

دانشکده علوم

بررسی اثر دمش ناهمدوس روی دوپایایی
نوری سیستم های کوانتومی

پایان نامه کارشناسی ارشد

سیده معصومه موسوی

استاد راهنمای اول: دکتر محمد محمودی

استاد راهنمای دوم: دکتر مصطفی صحرایی

شهریور ۱۳۸۸

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

قدردانی و تشکر

سپاس آفریدگاری را که ما را به نور معرفت و علم بینا ساخت تا پرتوی از انوار خورشید دانش بیکرانیش به دل راه یابد. ابتدا بر خود لازم می دانم مراتب سپاس خود را از مادر دلسوز و فداکارم، پدر عزیز و بزرگووارم، خواهران مهربان و برادرگرامی ام که در تمامی دوران زندگی ام مشوق و پشتیبان من بودند اعلام دارم و از اینکه به پشتوانه ی لطف بیکران و دعای خیرشان موفق به انجام این پژوهش شدم بر خود می بالم.

از زحمات بی شائبه استاد گرانقدرم جناب آقای دکتر محمد محمودی که در تمامی مراحل انجام این پایان نامه عالمانه و مشفقانه یاری ام نمودند، خالصانه تقدیر می نمایم و همواره وام دار محبت ها و رهنمود های ایشان که باعث ایجاد انگیزه و خود باوری در وجودم شد می باشم و هرگز درس بزرگ اندیشیدن را، که از ایشان آموختم فراموش نمی کنم. همچنین از استاد بزرگووارم جناب آقای دکتر مصطفی صحرایی کمال تشکر را دارم. از جناب آقای دکتر علی نجفی و جناب آقای دکتر سعید قنبری که زحمت داوری پایان نامه ی اینجانب را به عهده گرفتند سپاسگزارم.

از جناب آقای پروفیسور لوجی آتو^۱ که بنده را مفتخر به داشتن کتاب ارزشمندشان نمودند صمیمانه سپاسگزارم و هرگز درس بزرگ اخلاق علمی، که از ایشان آموختم از یاد نخواهم برد. از زنده یاد دکتر موسی حاتمی که در تمامی مدت انجام این پایان نامه با ارسال مقالات بنیادین و با ارزشی که دسترسی به آن ها برایم مقدور نبود، مرا در تکمیل پایان نامه یاری نمودند کمال تشکر را دارم و برایشان از خداوند رحمان طلب مغفرت دارم. همچنین از جناب آقای علی مرتضی پور که در تمام دوره تحصیل در این مقطع و انجام پایان نامه یاری ام نمودند صمیمانه تشکر می نمایم.

در پایان از تمامی اساتید بزرگووارم در گروه فیزیک جناب آقایان دکتر سیامک خادمی، دکتر احمد درودی، دکتر یوسفعلی عابدینی، دکتر سعید مهدوی فر، دکتر امیر حسین درونه، دکتر امیر حسین سعید، دکتر محسن صرافی و دکتر طیب کاکاوند که در تمام دوران تحصیل در دانشگاه از تدریس خوبشان و راهنمایی های ارزنده شان استفاده کردم سپاسگزارم. همچنین از دوستان خویم در گروه فیزیک خانم ها: آزاده خشکرودی، سیده مریم نعیمی، مریم احمدی، لیلا مهری، لاله صفری، سارا جباری، لیدا اکبری، فرشته طاهریان، سمیه بلباسی، نفیسه خسروی، زهرا عباسی، طاهره روحی، فاطمه افشار احمدی، سعیده حسنی و سمانه رضوانی که همواره یادشان خاطرات شیرین و به یاد ماندنی دانشگاه زنجان را در خاطر من تداعی خواهد کرد کمال تشکر را دارم.

^۱ Lugi Lugiato

چکیده

این پایان نامه در تلاش است که به بررسی رفتار دوپایایی نوری^۲ در سیستم های کوانتومی مختلف بپردازد. در ابتدا این پدیده در یک سیستم دو ترازوی دمشی – کاوشگر در داخل یک کاواک حلقوی یک سویه مورد بررسی قرار گرفته و با تنظیم شدت و فرکانس میدان دمشی و نامیزانی بین دو میدان کنترل شده است. سپس در یک سیستم سه ترازوی نوع V نیز در حضور تداخل کوانتومی مطالعه شده و نشان داده شده است که پاسخ محیط در فرکانس میدان کاوشگر در حالت کلی، وابسته به فاز نسبی دو میدان نیست. در نهایت دوپایایی نوری از طریق برهمکنش حالت های تاریک^۳ در سیستم چهار ترازوی جیوه کنترل شده و کاهش چشمگیر آستانه دوپایایی در حضور حالت های تاریک دوگانه^۴ مشاهده شده است. بعلاوه اثر دمش ناهمدوس روی دوپایایی نوری در این سیستم نیز مورد بررسی قرار گرفته است.

^۲ *Optical bistability*

^۳ *Interacting dark – state*

^۴ *Double – dark resonance*

فهرست

چکیده	چهار
مقدمه	هشت

۱ دوپایایی نوری

۱.۱	برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی	۲
۱.۱.۱	نظریه کلاسیک برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی	۲
۲.۱.۱	نظریه نیمه کلاسیک برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی	۳
۲.۱	اپتیک غیر خطی	۷
۳.۱	بررسی دوپایایی نوری با توجه نظریه کلاسیک برهمکنش	۸
۱.۳.۱	دوپایایی جاذب	۹
۲.۳.۱	دوپایایی پاشنده	۱۱
۴.۱	بررسی دوپایایی نوری با توجه به نظریه نیمه کلاسیک برهمکنش	۱۲
۱.۴.۱	فرمول بندی ماتریس چگالی	۱۵

۵.۱ بررسی دوپایایی نوری به صورت تجربی ۱۶

۲ کنترل دوپایایی نوری در سیستم دو ترازی دمشی – کاوشگر

۱.۲ مدل سیستم اتمی و معادلات حاکم بر آن ۲۰

۲.۲ بررسی دوپایایی نوری و تحلیل نتایج ۲۶

۳.۲ نتیجه گیری ۳۱

۳ اثر تداخل کوانتومی روی دوپایایی نوری سیستم سه ترازی نوع V

۱.۳ مدل سیستم اتمی و معادلات حرکت ۳۳

۲.۳ در حالت تشدید دوفوتونی ۳۶

۱.۲.۳ نتایج عددی مربوط به مشخصات اپتیکی سیستم ۳۷

۳.۳ فراتراز تشدید دوفوتونی ۴۱

۱.۳.۳ نتایج عددی در حالت تشدید دو فوتونی تنها با در نظر گرفتن سهم $\rho_{31}^{(+1)}$ ۴۲

۲.۳.۳ نتایج عددی در حالت فراتراز تشدید دو فوتونی ۴۴

۴.۳ نتیجه گیری ۴۶

۴ کنترل دوپایایی نوری از طریق برهمکنش حالت های تیره اتمی در

جیوه

۱.۴ مدل سیستم اتمی و معادلات حاکم بر آن ۴۸

۲.۴ بررسی رفتار دوپایایی نوری و تحلیل نتایج ۵۱

۵۸	۳.۴	اثر دمش ناهمدوس روی دوپایایی نوری
۶۰	۴.۴	نتیجه گیری
۶۱		مراجع

مقدمه

بعضی از سیستم های اپتیکی غیرخطی به ازای یک ورودی معین می توانند بیش از یک خروجی داشته باشند. اصطلاح دویایی نوری، OB ، به وضعیتی اطلاق می شود که در آن به ازای یک شدت ورودی دوشدت خروجی متفاوت برای سیستم ممکن باشد. چنین رفتار دویایی نتیجه غیرخطیت فضای اتمی و مکانیسم فیدبک ناشی از آینه های کاواک می باشد که به خاطر امکان استفاده از آن در سوئیچ های اپتیکی در محاسبات نوری و ارتباطات بسیار مورد توجه و علاقه فیزیکدانان قرار گرفته است. دویایی نوری در سیستم های اتمی دو ترازی به صورت تجربی و نظری به طور بسیار گسترده مورد مطالعه شده است [۱]. در تمام مدل های پیشنهاد شده برای بررسی OB در سیستم های فوق تنها از یک میدان تک فرکانسی استفاده شده و رفتار OB تنها با تغییر شدت میدان ورودی که خود بخشی از منحنی دویایی می باشد، کنترل شده است [۱، ۲]. به همین خاطر سیستم های اتمی سه ترازی که در آن ها میدان دمشی پارامتر کنترلی برای رفتار OB می باشد، جایگزین سیستم های دو ترازی شدند [۳]. OB در سیستم های سه ترازی به صورت نظری مطالعه شده [۳، ۴] و به طور تجربی [۵] اندازه گیری شده است. همدوسی اتمی القا شده و تداخل کوانتومی نقش موثری روی رفتار اپتیکی این سیستم ها دارند. اثر تداخل کوانتومی در جذب [۶]، سرعت گروه [۷] و دویایی نوری [۸] در سیستم اتمی سه ترازی نوع V بررسی شده است. همچنین نشان داده شده است که تداخل کوانتومی ناشی از گسیل خودبخودی می تواند وابستگی فازی در این سیستم ها القا کند [۹، ۱۰]. وابستگی فازی مشخصات اپتیکی سیستم های اتمی بسته بسیار مورد توجه قرار گرفته [۱۱، ۱۲] همچنین در سیستم سه ترازی نوع V در حضور تداخل کوانتومی تنها در حالت تشدید دو فوتونی وابستگی فازی مشخصات اپتیکی سیستم شامل جذب و پراکندگی مشاهده شده است [۱۳، ۱۴] و کاهش آستانه دویایی در حضور تداخل کوانتومی نتیجه شده است [۸، ۱۵]. اخیراً رفتار OB در سیستم های چهار ترازی نوع N و سه پایه ای مورد بررسی قرار گرفته [۱۶، ۱۷، ۱۸]. یکی از اثرات همدوسی کوانتومی در سیستم های چهار تراز تشدید های تاریک برهمکنشی می باشد که به صورت تجربی [۹] و نظری [۲۰] بررسی مشاهده شده است. جنبه مشخص این پدیده ظهور قله بسیار باریک در طیف جذبی این سیستم ها می باشد. از این پدیده تاکنون به عنوان یک مکانیسم قدرتمند برای کنترل سرعت گروه [۲۱]، سوئیچینگ اپتیکی [۲۲] و آمیختگی چهار موج [۲۳] استفاده شده است.

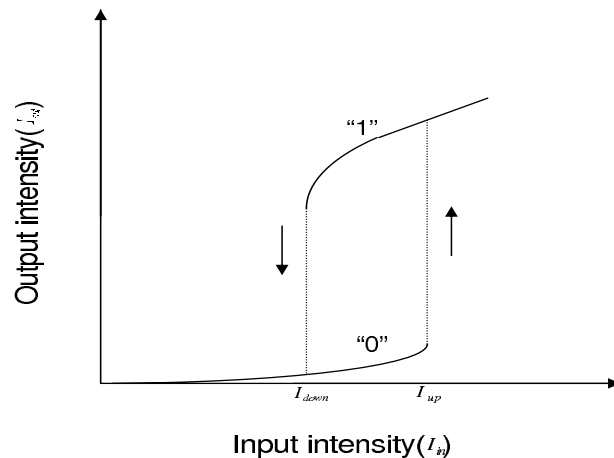
در این پایان نامه ابتدا در فصل اول به بیان مفهوم دوپایایی نوری پرداخته و در فصل دوم OB در یک سیستم اتمی دو ترازوی از طریق شدت و نامیزانی میدان دمشی کنترل شده است. در فصل سوم اثر تداخل کوانتومی ناشی از گسیل خودبخودی در جذب، پراکندگی، سرعت گروه و دوپایایی نوری در یک سیستم اتمی سه ترازوی نوع V در هر دو حالت تشدید دو فوتونی و فراتراز آن مطالعه شده و با استفاده از تجزیه فلکوئیت^۵ در معادلات حرکت وابسته به زمان فرایندهای پراکندگی مختلفی که روی پاسخ محیط به میدان کاوشگر اثر دارند مشخص شده اند. در فصل آخر کاربرد برهمکنش حالت های تاریک در دوپایایی نوری مورد نیز بررسی قرار گرفته است. از این تشدید های تاریک برهمکنشی برای کنترل رفتار OB در یک سیستم اتمی چهار ترازوی جیوه استفاده شده که باعث کاهش آستانه OB به طور چشمگیری شده است. همچنین اثر دمش ناهمدوس در رفتار OB در این سیستم ها تجزیه و تحلیل شده است.

Floquet^۵

فصل اول

دوپایایی نوری

دوپایایی نوری پدیده جالبی است که به موجب آن یک وسیله اپتیکی می تواند به ازای یک ورودی یکسان هر یک از دو حالت پایدار خروجی «۰» و «۱» شکل (۱-۱) دارا باشد [۲۴]. این پدیده حوزه ی گسترده ای از تحقیقات را بخاطر کاربرد های فراوانش در منطق های تمام اپتیکی، سوئیچینگ اپتیکی، ترانزیستورها و عناصر ذخیره سازی اپتیکی به خود اختصاص داده است. دوپایایی نوری اولین بار بوسیله *Daneu, Goldhar, Szoke* و *Kurnit* در سال ۱۹۶۹ نشان داده شد. سپس در سال ۱۹۷۶ بوسیله *McCall* مورد بحث قرار گرفت. در همین سال این پدیده در بخار سدیم بوسیله *Gibbs, MaCall* و *Venkatesan* در آزمایشگاه مشاهده شد [۲۵, ۲۶]. وسیله دوپایایی که در این محاسبات به کار گرفته شده بود شامل یک محیط غیر خطی بود که داخل یک مشدد فابری پرو قرار داده شده بود که فیدبک را برای ایجاد دوپایایی فراهم می کرد [۲۶]. یک وسیله دوپایا می تواند به صورت یک جزء در وسایل منطقی یا به صورت یک عنصر حافظه اپتیکی عمل کند. این امید وجود دارد که یک وسیله دوپایا در فرآیند های اپتیکی مثل سوئیچینگ و محاسبات نوری تغییرات اساسی ایجاد کند. در حال حاضر تحقیقات روی بهینه کردن این وسایل که بتوانند در توان های کمتر (از مرتبه mW) بسیار سریعتر (زمان های سوئیچینگ از مرتبه ps) عمل کنند، متمرکز شده اند.



شکل ۱-۱: خروجی یک وسیله دویایا که می تواند به صورت یک عنصر حافظه عمل کند [۲۴].

۱.۱ برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی

برهمکنش نور با ماده از مهمترین مباحث در اپتیک کوانتومی به شمار می رود. پس از پیدایش مکانیک کوانتومی سه رویکرد متفاوت برای بررسی برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی مطرح شد. تفاوت این سه رویکرد در گسسته در نظر گرفتن انرژی مربوط به اتم ها و انرژی میدان الکترومغناطیسی می باشد. دورویکرد اول در ادامه توضیح داده شده اند. در این جا از بیان رویکرد سوم که دیدگاه کاملاً کوانتومی است بدلیل عدم استفاده از آن در این پایان نامه صرف نظر شده است.

۱.۱.۱ نظریه کلاسیک برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی

نظریه کلاسیک برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی زمانی مطرح می شود که اتم و میدان الکترومغناطیسی به صورت کلاسیکی در نظر گرفته شوند. هنگامی که ذره ای باردار در میدان الکترومغناطیسی قرار گیرد با آن برهمکنش می کند. بنابراین در حضور میدان الکترومغناطیسی، وجود ذرات باردار اتم باعث برهمکنش اتم با

میدان می شود. هامیلتونی الکترون مقید به یک اتم در غیاب میدان های خارجی به این صورت است.

$$H_0(r, p) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(r) \quad (1)$$

که $V(r)$ پتانسیل کلونی الکترون مقید به هسته، \vec{p} تکانه الکترون و m جرم الکترون می باشد. هامیلتونی برهمکنش الکترون با میدان الکترومغناطیسی خارجی، با پتانسیل های برداری $A(\vec{r}, t)$ و انتقالی $\Phi(\vec{r}, t)$ به صورت زیر است:

$$H(r, t) = \frac{1}{2m} [\vec{p} + A(\vec{r}, t)]^2 - e\Phi(\vec{r}, t) + V(r). \quad (2)$$

این پتانسیل ها به گونه ای تعریف می شوند که

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\nabla\Phi(\vec{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \\ \vec{B} &= \nabla \times A(\vec{r}, t). \end{aligned} \quad (3)$$

به این ترتیب ناوردایی معادلات ماکسول تحت تبدیلات پیمانه ای این امکان را خواهد داد تا پتانسیل ها را به شکل مناسبی تعریف کنیم. از آنجایی که تغییرات فضایی پتانسیل های برداری و نرده ای در چارچوب نظریه کلاسیک در مقیاسی کوچکتر از ابعاد اتمی روی می دهد به تقریب می توان \vec{A} را مستقل از مکان در نظر گرفت در این صورت \vec{A} تنها تابعی از زمان خواهد بود با استفاده از این تقریب که تقریب دوقطبی نام دارد [۲۷]، هامیلتونی برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی به صورت زیر خواهد شد.

$$H = H_0 + H^{(I)} = H_0 - \vec{d} \cdot \vec{E}(t). \quad (4)$$

در رابطه بالا $\vec{d} = -e\vec{r}$ گشتاور دوقطبی الکتریکی می باشد.

۲.۱.۱ نظریه نیمه کلاسیک برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی

نظریه نیمه کلاسیک برهمکنش اتم با میدان الکترومغناطیسی زمانی مطرح می شود که اتم به صورت کوانتومی و میدان به صورت کلاسیکی در نظر گرفته شود. در این نظریه به جای متغیرهای مختلف هامیلتونی مربوط به اتم،

عملگرهای متناظرشان قرار می گیرند. بنابراین هامیلتونی نیمه کلاسیکی برهمکنش اتم کوانتومی با میدان الکترومغناطیسی کلاسیکی به صورت زیر بیان خواهد شد:

$$H = H_0 + H^{(I)} = H_0 - \hat{d} \cdot \vec{E}(t), \quad (5)$$

در رابطه بالا \hat{d} عملگر گشتاور دوقطبی الکتریکی می باشد. برای بدست آوردن تغییرات حالت سیستم در اثر برهمکنش از نظریه اختلال استفاده می شود. میدان الکتریکی به شکل $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t)$ فرض می شود و به طور ناگهانی در لحظه $t = 0$ روشن می شود. همچنین فرض می کنیم که تقریب دوقطبی الکتریکی، $k \cdot r \ll 1$ برقرار بوده، و اتم در ابتدا در حالت $|i\rangle$ باشد. بنابراین تابع حالت سیستم در زمان های $t > 0$ به صورت زیر خواهد بود:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_k C_k(t) e^{-i \frac{E_k t}{\hbar}} |k\rangle, \quad (6)$$

در رابطه بالا شرط بهنجارش برای دامنه های وابسته به زمان $C_k(t)$ برقرار است. با جایگذاری این رابطه در معادله شرودینگر وابسته به زمان

$$i\hbar \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = (\hat{H}_0 + \hat{H}^{(I)}) |\Psi(t)\rangle, \quad (7)$$

معادلات دیفرانسیل مرتبه اول زیر را برای دامنه های احتمال بدست می آوریم:

$$C_\ell(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_k C_k(t) \langle \ell | \hat{H}^{(I)} | k \rangle e^{i\omega_{k\ell} t}. \quad (8)$$

در اینجا $\omega_{k\ell} = \frac{E_\ell - E_k}{\hbar}$ فرکانس گذار بین ترازهای ℓ و k می باشد. اکنون با استفاده از نظریه اختلال تا مرتبه اول برای دامنه های احتمال خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} C_\ell^{(0)} &= 0, \\ C_\ell^{(1)} &= -\frac{i}{\hbar} \sum_k C_k^{(0)} H_{\ell k}^{(I)}(t) e^{i\omega_{k\ell} t}, \end{aligned} \quad (9)$$

در رابطه بالا $H_{\ell k}^{(I)}(t) \equiv \langle \ell | H^{(I)}(t) | k \rangle$ تعریف شده است. نظریه اختلال تا زمانی معتبر می باشد که میدان خارجی ضعیف باشد به طوری که جمعیت های اتمی خیلی کم تغییر کنند. این یعنی، اگر $C_i(0) = 1$ و

$C_f(0) = 1$ باشند، سپس برای $t > 0$ ، $C_i(t) \approx 1$ و $|C_f(t)| \ll 1$ ($f \neq i$). بنابراین معادله (۹) به ازای $k = i$ نتیجه زیر را خواهد داد:

$$C_f^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} H_{fi}^{(I)}(t) e^{i\omega_f t} C_i^{(0)}(t). \quad (10)$$

دامنه گذار از تراز $|i\rangle$ به $|f\rangle$ با انتگرال گیری از رابطه بالا بدست می آید:

$$C_f^{(1)}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' H_{fi}^{(I)}(t') e^{i\omega_f t'} C_i^{(0)}(t'). \quad (11)$$

عناصر ماتریسی عملگر \hat{d} فقط برای حالت هایی که پاریته مخالف دارند غیر صفر خواهد بود. بنابراین تصحیح مرتبه اول برای دامنه احتمال در حالت اولیه صفر می شود، $C_i^{(1)} = 0$. و با توجه به $H^{(I)} = -\hat{d} \cdot \vec{E}_0 \cos(\omega t)$ داریم:

$$C_f^{(1)} = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' H_{fi}^{(I)}(t') e^{i\omega_f t'} = \frac{1}{2\hbar} (\hat{d} \cdot \vec{E}_0)_{fi} \times \left[\frac{e^{i(\omega + \omega_f)t} - 1}{(\omega + \omega_f)} - \frac{e^{-i(\omega - \omega_f)t} - 1}{(\omega - \omega_f)} \right]. \quad (12)$$

هنگامیکه فرکانس میدان تابشی، ω ، نزدیک به فرکانس گذاراتمی باشد، ω_{fi} ، اثر جمله اول در مقایسه با جمله دوم ناچیز خواهد بود زیرا جمله اول به شدت نوسان می کند و مقدار انتگرال آن در بازه های زمانی که طولشان بزرگتر از $\frac{1}{2\omega}$ باشد نسبت به انتگرال دوم کوچک خواهد شد. بنابراین ما در تقریب موج چرخان از جمله اول در مقابل جمله دوم صرف نظر می کنیم. بدین ترتیب احتمال گذار در مرتبه اول برابر است با:

$$P_{i \rightarrow f}^{(1)}(t) = |C_f^{(1)}(t)|^2 = \frac{|(\hat{d} \cdot E_0)_{fi}|^2 \sin^2\left(\frac{\Delta t}{2}\right)}{\hbar^2 \Delta^2}, \quad (13)$$

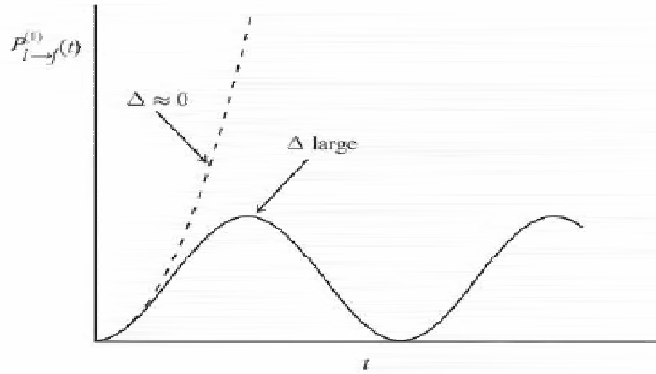
در اینجا $\Delta = \omega - \omega_{fi}$ ، نامیزانی بین میدان تابشی و گذاراتمی می باشد. وقتی $\Delta \neq 0$ باشد ماکسیمم مقدار احتمال به صورت:

$$(P_{i \rightarrow f}^{(1)})_{max} = |C_f^{(1)}(t)|^2 = \frac{|(\hat{d} \cdot E_0)_{fi}|^2}{\hbar^2} \frac{1}{\Delta^2}. \quad (14)$$

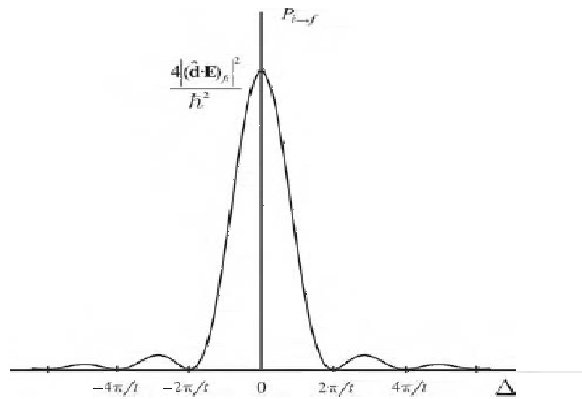
و در حالت تشدید، $\Delta = 0$ ، برابر با:

$$(P_{i \rightarrow f}^{(1)})_{max} = |C_f^{(1)}(t)|^2 = \frac{|(\hat{d} \cdot E_0)_{fi}|^2}{4\hbar^2} t^2. \quad (15)$$

نظریه اختلال تا زمانی معتبر خواهد بود که $(P_{i \rightarrow f}^{(1)})_{max} \ll 1$ باشد. بنابراین در حالت تشدید رابطه (۱۵) در زمان های کوچک صادق است. در شکل (۲-۱) احتمال گذار برای هر دو مورد $\Delta \approx 0$ و نامیزانی های بزرگ بر حسب زمان رسم شده است. همچنین در شکل (۳-۱) این احتمال گذار به صورت تابعی از Δ رسم شده است.



شکل ۲-۱: $P_{i \rightarrow f}^{(1)}(t)$ بر حسب زمان برای نامیزانی های کوچک و بزرگ [۲۷].



شکل ۳-۱: احتمال گذار، $P_{i \rightarrow f}^{(1)}(t)$ بر حسب نامیزانی Δ [۲۷].

در حد $t \rightarrow \infty$ و $\Delta \approx 0$ احتمال گذار به وسیله تابع دلتای دیراک بیان می شود:

$$P_{i \rightarrow f}^{(1)}(t) = \frac{\pi}{2} \frac{|\langle \hat{d} \cdot \mathbf{E}_0 \rangle_{fi}|^2}{\hbar^2} t \delta(\Delta). \quad (16)$$

بنابراین با تعریف نرخ احتمال گذار به صورت

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{P_{i \rightarrow f}^{(1)}}{t} \quad (17)$$

و توجه به این نکته که در عمل میدان دارای پهنای فرکانسی می باشد، مجموعه ای از حالت های نهایی $|f\rangle$ برای اتم قابل دسترس خواهند بود. اگر $[f]$ مجموعه ای از حالت های نهایی باشد، برای یک میدان با فرکانس ω نرخ احتمال گذار به این صورت خواهد بود:

$$W_{i \rightarrow [f]} = \frac{\pi}{2} \sum_{[f]} \frac{|\hat{d} \cdot \vec{E}_0|_{fi}^2}{\hbar^2} \delta(\omega - \omega_{fi}). \quad (18)$$

عبارت (18) به فائده طلایی فرمی مشهور است و مفهوم آن این است که گذار در فرکانس هایی رخ می دهد که با فرکانس نور تابشی برابر باشند [27].

۲.۱ اپتیک غیر خطی

میدان الکترومغناطیسی یک موج نوری در هنگام انتشار درون یک محیط باعث بوجود آمدن قطبش الکتریکی در راستای میدان اعمالی در آن محیط می شود. از آنجایی که قطبش از میدان پیروی می کند می توان نوشت:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t). \quad (19)$$

در این رابطه χ ثابتی بدون بعد می باشد که پذیرفتاری خطی نام دارد. همانطور که مشاهده می شود رفتار P و E نسبت به هم خطی است. در حالتی که شدت میدان های اعمالی به سیستم خیلی شدید باشد P اشباع خواهد شد و دیگر رفتارش نسبت به E خطی نخواهد بود، بنابراین بندریج که E افزایش می یابد می توانیم یک حالت غیرخطی را انتظار داشته باشیم. با توجه به این که P و E در ساده ترین حالت در یک محیط همسانگرد در امتداد هم می باشند می توانیم قطبش را به صورت یک سری توانی از شدت میدان $E(t)$ به صورت زیر بیان کنیم:

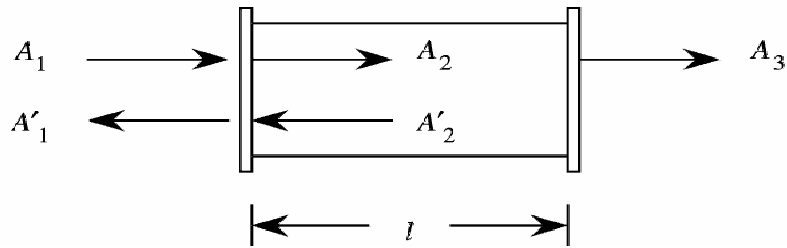
$$P(t) = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots) \quad (20)$$

زمانی که پاسخ نوری به صورت رابطه بالا باشد وارد حوزه اپتیک غیرخطی شده ایم $\chi^{(2)}$ و $\chi^{(3)}$ پذیرفتاری های غیرخطی مرتبه دوم و سوم می باشند. از آنجایی که قطبش یک نقش کلیدی در توصیف پدیده های اپتیک غیرخطی بازی می کند بر حسب اینکه قطبش غیرخطی مرتبه دوم یا سوم باشد پدیده های فیزیکی متفاوتی رخ خواهد داد. برای مثال تولید همافنگ دوم، تولید فرکانس جمع و تفریق پدیده هایی هستند که در آن ها

پذیرفتاری مرتبه دوم غیر صفر است. همچنین تولید هماهنگ سوم، خود کانونی و دوپایایی نوری فرآیندهایی هستند که در آن ها پذیرفتاری مرتبه سوم نقش اساسی دارد [۲۶].

۳.۱ بررسی دوپایایی نوری با توجه نظریه کلاسیک برهمکنش

برای بررسی دوپایایی نوری در دیدگاه کلاسیکی یک محیط غیر خطی در داخل مشدد فابری پرو در نظر می گیریم. این وسیله دوپایا به طور شماتیکی در شکل (۱-۴) نشان داده شده است. در این شکل A_1 به عنوان دامنه میدان فرودی، A'_1 دامنه موج بازتابی، A_2 و A'_2 دامنه موج جلورونده و عقب رونده داخل تداخل سنج و A_3 دامنه موج عبوری می باشد. در اینجا آینه های کاواک مشابه و بدون اتلاف در نظر گرفته می شوند.



شکل ۱-۴: وسیله ی دوپایای نوری که از یک محیط غیر خطی داخل یک تداخل سنج فابری-پرو تشکیل شده است [۲۶].

دامنه های بازتابی ρ و عبوری τ با شدت های بازتاب R و عبور T به صورت زیر رابطه دارند:

$$R = |\rho|^2, \quad T = |\tau|^2, \quad (21)$$

$$R + T = 1. \quad (22)$$

میدان های فرودی و درونی با استفاده از شرایط مرزی به شکل زیر با هم مرتبط هستند:

$$A'_2 = \rho A_2 e^{2ikl - \alpha l}, \quad (23)$$

$$A_2 = \tau A_1 + \rho A'_2, \quad (24)$$

در اینجا عدد موج $k = nw/c$ و ضریب جذب وابسته به شدت α کمیت های حقیقی در نظر گرفته شده اند که شامل هر دو سهم خطی و غیرخطی می باشند. در معادلات بالا فرض شده است که عدد موج و ضریب جذب در طول فضا تغییر نکنند که به تقریب میدان متوسط معروف است. این فرض به طور خاص زمانی برقرار است که $T \ll 1$ و $\alpha l \ll 1$ باشد. با حذف A_2 از معادلات (۲۳) و (۲۴) به معادله زیر می رسم:

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - \rho^2 e^{2ikl - \alpha l}}, \quad (25)$$

اگر k یا α یا هر دو توابع غیر خطی از شدت نور داخل تداخل سنج باشند معادله (۲۵) دوپایایی را در شدت های موج عبوری نشان خواهد داد. در حالت کلی هر دوی این کمیت ها می توانند رفتار غیرخطی از خود نشان دهند. در ادامه برای درک بهتر مفهوم دوپایایی شرایطی را که در آن هر یک از سهم های جاذب یا پاشنده غالب باشند، مورد بررسی قرار می دهیم.

۱.۳.۱ دوپایایی جاذب

در دوپایایی جاذب کاواک با میدان فرودی در حالت تشدید می باشد و بنابراین تنها ضریب جذب به طور غیر خطی به شدت میدان بستگی دارد و عدد موج ثابت فرض می شود. در این حالت با فرض $\alpha l \ll 1$ داریم:

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - R(1 - \alpha l)}, \quad (26)$$

به طور مشابه رابطه بین شدت میدان فرودی و میدان داخل کاواک با توجه به $I_i = 2n\epsilon_0 |A_i|^2$ ، به این صورت بیان می شود:

$$I_2 = \frac{TI_1}{[1 - R(1 - \alpha l)]^2}. \quad (27)$$

با تعریف پارامتر بی بعد C به صورت $C = \frac{R\alpha l}{1-R}$ ، معادله (۲۷) بدین شکل ساده می شود:

$$I_2 = \frac{1}{T} \frac{I_1}{(1+C)^2}. \quad (28)$$

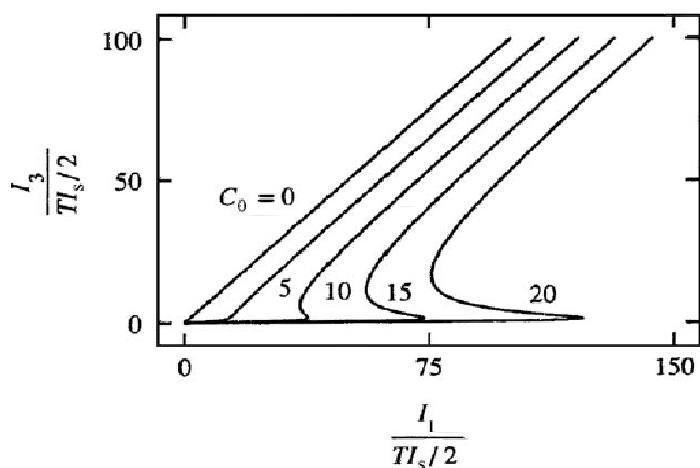
اکنون با در نظر گرفتن بستگی ضریب جذب α و بنابراین پارامتر $C = \frac{R\alpha l}{1-R}$ به شدت نور داخل تداخل سنج و با توجه به رابطه معتبر برای جاذب اشباع پذیر در سیستم دو تراز به صورت $\alpha = \frac{\alpha_0}{1+I/I_s}$ ، α_0 ضریب جذب

غیراشباع و I_s شدت اشباع) رابطه بین شدت میدان فرودی و خروجی بدین صورت بدست می آید [۲۶]:

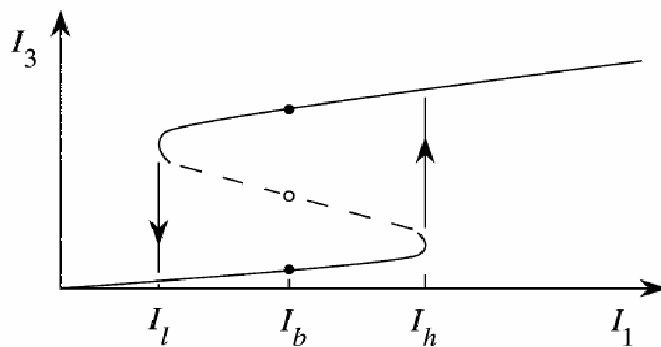
$$I_1 = I_3 \left(1 + \frac{C_0}{1 + 2I_3/TI_s} \right). \quad (29)$$

در رابطه بالا $C_0 = \frac{R\alpha_0 l}{1-R}$ و $i_3 = Ti_2$ می باشند. در رابطه بالا از اثرات تشکیل موج ایستاده در داخل تداخل سنج صرف نظر شده است؛ بدین ترتیب $I = I_2 + I_2' = 2I_2$ ، در نظر گرفته شده است. رابطه بین شدت میدان ورودی و خروجی برای مقادیر مختلف C_0 در شکل (۱-۵) نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می شود در مقادیر معینی از شدت ورودی کاواک، بیش از یک شدت خروجی بدست می آید.

به همین ترتیب در شکل (۱-۶) رفتار دوپایای یک سیستم به طور شماتیکی نشان داده شده است. شاخه ای از منحنی که به صوت خط چین نشان داده شده است حالت ناپایدار در سیستم را نشان می دهد، یعنی اگر سیستم ابتدا در این حالت باشد (I_b) به سرعت به یکی از دو حالت پایدار سوئیچ خواهد شد. از این حالت سیستم برای ذخیره کردن اطلاعات دوتایی استفاده می شود. در این مورد به خاطر حضور جاذب اشباع پذیر در شدت های فرودی پایین، حالت «۰»، عبور بسیار کم می باشد و بیشتر نور فرودی بازتاب می شود. افزایش شدت میدان فرودی باعث می شود جاذب به حالت اشباع برسد. همچنین با افزایش میدان داخلی شدت اشباع بیشتر شده و بنا براین سیستم در حالت «۱» قرار می گیرد. تا زمانی که جاذب در حالت اشباع است، $I_1 = I_3$ می باشد. از طرف دیگر، هنگامی که سیستم در حالت «۱» باشد و شدت فرودی کاهش یابد، چون میدان داخلی کاواک هنوز به حد کافی قوی است، سیستم را در حالت اشباع نگه می دارد تا زمانی که در یک شدت فرودی کمتر از حد نیاز برای باقی ماندن سیستم در حالت «۱»، نور عبوری به حالت «۰» سوئیچ می شود [۱].



شکل ۵-۱: رابطه بین شدت ورودی و خروجی کاواک برای یک وسیله دوپایایی جاذب [۲۶].



شکل ۶-۱: طرح شماتیک ورودی-خروجی یک سیستم دوپایا به صورت سوئچ اپتیکی [۲۶].

۲.۳.۱ دوپایایی پاشنده

در این مورد ضریب شکست n به طور غیرخطی به شدت نور بستگی پیدا می کند و ضریب جذب صفر در نظر

گرفته می شود. معادله (۲۵) با $\alpha = 0$ به صورت زیر نوشته می شود:

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - \rho^2 e^{2ikl}}. \quad (30)$$