

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

١٤٤٤



دانشگاه تربیت معلم تهران

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

رشته فیزیک (اتمی و مولکولی)

بررسی پاسخ اپتیکی غیرخطی رنگینه های آلی با استفاده از

از تکنیک تداخل سنجی ماره و جاروب-Z

نگارش :

سمیه کورکی نجات

استاد راهنما :

دکتر محمد حسین مجلس آرا

اسفند ۸۸

۱۳۸۹ / ۸ / ۲

کتابخانه مرکز فیزیک
تربیت معلم

۱۴۴۴۱



دانشگاه تربیت معلم

صورتجلسه دفاع از رساله دکترا / پایان نامه کارشناسی ارشد

رساله دکترا

جلسه دفاع از _____ خانم سمیه کورکی نجات دانشجوی رشته فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

دانشکده: علوم پایه

گرایش: اتمی - مولکولی

تحت عنوان بررسی پاسخ اپتیکی غیر خطی رنگینه های آلی با استفاده از تداخل سنجی ماره و جاروب - Z
در ساعت ۱۶ روز سه شنبه مورخ ۸۸/۱۲/۴ در محل گروه فیزیک تهران با حضور امضاء کنندگان زیر تشکیل شد.

۱- استاد راهنما: دکتر محمدحسین مجلس آرا

۲- استاد راهنما: -

۳- استاد مشاور: -

۴- نماینده تحصیلات تکمیلی: دکتر محمدحسین مجلس آرا

۵- عضو هیأت علمی (داور خارجی): دکتر بنانج

۶- عضو هیأت علمی (داور داخلی): دکتر جعفر جهان پناه

خانم سمیه کورکی نجات خلاصه کارهای تحقیقاتی خود را ارائه نمود و پس از پرسش و پاسخ، هیأت داوران کار

تحقیقاتی خانم سمیه کورکی نجات را در سطح ۱۹۱۵ ارزشیابی نموده و برای نامبرده نمره ۱۹۱۵ را منظور نموده است.

رئیس گروه / دانشکده

فهرست مطالب

چکیده.....	۱
فصل اول: آشنایی با اپتیک غیرخطی.....	۲
۱-۱. مقدمه.....	۳
۲-۱. مواد اپتیکی خطی.....	۴
۳-۱. پیش درآمدی بر اپتیک غیرخطی.....	۵
فصل دوم: پدیده های مؤثر در پاسخ غیرخطی نوری.....	۱۰
۱-۲ اثرهای خودکنش.....	۱۱
۲-۲. اثر کر اپتیکی.....	۱۶
۳-۲. ضریب جذب غیرخطی (NLA) و ضریب شکست غیرخطی (NLR).....	۱۹
۴-۲ جذب دو فوتون (TPA).....	۲۱
۱-۴-۲ جذب دو فوتونی حاصل از یک پرتوی منفرد.....	۲۳
۲-۴-۲ جذب دو فوتونی حاصل از دو پرتو.....	۲۴
۳-۴-۲ جذب چند فوتونی حاصل از یک پرتو.....	۲۴
۵-۲ جذب قابل اشباع (SA).....	۲۶
۶-۲ اثرنور شکست.....	۲۸
۶-۲-۱ نظریه کوختاروف.....	۲۹
۷-۲ محدود کنندگی نوری.....	۳۳
۱-۷-۲ محدود کنندگی بوسیله جذب غیرخطی.....	۳۵
۲-۷-۲ محدود کنندگی بوسیله شکست غیر خطی.....	۳۸
فصل سوم: بررسی آثار غیرخطی در مواد رنگینه ای.....	۴۰
۱-۳. علت پیدایش آثار غیرخطی در مواد رنگینه ای.....	۴۱
۲-۳. اوربیتال های هیبریدی.....	۴۲

۴۴ اوربیتال های مولکولی
۴۶ اوربیتال های مولکولی در اجزاء چند اتمی
۴۸ ۵-۳ - بررسی ساختار شیمیایی مواد رنگینه ای مورد آزمایش قرار گرفته در این کار
۴۹ ۱-۵-۳. رنگینه آلی (Fast Green FCF)
۵۰ ۲-۵-۳. رنگینه آلی (Erioglaucine)
۵۱ ۳-۵-۳. رنگینه آلی (Patent Green)
۵۲ فصل چهارم: روش های آزمایش
۵۳ ۱-۴. ماره چیست؟
۵۵ ۴-۲. تاریخچه ماره
۵۸ ۴-۳. پدیده خود-تصویر و روش تداخل سنجی ماره
 ۴-۴. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی با استفاده از تداخل سنجی ماره در
۶۱ چیدمان پمپ-کاشگر
۶۴ ۵-۴. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی با استفاده از تداخل سنجی ماره انتقالی
۶۸ ۶-۴. جاروب-Z
۶۹ ۶-۴-الف. جاروب-Z با روزنه ی بسته
۷۸ ۶-۴-ب. جاروب-Z با روزنه ی باز
۸۲ ۷-۴. اندازه گیری قطر پرتوی لیزر
۸۵ فصل پنجم: نتایج تجربی
۸۶ ۱-۱-۵. اندازه گیری شعاع پرتو لیزر He-Ne با استفاده از روش جاروب لبه
۸۸ ۱-۱-۵. اندازه گیری شعاع پرتو لیزر Nd-Yag با استفاده از روش جاروب لبه
۸۹ ۲-۵. اندازه گیری ضرایب غیر خطی Fast Green FCF
 ۱-۲-۵. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی Fast Green FCF با تداخل سنجی ماره در
۸۹ چیدمان پمپ-کاشگر

- ۲-۲-۵. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی Fast GreenFCF با استفاده از چیدمان
تداخل سنجی ماره انتقالی ۹۴
- ۳-۲-۵ اندازه گیری ضرایب غیرخطی Fast Green FCF به روش جاروب-Z ۹۷
- ۳-۲-۵ الف. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی Fast Green FCF به روش جاروب-Z
با روزنه بسته..... ۹۹
- ۳-۲-۵ ب: اندازه گیری ضریب جذب غیرخطی Fast Green FCF به روش جاروب-Z با
روزنه باز ۱۰۱
- ۳-۵. اندازه گیری ضرایب غیرخطی اسید آبی ۹ (Erioglaucine) ۱۰۳
- ۱-۳-۵. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی Erioglaucine با تداخل سنجی ماره در
چیدمان پمپ-کاوشر ۱۰۳
- ۲-۳-۵. اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی Erioglaucine به روش تداخل سنجی ماره
انتقالی ۱۰۶
- ۳-۳-۵. اندازه گیری ضرایب غیرخطی Erioglaucine به روش جاروب - Z ۱۰۸
- ۳-۳-۵ الف. اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی Erioglaucine به روش جاروب-Z با
روزنه بسته..... ۱۰۹
- ۳-۳-۵ ب. اندازه گیری ضریب جذب غیر خطی Erioglaucine به روش جاروب - Z با
روزنه باز ۱۱۱
- ۴-۵. اندازه گیری ضرایب غیر خطی Patent Green ۱۱۲
- ۱-۴-۵. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی Patent Green با تداخل سنجی ماره در
چیدمان پمپ-کاوشر ۱۱۳
- ۲-۴-۵. اندازه گیری ضریب شکست غیر خطی Patent Green با تداخل سنجی ماره انتقالی
..... ۱۱۵
- ۳-۴-۵. اندازه گیری ضرایب غیرخطی Patent Green به روش جاروب-Z ۱۱۶
- ۲-۴-۵ الف. اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی Patent Green به روش جاروب-Z با
روزنه بسته..... ۱۱۸

۵-۴-۲-ب. اندازه گیری ضریب شکست غیرخطی Patent Green به روش جاروب-Z با روزنه

باز..... ۱۱۹

نتیجه گیری..... ۱۲۱

محاسبه خطا..... ۱۲۲

پیشنهادات..... ۱۲۳

فهرست مراجع..... ۱۲۴

تقدیم به یگانه منجی عالم

که تمام شکوفایی و نوآوری عالم با ظهورش تحقق خواهد یافت.

عاشق که شد که یار به حالش نظر نکرد

ای خواجه درد نیست و گرنه طیب هست

بارخدایا! سپاس تو راست ای معبود هر پرستش شده و ای آفریدگار هر آفریده شده .

تورا سپاس ، سپاسی که به همیشگی تو بپیوندد و پابرجا باشد .

تو را سپاس ، سپاسی که با سپاس هر سپاسگزاری همراه باشد.

تو را سپاس ، سپاسی که با گذشت زمان ها چند برابر گردیده و به چند برابر پیایی افزون شود .

سپاس از پدر و مادر عزیزم که مهربانیشان را نهایتی نیست آنانکه در تمامی لحظات زندگی حامی و

پشتیبانم بوده اند. بوسه بر دستان پر مهرشان می زنم که جوانیم به قیمت پیریشان تمام شد .

سپاس از یار و یاورم، همسر و همراه مهربانم که با بردباری و فداکاری به من این فرصت را دادند تا با

آرامش خاطر به تحقیق بپردازم.

سپاس از تک تک اعضای خانواده ام و خانواده گرامی همسرم که مهر و محبت خود را هیچ گاه از من

دریغ نکردند.

سپاس از استاد بزرگوار و فرهیخته ام دکتر مجلس آرا که بی حضور ایشان این پایان نامه راه به جایی

نمی برد.

و سپاس از تمامی دوستانی که در آزمایشگاه فوتونیک مرا یاری نمودند.

چکیده

در این پایان نامه ویژگی های اپتیکی غیرخطی چند رنگینه آلی با نام های Fast Green FCF، Patent Green و Erioglaurine مورد بررسی قرار گرفت. بدلیل اینکه در الکترون های این مواد پیوند π وجود داشته و این پیوندها دارای قطبیدگی بالایی هستند و پاسخ غیرخطی این مواد در برهمکنش با نور بالا است.

ابتدا با استفاده از تکنیک تداخل سنجی ماره با دوچیدمان پمپ و کاوشگر و انتقالی برای اولین بار ضریب شکست غیرخطی مرتبه دوم این مواد اندازه گیری شد و سپس برای اطمینان از صحت نتیجه حاصله و همچنین بدست آوردن ضریب جذب غیرخطی و بررسی رفتار محدودکنندگی اپتیکی این مواد روش متداول جاروب-Z بکار رفته است. اندازه گیری های تداخل سنجی ماره با چیدمان پمپ-کاوشگر تحت تابش لیزرهای پیوسته ($\lambda=632.8\text{nm}$) He-Ne به عنوان پرتو پرتوی پمپ و Nd-Yag ($\lambda=532.5\text{nm}$) که به عنوان پرتوی کاوشگر به کار می رود و اندازه گیری های تداخل سنجی ماره انتقالی و جاروب-Z با لیزر پیوسته Nd-Yag ($\lambda=532.5\text{nm}$) و برای غلظت های مختلف از این مواد رنگینه ای صورت گرفته است.

کلید واژه: مواد آلی رنگینه ای ، تداخل سنجی ماره با چیدمان پمپ-کاوشگر، تداخل سنجی ماره انتقالی ، روش جاروب-Z ، ضریب شکست غیرخطی مرتبه دوم ، ضریب جذب غیرخطی ، رفتار محدودکنندگی اپتیکی.

فصل اول:

آشنایی با اپتیک غیرخطی

۱-۱. مقدمه

اپتیک غیرخطی مطالعه پدیده هایی است که به دلیل تغییر در خواص اپتیکی مواد به وسیله حضور نور در آن ماده رخ می دهند. خاصیت خطی یا غیرخطی بودن، مربوط به محیطی است که نور در آن منتشر می شود. تمام محیط ها دارای اثرات غیرخطی هستند. حتی فوتون هایی که در فضای خلاء با هم برهمکنش دارند دارای این اثر هستند اما غیرخطی بودن آنقدر کوچک است که با شدت نور معمولی پدیده های غیرخطی قابل مشاهده نیستند. تنها نور لیزر برای تغییر در خاصیت اپتیکی مواد کفایت می کند.

شروع زمینه غیرخطیت مدتی بعد از اینکه میمن^۱ در سال ۱۹۶۰ لیزر را اختراع کرد، با کشف هماهنگ دوم SHG^۲ توسط فرانکین (۱۹۶۱) بود.

پاسخ های غیرخطی اپتیکی در مواد، امروزه کاربردهای بسیاری پیدا کرده است. از جمله می توان به ساخت ابزارهای اپتو-الکترونیکی، ساخت کلید های نوری، پردازش کاوشگرهای نوری و محدود کننده های اپتیکی اشاره کرد. نوع رفتار غیرخطی در هر ماده با توجه به ساختار اتمی و ترکیب آن متفاوت است. فرآیندهای مختلفی ممکن است عامل ایجاد پاسخ های غیرخطی در مواد اپتیکی باشد. برخی از آنها عبارت است از:

- قطبش الکترونیکی
- اثر اپتیکی استارک
- تغییرات در ویژگیهای فیزیکی از جمله دما، غلظت و ...
- برهمکنش با یک باریکه نوری و پاسخ غیرخطی ماده با دامنه میدان

بیشتر مواد ممکن است بیش از یک یا چند فرآیند در آنها باعث ایجاد اثرات غیرخطی گردد. از این رو علم اپتیک غیرخطی، بسیار گسترده است. در این فصل ما قصد داریم تنها با یک نگاه اجمالی به رفتارهای آنها بپردازیم.

^۱Meiman

^۲Second Harmonic Generation

در مطالعه فرآیندهای اپتیکی در مواد می بایست از یک دیدگاه نیمه کلاسیکی استفاده کنیم چرا که فوتون ها با توجه به روابط ماکسول رفتاری کلاسیکی داشته در حالیکه الکترون- حفره های رفتاری کوانتومی دارند پس تکیه بر دیدگاه کاملاً کلاسیکی نمی تواند در بررسی آنها چندان مفید باشد. [۱]

۲-۱. مواد اپتیکی خطی

برای توضیح نظری این دسته مواد ابتدا انتشار یک موج تخت در یک محیط همگن همسانگرد را بررسی می کنیم. با فرض اینکه موج تخت در راستای محور Z منتشر شود، گذردهی الکتریکی (E) و مغناطیسی (H) ثابت هستند داریم:

$$\vec{E} = \hat{E} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} = E_{0x} e^{i(kz - \omega t)} \quad (1-1-الف)$$

$$\vec{B} = \hat{B} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} = B_{0x} e^{i(kz - \omega t)} \quad (1-1-ب)$$

سرعت موج عبارت است از:

$$V = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{n} \quad (2-1)$$

که n ضریب شکست می باشد و c سرعت نور در خلاء است. در جائیکه $\mu = \mu_0$ باشد داریم:

$$n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \frac{c}{v} \quad (3-1)$$

با توجه به رابطه قطبش در یک محیط می توان نوشت:

$$\vec{p} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (4-1)$$

که χ پذیرفتاری الکتریکی می باشد. حال مقدار بردار جابجایی الکتریکی برابر است با:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{p} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} \quad (5-1)$$

که در رابطه فوق $\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi)$ و $n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{1 + \chi}$ می باشد.

با فرض خطی بودن محیط های نوری، نتایج زیر به دست می آید:

۱. اصل برهم نهی که از اصول کلاسیک است، صادق می باشد.

۲. بسامد نور با عبور از محیط ثابت می ماند.

۳. ضریب جذب و ضریب شکست مستقل از شدت موج فرودی است.

۴. دو باریکه نور در چنین محیطی با هم برهمکنش ندارند.

در این محدوده قطبش به طور خطی به میدان الکتریکی وابسته است. [۱] و [۱۵]

۳-۱. پیش درآمدی بر اپتیک غیرخطی

محیط غیرخطی محیطی است که در آن قطبش، رابطه غیرخطی با میدان الکتریکی نور دارد.

در محدوده اپتیک غیرخطی روابط قبل دیگر برقرار نیست. قبل از هرچیز برای درک مفاهیم

غیرخطی و علت ظهور آنها در مواد لازم است معادلات ماکسول را بررسی کنیم. باید توجه داشته

باشیم که معادلات ماکسول تنها قادر به توجیه نیمی از پدیده های غیرخطی است و نشان می دهد که

چگونه یک قطبش غیرخطی منجر به تولید یک موج دیگر می شود و چگونگی تولید قطبش را نشان

نمی دهد. این معادلات عبارتند از:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (۱-۶-الف)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (۱-۶-ب)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (۱-۶-ج)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (۱-۶-د)$$

که در آن \vec{B} القای مغناطیسی، \vec{E} میدان مغناطیسی و \vec{D} جابجایی الکتریکی است. ρ و \vec{J} به ترتیب

چگالی جریان و چگالی بار می باشند که این دو کمیت توسط رابطه پیوستگی $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ به

هم مربوط می شوند. با استفاده از رابطه پیوستگی داریم:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho_{\text{free}} \quad (۱-۷-الف)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{P} = -\rho_{\text{bound}} \quad (۱-۷-ب)$$

شار انرژی الکترومغناطیسی در واحد سطح توسط بردار پوینتینگ \vec{S} داده می شود:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (۸-۱)$$

مقدار متوسط \vec{S} (میانگین زمانی روی دوره های نوسانات اپتیکی) ، برابر با شدت در واحد $(\frac{W}{m^2})$ می باشد.

$$I = |\langle \vec{E} \times \vec{H} \rangle| \quad (۹-۱)$$

اگر میدان های اپتیکی بصورت امواج تخت با بردار موج انتشار \vec{k} باشند . یعنی داشته باشیم :

$$\vec{E} = \text{Re}(\vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}) \quad (۱۰-۱ \text{ الف})$$

$$\vec{H} = \text{Re}(\vec{H}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}) \quad (۱۰-۱ \text{ ب})$$

به سادگی می توان نشان داد که در خلاء رابطه زیر برقرار است:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \frac{\vec{k} \times \vec{E}}{c\mu_0} \quad (۱۱-۱)$$

که در آن \vec{k} بردار یکه در جهت \vec{k} (جهت انتشار موج) می باشد و از روی آن میانگین زمانی بردار پوینتینگ بصورت زیر حاصل می شود :

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{E}|^2 \hat{k} \quad (۱۲-۱)$$

در محیط خطی همسانگرد ϵ_0 و μ_0 به ترتیب با ϵ و μ جایگزین می شوند . اما در صورتیکه محیط ناهمسانگرد باشد روابط پیچیده تر خواهد بود .

با توجه به آنچه که تا کنون گفتیم چگالی انرژی الکترومغناطیسی به شکل زیر می باشد:

$$u = u_e + u_m = \frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E} + \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{H} \quad (۱۳-۱)$$

که اندیس های e و m به ترتیب نشان دهنده سهم الکتریکی و مغناطیسی هستند. همچنین امواج الکترومغناطیسی حامل اندازه حرکت و چگالی اندازه حرکت نیز می باشند.

$$\vec{p} = \epsilon_0 \vec{E} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \vec{S} \quad (14-1)$$

جواب معادلات (۷-۱)، اگر \vec{E} یک موج تخت تکفام در یک محیط خطی باشد، برابر است با:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \cdot \vec{E}(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt' \quad (15-1)$$

که $\chi^{(1)}$ پذیرفتاری خطی می باشد.

اگر \vec{E} یک موج تخت تکفام بصورت زیر باشد،

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{k}, \omega) = \vec{e}(\vec{k}, \omega) \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (16-1)$$

با استفاده از تبدیل فوریه خواهیم داشت:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}(\vec{k}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\vec{k}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \quad (17-1)$$

که در آن:

$$\chi^{(1)}(\vec{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(\vec{r}, t) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d\vec{r} dt \quad (18-1)$$

ثابت دی الکتریک خطی $\epsilon_D(\vec{k}, \omega)$ با $\chi^{(1)}(\vec{k}, \omega)$ بصورت زیر مرتبط می باشد:

$$\epsilon_D(\vec{k}, \omega) = \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)}(\vec{k}, \omega)) \quad (19-1)$$

در وضعیت غیرخطی، هنگامی که \vec{E} به اندازه کافی کوچک باشد، می توان قطبش \vec{P} را که تابعی از

\vec{E} است بصورت یک سری توانی بر حسب \vec{E} بسط داد:

$$\begin{aligned} \bar{P}(\vec{r}, t) = & \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(\vec{r} - \vec{r}_1, t - t_1) \cdot \vec{E}(\vec{r}_1, t_1) d\vec{r}_1 dt_1 + \quad (20-1) \\ & \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(2)}(\vec{r} - \vec{r}_1, t - t_1; \vec{r} - \vec{r}_2, t - t_2) : \vec{E}(\vec{r}_1, t_1) \vec{E}(\vec{r}_2, t_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 dt_1 dt_2 \\ & + \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(3)}(\vec{r} - \vec{r}_1, t - t_1; \vec{r} - \vec{r}_2, t - t_2; \vec{r} - \vec{r}_3, t - \\ & t_3) : \vec{E}(\vec{r}_1, t_1) \vec{E}(\vec{r}_2, t_2) \vec{E}(\vec{r}_3, t_3) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 dt_1 dt_2 dt_3 \dots \end{aligned}$$

رابطه فوق با یک تبدیل فوریه به شکل زیر در می آید:

$$\bar{P}(\vec{k}, \omega) = \bar{P}^{(1)}(\vec{k}, \omega) + \bar{P}^{(2)}(\vec{k}, \omega) + \bar{P}^{(3)}(\vec{k}, \omega) + \dots \quad (21-1)$$

که در آن

$$\bar{P}^{(1)}(\vec{k}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\vec{k}, \omega) \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) \quad (22-1)$$

$$\bar{P}^{(2)}(\vec{k}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\vec{k} = \vec{k}_i + \vec{k}_j, \omega = \omega_i + \omega_j) : \vec{E}(\vec{k}_i, \omega_i) \vec{E}(\vec{k}_j, \omega_j) \quad \text{و}$$

$$\bar{P}^{(3)}(\vec{k}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\vec{k} = \vec{k}_i + \vec{k}_j + \vec{k}_l, \omega = \omega_i + \omega_j + \omega_l) \quad \text{و}$$

$$: \vec{E}(\vec{k}_i, \omega_i) \vec{E}(\vec{k}_j, \omega_j) \vec{E}(\vec{k}_l, \omega_l)$$

همانطوری که قبلا گفتیم $\chi^{(1)}$ پذیرفتاری خطی، $\chi^{(2)}$ و $\chi^{(3)}$ پذیرفتاری مرتبه دوم و سوم هستند.

$\varepsilon_0 \chi^{(2)} E$ اثر مرتبه اول میدان است و قطبش خطی را ایجاد کرده و یک تانسور مرتبه دوم است.

$\varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2$ اثر مرتبه دوم میدان است و جزء جملات قطبش غیرخطی است و $\chi^{(2)}$ یک تانسور

مرتبه سوم است در موادی که فاقد تقارن وارونی باشند رخ می دهد عامل ایجاد فرایند هایی مثل

تولید هماهنگ دوم SHG یکسوسازی اپتیکی، اثر پوکلز، تقویت یا تضعیف پارامتریک است.

$\varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3$ اثر مرتبه سوم میدان است، باز هم از جملات قطبش غیرخطی است و $\chi^{(3)}$ یک

تانسور مرتبه سوم است در وجود آمدن پدیده هایی مثل تولید هماهنگ سوم، اثر کر، همیوگ فاز

اِپتیکي اختلاط چارموجي ، پراکندگي رامان و پراکندگي بريلوئن نقش دارد در ضمن $\chi^{(3)}$ یک تانسور مرتبه چهارم با ۸۱ مؤلفه است.

و به طور کلی مشابه رابطه (۱۷-۱) می توان نوشت:

$$\chi^{(n)}(\vec{k}_1 + \dots + \vec{k}_2, \omega_1 + \dots + \omega_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(n)}(\vec{r} - \vec{r}_1, t - t_1; \dots; \vec{r} - \vec{r}_n, t - t_n) e^{-i[\vec{k}_1 \cdot (\vec{r} - \vec{r}_1) - \omega_1(t - t_1) + \dots + \vec{k}_n \cdot (\vec{r} - \vec{r}_n) - \omega_n(t - t_n)]} \times d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \dots d\vec{r}_n dt_1 dt_2 \dots dt_n \quad (23-1)$$

اگر پذیرفتاری مرتبه n ام $\chi^{(n)}$ برای یک ماده مشخص باشد ، آنگاه اثرات اِپتیکي مرتبه n ام در آن محیط نیز با استفاده از معادلات ماکسول قابل پیش بینی خواهد بود. به طور کلی پذیرفتاری مراتب بالاتر فقط هنگامی دارای اهمیت می باشند که میدان الکتریکی قوی باشد. در روابط فوق به وضوح مشخص است که $\chi^{(n)}$ با توان n ام میدان $[E(n)]^n$ متناسب است.

بررسی هر جمله از بسط $\chi^{(n)}$ به ساختار میکروسکوپی محیط مرتبط است و ارزیابی آن نیاز به محاسبات پیچیده کوانتومی دارد ، اما بعضاً در بسیاری از موارد مدل های کلاسیکی ساده بسیار مفید هستند و می توانند منشاء رفتار اِپتیکي غیرخطی را در مواد نشان دهند.

با توجه به مشاهده غیرخطیت در قطبش می توانیم فیزیک بعضی پدیده های غیرخطی را به وسیله قطبش و یا پذیرفتاری توضیح دهیم. [۲] و [۵]

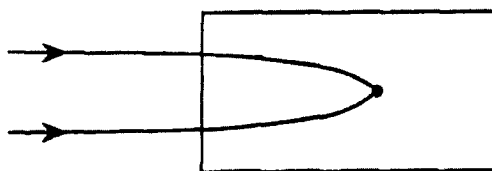
فصل دوم:

پدیده های مؤثر در پاسخ غیرخطی نوری

۱-۲ اثرهای خودکنش

اولین اثر خودکنش خودکانونی^۱ می باشد. خودکانونی نور فرآیندی است که در آن یک پرتو شدید نور ویژگی های اپتیکی محیط را طوری تغییر می دهد که پرتو داخل این محیط در یک کانون جمع می شود. این اثر اغلب باعث تخریب نوری مواد شفاف می شود و یک عامل محدود کننده برای طراحی سیستم های لیزری توان بالا است. بعضی مواقع نیز سهم مهمی را در ایجاد فرآیند های فیزیکی در محیط دارد.

فرآیند خودکانونی به صورت شماتیکی در شکل (۱-۲) نشان داده شده است. در این شکل یک پرتو لیزر با توزیع شدت گاوسی بر یک محیط که دارای ضریب شکست $n = n_0 + n_2 I$ است می تابد.



شکل (۱-۲) فرآیند خود کانونی

فرض کنیم ضریب شکست غیر خطی $n_2 > 0$ باشد، مرکز پرتو گاوسی هنگام گذر از محیط غیر خطی ضریب شکست بزرگتری را نسبت به پیرامونش احساس می کند، لذا با سرعت کمتری از آن محیط گذشته و نسبت به لبه ها عقب می ماند. در نتیجه، جبهه موج تخت پرتوی اولیه تغییرات زیادی می یابد و به نظر می رسد که محیط نقش یک عدسی همگرا را ایفا کرده است. این به هم خوردگی همانند وجود یک عدسی است و هنگام انتشار پرتو از آنجایی که انتشار پرتوی نوری در جهت عمود بر جبهه موج است، به نظر می رسد پرتو توسط خودش کانونی شده است. اگر محیط کوتاه باشد کانون آن در خارج محیط خواهد بود و اگر محیط بسیار طولانی باشد کانون در داخل جسم تشکیل می شود که اغلب منجر به تخریب محیط می گردد.

¹Self-focusing