

سیدنا محمد بن عبد الله

۱۴۴۲



دانشکده علوم

گروه فیزیک

رساله برای دریافت درجه دکتری فیزیک

«در گرایش اتمی و مولکولی»

عنوان:

ایجاد درهم تنیدگی کوانتومی در سیستم های اتم-کاواک-لیزر
با روش گذار بی دررو

رحیم نادرعلی

کتابخانه دانشگاه ارومیه
تیمسارک

اساتید راهنما:

۱۳۸۹/۹/۸



دکتر مهدی امنیت طلب - دکتر اکبر جعفری دولاما

مهر ۱۳۸۹

«حق طبع و نشر مطالب این رساله برای دانشگاه ارومیه محفوظ است»

۱۴۶۴۲۰

پایان نامه : آقای رحیم نادرعلی به تاریخ : ۸۹/۷/۶ شماره : ۱۰۹۰-۲ مورد پذیرش هیات محترم

داوران با رتبه : عالی و نمره : ۱۹ قرار گرفت .

۱- استاد راهنما و رئیس هیئت داوران : دکتر مهدی امنیت طلب

۲- استاد راهنمای دوم : دکتر اکبر جعفری

۳- داور خارجی : دکتر مصطفی صحرائی

دکتر حبیب تجلی

۴- داور داخلی : دکتر حسن صدقی

دکتر رسول خدابخش

۵- نماینده تحصیلات تکمیلی : دکتر حبیب اذانچیلر

دکتر رسول خدابخش

مقاله‌های مستخرج از پایان‌نامه:

1- Creation of atomic W state in a cavity by adiabatic passage
J. Opt. Commun. **283**, 622 (2010).

۲- ایجاد درگاه دوران تک-کیوبیتی هولونومیک با روش گذار بی‌درروی سه‌پایه

مجله پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۰، شماره ۱، صفحه ۱۷-۲۳، بهار ۱۳۸۹

۳- طراحی درگاه‌های کوانتومی تک کیوبیت و تک کیوکوادریت با روش گذار بی‌درروی چهارپایه

کنفرانس سالانه فیزیک ایران، دانشگاه بوعلی‌سینا همدان- ۱۳۸۹

۴- تولید حالت‌های درهم‌تنیده W برای اتم‌های دو تراز با روش گذار بی‌درروی کسری

کنفرانس سالانه فیزیک ایران، دانشگاه بوعلی‌سینا همدان- ۱۳۸۹

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	چکیده
۲	مقدمه
۵	فصل ۱): اندرکنش اتم با میدان کلاسیکی و کوانتومی
۵	۱-۱): کوانتش میدان الکترومغناطیسی
۶	۱-۱-۱): بسط میدان الکترومغناطیسی بر حسب مدهای به هنجار
۷	۲-۱-۱): مدهای اسلاتر
۸	۳-۱-۱): مدهای اسلاتر در حفره بدون اتلاف
۱۰	۴-۱-۱): مدهای اسلاتر در حفره با اتلاف
۱۳	۲-۱): ویژه مقدار و ویژه حالت عملگر هامیلتونی
۱۸	۳-۱): اندرکنش اتم با میدان کلاسیکی و کوانتومی
۲۳	۴-۱): ساختار هامیلتونی مؤثر
۲۵	۵-۱): نتایج عددی و مقایسه با نتایج محاسبات تحلیلی
۲۷	۶-۱): اندرکنش اتم دو ترازوی با میدان کوانتومی (مدل جینز کامینگ)
۲۹	۷-۱): هامیلتونی سیستم در تصویر اندرکنش
۳۱	۸-۱): اندرکنش اتم دو ترازوی با میدان کلاسیکی
۳۶	فصل ۲): روش‌های گذار بی‌درروی اتمی
۳۶	۱-۲): مقدمه
۳۷	۲-۲): مکانیسم انتقال جمعیت به روش اسکرپ در سیستم‌های دو ترازوی
۴۲	۳-۲): روش نیمه-اسکرپ
۴۳	۱-۳-۲): پالس پمپ مقدم بر پالس استارک
۴۴	۲-۳-۲): پالس استارک مقدم بر پالس پمپ
۴۶	۴-۲): روش گذار بی‌درروی رامن تحریکی، استیرپ
۴۸	۵-۲): مقایسه روش‌های گذار استیرپ و اسکرپ
۵۰	۶-۲): قضیه بی‌دررو وفاز هندسی
۵۰	۱-۶-۲): قضیه بی‌دررو
۵۱	۲-۶-۲): فاز پری

۵۴ نقطه تبهگنی و زاویه فضایی - ضریب فاز هندسی
۵۶ فصل ۳): ایجاد درگاه تک - کیوبیتی هولونومیک دوران در گذار بی درروی سه پایه
۵۶ (۱-۳): مقدمه
۵۹ (۲-۳): هامیلتونی مؤثر سیستم
۵۹ (۳-۳): ساخت هامیلتونی بی درروی سیستم
۶۸ (۴-۳): ایجاد درگاه تک - کیوبیتی دوران
۷۳ (۵-۳): بررسی اثر ناهمدوسی ناشی از گسیل خودبخودی بر گذار جمعیت و عمل درگاه
۷۸ فصل ۴): تولید حالت W اتمی در یک کاواک با استفاده از روش گذار بی دررو
۷۸ (۱-۴): حالت W اتمی
۸۰ (۲-۴): ساختار سیستم اتم - کاواک - لیزر
۸۳ (۳-۴): حالت W در سه اتم
۸۳ (۱-۳-۴): طرح واره اول در ایجاد حالت W اتمی
۸۹ (۲-۳-۴): طرح واره دوم در ایجاد حالت W اتمی
۹۲ (۴-۴): اثرات ناهمدوسی در تولید W اتمی
۹۵ (۵-۴): حالت W در سیستم N اتمی
۹۷ (۶-۴): نتیجه گیری
۹۸ فصل ۵): گذار بی دررو رامن تحریکی چهارپایه
۱۰۰ (۱-۵): ساختار هامیلتونی سیستم پنج تراز، چهار پایه
۱۰۱ (۲-۵): ساختار هامیلتونی بیدرو سیستم پنج تراز، چهار پایه
۱۱۹ (۳-۵): تعمیم نتایج به سیستم، $N + 1$ تراز با N تراز پایه
۱۲۰ (۴-۵): فازهای هندسی بر حسب دامنه پالس های لیزری
۱۲۲ (۵-۵): محاسبات عددی، حالت های خاص و مقایسه آن با نتایج محاسبات تئوری
 (۶-۵): کاربرد استیرپ چهارپایه برای تولید حالت های در هم تنیده چهار اتم دو تراز که با یک
۱۴۲ کاواک اندرکش می کنند
 (۶-۵): ایجاد درگاه های کوانتومی تک - کیوتريت و تک - کیوکوادريت با روش گذار بی دررو در
۱۴۴ سیستم اتمی پنج تراز
۱۵۶ نتیجه گیری
۱۵۷ مراجع

فهرست شکلها

صفحه

شماره و عنوان شکل

فصل ۱

- شکل (۱-۱): طرحواره انتشار میدان در درون کاواک با دیواره‌های رسانا ۶
- شکل (۲-۱): ترازهای انرژی نوسانگر هماهنگ مکانیک کوانتومی وابسته به میدان الکترومغناطیس ۱۷
- شکل (۳-۱): طرحواره اتم دو تراز که با میدان خارجی اندرکنش می‌کند ۱۹
- شکل (۴-۱): نمودار جمعیت در ترازهای سیستم دو تراز در اندرکنش با میدان خارجی ($\Delta = 0$) ۲۶
- شکل (۵-۱): نمودار جمعیت در ترازهای سیستم دو تراز در اندرکنش با میدان خارجی ($\Delta/\Omega = 2$) ... ۲۶
- شکل (۶-۱): نمودار جمعیت در ترازهای سیستم دو تراز در اندرکنش با میدان خارجی ($\Delta/\Omega = 4$) ... ۲۷
- شکل (۷-۱): طرحواره اتم سه تراز که با میدان خارجی اندرکنش می‌کند ۳۲
- شکل (۸-۱): نمودار جمعیت در ترازهای سیستم سه تراز در اندرکنش با میدان خارجی ($\Delta = 0$) ۳۵
- شکل (۹-۱): نمودار جمعیت در ترازهای سیستم چهار تراز در اندرکنش با میدان خارجی ($\Delta = 0$) ... ۳۵

فصل ۲

- شکل (۱-۲): الگوی جفت شدگی سیستم دو تراز در روش اسکرپ ۳۶
- شکل (۲-۲): منحنی شکل پالس‌های لیزری وانتقال‌های جمعیت در روش اسکرپ ۴۱
- شکل (۳-۲): منحنی شکل پالس‌های لیزری وانتقال‌های جمعیت در روش اسکرپ با ترتیب عکس
پالس‌های پمپ و استارک نسبت به شکل (۲-۲) ۴۲
- شکل (۴-۲): ایجاد برهم‌نهی همدوس با دامنه‌های برابر به روش نیمه-اسکرپ (پالس پمپ مقدم
بر پالس استارک) ۴۵
- شکل (۵-۲): ایجاد برهم‌نهی همدوس با دامنه‌های برابر به روش نیمه-اسکرپ (پالس استوکس مقدم
بر پالس پمپ) ۴۵
- شکل (۶-۲): الگوی جفت شدگی روش گذار بی‌دررو رامن تحریکی دو پایه ۴۶
- شکل (۷-۲): ارتباط فازهندسی با زاویه فضایی ۵۵

فصل ۳

- شکل (۱-۳): الگوی جفت شدگی روش گذار بی‌درروی سه پایه ۵۸
- شکل (۲-۳): نمودار شکل پالس‌های لیزری و جمعیت ترازها در گذار بی‌درروی سه پایه ۶۴
- شکل (۳-۳): مقایسه عناصر هامیلتونی بی‌دررو در تحقق شرایط تقریب بی‌دررو ۶۵

- شکل (۳-۴): نمودار فاز هندسی بر حسب زمان در گذار بی‌درروی سه پایه ۶۶
 شکل (۳-۵): شکل پالس‌های جفت‌کننده حالت‌های پایه (تبهگن) با حالت تحریکی
 در گذار بی‌درروی سه پایه ۶۹
 شکل (۳-۶): گذار بی‌درروی سه پایه، جمعیت ترازها بدون تغییر باقی می‌ماند ۷۱
 شکل (۳-۷): گذار بی‌درروی سه پایه، حالت نهایی برهم‌نهی از دو حالت پایه می‌شود ۷۱
 شکل (۳-۸): الگوی جفت‌شدگی سیستم سه پایه توأم با گسیل خودبخودی به بیرون از سیستم ۷۳
 شکل (۳-۹): گذار بی‌درروی سه پایه در شرایط شکل (۳-۷)، توأم با گسیل خودبخودی ۷۴
 شکل (۳-۱۰): الگوی جفت‌شدگی سیستم سه پایه توأم با گسیل خودبخودی به درون سیستم ۷۵
 شکل (۳-۱۱): نمودار تحول زمانی عناصر ماتریس چگالی بر حسب زمان در سیستم سه پایه،
 توأم با گسیل خودبخودی ۷۶

فصل ۴

- شکل (۴-۱): الگوی جفت‌شدگی سیستم اتم-اتم-کاواک برای هامیلتونی مؤثر ۸۱
 شکل (۴-۲): نمای هندسی جفت‌شدگی اتم‌ها-کاواک-لیزر در طرح‌واره اول ۸۷
 شکل (۴-۳): نمودار کنتور شده وفاداری نهایی حالت W اتمی ۸۷
 شکل (۴-۴): گذار بی‌درروی استیرپ کسری، اتم-کاواک ۸۷
 شکل (۴-۵): نمودار کنتور شده وفاداری نهایی حالت W اتمی در طرح‌واره اول ۹۰
 شکل (۴-۶): نمای هندسی جفت‌شدگی اتم‌ها-کاواک-لیزر در طرح‌واره دوم ۹۱
 شکل (۴-۷): گذار بی‌درروی نیم-استیرپ، اتم-کاواک ۹۲
 شکل (۴-۸): نمودار وفاداری نهایی حالت W اتمی در طرح‌واره اول با وجود اثرات ناهمدوسی ۹۴
 شکل (۴-۹): نمودار وفاداری نهایی حالت W اتمی در طرح‌واره دوم با وجود اثرات ناهمدوسی ۹۴
 شکل (۴-۱۰): الگوی جفت‌شدگی برای سیستم N -اتم-کاواک برای هامیلتونی مؤثر ۹۶

فصل ۵

- شکل (۵-۱): الگوی جفت‌شدگی روش گذار بی‌دررو دو پایه ۹۸
 شکل (۵-۲): طرح‌واره جفت‌شدگی یک اتم پنج‌ترازی با چهار تراز پایه تبهگن بوسیله چهار پالس
 لیزری ۹۹
 شکل (۵-۳): نمودار ترازهای انرژی با جملات اندرکنشی مابین حالات اتمی در سیستم پنج‌ترازی ۱۱۲
 شکل (۵-۴): منحنی انتقال بی‌دررو همانی، با جمعیت ثابت تراز پایه ۱ ۱۲۵
 شکل (۵-۵): منحنی انتقال بی‌دررو تحت پالس‌های لیزری با مبدأ زمانی یکسان و پهنای پالسی
 متفاوت از هم ۱۲۸
 شکل (۵-۶): تأثیر فاز دینامیکی بر انتقال‌های مابین حالت‌های اتمی در سیستم پنج‌ترازی در روش
 گذار بی‌دررو استیرپ ۱۲۹
 شکل (۵-۷): انتقال بی‌دررو جمعیت از یک تراز پایه، بطور مساوی به چهار تراز پایه، در سیستم

۱۳۳ اتمی چهارپایه
	شکل(۵-۸): انتقال بی دررو جمعیت از یک تراز پایه و بطور مساوی به سه تراز پایه دیگر، در
۱۳۷ سیستم چهارپایه
	شکل(۵-۹): انتقال بی دررو جمعیت از دو تراز پایه با جمعیت برابر، به دو تراز پایه دیگر با
۱۴۱ جمعیت برابر در سیستم چهارپایه
۱۴۲ شکل(۵-۱۰): الگوی جفت شدگی یک اتم دو تراز با یک کاواک
۱۴۳ شکل(۵-۱۱): الگوی جفت شدگی چهار اتم دو تراز با یک کاواک
۱۴۵ شکل(۵-۱۲): طرح‌واره یک درگاه کوانتومی
۱۴۶ شکل(۵-۱۳): منحنی شکل پالس‌ها و فازهای هندسی در طراحی درگاه همانی
۱۴۷ شکل(۵-۱۴): منحنی قسمت حقیقی فاز دینامیکی در طراحی درگاه همانی
	شکل(۵-۱۵): گذار بی درروی چهار پایه، تأثیر قسمت حقیقی فاز دینامیکی در طراحی
۱۴۸ درگاه همانی
	شکل(۵-۱۶): گذار بی درروی چهار پایه و فازهای هندسی در انتقال جمعیت از یک تراز پایه
۱۵۰ به سه تراز پایه دیگر با جمعیت برابر
۱۵۰ شکل(۵-۱۷): شکل پالس‌های لیزری و قسمت حقیقی فاز دینامیکی در شرایط شکل(۵-۱۶)
	شکل(۵-۱۸): گذار بی درروی چهار پایه، تأثیر قسمت حقیقی فاز دینامیکی در طراحی درگاه
۱۵۱ تحت شرایط شکل(۵-۱۶)
	شکل(۵-۱۹): گذار بی درروی چهار پایه و فازهای هندسی در انتقال جمعیت برابر از دو تراز
۱۵۲ پایه به دو تراز پایه دیگر با جمعیت برابر
۱۵۳ شکل(۵-۲۰): شکل پالس‌های لیزری و قسمت حقیقی فاز دینامیکی در شرایط شکل(۵-۲۱)
	شکل(۵-۲۱): درهم تنیدگی اتم - میدان در شرایط گذار بی درروی چهار پایه در انتقال
۱۵۷ جمعیت از یک تراز پایه به هر چهار تراز پایه با جمعیت برابر
	شکل(۵-۲۲): درهم تنیدگی اتم - میدان در شرایط گذار بی درروی چهار پایه در انتقال
۱۵۸ جمعیت از دو تراز پایه به دو تراز پایه دیگر با جمعیت های برابر

چکیده

گذار بی دررو(ی) تحریکی رامن، استیرپ، یکی از روش‌های ساده و مؤثر برای انتقال کامل، یا کسری، و قابل کنترل جمعیت در سیستم‌های اتمی است. در این روش انتقال جمعیت از یک تراز زمينه به تراز ویا ترازهای زمينه ديگر، بدون جمعیت‌دار شدن تراز برانگیخته ویا استفاده از ترتیب پالس‌های غیر شهودی رخ می‌دهد.

در این پایان‌نامه روش گذار بی‌دررو(ی) تحریکی رامن در سیستم‌های اتمی دوپایه، سه‌پایه و چهارپایه در حالت‌های تشدید و غیر تشدید بررسی خواهد شد. شرایط انتقال قابل کنترل جمعیت از یک تراز زمينه، به عنوان حالت اولیه سیستم، به تراز ديگر ویا برهم‌نهی از ترازهای زمينه سیستم، به عنوان حالت نهایی سیستم، بدون جمعیت‌دار کردن حالت برانگیخته مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

با استفاده از روش گذار بی‌دررو استیرپ شرط ایجاد درگاه‌های کوانتومی دوران تک-کیوبیتی، تک-کیوتریتی و تک-کیوکوادریتی بررسی می‌شود. در شرایط خاصی این درگاه‌ها بدست می‌آیند.

همچنین دو طرح توانمند وبدون اثرات ناهمدوسی برای ایجاد حالت W -آتمی با استفاده از روش گذار بی‌دررو پیشنهاد شده ویکار برده می‌شوند. در این طرح‌ها سه اتم متحرک در طول کاواک با لیزر تابشی اندرکنش می‌کنند. درهم‌تنیدگی اتم-اتم-اتم-اتم-کاواک وایجاد حالت W نیز در سیستم چهار اتم دو ترازى-کاواک بررسی می‌شود.

مقدمه

میدان الکترومغناطیس اغلب در همهٔ زمینه‌های فیزیک دیده می‌شود و بطور تاریخی نقش اساسی را در توسعهٔ درک ما از قوانین طبیعت، بازی کرده است. جیمز کلرک ماکسول^۱ در سال ۱۸۶۴ دسته روابط مشهوری را یافت که تمام قلمرو کلاسیکی اثرهای میدان الکترومغناطیسی را می‌توانند توضیح دهند. وحدت زیبای الکتریسیته و مغناطیس توسط مدل ماکسول بوضوح نشان داد که نور، با حرکت‌های موجی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در فضا انتشار می‌یابد [۱]. نور نیز به عنوان میدان الکترومغناطیسی جایگاه خاصی را در تلاش‌های دانشمندان برای درک طبیعت به صورت کلاسیکی و همچنین مکانیک کوانتومی به خود اختصاص داده است. نخستین نشانهٔ طبیعت کوانتومی نور در سال ۱۹۰۰ یافت شد. ماکس پلانک^۲ توانست توزیع طیفی نور حرارتی را در قیاس با این که انرژی نوسانگر هماهنگ ساده کوانتیزه است، محاسبه کند. او با کشف ثابت مهم $h = 2\pi\hbar$ در قوانین تابش جسم سیاه، نظریهٔ کوانتوم را در ابتدای قرن گذشته بنیان نهاد. گواه بیشتر توسط آلبرت انیشتین اضافه شد. وی در سال ۱۹۰۵، اثر فوتوالکتریک را با این فرض که انرژی نور در بسته‌های جدا، که بعداً فوتون نامیده شد، توزیع شده است، توضیح داد.

مکانیک کوانتومی شاخه‌ای از فیزیک نظری است که در مقیاس اتمی و زیر اتمی به جای مکانیک کلاسیک و الکترومغناطیس کلاسیک به کار می‌رود. مکانیک کوانتومی بنیادی‌تر از مکانیک نیوتونی و الکترومغناطیس کلاسیک است، زیرا در مقیاس‌های اتمی و زیر اتمی که این نظریه‌ها با شکست مواجه می‌شوند، می‌تواند با دقت زیادی، بسیاری از پدیده‌ها را توصیف نماید. پایه‌های مکانیک کوانتومی در نیمه اول قرن بیستم توسط دانشمندانی مانند، هایزنبرگ، پلانک، دوبروی، بور، شرودینگر و دیگران بنا نهاده شد. بعضی از جنبه‌های بنیادی این نظریه هنوز هم در حال پیشرفت می‌باشد. در ساختار مکانیک کوانتومی، حالت هر سیستم در هر لحظه به وسیلهٔ یک تابع موج مختلط توصیف می‌شود. با این ابزار ریاضی می‌توان احتمال نتایج مختلف در آزمایش‌ها را پیش‌بینی کرد. یکی از پدیده‌هایی که منجر به پیدایش مکانیک کوانتومی شد، امواج الکترومغناطیسی بود. ماکس پلانک در سال ۱۹۰۰ هنگام مطالعه بر روی جسم سیاه کشف کرد که انرژی این امواج را می‌توان به شکل بسته‌های کوچکی در نظر گرفت. آلبرت انیشتین از این فکر بهره برد و نشان

^۱ James Clerk Maxwell

^۲ Max Planck

داد که امواجی مثل نور را می‌توان با ذره‌ای به نام فوتون که انرژی آن به بسامدش بستگی دارد توصیف کرد. این نظریه به دیدگاهی به نام دوگانگی موج-ذره بین ذرات زیر اتمی و امواج الکترومغناطیسی منجر شد، که در آن ذرات نه موج بودند و نه ذره، بلکه ویژگی هر دو را از خود بروز می‌دادند.

در سال ۱۹۱۷ مدل بسته‌ای کمیات، انشتین را در توصیف اندرکنش بین اتم‌ها و تابش الکترومغناطیسی با معرفی ضرایب گسیل تحریکی و خودبخودی کمک کرد. هرچند هیچ یک از این کارها برپایه نظریه کوانتومی میدان‌های الکترومغناطیسی نبود [۲]. در سال ۱۹۲۴ گریگور - ونتزل^۱ گسیل و جذب نور توسط دو اتم در دو موقعیت مختلف را تشریح کرد. امروزه زمینه کوانتوم اپتیک به صورت قلمروی از اپتیک تعبیر می‌شود [۳-۶] که در آن مکانیک کوانتومی دارای اهمیت خاصی است. به عبارتی دیگر، کوانتیزه شدن میدان تابشی در آن امری اساسی است. با وجود این، شاید نقطه آغاز اپتیک کوانتومی، به مقاله پاول آدریان موریس دیراک^۲، در سال ۱۹۲۷ برمی‌گردد که در آن، نظریه جذب و گسیل تابش را توسعه داده شده است [۷]. یکی از شاخه‌های مهم مکانیک کوانتومی، اپتیک کوانتومی است، که به طور عمده شامل بررسی اندرکنش اتم با میدان‌های کلاسیکی و کوانتومی می‌باشد. دامنه اپتیک کوانتومی هر روز وسیع‌تر می‌شود، بخصوص در طی دهه اخیر به صورت قابل ملاحظه‌ای گسترش یافته است. نظریه نیمه کلاسیکی اندرکنش اتم-تابش، که در آن فقط اتم کوانتیزه است، و میدان الکترومغناطیسی به صورت کلاسیکی در نظر گرفته می‌شود، می‌تواند بسیاری از پدیده‌ها، نظیر نوسانات رابی در تجمع ترازهای اتمی، لیزرزایی و... که در اپتیک کوانتومی مشاهده می‌شود را توضیح دهد. اما، یک نتیجه قابل توجه در کوانتیزه کردن میدان الکترومغناطیسی، نوسانات وابسته به نقطه صفر انرژی است، که نوسانات خلاء نامیده می‌شود. این نوسانات مشابه کلاسیکی ندارند و مسئول بسیاری از پدیده‌های جالب اپتیک کوانتومی هستند. از طرفی کوانتیزه کردن میدان تابشی برای توضیح اثرهایی نظیر؛ گسیل خوبخودی، جابجایی لمب، زنش کوانتومی و... ضروری است. در واقع هر یک از این اثرات فیزیکی می‌توانند از نقطه نظر اختلال اتم توسط نوسانات خلاء درک شوند.

^۱ Gregor-Wentzel

^۲ Paul Adrian Maurice Dirac

در هم تنیدگی کوانتومی یک پدیده مکانیک کوانتومی است، که در آن حالت دو یا چند شیء با ارجاع به یکدیگر توصیف می‌شوند، ولو اینکه این اشیاء از نظر فضایی جدا از یکدیگر باشند. در حالت درهم‌تنیده، حالت‌های هر شیء به حالت سایر اشیاء نیز وابسته است. بدلیل این وابستگی نمی‌توان که حالات مختلف این اشیاء را مستقل در نظر گرفت. بیشتر، حالت‌ها ترکیب شده و حالت نتیجه به صورت یک حالت درهم‌تنیده منفرد بحث می‌شود [۷]. در هم تنیدگی کوانتومی نقش اساسی در نظریه اطلاعات کوانتومی ایفا می‌کند [۸ و ۹]. در سال‌های اخیر، در هم تنیدگی اتم-اتم [۱۰، ۱۱]، فوتون-اتم [۱۲، ۱۳] و فوتون-فوتون [۱۴، ۱۵] توجه محققان زیادی را به خود جلب کرده است. در بررسی در هم‌تنیدگی اتم-فوتون درهم‌تنیدگی حالت اتم با حالت گسیل خودبخودی اتم مورد مطالعه قرار می‌گیرد. گسیل خودبخودی اتم یک فرآیند اتلافی است که در آن اتم انرژی حالت تحریکی خود را از دست داده و در نتیجه یک فوتون خلق می‌شود. گسیل خودبخودی یکی از عوامل نامطلوب در بسیاری از فرآیندهای فیزیکی به شمار می‌رود. بطوریکه کاهش آن به بسیاری از فرآیندهای مهم فیزیکی، مانند اندازه‌گیری با دقت بالا^۱، لیزرایی بدون وارونی^۲ جمعیت، محاسبات کوانتومی و انتقال از راه دور حالت‌های کوانتومی^۳ منجر شده است [۱۶]. اغلب به نظر می‌رسد که گسیل خودبخودی اتم یک خاصیت ذاتی آن است، اما در حقیقت نتیجه اندرکنش بین دوقطبی اتم و میدان‌های الکترومغناطیسی خلاء است [۳]. در سیستم‌های اتمی مختلف کارهای زیادی بر پایه تداخل کوانتومی در زمینه کاهش و یا حتی افزایش گسیل خودبخودی صورت گرفته است [۱۷، ۱۸].

در این پایان‌نامه با در نظر گرفتن حالت‌های اتمی به صورت حالت‌های کوانتومی به بررسی اندرکنش اتم با میدان‌های کلاسیکی و کوانتومی خواهیم پرداخت و با معرفی گذار بی‌درروی تحریکی رامان استیرپ شرایط انتقال کامل و یا جزئی و کنترل شده جمعیت در اتم‌های چهار و پنج تراز به ترتیب با سه و چهار تراز زمینه و یا یک تراز برانگیخته را بررسی و در فصل سوم و پنجم، شرایط ایجاد درگاه‌های کوانتومی تک-کیوتریتی و تک-کیوکوادریتی را بررسی می‌کنیم. در فصل چهارم با دو طرح توانمند پیشنهادی حالت W اتمی ایجاد می‌شود. در انتهای فصل پنجم با جمع بندی مطالب ارائه شده درهم تنیدگی اتم-اتم-اتم-اتم-کاواک بررسی می‌شود.

^۱ High-precision measurement

^۲ Lasing without inversion

^۳ Teleportation

فصل ۱

اندرکنش اتم با میدان کلاسیکی و کوانتومی

در این فصل ابتدا بحث کوانتش میدان الکترومغناطیسی را شروع کرده و در مورد خواص میدان کوانتیزه بحث خواهیم کرد. در بخش‌های بعدی به اندرکنش اتم با میدان کلاسیکی و کوانتومی خواهیم پرداخت. اندرکنش اتم دو تراز با میدان کلاسیکی و کوانتومی را به ترتیب بحث می‌کنیم و سپس اندرکنش اتم سه و چهار تراز با میدان کلاسیکی را در تقریب موج چرخان بررسی خواهیم کرد. برای مطالب این فصل بیشتر از مراجع [۱۹، ۲۰] استفاده شده است.

۱-۱) کوانتش میدان الکترومغناطیسی

مناسب خواهد بود که کوانتش میدان الکترومغناطیسی در فضای آزاد با توصیف کلاسیکی میدان شروع شود، که بر پایه معادلات ماکسول بنا نهاده شده است. این روابط، بردارهای شدت میدان الکتریکی و مغناطیسی \vec{E} و \vec{H} را به ترتیب با بردارهای جابجایی الکتریکی و اندوکسیون مغناطیسی \vec{D} و \vec{B} به یکدیگر ارتباط می‌دهند. در سیستم یکاهای MKS معادلات ماکسول به شکل زیر بیان می‌شوند:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (۱-۱-الف)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (۱-۱-ب)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1-1-ج)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (1-1-د)$$

معادلات ماكسول با دو رابطه تبديلي و اساسي زير كامل مي شوند.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1-1-ه)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \quad (1-1-و)$$

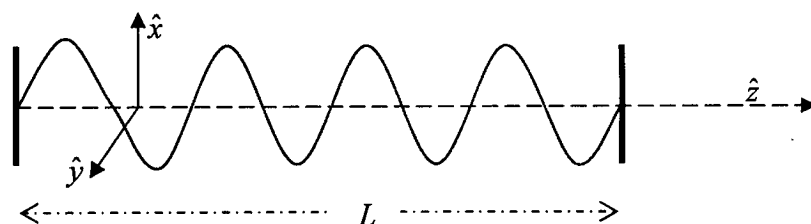
در اينجا ϵ_0 و μ_0 به ترتيب ثابت گذردهي الكتريكي و ثابت تراوايي مغناطيسي در خلاء بوده و، $\mu_0 \epsilon_0 = c^{-2}$ است، كه c سرعت نور در خلاء است. با اعمال عملگر تاو ($\vec{\nabla} \times \dots$) به طرفين معادله (1-1-ب) و همچنين با استفاده از معادلات (1-1-الف، د، ه، و) در آن، معادله موج براي ميدان الكتريكي به شكل زير حاصل مي شود.

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2-1)$$

1-1-1: بسط ميدان الكترومغناطيسي بر حسب مدهاي بهنجار

براي شروع بحث از يك ميدان تابشي تك مد در داخل يك كاواك تشديدگر يك بعدي با طول L ، را كه در امتداد

محور z قرار دارد، در نظر مي گيريم (شكل 1-1).



شكل (1-1): يك كاواك با ديواره هاي رسانا در $z = 0$ و $z = L$ را نشان مي دهد، كه ميدان الكتريكي در جهت x

قطبيده و در جهت z (يك بعدي) منتشر مي شود.

تک مد نوسانی که معادلات ماکسول و شرایط مرزی را ارضاء کند به صورت رابطه زیر داده می شود [۱۹].

$$E_x(z,t) = Aq(t)\sin(k_z z) \quad (۳-۱)$$

که در این رابطه $q(t)$ دامنه مد، با بعد طول، $k = \omega/c$ عدد موج و ثابت بهنجارش $A = \sqrt{\frac{2\omega^2}{V\epsilon_0}}$ با ω فرکانس

مد نوسانی و $V = SL$ حجم کاواک می باشد. S سطح مقطع کاواک تشدیدگر اپتیکی است. با بسط میدان در مدهای طبیعی کاواک، می توان نوشت:

$$E_x(z,t) = \sum_j A_j q_j(t) \sin(k_j z) \quad (۴-۱)$$

مؤلفه میدان مغناطیسی غیر صفر H_y ، در کاواک با استفاده از رابطه (۴-۱) در رابطه (۱-۱-ب) به صورت زیر به دست می آید:

$$H_y(z,t) = \sum_j A_j \frac{\dot{q}_j \epsilon_0}{k_j} \cos(k_j z) \quad (۵-۱)$$

۲-۱-۱ مدهای اسلاتر

اسلاتر^۱ در بحث مدهای کاواک به این مدها اشاره کرده [۲۱]. و نشان داده است که \vec{H}_m, \vec{E}_m تعریف شده مطابق رابطه زیر یک مجموعه کامل را تشکیل می دهند.

$$\begin{cases} k_m \vec{E}_m = \vec{\nabla} \times \vec{H}_m \\ k_m \vec{H}_m = \vec{\nabla} \times \vec{E}_m \end{cases}, k_m = m\omega\sqrt{\mu\epsilon} \quad (۶-۱)$$

m ثابتی با بعد جرم است، که تنها برای نشان دادن شباهت بین مسئله دینامیکی تک مد میدان الکترومغناطیسی و نوسانگر هماهنگ ساده وارد شده است. میتوان ثابت کرد که مدهای \vec{H}_m و \vec{E}_m هر دو از معادله هلمهولتز پیروی می کند:

^۱ Slater

$$\nabla^2 \vec{H}_m + k_m^2 \vec{H}_m = 0 \quad (7-1 \text{ الف})$$

$$\nabla^2 \vec{E}_m + k_m^2 \vec{E}_m = 0 \quad (7-1 \text{ ب})$$

همچنین می توان ثابت کرد که مدهای اسلاتر متعامد هستند:

$$\int \vec{E}_m \cdot \vec{E}_n d\tau = \int \vec{H}_m \cdot \vec{H}_n d\tau = \delta_{mn} \quad (8-1)$$

بنابراین مدهای اسلاتر می توانند مجموعه کاملی را تشکیل دهند پس می توان میدانهای الکترومغناطیسی را بر

حسب این مدها بسط داد.

۱-۱-۳) مدهای اسلاتر در حفره بدون اتلاف:

برای بررسی مدهای اسلاتر در حفره با اتلاف از معادلات ماکسول شروع می کنیم:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

می توان میدانها را بر حسب مدهای اسلاتر به شکل زیر بسط داد:

$$\vec{E} = -\sum_m \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} p_m(t) \vec{E}_m \quad (9-1)$$

$$\vec{H} = \sum_m \frac{\omega_m}{\sqrt{\mu}} q_m(t) \vec{H}_m \quad (10-1)$$

خواهیم دید که ضرایب بسط، p و q متناظر و متشابه با پارامترهای کانونیک در کلاسیک هستند. این میدانها را

در معادلات ماکسول جاگذاری کنیم:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\sum_m \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} p_m(t) \vec{\nabla} \times \vec{E}_m \quad (11-1)$$

$$-\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \sum_m \frac{k_m}{\sqrt{\epsilon}} p_m(t) \bar{H}_m \quad (12-1)$$

از طرف دیگر از رابطه (۱۰-۱) نسبت به زمان مشتق بگیریم.

$$-\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\mu \sum_m \frac{\omega_m}{\sqrt{\mu}} \frac{\partial q_m(t)}{\partial t} \bar{H}_m$$

با مساوی قرار دادن طرف دوم معادلات اخیر نتیجه می‌شود:

$$\sum_m \omega_m \sqrt{\mu \epsilon} \frac{\partial q_m(t)}{\partial t} \bar{H}_m = -\sum_m k_m p_m(t) \bar{H}_m \quad (13-1)$$

با در نظر گرفتن رابطه $k_m = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$ ، طرفین معادله فوق را به \bar{H}_m ضرب درونی کرده و سپس در کل فضا

انتگرال حجمی می‌گیریم و با استفاده از خاصیت متعامد بودن مدهای اسلاتر در مقایسه دو طرف معادله حاصل، نتیجه

گیری می‌شود:

$$p_m(t) = \dot{q}_m(t) \quad (14-1 \text{ الف})$$

در مورد معادله دوم ماکسول نیز به روشی مشابه عمل می‌کنیم، نتیجه می‌شود:

$$\dot{p}_m(t) = -\omega_m^2 q_m(t) \quad (14-1 \text{ ب})$$

روابط (۱۴-۱) مشابه با معادلات حرکت کانونیک ساده هستند. اگر q مختصات تعمیم یافته و p تکانه تعمیم

یافته باشند، معادلات فوق در واقع معادلات هامیلتونی برای نوسانگر ساده خواهند بود.

انرژی الکترومغناطیسی را می‌توان با استفاده از روابط (۱۰-۹ و ۱۰-۱) بدست آورد:

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2} \int [\bar{B} \cdot \bar{H} + \bar{D} \cdot \bar{E}] d\tau \\ &= \frac{\mu}{2} \int \left(\sum_m \frac{\omega_m}{\sqrt{\mu}} q_m(t) \bar{H}_m \right) \cdot \left(\sum_n \frac{\omega_n}{\sqrt{\mu}} q_n(t) \bar{H}_n \right) d\tau \end{aligned}$$

$$+ \frac{\epsilon_0}{2} \int \left(\sum_m \frac{p_m(t)}{\sqrt{\epsilon_0}} \vec{E}_m \right) \cdot \left(\sum_n \frac{p_n(t)}{\sqrt{\epsilon_0}} \vec{E}_n \right) d\tau$$

$$H = \frac{1}{2} \sum_m \sum_n \omega_m \omega_n q_m q_n \int \vec{H}_m \cdot \vec{H}_n d\tau + \frac{1}{2} \sum_m \sum_n p_m p_n \int \vec{E}_m \cdot \vec{E}_n d\tau$$

با استفاده از روابط (۸-۱)، شرط تعامدی مدها، حاصل عبارت فوق به شکل زیر ساده‌تر می‌شود.

$$H = \frac{1}{2} \sum (\omega_n^2 q_n^2 + p_n^2) \quad (10-1)$$

نتیجه اینکه، انرژی کل میدان‌های الکترومغناطیسی را می‌توان به صورت مجموعه انرژی نوسانگرهای هارمونیک

ساده در نظر گرفت، این نقطه در واقع شروع کوانتیده کردن امواج الکترومغناطیسی است.

۱-۱-۴) مدهای اسلاتر در حفره با اتلاف

اگر کاواک را با اتلاف بگیریم، یا فضای درون کاواک را دارای چشمه (چگالی بار الکتریکی و چگالی جریان

الکتریکی) بگیریم، معادلات ماکسول تصحیح شده و خواهیم داشت:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}_a}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

جمله نهایی این رابطه از دو قطبی‌های الکتریکی ایجاد شده توسط بارهای مقید در محیط است. از بسط میدانها

بر حسب مد های اسلاتر، رابطه (۹-۱ و ۱۰-۱)، در معادلات ماکسول استفاده کنیم، با توجه به اینکه معادله دوم، (۱۰-۱)،

تغییر نکرده است جواب نهایی نیز همان رابطه (۱۴-۱ - الف) خواهد بود. در معادله اول ماکسول می‌توان نوشت:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \sum_m \frac{\omega_m}{\sqrt{\mu}} q_m(t) \vec{\nabla} \times \vec{H}_m = -j \sum_m \frac{p_m(t)}{\sqrt{\epsilon}} \vec{E}_m - \epsilon \sum_m \frac{\dot{p}_m(t)}{\sqrt{\epsilon}} \vec{E}_m + \frac{\partial \vec{P}_a}{\partial t}$$

گر از رابطه $\vec{\nabla} \times \vec{H}_m = k_m \vec{E}_m = \omega_m \sqrt{\mu\epsilon} \vec{E}_m$ در رابطه بالا جایگذاری کرده، سپس طرفین را به \vec{E}_n ضرب

و در حجم کاواک انتگرال حجمی بگیریم، خواهیم داشت:

$$(1 + f(\chi))\ddot{p}_n(t) + \frac{j}{\epsilon}\dot{p}_n(t) + \omega_n^2 p_n(t) = 0$$

اما مقدار $f(\chi)$ تابعی از پذیرفتاری الکتریکی محیط داخل کاواک است و در مقایسه با یک قابل صرف نظر می-

باشد، بخصوص اینکه در روش استیرپ که در این پایان نامه بکار برده شده است، حالات برانگیخته اتمی جمعیت دار

نمی شوند، این تقریب با دقت بالایی صحیح است. بنابراین معادله دیفرانسیل ساده تر می شود:

$$\ddot{p}_n(t) + \frac{j}{\epsilon}\dot{p}_n(t) + \omega_n^2 p_n(t) = 0 \quad (16-1)$$

با توجه به شکل معادله دیفرانسیل، می توان جواب معادله را به شکل زیر نوشت:

$$p_m(t) = p_0 \exp\left(-\frac{j}{2\epsilon}t\right) \cos \omega_m t \quad (17-1 \text{ الف})$$

این جواب را، در رابطه $p_m(t) = \dot{q}_m(t)$ بکار ببریم:

$$q_m = \int_0^t p_m(t) dt$$

$$q_m(t) = \frac{p_0}{\omega_m} e^{-\frac{j}{2\epsilon}t} \sin \omega_m t \quad (17-1 \text{ ب})$$

نتیجه گرفته می شود، در حفره با اتلاف نیز میدان های الکترومغناطیسی بر حسب مدهای اسلاتر بسط داده می

شوند و نسبت به حالت بدون اتلاف فقط ضرایب بسط متفاوت است. وابستگی ضرایب بسط به زمان طوری است که در

حالت با اتلاف مطابق با روابط (17-1) به چشمه (چگالی جریان بار الکتریکی) بستگی دارد. بنابراین به روشنی دیده

می شود که هامیلتونی یک میدان تک مد نوسانی با هامیلتونی نوسانگر هماهنگ ساده به جرم واحد یکسان است.