



دانشگاه پیام نور

دانشکده علوم پایه

پایان نامه

برای دریافت مدرک کارشناسی ارشد

رشته فیزیک حالت جامد

گروه علمی فیزیک

عنوان پایان نامه

انتشار سالیتون‌های نوری در محیط‌هایی با بهره غیر خطی و

پراکندگی رامان درون پالسی

آزاده زیرراهی

استاد راهنما:

دکتر محسن حاتمی

استاد مشاور:

دکتر عبدالرسول قرائتی

تیرماه ۱۳۹۲

صلى الله عليه وسلم



دانشگاه پیام نور

دانشکده علوم پایه

مرکز شیراز

پایان نامه

برای دریافت مدرک کارشناسی ارشد

رشته فیزیک حالت جامد

گروه علمی فیزیک

عنوان پایان نامه

انتشار سالیتون‌های نوری در محیط‌هایی با بهره غیر خطی و

پراکندگی رامان درون پالسی

آزاده زیرراهی

استاد راهنما:

دکتر محسن حاتمی

استاد مشاور:

دکتر عبدالرسول قرائتی

تیرماه ۱۳۹۲

تاریخ : ۱۳۹۲/۰۴/۲۲
شماره : ۰۵/۱۶۲۷۲
پیوست :



دانشگاه پیام نور استان فارس باسم تعالی

جمهوری اسلامی ایران
وزارت علوم، تحقیقات و فناوری

صور تجلسه دفاع از پایان نامه دوره کارشناسی ارشد

جلسه دفاع از پایان نامه دوره کارشناسی ارشد خانم آزاده زیرراهی دانشجوی رشته فیزیک گرایش حالت جامد
به شماره دانشجویی ۸۸۰۲۷۴۴۶۵ با عنوان:

" انتشار سالیتون های نوری در محیط هایی با بهره غیرخطی و پراکندگی رامان درون پالسی "

با حضور هیات داوران در روز شنبه مورخ ۱۳۹۲/۰۴/۲۲ ساعت ۱۱ در محل ساختمان غدیر دانشگاه پیام نور
شیراز برگزار شد و هیأت داوران پس از بررسی، پایان نامه مذکور را شایسته نمره به عدد ۱۹/۱۰۰ به
حروف نوزده و یک با درجه عالی تشخیص داد.

ردیف	نام و نام خانوادگی	هیات داوران	مرتبه دانشگاهی	دانشگاه	امضاء
۱	دکتر محسن حاتمی	راهنما	دانشیار	صنعتی شیراز	
۲	دکتر عبدالرسول قرانتی جهرمی	مشاور	دانشیار	پیام نور شیراز	
۳	دکتر رضا خرداد	داور	استادیار	یاسوج	
۴	امیر اکبری	نماینده تحصیلات تکمیلی	مربی	پیام نور شیراز	

رئیس اداره تحصیلات تکمیلی

شیراز- شهرک گلستان، بلوار دهخدا
قبل از نمایندگانه بین المللی
تلفن : ۰۷۱۱-۶۲۲۲۲۴۰-۳
دورنگار : ۰۷۱۱-۶۲۲۲۲۴۹
صندوق پستی : ۱۳۶۸- ۷۱۹۵۵
www.spnu.ac.ir
Email : admin@spnu.ac.ir

(گواهی اصالت نشر و حقوق مادی و معنوی اثر)

اینجانب آزاده زیرراهی دانشجوی ورودی سال ۸۸ مقطع کارشناسی ارشد رشته فیزیک حالت جامد گواهی می نمایم چنانچه در پایان نامه خود از فکر ، ایده و نوشته دیگری بهره گرفته ام با نقل قول مستقیم یا غیر مستقیم منبع و ماخذ آن را نیز در جای مناسب ذکر کرده ام . بدیهی است مسئولیت تمامی مطالبی که نقل قول دیگران نباشد بر عهده خویش می دانم و جوابگوی آن خواهم بود .

دانشجو تأیید می نماید که مطالب مندرج در این پایان نامه نتیجه تحقیقات خودش می باشد و در صورت استفاده از نتایج دیگران مرجع آن را ذکر نموده است .

نام و نام خانوادگی دانشجو
تاریخ و امضاء
آزاده زیرراهی

اینجانب آزاده زیرراهی دانشجوی ورودی سال ۸۸ مقطع کارشناسی ارشد رشته فیزیک حالت جامد گواهی می نمایم چنانچه بر اساس مطالب پایان نامه خود اقدام به انتشار مقاله ، کتاب ، و ... نمایم ضمن مطلع نمودن استاد راهنما ، با نظر ایشان نسبت به نشر مقاله ، کتاب ، و ... و به صورت مشترک و با ذکر نام استاد راهنما مبادرت نمایم .

نام و نام خانوادگی دانشجو
تاریخ و امضاء
آزاده زیرراهی

تقدیم به:

پدر و مادر بزرگوارم

که هر چه دارم به برکت از خود گذشته‌گی با و دعای خیر آنهاست.

همسر مهربانم

که همواره مشوق و پشتیبانم بوده و اگر زحمت‌هایی بی‌دریغش نبود، پی‌بم‌دون این راه برایم میسر نمی‌شد.

برادر و خواهران خوبم

که در تمام عرصه‌های زندگی یار و یاورم بوده‌اند.

پاسکزاری:

اکنون که با عنایت خداوند متعال مراحل نخواست این پایان نامه به پایان رسیده است، بر خود لازم می دانم از زحمات بی دریغ و تلاش های بی وقفه استاد ارجمندم جناب آقای دکتر محسن حسینی که با کمال بردباری، ایجاب رادر انجام کلید مراحل این پژوهش راهنمایی نمودند، تقدیر و تشکر نمایم.

همچنین از استاد مشاور فرزانه و دلسوز جناب آقای دکتر عبدالرسول قرائتی که در همه مراحل لطف و محبت خویش را مبذول داشتند، پاسکزاری می نمایم؛ و از استاد شایسته جناب آقای دکتر رضا خردا که زحمت داوری را متقبل شدند کمال تشکر و قدردانی را دارم.

امید آن دارم که خداوند سبحان دگر باره توفیق شاکردی در محضر این اساتید عالی مقام رادر مقطعی بالاتر نصیب سازد.

آزاده زیرراهی

چکیده

انتشار سالیتون‌های نوری در محیط‌هایی با بهره غیرخطی و پراکندگی رامان درون

پالسی

توسط

آزاده زیرراهی

با توجه به حجم زیاد اطلاعات و نیاز به افزایش سرعت در محاسبه و انتقال داده‌ها، تحولاتی در سال‌های گذشته صورت گرفته است که از جمله مهمترین آنها انتقال اطلاعات توسط فیبرهای نوری می‌باشد. مطالعه سالیتون‌های نوری به دلیل ویژگی‌های خاص خود و برنامه‌های کاربردی بالقوه از نظر پژوهشی، به خصوص در حوزه سیستم‌های ارتباطی نوری سریع بسیار مورد توجه واقع شده است. در این پایان نامه انتشار سالیتون‌های روشن و تاریک در ابزارهای فیبرنوری با حضور پراکندگی رامان درون پالسی را بررسی می‌کنیم، و با استفاده از نظریه اختلال سالیتون جواب‌های حالت پایدار و همچنین شرایط ایجاد آنها به دست می‌آوریم. نشان می‌دهیم که، با استفاده از فیلتر نازک باند و بهره غیرخطی، انتشار سالیتون پایدار در طول فاصله‌های طولانی را می‌توان در سیستم‌های فیبر نوری در حضور پراکندگی رامان درون پالسی تحقق بخشید، و با شبیه سازی انتشار پالس این مساله را بررسی و مطالعه می‌کنیم.

واژگان کلیدی: سالیتون‌های نوری؛ پراکندگی رامان درون پالسی؛ فیلتر نازک باند؛ بهره غیرخطی

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	اپتیک غیرخطی.....
۲	۱-۱ مقدمه.....
۲	۲-۱ قطبش غیرخطی.....
۳	۳-۱ ضریب شکست غیرخطی.....
۶	۴-۱ انواع اثرهای غیرخطی بر فیبرنوری.....
۷	۱-۴-۱ پراکندگی القایی بریلوئن (SBS).....
۷	۲-۴-۱ پراکندگی القایی رامان (SRS).....
۸	۳-۴-۱ مدولاسیون خودفازی (SPM).....
۱۰	۴-۴-۱ مدولاسیون دگرفازی (XPM).....
۱۱	۵-۴-۱ ترکیب چهارموج (FWM).....
۱۲	۵-۱ اثر خودکانونی شدن.....
۱۴	فیبر نوری.....
۱۵	۱-۲ مقدمه.....
۱۵	۲-۲ تاریخچه فیبرنوری.....
۱۷	۳-۲ ساختار فیبرنوری.....
۱۸	۴-۲ فیبر ضریب پله‌ای.....
۱۹	۵-۲ فیبر ضریب تدریجی.....
۲۰	۶-۲ پاشندگی سرعت گروه (GVD).....
۲۳	۱-۶-۲ پاشندگی مدی.....
۲۳	۲-۶-۲ پاشندگی ماده.....
۲۳	۳-۶-۲ پاشندگی موجبر.....

۲۴ پاشندگی مد قطبشی ۴-۶-۲
۲۴ پاشندگی غیرخطی ۵-۶-۲
۲۴ انتشار پالس در فیبرهای غیرخطی ۷-۲
۳۰ اثر پاشندگی بر انتشار پالس در فیبر ۱-۷-۲
۳۲ اثر غیرخطی بر انتشار پالس در فیبر ۲-۷-۲
۳۴ سالیتون‌های نوری
۳۵ مقدمه ۱-۳
۳۵ تاریخچه ۲-۳
۳۶ تشکیل سالیتون‌های زمانی ۳-۳
۳۷ سالیتون روشن ۴-۳
۳۹ سالیتون تاریک ۵-۳
۴۲ اختلال سالیتون ۶-۳
۴۳ آثار غیرخطی مرتبه بالاتر بر روی انتشار پالس ۷-۳
۴۷ اثر خودسرازیری ۱-۷-۳
۴۹ اثر پراکندگی رامان درون پالسی ۲-۷-۳
۵۳ انتشار پایدار سالیتون تحت تاثیر پراکندگی رامان درون پالسی
۵۴ مقدمه ۱-۴
۵۴ تاثیر اختلال کوچک روی سالیتون‌های فوق کوتاه ۲-۴
۵۷ انتشار پایدار سالیتون‌های فوق کوتاه تحت تاثیر اثر (SSFS) ۳-۴
۵۸ تجزیه و تحلیل پایداری خطی ۴-۴
۵۹ محاسبات عددی سالیتون روشن ۱-۴-۴
۶۴ محاسبات عددی سالیتون تاریک ۲-۴-۴
۶۷ نتیجه گیری و پیشنهادات ۵-۴

فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱: رابطه بین قطبش و میدان الکتریکی (الف) یک محیط خطی، و (ب) یک محیط غیرخطی
- ۳
- شکل ۱-۲: پالس ورودی، (ب) تغییر فرکانس در اثر مدولاسیون خودفازی برای $n_2 > 0$
- ۹
- شکل ۱-۳: طرح آزمایشگاهی برای مشاهده مدولاسیون خودفازی پس از طی مسافت L در یک محیط غیرخطی
- ۱۰
- شکل ۱-۴: تغییر فاز غیریکنواخت باریکه نور پس از عبور از یک عدسی
- ۱۲
- شکل ۱-۵: محیط غیرخطی مرتبه سوم که به صورت یک عدسی عمل می‌کند
- ۱۳
- شکل ۱-۲: فیبرنوری
- ۱۷
- شکل ۲-۲: بازتاب کلی نور در یک فیبرنوری
- ۱۷
- شکل ۲-۳: نمونه‌ای از فیبر ضریب پله‌ای نسبت به فاصله شعاعی فیبر
- ۱۸
- شکل ۲-۴: نمونه‌ای از فیبر ضریب تدریجی
- ۲۰
- شکل ۲-۵: تغییرات β_2 نسبت به طول موج برای سیلیکا
- ۲۲
- شکل ۲-۶: عبور پالس از یک محیط با پاشندگی عادی
- ۲۲
- شکل ۲-۷: عبور پالس از یک محیط با پاشندگی غیرعادی
- ۲۳
- شکل ۳-۱: توازن بین دو اثر پاشندگی و مدولاسیون خودفازی و تشکیل سالیتون
- ۳۶
- شکل ۳-۲: انتشار سالیتون روشن پایه $u(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ در فیبر نوری
- ۳۹

- شکل ۳-۳: انتشار سالیتون روشن مرتبه سوم در فیبر نوری ۳۹
- شکل ۳-۴: شدت سالیتون‌های تاریک برای مقادیر مختلف ξ ۴۰
- شکل ۳-۵: فاز سالیتون‌های تاریک برای مقادیر مختلف ξ ۴۱
- شکل ۳-۶: انتشار سالیتون تاریک پایه $u(0, \tau) = \tanh(\tau)$ در فیبر نوری ۴۲
- شکل ۳-۷: انتشار سالیتون تاریک مرتبه سوم در فیبر نوری ۴۲
- شکل ۳-۸: انتشار یک پالس فوق کوتاه گوسی تحت اثر خودسرازیری ۴۷
- شکل ۳-۹: انتشار سالیتون پایه ($N=1$) در $\xi = 0, 5$ و 10 و در حضور اثر خودسرازیری ۴۸
- ($s = 0.2$)
- شکل ۳-۱۰: واپاشی سالیتون مرتبه دوم ($N=2$) به وسیله اثر خودسرازیری ($s = 0.2$) ۴۹
- شکل ۳-۱۱: واپاشی سالیتون مرتبه دوم ($N=2$) به وسیله پراکندگی رامان درون پالسی ۵۱
- ($\tau_R = 0.01$)
- شکل ۴-۱: انتشار سالیتون روشن هنگامی که $\delta = \beta = \varepsilon = \mu = 0$ و $\tau_R = 0.01$ و با در ۶۰
- نظر گرفتن پالس ورودی به صورت $u(0, T) = \operatorname{sech}(T)$ ۶۰
- شکل ۴-۲: نقشه طیفی هنگامی که $\delta = \beta = \varepsilon = \mu = 0$ و $\tau_R = 0.01$ ۶۰
- شکل ۴-۳: انتشار سالیتون روشن هنگامی که $\delta = 0.0343$, $\beta = 0.1$, $\tau_R = 0.025$ و ۶۱
- $\varepsilon = \mu = 0$
- شکل ۴-۴: انتشار سالیتون روشن هنگامی که $\varepsilon = 0.01475$, $\beta = 0.025$, $\tau_R = 0.025$ و ۶۱
- $\mu = 0$ و $\delta = 0.0025$,

شکل ۴-۵: انتشار سالیتون روشن هنگامی که $\tau_R = 0.025, \beta = 0.1, \delta = -0.0025, \mu = 0$

۶۲ $\varepsilon = 0.0553$

شکل ۴-۶: (الف) نقشه کانتور دامنه پالس و (ب) نقشه کانتور طیف پالس و (ج) نمودار پالس

۶۲ اولیه و نهایی هنگامی که $\tau_R = 0.025, \beta = 0.1, \delta = -0.0025, \varepsilon = 0.0553, \mu = 0$

شکل ۴-۷: انتشار سالیتون روشن هنگامی که $\delta = -0.0025, \beta = 0.1, \tau_R = 0.025, \mu = -0.006$

۶۳ $\varepsilon = 0.06, -0.0025$

شکل ۴-۸: (الف) نقشه کانتور دامنه پالس و (ب) نقشه کانتور طیف پالس و (ج) نمودار

پالس اولیه و نهایی هنگامی که $\beta = 0.1, \delta = -0.0025, \varepsilon = 0.06, \mu = -0.006$

۶۳ $\tau_R = 0.025$

شکل ۴-۹: انتشار سالیتون تاریک هنگامی که $\delta = \beta = \varepsilon = \mu = 0$ و $\tau_R = 0.01$ با

۶۴ در نظر گرفتن پالس ورودی به صورت $u(0, T) = \tanh(T)$

شکل ۴-۱۰: انتشار سالیتون تاریک هنگامی که $\tau_R = 0.025, \beta = 0.1, \delta = 0.0343$

۶۵ و $\varepsilon = \mu = 0$

شکل ۴-۱۱: انتشار سالیتون تاریک هنگامی که $\tau_R = 0.025, \beta = 0.02, \varepsilon = 0.01475$

۶۵ $\mu = 0$ و $\delta = 0.0025,$

شکل ۴-۱۲: انتشار سالیتون تاریک هنگامی که $\beta = 0.1, \delta = -0.0025, \varepsilon = 0.0553$

۶۶ $\tau_R = 0.02, \mu = 0$

شکل ۴-۱۳: انتشار سالیتون تاریک هنگامی که $\beta = 0.1, \tau_R = 0.025, \mu = -0.006$

۶۶ $\varepsilon = 0.06, \delta = -0.0025$

فصل اول
اپتیک غیر خطی

۱-۱ مقدمه

پس از معرفی فناوری لیزر در دهه‌های اخیر و پیشرفت چشم‌گیر این منبع نوری، یافته‌های این حوزه از علم توانسته است مرزهای دانش بشری را در خصوص تولید و کنترل پرتوهای نوری همدوس و شدید توسعه دهد.

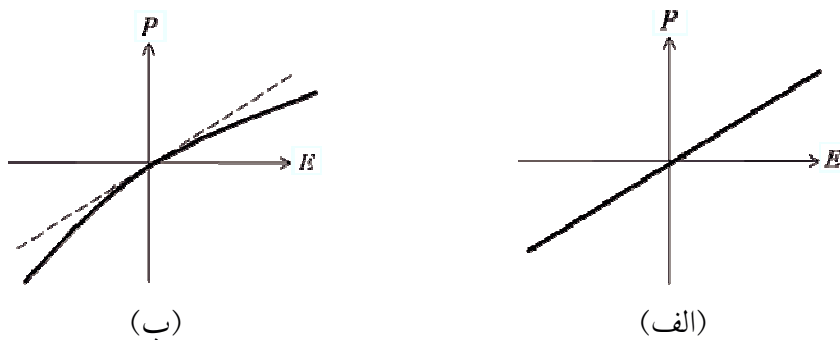
در شرایطی که، شدت نور مورد استفاده به طور قابل توجهی زیاد باشد، منجر به پاسخ غیرخطی محیط می‌شود. به عبارت دیگر می‌توان گفت با استفاده از نور شدید و همدوس لیزر، خواص اپتیکی محیط مانند ضریب شکست تابعی از شدت نور می‌باشد که باعث بروز آثار جدید و کشف پدیده‌های نو در زمینه خواص نوری مواد می‌شود. اپتیک غیرخطی به مطالعه این آثار و فناوری‌های نوین مربوط به این موضوع می‌پردازد [۱]. امروزه کاربرد پدیده‌های نوری غیرخطی، ساخت وسایل نوری متعدد در زمینه‌های اپتیکی، اپتوالکترونیکی و فوتونیک را نوید می‌دهد.

۲-۱ قطبش غیر خطی

با توجه به خصوصیت محیطی که نور در آن منتشر می‌شود رفتار خطی یا غیرخطی مشاهده می‌شود، بنابراین برهمکنش نور با نور باید در حضور یک محیط رخ دهد. درحقیقت پرتو تابشی در یک محیط باعث ایجاد یک میدان اپتیکی دیگر، یا حتی تغییر میدان اصلی خودش می‌شود [۲]. با تابش نور به اتم بارهای الکتریکی جابجا شده و اتم به یک دوقطبی الکتریکی تبدیل می‌شود. اگر شدت میدان تابشی کم باشد به علت اختلال در ابر الکترونی دوقطبی الکتریکی در محیط القا شده و قطبش خطی ایجاد می‌شود، در این صورت معادله قطبش به صورت یک پاسخ خطی از میدان الکتریکی است:

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (1-1)$$

زمانی که میدان الکتریکی به میزان قابل ملاحظه‌ای افزایش یابد ویژگی‌های غیرخطی بروز پیدا می‌کنند. اگر میدان تابشی به اتم از میدان داخل اتم بزرگتر باشد چشمه تابشی جدیدی ایجاد می‌شود که تابش حاصل به میدان تابش فرودی اضافه می‌شود، در این صورت مطابق با شکل ۱-۱ (ب) رابطه بین میدان الکتریکی و قطبش غیرخطی می‌باشد [۳].



شکل ۱-۱: رابطه بین قطبش و میدان الکتریکی (الف) یک محیط خطی، و (ب) یک محیط غیرخطی

در یک میدان الکتریکی قوی، قطبش القا شده توسط بسط تیلور به صورت زیر بیان می‌شود:

$$P = \epsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE + \chi^{(3)}EEE + \dots) = P_L + P_{NL}^{(2)} + P_{NL}^{(3)} + \dots \quad (2-1)$$

که در آن ϵ_0 ضریب گذردهی الکتریکی خلا، $\chi^{(i)}$ ثابت پذیرفتاری مرتبه i ام و P_L قطبش خطی را تعیین می‌کند؛ $P_{NL}^{(2)}$ و $P_{NL}^{(3)}$ توصیف کننده قطبش غیرخطی مرتبه دو و سه می‌باشند. در این حالت برای توضیح پدیده‌ها از قطبش P به جای میدان الکتریکی E استفاده می‌شود.

قطبش سهم بسیار مهمی در فرآیند اپتیک غیرخطی دارد. در یک محیط غیرپاشنده و بدون اتلاف، میدان الکتریکی و قطبش اسکالر هستند و پذیرفتاری یک عدد ثابت خواهد بود؛ اما برای یک محیط پاشنده و دارای اتلاف، میدان الکتریکی و قطبش به صورت برداری می‌باشد و پذیرفتاری نیز تانسوری با اعضا موهومی و تابع فرکانس نور ورودی است [۴].

اگر فرکانس میدان ورودی نزدیک به فرکانس تشدید محیط باشد قسمت موهومی پذیرفتاری خطی منجر به تضعیف موج در محیط شده آنگاه اتلاف زیاد خواهد شد. از طرف دیگر اگر فرکانس میدان ورودی به اندازه کافی از فرکانس تشدید دور باشد می‌توان از قسمت موهومی که منجر به کاهش اتلاف موج می‌شود صرف‌نظر کرد و قسمت حقیقی قابل توجه خواهد بود [۵].

۳-۱ ضریب شکست غیر خطی

اثر کِر در سال ۱۸۷۵ توسط جان کِر^۱ فیزیکدان اسکاتلندی، کشف شد. تغییر ضریب شکست با شدت را اثر کِر و ضریب شکست غیرخطی را ثابت کِر می‌نامند [۶].

¹. John Kerr

بستگی ضریب شکست غیرخطی به شدت منجر به آثار غیرخطی زیادی می‌شود که از جمله می‌توان به مدولاسیون خودفازی^۱، مدولاسیون دگر فازی^۲ و پدیده خودکانونی شدن^۳ اشاره کرد.

موادی که ضریب شکست آنها به وسیله یک میدان الکتریکی اعمالی، قابل تغییر هستند، برای تولید دستگاه‌های نوری که با میدان الکتریکی کنترل می‌شوند سودمند می‌باشند. اجزای قابل کنترل با میدان الکتریکی، کاربردهای چشمگیری در وسایل ارتباطی نوری و پردازش پالس نوری دارند.

در این بخش می‌خواهیم ضریب شکست در یک محیط غیرخطی را به دست آوریم. برای یک ماده غیرخطی، قطبش الکتریکی P که توسط رابطه (۲-۱) بیان می‌شود را می‌توانیم به صورت واضح‌تری بنویسیم. مولفه i ام برای P به صورت زیر بیان می‌شود:

$$P_i = \epsilon_0 \sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_0 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \epsilon_0 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (۳-۱)$$

که $i = 1, 2, 3$. برای یک محیط خطی، تنها عبارت اول این معادله اهمیت دارد و قطبش به طور خطی با میدان الکتریکی تغییر می‌کند. برای موادی که اثر کر در آن قابل چشم پوشی نمی‌باشد، عبارت سوم (عبارت $\chi^{(3)}$) اهمیت دارد به عبارت دیگر پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم باعث پیدایش ضریب شکست غیرخطی می‌شود. عبارت‌های مرتبه زوج نیز به علت تقارن معکوس محیط کر حذف می‌شوند.

یک موج نوری با فرکانس ω میدان الکتریکی خالص E را تولید می‌کند:

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c.] \quad (۴-۱)$$

که در آن \hat{x} بردار قطبش بوده و تغییر زمانی با $\exp(-i\omega_0 t)$ نشان داده می‌شود. با جایگذاری میدان الکتریکی تعریف شده در رابطه (۲-۱) یک عبارت پیچیده برای P به دست می‌آید که می‌توانیم از تمام عبارت‌ها به غیر از عبارت‌های خطی و مرتبه سوم چشم‌پوشی کنیم:

$$p(r, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \frac{1}{8} \epsilon_0 \chi^{(3)} (|E|^3 e^{-3i\omega_0 t} + |E^*|^3 e^{3i\omega_0 t}) + \frac{3}{8} \epsilon_0 \chi^{(3)} (|E|^2 |E^*| e^{-i\omega_0 t} + |E^*|^2 |E| e^{i\omega_0 t}) = \frac{1}{2} \epsilon_0 (\chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2) E = P_L + P_{NL}^{(3)} \quad (۵-۱)$$

$P_{NL}^{(3)}$ دارای دو مولفه بسامدی $3\omega_0$ و ω_0 است. جمله بسامدی $3\omega_0$ زمانی اهمیت دارد که شرط

². Self-Phase Modulation :SPM

³. Cross-Phase Modulation:CPM

⁴. Self-focusing

جوری فاز¹ برقرار باشد، ولی در حالت کلی از آن صرف نظر می شود:

$$P_{NL}^{(3)}(r, t) = \frac{3}{8} \epsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E \quad (6-1)$$

قطبش و میدان الکتریکی را در معادله ماکسول یک محیط غیرخطی به صورت زیر قرار می دهیم
[V]:

$$\nabla^2 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (7-1)$$

در نتیجه به رابطه زیر می رسیم:

$$\nabla^2 E = -\frac{\omega_0^2}{c^2} (1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{8} \chi^{(3)} |E|^2) \quad (8-1)$$

که در آن

$$\chi = \chi^{(1)} + \frac{3}{8} \chi^{(3)} |E|^2 = \chi_L + \chi_{NL} \quad (9-1)$$

معادله ماکسول در محیط خطی به صورت زیر می باشد:

$$\nabla^2 E = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (10-1)$$

حال اگر حالت خطی و غیر خطی را با هم مقایسه کنیم داریم:

$$n = (1 + \chi)^{1/2} = (1 + \chi_L + \chi_{NL})^{1/2} \simeq n_0 (1 + \frac{1}{n_0^2} \chi_{NL}) \quad (11-1)$$

و

$$n_0 = (1 + \chi_L)^{1/2} \quad (12-1)$$

n_0 ضریب شکست خطی است.

با معرفی ثابت دی الکتریک به صورت زیر:

$$\epsilon = \left(n + i \frac{\alpha c}{2\omega_0} \right)^2 \quad (13-1)$$

قسمت های حقیقی و موهومی ϵ می تواند مربوط به ضریب شکست غیرخطی n_2 و ضریب جذب α باشد.

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re} (\chi^{(3)}) \quad (14-1)$$

$$\alpha = \frac{2\omega_0}{c} \frac{3}{8n_0} \text{Im} (\chi^{(3)}) \quad (15-1)$$

¹. Phase matching

n_2 قسمت غیرخطی ضریب شکست (ثابت کر) و بر اساس پذیرفتاری مرتبه سوم می‌باشد. n_0 بخش خطی ضریب شکست است که به قسمت حقیقی پذیرفتاری مرتبه اول بستگی دارد و I شدت موج می‌باشد.

با استفاده از یک بسط تیلور برای $\chi_{NL} \gg n_0^2$ ، ضریب شکست کلی را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$n = n_0 + \frac{3}{8n_0} \text{Re}(\chi^{(3)})|E|^2 + \frac{5}{32n_0} \text{Re}(\chi^{(5)})|E|^4 + \dots = n_0 + n_2 I + \dots \quad (1-16)$$

یکی از پارامترهای مهم در طراحی ابزارهای اپتیکی ضریب شکست غیرخطی مرتبه دوم است. افزایش ضریب شکست غیرخطی مرتبه دوم یا ثابت کر روی دو پارامتر مهم تاثیر می‌گذارد؛ یکی کاهش انرژی مورد نیاز و دیگری کاهش طول. ضریب شکست غیرخطی را می‌توان با اشباع ژرمانیوم در هسته افزایش داد؛ بنابراین بیشتر فیبرهای غیرخطی می‌توانند دارای ضریب شکست غیرخطی بسیار زیاد (بین $4.56 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ و $6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$) باشند [۲].

مقدار n_2 در بیشتر موارد نسبتاً کوچک است؛ بنابراین تنها برای شدت‌های خیلی زیاد (مانند آنچه در لیزرها تولید می‌شود)، ضریب شکست غیرخطی ضروری می‌باشد. مقدار ضریب شکست غیرخطی مرتبه دوم برای شیشه‌ها از مرتبه منفی 20 است. مقدار استاندارد آن در طول موج $1.55 \mu\text{m}$ برای فیبرهای اپتیکی در سیستم‌های مخابراتی برابر با $n_2 = 2.35 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ می‌باشد [۸].

۴-۱ انواع اثرهای غیرخطی بر فیبر نوری

به طور کلی اثرات غیرخطی محدودیت‌هایی را در هنگام انتقال داده‌ها به وجود می‌آورند که لازم است شناسایی شوند و در حین انتقال نور و ساخت فیبرنوری آنها را لحاظ کنیم. از دید کلی هرگاه توان ورودی اپتیکی در فیبر کوچک باشد فیبر شبیه یک محیط خطی عمل می‌کند و در نتیجه اتلاف و ضریب شکست محیط مستقل از توان سیگنال می‌باشد. اما وقتی توان اپتیکی بالا می‌رود فیبر شبیه یک محیط غیرخطی عمل می‌کند، در این صورت اتلاف و ضریب شکست وابسته به توان می‌باشد. بنابراین کاهش اثرات غیرخطی در فیبرهای نوری مورد استفاده در سامانه‌های انتقال یک امر ضروری است.