وزارت علوم تحقیقات و فناوری
مجتمع آموزش عالی بناب

گروه اپتیک و لیزر

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد در رشته فیزیک اتمی و مولکولی گرایش اپتیک - لیزر

عنوان:

کنترل جابجایی گوس هانشن از طریق تداخل کوانتمی

اساتید راهنما:

دکتر مصطفی صحرایی

دکتر حسین لطفی

پژوهشگر:

پریسا معبودی

اسفند 1390

تقدیم به:

پدر و مادر عزیزم که آفتاب زندگیم هستند

خواهرم و برادرانم که شادی بخش زندگیم هستند

و

با تشکر از اساتید محترم جناب آقایان دکتر مصطفی صحرایی و دکتر لطفی

نام خانوادگی: معبودی	نام: پریسا

عنوان پایان نامه:

کنترل جابجایی گوس هانشن از طریق تداخل کوانتمی

اساتید راهنما: دکتر مصطفی صحرایی

دکتر حسین لطفی

مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد رشته: فیزیک گرایش: اتمی و مولکولی (اپتیک-لیزر)

دانشگاه: بناب تاریخ دفاع از پایان‌نامه: 1390/12/18

تعداد صفحه:

کلید واژه: جابجایی گوس- هانشن . اثرهمدوسی اتمی.اپتیک کوانتومی.فاز نسبی.ضریب گروه

چکیده

جابجایی باریکه نوربازتاب یافته و عبوری از سطح دی الکتریک را جابجایی گاوس – هانشن گویند.

جابجایی گاوس – هانشن بطور وسیع بصورت تجربی ونظری بوسیله تحقیق مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است. این جابجایی کاربرد های مهمی در حساسیت نوری، اندازه گیری ضریب شکست،اندازه گیری صافی

سطوح وغیره دارد. مطالعهجابجایی گاوس – هانشن در آرایش های ثابت بندرت مشاهده می شود. بنابر این کنترل این جابجایی در یک آرایش و دستگاه ثابت می تواند حایز اهمیت باشد.همدوسی اتمی می تواند زمینه بسیار مناسبی برای کنترل این جابجایی محسوب شود.در این پایان نامه، با تکیه بر همدوسی اتمی اثر تداخل کوانتمی در جابجایی گاوس – هانشن مورد بررسی قرار می گیرد. اثر پارامترهای اتمی نظیر دامنه میدان الکتریکی، فاز نسبی میدان های اعمال شده در جابجایی گاوس-هانشن مورد مطالعه قرار می گیرد.

فهرست مطالب

فصل اول: بررسی منابع و پایه‌های نظری

فصل دوم: مبانی و روشها

فصل سوم: نتیجه‌گیری و بحث

فهرست اشکال

فصل اول:

بررسی منابع و پایه‌های نظری

مقدمه

انتشار نور در یک محیط پاشنده و مطالعه‌ی تغییرات ایجاد شده در آن، موضوع بسیار مهمی در اپتیک کوانتومی محسوب می‌شود، که در سالهای اخیر توجه پژوهشگران را به خود جلب کرده و نتایجی بدست آورد. که هر یک به تنهایی زمینه‌ی مطالعاتی بسیاری از محققان و دانشمندان را فراهم کرده است. از آن جمله همدوسی القایی ناشی از دمش میدان‌های همدوس یا غیرهمدوس است که نقش مهمی در تغییرات خواص اپتیکی مواد یا محیط های اتمی ایفا می‌کند. پدیده‌های جالبی مانند تله اندازی همدوس جمعیت[2,1]، شفافیت القایی الکترومغناطیسی[4,3]، سرعت‌های انتشار بالاتر[5] و پایین‌تر از سرعت نور[6] در خلاء و بسیاری از پدیده‌های مهم دیگر که خارج از بحث این پایان‌نامه است را می توان از طریق همدوسی اتمی مورد بحث قرار داد.

یکی از موضوع های حائز اهمیت تغییر سرعت گروه از فراسرعت به فروسرعت و برعکس است.در این فصل به بررسی انتشار تپ نوری در یک محیط پاشنده پرداخته و مفاهیمی مانند سرعت گروه، ضریب شکست، و انتشار فروسرعت و فراسرعت نور در محیط اتمی را مورد بررسی قرار می دهیم. همچنین اشاره‌ای به برخی از مفاهیم پرکاربرد مثل تداخل کوانتومی و همدوسی کوانتومی خواهیم داشت. در این فصل به معرفی جابجایی گاوس- هانشن[۷،۸] می پردازیم،پس کاربرد های مختلف آن و نحوه کنترل آن در اثر تداخل کوانتومی و همدوسی کوانتومی را مورد بحث قرار می دهیم[۹،۱۰].

1-1) انتشار پالس نوری در یک محیط پاشنده

بررسی انتشار نور در ماده، بویژه در مواد پاشنده، یکی از بخشهای مهم نور شناسی است که توجه بسیاری از پژوهشگران را به خود جلب کرده است. محیط پاشنده به محیطی اطلاق می‌شود که در آن ضریب شکست محیط با فرکانس تغییر کند، به عبارت دیگر ضریب شکست تابعی از فرکانس نور تابشی باشد.

1-1-1) انتشار پالس الکترومغناطیسی درداخل یک محیط خطی

برای محاسبه معادله موج مربوط به یک پالس الکترومغناطیسی در داخل یک محیط خطی از معادلات ماکسول استفاده میکنیم. حالت الکترومغناطیسی خلاء در هر نقطه از فضای تهی با دو بردار، میدان الکتریکی E و میدان مغناطیسی H مشخص می‌شود. در حالت دینامیکی، میدان‌ها مستقل نمی-باشند، بنابراین مشتق مکانی و زمانی آن‌ها با معادلات تاو به یکدیگر مربوط می‌شوند:

$$\vec{\nabla}\times\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (8\text{-}1)$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{H}=\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (9\text{-}1)$$

شرایط واگرایی:

$$\vec{\nabla}.\vec{D}=\rho \quad (10\text{-}1)$$

$$\vec{\nabla}.\vec{B}=0 \quad (11\text{-}1)$$

که دلالت بر عدم حضور بار در مکانی خاص دارد. بطور کلی چهار معادله بالا، معادلات ماکسول در خلاء گفته می‌شوند. این معادلات را می‌توان بعنوان معادلات دیفرانسیل بنیادی میدان الکترومغناطیس در غیاب ماده در نظر گرفت. با تاو گرفتن از طرفین رابطه (1-8)داریم:

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\nabla\times\vec{B}. \quad (12\text{-}1)$$

با استفاده از رابطه ی برداری زیر برای یک بردار دلخواه A رابطه ی فوق به شکل رابطه (1-14)در می آید:

$$\nabla\times\nabla\times\vec{A} = \nabla(\nabla.\vec{A}) - \vec{\nabla}^2\vec{A}, (13\text{-}1)$$

$$\nabla(\nabla.\vec{E}) - \nabla^2\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{\nabla}\times\vec{B}. (14\text{-}1)$$

برای یک محیط خطی میدان مغناطیسی B, و شدت مغناطیسیH ,به شکل زیر به هم مرتبط می شود.

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H}. (15\text{-}1)$$

که در آن μ_0نفوذپذیری مغناطیسی محیط است.همچنین رابطه بین میدان الکتریکی$\vec{E}$,وجابجایی الکتریکی D, به شکل زیر است:

$$D = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}. \qquad (16\text{-}1)$$

که در آن ε_0 گذردهی الکتریکی خلا و p قطبش محیط است.از طرفی فرض می کنیم چگالی بار در محیط صفر باشد بنابراین از رابطه ی(1-10)خواهیم داشت $\vec{\nabla}.\vec{E} = 0$.باتوجه به این مورد ونیز باجایگزاری روابط (1-15)و(1-16)ونیز رابطه ی (1-9)در رابطه ی(1-14)به دست می آید.

$$\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{D} = \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{E} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{P}. \quad (17\text{-}1)$$

همانگونه که می دانیم، رابطه ی زیر بین سرعت انتشار نور در خلا، گذرهی الکتریکی خلا و پذیرفتاری مغناطیسی خلابرقرار است.

$$c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0\mu_0}. \quad (18\text{-}1)$$

باجایگزاری این رابطه در رابطه ی (17-1)معادله ی زیر به دست می آید.

$$\nabla^2\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}P. \qquad (19\text{-}1)$$

حال اگر جهت انتشار موج الکتریکی تنها در راستای z باشد رابطه ی نهایی زیر را برای انتشار مولفه ی الکتریکی پالس الکترومغناطیسی در محیط خطی داریم.

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2}\vec{E}(z,t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{E}(z,t) = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{P}(z,t). \qquad (20\text{-}1)$$

برای محاسبه ی مولفه ی مغناطیسی مربوط به یک پالس الکترومغناطیسی منتشره در داخل محیط خطی دوباره از معادلات ماکسول استفاده می کنیم.این بار از رابطه ی (9-1)تاو می گیریم:

(21-1)

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{H} = \frac{\partial}{\partial t}\vec{\nabla}\times\vec{D}.$$

باز هم بااستفاده از روابط (13-1)و(16-1) می توانیم رابطه ی فوق را به شکل زیر ساده کنیم.

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla}.\vec{H}) - \nabla^2 H = \frac{\partial}{\partial t}\vec{\nabla}\times(\varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}). \quad (22\text{-}1)$$

از طرفی در یک محیط خطی رابطه ی زیر را بین میدان الکتریکی وقطبش پذیری داریم:

(23-1)

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$$

که در آن پذیرفتاری الکتریکی مربوط به محیط است.بااستفاده از این رابطه ومعادلات (1-11)و(1-15)و (1-18)وباتوجه به اینکه برای یک محیط خطی, $\varepsilon = 1 + \chi$معادله ی (1-22)را می توان به شکل زیر ساده سازی کرد:

(24-1)

$$-\nabla^2 \vec{B} = \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$$

حال باجایگزاری از رابطه ی(1-8)به دست می آوریم:

(25-1)

$$\nabla^2 \vec{B} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} B = 0.$$

به این ترتیب معادله موج برای انتشار مولفه مغناطیسی پالس الکترومغناطیسی در یک محیط خطی را بدست آوردیم.

2-1-1)سرعت نور در یک محیط

معادلات تاو ماکسول برای میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در محیط‌های غیر همسانگرد، دقیقاً همانند معادلات در خلاء هستند، به استثنای آنکه ثابتهای خلاء μ_0 و ε_0 با ثابتهای مربوطه برای

محیط یعنی μ و ε تعویض می‌شوند. در نتیجه، سرعت انتشار میدان‌های الکترومغناطیسی در یک محیط مادی از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\upsilon_p = (\mu\varepsilon)^{-\frac{1}{2}} \quad (19\text{-}1)$$

با معرفی دو نسبت بدون بعد زیر:

$$k = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (20\text{-}1)$$

به نام ثابت گذردهی نسبی یا ثابت دی‌الکتریک و

$$k_m = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (21\text{-}1)$$

به نام ثابت تراوایی نسبی، می‌توانیم رابطه زیر را برای سرعت نور بنویسیم:

$$\upsilon_p = (\mu\varepsilon)^{-\frac{1}{2}} = (k_m \mu_0 k \varepsilon_0)^{-\frac{1}{2}} = c(kk_m)^{-\frac{1}{2}} \quad (22\text{-}1)$$

ضریب شکست محیط، بصورت نسبت سرعت نور در خلاء به سرعت نور در یک محیط مادی تعریف می‌شود. از این رو داریم:

$$n = \frac{c}{\upsilon_p} = (kk_m)^{\frac{1}{2}} \quad (23\text{-}1)$$

شفافترین محیط‌های اپتیکی، محیط‌های غیرمغناطیسی هستند، بطوریکه در آن‌ها $k_m = 1$ است، در این صورت ضریب شکست باید برابر با جذر ضریب گذردهی نسبی باشد.

$n = \sqrt{k}$ (24-1)

مشخص شده است که ضریب شکست محیط با بسامد پرتو فرودی تغییر می‌کند. این امر برای تمام محیط‌های اپتیکی شفاف صادق است. تغییر ضریب شکست با بسامد پاشندگی نامیده می‌شود. بعنوان نمونه پاشندگی شیشه سبب تجزیه‌ی نور توسط منشور به رنگهای طیف آن می‌شود. برای فهم اساس انتشار، باید بدانیم که در انتشار پالس نوری از طریق یک ماده، کمیت‌های بسیاری هستند که می‌توانند برای توصیف سرعت معرفی شوند. کمیت‌هایی که می‌توانند سرعت انتشار پالس در یک محیط را توصیف کنند عبارتند از سرعت فاز، سرعت گروه، سرعت انتقال انرژی که در ادامه بحث به توضیح هر یک از آن‌ها خواهیم پرداخت.

3-1-1)سرعت فاز

یکی از کمیت‌هایی که برای توصیف سرعت نور انتشار یافته در یک ماده به کار می‌رود سرعت فاز است. یک موج پیوسته تکفام با فرکانس معینی را در نظر می‌گیریم. همان طوری که در شکل (1-2) نشان داده شده است، میدان الکترومغناطیسی سریعاً نوسان می‌کند (مثلاً دوره نوسانات برای نور سبز تقریباً 10 فمتو ثانیه است). از آنجایی که ω تناوب موج در واحد زمان است و L/k طول فضایی موج به ازای یک رادیان می‌باشد، به دنبال آن $\upsilon = \frac{\omega}{k}$ سرعت موج در حال حرکت است. این همان سرعتی است که با آن یک نقطه واقع بر موج با فاز ثابت در جهت انتشار حرکت می‌کند که آن را سرعت فاز موج می‌نامند از طرفی سرعت فاز υ_p، سرعتی است که پیک یا قله نوسانات با آن سرعت حرکت می‌کند. برای بررسی ابتدا دو موج با بسامدهای ν_1 و ν_2 که با سرعت یکسان و دامنه‌ی یکسان A در محیط حرکت می‌کنند را در نظر می‌گیریم، در هر لحظه از زمان شکل موج

برآیند با برهم‌نهی مولفه امواج بدست می‌آید. تداخل‌های پی‌درپی سازنده و ویرانگر موج پوشی با تغییرات آهسته ایجاد می‌کند، از آنجایی که انرژی یک نوسانگر هماهنگ ساده با مجذور دامنه نوسان متناسب است، انرژی حمل شده توسط موج برآیند در ناحیه‌هایی که دامنه پوش بزرگ است متمرکز می‌شوند از اینرو سرعت انتقال انرژی امواج در محیط با همان سرعت پیشروی پوش در فضا است. در صورتی که سرعت‌های دو مولفه موج برابر باشند سرعت پوش (سرعت گروه) همان سرعت فاز هر یک از مولفه‌های موج است.

با استفاده از مختصات معادلات موج برداری (1-15)را به مولفه‌هایش تجزیه می‌کنیم. مشاهده می-شود که هر مولفه E و H معادله موج نرده‌ای عمومی زیر را می‌دهد:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=(\frac{1}{\upsilon_p})^2\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (25\text{-}1)$$

در این‌جا کمیت U نماینده‌ی هر یک از موافه‌های E_z، E_y، E_x، H_z، H_y و H_x می‌باشد. اینک حالتی را که در آن تغییرات مکانی U فقط در راستای مختصه‌ی ویژه‌ای مثلاً راستای z روی می‌دهد، بررسی می‌کنیم. در این مورد عملگر ∇^2 به $\partial^2/\partial z^2$تبدیل می‌شود، و معادله (1-25) به معادله موج یک بعدی زیر تبدیل می‌گردد:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2}=\frac{1}{\upsilon_p^2}\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (26\text{-}1)$$

با جاگذاری به آسانی می‌توان نشان داد که تابع زیر:

$$U(z,t)=Ae^{i(kz-\omega t)}+c.c \quad (27\text{-}1)$$

در حقیقت یک جواب معادله موج (1-26) است که در آن نسبت ثابتهای ω و k برابر با ثابت υ_p است، یعنی:

$$\upsilon_p = \frac{\omega}{k} \quad (28\text{-}1)$$

A ماکزیمم دامنه و $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج می‌باشد. معادله‌ی (1-27) معادله‌ی یک موج تخت است و نموداری از آن در شکل (1-2)نشان داده شده است. در یک لحظه معین زمانی، تابع موج $U(z,t)$ بطور سینوسی با فاصله z تغییر می‌کند، و در یک مکان معین، تابع موج بطور هماهنگ با زمان تغییر می‌کند. ماهیت پیشرونده موج با ترسیم دو منحنی $U(z,t_1)$ و $U(z,t_2)$ روشن شده است. منحنی دوم نسبت به منحنی اول در راستای مثبت z دارای جابجایی باندازه مقدار زیر است:

$$\Delta z = \upsilon_p \, \Delta t \quad (29\text{-}1)$$

این مقدار که فاصله بین دو نقطه همفاز میباشد در شکل مشخص شده است. به همین دلیل به υ_p سرعت فاز گفته می‌شود.