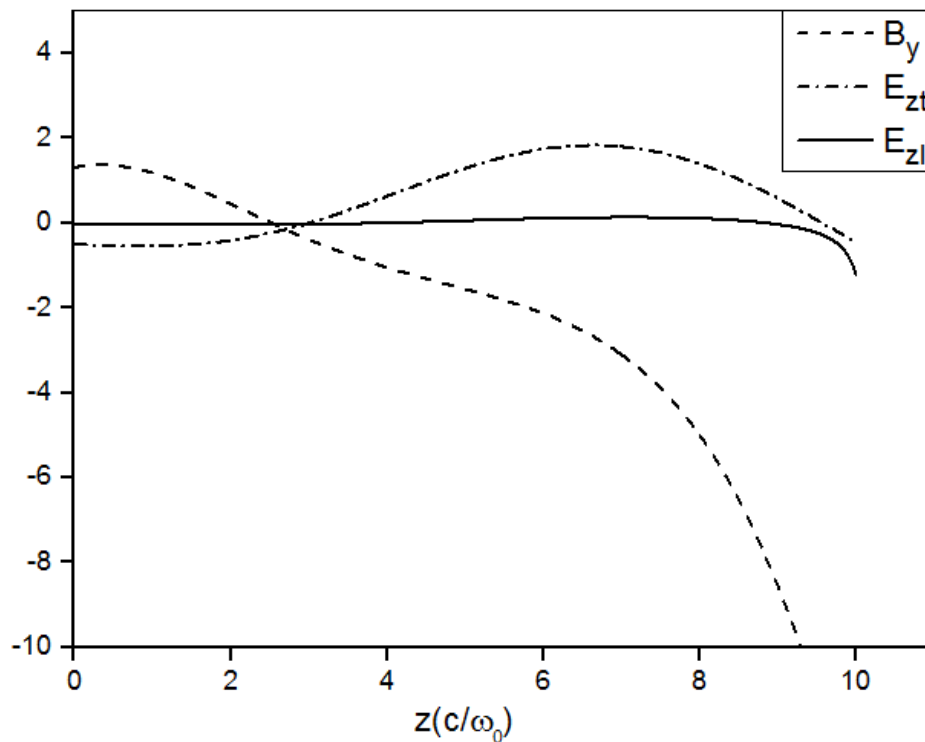
شکل ۴-۴: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $\alpha = 0.2$ .



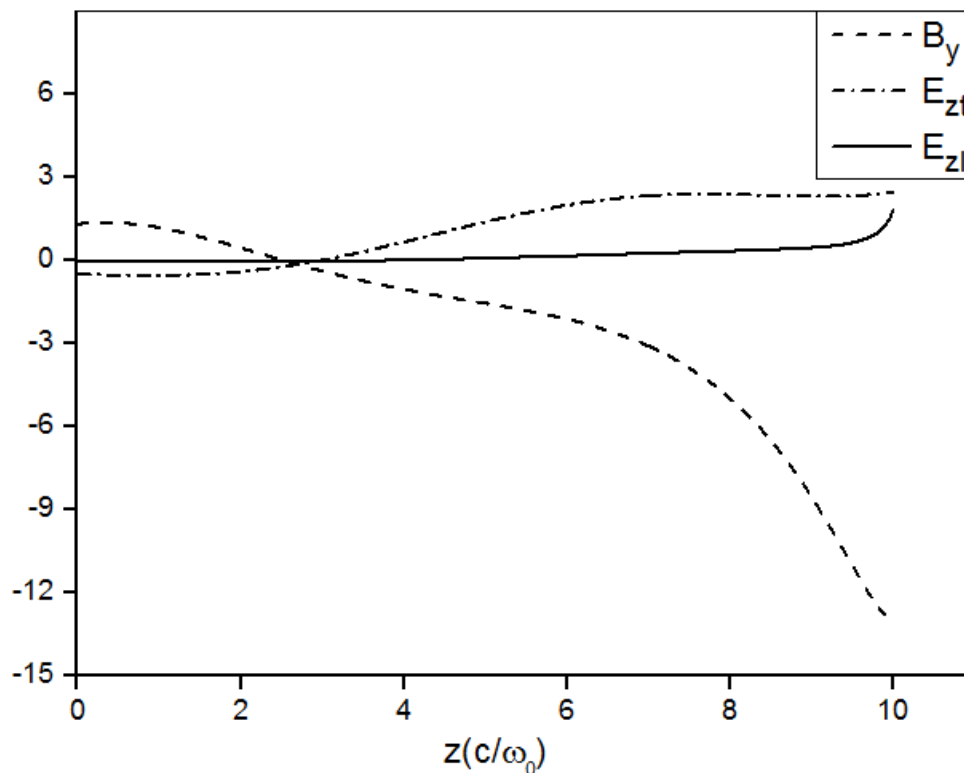
شکل ۴-۵: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $\alpha = 0.4$ .



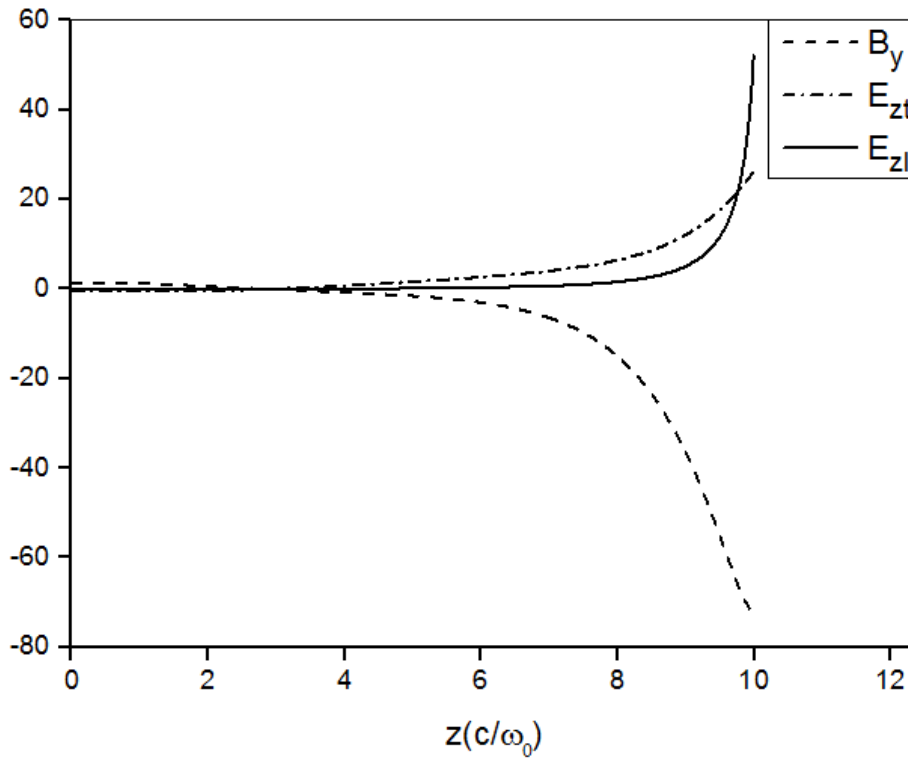
شکل ۴-۶: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $\alpha = 0.6$ .



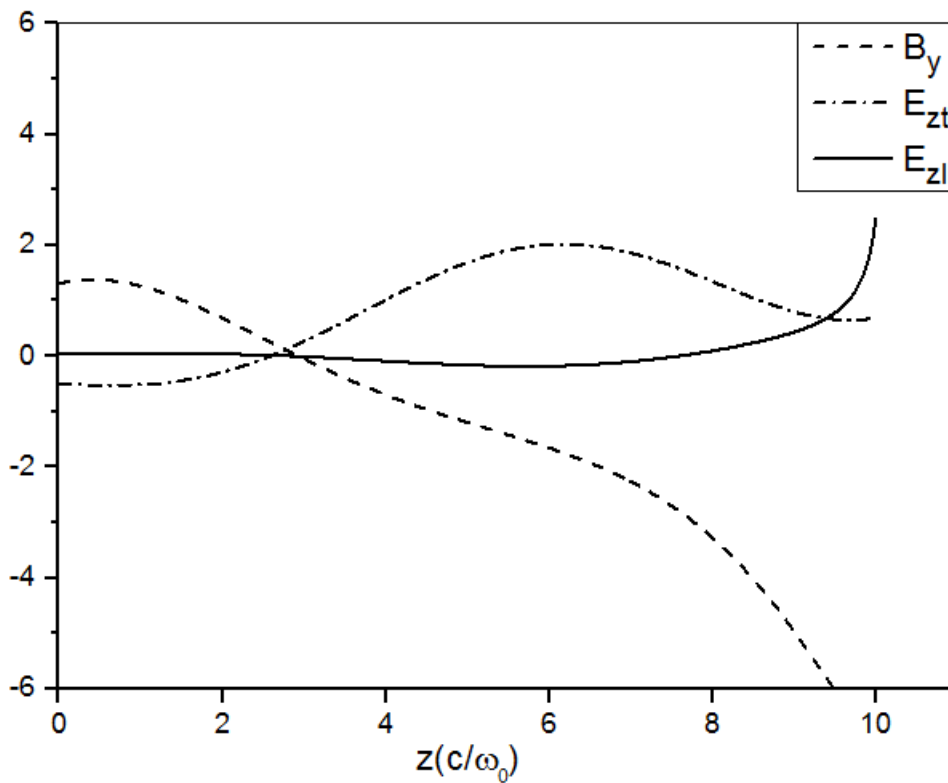
شکل ۴-۷: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  و  $\alpha = 0.2$ .



شکل ۴-۸: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  و  $\alpha = 0.4$ .

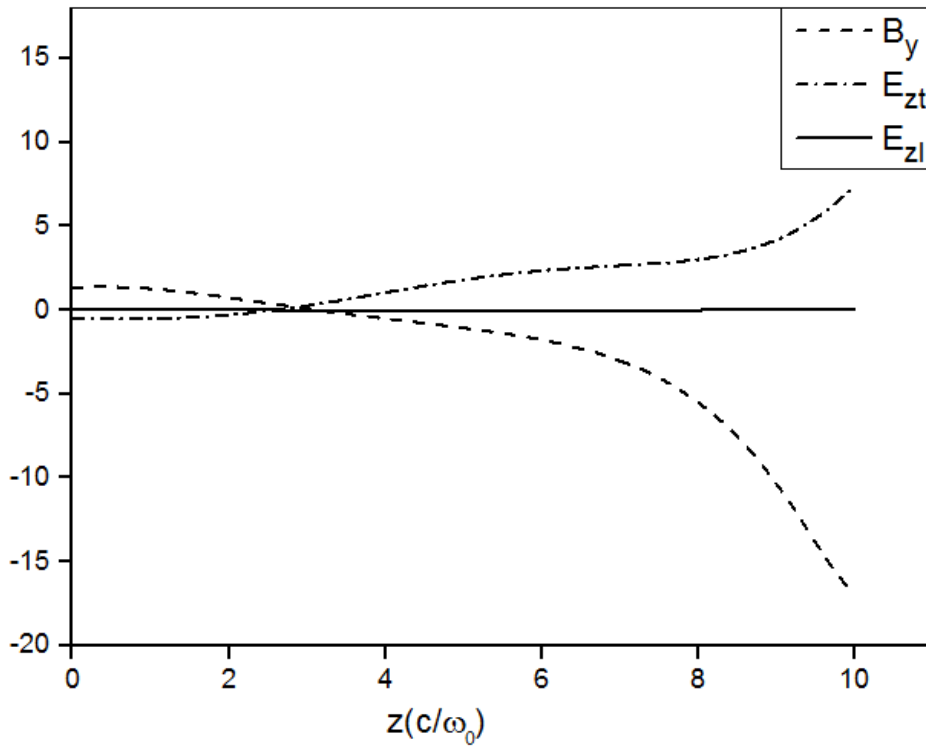


شکل ۴-۹: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  و  $\alpha = 0.6$ .

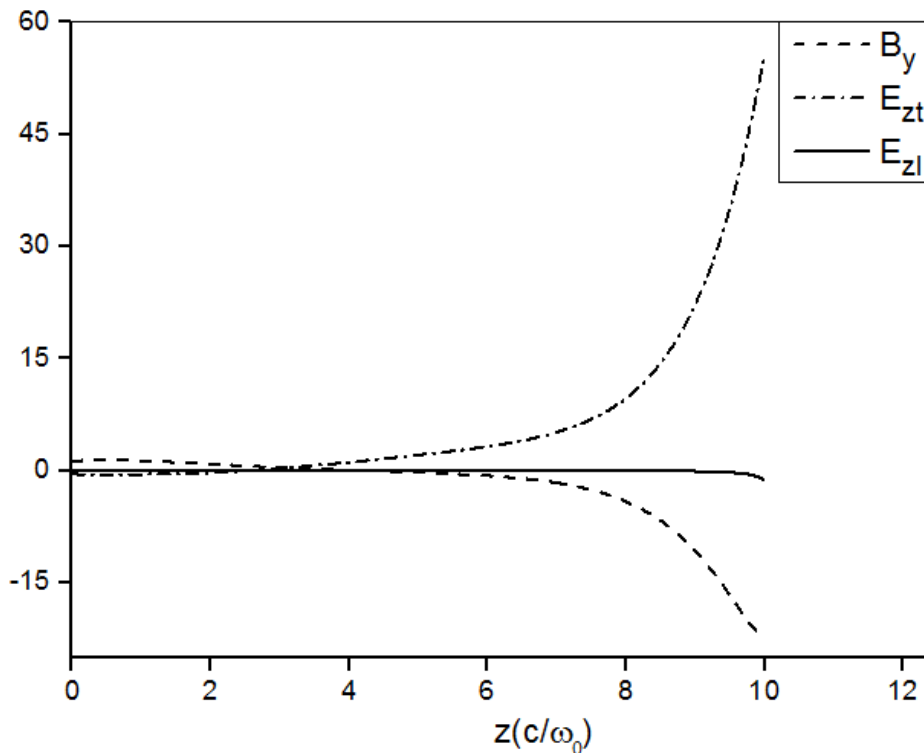


شکل ۴-۱۰: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 40^\circ$  و  $\alpha = 0.2$ .



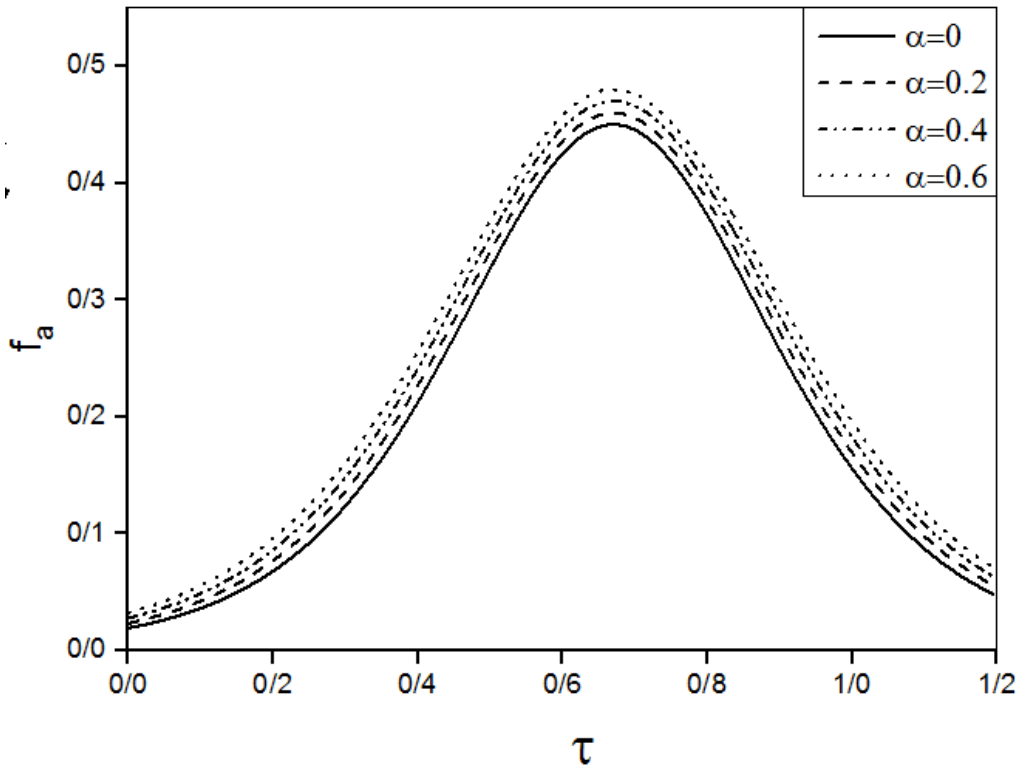


شکل ۴-۱۱: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 40^\circ$  و  $\alpha = 0.4$ .



شکل ۴-۱۲: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 40^\circ$  و  $\alpha = 0.6$ .

در شکل‌های بالا میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$ ، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  و طولی  $E_{zl}$  برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  را برای زاویه‌های مختلف و  $\alpha = (0.2, 0.4, 0.6)$  رسم کرده ایم، همانطور که مشاهده می‌کنید با افزایش  $\alpha$  و  $\theta_0$ ، میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی افزایش پیدا کرده‌اند. میدان الکتریکی  $E_{zl}$  در  $\alpha = 0.2$  به سمت منفی محور است و با افزایش  $\alpha$  به سمت مثبت محور تغییر جهت داده است که نشان دهنده افزایش میدان الکتریکی طولی می‌باشد. دلیل فیزیکی این افزایش را اینگونه می‌توان بیان کرد که با افزایش  $\alpha$  فرکانس سیکلوترونی افزایش پیدا می‌کند ( $\omega_{ce}/\omega$ ) و در نتیجه تابع دی‌الکتریک پلاسمای سرد کاهش پیدا می‌کند. از آنجایی که گذردهی دی‌الکتریک با توجه به معادله (۳-۷) در مخرج می‌باشد انتظار داریم در نزدیکی سطح بحرانی مقدار میدان افزایش یابد در نتیجه  $E_{zt}$  و  $E_{zl}$  نیز افزایش پیدا می‌کنند.



شکل ۴-۱۳: نرخ جذب برای  $(\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6)$

همانطور که در شکل مشاهده می‌شود ماکزیمم مقدار جذب برای این توزیع‌ها  $\tau = 0.67$  که متناظر با  $\theta_0 = 23^\circ$  می‌باشد. در این مقدار  $\tau$ ، جذب به بیشینه‌ی مقدار خود رسیده و با افزایش  $\alpha$  جذب افزایش پیدا کرده است. نتایج بدست آمده از حل عددی معادله (۳-۱۰) با انتظارات ما در مورد نرخ جذب در توافق است. دلیل فیزیکی این افزایش را اینگونه می‌توان بیان کرد که با افزایش میدان مغناطیسی فرکانس سیکلوترونی افزایش یافته و در نتیجه تابع دی‌الکتریک پلاسمای سرد کاهش پیدا می‌کند. از آنجایی که گذردهی دی‌الکتریک در مخرج می‌باشد انتظار داریم در نزدیکی سطح بحرانی مقدار میدان افزایش یابد در نتیجه  $E_{zt}$  و  $E_{zl}$  نیز افزایش پیدا کرده و پارامتر جذب افزایش می‌یابد.

#### ۴-۵ تابع دی‌الکتریک پلاسمای سرد با میدان مغناطیسی ناهمگن

تابع دی‌الکتریک با میدان مغناطیسی ناهمگن نیز مشابه حالت همگن می‌باشد. با این تفاوت که در ناهمگن  $\omega_{ce}$  وابسته به  $z$  می‌باشد [۴۵]. میدان مغناطیسی در حالت کلی به دو قسمت میدان زمینه و میدان ناشی از

لیزر تقسیم می شود که بصورت  $B = B_0 + B_1$  بیان می شود [۴۶]. میدان مغناطیسی ناهمگن را به دو حالت زیر در نظر می گیریم [۴۷-۴۸]:

$$B_0 = B_0 \sin \xi \quad (۱۲-۴)$$

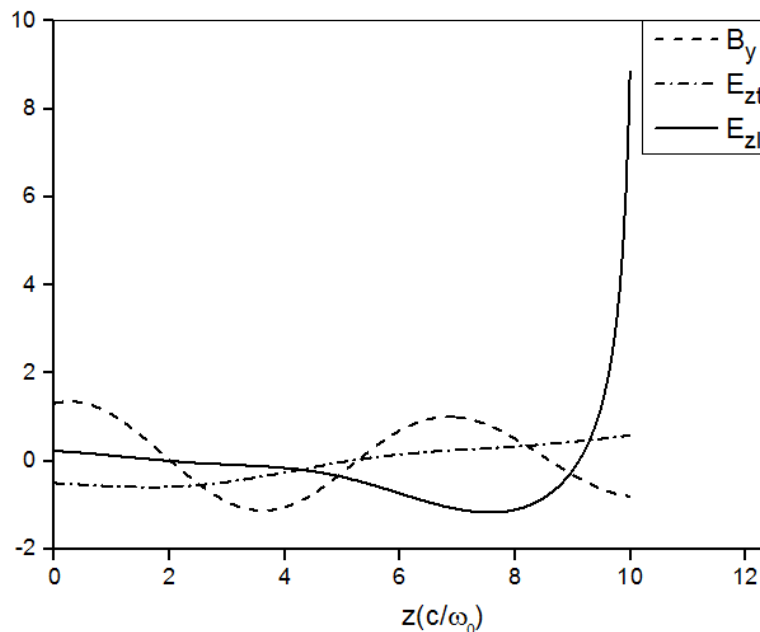
$$B_0 = B_0 \tanh \xi \quad (۱۳-۴)$$

معادله (۴-۳) با توجه به تقسیم میدان مغناطیسی به دو قسمت میدان زمینه و میدان ناشی از لیزر بصورت:

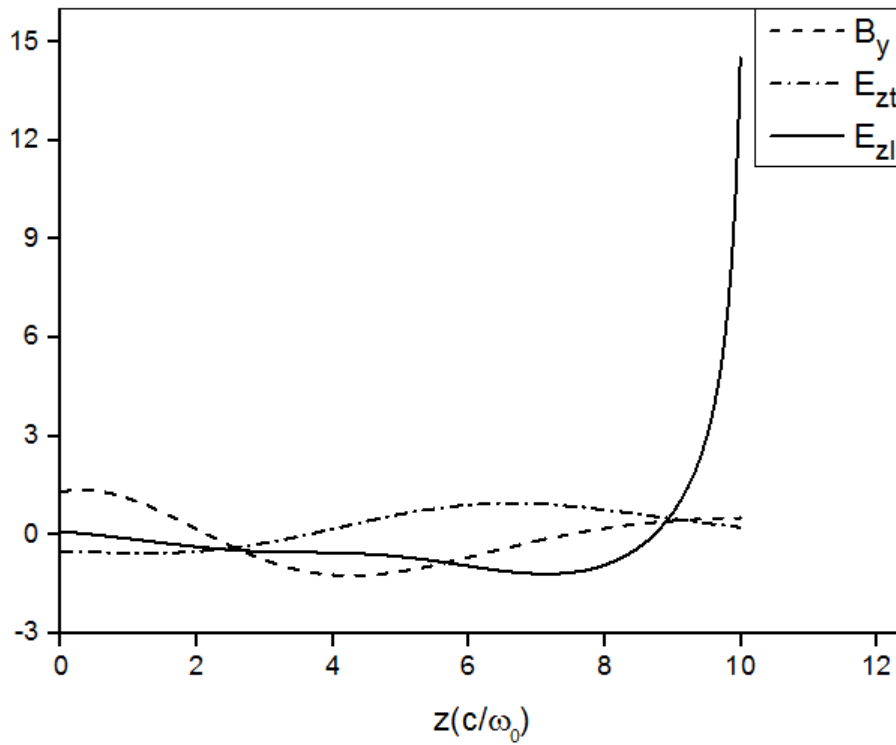
$$\frac{d^2 B_0}{d\xi^2} + \frac{d^2 B_1}{d\xi^2} + \frac{V}{1-V\xi} \left[ \frac{dB_0}{d\xi} + \frac{dB_1}{d\xi} \right] + (1 - V\xi - \sin^2 \theta_0)(B_0 + B_1) = 0 \quad (۱۴-۴)$$

می باشد. معادله (۱۴-۴) را مشابه قبل بصورت عددی حل کرده و تغییرات میدان های مغناطیسی و الکتریکی

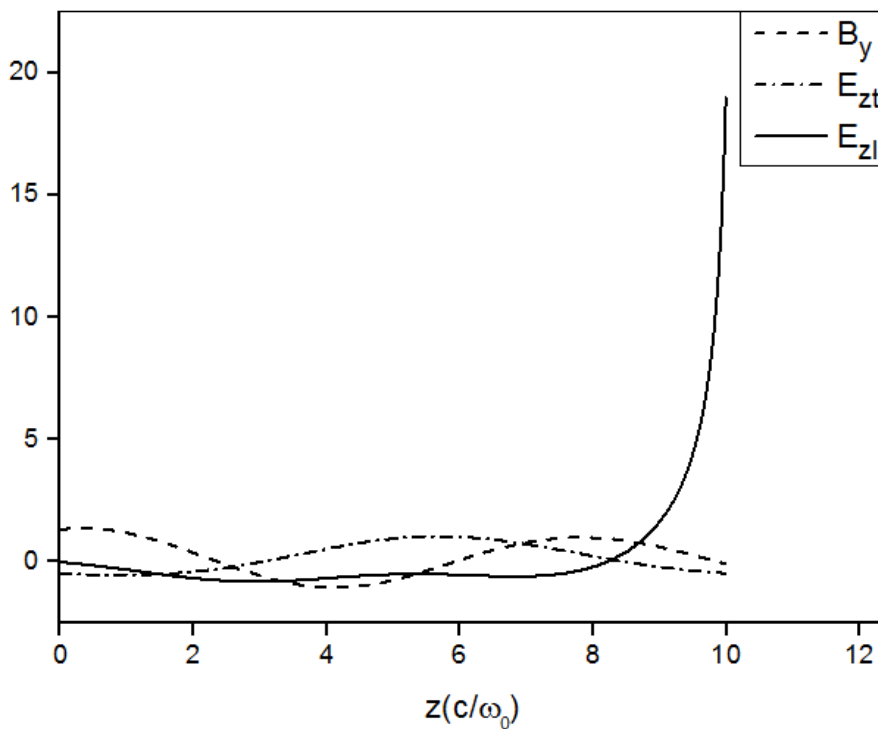
در زوایای مختلف بصورت زیر رسم شده است. با توجه به معادله (۱۲-۴) تغییرات میدان ها بصورت:



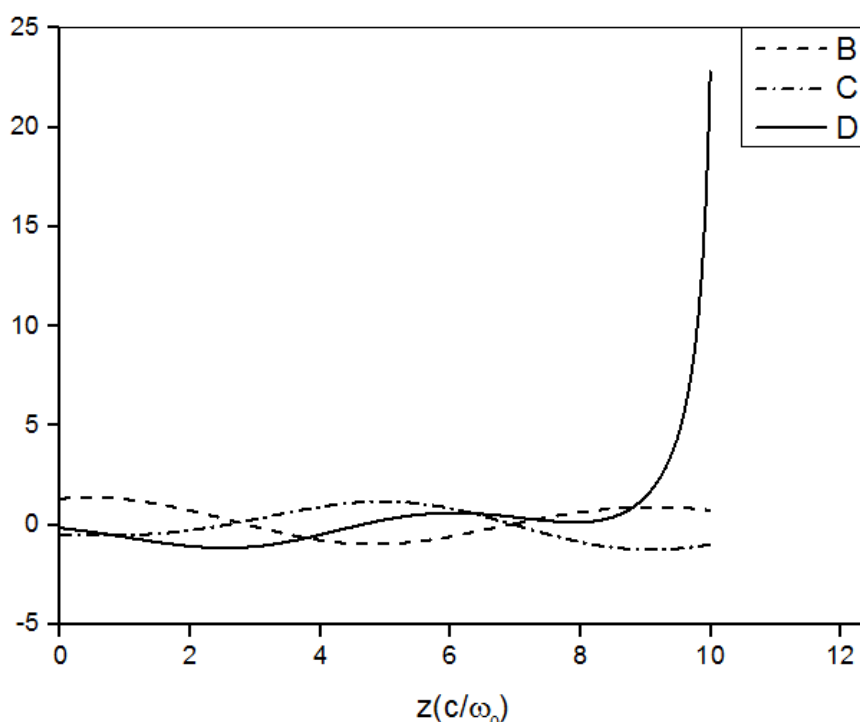
شکل ۴-۱۴: میدان های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$ .



شکل ۴-۱۵: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دو نقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$ .

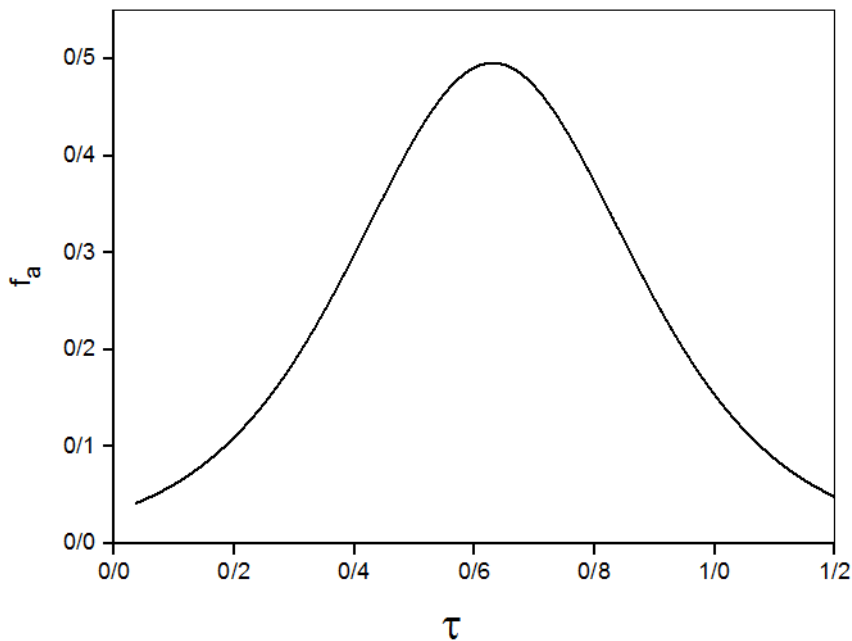


شکل ۴-۱۶: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دو نقطه-خط چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$ .



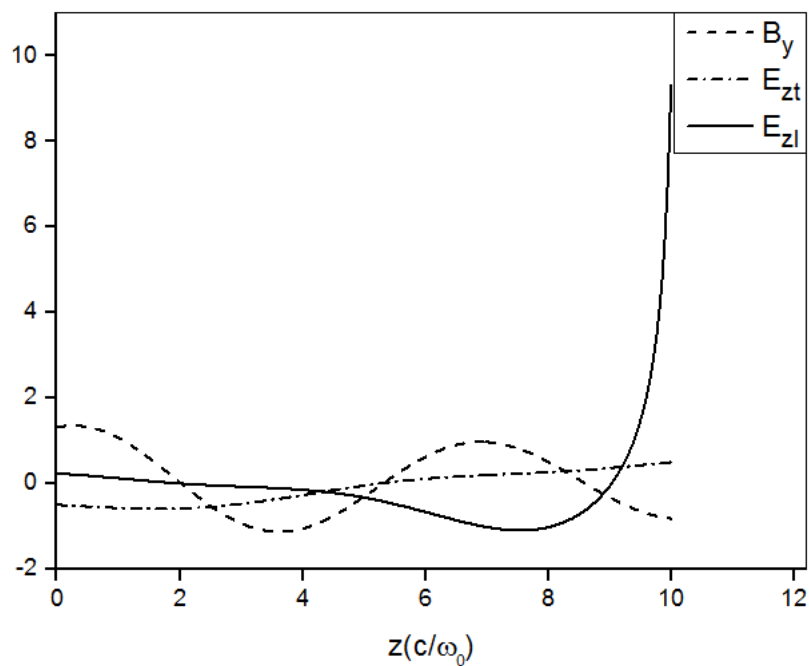
شکل ۴-۱۷: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دو نقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 40^\circ$  و  $B_0 = B_0 \sin \xi$ .

می‌باشد. در شکل‌های بالا میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$ ، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  و طولی  $E_{zl}$  برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  را با در نظر گرفتن  $B = B_0 + B_1$  و با استفاده از معادله (۴-۱۲) برای میدان مغناطیسی ناهمگن برای زاویه‌های مختلف رسم کرده‌ایم. همانطور که مشاهده می‌کنید با افزودن میدان مغناطیسی ناهمگن  $B_0 = B_0 \sin \xi$  و افزایش  $\theta_0$  نیز میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی دوباره افزایش پیدا کرده‌اند. اگر حالت‌های میدان مغناطیسی همگن را با حالتی که میدان مغناطیسی ناهمگن است مقایسه کنیم مشاهده می‌کنیم که در حالت میدان ناهمگن قدرت میدان  $B_y$  بیشتر از حالت میدان همگن است و دامنه آن بیشتر شده است. پس باید دامنه میدان‌های الکتریکی ما نیز افزایش پیدا کنند در نتیجه جذب نیز افزایش پیدا می‌کند. با توجه به میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی نرخ جذب برای این حالت نیز بصورت زیر تغییر می‌کند:

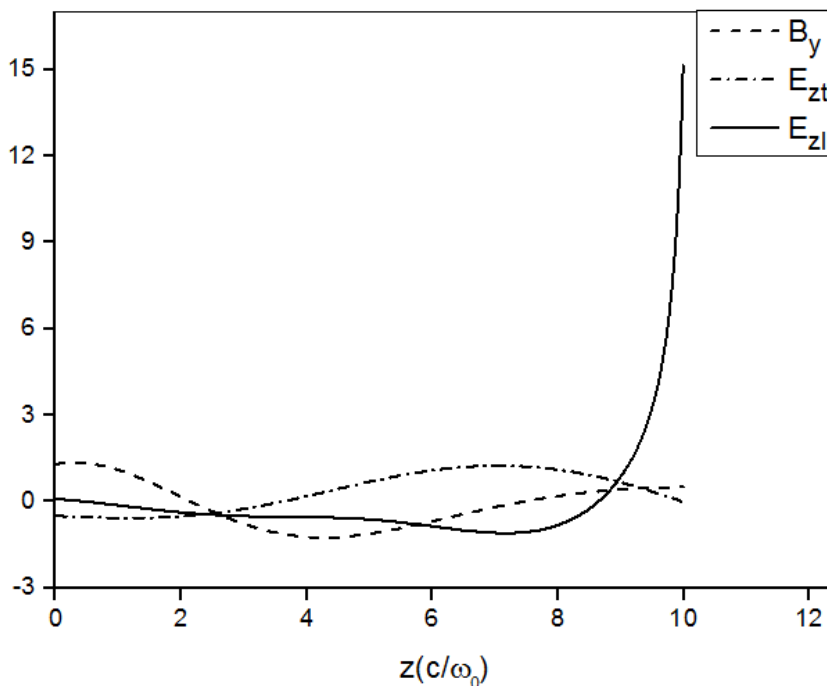


شکل ۴-۱۸: نرخ جذب برای  $B_0 = B_0 \sin \xi$

همانطور که در شکل (۴-۱۸) مشاهده می‌شود ماکزیمم برای نرخ جذب برای این توزیع  $\tau = 0.6$  که متناظر با  $\theta_0 = 16.17^\circ$  می‌باشد. در این حالت جذب به بیشینه مقدار خود رسیده است و با افزایش زاویه نسبت به زاویه بهینه جذب کاهش پیدا کرده و به سمت صفر میل می‌کند. به نظر می‌رسد چون در این مساله الکترون‌ها در حال داغ شدن هستند گذردهی دی الکتریک را باید بصورت وابستگی گرمایی در نظر بگیریم، اما باید در نظر داشت که برهمکنش مربوط به موج الکترومغناطیسی با الکترون‌ها مانند برخوردی نیست که باعث بوجود آمدن گرما شود بلکه هنگامی که موج الکترومغناطیسی با الکترون‌ها برهمکنش می‌کند انرژی از موج الکترومغناطیسی به الکترون‌ها منتقل شده و باعث گرم شدن آنها می‌شود و مطابق با شکل بالا انرژی جذب شده توسط الکترون‌ها در نقطه ماکزیمم تقریباً نصف انرژی موج الکترومغناطیسی می‌باشد و این گرم شدن از نوع برهمکنش لیزر-پلازما می‌باشد. با توجه به معادله (۴-۱۳) نیز تغییرات میدان‌ها به شکل زیر می‌باشد:

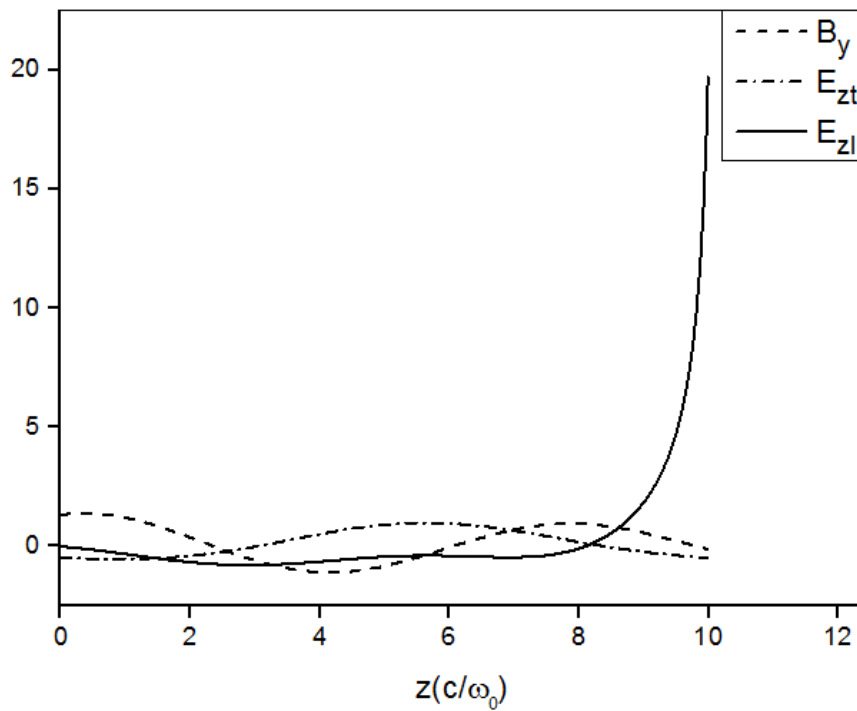


شکل ۴-۱۹: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دو نقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 15^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$ .

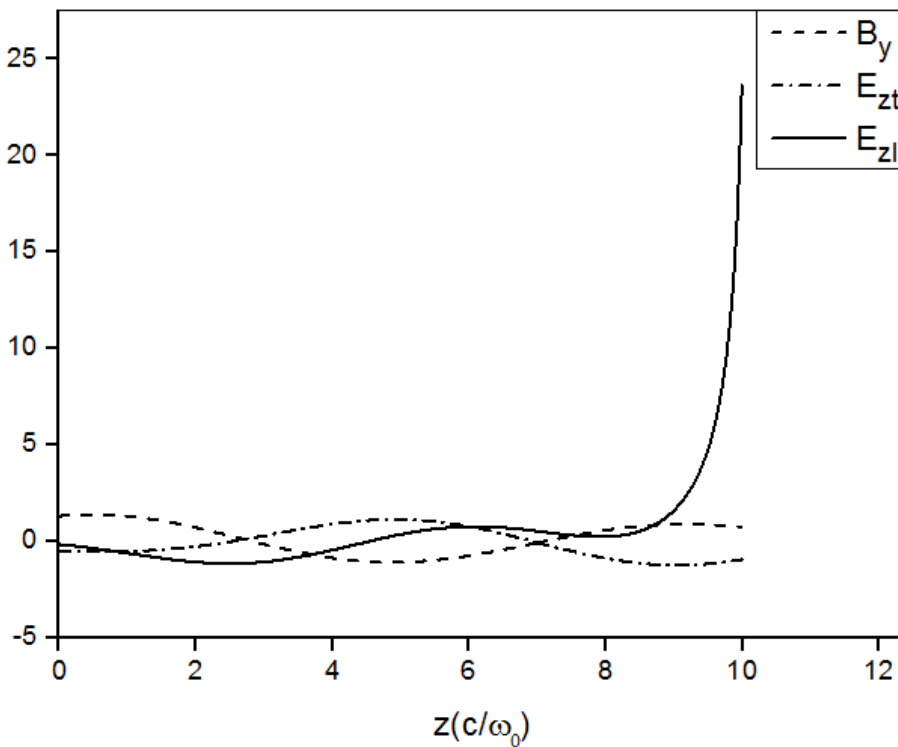


شکل ۴-۲۰: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دو نقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $Z$  و  $\theta_0 = 23^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$ .



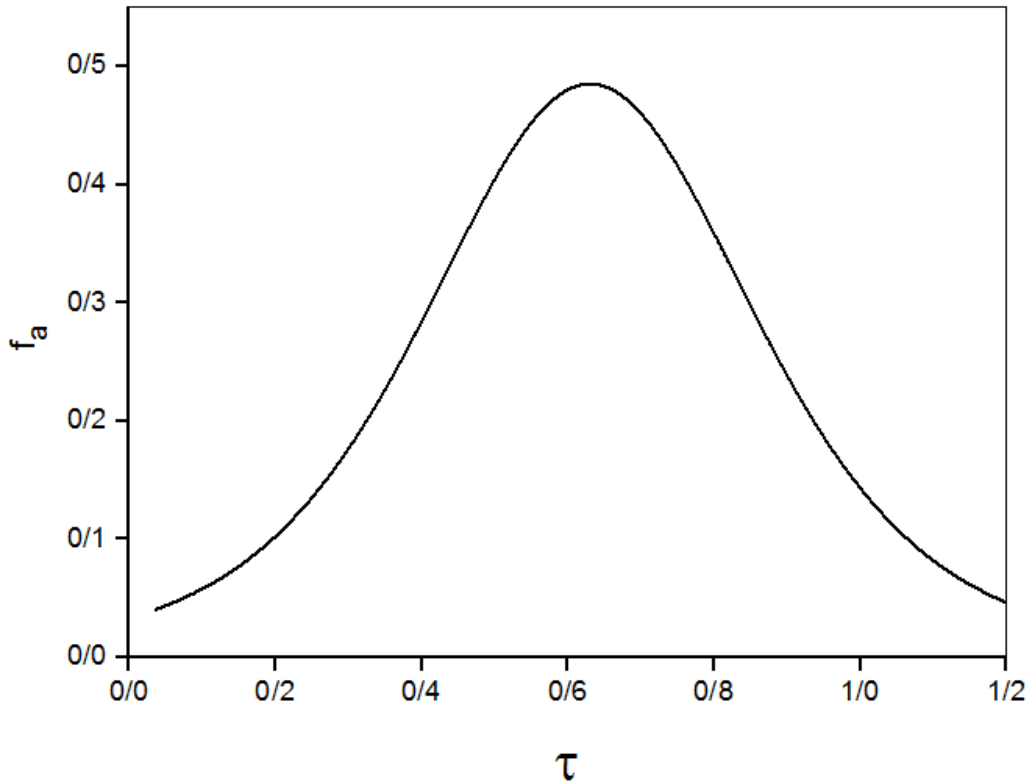


شکل ۴-۲۱: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 30^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$ .



شکل ۴-۲۲: میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط‌چین)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (دونقطه-خط‌چین) و طولی  $E_{zl}$  (منحنی توپر) برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  و  $\theta_0 = 40^\circ$  و  $B_0 = B_0 \tanh \xi$ .

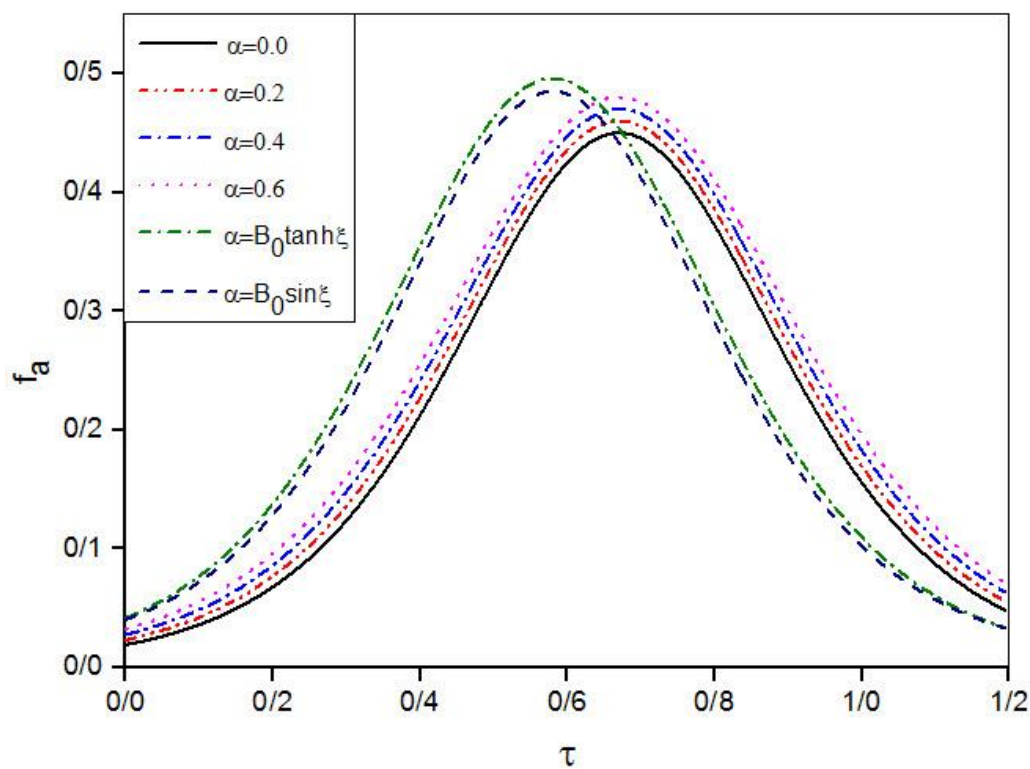
در این قسمت نیز با استفاده از معادله (۴-۱۳) میدان‌های نرمال شده مغناطیسی  $B_y$ ، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  و طولی  $E_{zl}$  برای مختصه چگالی خطی بر حسب  $z$  را برای زاویه‌های مختلف رسم کرده‌ایم و مطابق قبل میدان‌ها افزایش پیدا کرده‌اند. نرخ جذب نیز برای این حالت بصورت زیر تغییر می‌کند:



شکل ۴-۲۳: نرخ جذب برای  $B_0 = B_0 \tanh \xi$

در شکل بالا نیز ماکزیمم برای نرخ جذب برای این توزیع  $\tau = 0.6$  که متناظر با  $\theta_0 = 16.17^\circ$  می‌باشد. با توجه به اینکه در حالت میدان مغناطیسی ناهمگن دامنه میدان‌ها افزایش پیدا کرده نرخ جذب نیز افزایش پیدا کرده است. در حالت همگن بیشترین دامنه ۰,۴۷، برای حالت ناهمگن با توجه به شکل (۴-۱۸) دامنه ۰,۴۸ و با توجه به شکل (۴-۲۳) دامنه ۰,۴۹ می‌باشد که رشد نرخ جذب را نشان می‌دهد. در حالت کلی با توجه به

تمام مطالبی که در بالا گفته شد نرخ جذب برای حالت عدم حضور میدان مغناطیسی خارجی و در حضور میدان مغناطیسی خارجی همگن و ناهمگن بصورت زیر می باشد.



شکل ۴-۲۴: نرخ جذب برای حالت های در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی خارجی همگن و ناهمگن



# فصل ۵:

## نتیجه گیری

## ۵-۱ نتیجه گیری

در فصل دوم این پژوهش با استفاده از معادلات ماکسول به بررسی برهمکنش یک موج الکترومغناطیسی فرکانس بالا با یک پلاسمای غیر برخورداری و غیر هم‌دما پرداختیم. توزیع الکترونی را به دست آورده و سپس دیفرانسیل غیر خطی و معادله انتگرالی برای میدان الکتریکی را نیز به دست آوردیم و رفتار میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را درون پلازما مورد بررسی قرار دادیم. نشان دادیم که تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از حالت سینوسی خارج شده و غیر سینوسی است.

در فصل سوم نیز با استفاده از معادلات ماکسول، معادلات میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی را به دست آورده و به بررسی جذب رزونانسی در خلال فرود مایل یک موج الکترومغناطیسی شدت بالا با قطبش  $P$ - و انتشار آن در پلاسمای زیر چگال با طول مشخصه چگالی پرداختیم.

میدان الکتریکی را به دو بخش عرضی (وابسته به لیزر) و طولی (وابسته به موج الکترونی پلازما) تقسیم کردیم، سپس به روش حل عددی تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر حسب  $z$  را برای زاویه‌های مختلف رسم کردیم و با استفاده از نوسانات موج پلازما  $E_{z1}$ ، نرخ جذب را به دست آوردیم.

در فصل چهارم بار دیگر با استفاده از معادلات ماکسول و افزودن یک میدان مغناطیسی خارجی مشابه فصل سوم به بررسی جذب رزونانسی پرداختیم.

تابع دی‌الکتریک پلاسمای سرد با میدان مغناطیسی (همگن و ناهمگن) را به دست آورده و تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را رسم کردیم. با استفاده از تغییرات میدان‌ها نرخ جذب را نیز برای حالت حضور میدان مغناطیسی خارجی (همگن و ناهمگن) به دست آوردیم. در آخر نرخ جذب را برای تمام حالت‌ها رسم کردیم. همانطور که مشاهده شد در حالت عدم حضور میدان مغناطیسی خارجی ماکزیمم نرخ جذب با  $\tau = 0.67$  که متناظر با زاویه بهینه  $\theta_0 = 23^\circ$ ، دارای دامنه  $0.45$  است، و در حضور میدان مغناطیسی خارجی همگن تا دامنه  $0.47$  افزایش می‌یابد. در حالت حضور میدان مغناطیسی خارجی ناهمگن ماکزیمم نرخ جذب با  $\tau =$

0.6 که متناظر با زاویه بهینه  $\theta_0 = 16.17^\circ$  است. برای  $B_0 = B_0 \sin \xi$  دامنه نرخ جذب به 0.48 رسیده و برای حالت  $B_0 = B_0 \tanh \xi$  دامنه تا 0.49 افزایش یافته است. پس می‌توان گفت با افزودن یک میدان مغناطیسی خارجی نرخ جذب به شکل قابل توجهی افزایش می‌یابد.

## ۲-۵ پیشنهادات

- بررسی اثر نیروی پاندرموتیو در جذب رزونانسی.
- بررسی اثرات گرمایی در جذب رزونانسی.
- شبیه سازی جذب رزونانسی با استفاده از روش ذره در جعبه.



- [1] Browning, P. K..(2005)."Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications ". **Cambridge, UK: Cambridge University Press. pp. 138.**
- [2] Luo, Q. Z., D'angelo, N., & Merlino, R. L. (1998)."Department of Physics and Astronomy". **5 (8).**
- [3] Walt, Martin . (2005). "Introduction to Geomagnetically Trapped Radiation". **Cambridge; New York: Cambridge University Press.**
- [4] Meyer-Vernet, Nicole. (2007). "Basics of the Solar Winds". **Cambridge University Press.**
- [5] Russel, W.B., Saville, D.A. and Schowalter, W. R . (1989). "Colloidal Dispersions". **Cambridge University Press.**
- [6] Chen, F.F.(2006). "introduction to plasma physics and controlled fusion".**springer.**
- [7] Muller, P. (1994). "Glossary of terms used in physical organic chemistry". **Pure and Applied Chemistry, 66(5),pp. 1077-1184.**
- [8] S. Eliezer, (2002). "The Interaction of High-Power Lasers With Plasmas". **Institute of Physics, Bristol.**
- [9] Wilson, J. and Hawkes, (1987). "J.F.B. Lasers: Principles and Applications", **Prentice Hall Publications.**
- [10] O'Shea, D.C., Callen, W.R., and Rhodes, W.T. (1977). "Introduction to Lasers and their Applications", **Addison-Wesley Publishing Company, Inc.Philippines.**
- [11] Letokhov, V.S., Shank, C.V., Shen, Y.R., and Walther, H. (1991). "Interaction of Intense Laser Light with Free Electrons", **M.V. Fedorov; Laser Science and Technology and International Handbook, Harwood Academic Publishers GmbH, Switzerland.**
- [12] Steen, W. M. (1991). "Laser Safety". **In Laser Material Processing .pp. 244-252.**
- [13] Kim, K., Lee, S., & Delfyett, P. J. (2005). "1.4 kW high peak power generation from an all semiconductor mode-locked master oscillator power amplifier system based on eXtreme Chirped Pulse Amplification (X-CPA)". **Optics Express, 13(12), pp. 4600-4606.**
- [14] Shokri, B., & Niknam, A. R. (2006)." Nonlinear structure of the electromagnetic waves in underdense plasmas". **Physics of plasmas, 13(11), pp. 113110.**

- [15] Gaponov, A. V., & Miller, M. A. (1958). "Potential wells for charged particles in a high-frequency electro-magnetic field." **34**, pp. 242.
- [16] Attix, F. H. (2008). "Introduction to radiological physics and radiation dosimetry". **John Wiley & Sons**. pp. 210.
- [17] Baumgärtel, K., & Sauer, K. (1987). "Strongly nonlinear stationary waves. In Topics on Nonlinear Wave-Plasma Interaction". **Birkhäuser Basel**. pp. 173-190.
- [18] S. Eliezer, (2002). "The interaction of high-power lasers with plasmas". **CRC press**. pp. 75.
- [19] Yee, K. (1966). "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media". **IEEE Transactions on antennas and propagation**, **14(3)**, pp. 302-307.
- [20] Weibel, E. S. (1959). "Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution". **Physical Review Letters**, **2(3)**, pp. 83.
- [21] Eliezer, S. (2002). "The interaction of high-power lasers with plasmas". **CRC press**. pp. 77.
- [22] W. L. Kruer, (1988). "The Physics of Laser Plasma Interactions". **Addison-Wesley, New York**.
- [23] King-Smith, R. D., & Vanderbilt, D. (1993). "Theory of polarization of crystalline solids". **Physical Review B**, **47(3)**, pp. 1651.
- [24] Muthupillai, R., Rossman, P. J., Lomas, D. J., Greenleaf, J. F., Riederer, S. J., & Ehman, R. L. (1996). "Magnetic resonance imaging of transverse acoustic strain waves". **Magnetic Resonance in Medicine**, **36(2)**, pp. 266-274.
- [25] S. Eliezer. (2002). "The interaction of high-power lasers with plasmas". **CRC press**. pp. 95.
- [26] Grimes, M. K., Lee, Y. S., Rundquist, A. R., & Downer, M. C. (2000). "Experimental identification of "vacuum heating" at femtosecond-laser-irradiated metal surfaces". **In High-Field Science** (pp. 61-72).

- [27] Kieffer, J. C., Audebert, P., Chaker, M., Matte, J. P., Pepin, H., Johnston, T. W. & Bado, P. (1989). "Short-pulse laser absorption in very steep plasma density gradients". **Physical review letters**, **62(7)**, pp. **760**.
- [28] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. (1996)." IEEE Trans". **Plasma Sci.** **24**, pp. **252**.
- [29] Tajima, T., & Dawson, J. M. (1979). "Laser electron accelerator". **Physical Review Letters**, **43(4)**,pp **267**.
- [30] Malka, V., Fritzler, S., Lefebvre, E., Aleonard, M. M., Burgy, F., Chambaret, J. P., ... & Najmudin, Z. (2002). "Electron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. **Science**, **298(5598)**,pp. **1596-1600**.
- [31] P. Gibbon and E. Förster. (1996)." Plasma Phys". **Contr. F.** **38**, pp. **769**.
- [32] H. Schwöerer, P. Gibbon, S. Düsterer, R. Behrens, C. Ziener, C. Reich, and R. Sauerbrey. (2001). **Phys. Rev. Lett.** **86**, pp. **2317**.
- [33] Meyer-ter-Vehn, J., Atzeni, S., & Ramis, R. (1999). "Inertial confinement fusion". **Europhysics news**, **29(6)**,pp. **202-205**.
- [34] Cai, H. B., Yu, W., Zhu, S. P., Zheng, C. Y., Cao, L. H., Li, B., ... & Bogerts, A. (2006). "Short-pulse laser absorption in very steep plasma density gradients". **Physics of plasmas**, **13(9)**, pp. **94504**.
- [35] Yu, W., & Zhang, J. (1997). "An estimate of resonance absorption of picosecond laser pulses by fibre targets". **Optics communications**, **134(1-6)**, pp. **91-94**.
- [36] Kruer, W. L. (1988). "The physics of laser plasma interactions".
- [37] Cai, H. B., Yu, W., Zhu, S. P., Zheng, C. Y., Cao, L. H., & Pei, W. B. (2006)." Vacuum heating in the interaction of ultrashort, relativistically strong laser pulses with solid targets". **Physics of plasmas**, **13(6)**, pp. **63108**.
- [38] Hong-bo Cai, Wei Yu, Shao-ping Zhu, Chun-yang Zheng, (2006). **Physics of Plasmas** (1994-present) **13**, pp. **94504**.
- [39] Cai, H. B., Yu, W., Zhu, S. P., & Zheng, C. Y. (2006)." Short-pulse laser absorption via  $J \times B$  heating in ultrahigh intensity laser plasma interaction". **Physics of plasmas**, **13(11)**, pp. **113105**.

- [40] Petschek, H. E. (1964). "Magnetic field annihilation". **NASA Special Publication, 50**, pp. 425.
- [41] Chernyshov, A., Overby, M., Liu, X., Furdyna, J. K., Lyanda-Geller, Y., & Rokhinson, L. P. (2009). "Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material by means of spin-orbit magnetic field". **Nature Physics, 5(9)**, pp. 656-659.
- [42] Hong, F. T., Mauzerall, D., & Mauro, A. (1971). "Magnetic anisotropy and the orientation of retinal rods in a homogeneous magnetic field". **Proceedings of the National Academy of Sciences, 68(6)**, pp. 1283-1285.
- [43] Galsgaard, K., & Nordlund, Å. (1996). "Heating and activity of the solar corona: 1. Boundary shearing of an initially homogeneous magnetic field". **Journal of Geophysical Research: Space Physics, 101(A6)**, pp. 13445-13460.
- [44] Wu, Z. (2010). **PhD. Thesis.**"Quantum corrections for fundamental plasma behaviors". **Doctoral dissertation, City University of Hong Kong.**
- [45] Krall, N. A., Trivelpiece, A. W., & Gross, R. A. (1973). "Principles of plasma physics". **American Journal of Physics, 41(12)**, pp. 1380-1381.
- [46] Isichenko, M. B., & Petviashvili, N. V. (1995). "Ergodic mixing for turbulent drift motion in an inhomogeneous magnetic field". **Physics of Plasmas, 2(10)**, pp. 3650-3654.
- [47] Huba, J. D., Gladd, N. T., & Papadopoulos, K. (1977). "The lower-hybrid-drift instability as a source of anomalous resistivity for magnetic field line reconnection". **Geophysical Research Letters, 4(3)**, pp. 125-128.
- [48] Khalil, S. H., Sayed, Y. A., Amein, W. H., & Mahdy, A. I. (1994). "Nonlinear wave generation by laser plasma interaction in an oscillating inhomogeneous magnetic field". **Arab Journal of Nuclear Sciences and Applications, 27(3)**, pp. 195-209.

## **Abstract:**

The interaction of short pulsed laser with a solid body has become an important part of studies due to its many applications. Some of these applications are X-ray source, plasma particle accelerator, fast ion and fusion generation by inertial encapsulation, and etc. In such cases, non-linear effects will be very important, because it is the effects of high-intensity laser.

In this study, with taking into account Maxwell's equations and using hydrodynamic equations, behavior of high-frequency electromagnetic waves in plasma and under dense non-contact and non-magnetic studied and related charts have been drawn. Then we studied the emission of a P-polarized electromagnetic wave in a sub-dense plasma, and obtained an optimum angle and absorption rate, and plotted changes in the electric and magnetic fields.

Followed by adding an external magnetic field (homogeneous and heterogeneous) to check these behavior is discussed and plotted the diagrams of the changes in the electric and magnetic fields, as well as the absorption rate. We have shown that external magnetic field on the fields affected and they will increase and therefore the absorption rate is also increased.

**Keywords:** the dense plasma, resonance absorption, external magnetic field.





**Shahrood University of Technology**  
**Faculty of Physics and Nuclear Engineering**  
**M.Sc. Thesis in Atomic and Molecular physics**

**Effect of External Magnetic Field on Resonance  
Absorption in Laser-Plasma Interaction**

**Hossien Gorouie**

Supervisors:

**Dr. Mehdi momeni**

**Dr. Mojtaba Hashemzadeh**

**September 2017**