

صلى الله عليه وسلم



دانشگاه صنعتی شیراز

دانشکده علوم، گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد
در رشته فیزیک گرایش فوتونیک

بررسی انتشار امواج نوری در فراماده از نوع کر و کاربرد آن به عنوان عدسی کامل

نگارش:

مریم ناصری

استاد راهنما:

دکتر علیرضا کشاورز

استاد مشاور:

دکتر غلامرضا هنرآسا

بهمن ۱۳۹۳

تقدیم به پدر و مادر عزیزم

سپاسگزاری

همچون همیشه و با تمام وجود قدردان زحمات پدر و مادر بی نظیرم هستم، هر چند کلمات قادر به توصیف محبت بی اندازه‌ی ایشان و سپاسگزاری درخور از زحماتشان نیستند. از وجود خواهران عزیزم که همواره در کنارم بوده‌اند برخود می‌بالم و هر روز بیشتر دوستشان خواهم داشت.

از جناب آقای دکتر کشاورز، که با صبر و بردباری راهنما و همراه من در یادگیری امر پژوهش و انجام این پایان‌نامه بودند کمال تشکر را دارم. همچنین از جناب آقای دکتر هنرآسا، برای راهنمایی‌های ارزشمندشان سپاسگزارم.

در پایان و نه کمتر از دوستی بسیار عزیز قدردانی می‌کنم که دلگرمی و محبت ایشان تحمل ناملایمات بی‌شمار این دوره را برای من ممکن ساخت. باشد که لایق لطف و همکاری این عزیزان باشم.

چکیده

بررسی انتشار امواج نوری در فراماده از نوع کر و کاربرد آن به عنوان عدسی کامل

نگارش:

مریم ناصری

فرامواد، ساختارهای مصنوعی هستند که به امواج نوری به شکلی غیرمعمول پاسخ می‌دهند. یکی از ویژگی‌های برجسته فرامواد که در حالت کلی در مواد طبیعی دیده نمی‌شود، ضریب شکست منفی است. در چنین موادی، بردار میدان الکتریکی، بردار میدان مغناطیسی و بردار انتشار یک مجموعه چپگرد تشکیل می‌دهند و در اصلاح ماده‌ای چپگرد خواهیم داشت. ماده چپگرد از نوع کر، خواص متفاوتی نسبت به ماده کر معمولی و مواد چپگرد نشان می‌دهد که به علت برهمکنش بین اثر پراش و اثر غیرخطی محیط می‌باشد. اخیراً چنین اثر منحصربه‌فردی در فرمواد از نوع کر به تحقیقات بسیاری برای هدایت و دستکاری انتشار نور منجر شده است.

در این تحقیق، ابتدا اثرات غیرخطی شامل تولید هارمونیک دوم، تقویت پارامتری، انتشار سالیتون و اثر خودکانونی برای پرتوهای خانواده گاوسی در فراماده از نوع کر مورد بررسی قرار گرفته و با اثرات معادل در محیط کر معمولی مقایسه می‌شود.

همچنین به عنوان یکی از کاربردهای فراماده، پس از بررسی ویژگی‌های تصویربرداری یک تیغه فراماده از نوع کر و ساختاری چندلایه از فلز/دی‌الکتریک، یک نانوساختار چندلایه غیرخطی فلز/دی‌الکتریک برای داشتن حداکثر وضوح تصویر و جبران سازی فاز پیشنهاد می‌شود.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	فصل ۱: مقدمه
۷	فصل ۲: معرفی فراماده
۸	۱-۲ مواد چپگرد
۹	۲-۲ ضریب شکست موثر منفی
۱۱	۳-۲ خواص اصلی ماده با ضریب شکست منفی
۱۳	۴-۲ کاربردهای فرامواد
	فصل ۳: تولید هارمونیک دوم، تقویت پارامتری و انتشار سالیتون در فراماده از نوع کر
۱۴	۱-۳ تولید هارمونیک دوم در موادی با ضریب شکست منفی
۲۰	۲-۳ تقویت پارامتری اپتیکی در موادی با ضریب شکست منفی
۲۳	۳-۳ انتشار سالیتون
۳۰	فصل ۴: اثر خودکانونی در محیط فراماده از نوع کر
۳۱	۱-۴ مدل مسئله
۳۳	۲-۴ حل تحلیلی
	۱-۲-۴ شبیه‌سازی انتشار پرتو گاوسی در تیغه کر چپگرد با استفاده از روش تحلیلی
۳۷	۳-۴ حل عددی

۴۲ روش عددی
۴۴ روش ماتریس ABCD
۴۷ روش ماتریسی
۴۸ گاوس و بسل گاوس از تیغه کر چپگرد
۵۲ یک ساختار چند لایه
۵۴	فصل ۵: عدسی کامل
۵۵ ۱-۵ مقدمه
۶۱ ۲-۵ جبران سازی فاز در LHM ها
۶۳ ۳-۵ ویژگی های تصویر برداری ابر عدسی از جنس نقره و ابرعدسی فراماده از نوع کر
۶۶ ۴-۵ تصویر برداری زیرطول موج با استفاده از نانوساختار فلز/دی الکتریک
۷۲ ۵-۵ تصویر برداری زیرطول موج با استفاده از نانوساختار غیرخطی فلز/دی الکتریک
۸۴	فصل ۶: نتیجه گیری و پیشنهادات
۸۵ ۱-۶ نتیجه گیری
۸۶ ۲-۶ پیشنهادات
۸۷	مراجع
۹۵	پیوست ۱: معادله غیرخطی شرودینگر برای محیط فراماده غیرخطی
۱۰۰	پیوست ۲: روش وردشی برای حل معادله غیرخطی شرودینگر

فهرست شکل‌ها

صفحه	عنوان
۸	شکل ۱-۲: جهت بردارهای میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی، توان و بردار فاز
۱۱	شکل ۲-۲: مقایسه ضریب شکست در محیط‌های چپگرد و معمولی
	شکل ۱-۳: طرح نمادین فرآیند SHG (الف) در PIM و (ب) در NIM، و توزیع موج اصلی و موج با فرکانس دو برابر در امتداد تیغه (ج) PIM و (د) NIM. [۴۶] [۴۶]
۱۷	شکل ۲-۳: طرح نمادین فرآیند OPA (الف) در PIM و (ب) در NIM، و عامل تقویت جورشده‌گی فاز η_{1a} برای موج سیگنال و عامل تبدیل η_{2g} (ج) در PIM و (د) NIM. [۴۶]
۲۱	شکل ۳-۳: نفوذپذیری مغناطیسی موثر به عنوان تابعی از $ H ^2/E_c^2$. [۴۹]
۲۴	شکل ۴-۳: دامنه‌های سالیتون مرکب روشن ($\sigma_p = \sigma_q = 1$) برای $\nu = 1$ و $r = \Lambda_q/\Lambda_p$ در واحدهای اختیاری [۴۹]
۲۶	شکل ۵-۳: دامنه‌های سالیتون مرکب تاریک ($\sigma_p = \sigma_q = -1$) برای $k = 1$ و $r = \Lambda_q/\Lambda_p = 2$ در واحدهای اختیاری [۴۹]
۲۷	شکل ۶-۳: دامنه‌های سالیتون مرکب پیچ‌خورده ($\sigma_p = \sigma_q = -1$) برای $\nu = 1$ و $r = \Lambda_q/\Lambda_p = 2$ در واحدهای اختیاری
۲۹	شکل ۷-۳: تحول فضایی - زمانی سالیتون‌ها. (الف) سالیتون‌های روشن (RHM) با دامنه پایین ν . (ب) سالیتون‌های تاریک (LHM) با دامنه پایین k
۲۹	شکل ۱-۴: طرح نمادین عبور پرتو از تیغه فراماده از نوع کر

- شکل ۴-۲: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p = ۲.۳$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش مثبت به طول $L_{LHM} = ۱۵cm$ ، ب) فضای آزاد پس از آن
 ۳۷ (روش تحلیلی)
- شکل ۴-۳: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p = ۵$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش مثبت به طول $L_{LHM} = ۱۵cm$ ، ب) فضای آزاد پس از آن
 ۳۷ (روش تحلیلی)
- شکل ۴-۴: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p = ۲$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش مثبت به طول $L_{LHM} = ۲۰cm$ ، ب) فضای آزاد پس از آن
 ۳۸ (روش تحلیلی)
- شکل ۴-۵: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p = ۵$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش منفی به طول $L_{LHM} = ۲۳cm$ ، ب) فضای آزاد پس از آن
 ۳۸ (روش تحلیلی)
- شکل ۴-۶: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p < ۱$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش منفی به طول $L_{LHM} = ۲۰cm$ ، ب) فضای آزاد پس از آن
 ۳۸ (روش تحلیلی)
- شکل ۴-۷: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p < ۱$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش مثبت به طول $L_{LHM} = ۲۰cm$ ، ب) فضای آزاد پس از آن در
 ۳۹ فاصله $z = ۱۵cm$ (روش تحلیلی)
- شکل ۴-۸: فلوجارت روش گام مجزای فوریه
 ۴۲
- شکل ۴-۹: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p < ۱$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش منفی، ب) فضای آزاد پس از آن (روش عددی)
 ۴۳
- شکل ۴-۱۰: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p = ۲$ ، الف) با عبور از تیغه کر چپگرد
 با قطبش منفی، ب) فضای آزاد پس از آن در فاصله (روش عددی)
 ۴۳
- شکل ۴-۱۱: عبور پرتو لیزر با $R_p = ۵$ از تیغه کر چپگرد با قطبش
 منفی، ب) عبور پرتو لیزر با $R_p = ۱۰$ از تیغه کر چپگرد با قطبش منفی
 ۴۴ (روش عددی)

- شکل ۴-۱۲: عبور پرتو لیزر با $R_p = 2$ ، الف) از تیغه کر چپگرد با قطبش مثبت به طول $L_{LHM} = 15\text{cm}$ ، ب) فضای آزاد پس از آن در فاصله $z = 15\text{cm}$ (روش عددی) ۴۴
- شکل ۴-۱۳: شدت پرتو لیزر به ازای $R_p = 2$ با عبور از الف) فراماده از نوع کر با قطبش مثبت به طول $L_{LHM} = 15\text{cm}$ ، ب) فضای آزاد پس از آن در فاصله $z = 15\text{cm}$ ۴۷
- شکل ۴-۱۴: شدت پرتو لیزر با عبور از تیغه چپگرد با قطبش منفی به ازای الف) $R_p = 5$ ، ب) $R_p = 10$ ۴۸
- شکل ۴-۱۵: حالت‌های مختلف شدت پرتو با عبور EHChG از تیغه کر چپگرد ۴۹
- شکل ۴-۱۶: حالت‌های مختلف شدت پرتو با عبور BG از تیغه کر چپگرد ۴۹
- شکل ۴-۱۷: حالت‌های مختلف شدت پرتو با عبور ELG از تیغه کر چپگرد ۵۰
- شکل ۴-۱۸: تحول پهنای پرتو EHChG در تیغه کر چپگرد به ازای $L_{LHM} = 10\text{cm}$ الف) برای $R_p = 1/15$ و ب) برای $R_p = 2/3$ ۵۱
- شکل ۴-۱۹: تحول پهنای پرتو EHChG در فضای آزاد پس تیغه کر چپگرد به ازای الف) $R_p = 1/15$ ؛ $L_{LHM} = 10\text{cm}$ در سطر اول و $L_{LHM} = 15\text{cm}$ در سطر دوم، ب) $R_p = 1/15$ ؛ $L_{LHM} = 10\text{cm}$ در سطر اول، و $R_p = 2/3$ در سطر دوم. ۵۲
- شکل ۴-۲۰: طرح نمادین ساختار چند لایه شامل لایه‌های متناوب RHM و LHM ۵۳
- شکل ۴-۲۱: توزیع شدت پرتو EHChG در صفحه عرضی، در هر مرز ساختار چندلایه. ۵۳
- شکل ۵-۱: نمونه‌ای از یک عدسی کامل ۵۶
- شکل ۵-۲: طرح نمادین تقویت دامنه امواج میرا ۵۹
- شکل ۵-۳: الف) ضریب شکست منفی در LHMها، ب) انتشار امواج در یک سیستم OM - LHM ۶۲
- شکل ۵-۴: تابع MTF برای فضای آزاد [۷۰] ۶۵
- شکل ۵-۵: الف) تابع MTF، ب) تابع PTF برای تیغه نقره [۷۰] ۶۵
- شکل ۵-۶: الف) تابع MTF، ب) تابع PTF برای تیغه فراماده از نوع کر ۶۵

- شکل ۵-۷: طرح نمادین نانو ساختار چند لایه ۶۷
- شکل ۵-۸: منحنی‌های MTF و PTF برای مقادیر مختلف ε و η در طول موج $335nm$ ۷۱
- شکل ۵-۹: منحنی‌های MTF و PTF برای مقادیر مختلف ε و η در طول موج $360nm$ ۷۲
- شکل ۵-۱۰: منحنی‌های MTF و PTF برای مقادیر مختلف ε و η در طول موج $380nm$ ۷۳
- شکل ۵-۱۱: قسمت‌های حقیقی و موهومی گذردهی در راستای z ساختار دوره‌ای به ازای $\rho = 0/45$ ، $\alpha = 1$ و $\hbar\omega = 2/3$ ۷۶
- شکل ۵-۱۲: قسمت‌های حقیقی و موهومی گذردهی در راستای x ساختار دوره‌ای به ازای $\rho = 0/45$ ، $\alpha = 1$ و $\hbar\omega = 2/3$ ۷۶
- شکل ۵-۱۳: قسمت‌های حقیقی و موهومی گذردهی در راستای z ساختار دوره‌ای به ازای $\rho = 0/46$ ، $\alpha = 1$ و $\hbar\omega = 1.7$ ۷۶
- شکل ۵-۱۴: قسمت‌های حقیقی و موهومی گذردهی در راستای z ساختار دوره‌ای به ازای $\rho = 0/46$ ، $\alpha = 1$ و $\hbar\omega = 1/7$ ۷۷
- شکل ۵-۱۵: منحنی‌های MTF و PTF برای نانو ساختار غیرخطی فلز/دی‌الکتریک به ازای $\eta = 0/45$ و ضخامت‌های مختلف ابرعدسی . . ۷۸
- شکل ۵-۱۶: منحنی‌های MTF و PTF برای نانو ساختار غیرخطی فلز/دی‌الکتریک به ازای $\eta = 0/44$ و ضخامت‌های مختلف ابرعدسی . . ۷۹
- شکل ۵-۱۷: منحنی‌های MTF و PTF برای نانو ساختار غیرخطی فلز/دی‌الکتریک به ازای $\eta = 0/46$ و ضخامت‌های مختلف ابرعدسی . . ۸۰
- شکل ۵-۱۸: توزیع میدان عرضی به ازای $\eta = 0/44$ و (الف) $D = 40nm$ ، (ب) $D = 60nm$ ۸۱
- شکل ۵-۱۹: توزیع میدان عرضی به ازای $\eta = 0/45$ و (الف) $D = 40nm$ ، (ب) $D = 60nm$ ۸۲
- شکل ۵-۲۰: توزیع میدان عرضی به ازای $\eta = 0/46$ و (الف) $D = 40nm$ ، (ب) $D = 60nm$ ۸۳

فصل ۱

مقدمه

عبارت فراماده اولین بار توسط ولسر^۱، از دانشگاه آستین^۲ تگزاس در سال ۱۹۹۹ میلادی مورد استفاده قرار گرفت که در اصل به عنوان "کامپوزیت ماکروسکوپی با ساختار سه بعدی مهندسی شده برای تولید ترکیبی بهینه در دو یا چند پاسخ به تشدیدهای خاص که در طبیعت یافت نمی‌شود،" تعریف می‌شود [۱]. همچنین دایره‌المعارف ویکی‌پدیا^۳، فراماده را به‌عنوان "ماده‌ای که خواص خود را به‌جای اینکه به طور مستقیم از ترکیبش بگیرد از ساختار خود می‌گیرد" [۲] تعریف می‌کند.

مواد با ضریب شکست منفی در سال ۱۹۶۷ توسط وسلاگو^۴ پیشنهاد شدند [۳]. هرچند، پیشتر ایده‌هایی مرتبط با ضریب شکست منفی و موج پسرو^۵ مطرح شده بودند. مندلشتم^۶ ضریب شکست منفی و انتشار موج پسرو را در کتاب خود در سال ۱۹۴۴ معرفی کرد [۴] و خطوط انتقال موج پسرو توسط ملیزینت توسط وسلاگو^۷ در سال ۱۹۵۱ توصیف شد. این توصیف نشان داد که سرعت فاز موج از بی‌نهایت به سوی منبع است [۵]. تاریخچه اولیه در این زمینه با جزئیات بیشتر در مرجع [۶] آمده است.

مشکل اصلی کارهای اولیه به علت محدودیت‌های فناوری بود تا آنجا که این ایده‌ها تنها در حد یک کنجکاوی علمی باقی ماند و توجه چندانی را به خود جلب نکرد.

با ظهور میکرو و نانو ساختارها، امکانات جدیدی برای پیاده سازی عملی فرامواد متفاوت به وجود آمد و این زمینه به طور عمیق توسط گروه‌های تحقیق متعددی مورد مطالعه قرار گرفت. مقالات اصلی پندری^۸ تاثیر به‌سزایی در این مورد داشتند [۷، ۸]. پیشرفت بیشتر در زمینه فرامواد با تائید تجربی وجود ماده‌ایی با ضریب شکست منفی^۹ (NRM) توسط اسمیت^{۱۰} و همکارانش ایجاد شد [۹-۱۲]. عملی بودن استفاده از NRM برای تصویر برداری که مانع محدودیت‌های پراش شود، در سال ۲۰۰۰ توسط پندری پیشنهاد شد.

Walser^۱

Austin^۲

Wikipedia^۳

Veselago^۴

Backward wave^۵

Mandelstam^۶

Malyuzhinets^۷

Pendry^۸

Negative Refractive Index^۹

Smith^{۱۰}

امروزه تعداد زیادی از گروه‌های تحقیقاتی روی NRM مطالعه می‌کنند و تعداد مقالات در این باره به صورت نمایی در حال افزایش است.

در سال ۲۰۰۰ میلادی، پندری موضوع عدسی کامل را مطرح کرد [۱۳]. از آن پس، اثر عدسی گونه و تصویربرداری با استفاده از فراماده چپگرد^۱ (LHM) که همزمان دارای گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی منفی و در نتیجه دارای ضریب شکست منفی است [۱۴]، توجه بسیار زیادی را به خود جلب کرده‌اند. یک میدان الکترومغناطیس واگرا ناشی از یک منبع نقطه‌ای می‌تواند تحت شرایط خاصی توسط یک تیغه LHM بازکانونی شود، تمام طیف منبع بازسازی شود و در نتیجه وضوح تصویری بی‌سابقه بدست آید، این موضوع توسط شبیه‌سازی‌های عددی [۱۵، ۱۶] و تجربی [۱۷، ۱۸] تحقیق شده است.

بررسی‌ها نشان می‌دهند چنین اثری نقش بسیار مهمی در انتشار پرتو الکترومغناطیسی دارا می‌باشد. به عنوان مثال، اختلاف فاز پرتو گاوسی ناشی از جابه‌جایی فاز گویی^۲ در محیط‌های معمولی را می‌توان توسط تیغه‌های LHM جبران کرد [۱۹]. همچنین، نشان داده شده است که با استفاده از روزنه و تیغه‌ای که ضریب شکست منفی نشان می‌دهد، می‌توان پرتو را فراتر از حد پراش کانونی کرد [۲۰]. برای توصیف انتشار خطی امواج در محیط‌های چپگرد، معادله دیفرانسیل جزئی به دست آمده و توابع انتقال گسترش یافته‌اند [۲۱]. LHM ها ابتدا در ناحیه ریزموج به دست آمدند، امروزه، ضریب شکست منفی در محدوده نوری نیز قابل مشاهده است [۲۲].

ساختارهایی با افت پایین، LHM های همگن نیز در ناحیه فرکانس نوری نیز پیشنهاد شده‌اند [۲۳، ۲۴]. به علاوه، گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری موثر غیرخطی در مواد چپگرد را می‌توان با نشان دادن ساختاری فلزی از سیم‌ها و مشددهای حلقوی^۳ درون یک دی‌الکتریک با گذردهی غیرخطی وابسته به شدت میدان الکتریکی مشاهده نمود. برای LHM با پاسخ غیرخطی مکعبی، یا LHM از نوع کر^۴، برهمکنش بین پراش و اثر غیرخطی مخالف محیط کر معمولی مشاهده شده است [۲۵]. این موضوع به همراه رابطه منحصر به فرد پراش در مواد چپگرد، تحقیقات بسیاری را به خود جلب کرده است. [۲۶]

مطالعات اخیر نشان داده‌اند، فرامواد غیرخطی پدیده‌های وابسته به شدت گسترده‌ای

^۱ Left Handed Metamaterial

^۲ Gouy phase shift

^۳ Split-ring resonators

^۴ Kerr

نشان می‌دهند، مانند دوپایداری^۱، تولید هارمونیک دوم^۲ و تقویت پارامتری^۳. نشان داده شده است که تشدیدهای الکتریکی یا مغناطیسی در فرامواد غیرخطی را می‌توان به صورت دینامیکی با تغییر میدان‌های خارجی تنظیم کرد.

وضوح نوری نسبی به علت اثرات پراش محدود می‌شود که مانع تصویربرداری از ویژگی‌های زیرطول موج می‌شود. چنین جزئیات دقیقی به وسیله‌ی تغییرات سریع فضایی امواج الکترومغناطیس در سطح شیء رمزنگاری شده‌اند. با این وجود، این میدان‌ها به صورت نمایی با فاصله از بین می‌رود و بنابراین تنها در میدان نزدیک قابل آشکارسازی هستند. خارج از میدان نزدیک افت اطلاعات با فرکانس فضایی بالا، مانع ایجاد تصویر یک شیء با وضوح بهتر از $\lambda/2$ می‌شود.

تصویربرداری نوری زیرطول موج در میدان نزدیک می‌تواند توسط پراب روبشی میدان نزدیک انجام شود. در واقع، امواج میرایی که به صورت نمایی از بین می‌روند توسط پروب روبشی آشکار می‌شوند.

در عین موفقیت‌آمیز بودن بازسازی ساختارهای زیرطول موج، این تکنیک دارای چند اشکال از جمله توان پایین، ضرورت پردازش داده از پراب روبشی و عدم توانایی برای همزمان دیدن قسمت‌های مختلف شیء تصویر برداری شده می‌باشد. برای بسیاری از کاربردها (به عنوان مثال میکروسکوپی زیستی) مطلوب است از دستگاهی استفاده شود که یک تصویر مستقیم میدان دور شامل ویژگی‌های زیرطول موج تهیه کند. به همین دلیل است که "ابر عدسی"^۴ توجه زیادی به خود جلب کرده است. ابر عدسی ابزاری است که قادر به گرفتن وضوح زیرطول موج، با استفاده از موادی با ضریب شکست منفی، می‌باشد.

ابر عدسی پیشنهاد شده نه تنها امواج را کانونی می‌کند، بلکه امواج میرا را طوری تقویت می‌کند که میدان‌های منتشر شونده و میرا هر دو در تصویر میدان دور مشارکت داشته باشند و وضوحی خیلی بالاتر از حد پراش حاصل کنند. با این وجود، مطالعات متعدد نشان می‌دهد که به علت طبیعت تشدید امواج میرا، توان بازسازی زیرطول موج اکثر ابرعدسی‌ها به خاطر افت مواد به شدت پایین می‌آید. از این گذشته، هر چند ابرعدسی مدهای میرا را تقویت و بنابراین قابل آشکار سازی می‌کند، امواج میرا نمی‌توانند برای کانونی شدن توسط یک عدسی معمولی آماده شوند.

¹ Bistability

² Second Harmonic Generation

³ Parametric Amplification

⁴ Superlens

یک عدسی ایده‌آل از چنین مشکلی ممانعت می‌کند: نه تنها میدان‌های میرا را برای بازسازی اطلاعات زیرطول‌موج می‌گیرد، بلکه آن‌ها را برای پردازش با المان‌های اپتیکی استاندارد مهیا می‌کند. این پدیده با انتقال اطلاعات حمل شده توسط میدان‌های میرا به بخش طیف انتشاری امکان پذیر است. با ادامه انتقال، این امواج انتشاری آشکار شده و در میدان دور با استفاده از روش‌های شبیه تصویر برداری سنتی پردازش می‌شوند.

اولین ابرعدسی در سال ۲۰۰۴ با ضریب شکست منفی وضوح تصویری سه برابر بهتر از حد پراش در ناحیه ریزموج تولید کرد [۲۷]. در سال ۲۰۰۵، اولین ابرعدسی میدان نزدیک توسط فنگ و همکارانش^۱ ارائه شد، اما این عدسی بر اساس ضریب شکست منفی نبود. در عوض، یک تیغه نازک نقره برای بهبود مدهای میرا از طریق پلاسمون‌های سطحی مورد استفاده قرار گرفت [۲۸]. در سال ۲۰۰۷ محققان ابر تصویر برداری با استفاده از ماده‌ای با ضریب شکست منفی را در ناحیه مرئی گزارش دادند [۲۹]. در سال ۲۰۱۰ نیز ابرعدسی استوانه‌ای در ناحیه مرئی پیشنهاد شد که امکان تبدیل امواج میرا به امواج انتشاری را میسر می‌ساخت [۳۰]. در سال ۲۰۱۱ ساختاری چندلایه شامل لایه‌های متناوب فلز و دی الکتریک با ضخامت‌های متفاوت ارائه شد که قادر به تصویربرداری زیرطول‌موج بود.

در این تحقیق ابتدا اثرات غیر خطی در فرمواد از نوع کر، مانند تولید هارمونیک دوم، تقویت پارامتری و انتشار سالیتون مورد مطالعه قرار می‌گیرد. پس از آن اثر خودکانونی به عنوان یکی دیگر از اثرات غیرخطی، با جزئیات بیشتر و به روش‌های مختلف، بررسی می‌شود. بررسی اثر خودکانونی در محیط کر چپگرد با استفاده از روش عددی، محدودیت روش تحلیلی را از میان برمی‌دارد. همچنین انتشار سایر پرتوهای خانواده گاوسی، پرتوهای الگانت هرمیت کسینوس هایپربولیک گاوس، الگانت لاگر گاوس و بسل گاوس، با استفاده از روش عددی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. یک ساختار چند لایه شامل لایه‌های متناوب چپگرد و راستگرد پیشنهاد می‌شود، که به وسیله آن کانونی شدن پرتوهای لیزر در فواصل طولانی‌تر امکان پذیر می‌گردد. روش پیشنهادی دیگر برای بررسی اثر خود کانونی در محیط فراماده از نوع استفاده از روش ماتریس انتقال می‌باشد. ماتریس انتقال پیشنهاد شده در این تحقیق، سازگاری قابل قبولی با روش‌های تحلیلی و عددی نشان می‌دهد، به این ترتیب امکان بررسی آسان‌تر انتشار در این محیط میسر می‌شود.

در مرحله بعد، برای بهبود ویژگی‌های تصویربرداری زیر طول‌موج ساختار چندلایه

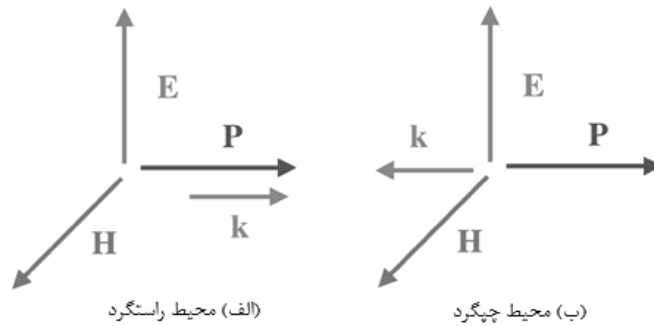
فلز/دی‌الکتریک، استفاده از دی‌الکتریک غیرخطی به جای دی‌الکتریک خطی پیشنهاد شد. شبیه‌سازی عددی انجام شده، بهبود قابل توجهی برای تصویر برداری با ساختار پیشنهاد شده نشان می‌دهد.

فصل ۲

معرفی فراماده

۱-۲ مواد چپگرد

عبارت "ماده چپگرد" اولین بار توسط وسلاگو در سال ۱۹۶۷، برای ماده‌ای با مقادیر منفی μ و ϵ معرفی شد. این نام گذاری به این علت است که میدان الکتریکی \vec{E} ، میدان مغناطیسی \vec{B} ، و بردار موج \vec{k} به جای یک دستگاه راستگرد، یک دستگاه چپگرد تشکیل می‌دهند، شکل ۱-۲.



شکل ۱-۲: جهت بردارهای میدان الکتریکی، میدان مغناطیسی، توان و بردار فاز (الف) در محیط راستگرد (ب) در محیط چپگرد

این موضوع را می‌توان با نوشتن معادلات ماکسول برای یک موج الکترومغناطیس تخت

بررسی کرد:

$$\begin{aligned} [\vec{k}, \vec{E}] &= \frac{\omega}{c} \mu \vec{H}, \\ [\vec{k}, \vec{H}] &= -\frac{\omega}{c} \epsilon \vec{E}. \end{aligned} \quad (1-2)$$

هنگامی که ϵ و μ همزمان مثبت باشند، \vec{H} ، \vec{E} و \vec{k} یک مجموعه راستگرد تشکیل می‌دهند.

توجه کنید شارش انرژی که توسط بردار پوینتینگ تعریف می‌شود، همیشه با بردارهای

موج یک دستگاه راستگرد تشکیل می‌دهد:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, \vec{H}] \quad (2-2)$$

در مواد چپگرد بردارهای \vec{k} و \vec{S} پادموازی هستند. این پدیده همچنین به منفی شدن ضریب شکست ماده منجر می‌شود.

۲-۲ ضریب شکست موثر منفی

ضریب شکست مختلط یک محیط توسط نسبت سرعت موج الکترومغناطیس در خلأ به سرعت آن درون محیط موردنظر تعریف می‌شود، بنابراین می‌توان آن را به صورت $n^2 = \mu\varepsilon$ نوشت که در آن μ نفوذپذیری مغناطیسی نسبی مختلط و ε گذردهی الکتریکی نسبی مختلط می‌باشد. اگر μ و ε در یک طول موج معین همزمان منفی باشند، در این صورت در رابطه $n^2 = \mu\varepsilon$ می‌توان علامت منفی را برای ضریب شکست محیط انتخاب کرد.

از آنجایی که هیچ ماده‌ی شناخته شده‌ای به طور ذاتی دارای گذردهی و نفوذپذیری منفی نیست، ماده با ضریب شکست منفی ترکیبی از دو ماده است که به طور مجزا $\mu < 0$ و $\varepsilon < 0$ را نشان دهد. حال این سوال مطرح می‌شود که در چه صورت می‌توان چنین ترکیبی را به عنوان محیطی با ضریب شکست منفی در نظر گرفت. با آغاز از شکل انتگرالی معادلات ماکسول (قانون گاوس و آمپر)، داریم

$$\int_C \vec{H} d\vec{l} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{D} d\vec{S}, \quad (3-2)$$

$$\int_C \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} d\vec{S}. \quad (4-2)$$

متوسط میدان‌ها به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\langle H \rangle_{x_i} = \frac{1}{a_{x_i}} \int_0^{x_i} \vec{H} d\vec{r},$$

$$\langle B \rangle_{x_i} = \frac{1}{a_{x_i}} \int_0^{x_i} \vec{B} d\vec{s}, \quad (5-2)$$

$$x_i = x, y, z.$$