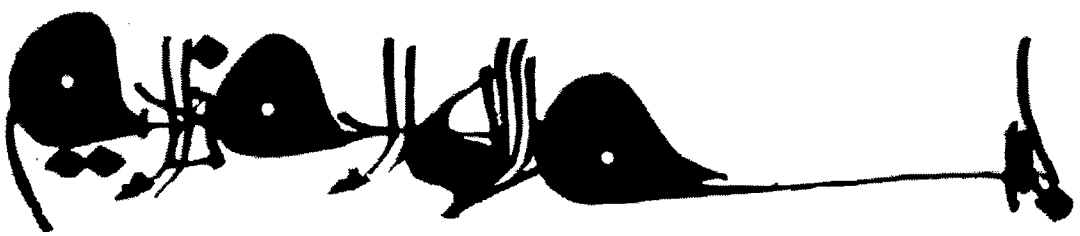
ایران بار



۱۱۰۷۲۷

۸۷/۱/۱۰/۳۳۹
۸۷/۱۲/۲۶

دانشگاه اصفهان

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان‌نامه‌ی کارشناسی ارشد رشته‌ی فیزیک گرایش اتمی مولکولی

طرحواره‌های نظری برای جایگزیدگی مکان اتم مبتنی بر آشکارسازی فوتون حاصل از گسیل خودبه‌خود

استادان راهنما:

دکتر محمود سلطان الکتابی

دکتر محمد حسین نادری

۱۳۸۷ /۱۲/۲۱

پژوهشگر:

صفورا سادات میرخلف

شهریورماه ۱۳۸۷

۱۱۰۷۳۷

کلیه‌ی حقوق مـادی مترتـب بـر نتـایج مطالعـات،
ابتکارات و نوآوری های ناشی از تحقیق موضوع این
پایان نامه متعلق به دانشگاه اصفهان است.

شیوه نگارش پایان نامه
رعایت شده است.
تحصیلات تکمیلی دانشگاه اصفهان

دانشگاه اصفهان

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه ی کارشناسی ارشد رشته ی فیزیک گرایش اتمی مولکولی خانم صفورا لسادات میرخلف تحت عنوان

طرحواره های نظری برای جایگزیدگی مکان اتم مبتنی بر آشکارسازی فوتون گسیل خود به خود

در تاریخ ۸۷/۶/۲۵ توسط هیأت داوران زیر بررسی و با درجه ی عالی به تصویب نهایی رسید.

۱- استادان راهنمای پایان نامه دکتر محمود سلطان الکتابی با مرتبه ی علمی استاد امضا

دکتر محمد حسین نادری با مرتبه ی علمی استادیار امضا

۲- استاد داور داخل گروه دکتر رسول رکنی زاده با مرتبه ی علمی دانشیار امضا

۳- استاد داور خارج از گروه دکتر منصور حقیقت با مرتبه ی علمی دانشیار امضا

امضای مدیر گروه

ISFAHAN UNIV... PHYSICS DEPT

"من به هیات مازاده شدم

به هیات پرشکوه انسان

تا در بهار گیاه به تماشای رنگین کمان پروانه بنشینم

غرور کوه را دریابم و هیبت دریا را بشنوم

تا شریطه ی خود را بشناسم و جهان را به قدر همت و فرصت خویش

معنا دهم..."

احمد شاملو

لذت آموختن آن چه در جهان پیرامون انسان رخ می دهد - به همان گونه که هست - لذتی دیرپاست که عالمان و دانشمندان را به کنکاش در چرایی و چگونگی رخ دادن پدیده ها در پهنه ی گیتی رهنمون می سازد. با وجود این، من بر این باورم که درک و دریافت شگفتی های طبیعت ضمن گشودن دیدگاهی گسترده تر در برابر دیدگان انسان دانشمند در سطحی فراتر دستیابی وی را به نگرشی نو در ارتباط با جهان هستی به دنبال دارد. امری که شاید بتوان گفت با پی ریزی دوباره ی جهان فکری عالم، در سطحی متعالی تر به پی ریزی جهانی پاک تر و بی آلایش تر برای آیندگان می انجامد.

با این دید، در مدت یک ساله ی نگارش این رساله که حاصل نخستین تلاش های جستجوگرانه ی من در مقام پژوهشگری نوپا در عرصه ی علم فیزیک است، همواره کوشیده ام در کنار تلاش برای درک پدیده های رمزآگین جهان (تا حد توان به آموختن راهکارهای پژوهش بدفندد دستیابی به نگرشی متقاوت دست یابم. بی تردید، آغاز این راه، پیمودن و به انجام رساندن آن بی حضور دو انسان ارزشمند دکتر محمود سلطان الکتابی و دکتر محمد حسین نادری دشوار و چه بسا ناممکن می نمود. بی شک، نقش حمایت های دلگرم کننده، آموزش های موشکافانه و رهنمودهای سودمند و بی دریغ این دو عزیز در به انجام رساندن این اثر امری انکار ناپذیر است. صمیمانه از محضر هر دو بزرگوار سپاسگزارم.

هم چنین، از حضور دکتر رسول رکنی زاده و دکتر منصور حقیقت که ضمن قبول زحمت مطالعه ی این رساله با طرح پرسش های خلاقانه به روشن شدن بخشهای ابهام آمیز آن یاری رساندند، قدردانی می نمایم.

و در پایان امیدوارم که این رساله بتواند گره گشای گوشه ای هر چند ناچیز از کنجکاوی های علمی رهپویان این عرصه باشد.

صفورا امیر خلف

تابستان ۸۷

به مادر و پدر عزیزم

"فرصت کوتاه بود و سفر جانکاه بود،

اما یگانه بود و هیچ کم نداشت..."

احمد شاملو

چکیده

در این رساله به بررسی الگوهای نظری برای جایگزیدگی مکان سامانه‌های اتمی بر پایه‌ی آشکارسازی فوتون حاصل از گسیل خودبه‌خود می‌پردازیم. برای این منظور، ابتدا به فرمولبندی اندرکنش اتم متحرک با میدان کلاسیک و کوانتیده‌ی درون کاواک می‌پردازیم که بروز وابستگی مکانی بسامد رابی اندرکنش را به دنبال دارد. به ویژه، برای مورد اندرکنش تک اتم متحرک با میدان ایستاده‌ی درون کاواک نشان می‌دهیم که وابستگی تناوبی بسامد رابی اندرکنش به مکان اتم، سبب بروز درهم‌تنیدگی میان درجات آزادی داخلی و خارجی اتم با حالت میدان می‌شود. هم چنین، این اندرکنش با اعمال نیروی دوقطبی به اتم، انحراف مکان آن را به سمت نقاط گره به دنبال دارد. سپس، ضمن بررسی بیناب گسیل خودبه‌خود اتم‌های چندترازی (دو، سه و چهار ترازی) نشان می‌دهیم که اندرکنش اتم‌های مزبور با میدان‌های ایستاده‌ی رانشی سبب تزریق اطلاعات مکانی اتم به بسامد فوتون‌های گسیل خودبه‌خود می‌شود. بدینسان، با آشکارسازی فوتون‌های حاصل از گسیل خودبه‌خود می‌توان به اطلاعات مکانی اتم دست یافت. درمی‌یابیم که تغییر دامنه‌ی میدان‌های رانشی قدرت تفکیک طرحواره را بهبود می بخشد. به علاوه، نشان می‌دهیم که با انتخاب مقادیر بهینه‌ی فاز نسبی میان میدان‌های رانشی می‌توان تعداد قله‌های الگوی جایگزیدگی را کاهش داد و به دقت بیشتری در اندازه‌گیری مکان اتم دست یافت. هم چنین، اثر وادنیدگی را به عنوان یک عامل کنترل خارجی مورد بررسی قرار خواهیم داد. در ادامه، مروری بر نظریه‌ی واهمدوسی کوانتومی خواهیم داشت. نشان می‌دهیم که این نظریه در پایه‌های مکانی، با سرکوب جملات تداخلی حالت مکانی سامانه به جایگزیدگی مکان آن منجر می‌شود. سپس، با تعمیم الگوی جایگزیدگی مکان تک اتم به مورد دواتمی، نشان می‌دهیم که اثر پس‌زنی ناشی از فوتون‌های گسیل خودبه‌خود با سرکوب همدوسی مکانی حالت سامانه، جایگزیدگی مکان نسبی دو اتم را به دنبال خواهد داشت. سرانجام، دو فرایند سردسازی لیزری و رمزنگاری اتمی را به عنوان نمونه‌هایی از کاربردهای تجربی جایگزیدگی مکان اتم معرفی خواهیم کرد.

واژه‌های کلیدی: جایگزیدگی مکان اتم، گسیل خودبه‌خود، درهم‌تنیدگی کوانتومی، کنترل دامنه و فاز، نظریه‌ی واهمدوسی کوانتومی

فهرست مندرجات

اندرکنش اتم متحرک با موج ایستاده‌ی درون کاواک ۱

۱—۱ مقدمه ۲

۱—۲ فرمولبندی اندرکنش اتم—میدان ۳
۱—۲—۱ هامیلتونی اتم $(\hat{\mathcal{H}}_a)$ ۴
۱—۲—۲ هامیلتونی میدان $(\hat{\mathcal{H}}_f)$ ۵
۱—۲—۳ هامیلتونی اندرکنش اتم—میدان $(\hat{\mathcal{H}}_{int})$ ۶

۱—۳ نیروهای تابشی وارد بر اتم ۹
۱—۳—۱ استخراج شکل صریح نیروهای تابشی ۹

۱—۴ پراکندگی باریکه‌ی اتمی از میدان تابشی ۱۶
۱—۴—۱ رژیم کاپیتزا—دیراک ۱۶
۱—۴—۲ رژیم اشترن—گرلاخ ۲۰

بررسی بیناب گسیل خودبه‌خود اتم‌های چند ترازی ۲۲

۲—۱ مقدمه ۲۳

۲—۲ بیناب گسیل خودبه‌خود اتم دو ترازی ۲۴
۲—۲—۱ استخراج عبارت مربوط به بیناب گسیل خودبه‌خود ۲۵

۲—۲—۲ بازآوایی فلورسان ۳۰

۲—۳ بیناب گسیل خودبه‌خود اتم سه‌ترازی ۳۸
۲—۳—۱ کنترل دامنه ۴۰

۲—۴ بیناب گسیل خودبه‌خود اتم چهار ترازی ۴۳
۲—۴—۱ کنترل دامنه و فاز ۴۷

جایگزیدگی مکان اتم با روش آشکارسازی فوتون گسیل خودبه‌خود ۵۳

۳—۱ مقدمه ۵۴

۳—۲ الگوی جایگزیدگی مکان اتم دو ترازی ۵۵
۳—۲—۱ طرحواره‌ی جایگزیدگی ۵۵
۳—۲—۲ تحلیل پیامدها ۶۰
۳—۲—۳ قدرت تفکیک الگوی جایگزیدگی ۶۳

۳—۳ الگوی جایگزیدگی مکان اتم سه ترازی ۶۴
۳—۳—۱ طرحواره‌ی جایگزیدگی ۶۵
۳—۳—۲ تحلیل پیامدها ۶۷
۳—۳—۳ قدرت تفکیک الگوی جایگزیدگی ۷۲

۳—۴ الگوی جایگزیدگی مکان اتم چهارترازی ۷۳
۳—۴—۱ طرحواره‌ی جایگزیدگی ۷۴
۳—۴—۲ تحلیل پیامدها ۷۷
۳—۴—۳ قدرت تفکیک الگوی جایگزیدگی ۸۴

جایگزیدگی مکان نسبی سامانه‌ی دواتمی ۸۷

۴—۱ مقدمه ۸۸

۴–۲ گذار میان مکانیک کلاسیک و مکانیک کوانتومی ۸۹

۴–۳ واهمدوسی کوانتومی ۸۹
۴–۳–۱ نقش واهمدوسی در دستیابی به جایگزیدگی مکان ۹۲

۴–۴ الگوی جایگزیدگی مکان نسبی سامانه‌ی دواتمی ۹۴

کاربردهای تجربی ۱۰۵

۵–۱ مقدمه ۱۰۶

۵–۲ سردسازی لیزری ۱۰۶

۵–۳ رمزنگاری اتمی ۱۱۲

جمع‌بندی ۱۱۶

پیوست‌ها ۱۱۸

مراجع ۱۲۸

پیشگفتار

تعیین موقعیت مکانی اجسام یکی از زمینه‌هایی است که در علم فیزیک از اهمیت فراوانی برخوردار است. در مکانیک کلاسیک، دو رهیافت مکانیک نیوتونی و مکانیک لاگرانژی برای تعیین موقعیت مکانی اجسام مورد استفاده قرار می‌گیرد [۱]. در واقع، مکانیک کلاسیک بر جایگزیدگی مکانی اجسام استوار است. بدین معنا که مکان هر جسم به طور دقیق معین می‌شود. با وجود این، روشن است که خطای ابزاری در اندازه‌گیری مکان جسم همواره وجود دارد.

در اوایل قرن بیستم و هم‌زمان با پیدایش نظریه‌ی مکانیک کوانتومی موضوع تعیین مکان اجسام فیزیکی مورد بازنگری قرار گرفت. اصل عدم قطعیت به عنوان یکی از اصول موضوعه‌ی مکانیک کوانتومی بیان می‌کند که افزایش (کاهش) دقت اندازه‌گیری مکان اجسام، کاهش (افزایش) دقت اندازه‌گیری تکانه‌ی خطی را به دنبال دارد. در این زمینه، آزمایش ذهنی میکروسکوپ هایزنبرگ به جایگزیده‌کردن مکان ذره توسط آشکارسازی نور پراکنده‌شده از آن می‌پردازد [۲]. در واقع، در این آزمایش جایگزیدگی مکان ذره پیامدی از اندرکنش نور با ذره است.

با گسترش نظریه‌ی مکانیک کوانتومی و به ویژه نظریه‌ی واهمدوسی کوانتومی[۱]، موضوع تعیین موقعیت مکانی سامانه‌ها از اهمیت چشمگیری برخوردار گردید [۳]. در واقع، بر اساس برخی جنبه‌های اساسی نظریه‌ی مکانیک کوانتومی، هم‌چون درهم‌تنیدگی و اصل برهم‌نهی همدوس حالت‌ها، اشیا می‌توانند در سرتاسر فضا گسترده شوند (ناجایگزیدگی مکانی). در حالی که، همان طور که پیش‌تر گفته شد، مکانیک کلاسیک بر واقع‌گرایی موضعی استوار است. در واقع، در دنیای مکانیک کلاسیک که بازتابی از دنیای فیزیکی پیرامون ما است، یک سامانه‌ی ماکروسکوپیک هرگز این امکان را نمی‌یابد که هم‌زمان در دو یا چند مکان مختلف حضور یابد. با وجود این، بنابر اصل تطابق بور[۲]، انتظار می‌رود در مقیاس ابعاد بزرگ توصیف کوانتومی به سمت بیان کلاسیک میل کند [۴]. در این میان، نظریه‌ی واهمدوسی کوانتومی نقش موثری در تبیین گذار از دنیای مفاهیم کوانتومی به دنیای مفاهیم کلاسیک بر عهده دارد، به گونه‌ای که توصیف قابل قبولی از حد کلاسیک مکانیک

[۱] quantum decoherence

[۲] Bohr correspondence principle

کوانتومی به دست می‌دهد. بر اساس نظریه‌ی واهمدوسی، جفت‌شدگی میان درجات آزادی سامانه‌ی ماکروسکوپیک با بی نهایت درجه‌ی آزادی محیط، سرکوب همدوسی موجود در حالت سامانه و در نتیجه جایگزیدگی مکان آن را در پی دارد. از این رو، موضوع بررسی جایگزیدگی مکان در کنار نظریه‌ی واهمدوسی از اهمیت برجسته‌ای در بررسی گذار از مکانیک کوانتومی به مکانیک کلاسیک برخوردار است [۳، ۵، ۶]. صرف‌نظر از انگیزه‌های نظری، نقش موضوع جایگزیدگی مکان اتم در دو حوزه‌ی شاخص اپتیک کوانتومی، یعنی الکترودینامیک کوانتومی درون کاواک [۷] و اپتیک اتمی [۸] قابل تأمل است. این موضوع در زمینه‌هایی هم‌چون سردسازی[۳] و به دام اندازی لیزری اتم‌ها[۴][۹، ۱۰، ۱۱، ۱۲]، چگالش بوز—اینشتین[۵][۱۳]، رمزنگاری اتمی[۶][۱۴، ۱۵، ۱۶]، تعیین تابع موج حرکت مرکز جرم اتم‌ها [۱۷، ۱۸] و دوربری کوانتومی[۷][۱۹] نقش سازنده‌ای ایفا می‌کند.

در بیست سال اخیر طرحواره‌های نظری گوناگونی برای اندازه‌گیری مکان تک اتم در چارچوب روش‌های اپتیک کوانتومی پیشنهاد شده است [۳۳]—[۲۰]. این طرحواره‌ها را می‌توان به عنوان نسل نوین میکروسکوپ هایزنبرگ به‌شمار آورد که بر اندرکنش تک اتم با موج ایستاده‌ی درون کاواک استوارند. اساساً، اندرکنش نور با اتم سبب انتقال تکانه‌ی خطی از میدان به اتم می‌شود (اصل پایستگی تکانه). به بیان دیگر، در بازه‌های زمانی معین نیروی تابشی از سوی میدان به اتم وارد می‌شود که انحراف مکان مرکز جرم اتم را به دنبال دارد [۸]. علاوه بر این، اندرکنش اتم با موج ایستاده‌ی درون کاواک، با ایجاد وابستگی مکانی در بسامد رابی جفت‌شدگی اتم با میدان، سبب بروز درهم‌تنیدگی کوانتومی میان درجات آزادی داخلی و خارجی اتم با میدان می‌شود. این درهم‌تنیدگی به نوبه‌ی خود، به بروز همبستگی قوی موقعیت مکانی اتم با حالت داخلی آن و حالت میدان می‌انجامد. از این رو، با اندازه‌گیری حالت داخلی اتم و یا حالت کوانتومی میدان تابشی می‌توان مکان اتم را در داخل کاواک تعیین کرد. در طرحواره‌ای موسوم به **شکاف‌های اپتیکی مجازی** [۲۰]، که مبتنی بر اندرکنش یک اتم دوترازی با میدان ایستاده‌ی کلاسیک درون کاواک در رژیم پاشنده است، با اندازه‌گیری تغییر فاز میدان به روش آشکارسازی بسامدآمیزی[۸] مکان اتم در محدوده‌ی طول موج تابشی تعیین می‌شود. در طرحواره‌ی دیگری که مبتنی بر **تداخل‌سنجی**

---

[۳] laser cooling
[۴] atom trapping
[۵] Bose-Einstein condensation(BEC)
[۶] atomic lithography
[۷] quantum teleportation
[۸] homodyne detection

رمزی[۹] است، جایگزیدگی مکان اتم توسط اندازه‌گیری تغییر فاز گشتاور دوقطبی در خلال برهم‌کنش اتم سه‌ترازی با میدان ایستاده‌ی کلاسیک [۲۱] و یا میدان تابش کوانتیده [۲۲] انجام می‌پذیرد. جایگزیدگی مکان اتم سه‌ترازی که با میدان ایستاده در تداخل‌سنج رمزی برهم‌کنش می‌کند، طرحواره‌ی دیگری است که مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۳]. در این طرحواره، با اندازه‌گیری هم‌زمان حالت داخلی اتم و دامنه‌ی مؤلفه‌ی کوادراتوری میدان، مکان اتم اندازه‌گیری می‌شود. هم چنین، از دیگر طرحواره‌های نظری که در زمینه‌ی تعیین مکان تک اتم در داخل کاواک پیشنهاد شده است، می‌توان به مواردی هم‌چون روش تله‌اندازی همدوس جمعیت ترازهای اتمی[۱۰] [۲۴، ۲۵]، روش کنترل فاز و دامنه‌ی میدان جذبی [۲۶] و [۲۷]، روش شفافیت الکترومغناطیس القاییده[۱۱] [۲۸]، روش تصویرگیری بازاواییده‌ی اتمی [۲۹] و روش آشکارسازی فوتون گسیل خودبه‌خود [۳۰، ۳۱، ۳۲، ۳۳] اشاره کرد. در این میان، به ویژه روش مبتنی بر آشکارسازی فوتون گسیل خودبه‌خود به دلیل دقت قابل ملاحظه‌ای که در تعیین مکان اتم فراهم می‌آورد و نیز عدم رویارویی با محاسبات پیچیده و بغرنج مورد توجه فزاینده‌ای قرار گرفته است. در واقع، از آن جا که شکل بیناب گسیل خودبه‌خود اتم وابسته به بسامد رابی اندرکنش اتم با میدان است، بروز وابستگی مکانی در بسامدرابی در نتیجه‌ی اندرکنش با میدان موج ایستاده‌ی درون کاواک، سبب تزریق اطلاعات مکان اتم به بسامد فوتون‌های گسیل خودبه‌خود می‌شود. از این رو، می‌توان با آشکارسازی فوتون‌های گسیل خودبه‌خود مکان اتم را در داخل کاواک جایگزیده کرد. معلوم شده‌است [۳۱] که کنترل دامنه و فاز میدان‌های موجود در برپایش سامانه، امکان بهبود قدرت تفکیک مکان اتم را فراهم می‌آورد.

از سوی دیگر، با وجود اهمیت فراوان سامانه‌های تک اتمی، تعمیم الگوی جایگزیدگی مکان تک اتم میکروسکوپیک به مورد سامانه‌های ماکروسکوپیک امری بایسته به نظر می‌رسد. اهمیت موضوع مزبور بیش‌تر بدان سبب است که با گسترش بررسی سازوکار الگوهای جایگزیدگی مکان سامانه‌های ماکروسکوپیک، امکان مطالعه‌ی نظریه‌ی واهمدوسی مهیا می‌شود. در این زمینه، تعمیم مورد جایگزیدگی مکان تک اتم به مورد مکان نسبی سامانه‌ی دو اتمی به عنوان ساده‌ترین نمونه‌ی سامانه‌ی ماکروسکوپیک اولین گام ممکن برای آغاز این بررسی است. بدین منظور، تاکنون طرحواره‌هایی برای بررسی جایگزیدگی مکان نسبی سامانه‌های دو ذره‌ای بر مبنای درهم‌تنیدگی کوانتومی [۳۴]، آشکارسازی بیناب

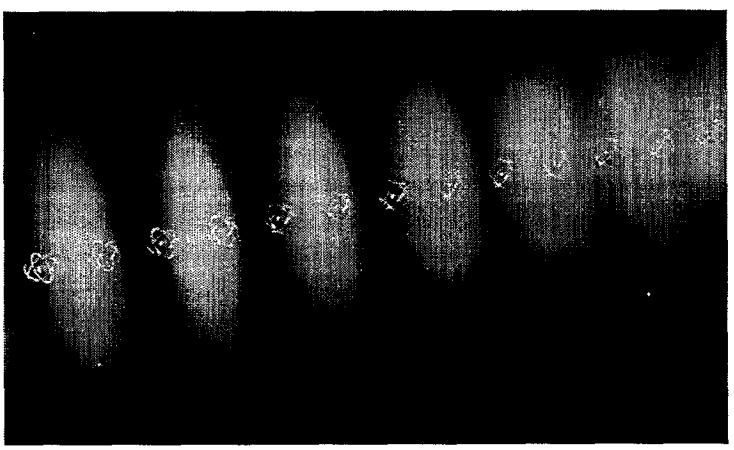
[۹] Ramsey interferometry
[۱۰] Coherent population trapping(CPT)
[۱۱] Electromagnetically induced transparency(EIT)

بازآوایی تشدیدی [۳۵] و آشکارسازی فوتون گسیل خودبه‌خود [۳۶] پیشنهادشده‌است. در مورد اخیر، اثر واهمدوسی فوتون‌های گسیل خودبه خود بر همدوسی حالت سامانه، با سرکوب جملات تداخلی به جایگزیدگی مکان اتم می‌انجامد. انتظار بر این است که با استفاده از میدان ایستاده‌ی درون کاواک در این طرحواره، بتوان به الگویی برای جایگزیدگی مکان نسبی دو اتم در داخل کاواک دست یافت.

در رساله‌ی حاضر به بررسی الگوهای نظری برای جایگزیدگی مکان سامانه‌های اتمی بر پایه‌ی فوتون‌های حاصل از گسیل خودبه‌خود می‌پرداریم. در فصل نخست، با بررسی اندرکنش اتم متحرک با موج ایستاده‌ی درون کاواک به فرمولبندی آن خواهیم پرداخت. سپس، با معرفی نیروهای تابشی وارد بر اتم از سوی میدان، به مطالعه‌ی نقش آن در انحراف مکان اتم می‌پردازیم. نشان می‌دهیم که در اثر اندرکنش نور با اتم و تعویض نقش کلاسیک نور و ماده، اتم از میدان ایستاده پراکنده می‌شود. علاوه بر این، دو رژیم اساسی پراکندگی اتم از میدان یعنی رژیم کاپیتزا—دیراک و رژیم اشترن گرلاخ را معرفی می‌کنیم. در فصل دوم، با استخراج شکل صریح بیناب گسیل خودبه‌خود اتم‌های دو، سه و چهارترازی به مطالعه‌ی نقش دامنه و فاز میدان تابشی در بروز تغییرات کمی و کیفی در شکل بیناب گسیل خودبه‌خود اتم‌ها خواهیم پرداخت. در فصل سوم، با به شمار آوردن اثر میدان ایستاده‌ی کلاسیک درون کاواک، نقش آن را در وابستگی بسامد فوتون‌های گسیل خودبه‌خود به مکان اتم مشخص می‌کنیم. نشان می‌دهیم که آشکارسازی فوتون گسیل خودبه‌خود به ایجاد الگوی جایگزیدگی مکان تک اتم دو، سه و چهارترازی درون کاواک می‌انجامد. هم چنین، نقش تغییر دامنه و فاز میدان را در بهبود قدرت تفکیک الگوی جایگزیدگی مورد بحث قرار خواهیم داد. در فصل چهارم، با مروری مختصر بر نظریه‌ی واهمدوسی کوانتومی، به تعمیم الگوی جایگزیدگی تک اتم به مورد جایگزیدگی مکان نسبی سامانه‌ی دو اتمی خواهیم پرداخت. به روشنی درخواهیم یافت که بروز اثر واهمدوسی کوانتومی حاصل از فوتون‌های گسیل خودبه‌خود حذف جملات تداخل کوانتومی حالت سامانه و جایگزیدگی مکان نسبی دو اتم را در پی دارد. سرانجام در فصل پنجم، به دو کاربرد عمده و بروز موضوع جایگزیدگی مکان اتم، یعنی دو اثر سردسازی لیزری و رمزنگاری اتمی خواهیم پرداخت.

فصل اول

اندرکنش اتم متحرک با موج ایستاده‌ی درون کاواک



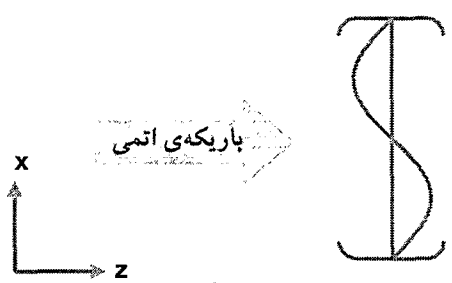
۱—۱ مقدمه

برهم‌کنش الکترومغناطیسی نقش مهمی در فیزیک ذرات با انرژی پایین بازی می‌کند. به عنوان نمونه، این برهم‌کنش‌ها سبب اتصال مولکول‌ها و اتم‌ها به یکدیگر و شکل‌گیری اجسام در دنیای اطراف ما می‌شود. هم‌چنین، به عنوان مثال دیگری از این برهم‌کنش می‌توان به جذب و گسیل نور توسط ماده اشاره کرد. نور به عنوان یک موج الکترومغناطیسی سبب برهم‌خوردن توزیع بار در هر مولکول (یا اتم) و القای گشتاور دوقطبی در تک‌تک آن‌ها می‌شود. در مقیاس ماکروسکوپیک، اندرکنش دوقطبی‌های القایی با میدان نور فرودی به ایجاد قطبش در ماده می‌انجامد. در الکترودینامیک نشان داده می‌شود [۴۸] که پاسخ محیط مادی به میدان الکترومغناطیسی فرودی به شکل پدیده‌های جذب و پاشندگی بروز می‌کند. از سوی دیگر، در مورد تعمیم پدیده‌ی اندرکنش نور با ماده در مقیاس میکروسکوپیک، می‌توان مسأله‌ی اندرکنش تک اتم با میدان نور فرودی را درنظرگرفت. طبیعی است بررسی اندرکنش مزبور به بروز اثرهایی مشابه با حالت ماکروسکوپیک منجر شود، به طوری که پدیده‌های جذب و پاشندگی در مقیاس میکروسکوپیک ظاهر شود. به طور کلی در نظریه‌ی مکانیک کوانتومی، فرمولبندی اندرکنش اتم متحرک با میدان داخل کاواک بر حسب بزرگی شدت میدان، در چارچوب دو رهیافت نیمه‌کلاسیک و یا کاملاً کوانتومی انجام می‌پذیرد. در هر دو وضعیت، اتم موجودی کوانتومی به شمار می‌آید که دارای درجات آزادی داخلی (هم‌چون ترازهای انرژی و یا اسپین) و نیز درجات آزادی خارجی (هم‌چون مکان و تکانه‌ی خطی) است. این، در حالی است که در مورد اول میدان به عنوان موجودی کلاسیک (بدون در نظرگرفتن ملاحظات کوانتش دوم) و در مورد دوم میدان به عنوان موجودی کوانتیده در نظر گرفته می‌شود. اهمیت بررسی مسأله‌ی مزبور— اندرکنش اتم با میدان— صرفنظر از چارچوب مورد بررسی، در آن است که امکان دستکاری درجات آزادی اتم را فراهم می‌آورد. به عنوان نمونه می‌توان از روش دمش اپتیکی[۱] یاد کرد که با دستکاری درجات آزادی داخلی اتم، نقش مهمی در نظریه‌ی کوانتومی لیزر برعهده دارد. از سوی دیگر، دستکاری درجات آزادی خارجی اتم، با انتقال تکانه‌ی میدان به آن امکان‌پذیر است که بر اساس مفهوم نیروهای تابشی بیان می‌شود. به لحاظ تاریخی، این نیروها در آغاز توسط کپلر برای تعبیر علت انحراف دم دنباله‌دارها مورد استفاده قرار گرفت [۴۹]. چندی بعد، اثر مکانیکی میدان تابشی بر اتم، در قالب نیروهای تابشی، در چارچوب نظریه‌ی مکانیک کوانتومی ارائه شد که با گسترش چشمه‌های پرشدت به طور تجربی مورد آزمایش قرار گرفت [۵۲، ۵۱، ۵۰].

[۱] optical pumping

دستکاری درجات آزادی خارجی اتم — به طور خاص مکان مرکز جرم — علاوه بر اهمیت نظری در تبیین نظریه‌ی واهمدوسی کوانتومی [۳، ۵، ۶]، در برخی عرصه‌های عملی همچون سرمایش و به دام اندازی لیزری اتم‌ها [۵۳]، چگالش بوز—اینشتین [۱۳]، رمزنگاری اتمی [۱۴، ۱۵، ۱۶] و تعیین تابع موج حرکت مرکز جرم اتم [۱۷، ۱۸] نقشی محوری برعهده دارد.

از این رو، به طور طبیعی برای بررسی موضوع جایگزیدگی مکان اتم که پیامدی از کنترل درجات آزادی خارجی اتم به شمار می‌آید، نخست باید به فرمولبندی اندرکنش اتم با میدان و پس از آن استخراج شکل صریح نیروهای تابشی وارد به آن پرداخت. این موضوعی است که در فصل حاضر به آن خواهیم پرداخت. هم‌چنین، نشان خواهیم داد که ماهیت نیروهای تابشی مؤثر بر حرکت مرکز جرم اتم، مشابه مورد ماکروسکوپیک، به دو رده‌ی نیروهای اتلافی و نیروهای واکنشی تقسیم می‌شود که انحراف باریکه‌ی اتمی را در پی خواهد داشت.



شکل (۱.۱): برپایش آزمایش اندرکنش اتم متحرک با موج ایستاده‌ی درون کاواک مکعبی با بعد خطی L

۱—۲ فرمولبندی اندرکنش اتم—میدان

فرض می‌کنیم یک اتم دو ترازی متحرک غیر نسبیتی در راستای محور z وارد کاواک مکعبی با بعد خطی L می‌شود و با میدان الکترومغناطیسی ایستاده‌ی داخل کاواک در راستای x برهم‌کنش می‌کند [شکل (۱.۱)]. در این وضعیت هامیلتونی کل سامانه‌ی اتم—میدان را می‌توان چنین نوشت

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_a + \hat{\mathcal{H}}_f + \hat{\mathcal{H}}_{int}, \qquad (۱—۱)$$

که در آن، $\hat{\mathcal{H}}_a$ هامیلتونی اتم دو ترازی، $\hat{\mathcal{H}}_f$ هامیلتونی میدان داخل کاواک و $\hat{\mathcal{H}}_{int}$ هامیلتونی اندرکنش اتم با میدان داخل کاواک است. در ادامه هر یک از بخش‌های هامیلتونی مزبور را معرفی می‌کنیم.

۱—۲—۱ هامیلتونی اتم ($\hat{\mathcal{H}}_a$)

اتم دارای تراز پایه‌ی $|b\rangle$ با انرژی $\hbar\omega_b$ و تراز برانگیخته‌ی $|a\rangle$ با انرژی $\hbar\omega_a$ است. بدیهی است فرض دو ترازی بودن اتم یک مفهوم قراردادی است. بدین معنا که از میان کلیه‌ی ترازهای انرژی اتم، تنها بسامد گذار میان دو تراز $|a\rangle$ و $|b\rangle$ (ω_{ab}) در حالت تشدید یا نزدیک به تشدید با بسامد میدان (ω) قرار دارد. از این رو، آماده‌سازی حالت اولیه‌ی اتم در یکی از دو تراز مزبور به حذف سایر حالت‌های انرژی اتم می‌انجامد، به گونه‌ای که می‌توان به طور مؤثر ساختار داخلی اتم را دو ترازی در نظر گرفت. اتم در راستای طولی z وارد کاواک می‌شود و با موج ایستاده‌ی درون آن اندرکنش می‌کند. نشان می‌دهیم که اندرکنش اتم با میدان ایستاده در راستای x باعث انحراف مکان اتم در راستای عرضی می‌شود [زیربخش (۱—۳—۱)]. با وجود این، در شرایطی که سرعت حرکت طولی اتم، v_z، بسیار بزرگ‌تر از سرعت انحراف عرضی آن، v_x، باشد، با تقریب قابل قبول می‌توان حرکت در راستای طولی را به شکل کلاسیک در نظرگرفت و تنها سهم انرژی جنبشی حرکت عرضی آن یعنی $\frac{\hat{P}_x^2}{2m}$، را در هامیلتونی اتم وارد کرد. در رابطه‌ی مربوط به انرژی جنبشی، $\hat{P}_x$ عملگر تکانه‌ی خطی اتم در راستای عرضی است که رابطه‌ی جابه‌جایی زیر را با عملگر مکان مرکز جرم اتم، $\hat{x}$، برآورده می‌کند

$$[\hat{x}, \hat{P}_x] = i\hbar. \qquad (۱—۲)$$

همچنین، m نشانگر جرم اتم دوترازی است. با افزودن سهم هامیلتونی مربوط به انرژی ترازهای داخلی اتم به انرژی جنبشی، می‌توان هامیلتونی اتم را به شکل

$$\frac{\hat{P}_x^2}{2m} + \hbar\omega_a|a\rangle\langle a|, \qquad (۱—۳)$$

نوشت که در آن، انرژی تراز پایه را صفر در نظرگرفته‌ایم. به سادگی می‌توان نشان داد که هامیلتونی اتم را می‌توان به شکل مؤثر زیر نمایش داد [۵۵]،

$$\frac{\hat{P}_x^2}{2m} - \hbar\Delta|a\rangle\langle a|, \qquad (۱—۴)$$

که در آن، $\Delta = \omega_{ab} - \omega$ وادنیدگی بسامد گذار اتمی، $\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$، نسبت به بسامد میدان ω، است.

۱—۲—۲ هامیلتونی میدان $(\hat{\mathcal{H}}_f)$

به طور کلی، سهم میدان داخل کاواک را بر مبنای نقشی که در فرایند برهم‌کنش با اتم بازی می‌کند، می‌توان به دو بخش تقسیم کرد:

- **میدان تابشی** ، که سهم عمده‌ای در بروز پدیده‌هایی هم‌چون کانونی‌سازی [۵۷]، انحراف [۵۸]، و پراش [۵۹، ۶۰] باریکه‌ی اتمی برعهده دارد. بررسی اثر اندرکنش میدان تابشی با اتم در چارچوب کلاسیک یا کوانتومی، وابسته به بزرگی شدت میدان است. در واقع، اگر شدت میدان داخل کاواک بسیار زیاد باشد، می‌توان میدان الکتریکی را به شکل کلاسیک (بدون در نظرگرفتن کوانتش دوم) توصیف کرد. در این وضعیت، میدان $\vec{E}$ در لحظه‌ی t، از حاصل‌جمع دو موج رونده‌ی میدان تابشی با بسامد یکسان ω، در دو جهت مخالف به‌دست می آید

$$\begin{aligned}\vec{E}(x,t) &= E_0[\sin(kx+\omega t)+\sin(kx-\omega t)]\bar{\epsilon} \\ &= \frac{E_0}{2}\sin kx[e^{-i\omega t}+e^{i\omega t}]\bar{\epsilon}. \qquad (۵—۱)\end{aligned}$$

در رابطه‌ی بالا، E_0 دامنه‌ی میدان الکتریکی و $\bar{\epsilon}$ بردار یکه در جهت قطبش میدان الکتریکی است. روشن است که در توصیف کلاسیک میدان تابشی، می‌توان سهم آن را در هامیلتونی کل کنار گذاشت.

با وجود این، در شرایطی که میدان بسیار ضعیف باشد، الزاماً میدان تابشی ماهیتی کوانتومی می‌یابد. در این وضعیت، عملگر میدان در لحظه‌ی t و برای ویژه‌مقدار متناظر با عملگر مکان، $\hat{x}$، با عبارت زیر بیان می‌شود،

$$\hat{\vec{E}}(\hat{x},t) = \sum_j E_j u_j(\hat{x})[\hat{a}_j e^{-i\omega_j t} + \hat{a}_j^\dagger e^{i\omega_j t}]\bar{\epsilon}_j, \qquad (۶—۱)$$

که در آن، $\bar{\epsilon}_j$ بردار یکه مد j–ام میدان الکتریکی و $E_j = (\frac{\hbar\omega_j}{2\varepsilon_0 V})^{\frac{1}{2}}$ است که در این عبارت ω_j بسامد مد j–ام میدان داخل کاواک، V حجم کوانتش و ε_0 ثابت گذردهی خلأ است. همچنین، در رابطه‌ی (۱—۶)، $u_j(\hat{x})$، تابع مد کاواک است که برای موج ایستاده چنین است $(k_j = \frac{\omega_j}{c})$ $\sin k_j\hat{x}$. به علاوه، $\hat{a}_k$ $(\hat{a}_k^\dagger)$ عملگر نابودی (آفرینش) مد