دانشکده فیزیک

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد

فیزیک اتمی و مولکولی

جبران جذب غیرخطی انتشار سالیتون‌ها در فیبرهای نوری

استاد راهنما: **دکتر محسن حاتمی**

استاد مشاور: **دکتر محمد کاظم توسلی**

پژوهش و نگارش: **سمانه جریده**

آبان ۱۳۸۹

بسم الله الرحمن الرحیم

تقدیم به

پدر و مادر عزیزم

آنان‌که وجودم برایشان همه رنج بود و وجودشان برایم همه مهر

آنان‌که راستی قامتم در شکستگی قامت‌شان تجلی یافت

و

آن‌که پیام‌آور طراوت باران است در خشکی آباد دلتنگی‌ام

و تبسم سبز بهار است در طلوع هستی‌ام

مهربانی که نامش بر بلندای عشق می‌درخشد،

همسرم

تشکر و قدردانی

سپاس خدای را برای آنچه از وجودش به ما شناسانده و آنچه از شکرش به ما الهام فرموده و برای آن درهای دانش که بر ما گشوده است. سپاس خدای را که بر ما منت نهاد به وجود محمد (ص) بنده‌ی پسندیده در میان بندگانش، پیشوای رحمت، قافله‌سالار خوبی و کلید رحمت و درود، معلم را که به من آموخت.

از جناب آقای دکتر محسن حاتمی استاد راهنمای بسیار گرانقدرم کمال سپاس و تشکر را دارم. شاگردی ایشان برایم افتخار بزرگ و فرصت استثنایی جهت پیمودن ادامه مسیر زندگی‌ام بود. همچنین از استاد ارجمندم جناب آقای دکتر توسلی که در امر مشاوره مرا مورد لطف بی‌شائبه خود قرار دادند نهایت قدردانی و سپاس را دارم. همچنین از آقایان دکتر علیرضا کشاورز و دکتر محمود برهانی که داوری این رساله را برعهده گرفتند تشکر و قدردانی می‌کنم. از پدر و مادر مهربانم که حمایت‌هایشان همیشه برایم قوت قلبی بوده و به من ذوق حرکت می‌داد، تشکر می‌کنم. از همسرم سپاسگزارم که با صبر و گذشت خود پیمودن این راه را برایم هموار کرد.

چکیده

با توجه به حجم زیاد اطلاعات و نیاز به افزایش سرعت در محاسبات و انتقال اطلاعات، تحولاتی در سال‌های گذشته صورت گرفته است که از جمله مهمترین آن‌ها انتقال اطلاعات توسط فیبرهای نوری است. با استفاده از فیبرهای نوری، سرعت و دقت انتقال اطلاعات به نحو چشم-گیری افزایش یافته است.

در این پژوهش انتشار سالیتون‌های نوری تاریک، با ضریب جذب خطی و غیرخطی تحت تقویت پیوسته و موضعی را در محیط چالکوجناید بررسی کرده‌ایم. نتایج نشان می‌دهد که می‌توان با استفاده از پارامترهای به‌خصوص سالیتون‌های نوری تحت تقویت پیوسته را در محیط چالکوجناید طوری تقویت کرد که شکل سالیتونی مجددا" تولید گردد و بدون تغییر شکل در محیط منتشر شود. پارامترهای به‌دست آمده نشان می‌دهد که در صورتی سالیتون بدون اعوجاج تقویت می‌شود که ترکیبی از تقویت خطی و غیرخطی را در نظر بگیریم این پارامترها را برای ماده چالکوجناید As_2S_3 به‌دست آورده و با شبیه‌سازی انتشار پالس این مسئله را بررسی و مطالعه کرده‌ایم.

فهرست مطالب

فصل اول: اپتیک غیرخطی

مقدمه

اپتیک غیرخطی مطالعه پدیده‌هایی است که به‌دلیل حضور نور ویژگی‌های نوری یک ماده تغییر می‌کند. ویژگی‌های غیرخطی زمانی مشخص می‌شود که شدت میدان زیاد باشد. تنها نور لیزر، شدت کافی برای تغییر خاصیت نوری یک ماده را دارد. تحقیقات در زمینه اپتیک غیرخطی از زمانی شروع شد که تولید هماهنگ دوم توسط فرانکن در سال ۱۹۶۱ کشف گردید [۱]. پدیده‌های اپتیک غیرخطی وقتی رخ می‌دهند که یک سیستم مادی و نوری با هم برهم‌کنش کنند در حالی که نور با نور به‌تنهایی نمی‌تواند برهم‌کنش نماید. برای مثال، تولید هماهنگ دوم نتیجه‌ای از برهمکنش اتمی است که به توان دوم میدان نوری به‌کار رفته وابسته است. در نتیجه شدت نور تولید شده در بسامد هماهنگ دوم با توان دوم شدت نور لیزر افزایش می‌یابد [۱].

۱-۱ قطبش غیرخطی

هنگامی‌که میدان خارجی به اتم اعمال می‌شود بارهای الکتریکی را جابجا کرده و اگر شدت میدان زیاد نباشد به علت اختلال در ابر الکترونی یک قطبشِ خطی ایجاد می‌شود که منجر به القای دوقطبی الکتریکی در محیط شده و ماده قطبیده می‌شود. بردار قطبش القا شده $\vec{P}$ (گشتاور دوقطبی بر واحد حجم) در ماده در پاسخ به میدان الکتریکی به صورت زیر تعریف می‌شود [۱]:

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E} \qquad (۱-۱)$$

برای مواد متقارن مانند شیشه، χ یک کمیتی نرده‌ای و ساده است و برای مواد نامتقارن، χ یک تانسور است. این تانسور برای پاسخ‌های قطبشیِ مختلف ماده به راستاهای میدان اعمال شده نسبت به محور بلور را در برمی‌گیرد. هنگامی‌که میدان الکتریکی به میزان قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد برهم‌کنش غیرخطی در ماده شروع به شکل‌گرفتن می‌کند به‌گونه‌ای که رابطه‌ی (۱-۱) نمی‌تواند تمام اثرات مشاهده شده را در بربگیرد. در چنین مواردی قطبش را به صورت سریِ توانیِ میدان E بسط می‌دهند [۱]:

$$P=\varepsilon_0(\chi^{(1)}E+\chi^{(2)}E^2+\chi^{(3)}E^3+...)=P^1(t)+P^2(t)+P^3(t)+... \qquad (۲-۱)$$

قطبش سهم بسیار مهمی در فرآیند اپتیک غیرخطی دارد، زیرا همان‌طور که پیشتر بیان شد القای قطبش در بارهای نوسان‌کننده‌ی ماده تحت تأثیر میدان فرودی، چشمه‌ی تابش جدیدی ایجاد می‌کند که تابش حاصل به میدان تابشی فرودی اضافه شده و شدت را افزایش می‌دهد. در رابطه‌ی (۱-۲) برای ساده نویسی E و P را به صورت کمیت‌های نرده‌ای نوشتیم. χ^iها (i=۱،۲،۳) را پذیرفتاری ماده می‌گویند. χ^1 پذیرفتاری خطی، χ^2 و χ^3 را به‌ترتیب پذیرفتاری‌های غیرخطی مرتبه‌ی دوم و سوم می‌نامند. به همین ترتیب P^1 قطبش خطی، P^2 و P^3 به ترتیب قطبش‌های غیرخطی مرتبه‌ی دوم و سوم هستند. رابطه‌ی (۱-۲) زمانی صحیح است که در آن پاسخ ماده به تغییرات میدان اعمالی، به صورت لحظه‌ای باشد در این صورت ماده نباید هیچ‌گونه اتلاف یا پاشندگی داشته باشد.

۱-۲ پذیرفتاری غیرخطی

مدل اتمی لورنتز که در آن اتم به عنوان یک نوسانگر درنظر گرفته می‌شود، توصیف بسیار خوبی از خاصیت‌های غیرخطی نوری بخارهای اتمی و جامدهای غیرفلزی ارائه می‌دهد. در مدل اتمی لورنتز با توجه به نیروی بازگرداننده اعمال شده بر الکترون به حالت‌های غیرخطی گسترش داده می‌شود. ابتدا محیط نامتقارن مرکزی را بررسی می‌کنیم و با استفاده از آن پذیرفتاری غیر-خطی اپتیکی مرتبه دوم را به‌دست می‌آوریم. سپس محیط متقارن مرکزی بررسی و پذیرفتاری غیرخطی مرتبه سوم را به‌دست می‌آوریم.

۱-۲-۱ محیط نامتقارن مرکزی

معادله حرکت الکترون در یک محیط نامتقارن مرکزی به‌شکل زیر است:

$$\ddot{x}+2\gamma\,\dot{x}+\omega_0^2 x+ax^2=-eE(t)/m \tag{۳-۱}$$

در این معادله E(t) میدان الکتریکی، e– بار الکتریکی، m جرم الکترون، x فاصله الکترون از وضع تعادل، $-2\gamma m\dot{x}$ نیروی میرایی است و نیروی بازگرداننده به‌شکل زیر است:

$$F_{restoring}=-m\,\omega_0^2 x-max^2 \tag{۴-۱}$$

پارامتر a نشان‌دهنده خاصیت غیرخطی برهم‌کنش است. میدان اپتیکی اعمال شده را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$E(t)=E_1e^{-i\omega_1 t}+E_2e^{-i\omega_2 t}+C.C \tag{۵-۱}$$

که در آن C.C به معنی همیوغ مختلط می‌باشد. اگر میدان ضعیف باشد جمله غیرخطی ax^2 خیلی کوچکتر از جمله خطی $\omega_0^2 x$ می‌شود و معادله به‌صورت خطی درمی‌آید. اما برای میدان‌های قوی معادله (۱-۳) می‌توان از نظریه اختلال ریلی-شرودینگر استفاده کرد. بنابراین با جایگذاری $\lambda E(t)$ در معادله (۱-۳) به‌جای E(t) که $0<\lambda<1$ پارامتر اختلال است معادله (۱-۳) به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\ddot{x}+2\gamma\dot{x}+\omega_0^2 x+ax=-\lambda eE(t)/m \tag{۶-۱}$$

برای حل معادله (۱-۶) ابتدا بسط x را به‌صورت یک سری توانی می‌نویسیم:

$$x=\lambda x^{(1)}+\lambda^2 x^{(2)}+\lambda^3 x^{(3)}+\dots \tag{۷-۱}$$

با قراردادن معادله (۱-۷) در (۱-۶) و مساوی قرار دادن توان‌های یکسان λ معادله (۱-۶) به صورت تعدادی معادله جفت شده غیرخطی به شکل زیر بدست می‌آید [۱]:

$$\ddot{x}^{(1)} + 2\gamma\dot{x}^{(1)} + \omega_0^2 x^{(1)} = -eE(t)/m \qquad (۸-۱a)$$

$$\ddot{x}^{(3)} + 2\gamma\dot{x}^{(3)} + \omega_0^2 x^{(3)} + 2a\chi^{(1)} x^{(2)} = 0 \qquad (۸-۱b)$$

$$\ddot{x}^{(2)} + 2\gamma\dot{x}^{(2)} + \omega_0^2 x^{(2)} + a(x^{(1)})^2 = 0 \qquad (۸-۱c)$$

از حل معادله (۸-۱a) داریم:

$$x^{(1)}(t) = x^{(1)}(\omega_1)\ e^{-i\omega_1(t)} + x^{(1)}(\omega_2)\ e^{-i\omega_2 t} + C.C \qquad (۹-۱)$$

که در آن

$$x^{(1)}(\omega_j) = -\frac{e}{m}\frac{E_j}{D(\omega_j)} \qquad (۱۰-۱)$$

$$D(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma \qquad (۱۱-۱)$$

با قراردادن $x^{(1)}(t)$ در معادله (b ۱-۸) می‌توان $x^{(2)}$ را بدست آورد. $x^{(1)}$ شامل بسامدهای $0,\quad \pm 2\omega_2,\quad \pm 2\omega_1,\quad \pm(\omega_1 - \omega_2)$ و $\pm(\omega_1 + \omega_2)$ است. برای تعیین پذیرفتاری در بسامد $2\omega_1$ معادله زیر را حل می کنیم:

$$\ddot{x}^{(2)}(t) + 2\gamma\, x^{(2)} + \omega_0^2 x^{(2)} = \frac{-a(e\ E_1/m)^2 e^{-2i\omega_1 t}}{D^2(\omega_1)} \qquad (۱۲-۱)$$

با توجه به جمله سمت راست که معادله را غیرهمگن کرده است جواب حالت پایای معادله فوق را به صورت زیر درنظر می‌گیریم:

$$x^{(2)}(t) = x^{(2)}(2\omega_1)e^{-2i\omega_1 t} \qquad (۱۳-۱)$$

با جایگذاری معادله (۱-۱۳) در معادله (۱-۱۲) جوابی به‌شکل زیر به‌دست می‌آید:

$$x^{(2)}(2\omega_1) = \frac{-a(e/m)^2 E_1^2}{D(2\omega_1)D^2(\omega_1)} \tag{۱۴-۱}$$

که با استفاده از تعریف (۱-۱۱) داریم:

$$x^{(2)}(2\omega_2) = \frac{-a(e/m)^2 E_2^2}{D(2\omega_2)D(\omega_2)} \tag{۱۵-۱a}$$

$$x^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \frac{-2a(e/m)^2 E_1 E_2}{D(\omega_1 + \omega_2)D(\omega_1)D(\omega_2)} \tag{۱۵-۱ b}$$

$$x^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) = \frac{-2a(e/m)^2 E_1 E_2^*}{D(\omega_1 - \omega_2)D(\omega_1)D(-\omega_2)} \tag{۱۵-۱ c}$$

$$x^{(2)}(0) = \frac{-2a(e/m)^2 E_1 E_1^*}{D(0)D(\omega_1)D(-\omega_1)} + \frac{-2a(e/m)^2 E_2 E_2^*}{D(0)D(\omega_2)D(-\omega_2)} \tag{۱۵-۱d}$$

$\chi^{(1)}$ پذیرفتاری خطی و $\chi^{(2)}$ پذیرفتاری غیرخطی است. پذیرفتاری خطی از معادله زیر به‌دست می‌آید:

$$P^{(1)}(\omega_i) = \chi^{(1)}(\omega_i)E(\omega_i) \tag{۱۶-۱}$$

قطبش خطی توسط معادله زیر تعریف می‌شود [۱]:

$$P^{(1)}(\omega_i) = -Nex^{(1)}(\omega_j) \tag{۱۷-۱}$$

از معادلات فوق پذیرفتاری خطی به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$\chi^{(1)}(\omega_i) = \frac{N(e^2/m)}{D(\omega_i)} \tag{۱۸-۱}$$

پذیرفتاری غیرخطی که تولید هماهنگ دوم را توصیف می‌کند توسط معادله زیر تعریف می‌شود [۱]:

$$P^{(2)}(2\omega_1) = \chi^2(2\omega_1, \omega_1, \omega_1)E(\omega_1)^2 \tag{۱۹-۱}$$

$P^{(2)}(2\omega_1)$ قطبش غیرخطی نوسانگر است که توسط معادله زیر به‌دست می‌آید:

$$P^{(2)}(2\omega_1) = -Nex^{(2)}(2\omega_1) \tag{۲۰-۱}$$

$$\chi^{(2)}(2\omega_1, \omega_1, \omega_1) = \frac{N(e^3/m^2)a}{D(2\omega_1)D^2(\omega_1)} \tag{۲۱-۱}$$

با جایگذاری معادله (۱-۱۸) در (۱-۲۱) می‌توان نوشت:

$$\chi^{(2)}(2\omega_1, \omega, \omega) = \frac{ma}{N^2e^3}\chi^{(1)}(2\omega_1)\left[\chi^{(1)}(\omega_1)\right]^2 \tag{۲۲-۱}$$

و به‌طور مشابه می‌توان پذیرفتاری غیرخطی مجموع و تفاضل بسامدها را به‌صورت زیر به‌دست آورد:

$$P^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = 2\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2, \omega_1, \omega_2)E(\omega_1)E(\omega_2) \tag{۲۳-۱}$$

$$P^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = -Ne\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) \tag{۲۴-۱}$$

$$\chi^{(2)}(\omega_1+\omega_2,\omega_1,\omega_2)=\frac{N(e^3/m^2)a}{D(\omega_1+\omega_2)D(\omega_1)D(\omega_2)} \qquad (۲۵-۱)$$

$$\chi^{(2)}(\omega_1+\omega_2,\omega_1,\omega_2)=\frac{ma}{N^2e^3}\chi^{(1)}(\omega_1+\omega_2)\chi^{(1)}(\omega_1)\chi^{(1)}(\omega_2) \qquad (۲۶-۱)$$

$$\begin{aligned}\chi^{(2)}(\omega_1-\omega_2,\omega_1,\omega_2)&=\frac{N(e^3/m^2)a}{D(\omega_1-\omega_2)D(\omega_1)D(-\omega_2)}\\&=\frac{ma}{N^2e^3}\chi^{(1)}(\omega_1-\omega_2)\chi^{(1)}(\omega_1)\chi^{(1)}(-\omega_2)\end{aligned} \qquad (۲۷-۱)$$

طبق قانون میلر[1] عبارت زیر برای همه‌ی کریستال‌های نامتقارن مرکزی تقریبا" ثابت است [۱]:

$$\frac{\chi^{(2)}(\omega_1+\omega_2,\omega_1,\omega_2)}{\chi^{(1)}(\omega_1+\omega_2)\chi^{(2)}(\omega_1)\chi^{(2)}(\omega_2)} \qquad (۲۸-۱)$$

با مقایسه معادله (۱-۲۶) و معادله (۱-۲۸) رابطه زیر کمیتی که ثابت است.

$$\frac{ma}{N^2e^3} \qquad (۲۹-۱)$$

$N \approx 10^{22} cm$ ، e و m نیز مقدار ثابتی هستند. اندازه‌ی ضریب غیرخطی a را با توجه به سهم خطی و غیرخطی بودن نیروی بازگرداننده معادله (۱-۴) وقتی به‌دست می‌آید که فاصله x از الکترون برابر با اندازه اتم باشد این فاصله d درنظر گرفته می‌شود [۱]:

$$a=\frac{\omega_0^2}{d} \qquad (۳۰-۱)$$

$d,\ \omega_0$ بیشتر جامدات یکسان است. کمیت a همان‌طور که انتظار می‌رود برای جامدهای نامتقارن مرکزی یکسان است. از معادله (۱-۱۵) پذیرفتاری غیرخطی مرتبه دوم به‌دست می‌آید.

[1] Miller

با قراردادن $N=1/d^3, a=\omega_0^2/d$ در رابطه (۱-۳۰) و قراردادن ω_0^2 بجای $D(\omega)$ در معادله (۱-۲۵) داریم:

$$\chi^{(2)}=\frac{e^3}{m^2\omega_0^4 d^4} \tag{۱-۳۱}$$

و با استفاده از مقادیر $\omega_0=1\times10^{16} rad/s,\ \ d=3\overset{0}{A},\ \ e=4.8\times10^{-10},\ \ m=9.1\times10^{-28} gr$ به‌دست می‌آید:

$$\chi^{(2)}\approx 3\times10^{-8} esu \tag{۱-۳۲}$$

۱-۲-۲ محیط متقارن مرکزی

برای این حالت نیروی بازگرداننده به شکل زیر است:

$$F_{\text{Re}\,storing}=-m\omega_0^2 x+mbx^3 \tag{۱-۳۳}$$

b نشان‌دهنده خاصیت غیرخطی است. فرض می‌کنیم x جابجایی الکترون خیلی زیاد نبوده و ماده همگن باشد. قطبش مرتبه سوم توسط $\chi^{(3)}$ توصیف می‌شود. نیروی بازگرداننده به‌شکل زیر نوشته می‌شود:

$$F_{\text{Re}\,storing}=-m\omega_0^2 r+mb(r.r)r \tag{۱-۳۴}$$

بنابراین معادله حرکت الکترون را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

$$\ddot{r}+2\gamma\dot{r}+\omega_0^2 r-mb(r.r)r=-eE(t)/m \tag{۱-۳۵}$$

با در نظرگرفتن برهم‌کنش مرتبه سوم، میدان کل را با ترکیب سه میدان با بسامدهای مختلف به‌صورت زیر می‌نویسیم:

$$E(t)=E_1e^{-i\omega_1 t}+E_2e^{-i\omega_2 t}+E_3e^{-i\omega_3 t}+C.C \tag{۱-۳۶}$$

و به‌صورت فشرده می‌توان میدان را به صورت زیر در نظر گرفت:

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + E_3 e^{-i\omega_3 t}$$ (۳۷-۱)

برای حل معادله (۱-۳۵) با استفاده از نظریه اختلال بجای $E(t)$ مقدار $\lambda E(t)$ را قرار داده و مکان را به‌صورت یک سری توانی از λ می‌نویسیم:

$$r(t) = \lambda r^{(1)}(t) + \lambda^{(2)} r^{(2)}(t) + \lambda^{(3)} r^{(3)}(t) + \ldots$$ (۳۸-۱)

بنابراین:

$$r^{(1)} + 2\gamma\ r^{(1)} + \omega_0^2 r^{(1)} = -eE(t)/m$$ (۳۹-۱)

$$\ddot{r}^{(2)} + 2\gamma\ \dot{r}^{(2)} + \omega_0^2 r^{(2)} = 0$$ (۳۹-۱ b)

$$\ddot{r}^{(3)} + 2\gamma\ \dot{r}^{(3)} + \omega_0^2 r^{(3)} - b(r^{(1)} \cdot r^{(1)}) r^{(1)} = 0$$ (۳۹-۱c)

$$r^{(1)}(t) = \sum_n r^{(1)}(\omega_n) e^{(-i\omega_n t)}$$ (۴۰-۱a)

که $n = 1,2,3$ است.

$$r^{(1)}(\omega_n) = \frac{-eE(\omega_n)/m}{D(\omega_n)}$$ (۴۰-۱b)

که در آن

$$D(\omega_n) = \omega_0^2 - \omega_n^2 - 2i\omega_n \gamma$$ (۴۰-۱c)

بنابراین قطبش در بسامد ω_n به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$P^{(1)}(\omega_n) = -Ner^{(1)}(\omega_n)$$ (۴۱-۱)

$$P_i^{(1)}(\omega_n) = \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega_n) E_j(\omega_n)$$ (۴۲-۱a)