



وزارت علوم تحقیقات و فناوری

دانشگاه بناب

گروه اپتیک و لیزر

پایان نامه‌ی کارشناسی ارشد

برای دریافت درجه‌ی کارشناسی ارشد در رشته‌ی فیزیک اتمی و مولکولی (لیزر)

عنوان پایان نامه

بررسی پایداری لیزرهای سولیتون کاواک

استاد راهنما

دکتر کیوان محمود اقدمی

استاد مشاور

دکتر رضا خردمند

پژوهشگر

زهرة آقامحمدی

مرداد ۱۳۹۰

سپاس خداوندگار حکیم را که با لطف بی‌کران خود، آدمی را زیور عقل آراست.

در آغاز وظیفه خود می‌دانم از زحمات بی‌دریغ استاد راهنمای خود، جناب آقای دکتر کیوان محمود اقدمی، صمیمانه تشکر و قدردانی نمایم که قطعاً بدون راهنمایی‌های ارزنده ایشان، این مجموعه به انجام نمی‌رسید.

از جناب آقای دکتر رضا خردمند که زحمت مشاوره این رساله را تقبل فرمودند و در مخصوصاً در مراحل اولیه‌ی مطالعات به نحو احسن اینجانب را مورد راهنمایی قرار دادند، کمال امتنان را دارم.

از کلیه اساتید و کارکنان محترم دانشگاه بناب که در مدت تحصیل اینجانب زحمات فراوانی را متحمل شدند، کمال تشکر و قدردانی را دارم.

و به خاطر تمام مهربانی‌های همسر فداکار و بی‌همتایم، امیر که در سخت‌ترین لحظات در کنارم بود ممنونم.

و در پایان بوسه می‌زنم بر دستان خداوندگاران مهر و مهربانی، پدر و مادر عزیزم و بعد از خدا، ستایش می‌کنم وجود مقدس‌شان را و تشکر می‌کنم از خواهر و برادر عزیزم به پاس عاطفه سرشار و گرمای امید بخش وجودشان، که در سردترین روزگاران بهترین پشتیبان من بودند.

زهره آقامحمدی

شهریور ۱۳۹۰

چکیده

لیزرهای سالیتون کاواک به عنوان ابزارهای کارا و قدرتمند در زمینه‌ی پردازش نوری اطلاعات محسوب می‌شوند. در این ابزارهای لیزری، نور لیزر فقط از نقاط خاصی از صفحه‌ی وسیع کاواک VCSEL ساطع می‌شود. به طور کلی سالیتون‌های کاواک پایدار می‌توانند دو حالت دینامیکی متفاوت داشته باشند: اول سالیتون‌هایی که از لحاظ دینامیکی ایستا هستند و می‌توان محل و تعداد آنها را با اعمال پرتو کنترلی نویسنده/ پاک کننده به دقت تعیین نمود و دوم سالیتون‌های که از لحاظ دینامیکی به خودی خود و با سرعتی که به شرایط پارامتری وابسته است، شروع به حرکت می‌نمایند.

در اکثر قریب به اتفاق مطالعاتی که تا سال ۲۰۰۵ صورت گرفته بود، کاواک توسط یک موج هم‌دوس تخت به نام پرتو نگهدارنده مورد تابش قرار می‌گرفته است. در این حالت و با فراهم نمودن شرایط مساعد و دمش محیط غیرخطی درون کاواک در زیر و یا اندکی بالای آستانه‌ی لیزرزیایی، کاواک به عنوان تقویت کننده یا مدوله کننده‌ی فضای پرتو نگهدارنده عمل می‌کرده است. اخیراً با حذف پرتو نگهدارنده ظرفیت لیزرهای سالیتون کاواک از نقطه نظر کاربردی بسیار بهبود یافته است. حذف پرتو نگهدارنده باعث انعطاف پذیری بیشتر سیستم می‌شود و کاواک را از یک مدوله کننده‌ی نور به یک منبع مستقل لیزری مبدل می‌سازد. این وسیله‌ی جدید می‌تواند نقش مهمی در پردازش نوری اطلاعات ایفا نماید.

در کارهای قبلی، وجود سالیتون‌های پایدار در یک محدوده‌ی کوچکی از شرایط پارامتری، به صورت تئوری و عملی به اثبات رسیده است. در این پایان نامه به صورت تئوری تلاش می‌شود با جاروب متغییرهای کنترلی و مطالعه‌ی رفتار سیستم در قبال تغییر آنها، نقشه‌ی پایداری سالیتون‌ها در فضای پارامتری بدست آید. در ابتدا تاثیر پارامترهای مختلف در ایجاد ناپایداریهای هوپف و مدولاسیون مورد مطالعه قرار می‌گیرد و سپس نقش پارامترهای مختلفی مانند بازترکیب حاملین، طول عمر حاملین، تغییر پارامترهای دمش و اشباع در پایداری و ایجاد سالیتون‌های خودبخود حرکت کننده مورد بررسی قرار گرفته‌اند تا اطلاعات دقیقی برای دستیابی به لیزرهای سالیتونی در دسترس باشد.

در بخشهای بعدی با انتگرال گیری عددی از معادلات دیفرانسیلی توصیف کننده‌ی سیستم با استفاده از روش موسوم به روش گام مجزا که از تبدیل فوریه‌ی سریع استفاده می‌نماید، سالیتون‌ها شبیه سازی شده‌اند و در آخر صحت محاسبات با استفاده از روش نیوتن - رافسون مورد بررسی قرار گرفتند.

کلید واژه‌ها :

سالیتون لیزری کاواک (Cavity Soliton Lasers)، پردازش تمام نوری (All Optical Processing)، سالیتون پایدار (Stable Soliton)، سالیتون‌های خودبخود حرکت کننده (Spontaneously Moving Soliton)، پرتونگهدارنده (Holding Beam)، ناپایداری هوپف (Hopf instability)، ناپایداری مدولاسیون (Modulation instability)، آهنگ واهلش نوری حاملین (carrier life time).

مقدمه

پرتوهای نوری، امواج تولید شده در آب و سایر پدیده‌های موجی در طبیعت به هنگام انتشار در فضا همواره تمایل به واگرایی دارند، که در فیزیک به این حالت عمومی پهن شدگی، پراش^۱ می‌گویند.

دلیل اصلی وقوع پدیده‌ی پراش به همان دلیلی است که ما عادت نداریم امواجی را که در حین انتشار در فضا می‌باشند، به صورت محلی شده و با حفظ شکل اصلی خود مشاهده کنیم. بنابراین با وجود این که دلیل پراش بسیار بنیادی می‌باشد، مشاهده‌ی پرتوهایی که بتوانند در حین انتشار شکل خود را حفظ نمایند بسیار هیجان انگیز خواهد بود. به اینگونه امواج در حالت عمومی سالیتون^۲ گفته می‌شود که می‌توانند در مایعات [۱] در امواج پلاسما [۲]، امواج صوتی در هلیوم مایع (He) [۳]، سیگنالهای الکتریکی در خطوط تلگراف، ماده چگال، فیزیک ذرات و حتی در نجوم و کیهانشناسی و در زنجیره‌ی DNA نیز وجود داشته باشند.

اولین مشاهده‌ی علمی سالیتون در سیالات است که به سال ۱۸۳۴ برمی‌گردد که یک دانشمند اسکاتلندی به نام اسکات راسل^۳ وجود یک موج انتقالی تولید شده توسط قایق در کانال باریک آب بین گلاسکو و ادینبرگ را گزارش کرد. راسل متوجه شد که این موج با یک حرکت روبه جلو بدون تغییر شکل و کاهش در سرعت در طول کانال آب منتشر می‌شود، در حالیکه آب هردو طرف موج ساکن است. در تابستان ۱۹۹۵ بار دیگر در همان مکانی که راسل اولین سالیتون را مشاهده نمود، سالیتونی دیگر توسط قایق و در مقابل آن ایجاد شد (شکل ۱-۱).

امواج سولیتاری^۱، که عموماً با عنوان سالیتون از آنها یاد می‌شود، پایه و اساس بسیاری از تحقیقات نظری و آزمایشگاهی در زمینه‌های مختلف می‌باشند که از آن جمله می‌توان از هیدرودینامیک، اپتیک غیرخطی، فیزیک پلاسما و بیولوژی و ... نام برد [۴]-[۱۱].

با وجود اینکه اولین مشاهده‌ی علمی سالیتون‌ها در سال ۱۸۳۴ اتفاق افتاد اما خواص چنین امواجی تا زمانی که مدل‌های ریاضی خاصی که بتوانند ویژگی‌های این امواج را توضیح دهند معرفی شوند، ناشناخته باقی ماند.



شکل (۱-۱) در تابستان ۱۹۹۵ یک سالیتون (موجی که در جلوی قایق ایجاد شده است) در همان کانالی که اسکات راسل در سال ۱۸۳۴ اولین مشاهده‌ی خود را از یک سولیتون بیان کرده بود، باز سازی شد.

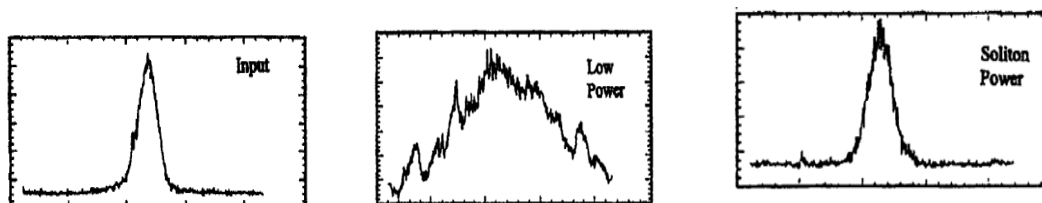
عنوان «سالیتون» که به معنی ذره می‌باشد، هم در سال ۱۹۶۵ بر روی امواج سولیتاری نهاده شد تا خاصیت ذره‌گونه‌ی این امواج را که حتی بعد از برخورد‌های پیاپی شکل خود را حفظ می‌کند، بیان دارد. علاوه بر زمینه‌های مختلف علوم که امواج سولیتاری و یا به عبارت دیگر سالیتون‌ها در آنها قابل مشاهده می‌باشند، اپتیک غیر خطی نیز یکی از زمینه‌هایی است که سالیتون‌ها در بخش‌های مختلف آن نقش بسزایی ایفا می‌کنند.

از نقطه نظر اپتیک غیرخطی، سالیتون‌ها به دو دسته‌ی کلی تقسیم می‌شوند: **سالیتون‌های زمانی^۲** و **سالیتون‌های فضایی^۳** (این تقسیم‌بندی با توجه به اینکه آیا محدودیت نور در زمان و یا در فضا اتفاق می‌افتد، صورت گرفته است). سالیتون‌های فضایی بیانگر پالس‌های اپتیکی هستند که شکل خود را در حین انتشار حفظ می‌کنند، و سالیتون‌های زمانی آندسته از پرتوهای خود هدایت کننده‌ای می‌باشند که در مقطع عرضی که عمود بر راستای انتشار است محدود و بدون تغییر باقی می‌مانند.

-Solitary Waves
-Temporal soliton
-Spatial soliton

هر دو نوع این سالیتون‌ها از یک تغییر غیرخطی در ضریب شکست یک ماده‌ی اپتیکی ایجاد می‌شوند که از شدت نور منتشر شونده ناشی می‌شود، به این اثر در اپتیک غیر خطی اثر کر اپتیکی^۱ گفته می‌شود.

وابستگی به شدت ضریب شکست باعث وقوع دو پدیده‌ی خود کانونی (یا خود واگرایی) اپتیکی فضایی^۲ و مدولاسیون فاز زمانی^۳ می‌شود. که این دو اثر غیر خطی، عامل اصلی پدیدآورنده‌ی سالیتون‌های فضایی و زمانی می‌باشند.



شکل ۱-۲) شکل گیری یک سالیتون فضایی در یک موجبر نیمه رسانا. در شدت‌های پایین موج ورودی (شکل سمت چپ) پهن می‌شود (شکل وسط)، اما در شدت‌های کافی بالا و مناسب شکل اولیه‌ی خود را حفظ می‌نماید (شکل سمت راست) [۳۳].

یک سالیتون فضایی زمانی ایجاد می‌شود که اثر خود کانونی یک پرتونوری با پهن شدگی طبیعی در اثر پراش در حال تعادل باشند (شکل ۱-۲). در مقابل، این اثر مدولاسیون فاز سرخود می‌باشد که با پهن شدگی در اثر پخش شدگی رنگی مقابله می‌کند و منجر به شکل گیری سالیتون زمانی می‌شود [۱۲]. در هر دو حالت، پالس و یا پرتو از میان محیط عبور می‌کنند در حالی که تغییری در شکل آن‌ها ایجاد نمی‌شود و گفته می‌شود که محلی شده‌اند و یا به دام افتاده‌اند.

تا سال ۱۹۹۰ انواع دیگری از سالیتون‌های اپتیکی کشف شدند که از این میان می‌توان به سالیتون‌های فضایی زمانی^۴ (که گلوله‌های نوری^۵ نیز نامیده می‌شوند)، سالیتون‌های براگ^۶، سالیتون‌های برداری^۷، سالیتون‌های گسسته و سالیتون‌های کاواک^۸ که مورد بحث این پایان نامه می‌باشد اشاره نمود.

سالیتون‌های کاواک ساختارهای عرضی محلی می‌باشند که به صورت لکه‌هایی روشن روی زمینه‌ی تاریک (ویا بالعکس) در صفحه‌ی عرضی میدان الکتریکی در داخل کاواک، که عموماً با سطح وسیع انتخاب می‌شود، هستند که مستقل از هم بوده و بطور جداگانه قابل آدرس دهی می‌باشند. این سالیتون‌های نوری در کاواک حاوی مواد غیر خطی نوری عموماً بخاطر رقابت بین پراش و پدیده‌های غیر خطی (از قبیل خود کانونی) تولید می‌شوند. یک یا چند عدد از آنها را می‌توان در یک کاواک بوجود آورد و تک تک آنها به طور جداگانه قابل آدرس دهی می‌باشند. این سالیتون‌ها خواصی از

-Optical Kerr effect
- Spatial self-focusing (or self-defocusing)
- Temporal self-phase modulation (SPM)
-Light bullets
-Bragg solitons

- Vortex solitons
- Vector solitons
- Cavity solitons

خود نشان می‌دهند که گاه آنها را به ذرات حقیقی وابسته می‌کنند و به آنها اینرسی نسبت می‌دهند. این خواص منحصر به فرد در سالیتون‌های کاواک که اجزای دستکاری (نوشتن، پاک کردن و ...) آن‌ها به صورت انفرادی توسط یک پرتو کنترلی اعمالی را می‌دهند، باعث شده است که کاندیدای مناسبی برای پردازش موازی اطلاعات نوری، کدگذاری نوری و کاربرد در تکنولوژی اطلاعات محسوب شوند. و به همین سبب موضوع سالیتون‌های کاواک در سال‌های اخیر در کانون توجه بوده است.

۱-۱) سالیتون‌های زمانی

به طور کلی حوزه‌ی نور شناخت غیرخطی شامل پدیده‌های شناخته شده‌ای است که شدت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بالاتر از توان یک، در مورد آنها نقش اساسی بازی می‌کند. اثر Kerr) که عبارت از تغییرات توان دوم ضریب شکست نسبت به ولتاژ اعمال شده و در نتیجه نسبت به شدت میدان الکتریکی است، اثری معمولی از اثرات متعدد و غیرخطی است که از مدت‌ها پیش شناخته شده است.

$$n = n_0 + n_2 I$$

بررسی متداول کلاسیکی انتشار نور (برهم نهی، بازتابش، شکست و مانند آنها)، رابطه‌ای خطی بین میدان نوری الکترومغناطیسی و سیستم پاسخ دهنده‌ی اتمی که محیط را در بر می‌گیرد، فرض می‌کند ولی درست همانگونه که یک نوسانگر مکانیکی (مانند فنری که به آن وزنه‌ای آویخته است) را می‌توان از طریق اعمال نیروهای نسبتاً بزرگ وادار به پاسخ غیرخطی کرد، به همین ترتیب می‌توانیم پیش بینی کنیم که یک باریکه‌ی فوق العاده شدید نوری می‌تواند آثار نوری غیرخطی چشمگیری را پدید آورد. وابستگی n به فرکانس $n(\omega)$ نقش مهمی در تولید سالیتون‌های زمانی ایفا می‌کند. این پدیده عامل پهن شدن پالس نوری در عدم حضور اثرات غیرخطی می‌شود و نقشی همانند پراش را ایجاد می‌کند.

۱-۱-۱ خلاصه‌ای از انتشار نور در فیبرهای نوری

بازتاب کلی داخلی (پدیده‌ی اصلی که عهده دار هدایت نور در تارهای نوری است)، از قرن نوزدهم شناخته شده است. اگر چه فیبرهای شیشه‌ای بدون روکش در سال ۱۹۲۰ تولید شده بودند. اما حوزه‌ی تارهای نوری تا سال ۱۹۵۰ که استفاده از لایه‌های پوشاننده، منجر به رشد و بهبود ویژگی‌های تار شد، متولد نشده بود.

تارهای اولیه در مقایسه با نوع جدیدشان تلفات بسیار زیادی داشتند ($losses > 1000dB / km$) البته در سال ۱۹۷۰ تلفات تارهای سیلیکا به کمتر از $20dB / km$ کاهش یافت.

پیشرفت‌های بیشتر در زمینه‌ی تکنولوژی تولید در سال ۱۹۷۰ منجر به تولید فیبرهایی با تلفات فقط $0.2dB / km$ در طول موج $1.55 \mu m$ شد. سطح تلفات براساس پراکندگی بنیادی رایلی^۱ محدود می‌شود. در دسترس بودن فیبرهای کم اتلاف سیلیکا، نه تنها باعث انقلابی در زمینه‌ی ارتباطات فیبری شد، بلکه باعث پیشرفت حوزه‌ی جدید فیبرهای نوری غیرخطی شد [۱۳]-[۱۵].

فرایندهای پراکندگی برانگیخته‌ی رامان و بریلئون، در فیبرهای نوری در سال ۱۹۷۳ مورد مطالعه قرار گرفتند و این کار باعث برانگیزش مطالعه‌ی سایر پدیده‌های غیرخطی مانند دوشکستی القا شده‌ی نور^۲، ترکیب پارامتری^۴ موج^۳ و مدولاسیون فاز سرخود^۵ شد [۱۶].

مهمترین بخش مطالعات در سال ۱۹۷۳ انجام گرفت و این پیشنهاد بیان شد که فیبرهای نوری می‌توانند پالسهای سالیتون مانند را به عنوان نتیجه‌ای از اثر متقابل مابین اثرات پاشندگی و اثرات غیرخطی فراهم نمایند.

سالیتون‌های نوری در سال ۱۹۸۰ به طور آزمایشگاهی مشاهده شدند که منجر به پیشرفت‌هایی در سال ۱۹۸۰ در تولید و کنترل پالس‌های نوری فوق کوتاه شد.

پاشندگی رنگی (۲-۱-۱)

زمانی که یک موج الکترومغناطیسی با الکترون‌های باند یک دی‌الکتریک برهم کنش می‌کند، محیط پاسخی می‌دهد که در کل به فرکانس ω نور بستگی دارد. این مشخصه به عنوان پاشندگی رنگی، که به دلیل وابستگی ضریب شکست به فرکانس بیان می‌شود، شناخته می‌شود.

$$n = n(\omega)$$

ضریب شکست به خوبی توسط رابطه‌ی اسمیلر^۱ تقریب زده می‌شود،

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}$$

که ω_j فرکانس تشدید می‌باشد و B_j و ω_j با تطبیق منحنی‌های پاشندگی بدست آمده از نتایج عملی و آزمایشی، و با معادله‌ی فوق به ازای $n=3$ بدست می‌آیند. از نقطه نظر ریاضی، اثر پاشندگی فیبر را می‌توان با بسط ثابت انتشار مد (β) بر حسب یک سری تیلور حول فرکانس ω_0 که پالس حول آن متمرکز شده است به حساب آورد.

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots$$

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

پارامترهای β_2, β_1 بر طبق روابط زیر به ضریب شکست n و مشتق آن وابسته می‌باشند.

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{C} = \frac{1}{C} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right)$$

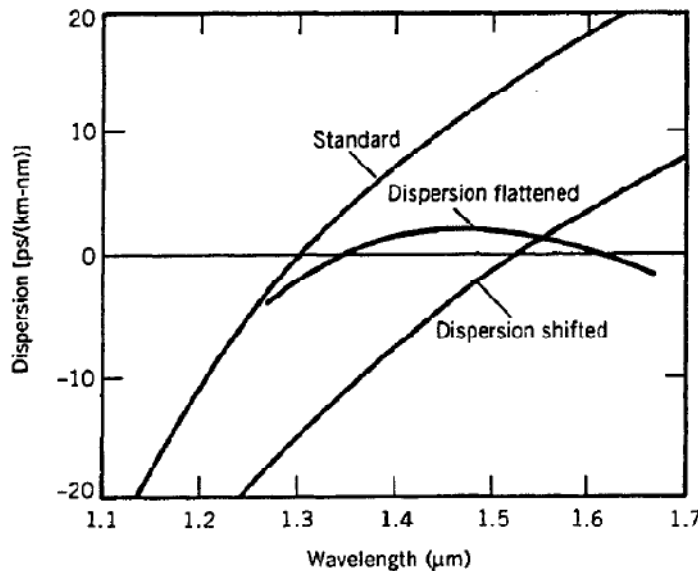
$$\beta_2 = \frac{1}{C} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right)$$

در فیزیک، بسته‌ی موج یک پالس نوری با سرعتی برابر با سرعت گروه حرکت می‌کند. بنابراین پارامتر β_2 پاشندگی سرعت گروه (GVD) نامیده می‌شود.

پارامتر پاشندگی D که از رابطه‌ی $\frac{d\beta_2}{d\lambda}$ بدست می‌آید، به طور عملی مورد استفاده قرار می‌گیرد و با β_2 چنین رابطه‌ای دارد :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$$

شکل (۱-۳) وابستگی D به طول موج را برای سه نوع فیبر نشان می‌دهد. برای فیبرهای استاندارد، D برای طول موجی در حدود $1/3$ صفر می‌شود و چنین طول موجی λ_{zd} نامیده می‌شود (طول موج پاشندگی صفر).



شکل (۱-۳) وابستگی پارامتر پاشندگی D به طول موج برای سه نوع فیبر [۶۳]

اثرات غیرخطی در فیبرهای نوری می‌تواند باعث ایجاد رفتارهای کیفی متفاوت، بسته به علامت GVD ، شود. برای طول موجهای $\lambda < \lambda_{zd}$ ، گفته می‌شود که فیبر پاشندگی نرمال از خود نشان می‌دهد و $\beta_2 > 0$.

در حالت پاشندگی نرمال، عناصر فرکانس بالای پالس (قسمت آبی) آهسته‌تر از فرکانس‌های پایین‌تر (قسمت قرمز) حرکت می‌کند. درست برخلاف حالتی که در پاشندگی غیرنرمال یعنی $\beta_2 < 0$ اتفاق می‌افتد (شکل ۴-۱).



شکل ۴-۱) در حالت پاشندگی غیرنرمال، قسمت آبی پالس تندتر از قسمت قرمز آن حرکت می‌کند که باعث پهن شدن پالس می‌شود.

پاشندگی غیرنرمال علاقه‌ی زیادی را برای مطالعه‌ی اثرات غیر خطی ایجاد می‌کند. چراکه در این حوزه هست که فیبرهای نوری می‌توانند با ایجاد تعامل مابین اثرات پاشندگی و اثرات غیر خطی، سالیتونها را ایجاد نمایند.

یک مشخصه‌ی مهم پاشندگی غیر نرمال این است که پالس‌هایی با طول موج‌های متفاوت با سرعت‌های مختلف در طول فیبر حرکت می‌کنند (بدلیل ناهماهنگی در سرعت‌های گروه). این مشخصه باعث ایجاد اثر $walk - off$ می‌شود که نقش مهمی در توضیح پدیده‌های غیرخطی شامل دو یا بیش از دو پالس اپتیکی نزدیک به هم دارد.

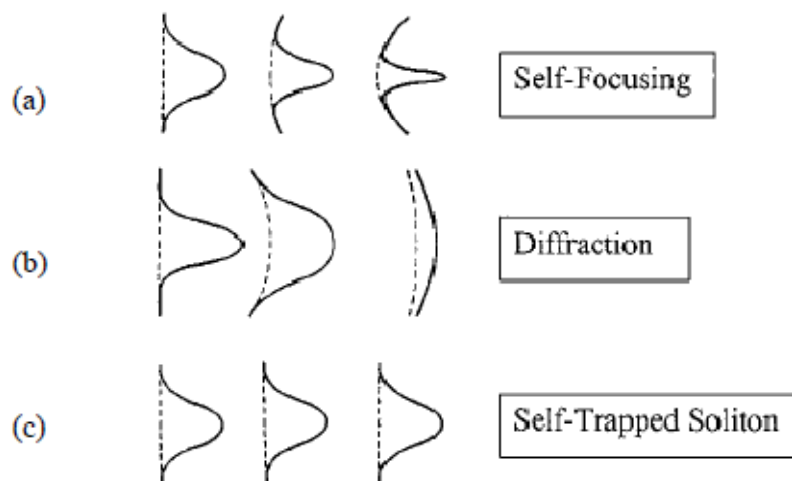
۱-۲) سالیتون های نوری فضایی (Optical Spatial Solitons)

سالیتون های نوری فضایی پرتوهای خود به دام افتاده ای^۱ هستند که به دلیل تعادل میان پراش و اثرات غیرخطی به وجود می آیند. آنها انتشار می یابند و با هم برهمکنش می کنند تا ویژگی هایی ذره گونه از خود به نمایش بگذارند.

بهترین توصیف از ویژگی ذاتی انتشار موج این است که پرتوهایی که در فضا نامحدود هستند به دلیل اثرات پراش تمایل به پهن شدگی دارند، در حقیقت این اثرات پراش کاملاً مشابه پهن شدگی پالس زمانی در محیطی است که دارای پراکندگی رنگی می باشد، شکستن این قانون شاید یکی از خصوصیات جذاب اپتیک غیرخطی باشد. برای اینکه چنین اتفاقی بیافتد لازم هست برهمکنشی قوی میان موج و محیطی که پرتو در آن انتشار می یابد صورت بگیرد، که به عنوان نتیجه ای از این برهم کنش پرتویی به دام افتاده و یا یک سالیتون فضایی شکل خواهد گرفت [۶۳].

سالیتون های فضایی، پرتوهای اپتیکی هستند که در داخل محیط غیرخطی بدون تأثیر پراش منتشر می شوند و بنابراین قطر پرتو آنها در طول انتشار بدون تغییر باقی می ماند.

مستقیماً می توان گفت که یک سالیتون فضایی، تعادلی دقیق میان پراش و غیرخطیت که خودهمگرایی^۲ یا خود لنزینگ^۳ را القا می کند، به نمایش می گذارد (همانگونه که به طور خلاصه در شکل ۱-۵ دیده می شود).



شکل ۱-۵) نمایش شماتیک پروفایل پرتو فضایی (خطوط تیره) و جبهه ی موج (خطوط نقطه چین). () خودهمگرایی پرتو (پراش معمولی پرتو) انتشار سالیتون. [۶۴]

تمام سالیتون‌ها برای ایجاد شدن نیاز دارند که یک برهمکنش غیرخطی به اندازه‌ی کافی بزرگ میان آنها و محیطی که در آن منتشر می‌شوند به وجود آید. این برهم کنش خود نوعاً نیازمند این است که طول پراش در حالت فضایی و یا طول پراکندگی در حالت زمانی، با طول غیر خطیت که خود همگرایی را در محیط ایجاد می‌کند، قابل مقایسه باشد.

در فیبرها، اتلاف پایین باعث ایجاد انتشاری در حد کیلومترها می‌باشد، و به عنوان یک نتیجه، یک غیرخطیت شیشه‌ای بسیار ضعیف برای شکل‌گیری سالیتون، کافی می‌باشد.

در مورد فضایی، ابعاد نمونه نوعاً به چند سانتی‌متر محدود می‌شود، و بنابراین برای ایجاد سالیتون، چه غیرخطیت و چه توان عملگر، هر دو می‌بایست بزرگ باشند.

سالیتون‌هایی که در فیبرها هستند، در نتیجه‌ی وجود غیرخطیت‌کر در شیشه به وجود می‌آیند. در یک محیط کر خالص تغییرات ضریب شکست Δn به صورت خطی با شدت I رابطه دارد، یعنی $\Delta n(I) = n_2 I$ که ثابت n_2 نامیده می‌شود.

اما در مورد فضایی، سالیتون‌های نوری به دلیل وجود چندین اثر و فرایند غیر خطی دیگر مشاهده می‌شوند. علاوه بر غیرخطیت کر، اثرات مختلف نورشکستی^۱، پدیده‌های ترکیب پارامتری^۲ $\chi^{(2)}$ ، غیرخطیت در کریستال‌های مایع^۳ و پلیمرها، و غیرخطیت اشباع‌پذیر^۴ برای سیستم‌های دو ترازه نیز توانایی ایجاد سالیتون‌های فضایی را دارند. سال‌ها بر سر این مطلب که آیا می‌توان پرتوهای به دام افتاده در محیط را به عنوان سالیتون شناخت، بحث بود.

از نقطه نظر تاریخی مفهوم سالیتون در ابتدا از متون ریاضی استخراج شده است و به پرتوها یا بسته‌های موج به دام افتاده‌ای اطلاق می‌شده است که از معادلات دیفرانسیل جزئی غیرخطی انتگرال‌پذیر پیروی می‌کردند. در اپتیک غیرخطی معادله‌ی معروف شرودینگر غیرخطی را می‌توان مثالی از این مورد برشمرد. این معادله که انتشار موج را در محیط کر و در $(1+1)$ بعد نشان می‌دهد، به طور کامل از طریق روش «تئوری پراکندگی معکوس»^۵ قابل حل و انتگرال‌گیری می‌باشد.

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \pm |u|^2 u = 0, \quad \text{معادله‌ی غیرخطی شرودینگر}$$

به دلیل این ویژگی بسیار بخصوص انتگرال‌پذیری، سالیتون‌ها حتی طی برخوردها هم بدون تغییر باقی می‌مانند. در واقع بسیاری از سیستم‌های فیزیکی غیر خطی مهم (شامل انواع دیگر از غیرخطیت)

- photorefractive
- parametric mixing phenomena
- liquid crystals
- Saturable
- Inverse scattering theory

توسط معادلات تحول غیرخطی انتگرال ناپذیر توصیف می‌شوند. با این وجود، در این مورد اخیر نیز، جواب‌های به دام افتاده پدیدار شدند و مدل مهمی را به نمایش گذاشتند و خواصی را در خود نهفته داشتند که سالیتون‌ها را به ذرات واقعی نسبت می‌داد.

در ابتدا چنین موجودات به دام افتاده‌ای در سیستم‌های غیر خطی به عنوان «امواج سولیتاری» شناخته می‌شدند. در کل سالیتون‌ها و امواج سولیتاری چند مشخصه‌ی برخورد و برهمکنش ویژه دارند که با یکدیگر متفاوت می‌باشد.

سالیتون‌ها در حین برخورد با یکدیگر جفت نمی‌شوند، و تعداد سالیتون‌ها ثابت باقی می‌ماند. اما این مطلب در مورد امواج سالیتوری صادق نمی‌باشد. با این وجود امواج سالیتوری مانند سالیتون‌ها همچنان خواص ذره گونه از خود نشان می‌دهند. به عنوان یک نتیجه، در مقالات امروزی این تمایز مورد توجه نیست و تمام پرتوهای به دام افتاده به طور بی قاعده‌ای سالیتون نامیده می‌شوند. تعداد مقالاتی که در زمینه‌ی سالیتون‌های فضایی بودند، به طور چشمگیری در سال ۱۹۹۰ افزایش پیدا کرد، که البته به صورت تئوری این سالیتون‌ها را مورد بررسی قرار می‌دادند.

۱-۲-۱) آزمایشهای ابتدایی در مورد سالیتون‌های فضایی

اگرچه تاریخچه‌ی سالیتون‌های زمانی در فیبرها بسیار مورد تبلیغ و توجه قرار گرفت و حتی تولد ۲۵ سالگی آن جشن گرفته شد، درحقیقت کشف سالیتون‌های فضایی چه از لحاظ تئوری و چه از لحاظ عملی از نوع زمانی آن‌ها پیشی گرفته است.

این ایده که یک پرتو نوری می‌تواند موجبری را تحت تاثیر قرار داده و مسیر خودش را در داخل آن پیدا کند در ابتدا توسط آسکاریان^۱ در سال ۱۹۶۲ مطرح شد [۱۷]. از نقطه نظر آزمایشگاهی، یکی از اولین مشاهدات (۱۹۶۴) در زمینه‌ی اپتیک غیر خطی که راهگشای ایده‌ی انقلابی سالیتون‌ها نیز به شمار می‌آید، خودهمگرایی پرتوی نوری در اثر غیرخطیت درجه‌ی سه بود.

اولین آزمایش در مورد سالیتون‌های فضایی در سال ۱۹۷۴ توسط آشکین^۲ و همکارش گزارش شد [۱۸]. آنها یک پرتو دایره‌ای متقارن را در یک محیط دوبعدی، بنام سلول پوشانده شده با بخار سدیم، استفاده نمودند و لیزر ورودی خود را در نزدیکی خط معروف زرد سدیم تنظیم نمودند. در شدت پایین پرتو لیزری آنها در سلول گازی واگرا شد، در حالی که در شدت‌های بالا قطر پرتو ثابت ماند

و بدون پراشیده شدن منتشر شد. در واقع این یک تصویر کلاسیک از سالیتون فضایی می باشد. اگرچه غیرخطیتی که در این آزمایش اولیه دخیل بود از نوع غیر خطیت کر نبود اما حاصل از غیرخطیت اشباع پذیری بود که در نزدیکی تشدیدالکترونیکی سیستمهای دوترازه وجود دارد.

۱-۲-۲) مفاهیم پایه

برای درک این مطلب که چرا سالیتونهای فضایی در محیطهای خود همگرا ایجاد می شوند، در ابتدا نحوه محدود شدن نور در داخل موجبرنوری را در نظر می گیریم. پرتوهای نوری زمانی که در یک محیط همگن منتشر می شوند، تمایل ذاتی به پهن شدگی دارند (پراش). به هر حال اگر ضریب شکست محیط در مقطع عرضی که توسط پرتو اشغال می شود، افزایش یابد می توان اثر پراشیده شدن پرتو را از بین برد. چنین ساختاری تبدیل به یک موجبر نوری می شود و نور را در ناحیه ای با ضریب شکست بالا محدود می سازد، مشروط بر اینکه تعادلی میان پراش و شکست نور ایجاد شود.

انتشار نور در داخل یک موجبرنوری با یک معادله موج خطی اما ناهمگن بیان می شود که جوابهای آن دسته ای از مدهای هدایت شده و بخصوص ویژه مدهای محلی شده ای میدان نوری در داخل موجبر که شکل آنها را حفظ می کند و کلیه شرایط مرزی را بر آورده می سازد، را به دست می دهد.

۱-۲-۳) پاسخ غیر خطی

معادله اصلی که نحوه انتشار میدان نوری در داخل محیط غیرخطی را بیان می کند، معادله شرودینگر غیرخطی (NLS) نام دارد. در این بخش ما به طور مختصر چگونگی شکل گیری معادله NLS را برای یک پرتو پیوسته (CW) در داخل یک محیط غیرخطی که دارای غیر خطیت از نوع کر می باشد بیان می کنیم. معادلات ماکسول را می توان برای بدست آوردن معادله موج زیر برای میدان الکتریکی که مربوط به انتشار یک موج اپتیکی در چنین محیطی می باشد، استفاده نمود:

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

که در این رابطه c سرعت نور در خلا و ϵ_0 گذردهی خلاء می‌باشد. قطبش القا شدهی P شامل دو قسمت به صورت زیر می‌باشد:

$$P(r,t) = P_L(r,t) + P_{NL}(r,t) \quad (1-2)$$

قسمت خطی P_L و قسمت غیر خطی P_{NL} طبق روابط کلی زیر با میدان الکتریکی رابطه دارند:

$$P_L(r,t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot E(r,t') dt', \quad (1-3)$$

$$P_{NL}(r,t) = \epsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \times E(r,t_1) E(r,t_2) E(r,t_3) dt_1 dt_2 dt_3, \quad (1-4)$$

که $\chi^{(1)}$ و $\chi^{(3)}$ تانسورهای مغناطیس‌پذیری درجه‌ی اول و سوم می‌باشند. این روابط در تقریب دوقطبی الکتریکی تحت شرایطی که پاسخ محیط محلی است امکان پذیر می‌باشند. حتی اثرات غیرخطی درجه‌ی دوم نیز در نظر گرفته نمی‌شوند چرا که فرض بر این است که محیط دارای تقارن می‌باشد. استفاده از معادله‌ی فوق حتی برای پدیده‌هایی با کمترین مرتبه‌ی غیرخطیت بسیار پیچیده می‌باشد. بنابراین برای سادگی اعمال تقریب‌های زیر ضروری است:

- با آنی در نظر گرفتن پاسخ غیر خطی محیط، مقدار قطبش در هر لحظه فقط به مقادیر میدان در همان لحظه مربوط می‌شود: (زیرا با در نظر گرفتن این فرض وابستگی زمانی $\chi^{(3)}$ با سه عدد تابع دلتا به فرم $\delta(t-t_1)$ بیان می‌شود و معادله‌ی (1-4) به فرم زیر تبدیل می‌شود).

$$P_{NL}(r,t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E(r,t) E(r,t) E(r,t). \quad (1-5)$$

- می‌توان P_{NL} را به عنوان اختلالی کوچک برای P_L به شمار آورد، زیرا در عمل تغییرات ناشی از اثرات غیر خطی در ضریب شکست بسیار ناچیز می‌باشد: $(\Delta n / n < 10^{-6})$

• با در نظر گرفتن رویکرد اسکالر به منظور درست بودن این فرض که قطبش میدانها در حین عبور نور از محیط حفظ می شود.

• تک رنگ فرض نمودن میدان نوری و در نظر گرفتن تقریب تغییرات آهسته برای میدان .

در تقریب تغییرات آهسته برای میدان بهتر است با استفاده از معادله‌ی زیر قسمتی از میدان الکتریکی را که به تندی تغییر می کند جداسازی نماییم:

$$E(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r,t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (1-6)$$

که در رابطه‌ی فوق ω_0 فرکانس حامل، \hat{x} بردار واحد قطبش و $E(r,t)$ یک تابع کند تغییر از زمان (وابسته به دوره‌ی نوسانات اپتیکی) می باشد. مولفه‌های قطبش P_L و P_{NL} را نیز می توان به همین صورت بیان نمود.

با اعمال این تقریبها و جاگذاری معادله‌ی (1-6) در معادله‌ی (1-5) در نهایت می توان جملات خطی و غیر خطی قطبش را به شکل زیر درآورد:

$$P_L = \varepsilon_0 \chi_{xx}^{(1)} E \quad \text{و} \quad P_{NL}(r,t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(r,t). \quad (1-7)$$

که در آن ثابت دی الکتریک غیر خطی ε_{NL} به صورت زیر تعریف شده است:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E(r,t)|^2 \quad (1-8)$$

از آنجائیکه هریک از روابط فوق برای تک فرکانس ω_0 بدست آمده بنابراین ثابت دی الکتریک کل در هر فرکانس برابر خواهد بود با:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi_{xx}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (1-9)$$

ضریب شکست n و ضریب جذب α وابسته به فرکانس را نیز می توان با استفاده از ثابت دی الکتریک $\varepsilon(\omega)$ به فرم زیر تعریف کرد:

$$\varepsilon = \left(n + \frac{i\alpha c}{2\varepsilon_0} \right)^2 \quad (1-10)$$

به دلیل حضور جمله‌ی وابسته به شدت ε_{NL} ، هر دو کمیت n و α وابسته به شدت میدان الکتریکی خواهند بود و معمولاً به فرم زیر تعریف می‌شوند:

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) + \alpha_2(\omega)|E|^2 \quad n(\omega) = n_0(\omega) + n_2(\omega)|E|^2 \quad (1-11)$$

ضریب شکست خطی n_0 و ضریب جذب α به قسمت حقیقی و موهومی $\tilde{\chi}_{xx}^{(1)}$ وابسته هستند در حالیکه ضریب شکست غیرخطی n_2 (یا ضریب کر) و ضریب جذب دو فوتونی α_2 با استفاده از روابط (۱-۸)، (۱-۹) و (۱-۱۰) به صورت زیر تعیین می‌شوند:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad \alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad (1-12)$$

ماده غیرخطی با پذیرفتاری مرتبه‌ی سوم که دارای پاسخ غیرخطی توصیف شده با معادله‌ی (۱-۱۱) باشد، ماده‌ی کر نامیده می‌شود. همچنین پدیده‌های غیرخطی مراتب بالاتر را می‌توان به صورت پدیده شناختی با جایگزین کردن $n = n_0 + n_{NL}(I)$ به جای معادله‌ی (۱-۱۱) وارد کرد، بطوریکه $n_{NL}(I)$ بیانگر جمله‌ی غیرخطی ضریب شکست بوده و به شدت پرتو نوری $I = |E|^2$ وابسته است.

۴-۲-۱) معادله‌ی غیر خطی شرودینگر

وابستگی به شدت ضریب شکست به طور قابل توجهی انتشار امواج الکترومغناطیسی را تحت تأثیر قرار می‌دهد. در زمینه‌ی سالیتون‌های فضایی ما می‌توانیم تحلیل مساله را با تمرکز روی پرتوهای پیوسته ساده‌تر نماییم. یک جواب عمومی برای معادله‌ی (۱-۱) را می‌توان به فرم معادله‌ی (۱-۶) نوشت البته با در نظر گرفتن $E(r,t) = A(r) \exp(i\beta_0 Z)$ ، که در آن $\beta_0 = k_0 n_0 = 2\pi n_0 / \lambda$ ، ثابت انتشار می‌باشد که بر حسب طول موج اپتیکی $\lambda = 2\pi c / \omega_0$ نوشته شده است. فرض می‌شود که پرتو در راستای محور Z منتشر و در راستای محورهای عرضی X و Y پراشیده (و یا خودهمگرا) می‌شود. تابع $A(X,Y,Z)$ نحوه‌ی تحول بسته‌ی موج را توصیف می‌نماید و در غیاب اثرات غیرخطی و پراشنده یک مقدار ثابت خواهد بود.

زمانی که اثرات غیرخطی و پراشنده به حساب آیند و بسته ی A با تغییرات z ، در مقیاسی بسیار طولانی تر از طول موج λ (تقریب پیرامحوری) تغییر نماید، آنگاه می توان از مشتق دوم d^2A/dz^2 صرف نظر نمود و بسته ی موج در معادله ی سهمی وار غیرخطی زیر صدق خواهد نمود:

$$2i\beta_0 \frac{\partial A}{\partial Z} + \left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial Y^2} \right) + 2\beta_0 k_0 n_{nl}(I)A = 0. \quad (1-13)$$

در غیاب اثرات غیرخطی، این معادله تبدیل به معادله ی معروف پیرامحوری که به طور وسیع در زمینه ی نظریه ی پراش اسکالر مورد مطالعه قرار گرفته است، می شود.

ما بر روی غیرخطیت کر (یا مکعبی) متمرکز می شویم و از $n_{nl}(I) = n_2 I$ استفاده می نماییم که n_2 ثابت کر ماده ی غیرخطی می باشد. معرفی متغیرهای بدون بعد مقیاس بندی شده ی زیر برای ادامه ی کار مفید خواهند بود:

$$x = X/w_0, \quad y = Y/w_0, \quad z = Z/L_d, \quad u = (k_0 |n_2| L_d)^{1/2} A, \quad (1-14)$$

که w_0 پارامتر مقیاس عرضی وابسته به پهنای پرتو ورودی و $L_d = \beta_0 w_0^2$ طول پراش (که محدودده ی رایلی نیز نامیده می شود) می باشند. بر حسب این متغیرهای بدون بعد معادله ی (1-13) تبدیل به فرم استاندارد (2+1) بعدی معادله ی غیرخطی شرودینگر می شود.

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \pm |u|^2 u = 0, \quad (1-15)$$

که انتخاب علامت در جمله سوم به علامت پارامتر غیرخطی n_2 بستگی دارد، علامت منفی در حالت خود واگرایی ($n_2 < 0$) استفاده می شود. این معادله ی NLS به عنوان معادله ی (2+1) بعدی شناخته می شود که 2 بیانگر ابعاد عرضی در معادله ی NLS، و +1 بیانگر جهت انتشار z می باشد [63].

حالت ابعادی معادله ی غیرخطی شرودینگر بسته به طبیعتی که محیط غیرخطی دارد، می تواند تغییر نماید. برای مثال، زمانی که یک محیط غیرخطی در شکل یک موجبر تخت می باشد، میدان اپتیکی تنها در یک بعد عرضی محدود می شود. در غیاب اثرات غیرخطی، پرتو تنها در جهت x پهن خواهد

شد. در چنین حالتی پاسخ معادله‌ی (۱-۱) را می‌توان به شکل معادله‌ی (۱-۶) نوشت، البته با در نظر گرفتن:

$$E(r,t) = A(X,Z)B(Y) \exp(i\beta_0 z), \quad (1-16)$$

که در این رابطه $B(Y)$ دامنه‌ی مد موجبر را توصیف می‌نماید و β_0 ثابت انتشار می‌باشد. بر طبق روشی که قبلاً بکار بردیم، دوباره به معادله‌ی بهنجار شده‌ی NLS به فرم معادله‌ی (۱-۱۵) می‌رسیم، البته بدون مشتق مرتبه‌ی دوم \mathcal{L} :

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \pm |u|^2 u = 0. \quad (1-17)$$

این معادله بیانگر معادله‌ی غیرخطی شرودینگر (۱+۱) بعدی می‌باشد. و در واقع ساده‌ترین شکل معادله‌ی غیرخطی شرودینگر می‌باشد.