

## تشدیدهای تداخل چند ترازه در سیستم‌های کوآنتومی چهار ترازه به‌طور

### قوی تحریک‌شده

مصطفی کرمی، قاسم رضایی\*، ابوالقاسم عوض‌پور

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه یاسوج، یاسوج، ایران

دریافت: 1395/12/05 ویرایش نهایی: 1396/12/22 پذیرش: 1397/03/01

#### چکیده

در این مقاله، تشدیدهای چند ترازه در یک سیستم کوآنتومی چهار ترازه به‌طور قوی تحریک شده، را مورد مطالعه قرار می‌دهیم که در آن یک تراز به‌صورت دوره‌ای، شکاف‌های انرژی ثابت  $E$  و  $2E$  بین سایر ترازها را جاروب می‌کند. در نزدیکی شرایط تشدید چندفوتونی به‌طور کیفی رفتارهای متفاوتی به‌ازای تعداد فوتون‌های زوج یا فرد پیدا می‌کنیم. این پدیده را برحسب گروه‌هایی از مسیرهای تداخلی سیستم چند ترازه توجیه می‌کنیم. برای تحلیلی دقیق، مبتنی بر رفتار اختلالی برحسب پارامترهایی کوچک که حد تحریک قوی را مشخص می‌کنند، رژیم وافازی قوی که به‌وسیله افت و خیزهای نوین سفید گوسی بر روی هر یک از ترازهای انرژی غیر مختل مدلسازی می‌شود را معرفی می‌کنیم. در این رژیم، آهنگ‌های گذار بین ترازهای را محاسبه نموده و مرتبه چهارم در جفت‌شدگی‌ها را به‌دست می‌آوریم. سرانجام نتایج به‌دست آمده را به مشاهدات تجربی که در آنها جریان از طریق نقاط کوآنتومی دوگانه اسپین سادشده در حضور میدان متناوب اندازه‌گیری شده است، مربوط می‌سازیم. که این موضوع به انواعی از سیستم‌های مقیاس نانو، حالت جامد و اتمی یا مولکولی مربوط می‌باشد. این تحقیق به‌طور خاص مکانیزمی واضح برای توجیه مشاهدات تجربی مبهم در نقاط کوآنتومی دوگانه به‌طور قوی تحریک شده ارائه می‌نماید.

**کلیدواژگان:** نقطه کوآنتومی، فاز تداخل، رژیم وافازی قوی، آهنگ گذار، تشدیدهای تداخل چند ترازه

#### مقدمه

در رژیم تحریک قوی، دامنه میدان متناوب اعمال شده، ممکن است بسیار بزرگ‌تر از انرژی فوتون یعنی  $\hbar\omega$  و نیز شکافتگی ثابت بین ترازهای انرژی سیستم باشد. در دهه‌های اخیر تحقیقاتی گسترده در فیزیک تجربی و نظری و نیز شیمی، با هدف درک دینامیک سیستم‌هایی کوآنتومی که در معرض میدان‌های خارجی قوی وابسته به زمان‌اند، انجام گرفته است. مکانیک کوآنتومی هامیلتونی‌هایی صریحاً وابسته به زمان برای مجموعه متنوعی از پدیده‌های جدید، ایجاد نموده که در کوآنتوم پایا، قابل دسترس نیستند. به‌طور خاص توسعه سیستم‌های لیزری و میزری راهی برای ایجاد اثرهایی

ظهور انواع لیزر و نیز میکروموج قوی، گستره‌ای از امکانات نوین را برای بررسی رژیم تحریک قوی مولکول‌ها و اتم‌های مصنوعی و طبیعی (حالت جامد) باز نموده است که مواردی از قبیل: طیف‌سنجی فراسرد مولکول‌های فشاخ سزیم به‌دام افتاده [1]، تداخل‌سنجی ماخ-زندر در کیوبیت ابررسانای به‌طور قوی تحریک‌شده [2]، گشت و چرخش از طریق انواع حالت مقید مولکولی با فرکانس رادیویی [3] از این دسته تحقیقات هستند.

\* نویسنده مسئول: grezaei@yu.ac.ir

دوقطبی الکتريکی به وسیله جفت‌شدگی فوق ریز در نقاط کوآنتومی [20]، تولید هماهنگ چندتایی (مضاعف) در تشدید اسپین دوقطبی الکتريکی در یک نقطه کوآنتومی دوگانه نانوسیم ایندیوم-آرسناید [21]. در این آزمایش‌ها معلوم شد که تشدیدها، عدم تقارن قابل توجهی را نشان می‌دهند، به عبارتی وقتی انرژی شکافتگی الکترون، با ضریب فرد صحیحی از انرژی فوتون میدان مساوی باشد  $E = (2n+1)\hbar\omega$ ، در این صورت جریان افزایش پیدا کرده و اگر  $E = 2n\hbar\omega$  (تشدیدهای زوج صحیح)، جریان متوقف می‌گردد. چنین نمایشی از اثر زوج یا فرد مضرب‌ها، که نسبت به تغییرات دامنه و همچنین جبران<sup>4</sup> جریان متناوب، روی حوزه وسیعی از مقادیر بی تفاوت بوده، در سیستم‌های دوترازه، ناشناخته مانده است. تحقیقاتی تحلیلی، مانند: فرآیند نیم‌فرکانسی تشدید اسپین دوقطبی الکتريکی در نقاط کوآنتومی دوگانه [22]، فرکانس رابی بیشینه اسپین تحریک‌شده الکتريکی در میدان مغناطیسی نامنظم [23]، هم‌چنین مطالعاتی عددی، مانند: تولید هماهنگ تشدید و دوران‌های دسته‌جمعی اسپین در نقاط کوآنتومی تحریک‌شده الکتريکی [24]، تولید هماهنگ چندتایی در یک کیوبیت اسپین تحریک‌شده الکتريکی [25]، وجود تشدیدهای چندفوتونی را نشان می‌دهند. اما هیچ یک از این تحقیقات، قاطعانه نمی‌توانند عدم تقارن زوج یا فرد مشاهده شده در [20، 21]، را توضیح دهند.

اخیراً دنون و رادنر تشدیدهای تداخل چند ترازه در سیستم‌های سه‌ترازه به‌طور قوی تحریک‌شده را بررسی نمودند [26]. در این مقاله با استفاده از روش آنها تشدیدهای تداخل چند ترازه در سیستم‌های چهار ترازه به‌طور قوی تحریک شده را مطالعه می‌کنیم.

نوین در سیستم‌های کوآنتومی غیرخطی که با میدان‌های الکترومغناطیسی قوی برهم‌کنش می‌کنند، گشوده است [4-8].

در سال‌های اخیر ساختار سیستم‌های دوترازه به‌طور قوی تحریک‌شده، به‌شکلی گسترده مطالعه شده‌اند، که به‌طور اجمالی به‌ذکر برخی از آنها می‌پردازیم: سیستم‌های دو ترازه تحریک‌شده به‌وسیله میدان‌های دامنه بزرگ، با بررسی ویژگی‌های تشدید در اطراف ناحیه عدم تقاطع ترازاها [9]، تداخل سنجی لاندائو-زئر-استکلبرگ (LZS) در کیوبیت‌های ابررسانا، به‌عنوان ابزاری مؤثر برای تعیین ویژگی پارامترهای سیستم و برهم‌کنش آن با میدان کنترلی [10]، بررسی دینامیک لاندائو-زئر (LZ) در یک نقطه کوآنتومی دوگانه اشغال شده با دو الکترون و مطالعه بی‌دررو با حضور واهلش فوق ریز فونون واسطه و وافازی<sup>1</sup> بار-نویز القایی [11]، تداخل سنجی LZS روی تک‌الکترون کیوبیت گالیوم-آرسناید، با تحریک مکرر سیستم از طریق عدم تقاطع ترازاها [12]، مشاهده محدوده زمانی نوسانات رابی در رژیم LZ با تک اسپین الکترونی [13].

سیستم‌های چند ترازه راه‌هایی جدید برای تحقیق و اکتشاف ارائه می‌نمایند، به‌طور خاص، فرآیندهای چندترازه مرتبه بالا [14، 15]، پدیده‌هایی بالقوه کارا مانند: طیف‌سنجی دامنه اتم‌های مصنوعی حالت جامد [16]، وارونی جمعیت [17]، گسیل فونون رامان<sup>2</sup> در یک نقطه کوآنتومی دوگانه تحریک‌شده [18]، خنک‌سازی میکروموج القایی در یک کیوبیت شار ابررسانا [19]، را ایجاد نموده است.

اخیراً نوع جدیدی از تشدیدهای چندفوتونی در آزمایشات روی نقاط کوآنتومی دوگانه اسپین سدشده<sup>3</sup> (DQDs) کشف شده است: ایجاد فرآیند تشدید اسپین

<sup>3</sup>-Spin-Blockaded

<sup>4</sup>-Offset

<sup>1</sup>-Dephasing

<sup>2</sup>-Raman

چندفوتونی را بررسی نموده و نشان می‌دهیم که با تداخل‌های چند ترازه بین فرآیندهای مرتبه اول و سوم، تشدیدهایی با ویژگی‌های کاملاً متفاوت از تشدیدهای دوترازه، برای اولین بار در مرتبه چهارم جفت‌شدگی‌ها رخ می‌دهند. با محاسبه تمام آهنگ‌های گذار مرتبه چهارم برای نامیزانی‌های صفر و دلخواه و همچنین رسم نمودارهای مربوطه، مشخص خواهیم نمود که این آهنگ‌ها ویژگی‌های تشدید را در  $n$ ‌های صحیح نشان می‌دهند. در مدل وافازی قوی، به‌وضوح بروز رفتاری متفاوت از نظر کیفی برای  $n$ ‌های زوج یا فرد در نزدیکی شرط‌های تشدید را مشاهده خواهیم نمود.

#### مدل

ابتدا برای مشخص کردن تفاوت‌های کیفی بین تشدیدهای دوترازه و چند ترازه، به‌طور مختصر تشدیدهای چندفوتونی در یک سیستم دوترازه را بررسی می‌کنیم. فرض می‌کنیم که حالت‌های پایه سیستم  $\{|S\rangle, |1\rangle\}$  باشند و دینامیک این سیستم با هامیلتونی وابسته به‌زمان زیر کنترل می‌شود [26]

$$H_2(t) = \begin{pmatrix} 0 & q \\ q & -\varepsilon(t) \end{pmatrix} \quad 1$$

$q$  ثابت جفت‌شدگی و  $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 - A \cos \omega t$  میدان محرک دوره‌ای وابسته به‌زمان با نامیزانی  $\varepsilon_0$  و دوره  $T = 2\pi/\omega$  می‌باشد.

در اینجا بر مورد تحریک قوی  $A \gg q$  و  $A > |\varepsilon_0|$ ، متمرکز می‌شویم. طیف لحظه‌ای انرژی برحسب نامیزانی  $\varepsilon$  و همچنین برحسب زمان  $t$ ، به‌ترتیب در شکل‌های 1 و 2 رسم شده‌اند. در سیستم دوترازه فوق، گذارهای غیر بی‌دررو LZ بین دو تراز

در گذشته، سیستم‌های چند ترازه در مجموعه‌ای از متون تحقیقی مطالعه شده‌اند. به‌عنوان مثال، انتقال تحریک‌شده از طریق رساناهای مقیاس نانو با استفاده از نظریه فلوکیت<sup>1</sup> [27, 28]، دینامیک کیوبیت‌های ابررسانا از طریق شبیه‌سازی‌های عددی [15]، مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در این میان، تحقیقاتی نیز در زمینه تداخل‌های بین فرآیندهای چند ترازه به‌عمل آمده است: گذارهای چندفوتونی در سیستم‌های چندترازه نردبانی تحت اثر میدان الکترومغناطیسی قوی، که یا به‌طور مستقیم و یا از طریق یک حالت میانی تشدید، رخ می‌دهند [29].

ابتدا با معرفی یک سیستم دوترازه مختل شده به‌وسیله یک میدان محرک دوره‌ای و محاسبه ترازهای انرژی بی‌دررو و غیر بی‌دررو، شکل‌های طیف لحظه‌ای سیستم با فرض تحریک قوی رسم می‌شوند، سپس با تعیین فاز تداخل در تقریب غیر بی‌دررو برای مسیرهای تداخلی، در مورد شرط تشدیدهای چندفوتونی دوترازه از طریق گذارهای LZ، به‌طور مختصر صحبت می‌گردد. در ادامه یک سیستم چهار ترازه که یکی از ترازهایش با همان میدان محرک خارجی قبلی، به‌طور قوی جفت شده است، را معرفی می‌نماییم. به‌کمک هندسه مسیرهایی تداخلی دلخواه روی نمودار انرژی-زمان، در تقریب غیر بی‌دررو، فازهای تداخل محاسبه می‌شوند. در روش مذکور با بررسی تداخل سازنده مسیرها، در مورد شرط تشدیدهای چندفوتونی از طریق گذارهای LZ، بحث شده و رخداد آنها پیش‌گویی می‌شود. برای شروع تحلیلی دقیق بر مبنای رفتار اختلالی برحسب پارامترهایی کوچک، که مشخص‌کننده حد تحریک قوی هستند، مدل وافازی به‌وسیله تغییرات ترازهای وابسته به‌زمان را معرفی می‌کنیم. سپس، از طریق محاسبه آهنگ‌های گذار بین تراز، تشدیدهای

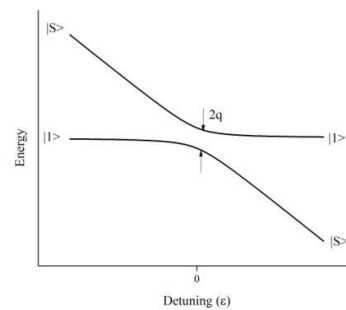
<sup>1</sup>- Floquet

اینکه دو مسیر تداخل سازنده داشته باشند، این است که فاز تداخل آن دو، مضرب زوجی از  $\pi$  باشد. فاز تداخل مسیره‌ها برابر با اختلاف مساحت‌های سایه‌زده یعنی  $\hbar=1$   $\Phi = |\Phi_1| - |\Phi_2|$  است، فرض می‌کنیم  $\varepsilon_0$  و ملاحظه می‌شود که فاز تداخل فقط با نامیزانی  $\varepsilon_0$  و دورهٔ تحریک  $T = 2\pi/\omega$  کنترل می‌شود، و مستقل از دامنهٔ تحریک  $A$  می‌باشد. هرگاه نامیزانی مانای  $\varepsilon_0$  با انرژی  $n$  فوتون برابر باشد  $\varepsilon_0 = n\omega$ ، آنگاه تشدیدهای چندفوتونی رخ خواهد داد و همهٔ مسیره‌های با گذارهایی در زمان‌های زوج  $t_{2p}$  به‌طور سازنده تداخل می‌کنند و به‌همین صورت برای مسیره‌های با گذارهایی در زمان‌های فرد  $t_{2p+1}$ . این یک پاسخ تشدید را فراهم می‌سازد. ساختار اضافی حاصل از تداخل‌های بین این دو گروه از مسیره‌ها، به فازهای منفرد  $\Phi_{1,2}$  حساس می‌باشد [26]. تحریک ناشی از میدان دوره‌ای، منجر به شدت خط تشدید  $n$  فوتونی شده که با تابع بسل  $J_n(A/\omega)$ ، مدوله می‌شود [10]. شدت تشدیدهای سیستم دوترازه به دامنه و فرکانس، حساس بوده و قله‌ها و گره‌هایی که به‌صورت  $A/\omega$  تغییر می‌کنند را معین می‌سازد.

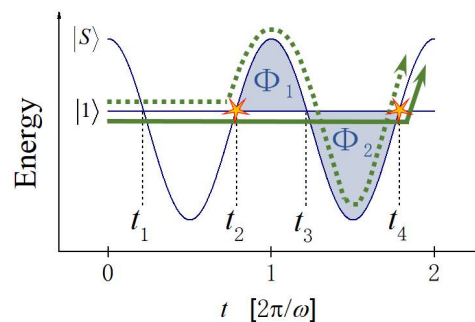
اکنون توجه خود را به تحریک قوی در یک سیستم چند ترازه معطوف می‌داریم. برای به‌وضوح نشان دادن فیزیک تشدیدهای چند ترازه، بر مورد چهار ترازه تمرکز می‌کنیم. فرض می‌کنیم که میدان محرک به‌طور قوی فقط با تراز متناظر با ویژه‌حالت  $|S\rangle$  جفت می‌شود، در حالی که شکاف‌های انرژی ثابت  $E$  بین ترازهای  $|1\rangle$  و  $|2\rangle$ ، یا  $2E$  بین  $|1\rangle$  و  $|3\rangle$ ، بی‌تأثیر می‌باشد. بنابراین حالت  $|S\rangle$  مانند یک شاتل<sup>1</sup> عمل کرده و انتقال جمعیت بین ترازهای  $|1\rangle$ ،  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$  را فراهم می‌کند. هامیتلونی سیستم چهار ترازه

متناظر با پایه‌های  $|1\rangle$  و  $|S\rangle$ ، در عدم عبور آنها از همدیگر رخ می‌دهند.

ویژگی‌های مربوط به دینامیک سیستم تحریک‌شده را می‌توان به‌صورت گروهی از مسیره‌های تداخلی درک نمود [26]. برای تحریک قوی، هنگامی که دو تراز تقریباً تبهگن می‌شوند، گذارها در نقاط نسبتاً خوب تعریف شدهٔ  $\{t_p\}$  رخ می‌دهند. دو مسیری که سیستم را از حالت  $|1\rangle$  به حالت  $|S\rangle$  برده با خط چین و خطی به‌رنگ سبز مشخص شده است.



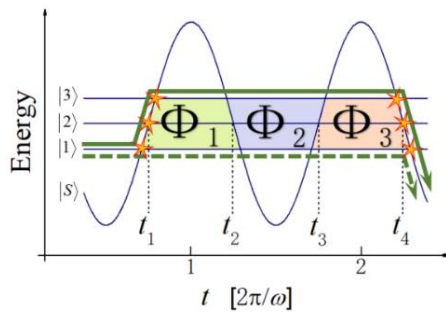
شکل 1. ترازهای انرژی به‌صورت تابعی از نامیزانی  $\varepsilon$ ، با فرض تحریک قوی رسم شده‌اند.



شکل 2. ترازهای انرژی به‌صورت تابعی از زمان، با فرض تحریک قوی رسم شده‌اند. دو مسیر که سیستم را  $|1\rangle$  به  $|S\rangle$  می‌برند با خط چین و خطی به‌رنگ سبز مشخص اند.

در شکل 2 فرض می‌کنیم که گذار اول در زمان  $t_2$  رخ داده باشد، می‌توان نشان داد گذار بعدی در زمان  $t_4 = t_2 + T$  رخ خواهد داد، که  $T = 2\pi/\omega$  شرط

<sup>1</sup> shuttle



شکل 4. ترازهای انرژی به صورت تابعی از زمان با فرض تحریک قوی رسم شده‌اند. دو مسیر که سیستم را از  $|1\rangle$  به  $|S\rangle$  می‌برند با خط چین و خطی به رنگ سبز مشخص شده‌اند.

بنابراین، وجود تشدید همراه با شکافتگی انرژی  $E$  بین ترازهای  $|1\rangle$ ،  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$  را مورد بررسی قرار می‌دهیم، چنین تشدیدهایی باید از طریق تراز به طور قوی مدوله شده  $|S\rangle$  رخ دهند که به موجب آن یک پدیده چند ترازه حقیقی شکل می‌گیرد.

می‌خواهیم ببینیم این تشدیدهای چند ترازه چگونه به وجود می‌آیند؟ ابتدا یک جفت معین از مسیرهای تداخلی  $|1\rangle$  به  $|S\rangle$  را روی شکل 4 رسم کرده که این دو مسیر با خط چین و خطی به رنگ سبز مشخص شده‌اند. برای دامنه بزرگ  $A \gg E, \varepsilon_0$ ،

$$\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 = 2E(t_4 - t_1) = 3\Phi_1$$

کل است که برابر با تمام مساحت سایه زده به رنگ‌های

سبز، آبی و صورتی برای هر یک از فازها در شکل 4 می‌باشد. لازم به ذکر است که این فاز، فقط با شکافتگی

انرژی  $2E$  بین دو تراز  $|1\rangle$  و  $|3\rangle$  و نیز نیم‌دوره تحریک  $T/2 = \pi/\omega$  کنترل می‌شود و مستقل از شکل

یا دامنه میدان محرک است. مسیرهای زیادی وجود

دارند که سه گذار آخر تقریباً هم‌زمان در  $t_p > 1$  رخ

می‌دهند. شرط اینکه چنین مسیرهایی تداخل سازنده

داشته باشند، این است که فاز تداخل آنها مضرب

زوجی از  $\pi$  باشد یعنی  $\Phi_1 = 2\pi E/\omega = 2n\pi$ ، که

وجود تشدیدهای در  $E = n\omega$ ، یعنی در تمام

مضارب انرژی فوتون را نشان می‌دهد. ملاحظات مشابه

توصیف شده، در پایه‌های  $\{|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |S\rangle\}$  به صورت زیر است

$$H_4(t) = \begin{pmatrix} E & 0 & 0 & q_3 \\ 0 & 0 & 0 & q_2 \\ 0 & 0 & -E & q_1 \\ q_3 & q_2 & q_1 & -\varepsilon(t) \end{pmatrix} \quad 2$$

مانند سیستم دوترازه،  $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 - A \cos \omega t$  میدان

محرک، و  $q_{1,2,3}$  مقادیر جفت‌شدگی ماتریس‌اند. با

حل معادله ویژه‌مقداری طیف انرژی سیستم را

به صورت توابعی از نامیزانی و زمان با فرض تحریک

قوی، در شکل‌های 3 و 4 رسم می‌کنیم. هرگاه نامیزانی

مانای  $\varepsilon_0 \pm E$  با انرژی  $n$  فوتون برابر باشد، تشدیدهای

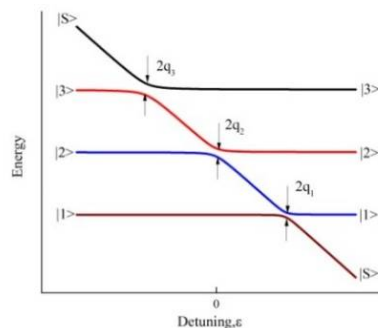
دوترازه بین  $|1\rangle$  و  $|S\rangle$  و یا بین  $|3\rangle$  و  $|S\rangle$  رخ داده

و هنگامی که نامیزانی مانای  $\varepsilon_0$  با انرژی  $n$  فوتون برابر

باشد، تشدیدهای دوترازه بین  $|2\rangle$  و  $|S\rangle$  می‌توانند رخ

دهند. این تشدیدهای دوترازه ویژگی بارز و جدیدی را

بیان نمی‌کنند.



شکل 3. ترازهای انرژی به صورت تابعی از نامیزانی  $\varepsilon$  با فرض تحریک قوی.

$$(H_4(t) + \delta H_4(t))|\psi(t)\rangle = i\left(\frac{d}{dt}\right)|\psi(t)\rangle \quad 4$$

می‌باشد. ابتدا در مدل وافازی قوی آهنگ‌های گذار بین ترازهای را محاسبه کرده و به تدریج آهنگ گذار مرتبه چهارم در جفت‌شدگی‌های  $q_{1,2,3}$  را به دست می‌آوریم.

وافازی قوی به‌طور خاص با آزمایشات مراجع [20,21] مربوط می‌باشد که به دلیل جفت‌شدگی تراز  $|S\rangle$  با یک منبع نزدیک (میدان محرک قوی) طول عمر سایر ترازها خیلی طولانی می‌شود. در رژیم وافازی قوی، تشدیدهای تداخل چند ترازه عمیقاً باقی می‌مانند در حالی که تشدیدهای شبه‌دوترازه در،  $\epsilon_0 \pm E = n\omega$  و  $\epsilon_0 = n\omega$  به‌طور کامل از بین می‌روند.

در ابتدای تحلیل، با تبدیل به تصویر برهم‌کنش تغییر یافته از طریق  $|\psi_R(t)\rangle = e^{iR(t)}|\psi(t)\rangle$  که  $R(t) = \sum_{\alpha} \phi_{\alpha}(t)|\alpha\rangle\langle\alpha|$  است، کار شروع می‌گردد [26]. فازهای  $\phi_{\alpha}$  با رابطه  $\phi_{\alpha}(t) = -\int_0^t d\tau \tilde{\epsilon}_{\alpha}(\tau)$  تعریف می‌شوند به طوری که،  $\tilde{\epsilon}_{1,3}(\tau) = \mp E + \xi_{1,3}(\tau)$ ،  $\tilde{\epsilon}_2(\tau) = \xi_2(\tau)$  و  $\tilde{\epsilon}_S(\tau) = \epsilon_S(\tau) + \xi_S(\tau)$ . در این تصویر برهم‌کنش، تحول زمانی حالت‌ها با معادله  $(d/dt)|\psi_R(t)\rangle = \tilde{H}_4(t)|\psi_R(t)\rangle$  مشخص می‌شود، به طوری که

$$\tilde{H}_4(t) = q_1 e^{i\phi_{S_1}(t)} |S\rangle\langle 1| + q_2 e^{i\phi_{S_2}(t)} |S\rangle\langle 2| + q_3 e^{i\phi_{S_3}(t)} |S\rangle\langle 3| + \text{H. C.}, \quad 5$$

که در آن،  $\phi_{\alpha\beta}(t) \equiv \phi_{\alpha}(t) - \phi_{\beta}(t)$  می‌باشد. آهنگ گذار بین حالت‌های  $|\alpha\rangle$  و  $|\beta\rangle$ ، به صورت زیر محاسبه می‌شود

$$W_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{d}{dt} |\langle \beta | U(t) | \alpha \rangle|^2 \quad 6$$

برای گذارهای LZ از  $|1\rangle$  به  $|2\rangle$  و  $|1\rangle$  به  $|3\rangle$  می‌کند، یعنی تشدیدهای اضافی در تمامی مضارب انرژی فوتون  $E = n\omega$ ، را پیش‌بینی می‌نماید، که به‌ازای  $n$ های صحیح تداخل سازنده انجام می‌شود. بنابراین انتظار وجود تشدیدهایی با رفتارهایی خیلی متفاوت، در مضارب زوج یا فرد  $\omega$  همراه با شکافتگی  $E$  یا  $2E$  را داریم. در تمایز دقیق با مورد دوترازه بحث‌شده در ابتدای مقاله، فاز تداخل  $\Phi_1$  و همچنین تشدیدها، به‌طور خفیفی به دامنه  $A$  و نامیزانی حساس می‌باشند.

اکنون تحلیلی بر پایه رفتار احتمالی پارامترهای کوچک  $q_{1,2,3}/A\omega$  که مشخصه حد تحریک قوی‌اند، را آغاز می‌کنیم. برای نشان‌دادن واضح این اثر و همچنین ورود به نتایج مورد نظر، بر رژیم وافازی قوی متمرکز می‌شویم، به طوری که همدوسی‌های بین  $|1\rangle$  و  $|S\rangle$  همین‌طور  $|3\rangle$  و  $|S\rangle$  در مقیاس زمانی کوتاه‌تر از دوره تحریک به سرعت از بین می‌روند، در عوض اجازه می‌دهیم که همدوسی‌های بین،  $|1\rangle$  و  $|2\rangle$  همین‌طور  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$  در این مقیاس زمانی طولانی بمانند. وافازی، به وسیله افت و خیزهای نوین سفید گوسی بر روی هر یک از ترازهای انرژی مختل نشده، از طریق رابطه زیر مدل‌سازی می‌شود

$$\delta H_4(t) = \sum_{\alpha} \xi_{\alpha}(t) |\alpha\rangle\langle\alpha|, \quad \alpha \in \{1, 2, 3, S\}, \quad 3$$

با  $\overline{\xi_{\alpha}(t)\xi_{\beta}(t')} = \Gamma_{\alpha}\delta(t-t')\delta_{\alpha\beta}$  [26]. خط بالایی میانگین نوین حاصله را نشان می‌دهد.  $\xi_{\alpha}(t)$  نوین سفید گوسی روی تراز غیرمختل  $|\alpha\rangle$  و  $\Gamma_{\alpha}$  آهنگ وافازی تراز  $|\alpha\rangle$  می‌باشد. معادله شرودینگر در رژیم مذکور به صورت

این از هم‌پاشیدگی‌ها وقتی رخ می‌دهند که ترازهای  $|1\rangle$  و  $|S\rangle$  همدیگر را قطع کنند. به عبارتی دو تراز تقریباً تبهگن می‌شوند هرگاه،  $A \cos \omega t \approx \varepsilon_0 - E$  با اندکی عملیات جبری می‌توان نشان داد، میانگین این از هم‌پاشیدگی‌ها در یک دوره تحریک برابر است با

$$W_{1 \rightarrow S}^{(2)} \approx 2q_1^2 / \sqrt{A^2 - (E - \varepsilon_0)^2} \quad 10$$

به همین شکل سایر آهنگ‌ها، به صورت زیر نتیجه می‌شوند

$$\begin{aligned} W_{2 \rightarrow S}^{(2)} &\approx 2q_2^2 / \sqrt{A^2 - \varepsilon_0^2}, \\ W_{3 \rightarrow S}^{(2)} &\approx 2q_3^2 / \sqrt{A^2 - (E + \varepsilon_0)^2} \end{aligned} \quad 11$$

برای فرآیندهای معکوس  $W_{S \rightarrow 1}^{(2)}$ ،  $W_{S \rightarrow 2}^{(2)}$  و  $W_{S \rightarrow 3}^{(2)}$  آهنگ‌های گذار یکسانی به دست می‌آید.

با بسط عملگر تحول زمانی تا مرتبه سوم در  $q_{1,2,3}$  و با محاسبه آهنگ گذار مرتبه چهارم بین حالت‌های  $|1\rangle$  و  $|S\rangle$ ، نشان می‌دهیم که تشدیدهای تداخل چند ترازه برای اولین بار در مرتبه چهارم رخ می‌دهند

$$W_{1 \rightarrow S}^{(4)} = \frac{d}{dt} \left\{ 2 \operatorname{Re} \langle 1 | U^{(3)}(t) | S \rangle \langle S | U^{(1)}(t) | 1 \rangle + \left| \langle S | U^{(2)}(t) | 1 \rangle \right|^2 \right\} \quad 12$$

به دلیل شکل  $\tilde{H}_4(t)$  جمله دوم داخل آکولاد صفر شده، بنابراین آهنگ گذار به صورت زیر درمی‌آید

$$W_{1 \rightarrow S}^{(4)} = \frac{d}{dt} \left\{ 2 \operatorname{Re} \langle 1 | U^{(3)}(t) | S \rangle \langle S | U^{(1)}(t) | 1 \rangle \right\} \quad 13$$

در ادامه با انجام کارهایی مشابه بالا، فرض می‌کنیم  $\Gamma_S \gg \omega$ ،  $\Gamma_{1,2,3} \gg A$  و حد تحریک قوی  $A \gg \Gamma_S$

عملگر تحول زمانی  $U(t)$  سیستم را بین زمان‌های 0 و  $t$  متحول می‌کند.  $U(t)$  را برحسب توان‌های  $q_{1,2,3}$ ، به صورت زیر بسط می‌دهیم

$$U(t) = 1 + U^{(1)}(t) + U^{(2)}(t) + \dots \quad 7$$

به طوری که

$$U^m(t) = (-i)^m \int_0^t dt_1 \dots \int_0^{t_{m-1}} dt_m \tilde{H}_4(t_1) \dots \tilde{H}_4(t_m).$$

با به دست آوردن مرتبه سوم  $U(t)$ ، آهنگ‌های گذار تا مرتبه چهارم در جفت‌شدگی‌ها را محاسبه می‌کنیم. در ابتدا آهنگ گذار سیستم برای گذار از حالت‌های مختل نشده  $|1\rangle$  به  $|S\rangle$ ، برای پایین‌ترین مرتبه را ارزیابی می‌کنیم، آهنگ گذارهای دیگر نیز به همین نحو به دست می‌آیند

$$W_{1 \rightarrow S}^{(2)} = q_1^2 \frac{d}{dt} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 e^{i[\phi_{S1}(t_1) - \phi_{S1}(t_2)]} \quad 8$$

از اتحاد  $e^{i \int d\tau \xi(\tau)} = e^{-(i/2) \int d\tau \int d\tau' \xi(\tau) \xi(\tau')}$  برای نویز سفید گاوسی دلخواه  $\xi_\alpha(t)$  استفاده می‌کنیم. تابع همبستگی<sup>1</sup> در نما، با  $\delta(\tau - \tau')$  متناسب می‌باشد. نویز گاوسی با دیگر چگالی‌های طیفی<sup>2</sup> به همین نحو فرض می‌شود. اکنون با در نظر گرفتن شرط‌های  $\Gamma_S \gg \omega$ ،  $\Gamma_{1,2,3} \gg A$ ، آهنگ گذار به صورت زیر ساده می‌شود

$$W_{1 \rightarrow S}^{(2)} = \frac{q_1^2 \Gamma_S}{(E - \varepsilon_0 + A \cos \omega t)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_S^2} \quad 9$$

در حد تحریک قوی  $A \gg \Gamma_S$  و با فرض  $A > \left| \varepsilon_0 - \frac{1}{2} E \right|$ ، آهنگ گذار از هم‌پاشیدگی‌هایی که در زمان به خوبی از هم متمایزند را نشان می‌دهد.

<sup>2</sup> -Spectrum Density

<sup>1</sup> Correlation

$$g_1 = \frac{2 \cos(n\pi) \sinh\left(\frac{1}{2}\Gamma\right) + e^\Gamma - \cos 2n\pi}{\cosh \Gamma - \cos 2n\pi}$$

$$g_2 = \frac{2 \cos(2n\pi) \sinh(2\Gamma') + e^{\Gamma'} - \cos 2n\pi}{\cosh 2\Gamma' - \cos 2n\pi}$$

$$h_1 = \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}n\pi\right) \sinh(\Gamma)}{\cosh \Gamma - \cos 2n\pi}$$

$$h_2 = \frac{\sin^2(n\pi) \sinh(2\Gamma')}{\cosh 2\Gamma' - \cos 2n\pi}$$

16

که  $n = E/\omega$  تعداد فوتون‌ها می‌باشد.

ب) برای نامیزانی دلخواه، اما  $n$  های صحیح، نیز خواهیم داشت

$$W_{1 \leftrightarrow s}^{(4)} = -\frac{2\pi}{A^2 \omega} (g_i \bar{W}_1 + g_j \bar{W}_2)$$

$$W_{1 \leftrightarrow 2}^{(4)} = \frac{2\pi}{A^2 \omega} \left( \left( \frac{g_i}{2} + h_i \right) \bar{W}_1 + \left( \frac{g_j}{2} + h_j \right) \bar{W}_2 \right)$$

$$W_{1 \leftrightarrow 3}^{(4)} = 2W_{1 \leftrightarrow 2}^{(4)}$$

17

که  $g_i, g_j, h_i, h_j$  عبارتند از

$$g_i = \frac{\cos(nd_-) \left[ \sinh\left(\frac{\Gamma d_-}{2\pi}\right) + \sinh\left(\frac{\Gamma d_+}{2\pi}\right) \right] + e^\Gamma - 1}{(\cosh \Gamma - 1)(1 - \delta^2)}$$

$$g_j = \frac{\cos(nd_-) \left[ \sinh\left(\frac{\Gamma' d_-}{\pi}\right) + \sinh\left(\frac{\Gamma' d_+}{\pi}\right) \right] + e^{\Gamma'} - 1}{(\cosh \Gamma' - 1)(1 - \delta^2)}$$

$$h_i = \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}nd_+\right) \coth\left(\frac{1}{2}\Gamma\right)}{1 - \delta^2}$$

$$h_j = \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}nd_+\right) \coth(\Gamma')}{1 - \delta^2}$$

18

که  $\delta = \varepsilon_0/A$  و  $d_{\pm} = \pi \pm 2 \sin^{-1} \delta$  است.

### نتایج و بحث

در شکل‌های 5 و 6 آهنگ‌ها به صورت تابعی از  $n$  برای نامیزانی صفر شده‌اند. در شکل‌های 7 و 8

وارد می‌کنیم، با توجه به رژیم چندفوتونی ( $n \geq 1$ )، آنگاه،  $A\omega/E \gg \Gamma_s$  می‌شود که خواهیم داشت:

$$W_{1 \leftrightarrow s}^{(4)} = \int_0^t d\tau \left[ \frac{2q_1^2 q_2^2 \Gamma_s e^{-\left(\frac{\Gamma\omega}{2\pi}\right)(t-\tau)}}{(E - \varepsilon_0 + A \cos \omega\tau)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_s^2} \right. \\ \left. \times \operatorname{Im} \left\{ \frac{e^{-iE(t-\tau)}}{E - \varepsilon_0 + A \cos \omega\tau + \frac{i}{2} \Gamma_s} \right\} \right. \\ \left. + \frac{2q_1^2 q_3^2 \Gamma_s e^{-\left(\frac{\Gamma\omega}{2\pi}\right)(t-\tau)}}{(E - \varepsilon_0 + A \cos \omega\tau)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_s^2} \right. \\ \left. \times \operatorname{Im} \left\{ \frac{e^{-2iE(t-\tau)}}{E - \varepsilon_0 + A \cos \omega\tau + \frac{i}{2} \Gamma_s} \right\} \right]$$

14

که  $\Gamma' = \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_3)\pi}{\omega}$  و  $\Gamma = \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)\pi}{\omega}$

آهنگ‌های وافازی بدون بعد می‌باشند، همانند آنچه انجام داده شد، می‌توان عباراتی برای  $W_{1 \leftrightarrow 2}^{(4)}$  و  $W_{1 \leftrightarrow 3}^{(4)}$  پیدا نمود.

پس از مقداری محاسبات جبری، برای انتگرال‌ها، در دو مورد مهم می‌توان تقریب‌هایی تحلیلی پیدا کرد، به طوری که برای زمان‌های  $t \gg \Gamma_{1,2,3}^{-1}$  معتبر باشد:

الف) در نامیزانی صفر،  $\varepsilon_0 = 0$ ، آهنگ گذار را به صورت زیر محاسبه می‌کنیم

$$W_{1 \leftrightarrow s}^{(4)} = -\frac{2\pi}{A^2 \omega} (g_1 \bar{W}_1 + g_2 \bar{W}_2)$$

$$W_{1 \leftrightarrow 2}^{(4)} = \frac{2\pi}{A^2 \omega} \left( \left( \frac{g_1}{2} + h_1 \right) \bar{W}_1 + \left( \frac{g_2}{2} + h_2 \right) \bar{W}_2 \right)$$

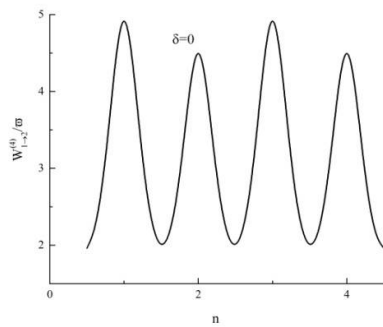
$$W_{1 \leftrightarrow 3}^{(4)} = 2W_{1 \leftrightarrow 2}^{(4)}$$

15

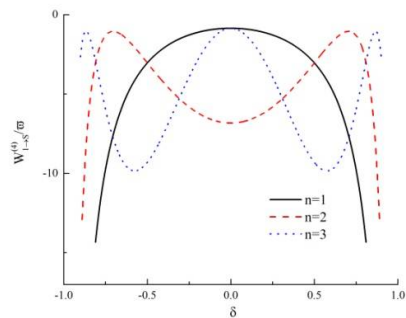
$$W_{1 \leftrightarrow s}^{(4)} = W_{2 \leftrightarrow s}^{(4)} = W_{3 \leftrightarrow s}^{(4)}$$

که  $\bar{W}_2 = q_2^2 q_3^2$ ،  $\bar{W}_1 = q_1^2 q_2^2$  و  $g_1, g_2, h_1, h_2$  به صورت زیر می‌باشند





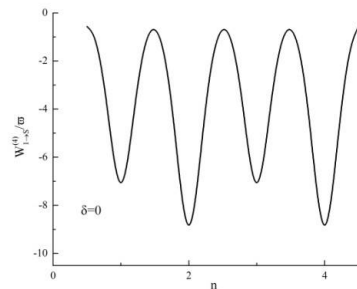
شکل 6. آهنگ  $W_{1 \to 2}^{(4)}$  به صورت تابعی از  $n$ .



شکل 7. آهنگ  $W_{1 \to S}^{(4)}$  به صورت تابعی از  $\delta$  برای  $n=1, 2, 3$ .

در رژیم دو الکترونی، زیرفضای الکترونی کم‌انرژی نقطه کوانتومی دوگانه، با پنج حالت اندازه‌گیری می‌شود: یک  $(1,1)$  اسپین تک‌تایی و یک اسپین سه‌تایی با تک‌الکترون در هر نقطه، و یک  $(0,2)$  اسپین تک‌تایی با اشغال دوگانه نقطه راست (نقطه چپ خالی می‌باشد) [26]. در اسپین سدشده، شارش جریان، به وسیله حالت تک‌تایی  $(0,2)$  فراهم می‌شود، که تنها حالت با جفت‌شدگی مستقیم است. در اسپین سدشده، جریان به وسیله طول‌عمرهای حالت‌های سه‌تایی  $(1,1)$  محدود می‌شود، که در تقریب مرتبه صفر-ام، با حالت تک‌تایی  $(0,2)$  جفت نمی‌شود. جفت‌شدگی بین اسپین سه‌تایی سدشده و ترازهای تک‌تایی از طریق جفت‌شدگی اسپین-مدار، جفت‌شدگی فوق ریز و (یا) جفت‌شدگی بی‌هنجار زیمان، رخ می‌دهد. دور از نقاط تبهگنی

آهنگ‌ها به صورت تابعی از نامیزانی دلخواه  $\delta$ ، به‌ازای  $n=1, 2, 3$  رسم شده‌اند. برای همه شکل‌ها،  $\Gamma/\pi = \Gamma'/\pi = 0.3$  در نظر گرفته می‌شوند. علامت منفی  $W_{1 \to S}^{(4)}$  نشان می‌دهد که این سهم مرتبه چهارم، موجب توقف آهنگ گذار زمینه بزرگ (مرتبه دوم) تا وقتی که  $\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 > W_{1 \to S}^{(2)}$  باشد، می‌توان نتیجه گرفت که آهنگ کل یعنی  $W_{1 \to S}^{(2)} + W_{1 \to S}^{(4)}$  مثبت است. در حد  $W_{1 \to S}^{(2)} > \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$  طولانی شدن طول عمر  $|1\rangle$ ،  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$  به دلیل گذارهای تحریکی القایی، به طول عمر حالت  $|S\rangle$  غالب می‌گردد. برای رسیدن به این نتیجه باید جملات بالاتر در عبارت اختلال به حساب آورده شوند. می‌توان برای بقیه آهنگ‌ها به همین شیوه صحبت نمود.



شکل 5. آهنگ  $W_{1 \to S}^{(4)}$  به صورت تابعی از  $n$ .

تاکنون نتایج به دست آمده برای سیستم‌های چهار ترازه قویاً تحریک‌شده، کلی می‌باشند. رفتار متفاوت در  $n$ ‌های زوج و فرد، با ویژگی کلی تشدیدها در  $E = n\omega$ ، پیش‌بینی می‌شود. برای رسیدن به نتایج تحلیلی، فرض افت و خیزهای قوی تراز تحریک‌شده را اضافه کردیم. اکنون، نتایج به دست آمده را به آزمایشات مراجع [20,21] مربوط می‌سازیم، که در آنها جریان از طریق نقاط کوانتومی دوگانه اسپین سدشده، در حضور میدان محرک قوی متناوب، اندازه‌گیری شده است.

1، حالت سه تایی  $T_+$  با اسپین‌های بالا و حالت 2، یک برهم‌نهی از حالت‌های  $(1,1)$  و  $T_0$  بوده که از طریق انرژی بی‌هنگار در نقطه کوآنتومی دوگانه معین می‌شود. 3، که در واقع تراز ناقطیبه  $(1,1)$  را مشخص می‌نماید، باعث نخستین تقریب که با یک سری از تشدیدها در  $E' = n\omega$  معادل بوده، می‌گردد و  $E'/E = g_1/g_2$  با عامل‌های  $g$  در دو نقطه شکل می‌یابد.

با استفاده از کلیه سهم‌های آهنگ‌های گذار مرتبه‌های دوم و چهارم، برای احتمال‌های اشغال تراز به‌زمان وابسته  $\{p_\alpha\}$ ، معادله زیر نتیجه می‌شود

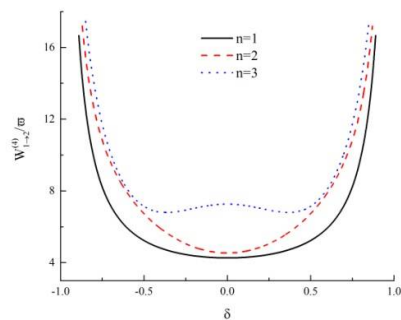
$$\begin{aligned} \dot{p}_1 &= p_3(W_{3 \rightarrow 1} + W_{3 \rightarrow 2} + \frac{1}{3}W_{3 \rightarrow S}) \\ &+ p_2(W_{2 \rightarrow 1} + W_{2 \rightarrow 3} + \frac{1}{3}W_{2 \rightarrow S}) \\ &- p_1(W_{1 \rightarrow 2} + W_{1 \rightarrow 3} + \frac{2}{3}W_{1 \rightarrow S}) \end{aligned} \quad 19$$

که  $p_1 + p_2 + p_3 = 1$  می‌باشد. برای نادیده گرفتن  $p_s$ ، فرض شده‌است که، واپاشی از حالت  $|S\rangle$  و با بارگذاری تکراری<sup>3</sup> و پشت سر هم از  $|1\rangle$  یا  $|2\rangle$  یا  $|3\rangle$  (با احتمال‌های برابر) به‌طور آتی در فاصله زمانی دینامیک  $p_{1,2,3}$  رخ می‌دهد. با حل معادله 19 برای مقادیر حالت مانای  $p_{1,2,3}^{(eq)}$ ، جریان حالت مانای زیر حاصل می‌گردد

$$I/e = p_1^{(eq)}W_{1 \rightarrow S} + p_2^{(eq)}W_{2 \rightarrow S} + p_3^{(eq)}W_{3 \rightarrow S}$$

برای مقایسه با مقادیر موجود در شکل 2d از مرجع [21]،  $\delta$  را برابر با صفر قرار داده و فرض می‌کنیم که  $q_1^2/A = 0.005 \mu eV$  باشد.  $\omega, E \sim 1 - 30 \mu eV$

تک‌تایی-سه‌تایی، میدان محرک متناوب (به‌عنوان مثال کاربردی برای یکی از الکترودهای کنترلی درگاه پتانسیل نقطه کوآنتومی دوگانه) می‌تواند، انرژی لازم را برای تولید گذارهای سه‌تایی-تک‌تایی، فراهم آورد [30,31].



شکل 8. آهنگ  $W_{1 \rightarrow 2}^{(4)}$  به‌صورت تابعی از  $\delta$  برای  $n=1, 2, 3$ . هنگامی که فرکانس میدان محرک و شکافتگی‌های تراز در تشدید هستند  $E = n\omega$ ، چنین جفت‌شدگی منتظر ترک سدشدگی و تولید افزایش جریان می‌شود. بنابراین تأثیر چشم‌گیر زوج یا فرد مشاهده‌شده در مراجع [20,21]، درخور چنین تصور ساده‌ای نیست. به‌علاوه همان‌گونه که قبلاً گفته شد، فقط یک مدولاسیون یکنواخت از شدت تشدیدهایی با  $A/\omega$  در تمایز دقیق ساختار گره‌ای مورد انتظار برای تشدیدهای چندفوتونی متداول مشاهده می‌شود.

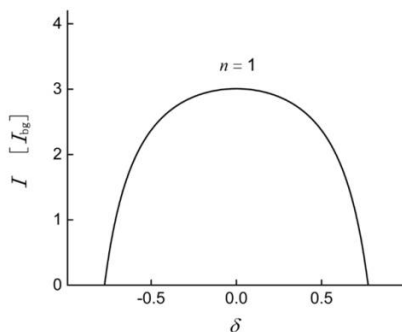
تشدیدهای چند ترازه‌ای که در بالا توصیف شدند، همه مشخصات عمده داده‌های تجربی را محاسبه می‌کنند. مدل چهار ترازه با قطعیت، نمایشی کامل از دینامیک در زیرفضای کم‌انرژی پنج‌بعدی کامل یک نقطه کوآنتومی دوگانه اسپین سدشده را فراهم نمی‌آورد، اما چنین مدلی فیزیک نمایش تشدیدها را در بر می‌گیرد. در مقایسه با نتایج تجربی، حالت  $|S\rangle$  در مدل وافازی قوی، نشانگر حالت تک‌تایی  $(0,2)$  از نقطه کوآنتومی دوگانه، حالت

<sup>3</sup>-Consecutive Reloading

هر یک از جفت‌های  $|1\rangle$  و  $|2\rangle$ ،  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$ ، به‌شکلی زیبا باهم مخلوط و ترکیب می‌گردند، بنابراین آهنگ گریز از حالت سدشده قوی، یعنی  $|1\rangle$  را افزایش می‌دهد، که به‌موجب آن، جریان کل افزایش می‌یابد. انرژی  $E'$  که تراز ناقطبیده  $(1,1)$  را از حالت  $|1\rangle$  می‌شکافت باعث ایجاد شکلی بادبزنگونه از گودی‌ها و قله‌های جریان در ناحیه  $E' = n\omega$  می‌شود که نهایت، بادبزنگونه بر روی هم تا خورده در شکل 2d از مرجع [21] را می‌سازد.

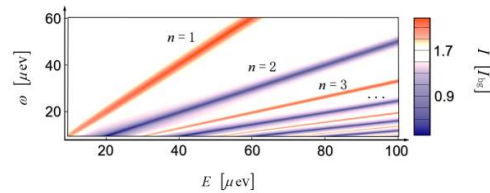
سرانجام وابستگی جریان حالت مانا به نامیزانی را مورد بررسی قرار می‌دهیم که اینجا با شکل‌هایی به‌طور کیفی متمایز از یکدیگر برای تشدیدها نشان داده شده است (در مقیاس  $\varepsilon_0 \sim A$ ). شکل 3b از مرجع [21] را ببینید.

در شکل 10 جریان حالت مانا، به‌صورت تابعی از  $\delta$  برای  $n=1,2,3$  ثابت، با استفاده از مقادیری یکسان، مانند شکل 9 رسم می‌شود. ملاحظه می‌گردد که وابستگی نامیزانی جریان حالت مانای  $I$ ، به‌خوبی با مشاهدات تجربی سازگار است. در اینجا، وابستگی نامیزانی جریان، از وابستگی ضعیف فازهای  $\Phi_n$  در نامیزانی  $\varepsilon_0$  ناشی می‌شود، که در بالا توجیه شد. لازم به‌ذکر است که نتایج در توافق بسیاری خوبی با نتایج حاصل از سیستم سه‌ترازه [26]، می‌باشد.



همچنین  $q_2^2/A = 0.05 \mu\text{eV}$ ،  $q_3^2/A = 0.5 \mu\text{eV}$  و  $\Gamma_{1,2,3} = 1 \mu\text{eV}$  را انتخاب می‌کنیم.

سرانجام شکل 9 که در آن جریان حالت مانای حاصل با  $I_{bg}$  به‌نچار شده است، را رسم می‌کنیم (تأثیر زوج-فرد روی جریان حالت مانا).



شکل 9. جریان در  $\delta = 0$  به‌صورت تابعی از  $E$  و  $\omega$ . لازم به‌ذکر است که  $I_{bg}$  جریان زمینه غیرتشدیدی، (جریانی ناشی شده به‌واسطه  $W_{1,2,3 \rightarrow S}^{(2)}$ ، و به‌همراه تکرار جاروب‌نمودن از راه ترازهای متقاطع  $S = T_+$  است، که در اینجا  $I_{bg} \sim 15 \text{ pA}$  می‌باشد). این مدل همه مشخصات مهم مقادیر را که در زیر بیان می‌شوند، دوباره به‌وجود می‌آورد: پاسخ تشدید جریان در امتداد همه خطوط  $n$  فوتون، تناوبی بین افزایش برای  $n$ های فرد و توقف برای  $n$ های زوج ایجاد می‌کند (به‌عبارتی برای واقعی‌ترین نقاط کوآنتومی دوگانه، نویز روی  $|1\rangle$  و  $|2\rangle$ ، همین‌گونه روی  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$ ، با مؤلفه‌های کم‌فرکانس غلبه می‌کند. با در نظر گرفتن این مطلب در مدل مان جزئیات کمی شکل‌های خط تشدید را تغییر داده، اما مکان آنها یا وابستگی نامیزانی شدت‌شان را به  $W_{1,2,3 \rightarrow S}^{(4)}$  دگرگون نمی‌سازد). در  $n$ های زوج، سهم‌های منفی، گریز  $|1\rangle$ ،  $|2\rangle$  و  $|3\rangle$  به‌حالت  $|S\rangle$  را متوقف می‌کند و به‌کاهش نسبی جریان زمینه منجر می‌شود.  $W_{1 \rightarrow 2}^{(4)}$ ،  $W_{2 \rightarrow 3}^{(4)}$  به‌ازای  $n$ های فرد مقدار بیشینه را داراست که در آنها، به‌طور تأثیرگذاری

در نقاط کوانتومی دوگانه به‌طور قوی تحریک‌شده را فراهم می‌نمایند.

### مرجع‌ها

[1] M. Mark, F. Ferlaino, S. Knoop, J.G. Danzl, T. Kraemer, C. Chin, H.-C. Nägerl, R. Grimm, Spectroscopy of ultracold trapped cesium Feshbach molecules, *Physical Review A* **76** (2007) 042514.

[2] F. Lang, P.V.D. Straten, B. Brandsttter, G. Thalhammer, K. Winkler, P.S. Julienne, R. Grimm, J. Hecker Denschlag, Cruising through molecular bound state manifolds with radio frequency, *Nature Physics* **4** (2008) 223.

[3] W.D. Oliver, Y. Yu, J.C. Lee, K.K. Berggren, L.S. Levitov, T.P. Orlando, Mach-Zehnder interferometry in a strongly driven superconducting qubit, *Science* **310** (2005) 1653.

[4] X-M. Tong, S-I. Chu, Time-dependent density-functional theory for strong-field multiphoton processes: Application to the study of the role of dynamical electron correlation in multiple high-order harmonic generation, *Physical Review A* **57** (1998) 452.

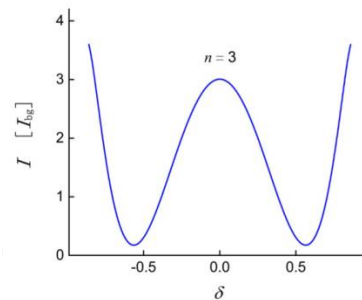
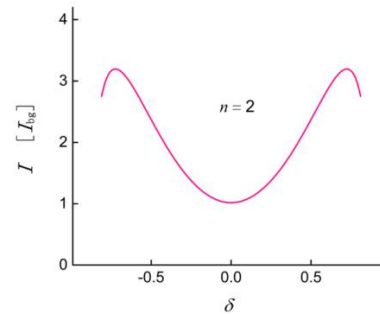
[5] F.H.M. Faisal, *Theory of Multiphoton Processes*, Plenum, New York, (1987).

[6] G. Casati, L. Molinari, Quantum Chaos with Time-Periodic Hamiltonians, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **98** (1989) 287; G. Casati, B.V. Chirikov, D.L. Shepelyansky, I. Guaneri, Relevance of classical chaos in quantum mechanics: The hydrogen atom in a monochromatic field, *Physics Reports* **154** (1987) 77-123.

[7] A.G. Fainshtein, N.L. Manakov, V.D. Ovsianikov, L.P. Rapoport, Nonlinear susceptibilities and light scattering on free atoms, *Physics Reports* **210** (1992) 111-221.

[8] M. Kleber, Exact solutions for time-dependent phenomena in quantum mechanics, *Physics Reports* **236** (1994) 331-393.

[9] S. Ashhab, J.R. Johansson, A.M. Zagoskin, F. Nori, Two-level systems driven by large-amplitude fields, *Physical Review A* **75** (2007) 063414.



شکل 10. جریان به‌صورت تابعی از  $\delta$  در  $n=1,2,3$  های ثابت رسم شده است.

### نتیجه‌گیری

تشدیدهای چندفوتونی چند ترازه در یک سیستم کوانتومی چهار ترازه به‌طور قوی تحریک‌شده، را مورد مطالعه قرار داده و نشان دادیم که این پدیده همانند نتایج [26]، برای اولین بار در مرتبه چهارم رخ می‌دهد. همچنین آشکار ساختیم که این تشدیدها عمیقاً در رژیم وافازی قوی باقی می‌مانند در حالی‌که تشدیدهای شبه‌دوترازه به‌طور کامل از بین می‌روند. در نزدیک نواحی تشدید رفتارهای متفاوتی برای  $n$ های زوج یا فرد پیدا نمودیم. پاسخ‌های تشدید جدیدی که به ساختار چندترازه سیستم بستگی دارند را شناسایی نمودیم. به‌علاوه مشخص کردیم که چگونه این تشدیدها مکانیزمی برای توجیه مشاهدات تجربی مبهم

- Semiconductor Science and Technology* **24** (2009) 064004.
- [21] J. Stehlik, M.D. Schroer, M.Z. Maialle, M. H. Degani, J.R. Petta, Extreme harmonic generation in electrically driven spin resonance, *Physical Review Letters* **112** (2014) 227601.
- [22] E.I. Rashba, Mechanism of half-frequency electric dipole spin resonance in double quantum dots: Effect of nonlinear charge dynamics inside the singlet manifold, *Physical Review B* **84** (2011) 241305.
- [23] G. Széchenyi, A. Pályi, Maximal Rabi frequency of an electrically driven spin in a disordered magnetic field, *Physical Review B* **89** (2014) 115409.
- [24] M.P. Nowak, B. Szafran, F.M. Peeters, Resonant harmonic generation and collective spin rotations in electrically driven quantum dots, *Physical Review B* **86** (2012) 125428.
- [25] J. Stehlik, M.D. Schroer, M.Z. Maialle, M. H. Degani, J.R. Petta, Extreme harmonic generation in electrically driven spin resonance, *arXiv*: 1312.3875v1.
- [26] J. Danon, Mark S. Rudner, Multilevel interference resonances in strongly driven three-level systems, *Physical Review Letters* **113** (2014) 247002.
- [27] H. Sambe, Steady states and quasienergies of a quantum-mechanical system in an oscillating field, *Physical Review A* **7** (1973) 2203.
- [28] S. Kohler, J. Lehmann, P. Hänggi, Driven quantum transport on the nanoscale, *Physics Reports* **406** (2005) 379-443.
- [29] V.P. Krainov, Sov. Theory of resonance multiphoton transitions in a three-level system under the influence of a strong electromagnetic field, *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **43** (1976) 622.
- [30] K.C. Nowack, F.H.L. Koppens, Y.V. Nazarov, L.M.K. Vandersypen, Coherent control of a single electron spin with electric fields, *Science* **318** (2007) 1430.
- [31] E.A. Laird, C. Barthel, E.I. Rashba, C.M. Marcus, M.P. Hanson, A.C. Gossard, Hyperfine-mediated gate-driven electron spin resonance, *Physical Review Letters* **99** (2007) 246601.
- [10] S.N. Shevchenko, S. Ashhab, F. Nori, Landau-Zener-Stückelberg interferometry, *Physics Reports* **492** (2010) 1-30.
- [11] H. Ribeiro, J.R. Petta, G. Burkard, Interplay of charge and spin coherence in Landau-Zener-Stückelberg-Majorana interferometry, *Physical Review B* **87** (2013) 235318.
- [12] J. Stehlik, Y. Dovzhenko, J.R. Petta, J.R. Johansson, F. Nori, H. Lu, A.C. Gossard, Landau-Zener-Stückelberg interferometry of a single electron charge qubit, *Physical Review B* **86** (2012) 121303.
- [13] J. Zhou, P. Huang, Q. Zhang, Z. Wang, T. Tan, X. Xu, F. Shi, X. Rong, S. Ashhab, J. Du, Observation of Time-domain Rabi oscillations in the Landau-Zener regime with a single electronic spin, *Physical Review Letters* **112** (2014) 010503.
- [14] M.O. Scully, M.S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, England, (1997).
- [15] G. Sun, X. Wen, B. Mao, J. Chen, Y. Yu, P. Wu, and S. Han, Tunable quantum beam splitters for coherent manipulation of a solid-state tripartite qubit system, *Nature Communications* **1**, **51** (2010).
- [16] D.M. Berns, M.S. Rudner, S.O. Valenzuela, K.K. Berggren, W.D. Oliver, L.S. Levitov, T.P. Orlando, *Nature (London)* **455** (2008) 51.
- [17] G. Sun, X. Wen, Y. Wang, S. Cong, J. Chen, L. Kang, W. Xu, Y. Yu, S. Han, P. Wu, Population inversion induced by Landau-Zener transition in a strongly driven rf-SQUID, *Applied Physics Letters* **94** (2009) 102502.
- [18] J.I. Colless, X.G. Croot, T.M. Stace, A.C. Doherty, S.D. Barrett, H. Lu, A.C. Gossard, D.J. Reilly, Raman phonon emission in a driven double quantum dot, *Nature Communications* **5** (2014) 3716.
- [19] S.O. Valenzuela, W.D. Oliver, D.M. Berns, K.K. Berggren, L.S. Levitov, T.P. Orlando, Microwave-induced cooling of a superconducting qubit, *Science* **314** (2006) 1589.
- [20] E.A. Laird, C. Barthel, E.I. Rashba, C.M. Marcus, M.P. Hanson, A.C. Gossard, A new mechanism of electric dipole spin resonance: hyperfine coupling in quantum dots,